

Konzeption eines Multiplizitätszählers für das COMPASS Experiment

Diplomarbeit
von
Christian Wuttke

Institut für Kernphysik
Johannes-Gutenberg-Universität Mainz
November 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Ziele	3
3	Spektrometer	7
3.1	Hadronstrahl	8
3.2	Targetregion	10
3.3	Spurdetektoren	11
3.4	Teilchenidentifikation	15
3.5	Kalorimetrie	16
4	Hadron-Triggersystem	19
4.1	Ereignissignaturen	19
4.2	Triggerkomponenten	20
4.3	Triggerbedingung	23
5	Konzeption des Multiplizitätszählers	25
5.1	Das Prinzip eines Szintillationszählers	25
5.2	Geometrie	29
5.3	Material	31
5.4	Photovervielfacher	34
6	Simulationen	37
6.1	Physikalische Grundlagen	37
6.2	Simulationen mit einem vereinfachten Modell	40
6.2.1	Das Modell	40
6.2.2	Ergebnisse	42
6.3	Simulationen mit LITRANI	49
6.3.1	Modelleigenschaften	49
6.3.2	Länge des Lichtleiters	49
6.4	Vergleich und Auswertung der Simulationsergebnisse	52

7	Testmessungen mit dem Prototyp	55
7.1	Messung mit dem Elektronenstrahl von MAMI	56
7.1.1	Aufbau	58
7.1.2	Triggereffizienz	61
7.1.3	Lichtsammelleffizienz	64
7.1.4	Zeitauflösung	67
7.2	Messungen mit ^{207}Bi	71
7.3	Vergleich der Testmessungen mit Simulationsergebnissen	75
8	Der geplante Multiplizitätszähler	77
8.1	Szintillationszähler	77
8.2	Ausleseelektronik	81
8.3	Halterung und Verpackung	81
9	Vermessung eines Segments des Multiplizitätszähler	85
9.1	Klebung und Verpackung	85
9.2	Aufbau	89
9.3	Analogsignale	90
9.4	Effizienz	93
9.5	Zeitauflösung	96
9.6	Schlussbetrachtung	100
10	Zusammenfassung	101

Kapitel 1

Einleitung

Die Kern- und Teilchenphysik untersucht die elementaren Bausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen. Die stark wechselwirkenden Teilchen nennt man Hadronen. Sie setzen sich aus Quarks, Antiquarks und Gluonen zusammen, deren Wechselwirkung durch die starke Kraft dominiert wird. Diese Kraft wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Im Bereich kleiner Impulse, also großer Abstände ist die Anwendung der Störungstheorie zur Lösung der Gleichungen der QCD nicht korrekt und es muss auf andere Methoden zurückgegriffen werden. Ein experimenteller Zugang zum Niederenergiebereich der QCD ist die Messung des Anregungsspektrums von Hadronen.

Am CERN¹ wird dafür ein Strahl aus hochenergetischen Teilchen verwendet, deren Wellenlänge von der Größenordnung der zu untersuchenden Objekte ist und die in den Targets der Experimente zur Wechselwirkung gebracht werden. Die Produkte dieser Reaktionen werden in meist sehr komplexen Spektrometern nachgewiesen und vermessen. Dadurch können Rückschlüsse auf die Prozesse, die zur Reaktion beigetragen haben, gezogen werden.

Diese Diplomarbeit wurde im Rahmen der COMPASS²-Kollaboration erstellt. Am COMPASS-Experiment wird die Spinstruktur des Nukleons untersucht und Hadronspektroskopie betrieben. Die Messungen zur Spinstruktur des Nukleons (Myonprogramm) werden im Jahr 2007 abgeschlossen. Das Messprogramm zur Hadronspektroskopie (Hadronprogramm) wird im Jahr 2008 wieder aufgenommen und mit einem Hadronstrahl des SPS am CERN durchgeführt. Die physikalischen Ziele des COMPASS-Hadronprogramms werden im Kapitel 2 vorgestellt. Das COMPASS-Experiment verwendet ein feststehendes Target, dem ein zweistufiges Spektrometer folgt. Dieses Spektrometer ermöglicht bei hohen Raten die Identifikation von Teilchen sowie die Bestimmung ihres Impulses und ihrer Energie. Auf die verwendeten Detektoren und ihre Eigenschaften wird in Kapitel 3 eingegangen. Eine dauerhafte Auslese des Spektrometers ist aufgrund der hohen Datenmengen, die dabei anfallen würden, nicht möglich. Es wird ein Triggersystem zur Vorauswahl verwendet, das die Spektrometerauslese bei interessanten Ereignissen auslöst. Das Triggersystem für die Strahlzeit 2008 befindet sich noch in der Entwicklung. Das vorläufige Triggerkonzept sieht

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

²COmmon Myon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

vor, das gestreute Strahlteilchen durch Szintillationshodoskope nachzuweisen und sowohl Kalorimeter als auch Szintillationszähler zum Nachweis der Zerfallsprodukte aus Resonanzen einzusetzen. In Kapitel 4 werden die Triggerkomponenten vorgestellt und in das Triggerschema eingeordnet.

Eines dieser Szintillationshodoskope, der Multiplizitätszähler, soll Ereignisse mit geladenen Spuren aus dem Target selektieren. In dieser Arbeit wurde ein Konzept für einen solchen Detektor erarbeitet. Die Vorüberlegungen dazu sind in Kapitel 5 dargelegt. Es wurde eine Simulation, basierend auf einem vereinfachten Modell der Lichtleitung im Szintillator entwickelt, um die Einflüsse verschiedener Materialien und Detektorgeometrien zu studieren. Zum Vergleich wurde eine weitere Simulation mit einem etablierten Referenzmodell durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Kapitel 6 zu finden. Im darauf folgenden Kapitel wird die Vermessung eines Prototypen mit dem Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons und einem ^{207}Bi -Präparat beschrieben. Das fertige Konzept wird im anschließenden Kapitel 8 vorgestellt. Es wurden zwei Segmente des Multiplizitätszählers gebaut und bei COMPASS im Myonstrahl des CERN vermessen. Diese Messung wird in Kapitel 9 vorgestellt. Am Schluss der Arbeit findet sich eine Zusammenfassung.

Kapitel 2

Physikalische Ziele

In den bisherigen Datennahmen von 2002 bis Ende 2007 wurden bei COMPASS vor allem Messungen der Spinstruktur des Nukleons durchgeführt. Dazu wurde ein polarisiertes Target und ein Myonstrahl verwendet, was zur Bezeichnung Myonprogramm geführt hat. Nach einer Testmessung im Jahr 2004 wird das Hadronprogramm im Jahr 2008 fortgesetzt werden, auf dessen Ziele im Folgenden eingegangen werden soll.

Der Forschungsschwerpunkt des Hadronprogramms liegt auf der Suche nach neuen Teilchen, die zum Verständnis der niederenergetischen Quantenchromodynamik (QCD) beitragen können. Die COMPASS-Kollaboration wird drei Gebiete der niederenergetischen Hadronphysik untersuchen. Die Messung der elektrischen und magnetischen Polarisierbarkeit des Pions mit Hilfe der Primakoffstreuung soll Aufschluss über Quark-Antiquarkbindung im Pion geben. Es soll nach Gluebällen¹ und Hybriden gesucht werden, um den zweifelsfreien Nachweis der Existenz dieser von der starken Wechselwirkung vorausgesagten Zustände zu erbringen. Außerdem soll nach doppelt charmhaltigen Baryonen gesucht und ihre Zerfälle studiert werden, um Einblicke in die Zerfallsdynamik von Baryonen zu erhalten.

Messung der Pionpolarisierbarkeit

Die Messung der Pionpolarisierbarkeit ist ein wichtiges Werkzeug zum Verständnis der Wechselwirkung der Quarks im Pion. Die Polarisierbarkeit entspricht der Proportionalitätskonstante α zwischen äußeren elektrischem Feld und induziertem Dipolmoment $\vec{d} = \alpha \cdot \vec{E}$. Die magnetische Polarisierbarkeit ist analog definiert. Da die Wechselwirkung der Quarks durch die starke Kraft dominiert wird, ist die Pionpolarisierbarkeit eine Sonde für den Niederenergiebereich der Quantenchromodynamik. Ergebnisse existierender Rechnungen der chiralen Störungstheorie (χ PT) weichen deutlich vom Weltmittelwert der Messungen ab, wohingegen Rechnungen anderer Modelle bessere Ergebnisse liefern [1]. Eine Messung der Pionpolarisierbarkeit mit hoher Statistik soll klären, welches Modell die Wechselwirkung

¹glue: (engl.) Kleber

korrekt beschreibt. Bei einer Testmessung am COMPASS-Experiment im Jahr 2004 konnte in 3 Tagen eine vergleichbare statistische Präzision erreicht werden wie bei den bisherigen Messungen am MAMI A2 Experiment und MARK II. Eine längere Messzeit würde deutlich geringere statistische Fehler als die, der bisherigen Experimente ermöglichen [1].

Mesonspektroskopie

Im Jahr 2008 wird der Schwerpunkt der Messungen auf der Suche nach Gluebällen und Hybriden liegen. Die QCD fordert nur Farbneutralität der Teilchen und erlaubt somit Zustände wie Gluebälle (gg , ggg , ...), Pentaquarks ($qqq\bar{q}q$) oder Hybride ($qq\bar{q}$). Die existierenden Modellrechnungen sagen nicht nur bestimmte Zustände voraus, sondern machen auch Aussagen über den Massenbereich, in dem diese zu finden sind. Das Problem bei der Suche nach neuen Zuständen ist aber die Unterscheidung von den bereits bekannten Zuständen. Meist überlagern sich in der Messung mehrere Resonanzen mit ähnlichen Massen und gleichen Quantenzahlen.

Ein Beispiel für solche Resonanzen, die von COMPASS analysiert werden sollen, sind die isoskalaren f -Mesonen $f_0(1370)$, $f_0(1500)$ und $f_0(1710)$. Sie können sich aus Beiträgen von reinen Gluezuständen, $s\bar{s}$ -Mesonen, Tetraquarks und Neutron-Antineutronzuständen zusammensetzen.

$$|f_0\rangle = \alpha |n\bar{n}\rangle + \beta |s\bar{s}\rangle + \gamma |G\rangle + \delta |q\bar{q}q\bar{q}\rangle$$

Die Existenz dieser f_0 -Resonanzen wurden bereits experimentell nachgewiesen. Jedoch sind ihre Zerfälle aufgrund der starken Mischung schwer zu analysieren [2]. Um den Gluonanteil einer f_0 -Resonanz zu ermitteln, müssen unterschiedliche Zerfallskanäle in Messungen mit verschiedenen Produktionsmechanismen studiert werden.

Eine andere Möglichkeit des Nachweises von gluonischen Freiheitsgraden bietet die Suche nach Zuständen mit exotischen Quantenzahlen. Mesonen können nur die Quantenzahlen $P = (-1)^{L+1}$ $C = (-1)^{L+S}$ mit $J = L + S$ und $S \in \{0, 1\}$ annehmen, wohingegen Hybride einen weiteren Freiheitsgrad durch das gebundene Gluon haben und so für Mesonen verbotene Quantenzahlen annehmen können. Eine Partialwellenanalyse (PWA) erlaubt Rückschlüsse auf die Quantenzahlen einer Resonanz und somit eine Trennung der Mesonen des Quarkmodells von exotischen Mesonen. Experimentell besteht das Problem, dass Mesonen mit exotischen Quantenzahlen meist bei hohen Massen auftreten und somit schwer zu produzieren sind. Abbildung 2.1 zeigt eine Vorhersage für Glueballmassen. In dieser Voraussage haben die Gluebälle mit den niedrigsten Massen die Quantenzahlen $J^{PC}(M=1700 \text{ GeV}/c^2)=0^{++}$ und $J^{PC}(2.4 \text{ GeV}/c^2)=2^{++}$. Da diese Quantenzahlen nicht exotisch sind, erwartet man eine Mischung mit Mesonen des Quarkmodells. Die leichtesten Gluebälle mit exotischen Quantenzahlen $J^{PC}=2^{+-}$ und 0^{+-} werden erst bei der Masse über $4 \text{ GeV}/c^2$ erwartet.

Sowohl in Gluebällen als auch in Hybriden sind Gluonen als Konstituenten gebun-

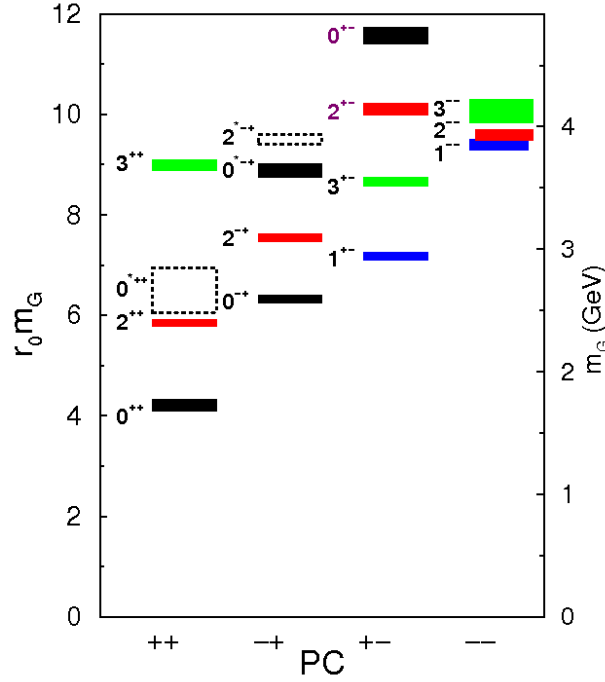


Abbildung 2.1: Voraussage für das Glueballspektrum von Morningstar und Peardon [2]. Die Identifikation der Gluebälle mit geringen Massen stellt sich als sehr schwierig heraus, da sie die gleichen Quantenzahlen tragen wie die Mesonen des Quarkmodells. Erst die schweren Zustände 2^{+-} und 0^{+-} haben exotische Quantenzahlen

den, daher sind zur Produktion dieser Zustände Prozesse mit einem hohen gluonischen Austausch günstig. Die im Folgenden diskutierten Reaktionen werden zur Erzeugung von gluonreichen Teilchen bevorzugt [1, 2]. Der Zerfall eines J/Ψ findet über drei Gluonen statt und ist zur Produktion von gluonreichen Teilchen gut geeignet: $J/\Psi \rightarrow \gamma X$. Die Reaktionen eines Nukleons mit einem Antinukleon, $p\bar{p}$ -Annihilation und $\bar{p}n$ -Reaktion sind geeignet, werden aber bei COMPASS nicht studiert, da die Intensität eines Antiprotonenstrahls zu niedrig wäre.

Die für COMPASS wichtigen Prozesse sind die zentrale Produktion und die diffraktive Produktion. In Abb. 2.2 sind diese Prozesse schematisch dargestellt.

In der zentralen Produktion wird eine neutrale Resonanz durch die Fusion von zwei gluonreichen Austauschteilchen erzeugt. Die diffraktive Produktion beschreibt die Anregung des Strahlteilchens durch ein gluonreiches Austauschteilchen. Dabei entsteht eine Resonanz mit der Ladung des Strahlteilchens. Ein Beispiel für eine solche Resonanz, die in diffraktiver Produktion erzeugt werden kann, ist das $\pi_1(1400)$. Diese Resonanz hat eine exotische Quantenzahl $J^{PC}=1^{-+}$ und wurde bereits in einigen Experimenten gesehen. Ein allgemein anerkannter Nachweis und die vollständige Untersuchung stehen jedoch noch aus. Das $\pi_1(1400)$ wurde bisher beispielsweise durch den Zerfallskanal $\eta\pi$ nachgewiesen.

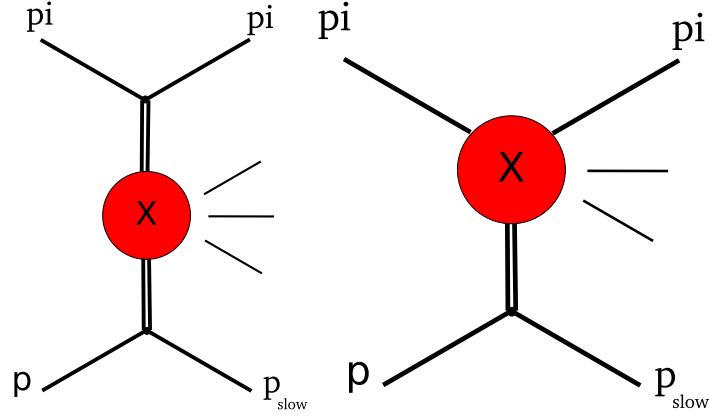


Abbildung 2.2: Darstellung der zentralen (links) und diffraktiven (rechts) Produktion. Die doppelt durchgezogenen Linien symbolisieren ein gluonreiches Pomeron.

In der zentralen Produktion können Tetraquarks und Gluebälle erzeugt werden [2]. Da sich das f_0 -Meson unter anderem aus diesen Teilchen zusammensetzt, erwartet man, sie durch diesen Kanal erzeugen zu können. Das Strahlteilchen verliert in dieser Reaktion etwa 10 % seines Impulses. Diese Energie steht der Bildung der Resonanz zur Verfügung [1]. In der Kinematik des COMPASS-Experiments entsprechen 10% der Schwerpunktsenergie etwa $0.1 \cdot E_s \approx 1.9 \text{ GeV}$. Daher erwartet man die f_0 -Mesonen und die leichtesten Gluebälle erzeugen zu können.

Suche nach doppelt charmhaltigen Baryonen

Im weiteren Verlauf des Hadronprogramms sollen auch doppelt charmhaltige Baryonen nachgewiesen und deren Zerfall studiert werden. Mögliche Kandidaten wurden bei einer Masse von $3.6 \text{ GeV}/c^2$ (ccu und ccd) und bei $3.8 \text{ GeV}/c^2$ (ccs) vorhergesagt. Die Erzeugung dieser Zustände ist schwierig, da der Wirkungsquerschnitt extrem klein ist. Schätzungen zufolge ist der Wirkungsquerschnitt der Produktion von doppelt charmhaltigen Baryonen etwa $10^6 - 10^7$ -mal kleiner als der von charmhaltigen Baryonen $\sigma(ccq, 20 \text{ GeV}/c) \approx (5 - 10) \mu\text{barn}$ und liegt demnach in der Größenordnung $\sigma(ccq, 20 \text{ GeV}/c) \approx (10^{-1} - 1) \text{ pbarn}$. Die Lebensdauer wird auf 100 fs, etwa halb so lang wie die eines einfach charmhaltigen Baryons, geschätzt. Die Messung der Lebensdauer soll Einblicke in die Zerfallsdynamik der Baryonen bringen [3].

Kapitel 3

Spektrometer

In diesem Kapitel wird ein Überblick über den geplanten Aufbau des COMPASS-Spektrometers für die Hadronstrahlzeit 2008 gegeben. Insbesondere wird auf die neuen Komponenten eingegangen. Eine vollständige Beschreibung des bisherigen Aufbaus und der Modifikationen zum Hadronprogramm 2008 finden sich in [1, 4, 5].

Das COMPASS-Experiment verwendet einen Hadronstrahl der M2-Strahlführung des SPS am CERN zur Hadronspektroskopie und Untersuchung von neuen hadronischen Zuständen. Abb. 3.1 zeigt den Aufbau des geplanten Spektrometers für die Hadronstrahlzeit 2008. Es wird ein feststehendes Target verwendet, daher bewegt sich das Schwerpunktsystem mit großer Geschwindigkeit in Strahlrichtung, und das Spektrometer befindet sich hinter dem Target. Um eine gute Auflösung über einen großen kinematischen Bereich zu erreichen, ist das Spektrometer in zwei Stufen unterteilt. Die erste Stufe des Spektrometers um den Dipolmagneten SM1 (LAS¹) ist für große azimuthale Streuwinkel θ und kleine Teilchenenergien ausgelegt und hat eine Akzeptanz von ± 180 mrad. Direkt hinter dem Magneten SM1 ist ein RICH²-Detektor positioniert, der zur Teilchenidentifikation von geladenen Hadronen im Impulsbereich von einigen GeV/c bis zu 50 GeV/c dient. Den Abschluss dieser Stufe bilden das elektromagnetische Kalorimeter ECAL1, das hadronische Kalorimeter HCAL1 und ein Myonfilter. Die Kalorimeter weisen ein Loch in der Mitte auf, dessen Geometrie der Projektion der Akzeptanz der zweiten Stufe auf diese Position entspricht.

Der zweite Bereich (SAS) ist, mit Ausnahme des RICH, analog aufgebaut. Hier werden Teilchen mit hohen Impulsen ab 5 GeV/c in einem Winkelbereich von ± 30 mrad detektiert. Das zentrale Element ist auch hier ein Dipolmagnet (SM2), der mit einem deutlich höheren Feld von 4.4 T betrieben wird, um eine gute Impulsauflösung zu erreichen. Die Kalorimeter dieser Stufe weisen ein Loch am Durchtrittspunkt des Strahls auf.

¹Large Angle Spectrometer

²Ring Imaging CHerenkov detector

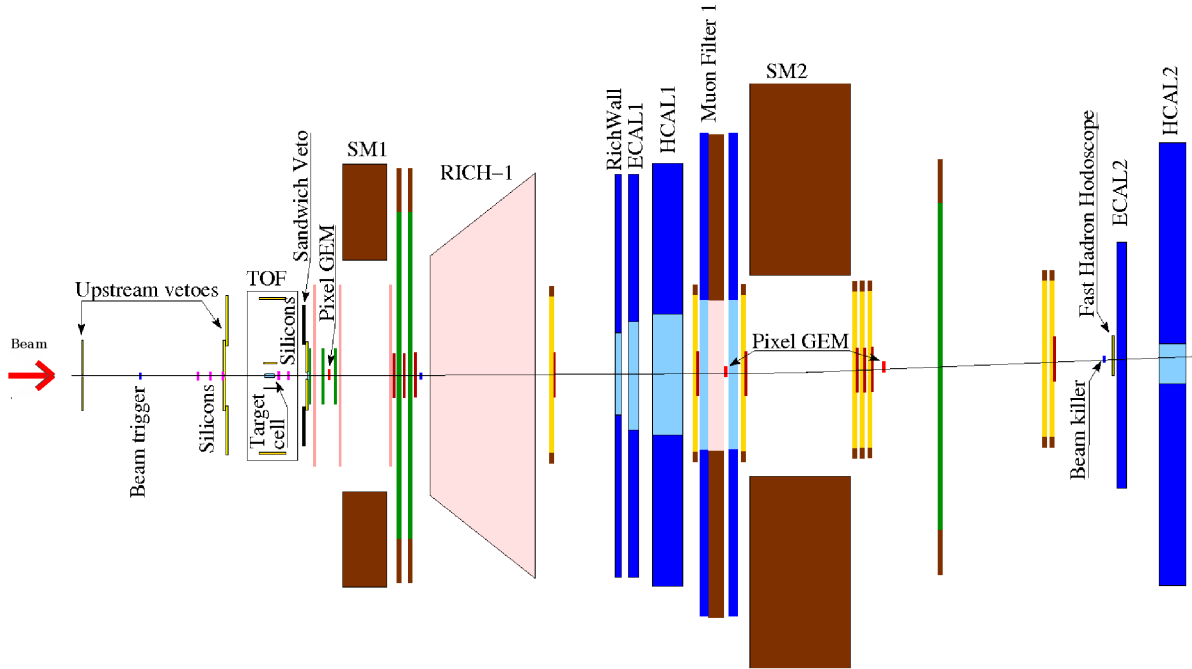


Abbildung 3.1: Aufbau des COMPASS-Experiments während der Hadronstrahlzeit 2008. Das Spektrometer ist unterteilt in einen Teil für kleine Winkel (SAS) und Große Winkel (LAS).

3.1 Hadronstrahl

Das Experiment erhält seinen Teilchenstrahl vom SPS³-Protonensynchrotron am CERN. Das SPS erzeugt einen Protonenstrahl mit einer Energie von bis zu 400 GeV. Während der Dauer eines “Spills“ von etwa 5 bis 9 Sekunden treffen die Protonen in der M2-Strahlführung (siehe Abb. 3.2) auf ein Berylliumtarget. Die dabei entstehenden Pionen werden für das Experiment genutzt. Der Zyklus eines solchen Vorgangs wiederholt sich alle 14 bis 40 Sekunden [6]. Die Strahlintensität des Pionstrahls soll $2 \cdot 10^7$ Hadronen/spill betragen.

Die Strahlführung fokussiert den Strahl und transportiert die Teilchen zum Experiment. Ein System aus Quadrupolen und Dipolen selektiert positiv geladene Teilchen mit einem einstellbaren Impulsbereich. Für den Hadronrun 2008 wird ein Strahl mit einem Impuls von $190 \text{ GeV}/c \pm 0.7\%$ mit einer transversalen räumlichen Halbwertsbreite von 0.5 cm verwendet. Dieser setzt sich aus 96 % Pionen, 3.5 % Kaonen und 0.5 % Antiprotonen zusammen. Eine Strahlteilchenidentifikation durch differentielle Cherenkovdetektoren, sogenannten CEDARs⁴, ermöglicht eine Trennung der Strahlteilchen und damit der unterschiedlichen physikalischen Prozesse im Target.

³Super Proton Synchrotron

⁴ChErenkov Differential counters with Acromatic Ring focus

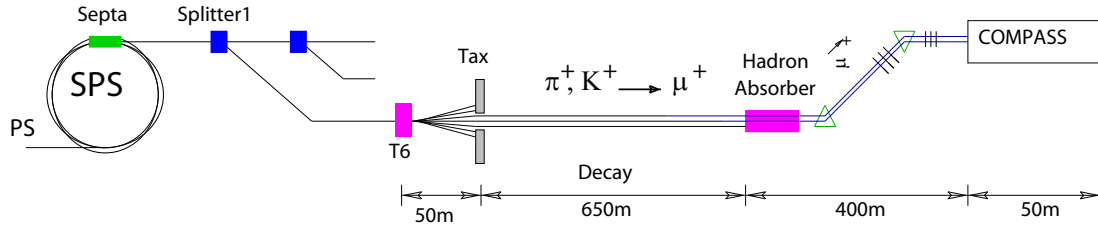


Abbildung 3.2: Skizze der M2-Strahlführung. Das Beryllium-Produktionstarget ist in der Skizze mit T6 bezeichnet. Der Hadronabsorber wird während des Hadronprogramms aus dem Strahl gefahren. Die Dipole (Dreiecke) werden zur Impuls- und Ladungsselektion verwendet und erzeugen einen vertikalen Strahlversatz vom Niveau des Beschleunigers auf das ebenerdige Niveau des Experiments.

Die Funktionsweise eines CEDAR-Detektors ist in Abb. 3.3 skizziert. Ist die Ge-

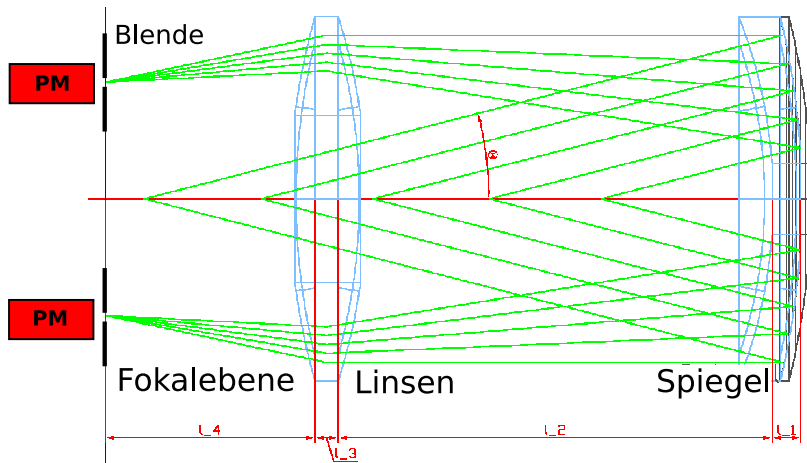


Abbildung 3.3: Prinzip eines CEDAR-Detektors

schwindigkeit eines geladenen Teilchens höher als die Lichtgeschwindigkeit des Mediums, in dem es sich bewegt, so emittiert es Cherenkovstrahlung. Das Licht wird unter einem vom Brechungsindex des Mediums und der Geschwindigkeit des Teilchens abhängigen Winkel $\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta}$ abgestrahlt. Dieses Licht wird durch einen Hohlspiegel und eine Linse bzw. Prisma auf einen Ring abgebildet. Das optische System so ausgelegt, dass keine chromatisch bedingten Fehler auftreten.

Durch eine Blende wird ein schmaler Winkelbereich ausgewählt. Dieses Winkelintervall korrespondiert zu einem Geschwindigkeitsintervall und bei gegebenem Impuls zu einer Teilchensorte. Über den Druck und die Füllung des Gasvolumens kann der Brechungsindex eingestellt werden und so eine Teilchensorte mit einem bestimmten Impuls ausgewählt

werden. Durch die Verwendung mehrerer Detektoren kann zwischen verschiedenen Teilchensorten unterschieden werden. Aktuelle Studien zu den CEDARs finden sich in [7].

3.2 Targetregion

In Abbildung 3.4 ist die für das Hadronprogramm 2008 vorgesehene Anordnung von Detektoren in der Targetregion zu sehen. Als Targetmaterial wird flüssiger Wasserstoff

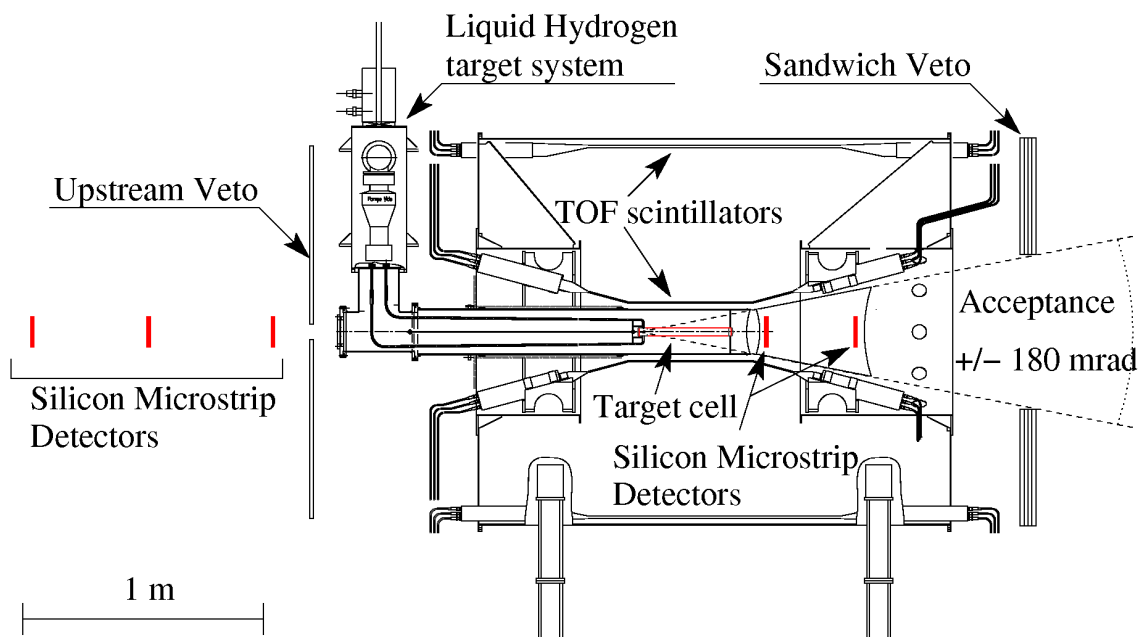


Abbildung 3.4: Schematische Skizze der Detektoranordnung in der Targetregion

verwendet. Das Material wird von einer zylindrischen Targetkammer mit 40 cm Länge und 3.5 cm Durchmesser gehalten. Das Target ist von einem Flugzeitdetektor (TOF⁵) aus Szintillatorstreifen umgeben, der die Rückstoßprotonen aus der zentralen und diffraktiven Produktion nachweisen und ihren Impuls bestimmen wird. Die Vertexrekonstruktion geschieht durch zwei Teleskope aus gekühlten Siliziumdetektoren. Diese Detektoren wurden so dicht wie möglich vor und hinter dem Target positioniert. Das Materialbudget des Kryostaten der Siliziumdetektoren wurde durch die Verwendung von dünnen Folien für die in der Akzeptanz befindlichen Kryostatwände minimiert.

Der Vetozähler strahlaufwärts vom Target wird zur Strahldefinition verwendet. Außerdem wird damit verhindert, dass Strahlteilchen einen Trigger im TOF-System auslösen. Der Flugzeitdetektor besteht aus zwei tonnenförmig angeordneten Lagen von Szintillatorstreifen. Der innere Ring besteht aus 12, der äußere aus 24 Streifen Plastikszintillator. Es

⁵Time Of Flight

wird sowohl die Amplitude als auch die Zeitinformation jedes einzelnen Streifens beidseitig ausgelesen. Dadurch kann der Durchgangsort des Teilchens bestimmt werden. Gleichzeitig ist eine Unterscheidung zwischen Pionen, Protonen und Elektronen möglich. Um eine Identifikation der Rückstoßprotonen zu ermöglichen, ist eine Zeitauflösung von 350 ps nötig [5]. Der Flugzeitdetektor wurde am Ende der Myonstrahlzeit 2007 getestet. Ein Veto­zähler hinter dem Target detektiert Spuren, die außerhalb der Spektrometerakzeptanz liegen. Um auch neutrale Kanäle detektieren zu können wird hier ein Sandwich aus Eisen und Plastiksintillatoren verwendet. Der Multiplizitätszähler soll hinter dem Vetodetektor positioniert werden und die gesamte Akzeptanz des Spektrometers abdecken. Die Akzeptanz des Targetaufbaus wurde auf die des Spektrometers abgestimmt, so dass die volle Spektrometerakzeptanz ab Anfang des Targets zur Verfügung steht.

3.3 Spurdetektoren

Durch die unterschiedlichen Raten im Experiment, werden verschiedene Detektortypen eingesetzt. Im Strahls ist die Rate maximal und fällt zu größeren Winkeln hin ab. Deswegen werden nahe des Strahls Detektoren mit hoher Ratenbeständigkeit verwendet, während in den strahlfernen Regionen hauptsächlich großflächige Detektoren verwendet werden.

Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die verwendeten Detektortypen und vergleicht ihre Größen und Auflösungen.

Detektortyp	aktive Fläche	Auflösung (σ_s , σ_t)	
Szint. Fasern	$(3.9\text{ cm})^2 - (12.3\text{ cm})^2$	130-210 μm	400 ps
Silizium-Streifen	$5 \times 7\text{ cm}^2$	8-11 μm	2.5 ns
Pixel-GEM	$31 \times 31\text{ cm}^2$	70 μm	12 ns
Micromega	$40 \times 40\text{ cm}^2$	90 μm	9 ns
Vieldrahtprop.	$178 \times (90 - 120)\text{ cm}^2$	1.6 mm	
Driftkammern	$180 \times 127\text{ cm}^2$	(190-500) μm	
Straw ⁶	$280 \times 323\text{ cm}^2$	190 μm	

Tabelle 3.1: Spurdetektoren in COMPASS mit den typischen Abmessungen, Orts- und Zeitauf­lösungen

Detektoren für kleinste Winkel

Die Detektoren für kleinste Winkel befinden sich in unmittelbarer Nähe des Strahls positioniert und erfassen somit auch den Strahl. Diese Detektoren sind erheblichen Raten ausgesetzt und müssen gleichzeitig eine hohe Ortsauflösung bieten, um Teilchen bei

⁶Strohhalmdetektoren

kleinen Winkeln auflösen zu können. Diese Anforderungen werden von Siliziumdetektoren, szintillierenden Fasern (SciFis) und Pixel-GEM-Detektoren⁷ erfüllt.

Die Hadronstrahlzeit 2004 hat gezeigt, dass eine Minimierung des Materialbudgets in der Targetregion besonders wichtig ist, um die Wechselwirkung des Strahls außerhalb des Targets zu minimieren. Dafür eignen sich die Siliziumstreifendetektoren und Pixel-GEM-Detektoren. Sie werden in der unmittelbaren Umgebung des Targets zur Vertexrekonstruktion verwendet. Die Anzahl der szintillierenden Fasern, die diese Aufgabe während des Myonprogrammes erfüllt haben, wird wegen ihrer Dicke auf ein Minimum beschränkt. Im Folgenden werden diese drei Detektortypen beschrieben.

Das Funktionsprinzip der Siliziumzähler ist ähnlich dem einer Ionisationskammer. Als Detektormaterial dient ein dotierter Siliziumkristall, an dem eine Hochspannung in Sperrichtung angelegt wird. Bei einem Teilchendurchgang werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, die durch das angelegte Feld getrennt werden und weitere Elektron-Loch-Paare erzeugen. Der Strom an den Elektroden ist proportional zu der durch den Teilchendurchgang erzeugten Primärladung. Unterteilt man die Elektroden und liest sie einzeln aus, so kann man durch die Ströme an den Elektroden auf den Teilchendurchgangsort zurückschließen. Die Unterteilung beider Elektroden in orthogonal orientierte Streifen erlaubt eine 2-dimensionale Auslese. Durch die Verwendung von zwei um 5° gegeneinander verdrehte Detektoren kann eine eindeutige Ortsbestimmung erreicht werden. Die Siliziumdetektoren werden in zwei Teleskopen unmittelbar vor und hinter dem Target zur Vertexrekonstruktion eingesetzt. Dadurch stehen sie im Teilchenstrahl. Dadurch ergibt sich eine zusätzliche Herausforderung durch die hohen Strahlendosen im Hadronstrahl, die zu einer starken Alterung der Detektoren führen [8]. Die Schäden werden durch Kühlung des Kristalls auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff vermindert [1]. Dies erfordert einen Kryostaten für die Detektoren.

Der Aufbau eines GEMs ist in Abb. 3.5 dargestellt. Die GEMs funktionieren nach dem Prinzip einer Violdrahtproportionalkammer. Die Gasverstärkung findet in mikroskopisch kleinen Löchern einer Folie statt. Diese Folie ist $50\mu\text{m}$ dünn und von $70\mu\text{m}$ durchmessenden Löchern im Abstand von $140\mu\text{m}$ durchsetzt. Auf beiden Seiten der Folie sind Kupferschichten aufgebracht, zwischen denen eine Spannung von einigen 100V angelegt wird. Dadurch entsteht eine hohe Feldstärke in den Löchern, so dass einfallende Elektronen eine Lawine auslösen. Der geringe Abstand der Elektroden hat eine kurze Driftstrecke der langsamen Ionen und somit eine geringe Totzeit des Detektors zur Folge. Es werden mehrere solcher Folien im Abstand von 2mm zwischen einer Anode und einer Kathode gestapelt und durch Abstandhalter getrennt. Die Anodenfläche ist in zwei Bereiche unterteilt. Der zentrale Bereich ist $32 \times 32 \text{ mm}^2$ groß und ist aus 32×32 Pixeln im Abstand von 1 mm aufgebaut. Der periphere Bereich der Anode ist $100 \times 100 \text{ mm}$ groß und bestehen aus 512 senkrecht zueinander angeordneten Streifen. Durch die Unterteilung

⁷Gas Electron Multiplier

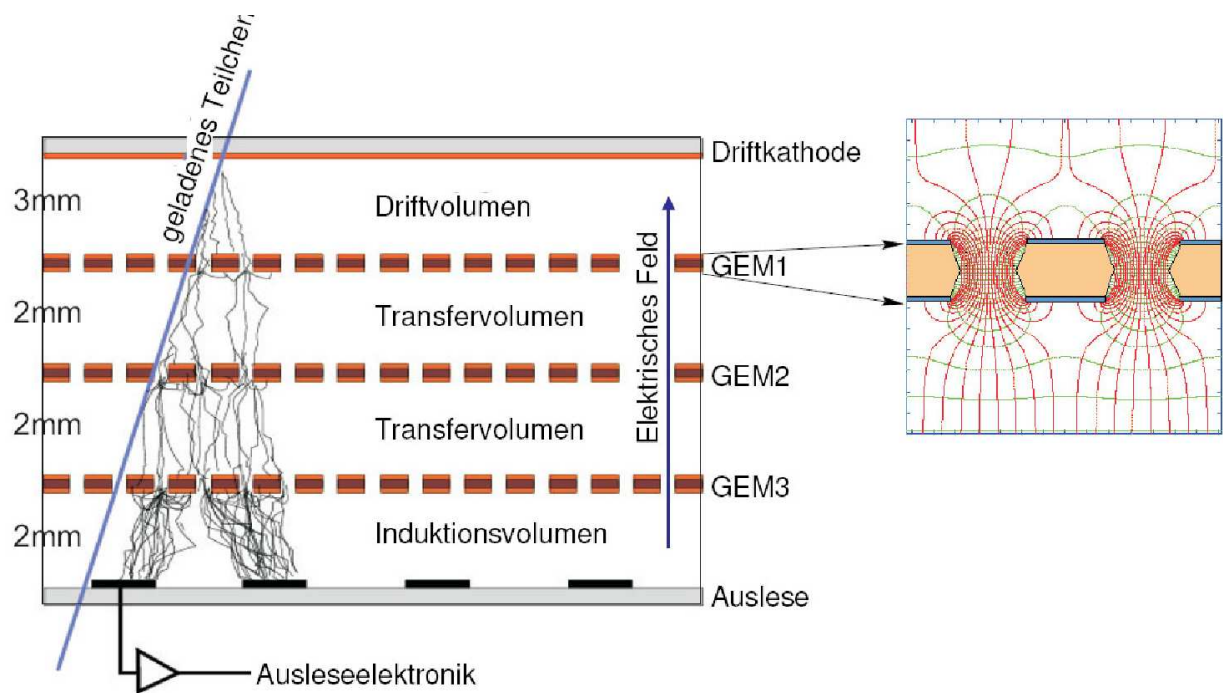


Abbildung 3.5: Aufbau eines GEM-Detektors. Die Folien sind mit GEM1,2,3 gekennzeichnet. Die Auslesefläche besteht aus einem Substrat, auf dem die Elektrodenstreifen angebracht sind. (Nicht maßstabsgetreu) Im rechten Bild ist der Feldverlauf an den Löchern skizziert.

des zentralen Bereichs der Anode in Pixel kann dieser Detektor bei hohen Raten messen und somit auch im Pionstrahl eingesetzt werden. Die Pixel-GEMs wurden während der Strahlzeit 2007 im Myonstrahl getestet. Der Aufbau ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

Detektoren für kleine Winkel

Die Detektoren für kleine Winkel befinden sich außerhalb des Strahls. Es werden die äußeren Bereiche der GEM-Detektoren und die auf einem ähnlichen Prinzip basierenden MicroMeGaS⁸-Detektoren verwendet.

Der Aufbau eines MicroMeGaS-Detektors wird in Abb. 3.7 illustriert. In diesem Detektor wird der Konversionsbereich (3.2mm), in dem die Primärionisation stattfindet, durch ein Gitter vom sehr dünnen (100 μm) Verstärkungsbereich getrennt. Die kurze Driftstrecke der langsam driftenden Ionen ermöglicht die Nutzung in einer Hochrateumgebung und vermindert die Ortsabhängigkeit des Signals. Zur Auslese werden durch Mikrostreifen segmentierte Anoden verwendet. Um eine zweidimensionale Information zu erhalten werden zwei gegeneinander verdrehte Detektoren hintereinander gestellt. Da die

⁸MicroMesh Gaseous Structure detectors



Abbildung 3.6: Testaufbau der Pixel-GEMs vor dem Target während der Myonstrahlzeit 2006. Von rechts nach links sind zuerst ein Pixel-GEM, dann drei Siliziumdetektoren und ein SciFi-Detektor zu sehen.

MicroMeGaS den hohen Raten des Strahls nicht standhalten, wird die Gasverstärkung im zentralen Bereich verringert, indem eine geringere Hochspannung angelegt wird.

Detektoren für große Winkel

Die Raten bei großen Winkeln sind gering, andererseits müssen große Flächen abgedeckt werden. Hier werden Driftkammern, Straw⁹-Detektoren und Proportionalkammern verwendet. Den größten Anteil der Detektoren bei großen Winkeln machen Vieldrahtproportionalkammern (MWPC¹⁰) aus. In diesen Detektoren sind die Anoden als dünne Drähte ausgebildet. Durch das Anlegen einer Hochspannung wird eine Gasverstärkung in der unmittelbaren Umgebung der Anodendrähte erreicht. In den Driftkammern wechseln sich Potential- und Anodendrähte ab. Durch die Messung der Driftzeit der Ladungsträger kann eine hohe Ortsauflösung trotz größerer Drahtabstände erreicht werden. Bei den Straw-Detektoren handelt es sich ebenfalls um Driftkammern. Sie bestehen aus Kaptonröhren in denen Detektordrähte gespannt sind.

⁹engl. Strohalm: Die Geometrie dieser Detektoren erinnert an Strohhalme

¹⁰Multi Wire Proportional Chamber

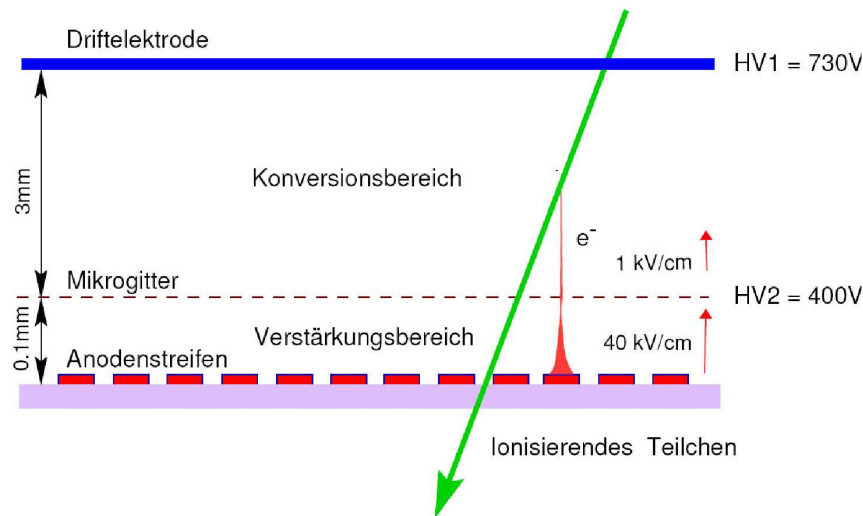


Abbildung 3.7: Aufbau eines MicroMeGaS-Detektors

3.4 Teilchenidentifikation

Es wird eine Identifikation der Strahlteilchen und der Teilchen im Endzustand vorgenommen. Bei den Strahlteilchen muss zwischen den geladenen Hadronen π , K und \bar{p} unterschieden werden. Dies geschieht durch die bereits in Abschnitt 3.1 besprochenen CEDAR-Detektoren. Im Endzustand muss zwischen einer Vielzahl von Teilchen unterschieden werden, insbesondere Myonen, Elektronen, Photonen und sowohl geladene als auch ungeladene Hadronen. Dazu werden im COMPASS-Experiment ein RICH, ein Rückstoßprotonendetektor, eine Kombination von massiven Hadronabsorbern mit Spurkammern und Kalorimeter, die im nächsten Kapitel besprochen werden, verwendet.

Die Identifikation der Myonen erfolgt über Spurmessungen vor und hinter Hadronabsorbern, bestehend aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter und einer Betonwand. Kann das Teilchen noch hinter dem Absorber nachgewiesen werden, so handelt es sich um ein Myon. Die Identifikation der Rückstoßprotonen erfolgt, wie in Abschnitt 3.2 besprochen, durch ein Flugzeitdetektor um das Target. In diesem Bereich spielt insbesondere die Unterscheidung zwischen Protonen aus dem Target, Pionen und δ -Elektronen eine Rolle.

RICH

Die Identifikation der geladenen Teilchen, die ins LAS gelangen, übernimmt ein großvolumiger RICH-Detektor hinter dem ersten Spektrometermagneten. In Abbildung 3.8 ist die Funktionsweise des RICH skizziert. Die Teilchen durchqueren das Detektorvolumen, das mit dem Gas C_4F_{10} gefüllt ist. Dieses Gas hat einen für Gase großen Brechungsindex von $n = 1,0015$ und eine sehr schwache Abhängigkeit des Brechungsindex von der Teilchen-

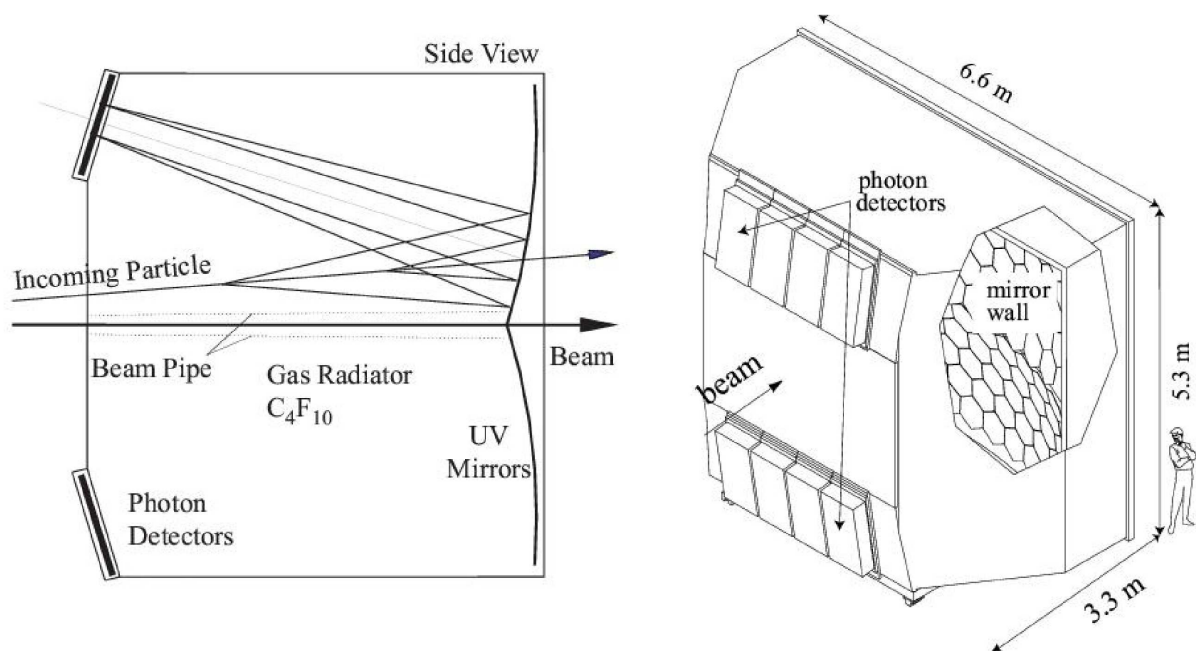


Abbildung 3.8: Aufbau und Prinzip des RICH-Detektors

energie. Die Cherenkovphotonen werden mit einem optischen System auf einen Kreis an den Photodetektoren (Photoervielfacher und Proportionalkammern) abgebildet. Über den Kreisradius kann man auf die Geschwindigkeit des Teilchens zurückschließen. Durch Kombination der Geschwindigkeitsinformation mit der Impulsmessung durch die Spektrometer kann auf die Masse des Teilchens zurückgeschlossen werden.

3.5 Kalorimetrie

Am Ende jeder Stufe des Spektrometers befindet sich jeweils ein elektromagnetisches (ECAL 1 & 2) und ein Hadronkalorimeter (HCAL 1 & 2). Die Kalorimeter dienen der Messung der Teilchenenergie. Da Elektronen und Photonen ihre Energie wesentlich schneller als Hadronen und Mesonen abgeben, finden sich die elektromagnetischen Kalorimeter vor den Hadronischen. Die Kalorimeter sind modular aufgebaut und erlauben so die Bestimmung des Teilchendurchgangsorts.

Die elektromagnetischen Kalorimeter bestehen aus Bleiglas. In diesen Kalorimetern werden Elektronen und Photonen und geladene Hadronen nachgewiesen. Die eintretenden Elektronen und Photonen erzeugen durch eine alternierende Folge von Bremsstrahlungsprozessen und Paarerzeugung einen Schauer von Elektronen und Positronen. Diese werden durch das Cherenkovlicht, das sie im Bleiglas aussenden, in Photoervielfachern nachgewiesen. Das elektromagnetische Kalorimeter ECAL2 wird für die Hadronstrahlzeit modifiziert. Die strahlnahen Bleiglaselemente werden durch strahlungsfestere Schasch-

likmodule ersetzt. Die Schaschlikmodule bestehen aus Schichten von Bleikonvertern und Plastiksintillatoren und werden durch optische Fasern ausgelesen [9].

Die hadronischen Kalorimeter sind aus alternierenden Schichten aus Eisen und Plastiksintillatoren aufgebaut. Das Eisen dient als Konverter, in dem die eintretenden Teilchen einen Schauer von Sekundärteilchen erzeugen, die im Szintillator nachgewiesen werden. Das Licht aus dem Szintillator wird über einen Lichtleiter ausgelesen, der gleichzeitig als Wellenlängenschieber dient, um das Szintillationslicht an die spektrale Akzeptanz der Photoröhre anzugleichen.

Die charakteristischen Größen der Kalorimeter sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Kalorimeter	Maße	Modulgröße	X_0/λ_I	Typ
ECAL 1	$4 \times 2,9m^2$	$(38mm)^2 - (140mm)^2$	16 – 23	Pb-Glas
ECAL 2	$2,4 \times 1,8m^2$	$38 \times 38mm^2$	16	Pb-Glas/Schaschlik
HCAL 1	$4,2 \times 2,8m^2$	$142 \times 146mm^2$	4,8	Fe-Szint. SW
HCAL 2	$4,4 \times 2,2m^2$	$200 \times 200mm^2$	$\pi : 5 \ p : 7$	Fe-Szint. SW

Tabelle 3.2: Eigenschaften der Kalorimeter. Für elektromagnetische Kalorimeter ist die Länge in Einheiten der Strahlungslänge X_0 angegeben, für hadronische Kalorimeter in Einheiten der nuklearen Interaktionslänge λ_I [4, 10]. Fe-Szint. SW: Eisen-Szintillator Sandwichkalorimeter, Pb-Glas: Bleiglaskalorimeter

Kapitel 4

Hadron-Triggersystem

Die Aufgabe des Triggers¹ besteht darin, die Ereignisse in einem Experiment zu klassifizieren und gegebenenfalls die Auslese des Spektrometers auszulösen. Ein idealer Trigger selektiert ausschließlich Ereignisse des interessierenden Prozesses. Dies gelingt in der Realität nicht vollständig, jedoch werden die Daten mit interessanten Ereignissen angereichert. Dadurch wird die benötigte Speicherkapazität sowie die der Rechenaufwand bei der Analyse der Daten minimiert.

Das Triggersystem verwendet Informationen aus drei Detektortypen. Szintillationshodoskope weisen geladene Spuren und das gestreute Strahlteilchen nach. Hadronen, Leptonen und Photonen werden durch ihre Energiedeposition im Kalorimeter detektiert. Zusätzlich wird ein Vetosystem zur Unterdrückung von Ereignissen durch Haloteilchen verwendet.

Zur Optimierung der Triggerkomponenten wurden Monte-Carlo-Simulationen verwendet. Dazu wurden Ereignisse mit der kinematischen Signatur des zu untersuchenden Prozesses erzeugt und das Antwortverhalten des Spektrometers mit einer Simulation studiert. Ergebnisse dieser Studien sowie eine genaue Beschreibung des Triggermodells finden sich in [1, 5]

Im Folgenden werden die Ereignissignaturen der zentralen und diffraktiven Produktion erläutert. Es wird auf die im Trigger verwendeten Detektoren und ihre Funktion eingegangen und das Triggerschema für die beiden Produktionsmechanismen skizziert.

4.1 Ereignissignaturen

Die Ereignissignaturen der diffraktiven und zentralen Produktion bilden die Grundlage für das Triggerschema. Die auftretenden Teilchensorten und ihre kinematischen Eigenschaften entscheiden über die Verwendung verschiedener Detektortypen, ihre Dimensionierung und

¹engl.: Auslöser

Position im Experiment.

Die zentrale Produktion verläuft über einen doppelten Pomeronaustausch, bei dem eine neutrale Resonanz entsteht: $\pi^- p \rightarrow \pi^- p_s X_0$. Das einlaufende Pion verliert etwa 10 % seiner Energie im Ruhesystem, was etwa 1.9 GeV entspricht, und wird zu kleinen Winkeln gestreut. Ein Teil dieser Energie wird auf ein Targetproton übertragen, das das Target mit geringem Impuls verlässt. Die neutrale Resonanz zerfällt zum Beispiel in Pionen und η -Teilchen, die wieder in Photonen oder Pionen zerfallen. Dabei kann eine beliebige Anzahl von neutralen Teilchen entstehen, während die Multiplizität der geladenen Teilchen aufgrund der Ladungserhaltung immer gerade Werte annimmt. Die Zerfallsprodukte der Resonanz werden unter verhältnismäßig großen Winkeln emittiert. Die Signatur der zentralen Produktion enthält außer dem gestreuten Pion und dem Rückstoßproton Paare von π , η oder K und Zustände mit 3 oder 4 langlebigen Hadronen, wie beispielsweise $\pi\pi\eta$ oder 4π . Die charakteristischen Merkmale der zentralen Produktion sind ein hochenergetisches Pion, dass in einen Winkelbereich um 10 mrad gestreut wird, ein langsames Proton und eine hohe Multiplizität im Endzustand.

In der diffraktiven Produktion wird ein Pion oder Kaon diffraktiv angeregt und es bildet sich eine negative Resonanz: $\pi^- p \rightarrow X^- p_s$. Im Gegensatz zur zentralen Produktion wird das Strahlteilchen angeregt und bleibt nicht intakt. Charakteristisch für diesen Prozess ist ein langsames Rückstoßproton sowie eine hohe Hadronmultiplizität im Endzustand.

4.2 Triggerkomponenten

Die Komponenten des Triggers und ihre Anordnung im Experiment sind in Abb. 4.1 dargestellt. Im Folgenden sollen die einzelnen Komponenten des Triggers und ihre Aufgaben vorgestellt werden.

Das Vetosystem

Strahlaufwärts vom Target befindet sich ein System aus Vetodetektoren, die der Strahldefinition dienen. Das Vetosystem unterdrückt Trigger durch Strahlteilchen, die das Target verfehlen. Solche Teilchen können beispielsweise durch Wechselwirkungen des Strahls mit Strahlführungselementen oder Detektoren entstehen. Dafür werden zwei Stationen aus Szintillationszählern, die große Flächen um den Strahl abdecken und jeweils ein Loch mit 4 cm Durchmesser am Strahldurchgangsort aufweisen, verwendet. Ein weiterer Vetodetektor strahlabwärts soll Ereignisse mit Spuren, die in Bereiche außerhalb der Spektrometarakzeptanz führen, detektieren. Um auch neutrale Teilchen nachweisen zu können, wird ein Sandwichdetektor aus Eisen- und Szintillatorschichten verwendet.

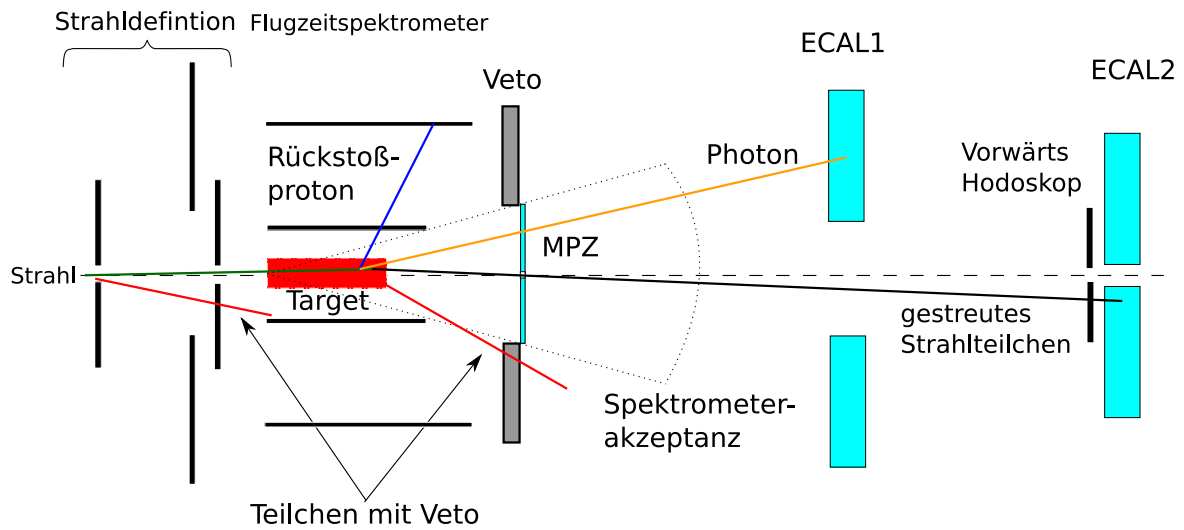


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Triggerkonzepts und der verwendeten Komponenten

Der Rückstoßprotonendetektor

Die Funktionsweise des Rückstoßprotonendetektor wurde bereits in Kapitel 3.2 beschrieben. Das Triggerschema dieses Detektors ist in Abbildung 4.2 exemplarisch für ein Segment skizziert. Die Triggerbedingung fordert einen geometrisch korrelierten Teilchendurchgang durch beide Ringe. Dafür wird eine Koinzidenz zwischen den Streifen gebildet, die von einer geradlinigen Teilchentrajektorie mit Ursprung im Target durchquert werden. Um eine bessere Zeitauflösung zu erreichen, werden mehrere Diskriminatoren mit verschiedenen Schwellen verwendet. Der Rückstoßprotonendetektor wird Protonen ab einem Impuls von $290 \text{ MeV}/c$ nachweisen können. Eine genaue Beschreibung des Systems findet sich in [11].

Der Multiplizitätszähler

Der Multiplizitätszähler soll auf geladene Teilchen, die aus Reaktionen im Target stammen, triggern. Dafür wird ein Zähler aus Plastiksintillatoren verwendet, der die volle Spektrometerakzeptanz mit Ausnahme des Strahls abdecken soll. Durch die Nähe zum Target und ein Minimum an Material in der Spektrometerakzeptanz zwischen Target und Multiplizitätszähler werden Trigger durch Reaktionen der Strahlteilchen in dazwischenliegenden Detektoren minimiert. Dadurch erreicht man eine hohe Selektivität auf Reaktionen im Target. Als Triggerbedingung wird mindestens ein detektiertes Teilchen gefordert. Auf die weiteren Eigenschaften soll im weiteren Verlauf der Arbeit eingegangen werden.

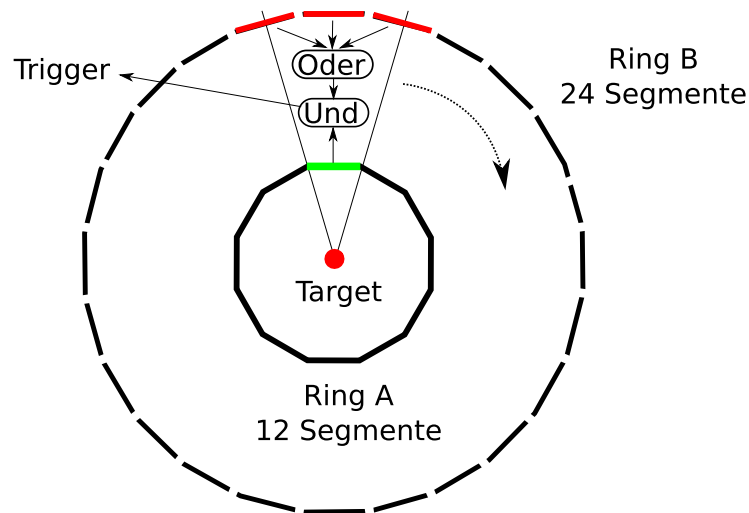


Abbildung 4.2: Triggerkonzept des Rückstoßprotonendetektors. Das Schema ist exemplarische für ein Element des Ring A skizziert. Blick in Strahlrichtung, das Target ist im Zentrum des Detektors dargestellt.

Die kalorimetrischen Trigger

Die elektromagnetischen Kalorimeter werden verwendet, um auf hochenergetische Photonen zu triggern. Dafür wird eine minimale Energiedeposition in mindestens einem der Kalorimeter gefordert. Dies erreicht man durch Summierung der Analogsignale mehrerer Module und anschließender Diskriminierung der Summensignale. Im ECAL1 werden jeweils 4x4 Bleisglasmodulen summiert und nach der Diskriminierung mit einem logischen ODER verknüpft. Im zweiten elektromagnetischen Kalorimeter werden alle Signale summiert. Eine genaue Beschreibung des Triggers für ECAL1 findet sich in [10].

Der Trigger der hadronischen Kalorimeter soll eine schnelle Entscheidung treffen, ob ein Hadron im Endzustand vorhanden war. Da sich die hadronischen Schauer über mehrere Module erstrecken, werden Analogsummen von mehreren Modulen für den Trigger verwendet. In Abbildung 4.3 ist das Triggerschema der hadronischen Kalorimeter skizziert. In einem ersten Schritt werden die Analogsignale von jeweils 2x2 Module aufsummiert, dann werden Summen von jeweils 2x2 dieser Summen gebildet. Um Ineffizienzen durch Schauer, die auf die Grenzen dieser Blöcke treffen und ihre Energie auf mehrere Summen verteilen, zu vermeiden, werden mehrere geometrisch gegeneinander verschobene Summen gebildet. Der Trigger wird ausgelöst, wenn mindestens eine der Summen angesprochen hat.

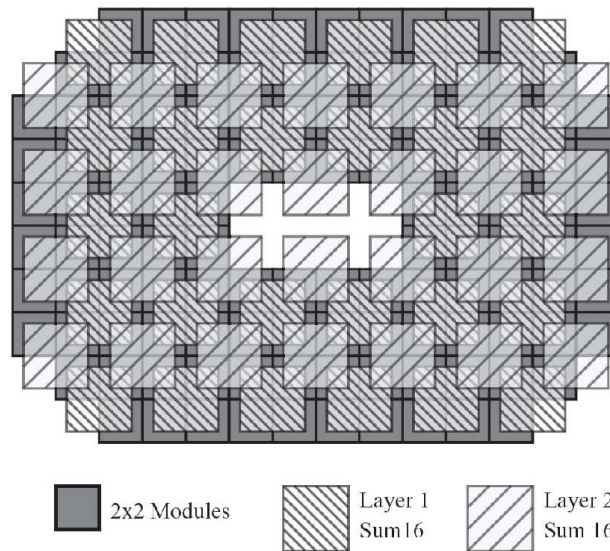


Abbildung 4.3: Triggerschema der hadronischen Kalorimeter. Die grauen Quadrate symbolisieren die Summen von 2x2 Modulen. Die schraffierten Quadrate stellen exemplarisch zwei der Summierungsschemata von 4x4 Modulen dar.

Das Vorwärtshodoskop

Das Vorwärtshodoskop ist ein Szintillationsdetektor, der unmittelbar vor dem zweiten ECAL positioniert ist. Er soll das gestreute Strahlteilchen des zentralen Produktionsmechanismus nachweisen. Da das Strahlteilchen nur einen geringen Bruchteil seiner Energie verliert, verläuft seine Teilchentrajektorie sehr nahe am Strahl. Um dennoch eine gute Separation vom Strahl zu erreichen, findet der Nachweis erst nach der größtmöglichen Laufstrecke unmittelbar vor dem Kalorimeter statt.

4.3 Triggerbedingung

Das Triggerschema für die Strahlzeit 2008 ist noch Gegenstand intensiver Untersuchungen. Daher werden hier nur vorläufige Überlegungen vorgestellt. Die Triggerbedingung soll sich aus einem logischem ODER des Triggers für zentrale und diffraktive Produktion zusammensetzen. Da sich die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse stark unterscheiden, werden die Triggerraten durch Skalierungsfaktoren aneinander angeglichen.

Der Trigger der zentralen Produktion fordert koinzidente Ereignisse im Rückstoßprotonendetektor (RPD) und dem Vorwärtshodoskop (VWH) und kein Treffer im Vetosystem (VETO). Da diese Signatur durch Untergrundprozesse, wie beispielsweise die Emission eines Deltaelektrons oder elastischer Pionstreuung am Proton, nachgeahmt werden kann, wird zusätzlich eine Energiedeposition in einem der elektromagnetischen

Kalorimeter (ECAL) oder ein Treffer im Multiplizitätszähler (MPZ) gefordert.

$$\overline{\text{Veto}} \wedge \text{VWH} \wedge \text{RPD} \wedge (\text{MPZ} \vee \text{ECAL1} \vee \text{ECAL2})$$

Für den Trigger der diffraktiven Prozesse wird das Vorwärtshodoskop aus dem Trigger genommen:

$$\overline{\text{Veto}} \wedge \text{RPD} \wedge (\text{MPZ} \vee \text{ECAL1} \vee \text{ECAL2})$$

Kapitel 5

Konzeption des Multiplizitätszählers

Im Testlauf für das Hadronprogramm im Jahr 2004 stellte sich heraus, dass es wichtig ist einen Trigger in unmittelbarer Nähe des Targets zu positionieren. Die Streuung und Reaktionen der Strahlteilchen den Detektoren der Targetregion hat zur Verunreinigung der nachfolgenden Trigger geführt. Um zu gewährleisten, dass alle nachgewiesenen Spuren aus dem Target stammen, soll der Multiplizitätszähler so dicht wie möglich hinter dem Target positioniert werden und die gesamte Spektrometerakzeptanz mit Ausnahme des Strahlverlaufs abdecken. Aus dem gleichen Grund ist es wichtig, dass der Detektor sehr dünn ist. Da alle Teilchen aus dem Target diesen Detektor passieren, verschlechtert sich die Ortsauflösung des nachfolgenden Spektrometers durch Vielfachstreuung im Detektormaterial. Der Nachweis von neutralen Teilchen benötigt massive Detektoren und kann daher nicht vom Multiplizitätszähler geleistet werden.

Der Multiplizitätszähler wird einer hohen Rate ausgesetzt sein, daher ist ein schnelles Antwortverhalten bei gleichzeitig hoher Ratenverträglichkeit die wichtigste Anforderung. Zum Nachweis von geladenen Teilchen werden vor allem organische Szintillatoren verwendet, die in der Regel aus drei Komponenten bestehen. Ein Szintillator sendet Licht beim Durchgang eines Teilchens aus, das von einem Lichtleiter zu einem Photodetektor transportiert und dort nachgewiesen wird. Organische Szintillatoren eignen sich hier besonders gut, aufgrund ihres schnellen Ansprechverhaltens und ihrer kurzen Totzeit. Das Funktionsprinzip eines Szintillationszählers wird im ersten Abschnitt erklärt.

5.1 Das Prinzip eines Szintillationszählers

Im Folgenden wird zuerst das Prinzip von organischen Szintillatoren erläutert. Es gibt jedoch noch eine Fülle an anderen Materialien, die sich als Szintillationsmaterial eignen. Danach wird die Funktionsweise eines Lichtleiters erklärt. Als Lichtleiter werden meist Plexiglas, Silikon(fett) oder Luft verwendet, jedoch ist das Prinzip der meisten Lichtleiter gleich. Als Photodetektor wird der Sekundärelektronenvervielfacher (Photovervielfacher, PV) vorgestellt. Es eignen sich auch andere auf wenige Photonen sensitive Detektoren, wie

beispielsweise Photodioden.

Szintillationsmaterial

Das Nachweisprinzip des Szintillators basiert auf dem Szintillationsmechanismus, durch den die Anregungsenergie, die bei einem Teilchendurchgang im Material deponiert wird, in sichtbare Photonen konvertiert wird. Dieses Licht wird durch den Szintillator und meist auch einen Lichtleiter zu einem Photodetektor transportiert, wo es in elektrische Impulse umgewandelt wird. Man unterscheidet zwischen anorganischen, organischen, flüssigen und gasförmigen Szintillatoren. Die Szintillationsmechanismen dieser Stoffe unterscheiden sich grundlegend voneinander. Bei anorganischen Szintillatoren handelt es sich beispielsweise um einen Effekt des Gitters, während bei organischen Szintillatoren molekulare Anregungen eine Rolle spielen. Im Folgenden wird der Szintillationsprozess der organischen Szintillatoren erläutert.

Organische Szintillatoren bestehen meist aus drei Komponenten. Die primäre Fluoreszenzkomponente wird durch den Energieverlust bei einem Teilchendurchgang angeregt und emittiert während des anschließenden Zerfalls Licht im UV-Bereich. Die Absorptionslänge für Licht dieser Wellenlänge ist sehr kurz, da die Wahrscheinlichkeit, dass die Photonen den Übergang, aus dem sie entstanden sind, in einem anderen Molekül anregen, sehr hoch ist. Ein sekundärer Fluoreszenzstoff wirkt als sogenannter Wellenlängenschieber. Das Licht wird absorbiert und mit einer geringeren Wellenlänge isotrop emittiert. Die dritte Komponente kann flüssig oder fest sein und dient als Trägermaterial für die Fluoreszenzstoffe. Der Lichttransport innerhalb des Szintillators geschieht analog zum Lichtleiter durch Totalreflexion an der Oberfläche. Daher werden das Trägermaterial und der primäre Fluoreszenzstoff so gewählt, dass sie für Licht der Wellenlänge des Wellenlängenschiebers transparent sind. Die spektrale Absorption des Lichtleiters und die spektrale Empfindlichkeit des Photodetektors werden ebenfalls auf das Emissionsspektrum des Wellenlängenschiebers abgestimmt, um die Konversion von primären Photonen in Photoelektronen zu maximieren.

Die Vorteile von organischen Szintillatoren sind kurze Abklingzeiten, eine einfache Handhabung und die billige Herstellung und Verarbeitung. Die kurzen Abklingzeiten machen aufgrund der geringen Totzeit die Verwendung in Hochratenumgebungen möglich. Organische Szintillatoren lassen sich praktisch in beliebigen Formen herstellen. Dazu können Gussformen verwendet werden, in denen der Kunststoff polymerisiert. Erhitzt man das Material auf etwa 70 °C, so kann es auch nach dem Aushärten verformt werden.

Lichtleiter

Ist der Szintillator klein genug, so dass er vollständig von der Kathode des Photovervielfachers überdeckt wird, ist kein Lichtleiter nötig. Ein Lichtleiter wird vor allem verwendet, um den Größenunterschied zwischen einem breiten Szintillator und einem dünneren

Photovervielfacher zu überbrücken. Nach dem Liouvilleschen Theorem ist eine verlustfreie Übertragung der Photonen nur dann möglich, wenn der Querschnitt des Lichtleiters an keiner Stelle kleiner ist als die Auslesefläche des Szintillators. In den meisten Lichtleitertypen wird dafür die Totalreflexion innerhalb eines optisch dichten Mediums genutzt. Trifft das Licht unter einem größeren Winkel (gemessen am Lot auf die Fläche) als dem Totalreflexionswinkel auf eine Grenzfläche zu einem optisch dünneren Medium, so wird es vollständig reflektiert. Die Bedingung für den minimalen Winkel, ab dem Totalreflexion auftritt lautet

$$\sin(\alpha) = \frac{n_2}{n_1} , \quad (5.1)$$

wobei α den Winkel im optisch dichteren Medium gemessen von der Flächennormale bezeichnet. n_1 beschreibt den Brechungsindex des optisch dichteren Mediums, in dem der Lichtstrahl verläuft, und n_2 den des optisch dünneren Mediums. Am Plexiglas-Luft-Übergang beträgt der Totalreflexionswinkel etwa 40° . Damit diese Bedingung über die gesamte Länge des Lichtleiters erfüllt ist, dürfen keine kleinen Biegeradien oder Kanten im Lichtleiter auftreten.

Eine Form die sich in vielen Experimenten bewährt hat ist die sogenannte Fischschwanzgeometrie, die in Abbildung 5.1 oben zu sehen ist. Eine Alternative zur



Abbildung 5.1: Beispiel eines Lichtleiters mit einer Fischschwanzgeometrie (oben) und eines gedrehten Lichtleiters (unten)

Fischschwanzgeometrie bieten gedrehte Lichtleiter (siehe Abb. 5.1 unten), bei denen die

Anpassung der Szintillatorfläche an den Photovervielfacher durch gedrehte Plexiglasstreifen geschieht. Diese Lichtleiter sind jedoch wesentlich schwieriger herzustellen, da das Material erhitzt und von Hand gebogen werden muss.

Lichtleiter und Szintillator werden in eine reflektierende Hülle eingepackt. Diese Hülle reflektiert die Photonen, für die die Winkelbedingung für Totalreflexion nicht erfüllt wurde. Dabei ist es wichtig, dass die Photonen unter einem anderen Winkel in das Material zurückkehren, da sonst die Gefahr besteht, dass an der nächsten Grenzfläche erneut der Totalreflexionswinkel unterschritten wird. Bei den Einpackmaterialien unterscheidet man zwischen diffusen Streuern und spiegelnden Reflexionsmaterialien. Der Vorteil der diffusen Streuer besteht darin, dass der Reflexionswinkel schon durch das Material bedingt einen zufälligen Wert annimmt. Die spiegelnden Reflexionsmaterialien werden meist geknittert um dies zu erreichen.

Photodetektor

Im Falle des Multiplizitätszähler wird ein Photovervielfacher, zum Nachweis des Szintillationslichtes verwendet. Der Aufbau eines Photovervielfachers ist in Abb. 5.2 skizziert. Das Photon trifft auf eine Alkali-Metallelektrode und löst dort durch Photoeffekt ein

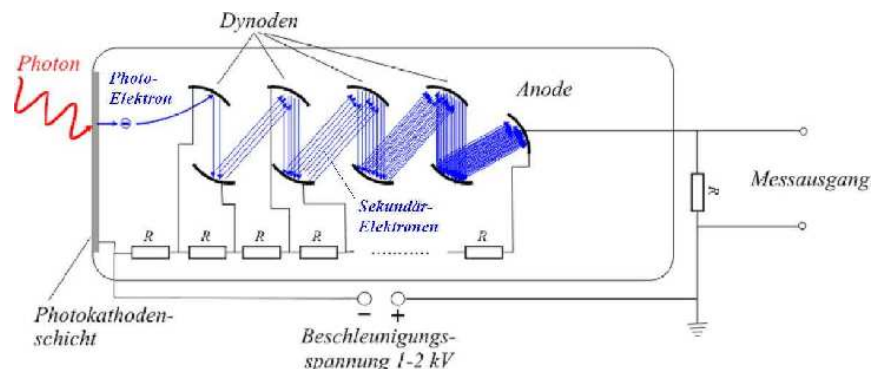


Abbildung 5.2: Schematische Skizze eines Photovervielfachers. Die Elektroden befinden sich in einem evakuierten Glaskolben.

Elektron heraus. Ein elektrisches Feld zwischen der Kathode und der nächsten Dynode beschleunigt das Elektron, so dass mehrere Elektronen aus der Dynode gelöst werden. Es folgt eine Kaskade aus etwa 10-15 Dynoden, in der sich dieser Vorgang an jeder Dynode wiederholt. Die Dynodenspannung wird durch einen Spannungsteiler aus einer Kette von Widerständen erzeugt. Das Verhältnis zwischen der Anzahl der Photoelektronen und einfallenden Photonen wird als Quanteneffizienz (QE) bezeichnet. Diese ist wellenlängenabhängig und wird durch die Photokathode und das verwendete Glas bestimmt.

Die Ladung an der Anode erhält man aus der mittleren Elektronenzahl, die an einer Dynode durch ein Elektron ausgelöst werden P und der Anzahl der Dynoden

N.

$$Q = e A = P^N \quad (5.2)$$

A bezeichnet den Verstärkungsfaktor des Photoervielfachers. Typische Verstärkungsfaktoren liegen im Bereich $10^5 - 10^7$. Der Verstärkungsfaktor hängt von der Hochspannung zwischen den Dynoden ab.

5.2 Geometrie

Der Multiplizitätszähler soll die Akzeptanz des nachfolgenden Spektrometers vollständig überdecken und gleichzeitig aus einer sehr dünnen Szintillatorschicht bestehen, um die Vielfachstreuung im Nachweisvolumen zu minimieren. Der MPZ wird unmittelbar hinter dem Sandwichveto positioniert. Das entspricht einer Entfernung von Multiplizitätszähler zum Targetzellenanfang von $z \approx 1.7$ m.

Ausdehnung transversal zum Strahlverlauf

Die Targetzelle wurde so positioniert, dass die volle Akzeptanz des Spektrometers für Teilchen aus dem Anfang der Targetzelle zur Verfügung steht. Das Spektrometer kann Teilchen bis zu einem maximalen Polarwinkel von $\Theta_{max}^{(S)} = 180$ mrad relativ zur Strahlachse nachweisen, während es im azimuthalen Winkel keine Einschränkungen gibt. Die aktive Fläche des Multiplizitätszähler sollte eine kreisförmige Fläche mit einem Radius

$$R = 1,7 \text{ m} \cdot \tan(180 \text{ mrad}) = 309,3 \text{ mm} \quad (5.3)$$

abdecken.

Unmittelbar vor dem Multiplizitätszähler wird ein Sandwichdetektor positioniert, der als Veto für Teilchen außerhalb der Spektrometerakzeptanz dient (vgl. Abb. 4.1 auf Seite 21). Es ist möglich, dass Schauerteilchen in den Kanten des Vetos produziert werden, jedoch nicht vollständig absorbiert werden. Daher sollte die aktive Fläche des Multiplizitätszähler genau die Akzeptanz des Spektrometers abdecken und Überlappungen mit dem Veto vermeiden, um die Rate im Multiplizitätszähler gering halten.

Der Hadronstrahl kann aufgrund der hohen Rate nicht vom Multiplizitätszähler gemessen werden. Im Zentrum der Kreisscheibe wird ein Loch von der Größe des Hadronstrahls freigelassen. Die engültige Entscheidung über die Größe des Lochs wurde noch nicht getroffen. Der Lochradius wurde vorerst auf die doppelte Halbwertsbreite des Strahls $\sigma_{1/2} = 0.5 \text{ cm}$ festgelegt und kann später vergrößert werden. Der Einfluß verschiedener Lochdurchmesser auf die Triggereffizienz des Multiplizitätszählers wurde mittels einer speziell für Triggerstudien entwickelten Simulation untersucht.

Bei der Erarbeitung des Triggerschemas für das Hadronprogramm wurden Monte-Carlo-Simulationen verwendet. Dazu gibt es ein Standardverfahren bei COMPASS,

das schematisch in Abb. 5.3 dargestellt ist. Ein Ereignisgenerator erzeugt für jedes

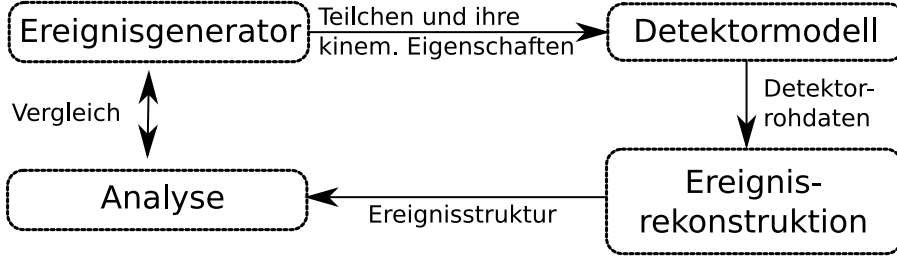


Abbildung 5.3: Schema des Simulationsapparates für die Triggerstudien

Ereignis einen Datensatz, der alle Teilchen und deren kinematischen Eigenschaften enthält. Mit einem Modell des COMPASS-Spektrometers wird dessen Ansprechverhalten simuliert. Die Rekonstruktion der so erzeugten Ereignisse wird mit der gleichen Software durchgeführt, die auch später für die Ereignisrekonstruktion und Analyse der Messdaten verwendet wird. Mit den produzierten Daten konnte die Auswirkung der Geometrie des Multiplizitätszählers auf die Triggereffizienz studiert werden. Es wurden die Spuren aller geladenen Teilchen, die das Nachweisvolumen des Multiplizitätszählers durchqueren, verwendet und der Abstand zum Strahl am Durchgangsort R_d bestimmt. Liegt dieser Abstand R_d zwischen Außenradius und Lochradius des Multiplizitätszählers, so wird das Teilchen registriert. Die Simulation wurde für verschiedene Lochradien zwischen $0\text{ cm} < R_L < 2.5\text{ cm}$ durchgeführt. Als Triggerbedingung wurde, zum einen der Fall betrachtet, in dem mindestens ein registriertes Teilchen, und zum anderen mindestens zwei registrierte Teilchen gefordert wurden. In den Abbildungen 5.4 und 5.5 sind die Ergebnisse für die Triggereffizienz gezeigt.

Die Forderung nach mindestens zwei registrierten Teilchen hat starke Effizienzeinbußen bei der diffraktiven Produktion zur Folge. Dabei gibt es zwei Effekte, die eine Rolle spielen. Zum Einen werden neutrale Teilchen nicht nachgewiesen und zum Anderen können Teilchen durch das Loch entweichen. Fordert man nur ein registriertes Teilchen (jeweils linke Bildhälfte), so ist in der zentralen Produktion kaum eine Abhängigkeit der Triggereffizienz vom Lochradius erkennbar. Bei den Endzuständen der diffraktiven Produktion hingegen ist ein Abfall der Triggereffizienz ab einem Lochradius von $R_L = 1.5\text{ cm}$ zu beobachten. Eine Ausnahme bildet der Endzustand 4γ , der sich jedoch ausschließlich aus neutralen Teilchen zusammensetzt. An der starken Radiusabhängigkeit erkennt man, dass der Trigger in diesem Fall hauptsächlich vom Nachweis des gestreuten Strahlteilchens abhängt.

Segmentierung des aktiven Volumens

Eine Segmentierung des aktiven Volumens ist notwendig, um die Photonen aus einem Teilchendurchgang in einem Photovervielfacher zu sammeln. Andernfalls verteilt sich das

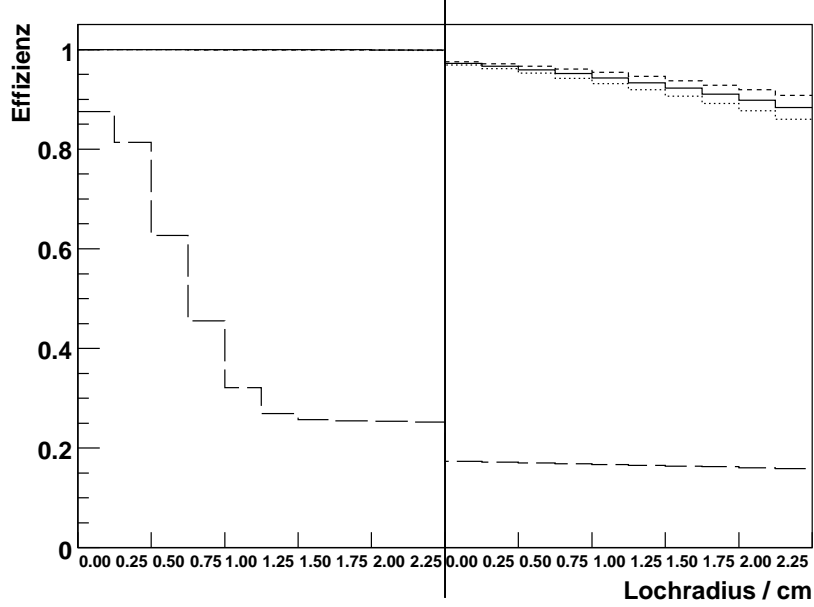


Abbildung 5.4: Einfluss des Lochradius auf die Triggereffizienz für 4 Zerfallskanäle der zentralen Produktion. In der linken Bildhälfte wurde mindestens ein detektiertes Teilchen gefordert in der Rechten mindestens Zwei. Der Radius wurde in beiden Fällen jeweils zwischen $0 \text{ cm} \leq R \leq 2.25 \text{ cm}$ variiert. Zerfallskanäle: **kurz gestrichelt:** 4π , **durchgezogen:** $K_s K^- \pi^+$, **gepunktet:** $K_s K^+ \pi^-$, **lang gestrichelt:** $\eta\eta \rightarrow 4\gamma$

Signal über mehrere Photovervielfacher und ist daher schlecht vom Untergrund zu trennen. Der Detektor sollte eine möglichst homogene Akzeptanz im Azimutwinkel aufweisen, da zur Bestimmung der Quantenzahlen der zerfallenen Resonanz azimuthale Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte ausgewertet werden. Eine einfache Segmentierung des Detektors in Streifen kommt nicht in Frage, da die Effizienzlücken an den Stoßstellen der Szintillatoren diese Symmetrie stören. Es wurde entschieden trapezoide Segmente zu verwenden, da deren Lücken eine azimuthale Symmetrie aufweisen.

5.3 Material

Die Forderung nach einem dünnen Szintillator hat eine Erhöhung der Anzahl der Reflexionen, die ein Photon auf dem Weg zur Photoröhre unterläuft, zur Folge. Da die Oberfläche nicht perfekt eben hergestellt werden kann, gibt es Lichtverluste durch Unebenheiten, an denen die Bedingung für die Totalreflexion nicht mehr erfüllt ist. Um diesen negativen Effekt zu minimieren wird ein Szintillator mit einer guten Oberflächenbeschaffenheit und einer guten Lichtausbeute verwendet. Es wurden die zwei Szintillationsmaterialien BC404 und BC408 von Saint Gobin¹ in die nähere Auswahl genommen. Diese Materialien

¹ehemals Bicron

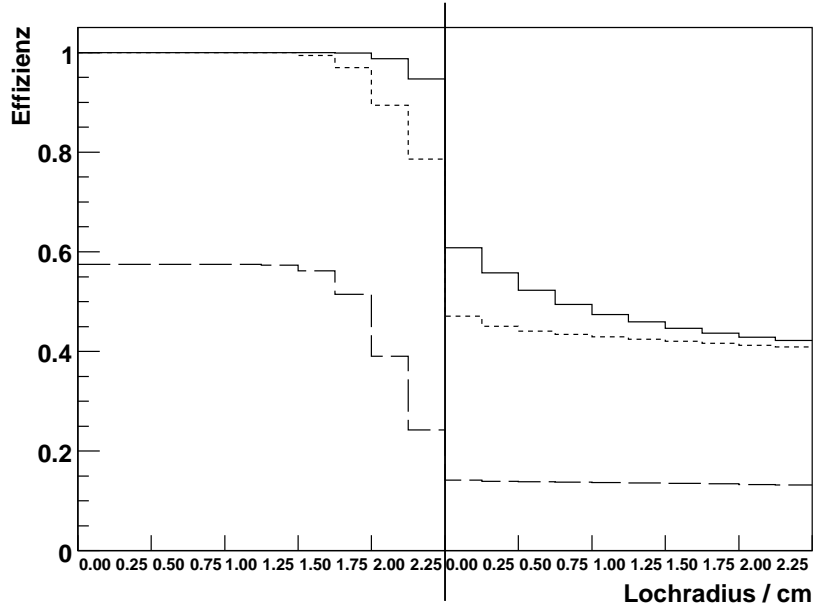


Abbildung 5.5: Einfluss des Lochradius auf die Triggereffizienz für 2 Zerfallskanäle der diffraktiven Produktion. In der linken Bildhälfte wurde mindestens ein detektiertes Teilchen gefordert in der Rechten mindestens Zwei. Der Radius wurde in beiden Fällen jeweils zwischen $0 \text{ cm} \leq R \leq 2.25 \text{ cm}$ variiert. Zerfallskanäle: **durchgezogen:** $\eta \pi \rightarrow 3\pi \pi$, **kurz gestrichelt:** $\eta \pi \rightarrow 2\gamma \pi$, **lang gestrichelt:** minimum BIAS

wurden bereits für mehrere Hodoskope bei COMPASS verwendet. Sie zeichnen sich durch kurze Abklingzeiten und eine hohe Lichtabschwächungslänge aus, die durch eine Oberflächenbearbeitung mit einem Diamantwerkzeug² erreicht wird. In Tab. 5.1 und Abb. 5.6 sind Abklingzeiten, Lichtausbeute und die spektrale Intensitätsverteilung des Szintillationslicht der beiden Materialien aufgelistet. Sowohl die Werte als auch die Spektren sind aus dem Datenblatt des Herstellers entnommen [12]. Dabei beschreibt $\lambda_{absorption}$ die

Eigenschaften	Lichtausbeute ³	$\lambda_{absorption}$	Zerfallszeit	$\lambda_{max}^{photon}/nm$
BC404	68%	140cm	1.8ns	408
BC408	64%	210cm	2.1ns	425

Tabelle 5.1: Eigenschaften des Szintillationslichtes der Materialien BC408 und BC404

Lichtabschwächungslänge, die an einem polierten Block mit den Maßen $(1 \times 20 \times 200) \text{ cm}^3$ mit einer Bialkaliphotoröhre an einem Ende gemessen wurde. Ein Brechungsindex von $n = 1.58$ und eine Dichte von $\rho = 1.032 \text{ g/cm}^3$ wurden vom Hersteller für beide Materialien gleich angegeben.

²Produktname: Diamond Tool Finish

³relativ zu Anthrazen

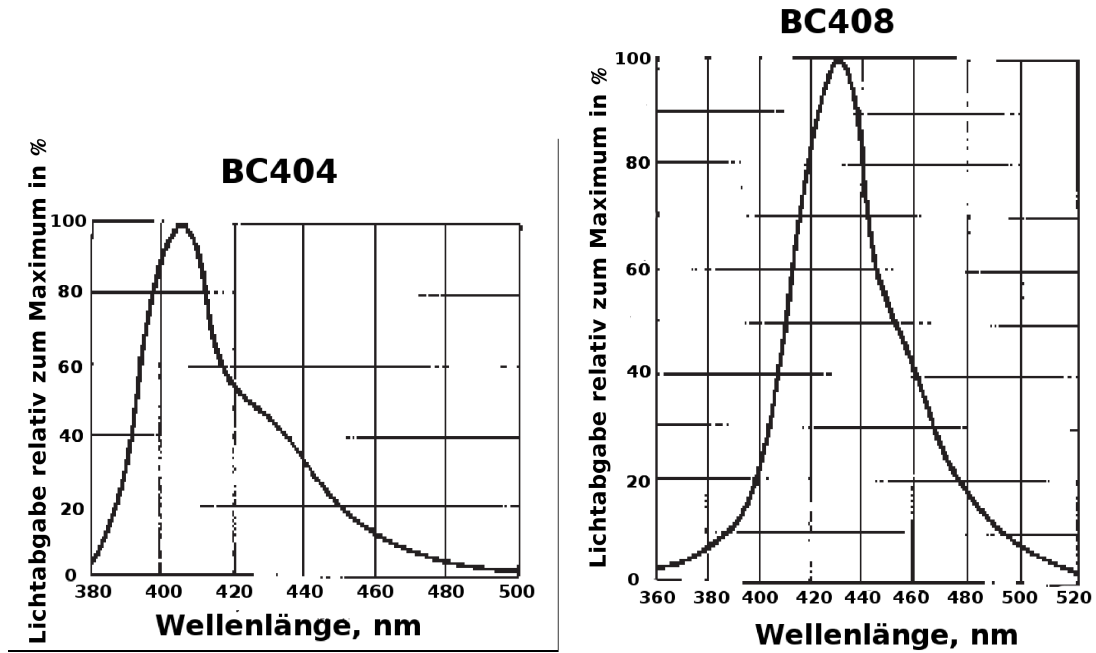


Abbildung 5.6: Emissionsspektrum der Materialien BC404 und BC408 [12]

Anhand der Dimensionen des Multiplizitätszählers kann eine grobe Abschätzung vorgenommen werden, welches der beiden Materialien am besten geeignet ist. Die letztendlich nachgewiesene Anzahl der Photonen und damit die Amplitude des Pulses wird durch die Abschwächungslänge des Szintillators λ , die Anzahl der emittierten Photonen A_0 und den vom Licht zurückgelegten Weg x bestimmt.

$$A(x) = A(0) \cdot \exp\left(\frac{x}{\lambda}\right)$$

Es kann angenommen werden, dass der Lichtleiter für beide Materialien den gleichen Effekt hat, da nur die Lichtbeugung am Übergang vom Szintillator zum Lichtleiter eine Rolle spielt und der Brechungsindex von BC408 und BC404 gleich ist. Während BC404 eine größere Lichtausbeute und eine kürzere Abklingzeit hat, ist die Lichtabschwächungslänge geringer und das spektrale Emissionsmaximum liegt im nahen UV-Bereich. Die maximale Auswirkung der Abschwächungslänge kann man grob anhand des Unterschieds der Transmissionswahrscheinlichkeiten des direkten Lichts aus dem entferntesten Punkt, in diesem Fall die Spitze, abschätzen:

$$\frac{T(BC408) - T(BC404)}{T(BC404)} \approx \exp\left(\frac{30cm}{140cm} - \frac{30cm}{210cm}\right) - 1 \approx 7\%$$

Der Unterschied in der Lichtausbeute lässt sich durch

$$\frac{I_{rel}(BC404) - I_{rel}(BC408)}{I_{rel}(BC404)} = 1 - \frac{64\% \text{ Anthrazen}}{68\% \text{ Anthrazen}} \approx 6\%$$

abschätzen. Der Intensitätszuwachs ist im Rahmen der großen Fehler dieser groben Abschätzung bei beiden Parametern etwa gleich. Zur genaueren Untersuchung wurden Computersimulationen nach der Monte-Carlo-Methode durchgeführt. Die Entscheidung bezüglich des Materials wird durch den Vergleich der Emissionspektren mit der spektralen Lichtabschwächung des Lichtleiters und der spektralen Quanteneffizienz des Photovervielfachers getroffen.

Materialdicke

Der Multiplizitätszähler soll möglichst dünn sein, um die Wechselwirkung der Teilchen im Detektormaterial minimal zu halten. Andererseits nimmt die Signalamplitude des Detektors mit abnehmender Dicke ab, da weniger Szintillationslicht entsteht und mehr Reflexionen beim Lichttransport auftreten. Es muss ein Kompromiss geschlossen werden, bei dem die Signale des Detektors gut vom Untergrund diskriminierbar sind und gleichzeitig wenig Material verwendet wird. Dabei sollte die Wechselwirkungslänge des Detektors einen Bruchteil der Wechselwirkungslänge des Targets ausmachen. Die Wechselwirkung von Elektronen kann durch die Strahlungslänge X_0 quantifiziert werden, während für Hadronen zusätzlich die nukleare Wechselwirkungslänge λ_C berücksichtigt werden muss. In Tabelle 5.2 sind die Werte für das Target und für einen Milimeter Szintillationsmaterial auf Basis von Polyvinyltoluol (PVT) in Wechselwirkungs- und Strahlungslängen angegeben. Es wurde entschieden einen Szintillator der Dicke 3 mm zu verwenden. Dies entspricht

Material	Dicke	Dicke/ X_0	Dicke/ λ_C
LH2-Target	40 cm	4.62 %	6.5 %
PVT	1 mm	0.24 %	0.18 %

Tabelle 5.2: Wechselwirkungslängen für geladene Teilchen in flüssigem Wasserstoff und Szintillationsmaterial [13]

einem Anteil von 5 % der Strahlungslänge des Targets und 3 % der nuklearen Wechselwirkungslänge des Targets.

5.4 Photovervielfacher

Als Photovervielfacher stehen die beiden Typen 9813KB der Firma EMI und XP-2900 der Firma Photonis zur Auswahl. Die Herstellerangaben zur spektralen Sensitivität der beiden Photovervielfacher sind in Abbildung 5.7 zu sehen. Die charakteristischen Daten sind in Tabelle 5.3 zusammengestellt. Aus dem Vergleich der spektralen Emissionswahrscheinlichkeit der Szintillatormaterialien mit der spektralen Quanteneffizienz der Röhren

Hersteller	Typ	Kathoden \varnothing	Anstiegszeit	Pulslaufzeit	maxim. Quanteneff.
Photonis	XP2900	23mm	1.9 ns	23ns	bei 420nm
EMI	9813KB	40mm	2.2 ns	46 ns	30% bei 360nm

Tabelle 5.3: Daten der Photovervielfacher aus den Datenblättern der Hersteller [14][15]

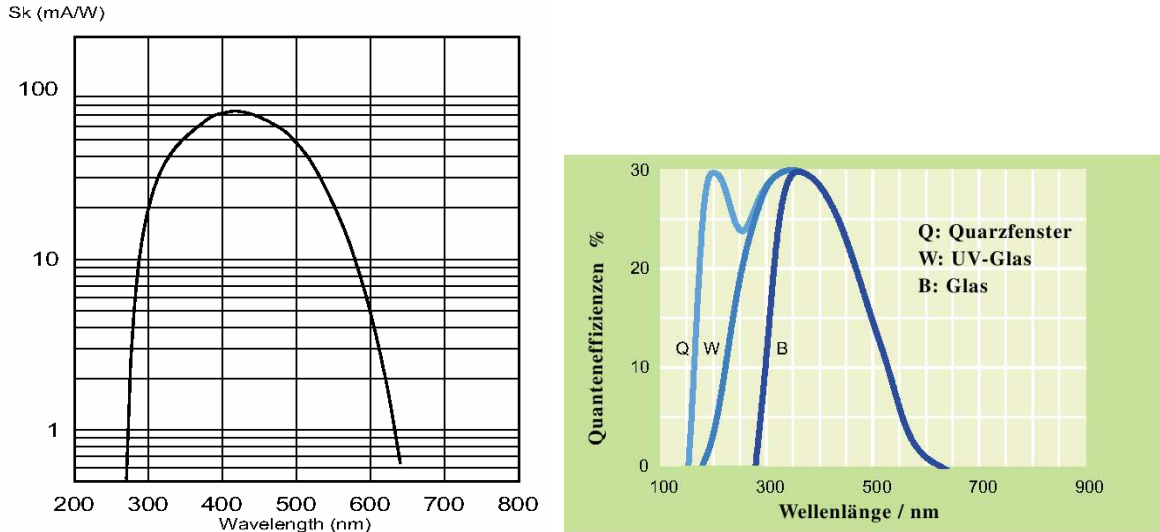


Abbildung 5.7: Spektrale Empfindlichkeit der Photovervielfacher. Links: Photonis-XP2900, Rechts: EMI-9813KB

ist zu erkennen, dass sich beide Photovervielfacher für die Benutzung in Kombination mit diesen Szintillatoren eignen.

Den oben genannten Phasenraumargumente (siehe Abschnitt 5.1) zufolge sollte die Kathodenfläche F_{PV} mindestens so groß sein wie die Fläche des Szintillators am Übergang zum Lichtleiter $F_{S_{zint.}}$. Bei einem trapezoiden Szintillator mit einer Dicke von 3 mm und einer Länge von 310 mm können die beiden Röhren maximal bis zu einem Öffnungswinkel von $\alpha(XP2900) \leq 25.2^\circ$ und $\alpha(9813KB) \leq 83.6^\circ$ verwendet werden. Die beiden Röhren sind in Abbildung 5.8 zu sehen.



Abbildung 5.8: Bild der Photovervielfacher XP2900 und 9813KB.

Kapitel 6

Simulationen

Die Überlegungen im vorigen Kapitel haben gezeigt, dass eine Optimierung der Geometrie des Multiplizitätszählers anhand von Abschätzungen schwierig ist. Aus diesem Grund wurden Simulationen als Mittel zur Analyse verwendet. Ziel dieser Simulationen ist es, die Auswirkungen der Verwendung verschiedener Szintillationsmaterialien, der Segmentierung des Multiplizitätszählers und der Länge des Lichtleiters zu studieren. Zudem soll überprüft werden, welchen Einfluss die Verwendung eines kleinen Photovervielfachers auf die nachgewiesene Lichtmenge hat.

Als erster Ansatz wurde ein einfaches Modell entwickelt, das nur den Lichttransport in Szintillator und Plexiglas durch Totalreflexion berücksichtigt. Die Grundannahme dieses Modells ist, dass der größte Anteil des Lichts durch Totalreflexion übertragen wird. Zum Vergleich wurden Studien mit der etablierten Simulationsumgebung LITRANI durchgeführt [16]. LITRANI wurde speziell für die Simulation von Szintillationsdetektoren geschrieben und berücksichtigt alle wichtigen optischen Eigenschaften eines Materials. Um die Güte des Verbunds aus Szintillator, Lichtleiter und Photovervielfacher zu charakterisieren wird die Lichtsammelleffizienz definiert. In ihr werden alle die Geometrie und das Material betreffende Effekte zusammengefasst.

Im ersten Abschnitt werden die wichtigsten physikalischen Grundlagen der Lichtleitung in einem Szintillationszähler erläutert. Anschließend werden die Modelle der beiden Simulationen und insbesondere ihre Unterschiede vorgestellt. Die Ergebnisse werden zunächst getrennt vorgestellt und danach verglichen.

6.1 Physikalische Grundlagen

Bei der Propagation des Szintillationslichts durch einen Szintillationszähler spielen hauptsächlich die Abschwächung des Lichts im Material und das Verhalten von Licht an Grenzflächen zwischen zwei Materialien mit verschiedenem Brechungsindex eine Rolle. Die Beschreibung dieser Vorgänge lässt sich aus den Maxwellgleichungen herleiten. Da es sich

bei den verwendeten Stoffen um amorphe Festkörper handelt, wird hier der Fall homogener und isotroper Materialkonstanten betrachtet. Außerdem wird angenommen, dass die Materialkonstanten im betrachteten Frequenzbereich keine Frequenzabhängigkeit aufweisen. Dadurch können die Medien allein durch ihren Brechungsindex und ihre Lichtabschwächungslänge vollständig beschrieben werden.

Lichtpropagation im Medium

Im homogenen, isotropen Medium breitet sich das Licht geradlinig aus. Die Intensität I nach einer Strecke x im Medium fällt auf einen Wert

$$I(x) = I(x=0) \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad (6.1)$$

ab, wobei λ die Lichtabschwächungslänge des Mediums beschreibt.

Übergang an Grenzflächen zwischen zwei Medien

Trifft das Licht auf eine Grenzfläche zweier Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes, so wird das Licht entweder winkelerhaltend reflektiert oder gebrochen. Der Winkel, unter dem der gebrochene Lichtstrahl ausläuft, kann durch das Snelliussche Brechungsgesetz berechnet werden, das aus der Forderung nach Stetigkeit der Tangentialkomponente des elektrischen Feldes E_{\parallel} und der Normalkomponente des magnetischen Feldes B_{\perp} folgt:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} \quad (6.2)$$

Das Verhältnis der Intensität zwischen reflektierter und gebrochener Welle wird durch die Fresnelschen Formeln beschrieben und hängt von der Polarisierung des Lichts ab. Ist das Licht senkrecht zur Einfallsebene also parallel zur Übergangsfläche polarisiert, so erhält man den Reflexionskoeffizienten σ_s , bei paralleler Polarisierung σ_p . Der Transmissionskoeffizient ergibt sich jeweils aus $\tau_i = 1 - \sigma_i$. Die Fresnelschen Formeln lauten dann [17]:

$$\sigma_s = -\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \quad \sigma_p = \frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)}. \quad (6.3)$$

Der Reflexionskoeffizient für den Übergang von Plexiglas nach Luft ($n_1 = 1.58$, $n_2 = 1.00$) ist in Abbildung 6.1 gezeichnet. Für die parallele Komponente des Lichts hat der Reflexionskoeffizient am Brewsterwinkel den Wert 0. Für den Transport des Lichts im Lichtleiter ist vor allem die Totalreflexion wichtig. Der minimale Winkel, ab dem Totalreflexion eintritt, ergibt sich aus

$$\sin(\alpha_{tot}) = \frac{n_2}{n_1} \quad (6.4)$$

Er beträgt im Fall des Szintillationsmaterials $\alpha_{tot} = 39.3^\circ$.

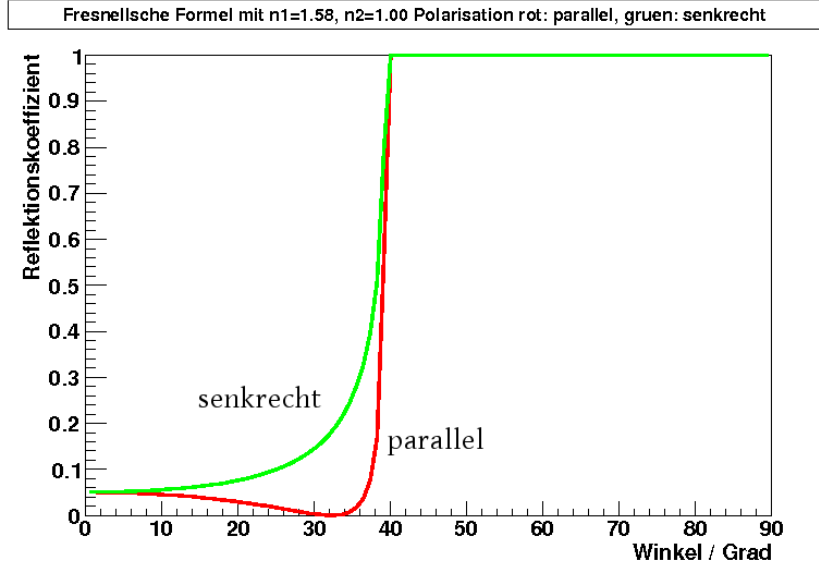


Abbildung 6.1: Reflexionskoeffizient der Fresnelschen Formeln für den Übergang von Plexiglas nach Luft ($n_1 = 1.58$, $n_2 = 1.00$).

Lichtsammelleffizienz

Die Lichtsammelleffizienz ϵ_{LS} wird definiert als das Verhältnis aus der Anzahl der Photonen, die den Photodetektor erreichen (N_{PV}) und der Anzahl der Photonen, die an einem Punkt \vec{x} im Szintillator emittiert wurden (N_0):

$$\epsilon_{LS}(\vec{x}) = \frac{N_{PV}}{N_0}. \quad (6.5)$$

Die Lichtsammelleffizienz hängt von der Lichtabschwächungslänge der verwendeten Materialien, ihrer Geometrie, Anordnung und Verarbeitung ab. Somit ist die Lichtsammelleffizienz ein gutes Maß, um Material und Geometrie des Detektors zu bewerten.

Für ein minimalionisierendes Teilchen lässt sich N_0 wie folgt abschätzen. Die Konversionseffizienz der deponierten Energie in Photonen wird vom Hersteller mit 64 % für BC408 und 68 % für BC404 relativ zu Anthrazen angegeben. Die Konversionseffizienz der in Anthrazen deponierten Energie ΔE in Lichtenergie E_{Licht} beträgt etwa 3%. Bei einer Photonenenergie von $E_\gamma = 2.7 \text{ eV}$ entspricht dies einer Photonenausbeute von

$$\frac{N_\gamma(\text{Anthrazen})}{\Delta E} \approx 10^4 \frac{\text{Photonen}}{\text{MeV}} \quad (6.6)$$

Aus der typischen Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens (MiP) in einem 3 mm dicken Szintillator aus BC40X $\Delta E(\text{MiP}, 3 \text{ mm PVT}) = 0.606 \text{ MeV}$ kann die mittlere Photonenzahl für ein minimalionisierendes Teilchen errechnet werden. Sie beträgt etwa

$$N_\gamma(\text{BC408}) \approx 3900 \quad \text{und} \quad N_\gamma(\text{BC404}) \approx 4100. \quad (6.7)$$

Der Fehler wird auf einen Faktor 2 abgeschätzt und wird durch den Fehler des Absolutwertes der Konversionseffizienz von Anthrazen bestimmt. Dies reicht aus um die Größenordnung der Photonenzahl zu bestimmen. Die oben verwendeten Messwerte für Anthrazen und BC40X (Szintillator auf Polyvinyltoluolbasis) wurden aus den Quellen [13, 18] entnommen.

Diese Abschätzung wird im Folgenden verwendet um die Zahl der Photonen am Photovervielfacher ($N_\gamma(PV)$) abzuschätzen. Dazu wird die in Gleichung 6.7 errechnete Photonenzahl am Teilchendurchgangsort ($N_\gamma(Material)$) und die Lichtsammeleffizienz verwendet:

$$N_\gamma(PV) = \epsilon_{LS}(\vec{x}) \cdot N_\gamma(Material) \quad (6.8)$$

Die Anzahl der Photoelektronen erhält man aus der Multiplikation von $N_\gamma(PV)$ mit der Quanteneffizienz des Photovervielfachers.

6.2 Simulationen mit einem vereinfachten Modell

In dieser ersten Simulation soll der Einfluss von Szintillationsmaterial und Geometrie der Komponenten des Szintillationszählers mit einem einfachen Modell untersucht werden. Der Prozess der Lichtleitung wird auf den materialbedingten exponentiellen Abfall der Lichtintensität und die geometrisch bedingten Reflexionsverluste reduziert. Als Ergebnis erhält man die Photonenausbeute am Photovervielfacher relativ zur Anzahl der erzeugten Photonen. Das Modell bietet außerdem die Möglichkeit, eine Absorptionswahrscheinlichkeit bei jeder Reflexion zu berücksichtigen, die ihre physikalische Entsprechung in Unebenheiten in der Oberflächenstruktur hat.

6.2.1 Das Modell

Die Lichtleitung im Szintillator und Lichtleiter wird hier auf die geradlinige Propagation im Material und Totalreflexion oder Absorption an den Oberflächen reduziert. Die Form von Szintillator und Lichtleiter wird durch Polygone genähert. Der Photovervielfacher wird durch eine quadratische Fläche mit einer Quanteneffizienz von 100% modelliert.

Das geometrische Modell des Lichtleiters und Szintillators ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Der Szintillator wird durch ein Trapezoid mit konstanter Dicke modelliert. Dies entspricht genau der später verwendeten Form. Die Fischeschwanzgeometrie hat einen quaderförmigen $D_{ZS} = 5\text{ mm}$ langen Fortsatz, der aus mechanischen Gründen eingeführt wird. Die Fischeschwanzgeometrie des Lichtleiters wird durch ein Trapezoid genähert, das zum Photovervielfacher hin dicker wird. Die aktive Fläche des Photovervielfachers wird durch ein Quadrat mit der jeweiligen Fläche der Photokathode modelliert.

Ein Teilchendurchgang wird durch die isotrope Emission einer konstanten Anzahl von Photonen $N_{\gamma 0}$ aus einer Punktquelle im Szintillator simuliert. Um den Teilchendurchgangsort zu klassifizieren wird ein zweidimensionales Raster verwendet, das den

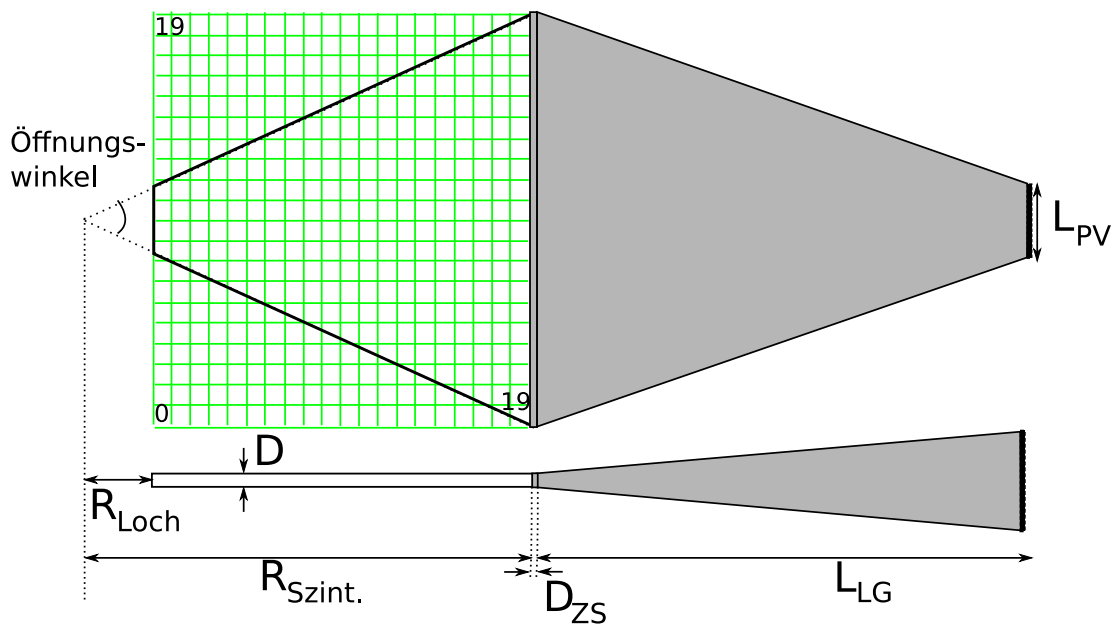


Abbildung 6.2: Skizze des geometrischen Modells. Die Skizze ist nicht maßstabsgetreu. Oben: Aufsicht des Aufbaus mit Rastereinteilung des Szintillators. Unten: Seitenansicht (PV: Photonenvervielfacher)

Szintillator in 20x20 rechteckige Segmente unterteilt. Die Größe der Rasterelemente hängt somit von der gewählten Geometrie ab.

Die Lichtleitung wurde in zwei Teilprozesse zerlegt, in die geradlinige Propagation im Material und Reflexion am Materialübergang. In Abbildung 6.3 ist das Ereignismodell der Simulation zu sehen. Das Photon propagiert vom Entstehungsort durch das Material

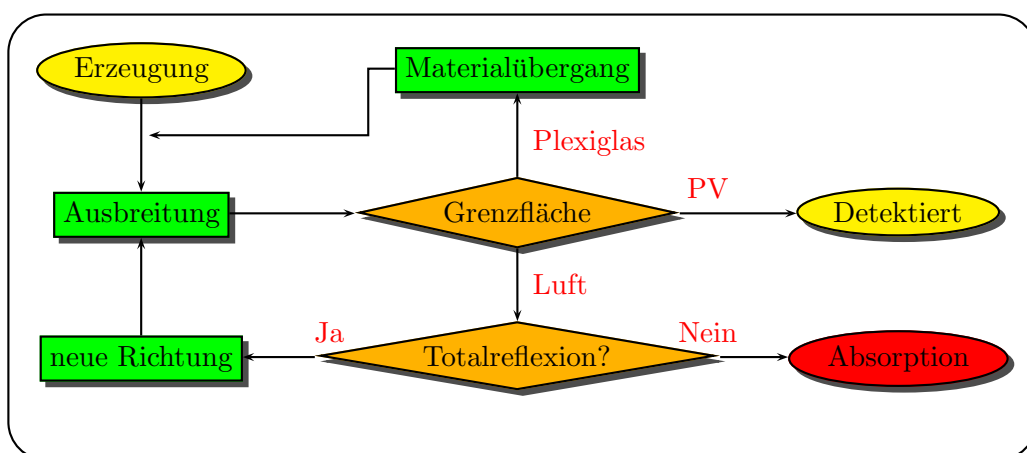


Abbildung 6.3: Ereignismodell der Simulation

bis es eine Grenzfläche erreicht. Dort wird festgestellt, ob es sich um Luft oder Plexiglas handelt. Am Übergang zur Luft wird das Licht entweder totalreflektiert oder absorbiert. An einer Grenzfläche zu Plexiglas propagiert es geradlinig weiter. Trifft das Photon auf das Quadrat am Ende des Lichtleiters, das den Photovervielfacher symbolisiert, so gilt es als nachgewiesen.

Für die Absorption durch das Material wird die Formel für die Abschwächung der Intensität verwendet:

$$I(x) = I(0) \cdot \exp\left(\frac{\Delta x}{\lambda_{abschw.}}\right) = I(0) W_{transm.} \quad (6.9)$$

Der exponentielle Term dieser Formel kann als die Wahrscheinlichkeit interpretiert werden, dass das Licht durch ein Medium der Dicke Δx transmittiert wurde. Da es sich bei der Absorption um einen statistisch unkorrelierten Prozess handelt, kann das Medium in Stücke beliebiger Dicke zerlegt werden und für jedes Stück errechnet werden, ob das Photon absorbiert wurde. Die Lichtabschwächungslänge des Lichtleiters wird vernachlässigt, da sie mit etwa $\lambda_{abs.}(\text{Plexiglas}) \approx 5 \text{ m}$ typischerweise wesentlich höher als die geplante Lichtleiterlänge ist.

In der Simulation wird bei Erreichen einer Grenzfläche festgestellt, ob das Photon seit der letzten Grenzfläche absorbiert wurde. Dies wird durch Vergleich einer zufällig generierten Zahl $N \in [0, 1[$ mit der Transmissionswahrscheinlichkeit erreicht:

$$(N < W_{transm.}) \text{ ist } \begin{cases} \text{wahr:} & \text{transmittiert} \\ \text{falsch:} & \text{absorbiert} \end{cases} \quad (6.10)$$

6.2.2 Ergebnisse

In der Simulation werden für jedes Rasterlement etwa 500 Ereignisse mit jeweils 1000 Photonen simuliert. Die Ereignisse werden gleichverteilt auf der Szintillatorfläche erzeugt. Da die Rasterlemente in den Randbereiche teilweise über die Szintillatorfläche hinausreichen, skaliert die Statistik mit der Szintillatorfläche, die im Rasterelement enthalten ist.

Die folgenden Parameter wurden in den Simulationsrechnungen konstant gehalten: Der Radius des Lochs im Szintillator war auf $R_L = 10 \text{ mm}$ festgelegt und der Außenradius des Multiplizitätszählers war durch die Akzeptanz des Spektrometers auf $R_{Szint.} = 310 \text{ mm}$ festgelegt. Die Dicke des Szintillators beträgt $D = 3 \text{ mm}$.

Es wurden verschiedene Lichtleiterlängen, Szintillationsmaterialien und Photovervielfacher simuliert. Zur Auswertung der Simulation stehen die Lichtsammeleffizienzen für jedes Rasterelement des Szintillators zur Verfügung. Daraus werden der Maximal- und Minimalwert und deren Verhältnis sowie der Mittelwert aus der Lichtsammeleffizienz aller

Bereiche des Detektors errechnet:

$$\langle \epsilon_{LS} \rangle = \frac{1}{N_{Elemente}} \cdot \sum_{i \in \text{Raster}} \epsilon_{LS}(i), \quad (6.11)$$

wobei $N_{Elemente}$ die Anzahl aller Rasterelemente beschreibt, die den Szintillator überdecken. Der Maximal- und Minimalwert machen eine Aussage über die zu erwartenden Photonenzahlen, während das Verhältnis der Extremalwerte die Ortsabhängigkeit der Lichtsammeleffizienz und damit des dynamischen Bereichs der Signale beschreiben. Der wichtigste Parameter ist der Minimalwert, da er die Pulshöhe der schlechtesten Stelle des Detektors beschreibt.

Typische Minimal- und Maximalwerte der Lichtsammeleffizienz liegen im Bereich zwischen 4 % und 20 %. Bei etwa $5 \cdot 10^5$ simulierten Photonen pro Rasterelement entspricht dies 20 000 bis 100 000 registrierten Photonen in jedem Rasterelement. Der statistische Fehler der Lichtsammeleffizienz liegt im Bereich von $\Delta\epsilon_{LS}(4\%) = 0.1\%$ bis $\Delta\epsilon_{LS}(20\%) = 0.2\%$

Segmentierung

Um die Auswirkungen der Segmentierung des Szintillators zu untersuchen, wurde der Winkel des Szintillators verändert, während die Lichtleitergeometrie und das Material (BC408) konstant gehalten wurden. In Abbildung 6.4 sind die Ergebnisse für einen Öffnungswinkel zwischen 20° und 45° zu sehen. Es ist eine starke Ortsabhängigkeit der Lichtsammeleffizienz zu sehen. Die Spitze des Szintillators weist eine vielfach höhere Lichtsammeleffizienz auf, als die breite Seite zum Lichtleiter hin. Dies steht im Gegensatz zur Lichtabschwächung im Szintillationsmaterial und muss daher ein geometrischer Effekt sein. Der Punkt mit niedrigster Lichtsammeleffizienz liegt auf der Symmetrieachse des Detektors, unmittelbar an der Übergangsfläche zum Lichtleiter. Um diese Schwankungen zu quantifizieren, sind in Tabelle 6.1 Maximum, Minimum der Lichtsammeleffizienz in den Rasterelementen und deren Verhältnis angegeben.

Anhand der Extremal- und Mittelwerte erkennt man einen deutlichen Trend, dass

Öffnungswinkel	Maximum	Minimum	Max./Min.	Mittelwert
20°	32.2 %	7.5 %	4.3	14.8 %
30°	17.2 %	4.9 %	3.5	10.0 %
45°	8.1 %	4.2 %	1.9	6.8 %
60°	5.8 %	4.1 %	1.4	4.8 %

Tabelle 6.1: Eigenschaften der Lichtsammeleffizienz für verschiedene Öffnungswinkel

ein kleinerer Öffnungswinkel die Lichtsammlung begünstigt. Zu kleineren Winkeln hin wird die Ortsabhängigkeit der Lichtsammeleffizienz stärker. Dies hängt vermutlich mit

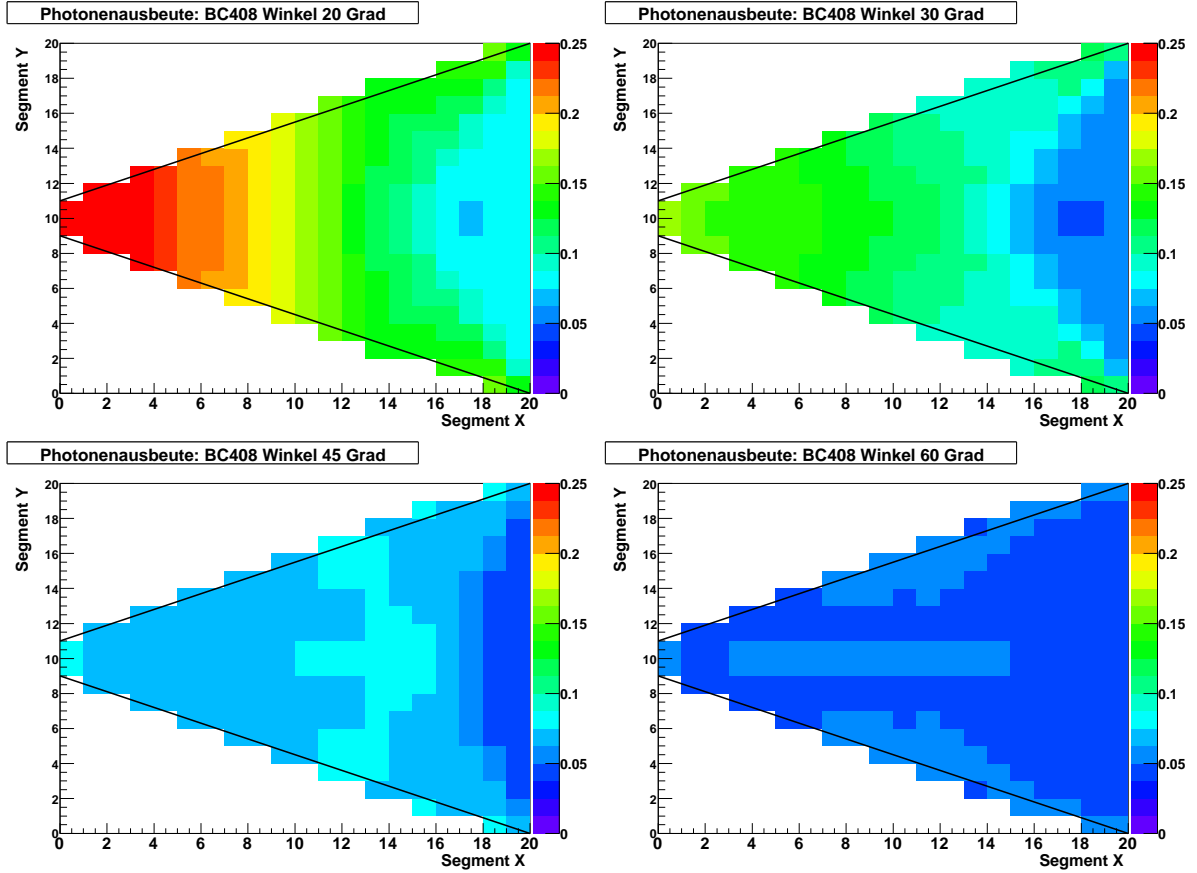


Abbildung 6.4: Ergebnisse der Simulation für die Öffnungswinkel 20° , 30° , 45° und 60° . Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Skalen für alle Graphen gleich gewählt. Konstante Parameter: $L_{LG} = 270$ mm, Material BC408, $\varnothing_{PV} = 40$ mm Kathodendurchmesser

der fokussierenden Wirkung der Geometrie zusammen, die sich an der Spitze deutlich stärker auswirkt als an der breiten Seite. Diesem Ergebnis zufolge sind an der Stelle mit der minimalen Lichtsammelleffizienz je nach Winkel ca. 160-300 Photonen am Photovervielfacher zu erwarten (vgl. Glgen. 6.7 und 6.8). Bei einer Quanteneffizienz von 30% entspricht dies 48-90 Photoelektronen. Damit sollten die Signale groß genug sein, so dass der Multiplizitätszähler als Trigger verwendet werden kann.

Szintillationsmaterial

Um das Szintillationsmaterials auszuwählen, wurde die Abschwächungslänge des Szintillators variiert und die Photonenausbeute¹ für verschiedene Lichtleiterlängen simuliert. In Abbildung 6.5 sind die Ergebnisse für eine Lichtleiterlänge exemplarisch dargestellt. In Tabelle 6.2 sind die Ergebnisse für zwei Lichtleiterlängen angegeben. Für beide Lichtlei-

¹relativ zu Anthrazen

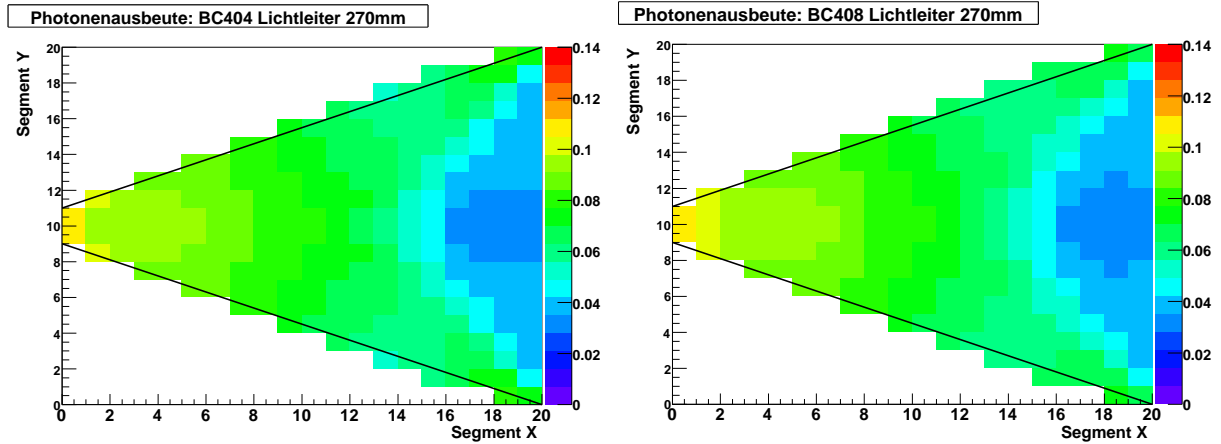


Abbildung 6.5: Vergleich der Photonensammeleffizienz der beiden Materialien BC404 und BC408 bei einer Lichtleiterlänge von $L_{LG} \epsilon [270]$ mm

Material	L_{LG}	Maximum	Minimum	Max./Min.	Mittelwert
BC404	200mm	8.4 %	3.8 %	2.2	4.3 %
BC408	200mm	9.2 %	3.9 %	2.4	4.6 %
BC404	270mm	10.7 %	3.2 %	3.4	4.4 %
BC408	270mm	11.6 %	3.3 %	3.6	4.6 %

Tabelle 6.2: Vergleich der beiden Szintillationsmaterialien

terlängen ergibt die Simulationen bessere Werte für BC404. Die Verbesserung liegt in der Größenordnung von einem Prozent am Maximum und etwa 2.5 Promille für den Mittelwert. Dies entspricht einem relativen Unterschied von $\Delta < \epsilon_{LS} > / < \epsilon_{LS} > \approx 5 \%$. Für den Minimalwert zeigen die Simulationen keinen signifikanten Unterschied.

Photoervielfacher

Die Simulation sollte auch zeigen, welchen Einfluss die Verwendung einer kleineren Photoröhre auf die Lichtsammeleffizienz hat. Es wurden die folgenden Parameter verwendet: Material BC408, Lochradius $R_L = 10$ mm, Szintillatorkradius $R_{Szint.} = 310$ mm und Lichtleiterlänge $L_{LG} = 270$ mm. Durch die geringere Fläche der Photokathode ändert sich auch die Form des Lichtleiters. Als aktive Fläche der Photoröhren wurde jeweils ein Quadrat mit der Fläche der Kathode gewählt. Die Kathodendurchmesser betragen $\varnothing_K(XP2900) = 23$ mm und $\varnothing_K(EMI-9813KB) = 40$ mm. Die Ergebnisse der Lichtsammeleffizienzen sind in Abbildung 6.6 zu sehen. Bei der Benutzung der kleineren Röhre sind starke Einbußen über die gesamte Fläche zu erwarten. Das Verhältnis der beiden Lichtsammeleffizienzen ist in Abbildung 6.7 aufgetragen. Die Geometrie mit dem größeren Photoervielfacher zeigt im Mittel eine Effizienzverbesserung von 70 % gegenüber der Geometrie mit der kleineren Röhre. Dies ist durch die im vorigen Kapitel besprochenen Phasenraumargumente zu erklären.

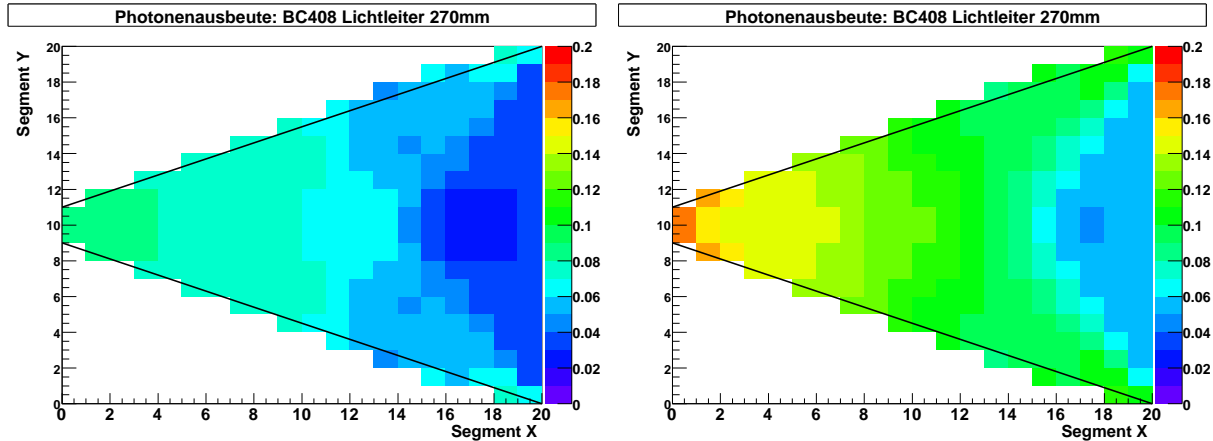


Abbildung 6.6: Vergleich der Lichtsammelleffizienzen mit einer XP2900-Röhre $\varnothing_{Kathode} = 23$ mm (links) und einer EMI-9813KB-Röhre $\varnothing_{Kathode} = 40$ mm (rechts)

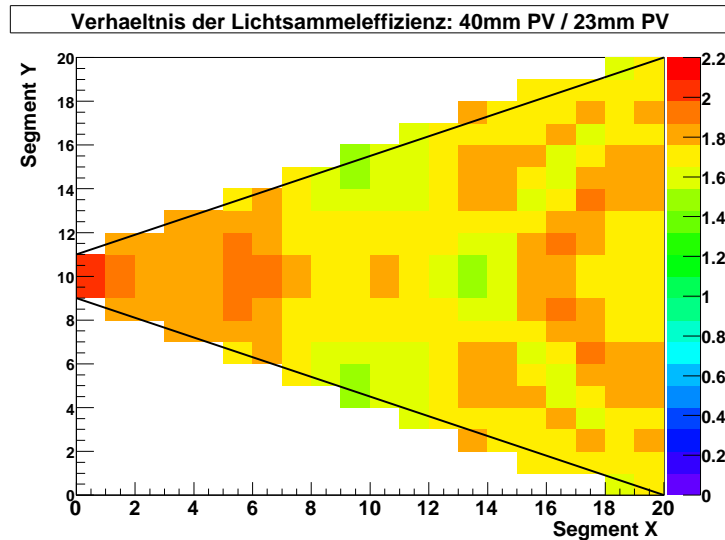


Abbildung 6.7: Verhältnis der Lichtsammelleffizienzen der Geometrien mit einer 2"-Röhre und einer 1"-Röhre

Länge des Lichtleiters

Um den Einfluss der Lichtleiterlänge auf die Lichtsammelleffizienz zu untersuchen, wurden die Parameter des Szintillators festgehalten und nur die Lichtleiterlänge L_{LG} variiert. Die Maximal- und Minimalwerte der Lichtsammelleffizienzen für Lichtleiterlängen zwischen 150mm und 300mm sind in Tabelle 6.3 aufgetragen. Die Lichtsammelleffizienzen in Abhängigkeit des Ortes sind in Abbildung 6.8 zu sehen. Die Simulationsergebnisse zeigen keine Abhängigkeit der gemittelten Lichtsammelleffizienz von der Lichtleiterlänge. Es ist jedoch eine Erhöhung der Ortsabhängigkeit der Photonenausbeute mit steigender Lichtleiterlänge zu beobachten, die sich in den Extremwerten bemerkbar macht. Die

L_{LG}	Maximum	Minimum	Max./Min.	Mittelwert
150mm	13.2 %	6.0 %	2.2	10.1 %
200mm	13.6 %	5.7 %	2.4	9.9 %
250mm	14.4 %	5.2 %	2.8	10.0 %
260mm	15.7 %	5.0 %	3.1	10.0 %
270mm	17.1 %	4.8 %	3.6	10.0 %
280mm	17.3 %	5.0 %	3.5	10.1 %
290mm	17.3 %	5.4 %	3.2	10.0 %
300mm	17.2 %	5.3 %	3.2	10.0 %

Tabelle 6.3: Übersicht der Maximal und Minimalwerte und deren Verhältnis bei verschiedenen Lichtleiterlängen.

Verbesserung der Photonenausbeute an der Spitze lässt sich durch die Abnahme des Öffnungswinkels des Lichtleiters bei Verlängerung des Lichtleiters erklären. Dadurch treffen die Photonen im Mittel unter einem größeren Winkel auf die Grenzflächen, und es erfüllen mehr Photonen die Bedingung für die Totalreflexion. Für die Bereiche nahe des Lichtleiters lässt sich die Abnahme der Photonenausbeute mit steigender Lichtleiterlänge, durch den geringer werdenden Anteil an direktem Licht erklären. Als direktes Licht wird der Anteil der Photonen bezeichnet, der den Photoervielfacher ohne Reflexion auf direktem Weg erreicht. Der Anteil des direkten Lichts kann durch den Anteil des Raumwinkels, den die Kathodenfläche des Photoervielfachers einnimmt errechnet werden. Man kann abschätzen, dass der Anteil des direkten Lichts an der Stelle der minimalen Lichtsammelleffizienz am Rasterelement (19,10) von etwa 0.59 % bei $L_{LG} = 150$ mm bis auf 0.15 % bei $L_{LG} = 300$ mm abnimmt. Dieser Effekt ist von der gleichen Größenordnung wie die Abnahme der minimalen Lichtsammelleffizienz.

Bei der Wahl der Lichtleiterlänge sollte berücksichtigt werden, dass der Modellfehler der Lichtsammelleffizienz nicht konstant über die Szintillatorfläche ist. Die Photonen aus den verschiedenen Bereichen des Szintillators durchlaufen unterschiedlich viele Reflexionen. Daher wirken sich die Modellfehler der Lichtreflexion unterschiedlich stark aus. Entsprechend gibt es auch eine Abhängigkeit des Fehlers von der Lichtleiterlänge. Beim Vergleich verschiedener Lichtleiterlängen spielt der Fehler der Reflexionen im Szintillator eine geringere Rolle, da immer die gleiche Szintillatorgeometrie verwendet wird. Die Modellfehler des Szintillators beeinflussen dennoch die Ergebnisse, da der Szintillator das Phasenraumvolumen der Photonen, also Häufigkeit der Austrittsposition und zugehörigem Winkel, am Übergang zum Lichtleiter bestimmt.

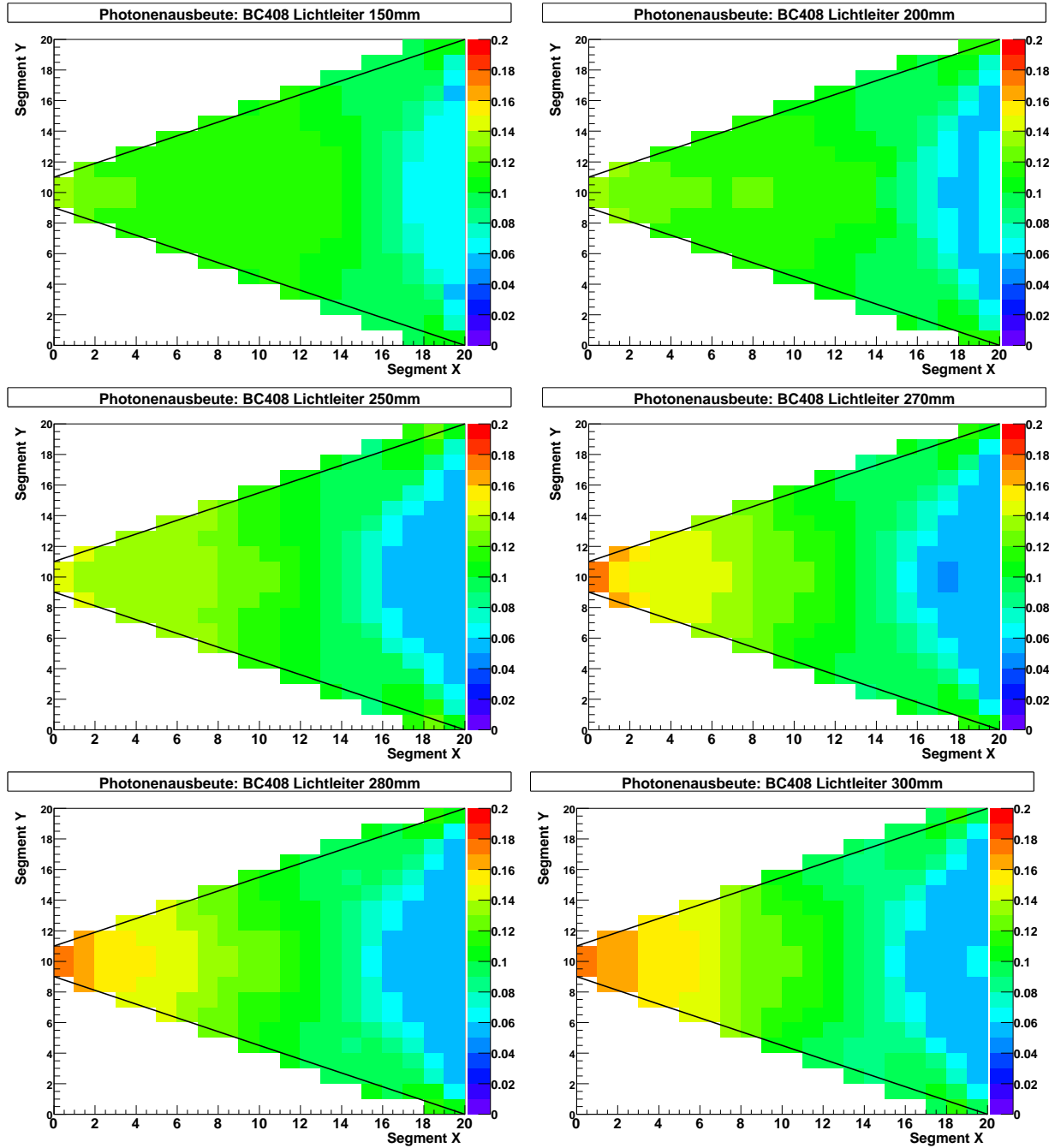


Abbildung 6.8: Lichtsammelleffizienzen mit verschiedenen Lichtleiterlängen. Von oben zeilenweise: $L_{LG} = (150, 200, 250, 270, 280, 300)$ mm

6.3 Simulationen mit LITRANI

LITRANI wurde für die Simulation beliebiger Detektoren auf der Basis von Lichtausbreitung und -detektion entwickelt. Daher berücksichtigt es eine Vielzahl von optischen Eigenschaften, die in dieser Simulation nicht verwendet werden müssen oder vereinfacht werden können. Im Folgenden sollen zuerst die Unterschiede des in LITRANI verwendeten Modells zum vorherigen Modell erläutert werden. Anschließend werden die Ergebnisse der Simulationen vorgestellt.

6.3.1 Modelleigenschaften

Im Unterschied zum vorherigen Modell wird das Verhalten des Lichts an Grenzflächen durch die Anwendung des Snelliusschen Brechungsgesetzes und der Fresnelschen Formeln korrekt modelliert. Dazu wird jedem Photon ein Polarisationsvektor zugeordnet, der bei der Berechnung der Reflexionswahrscheinlichkeit benötigt wird. Da das Material unpolarisiertes Licht emittiert, wird der Polarisationsvektor zufällig gewählt und so effektiv eine Mittelung über die Polarisationseffekte vorgenommen. Die Abschwächungslänge des Lichtleiters wurde auch weiterhin vernachlässigt.

Das geometrische Modell von Szintillator, Lichtleiter und Photovervielfacher entspricht dem geometrischen Modell der vereinfachten Simulation (siehe Abb. 6.2). Eine wichtige Erweiterung ist die Berücksichtigung des Einpackmaterials. Szintillator und Lichtleiter werden von einer Luftschicht umgeben, an die sich eine reflektierende Aluminiumschicht anschließt. Mit einem Parameter kann bestimmt werden, ob es sich bei dem Aluminium um einen diffusen Streuer oder eine glatte Oberfläche handelt. Dieser Parameter $W_{diffusion} \in [0, 1]$ bestimmt den Anteil der Photonen, für die der Reflexionswinkel zufällig bestimmt wird.

In LITRANI werden sowohl die Quanteneffizienz der Photoröhre als auch ihre Wellenlängenabhängigkeit berücksichtigt. In diesem Falle wurde eine konstante Quanteneffizienz von 24.5% angenommen. Dies ist zulässig, da keine Wellenlängenabhängigkeiten der Materialkonstanten berücksichtigt werden. Die spektralen Effekte können nachträglich in einem Korrekturfaktor zusammengefasst werden. Dieser errechnet sich aus dem Integral des Produkts der spektralen Emissionswahrscheinlichkeit des Szintillationsmaterials mit dem spektralen Transmissionskoeffizienten des Lichtleiters und der spektralen Quanteneffizienz des Photovervielfachers über die Lichtwellenlänge.

6.3.2 Länge des Lichtleiters

Mit LITRANI wurde der Einfluss der Lichtleiterlänge simuliert. Die Parameter wurden genauso gewählt, wie in der vorangegangenen Simulation: Material BC408, Lochradius $R_{Loch} = 10$ mm, Außenradius des Szintillators $R_{Szint.} = 270$ mm, Länge des Lichtleiters

$L_{LG} = 270$ mm, Kathodendurchmesser des Photoervielfachers $\varnothing_K = 40$ mm und Öffnungswinkel des Szintillators 30° . Die Lichtsammeleffizienzen sind im Gegensatz zur vorherigen Simulation im Folgenden in Promille angegeben. In Tabelle 6.4 sind Maximum, Minimum und deren Verhältnis aufgetragen. Die Lichtsammeleffizienzen in Abhängigkeit

L_{LG}	Maximum	Minimum	Verhältnis	Mittelwert
250 mm	0.407 %	0.216 %	1.9	0.347 %
260 mm	0.409 %	0.193 %	2.1	0.345 %
270 mm	0.397 %	0.203 %	2.0	0.345 %
280 mm	0.396 %	0.207 %	1.9	0.342 %
290 mm	0.399 %	0.208 %	1.9	0.341 %
300 mm	0.388 %	0.206 %	1.9	0.339 %
310 mm	0.399 %	0.198 %	2.0	0.342 %
350 mm	0.393 %	0.199 %	2.0	0.338 %

Tabelle 6.4: Maximal- und Minimalwerte der Lichtsammeleffizienz für verschiedene Lichtleiterlängen

des Emissionsortes des Photons sind in Abbildung 6.9 zu sehen. Die Simulation hat eine Lichtausbeute im Bereich von 1.2 % bis 0.4 % ergeben. An jedem Rasterelement wurden 200 000 Photonen erzeugt. Das bedeutet, dass etwa 400-800 Photonen nachgewiesen wurden. Der statistische Fehler der Lichtsammeleffizienz der einzelnen Rasterelemente ist von der Größenordnung 0.014 %. Die Extremalwerte zeigen keine signifikante Abhängigkeit von der Lichtleiterlänge. Der Fehler des Mittelwerts über die ca. 100 Segmente ist, aufgrund der höheren Statistik, um einen Faktor 10 geringer als der der einzelnen Segmente. Er beträgt nur 0.001 %. Hier ist eine geringer Abfall der Lichtsammeleffizienz mit der Lichtleiterlänge festzustellen. Berücksichtigt man die Primärphotonenanzahl (vgl. Gleichung 6.7), so entspricht ein Mittelwert der Lichtsammeleffizienz unter Berücksichtigung der Quanteneffizienz des Photoervielfachers von 0.034 % etwa 13 Photoelektronen, während am Minimum nur etwa 8 Photoelektronen erwartet werden. Damit sagt LITRANI nur ein sehr schwaches Signal vorher.

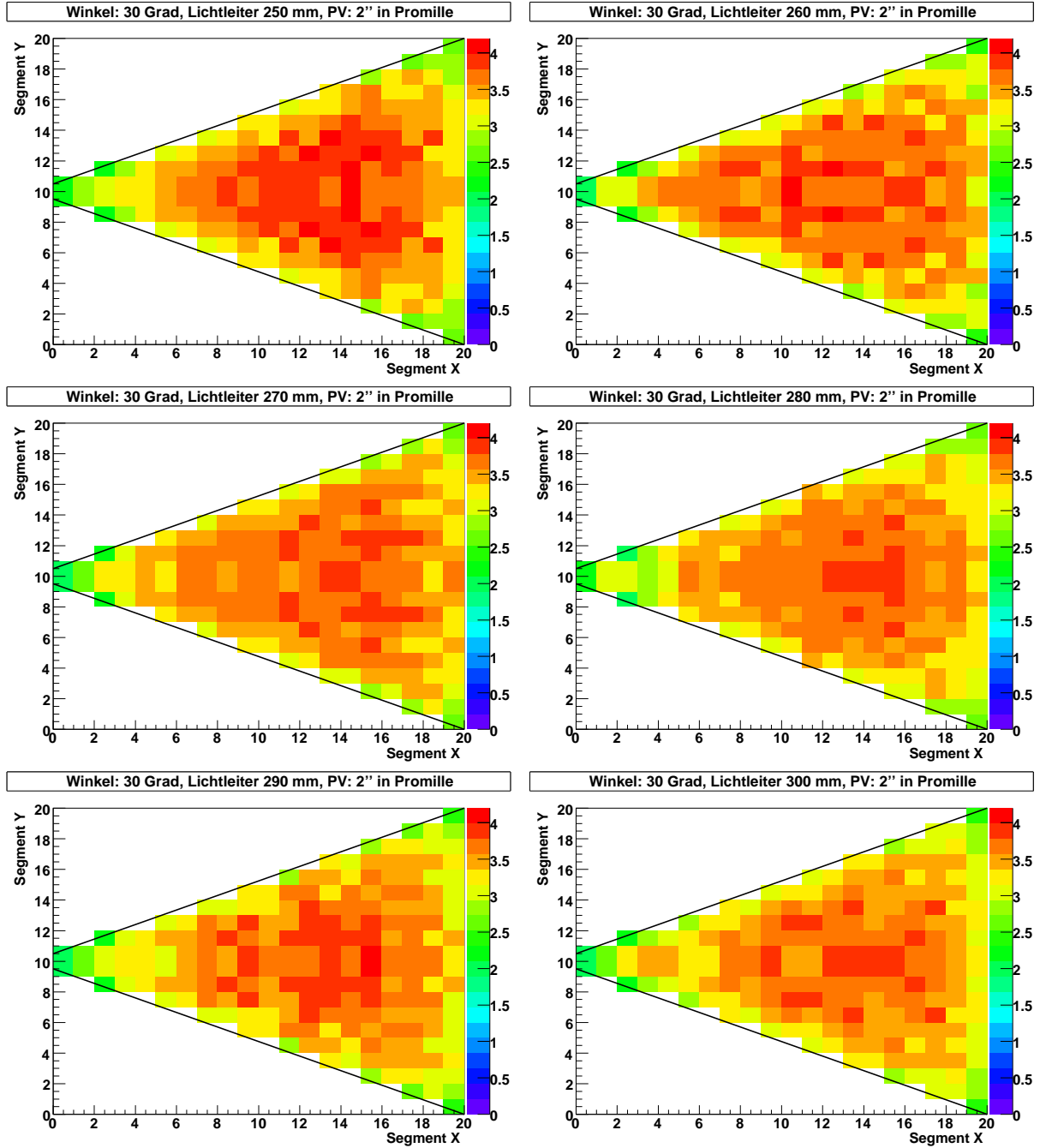


Abbildung 6.9: Lichtsammeleffizienzen mit verschiedenen Lichtleiterlängen unter Berücksichtigung der Quanteneffizienz des Photovervielfachers. Von oben zeilenweise: $L_{LG} = (250, 260, 270, 280, 290, 300)$ mm

6.4 Vergleich und Auswertung der Simulationsergebnisse

Beim Vergleich der Simulationsergebnisse aus LITRANI und dem vereinfachten Modell fällt auf, dass der Absolutwert der Lichtsammeleffizienz in LITRANI, um etwa einen Faktor 30 kleiner gegenüber dem des vereinfachten Modell ist (vergleiche Werte aus Tab. 6.3 und Tab. 6.4). Für den direkten Vergleich der Werte muss berücksichtigt werden, dass unterschiedliche Quanteneffizienzen für den Photovervielfacher angenommen wurden: $QE(\text{Litrani}) = 24.5\%$, $QE(\text{vereinf. Modell}) = 100\%$. Somit unterscheiden sich die Lichtsammeleffizienzen der beiden Modelle nur um einen Faktor 7. Dieser Unterschied steht jedoch im Widerspruch zu den Erwartungen aufgrund der Modellannahmen. Man erwartet einen Zuwachs an Lichtsammeleffizienz in LITRANI gegenüber dem einfacheren Modell, da die reflektierende Verpackung und die Fresnelschen Formeln berücksichtigt werden. Außerdem zeigen die Ergebnisse der beiden Simulationen unterschiedliche Muster in den Lichtsammeleffizienzen über die Detektorfläche. Im einfachen Modell tritt die maximale Lichtsammeleffizienz an der Spitze des Szintillators auf, während sie in LITRANI etwa am Schwerpunkt auftritt.

Die Voraussagen von LITRANI konnten durch Messungen widerlegt werden. Die Ursache der Unterschiede konnte in der zur Verfügung stehenden Zeit nicht geklärt werden. Es wird davon ausgegangen, dass unerkannte Probleme bei der Installation oder Missverständnisse in der Bedienung von LITRANI zu diesem widersprüchlichem Verhalten geführt haben.

In den Ergebnissen des vereinfachten Modells zeigt sich eine Abhängigkeit der Lichtsammeleffizienz von der Lichtleiterlänge. Da die Lichtabschwächung im Lichtleitermaterial vernachlässigt wird, kann die Lichtabschwächung nur durch Reflexionsverluste an den Grenzflächen erklärt werden und ist somit rein geometrischer Natur. Mit steigender Lichtleiterlänge nimmt die Abhängigkeit der Lichtsammeleffizienz vom Emissionsort des Photons ab, wohingegen der Mittelwert über die Fläche konstant bleibt.

Aus den Ergebnissen war auch zu erkennen, dass die Verwendung des 1"-Photovervielfachers starke Einbußen zur Folge hat. Dieses Ergebnis ist konsistent mit den Vorüberlegungen. Das Verhältnis der Flächen $40\text{ mm}/23\text{ mm} = 1,74$ und der mittleren Lichtsammeleffizienz 1.7 ist vergleichbar und lässt einen linearen Zusammenhang vermuten. Die Simulationen zu den verschiedenen Segmentierungen des Szintillators haben ergeben, dass mit abnehmendem Öffnungswinkel die Lichtsammeleffizienz steigt. Zusätzlich wächst jedoch auch die Anzahl der ineffizienten Bereiche zwischen den Segmenten. Die Entscheidung für eine Segmentierung muss gewährleisten, dass die Signale aus dem Bereich minimaler Lichtsammeleffizienz gut vom Untergrund unterscheidbar sind und gleichzeitig möglichst wenig Segmente benötigt werden. Ein guter Kompromiss ist ein Öffnungswinkel von 30° . Das Signal eines minimalionisierenden Teilchens an der Stelle minimaler Lichtsammeleffizienz beträgt im Falle von BC408 mit einem 2"-Photovervielfacher und

einer Quanteneffizienz von 20% etwa 38 Photoelektronen. Dies ist ein deutlich vom Untergrund diskriminierbares Signal.

Kapitel 7

Testmessungen mit dem Prototyp

Für die Testmessungen wurde ein Prototyp eines Detektorsegments des Multiplizitätszählers gebaut. Die Geometrie des Prototypen ist in Abb. 7.1 dargestellt. Ziel der Messungen war es zu zeigen, dass für minimalionisierende Teilchen eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 1 über die gesamte Detektorfläche erreicht werden kann. Außerdem sollten Zeitauflösung und Lichtsammeleffizienz für verschiedene Stellen des Szintillators bestimmt werden.

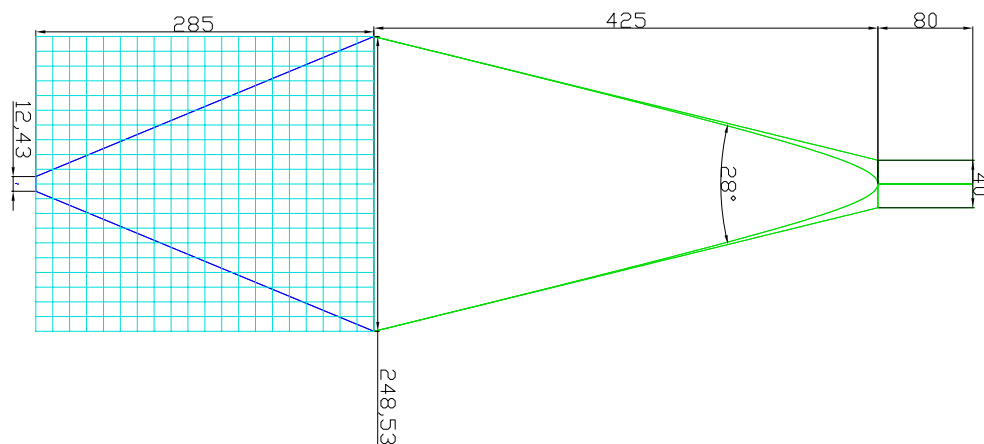


Abbildung 7.1: Technische Zeichnung des Prototyps (Aufsicht). Der Testdetektor besteht aus BC408 und ist 5 mm dick und hat einen Öffnungswinkel von 45° . Das hellblaue Raster dient der Bezeichnung einzelner Detektorbereiche (Rasterelemente). Der Nullpunkt ist unten links in der Ecke. Die Koordinaten eines Elements werden in der Form (horizontal, vertikal) angegeben.

Es wurden zwei verschiedene Ansätze verfolgt. Der Detektor wurde zum einen mit dem 14 MeV Elektronenstrahl der ersten Stufe des Mainzer Mikrotrons und zum anderen mit den monoenergetischen Konversionselektronen eines ^{207}Bi -Präparats vermessen. Der Elektronenstrahl am MAMI ist monoenergetisch und sehr gut fokussiert. Die Energiedeposition von Elektronen dieser Energie im Szintillator ist nur 10 % höher als die minimalionisierender

Teilchen. Die Amplitude der gemessenen Signale ist demnach vergleichbar mit der minimalisierenden Teilchen. Mit dem Elektronenstrahl kann die Zeitauflösung, die Effizienz und die Lichtsammeleffizienz des Zählers in Abhängigkeit des Teilchendurchgangsorts bestimmt werden. Die Messung mit dem Präparat kann zur Bestimmung der Lichtsammeleffizienzen genutzt werden. Sie ist einfach in der Handhabung und bietet daher die Möglichkeit viele Punkte zu vermessen.

7.1 Messung mit dem Elektronenstrahl von MAMI

Der Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons wird in einer Elektronenkanone erzeugt und durch mehrere Beschleunigerstufen auf die Sollenergie beschleunigt. Der Aufbau des Beschleunigers ist bis zum zweiten Mikrotron (RTM2¹) in Abbildung 7.2 zu sehen. Es kann ein polarisierter oder ein unpolarisierter Elektronenstrahl erzeugt werden. In diesem Experiment wurde die unpolarisierte Elektronenquelle verwendet. Die Elektronen werden durch eine Hochspannung aus einer Glühkathode gelöst und auf einen Impuls von 100 keV/c vorbeschleunigt. Der Elektronenstrom kann über die Spannung an einem Wehneltzylinder (Wehneltspannung) reguliert werden. Danach werden die Elektronen durch einen Linearbeschleuniger auf eine Energie von 3.97 MeV vorbeschleunigt. Erst dann ist die Geschwindigkeit der Elektronen hoch genug, um die Mikrotronbedingung zu erfüllen, und sie werden in das erste Mikrotron (RTM1) injiziert. Dort werden sie in 18 Umläufen auf eine Energie von 14.86 MeV beschleunigt. Es folgen noch drei weitere Mikrotrone, die für diese Messung jedoch nicht verwendet wurden. Zwischen dem ersten und zweiten Mikrotron wurde ein Dipol abgeschaltet, so dass der Strahl in einen Strahlfänger läuft, vor dem die Messung durchgeführt wurde. Mehr Informationen zum Beschleuniger und dessen Funktionsweise findet sich in [19].

Der 14 MeV Elektronenstrahl ist eine sehr gute Sonde für die Messung an dünnen Szintillatoren. Die Reichweite der Elektronen im Szintillatormaterial ist mit $R \approx 6$ cm groß genug, um mehrere Detektoren hintereinander verwenden zu können [20]. Die Rate der Elektronen lässt sich durch die Wehneltspannung im Bereich zwischen 5 kHz und 1 MHz gut kontrollieren. Das entspricht einem Strom von $I = (0,8 - 160)$ fA. Der Dunkelstrom wurde bei minimaler Wehneltspannung $U_W = -25V$ zu $\dot{N}_{e^-} = (5 \pm 0,5)$ kHz, also $I = (0,80 \pm 0,08)$ fA bestimmt.

Bei einer Energie von 14 MeV wird der Energieverlust durch Anregungs- und Ionisationsprozesse dominiert. Die kritische Energie, ab der Bremsstrahlung den Energieverlust dominiert, kann anhand der Formel

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24} \quad (7.1)$$

¹**Race Track Microtron:** Rennbahnmikrotron

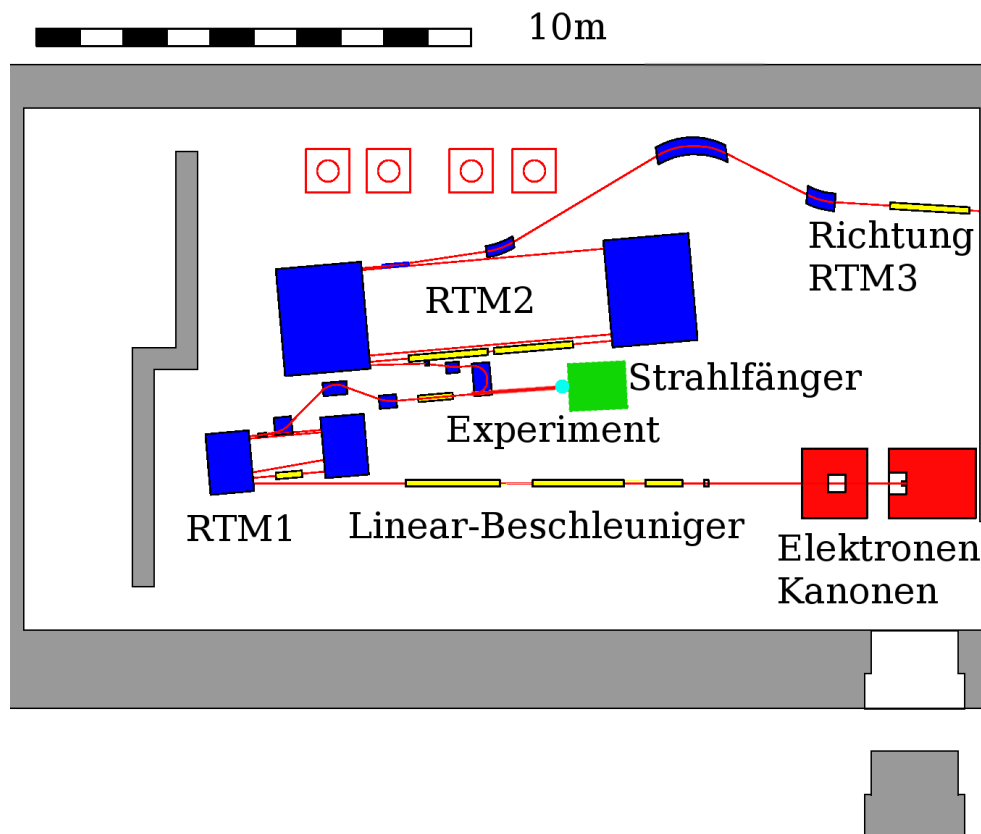


Abbildung 7.2: Skizze der Halle A am MAMI. Die Elektronenkanonen sind rechts unten durch Rechtecke dargestellt. Längliche Rechtecke am Strahl kennzeichnen die Beschleunigungssektionen. Die Dipole werden durch dunkle Rechtecke symbolisiert. Das Experiment fand unmittelbar vor dem Strahlfänger statt.

mit einer effektiven Kernladungszahl $Z_{eff} = 5,74$ für Polyvinyltoluol abgeschätzt werden (zur Berechnung siehe [8]). Sie beträgt $E_c \approx 87 \text{ MeV}$ und ist damit wesentlich höher als die Strahlenergie. Der Energieverlust der Elektronen im Szintillator wurde mit Hilfe des ESTAR-Modells berechnet (siehe [20]). Dieses Modell errechnet den mittleren Energieverlust $dE/dx(E_0)$ der Elektronen anhand der Bethe-Bloch-Formel, unter Berücksichtigung der Korrekturterme auf wenige Prozent genau. Der Energieverlust in Abhängigkeit der Teilchenenergie wird in tabellarischer Form ausgegeben. Er ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Man erhält den Energieverlust von Elektronen mit einer Energie von 14 MeV in

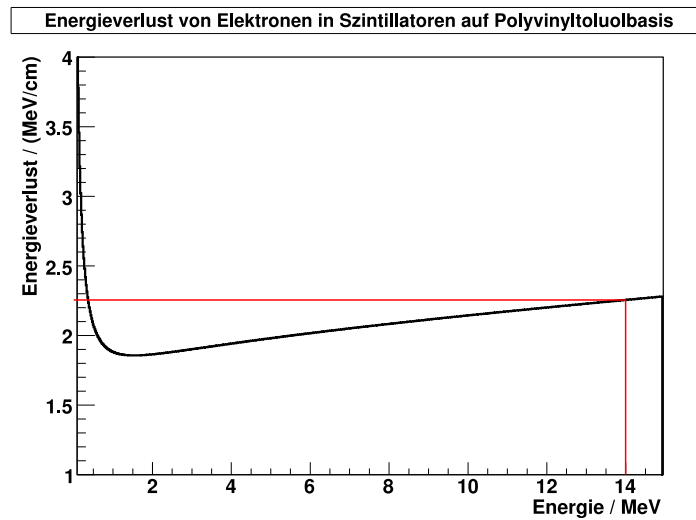


Abbildung 7.3: Energieverlust von Elektronen in Plastiksintillatoren auf Vinyltoluolbasis.

5 mm Polyvinyltoluol durch diskrete Integration des Energieverlustes:

$$\Delta E(5 \text{ mm}, BC408) = (1.12 \pm 0.03) \text{ MeV} \quad (7.2)$$

Der Energieverlust minimalionisierender Teilchen in diesem Material ist mit $(dE/dx)_{min} = 1.956 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ angegeben [13]. Damit ergibt sich der Energieverlust in 5 mm zu

$$\Delta E(5 \text{ mm}, BC408)_{min} = 1.01 \text{ MeV} \quad (7.3)$$

Der Energieverlust minimalionisierender Teilchen unterscheidet sich demnach nur um 10% vom Energieverlust von Elektronen mit einer Energie von 14 MeV .

7.1.1 Aufbau

Der Detektor wurde in eine Reflektorschicht aus Aluminium und eine lichtundurchlässige Schicht aus PVC-Folie eingepackt. Es wurde darauf geachtet, dass die Materialdicke über die gesamte Fläche möglichst konstant ist. Als Photodetektor wurde ein Photovervielfacher des Typs EMI-9813KB verwendet, der mit einer Silikonscheibe optisch an den Lichtleiter gekoppelt wurde.

Das Experiment wurde vor einem Strahlfänger in der Halle A des Beschleunigerkomplexes (siehe Abb. 7.2) durchgeführt. Dieser wurde versetzt, so dass 4cm Platz zwischen dem Austrittsflansch des Strahlrohrs und des Strahlfängerrahmens zur Verfügung standen. Die Detektoranordnung ist in Abbildung 7.4 zu sehen. Unmittelbar nach dem Austritt

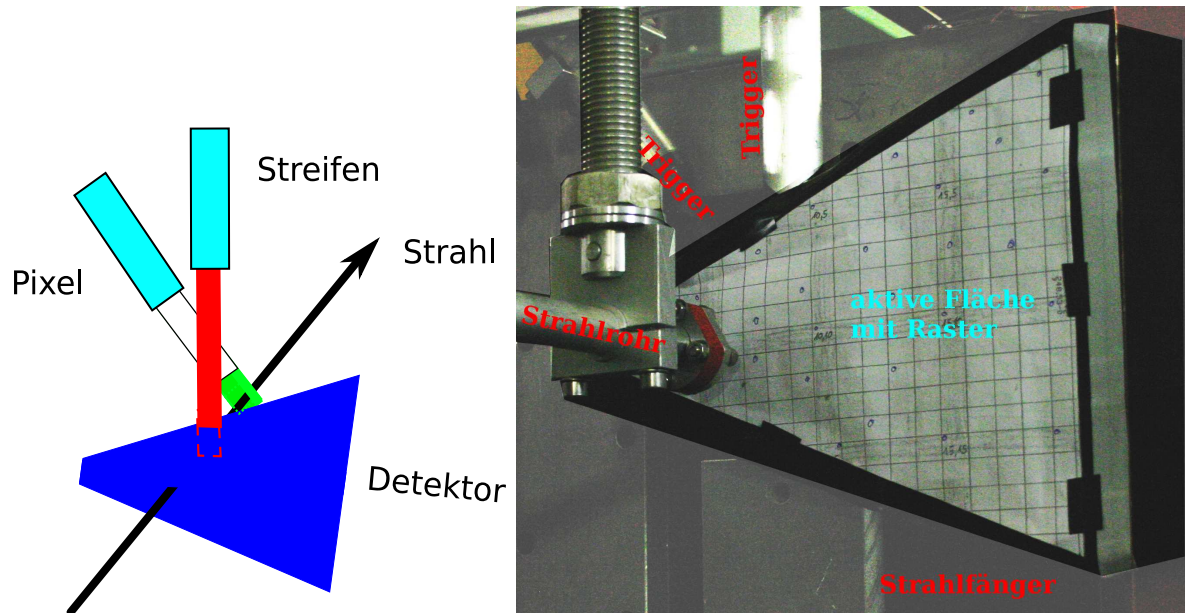


Abbildung 7.4: Links: Schematische Anordnung der Detektoren. Der Strahl passiert zuerst den Detektor, dann einen Triggerzähler aus einem rechteckigen Szintillator (Streifen) und zuletzt einen Triggerzähler aus einem quadratischen Szintillator mit einer Seitenlänge von 1,4cm (Pixel). **Rechts:** Foto des Aufbaus. Der Prototyp ist auf einem Stativ montiert und kann transversal zum Strahl bewegt werden.

der Elektronen aus dem Strahlrohr sind die Strahlparameter wie Energie und Position der Elektronen am besten bekannt, da der Strahl dort am wenigsten Material passiert hat. Daher wurde der Detektor unmittelbar nach dem Strahlrohr vor den beiden Triggerdetektoren positioniert. Diese Anordnung stellt sicher, dass alle Elektronen, die in den Auslösezählern (Triggerzählern) nachgewiesen werden, den Detektor passiert haben. Damit ist ein geometrischer Fehler in der Nachweiswahrscheinlichkeit vernachlässigbar.

Als Triggerzähler wurden zwei Plastiksintillatoren verwendet. Der eine Zähler (Streifen) hatte eine rechteckige Form mit einer Fläche von etwa $(15 \times 2,5)\text{cm}^2$ und wurde direkt an eine XP2900-Photoröhre von Photonis angekoppelt. Die aktive Fläche des anderen Zählers (Pixel) hatte eine quadratische Form mit einer Seitenlänge von 1,4 cm. Bei diesem Zähler wurde der Szintillator durch einen Lichtleiter an eine XP2900-Röhre gekoppelt. Die Dicke der Szintillatoren beträgt 5mm. Die Triggerdetektoren wurden schräg zueinander befestigt. Die Ausrichtung der Triggerzähler erfolgte bei abgeschalteter Hochspannung mit aufgeklebten ZnS-Schirmen. Das Lumineszenzlicht, das durch den Durchgang der

Elektronen entsteht, wurde durch eine Kamera im Kontrollraum beobachtet. Zur Beschreibung des Durchtrittspunkts des Elektronenstrahls durch den Prototyp wird das in den Simulationen eingeführte Raster mit 20×20 Segmenten verwendet (vgl. Raster in Abbildung 7.1). Dieses Raster wurde auf ein Blatt Papier mit den Maßen des Szintillators aufgezeichnet, mit dem Szintillator ausgerichtet und auf die Verpackung geklebt (siehe Abb. 7.4). Mit Hilfe des Strahlrohrs konnte die Rasterposition bestimmt werden, an der die Elektronen den Szintillator passiert haben. Die Abmessungen eines Rasterelements betragen: $14 \text{ mm} \times 12 \text{ mm}$ und sind damit etwa so groß wie der Pixeltrigger.

Die verwendete Logik ist in Abbildung 7.5 schematisch dargestellt. Die Signale wurden

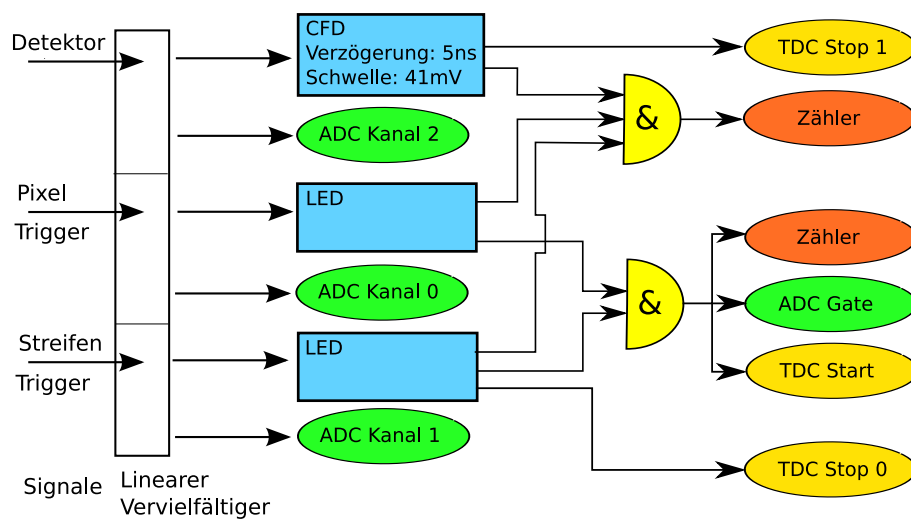


Abbildung 7.5: Signalwege für die Messung am MAMI. Der Zeitnullpunkt wurde durch den Pixeltrigger festgelegt.

zuerst durch einen Signalvervielfacher (“linear fan-out“) vervielfältigt und jeweils direkt zu einem Ladungsmessgerät ADC² und einem Diskriminator geleitet. Es kamen zwei Typen von Diskriminatoren zum Einsatz. Für die beiden Triggerdetektoren wurden jeweils Schwellendiskriminatoren verwendet. Für den Prototypen wurde eine sogenannter constant-fractionDiskriminator verwendet, dessen Zeitdifferenz zwischen Ein- und Ausgangssignal unabhängig von der Signalamplitude des Eingangssignals ist. Dadurch erreicht man eine bessere Zeitauflösung, die hauptsächlich durch die des Detektors bestimmt wird. Die logischen Ausgangssignale der Diskriminatoren wurden für digitale Zeitmessungen mit einem TDC³, Koinzidenzmessungen und zur Erzeugung der Triggerbedingung verwendet. Als Trigger wurde eine Koinzidenz zwischen dem Pixeldetektor und dem Streifendetektor gefordert. Dabei wurden die Signale so verzögert, dass der Pixeldetektor den Triggerzeitpunkt definiert hat.

²Analog to Digital Converter, deutsch: Analog-Digitalwandler

³Time to Digital Converter, deutsch: Zeit-Digitalwandler

Für die Ladungs- bzw. Zeitmessungen kamen CAMAC-Module der Firma LeCroy zum Einsatz: TDC-2228 und ADC-2249A. Die Auslese erfolgte über einen in Mainz entwickelten CAMAC-PC, der eine Schnittstelle zwischen den CAMAC-Modulen und dem Rechnernetzwerk bereitstellt. Im Vorfeld der Messung wurde die Linearität des TDCs und des ADCs geprüft. Der TDC hat eine Auflösung von $\tau_{\text{TDC}} = (102.2 \pm 0.2) \text{ ps/Kanal}$. Die des ADCs beträgt $q_{\text{ADC}} = (264.4 \pm 0.4) \text{ fC/Kanal}$. Der relative Fehler liegt jeweils in der Größenordnung von $\frac{\Delta(\tau, q)}{(\tau, q)} \approx (1 - 2) \cdot 10^{-3}$.

7.1.2 Triggereffizienz

Ein hohes Ansprechvermögen des Detektors ist eine wichtige Anforderung an eine Triggerkomponente. Die Triggereffizienz wurde an mehreren Stellen des Detektors gemessen, so dass gleichzeitig auch die Homogenität der Effizienz untersucht wurde. Außerdem wurde das Verhalten der Effizienz bei verschiedenen Raten studiert. Dazu wurden Koinzidenzmessungen mit den Signalen der Diskriminatoren durchgeführt. Zum einen wurde die Anzahl der Ereignisse in einem Zeitintervall Δt gezählt in denen die beiden Triggerzähler gleichzeitig angesprochen haben und zum anderen die Anzahl der Ereignisse in Δt in denen gleichzeitig beide Triggerzähler und der Prototyp angesprochen haben. Die Anzahl der Koinzidenzen der Signale in beiden Triggerdetektoren hängt von ihren Effizienzen $\epsilon_{\text{Streifen}}$ und ϵ_{Pixel} und der Anzahl der Elektronen N_{e-} , die beide Detektoren passiert haben, ab: $N_2 = \epsilon_{\text{Streifen}} \cdot \epsilon_{\text{Pixel}} \cdot N_{e-}$. Fordert man zusätzlich eine Koinzidenz mit dem Prototypen, so kommt dessen Effizienz $\epsilon_{\text{Prototyp}}$ hinzu: $N_3 = \epsilon_{\text{Streifen}} \cdot \epsilon_{\text{Pixel}} \cdot \epsilon_{\text{Prototyp}} \cdot N_{e-}$. Die Effizienz des Prototypen kann durch das Verhältnis aus N_2 und N_3 gewonnen werden:

$$\frac{N_3}{N_2} = \epsilon_{\text{Prototyp}} \quad (7.4)$$

Die Anzahl N_3 folgt einer Binomialverteilung zwischen 0 und N_2 mit einem Erwartungswert $\epsilon_{\text{Prototyp}} \cdot N_2$. Der statistische Fehler der Effizienz ergibt sich aus der Streuung der Binomialverteilung zu

$$\Delta \epsilon_{\text{Prototyp}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{Prototyp}}(1 - \epsilon_{\text{Prototyp}})}{N_2}} \quad (7.5)$$

Ein systematischer Fehler konnte durch die Anordnung der Detektoren bedingt nur bei den Messungen in den Randbereichen des Szintillators auftreten.

Die Effizienzen wurden für zwei verschiedene Hochspannungen der Photoröhre und verschiedenen Diskriminatorschwellen aufgenommen. Bei der Messung mit der niedrigeren Hochspannung (HV) wurde eine Elektronenrate von $\dot{N}_{e-} = 104 \text{ kHz}$, bei der Messung mit der höheren HV nur $\dot{N}_{e-} = 23 \text{ kHz}$ verwendet. Die Ergebnisse der Messung sind graphisch in Abbildung 7.6 aufgetragen und in Tabelle 7.1 aufgelistet. Bei der 2. Messung zeigt sich am Rasterelement (19,1) ein deutlicher Einbruch der Effizienz. Das Segment liegt am Übergang zum Lichtleiter. Während der Messung verlief der Strahl teilweise

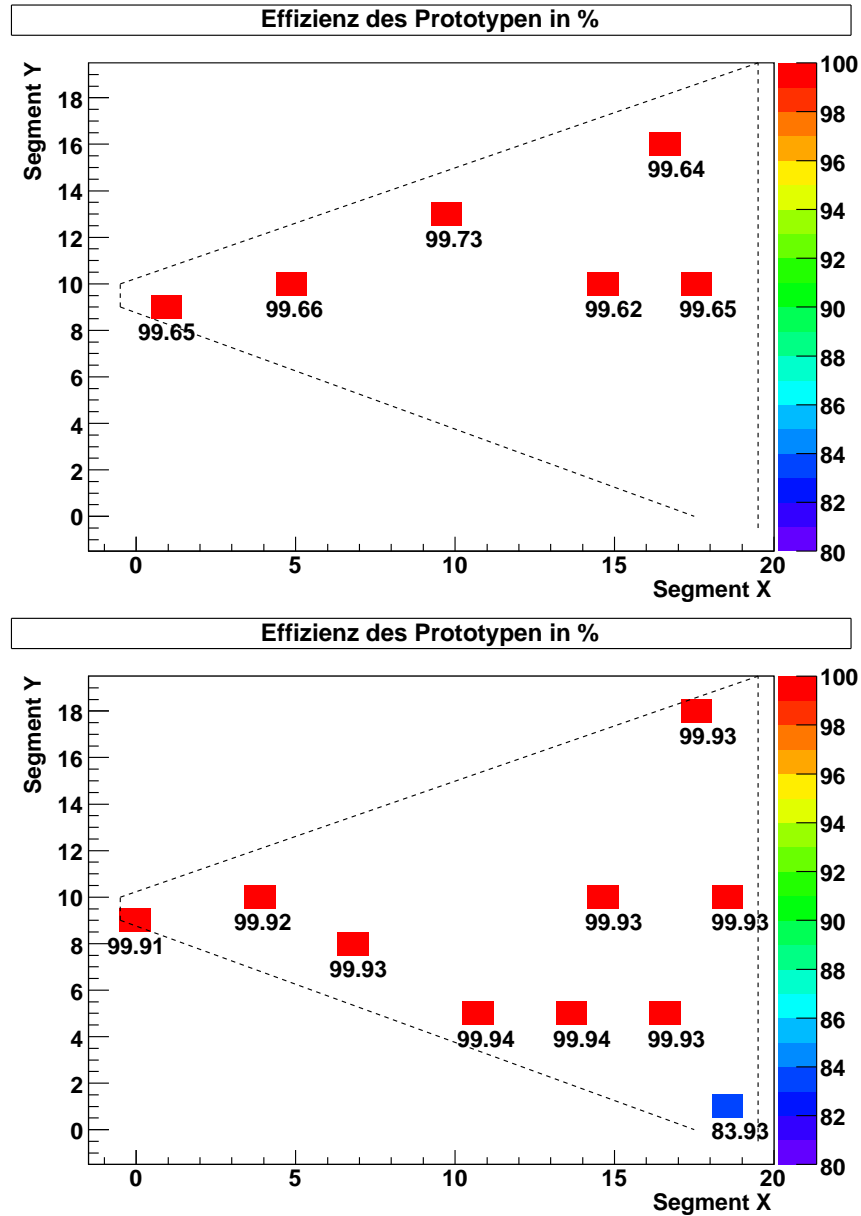


Abbildung 7.6: Ergebnisse der Effizienzmessungen $\epsilon_{\text{Prototyp}}$ in Prozent. **Links:** erste Messung HV=2000 V bei 100 kHz; **Rechts:** zweite Messung HV=2075 V bei 23 kHz

durch den Lichtleiter und konnte den Detektor nicht auslösen. Es handelt sich also um einen Messfehler und nicht um eine Ineffizienz des Detektors. Der Wert bei (18,18) liegt an einer ähnlichen Stelle auf der entgegengesetzten Seite des Detektors. Da der Detektor symmetrisch aufgebaut ist, sollte die Effizienz dieser beiden Bereiche ähnlich sein.

Beide Messungen zeigen, dass eine sehr hohe Effizienz erreicht werden kann. Die Schwankung der Effizienz über die Detektorfläche ist sehr gering. Die Messungen mit

Messung 1: Rate 100 kHz HV: 2000 V, Schwelle: -25 mV		Messung 2: Rate 23 kHz HV: 2075 V, Schwelle: -41 mV	
Segment	Effizienz	Segment	Effizienz
(1,9)	(99.649 \pm -0.003) %	(0,9)	(99.914 \pm 0.002) %
(5,10)	(99.665 \pm -0.003) %	(4,10)	(99.921 \pm 0.002) %
(10,13)	(99.734 \pm -0.003) %	(7,8)	(99.933 \pm 0.002) %
(15,10)	(99.618 \pm -0.003) %	(11,5)	(99.939 \pm 0.002) %
(17,16)	(99.643 \pm -0.003) %	(14,5)	(99.939 \pm 0.003) %
(18,10)	(99.650 \pm -0.003) %	(15,10)	(99.926 \pm 0.002) %
		(17,5)	(99.934 \pm 0.002) %
		(18,18)	(99.932 \pm 0.002) %
		(19,1)	83,93 %
		(19,10)	(99.931 \pm 0.002) %

Tabelle 7.1: Nachweiswahrscheinlichkeit des Teststücks bei verschiedenen Hochspannungen und Schwellen.

der kleineren Hochspannung zeigen eine um 3 Promille geringere Effizienz. Dies kann in einer zu hoch gewählten Triggerschwelle begründet sein. Eine andere Ursache kann die Elektronenrate sein, bei der die Messung vorgenommen wurde. Es wurde eine Messung der Ratenabhängigkeit der Effizienz zu untersuchen wurden Messungen bei verschiedenen Raten vorgenommen. Es wurde das Segment (11,9) bei der höheren Hochspannung von 2075V und der höheren Triggerschwelle vermessen. Das Ergebnis ist in Abb. 7.7 dargestellt. Es ist ein weitestgehend linearer Abfall der Effizienz um 8 Promille bei einer Rate von 0.25 MHz zu sehen. Anhand dieser Messung kann der Unterschied der Effizienz in den beiden vorherigen Messungen auf die unterschiedlichen Elektronenraten zurückgeführt werden. Die Effizienz fällt auch bei der höheren Hochspannung bei einer Elektronenrate von 100 kHz auf einen Wert von etwa 99.67 % ab. Dieser Rateneffekt lässt sich durch Pulsüberlagerungen erklären, die entstehen wenn ein zweiter Puls eintrifft während der erste noch abklingt. Somit hat die Pulsabklingzeit eines Detektors Einfluss auf sein Pulstrennungsvermögen. Durch die unterschiedlichen Detektorgeometrien und die verschiedenen Diskriminatortypen, ergeben sich unterschiedliche Pulstrennungsvermögen für die verwendeten Detektoren. Daher kann der Fall eintreten, dass die Triggerdetektoren einen Doppelpuls noch auflösen und daher zweimal auslösen, den der Prototyp nicht auflösen kann und daher beim zweiten Puls nicht auslöst. Mit zunehmender Rate erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für diese Pulsüberlagerungen.

Im Hadronstrahl sind Raten bis zu $2 \cdot 10^7$ Hz im Strahl zu erwarten. Als obere Abschätzung kann man annehmen, das 10 % des Strahls durch den Multiplizitätszähler verlaufen und dieser in 8 Segmente unterteilt ist. Dann ist in jedem Segment eine maximale Rate von etwa 250 kHz zu erwarten. Das bedeutet, dass die Ratenabhängigkeit der Effizienz des Multiplizitätszählers unterhalb von einem Prozent bleiben sollte.

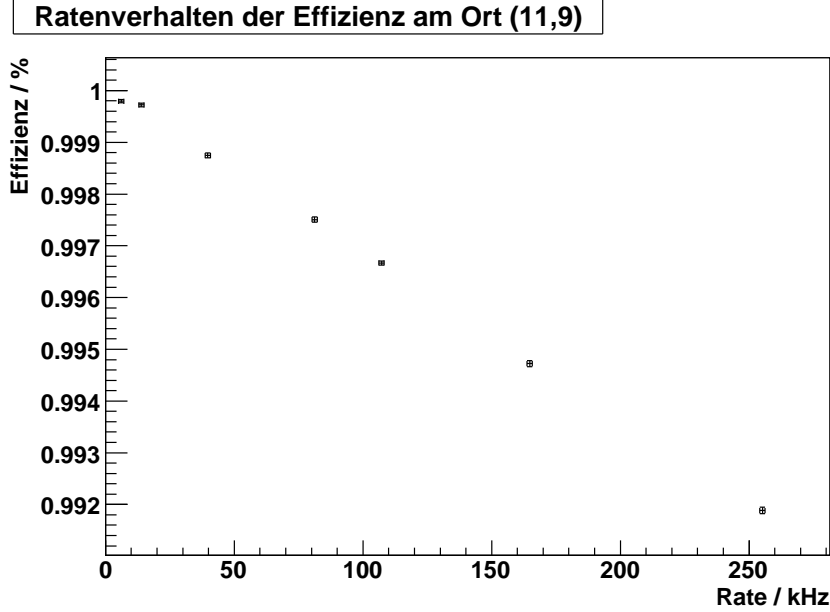


Abbildung 7.7: Messung der Triggereffizienz des Prototypen bei verschiedenen Teilchenraten. Die statistischen Fehler sind eingezeichnet.

7.1.3 Lichtsammeleffizienz

In diesem Abschnitt wird die Bestimmung der relativen Lichtsammeleffizienz für verschiedene Bereiche des Szintillators beschrieben. Dafür wurden die am ADC gemessenen Signale verwendet. Das Ladungssignal eines Photovervielfachers setzt sich aus folgenden Beiträgen zusammen:

$$Q = e \cdot N_\gamma(\Delta E) \cdot \epsilon_{LS}(\vec{x}) \cdot QE_{\text{Röhre}} \cdot A_{\text{Röhre}}(U) \cdot F_{\text{Elektronik}} + Q_0, \quad (7.6)$$

$N_\gamma(\Delta E)$ beschreibt die Anzahl der Photonen in Abhängigkeit vom Energieverlust des nachzuweisenden Teilchens, $\epsilon_{LS}(\vec{x})$ steht für die Lichtsammeleffizienz in Abhängigkeit des Teilchendurchgangsorts, $QE_{\text{Röhre}} \cdot A_{\text{Röhre}}(U)$ beschreiben Quanteneffizienz und Verstärkungsfaktor der Röhre. Der Verstärkungsfaktor ist eine Funktion der Dynodenspannung. Die beiden Faktoren $F_{\text{Elektronik}}$ und Q_0 stellen eine lineare Näherung des Verhaltens der Ausleseelektronik dar. Q_0 beschreibt eine Nullpunktverschiebung (Pedestal) und e die Elementarladung.

Verstärkungsfaktor und Quanteneffizienz der Röhre wurden nicht gemessen. Daher kann kein Absolutwert der Lichtsammeleffizienz aus den Daten extrahiert werden. Deshalb wurden nur relative Werte bestimmt. Für die Messung ist es wichtig, dass alle oben genannten Parameter mit Ausnahme der Lichtsammeleffizienz während der Messung konstant gehalten werden. Nur dann wird das Verhältnis ausschließlich durch die Lichtsammeleffizienz bestimmt. Die relative Lichtsammeleffizienz ergibt sich aus den um die

Nullpunktverschiebung korrigierten Verhältnissen der gemessenen Ladungen:

$$\frac{Q(1) - Q_0}{Q(2) - Q_0} = \frac{N_\gamma(1)}{N_\gamma(2)}. \quad (7.7)$$

Die Nullpunktverschiebung wurde durch einen Zufallstrigger mit der gleichen Auslesezeit der Elektronik bestimmt. Der elektronische Nullpunkt lag bei $K_0 = (12,4 \pm 0,9)$ ADC-Kanälen.

Der Energieverlust der Elektronen unterliegt statistischen Schwankungen. Diese Schwankungen können durch eine Landauverteilung N_L beschrieben werden. Die Konversion der Photonen zu einem Ladungssignal im Photoervielfacher unterliegt ebenfalls statistischen Schwankungen, die durch eine Normalverteilung N_N beschrieben werden können. Die Antwortfunktion des Detektors erhält man aus der Faltung dieser Funktionen. In Abb. 7.8 ist ein gemessenes Spektrum zu sehen, an das eine solche Funktion angepasst wurde.

Die Landaufunktion kann durch die Funktion

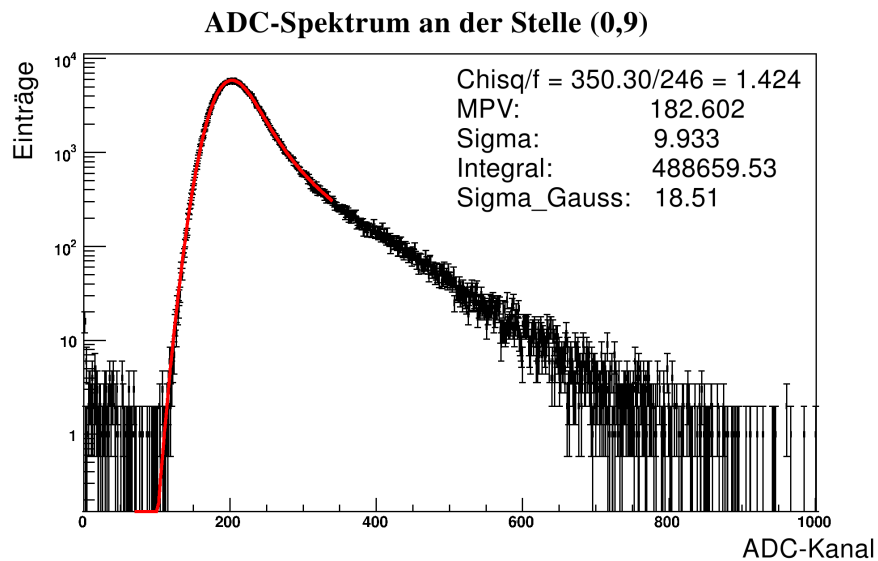


Abbildung 7.8: ADC-Spektrum an der Spitze für das Rasterelement: (0,9). Die rote Kurve ist das Ergebnis der Anpassung einer mit einer Normalverteilung gefalteten Landauverteilung. MPV: wahrscheinlichster Wert, Sigma: Breite der Landauverteilung, Integral: Normierungskonstante, Sigma Gauss: Breite der Normalverteilung.

$$N_L(E, \text{MPV}, \sigma_L) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp[-0,5 \cdot (\eta + \exp(-\eta))], \quad \eta = \frac{E - \text{MPV}}{\sigma_L} \quad (7.8)$$

genähert werden. Der MPV⁴ beschreibt den wahrscheinlichsten Wert, das σ die Breite der Verteilung. Die Faltung der Funktionen wird mit der folgenden Formel berechnet:

$$N(E) = \int_{-\infty}^E N_L(E - t, MPV, \sigma_L) \cdot N_N(t, \sigma_N) dt. \quad (7.9)$$

Für die Auswertung wird der wahrscheinlichste Wert (MPV) verwendet. Der maximale Wert des MPVs aller Messungen wird als Normierungskonstante verwendet. Dann errechnet sich die relative Lichtsammelleffizienz unter Berücksichtigung der Nullpunktsverschiebung nach der Formel

$$V = \frac{MPV_i - K_0}{MPV_{max} - K_0}. \quad (7.10)$$

Das Ergebnis ist in Abb. 7.9 dargestellt. Es ist eine deutliche Ortsabhängigkeit der Licht-

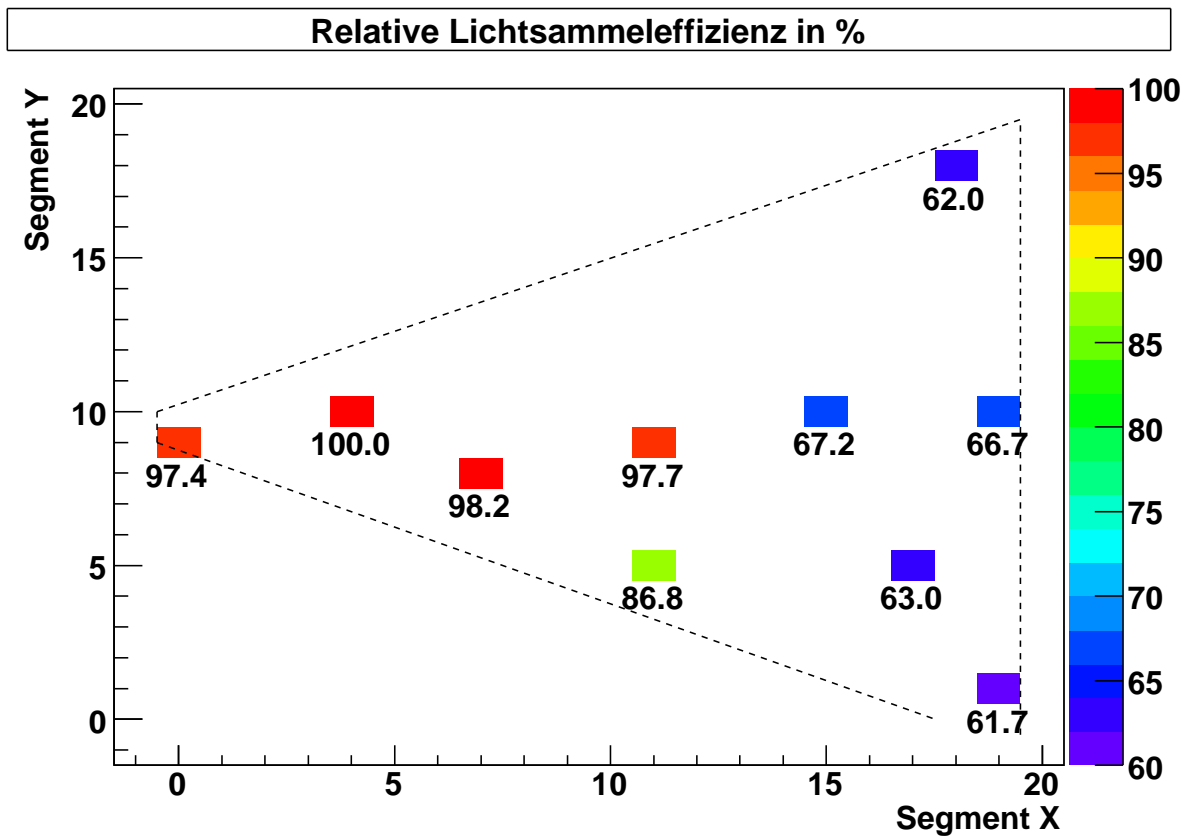


Abbildung 7.9: Messergebnis der relativen Lichtsammelleffizienz des Prototypen. Die Werte wurden nach Formel (7.10) berechnet und sind in Prozent angegeben. Das Maximum liegt im Rasterpunkt (4,10).

sammelleffizienz zu sehen. Der maximale Wert findet sich im Element (4,10) in der Nähe

⁴Most Probable Value

der Spitze, der minimale Wert wurde im Rasterelement (19,1) an der Auslesekante mit $(61.7 \pm 0.6)\%$ des Maximalwertes gemessen. Die Lichtsammeleffizienz nimmt zum Lichtleiter hin (horizontal in den Abbildungen) und mit zunehmender Entfernung von der Symmetrieachse (vertikal) ab. Der Beitrag zum Fehler durch Unsicherheiten der Anpassung der Funktion an die Spektren und die Bestimmung des Pedestals beträgt $(0.6 - 0.7)\%$. Ein weiterer Fehler entsteht durch Inhomogenitäten der Verpackungsdicke. Dadurch variiert die Elektronenenergie über die Detektorfläche. Da der Energieverlust als konstant angenommen wurde, hat dies einen systematischen Fehler zur Folge, der von der Größenordnung von 0.6% ist. Der Fehler, der durch eine Änderung der Verstärkung des Photovervielfachers oder der Elektronik während der Messung entstehen kann, wird vernachlässigt. Damit ergibt sich der Gesamtfehler zu 0.9% .

7.1.4 Zeitauflösung

Zur Bestimmung der Zeitauflösung sind drei Detektoren erforderlich. Es wird jeweils die Zeitdifferenz zwischen dem Ansprechzeitpunkt zweier Detektoren gemessen. Die Standardabweichung dieser Zeitdifferenz σ_i wird durch die Zeitauflösung der beiden teilnehmenden Detektoren bestimmt: $\sigma_i^2 = \sigma_{D_1}^2 + \sigma_{D_2}^2$. Durch Addition und Subtraktion dieser Auflösungen σ_i kann man die Zeitaufösungen der einzelnen Detektoren ermitteln. Der Pixeltrigger wurde zur Definition des Zeitnullpunktes verwendet. Die folgenden Zeitdifferenzen wurden gemessen: $t_1 = t(\text{Streifen}) - t(\text{Pixel})$ und $t_2 = t(\text{Detektor}) - t(\text{Pixel})$. Die fehlende Differenz $t_3 = t(\text{Streifen}) - t(\text{Detektor})$ muss aus diesen Zeitdifferenzen für jedes Ereignis einzeln errechnet werden $t_3 = t_1 - t_2$.

Aus der Breite der Verteilung der Ansprechzeiten

$$\begin{aligned}\sigma_t^2(P, S) &= \sigma_t^2(\text{Pixel}) + \sigma_t^2(\text{Streifen}) \\ \sigma_t^2(P, D) &= \sigma_t^2(\text{Pixel}) + \sigma_t^2(\text{Detektor}) \\ \sigma_t^2(S, D) &= \sigma_t^2(\text{Streifen}) + \sigma_t^2(\text{Detektor})\end{aligned}\tag{7.11}$$

erhält man die Zeitauflösung des Prototypen

$$\sigma_t(\text{Detektor}) = \sqrt{0.5 \cdot (\sigma_t^2(P, D) + \sigma_t^2(S, D) - \sigma_t^2(P, S))}.\tag{7.12}$$

Die Zeitauflösung der beiden Triggerdetektoren folgt analog. Drei Zeitspektren mit den Anpassungsfunktionen aus dem Rasterelement (15,10) sind exemplarisch in Abbildung 7.10 dargestellt. Neben einem konstanten Untergrund sind weitere Abweichungen von der erwarteten Gaussverteilung zu beobachten. Da diese nicht in der unmittelbaren Umgebung des Mittelwerts auftreten, wurde der Wertebereich der Anpassungsfunktion auf die Umgebung des Mittelwerts (zwei Standardabweichungen) eingeschränkt.

Die Messergebnisse für Zeitauflösung und Lichtlaufzeit im Detektor sind in Tabelle 7.2 zusammengestellt. Die Laufzeit des Lichtes wurde relativ zur kürzesten Signallaufzeit

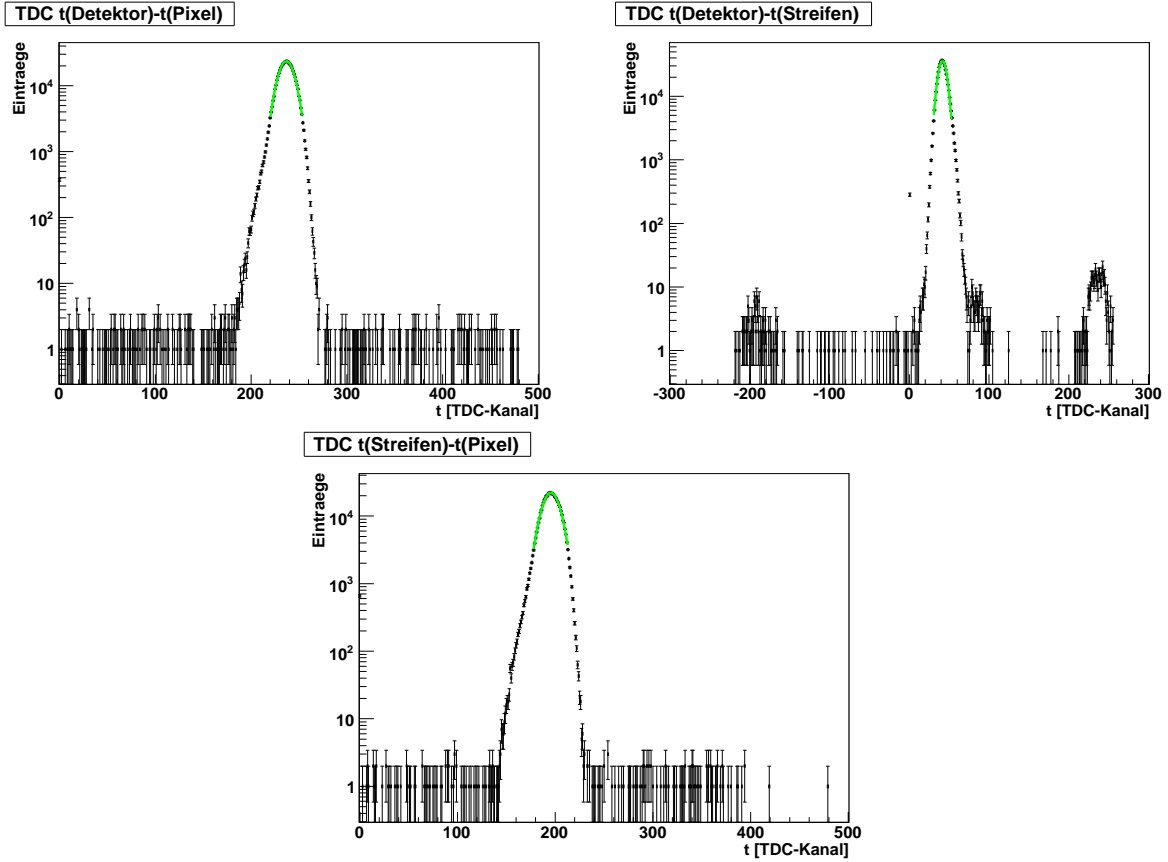


Abbildung 7.10: TDC-Zeitspektren aus der Messung am MAMI für das Rasterelement (15,10). Die Zeit ist in TDC-Kanälen angegeben.

gemessen. Eine graphische Darstellung der Messergebnisse der Zeitauflösung ist in Abbildung 7.11 zu finden. Die Zeitauflösungen der Triggerzähler unterliegt statistischen Schwankungen, sind jedoch wie erwartet für alle Messungen konstant. Die Zeitauflösung des Prototypen beträgt im Mittel etwa 150 ps und hängt stark vom Teilchendurchgangsort ab. Sie verbessert sich mit zunehmender Entfernung zum Lichtleiter (horizontal in den Abbildungen) und verschlechtert sich zu den schrägen Außenkanten des Szintillators (vertikal). Diese starken Variationen kommen durch zwei Effekte zustande. Die Zeitmessung hängt von der Statistik, der aus der Photokathode herausgelösten Elektronen und somit auch von der Photonenzahl an der Photokathode ab: $\Delta t \propto 1/\sqrt{N_{e^-}} = 1/\sqrt{QE \cdot N_\gamma}$. Das Verhältnis der Photonenzahl am Photovervielfacher ist aus der Messung der Lichtsammeleffizienz bekannt. Somit kann man die maximale statistisch bedingte Verschlechterung der Zeitauflösung berechnen. Sie beträgt: $\sqrt{100\%/61.7\%} = 127\%$. Somit kann die Photoelektronenstatistik die starken Schwankungen nicht erklären. Ein weiterer Beitrag ergibt sich aus unterschiedlichen Pulsanstiegszeiten an verschiedenen Positionen im Detektor. Werden nur wenige Photonen nachgewiesen, so haben deren Laufzeitunterschiede einen starken Einfluss auf die Anstiegszeit des Pulses. Bei dem verwendeten Diskriminatortyp

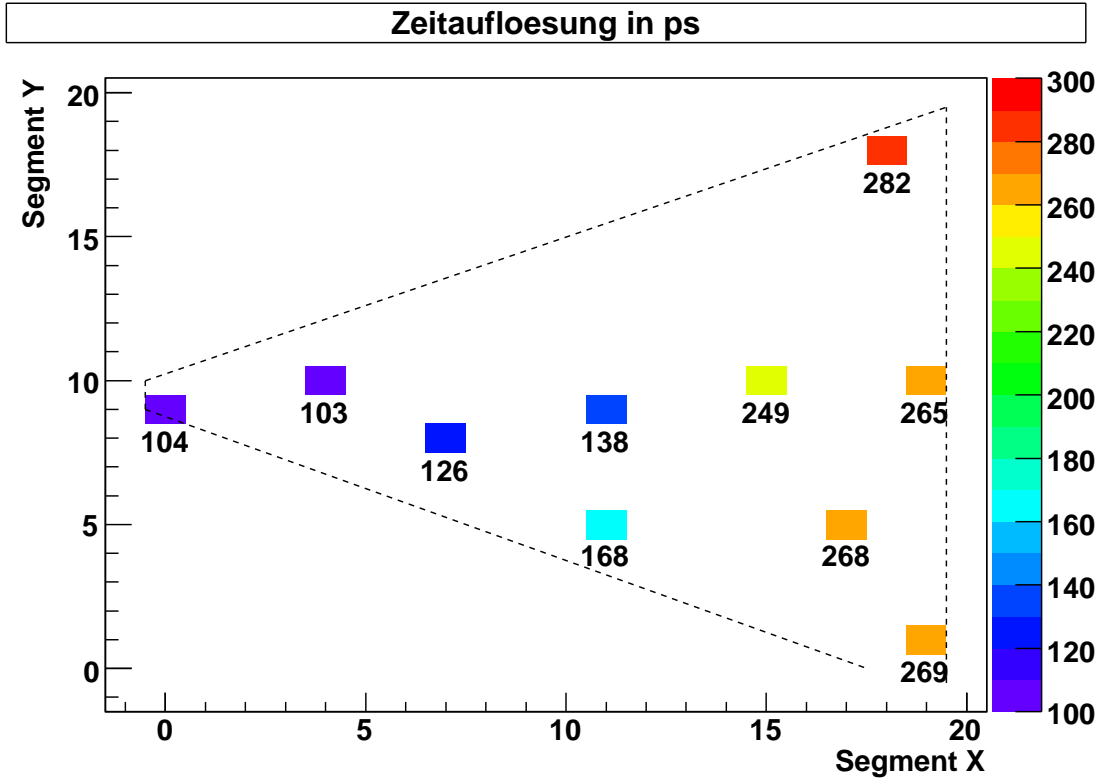


Abbildung 7.11: Zeitaufloesung des Prototypen. Die Werte sind in ns angegeben

Position	$\sigma_{\text{Detektor}}/\text{ps}$	$\sigma_{\text{Pixel}}/\text{ps}$	$\sigma_{\text{Streifen}}/\text{ps}$	Laufzeit $\Delta t/\text{ns}$
(0,9)	104 ± 10	550 ± 23	313 ± 18	1.040 ± 0.003
(4,10)	104 ± 10	564 ± 24	318 ± 18	0.877 ± 0.002
(7,8)	127 ± 11	503 ± 22	312 ± 18	1.009 ± 0.002
(11,5)	168 ± 13	510 ± 23	314 ± 18	0.813 ± 0.002
(11,9)	139 ± 13	600 ± 25	328 ± 18	0.514 ± 0.004
(15,10)	250 ± 16	551 ± 23	312 ± 18	0.613 ± 0.002
(17,5)	268 ± 16	520 ± 23	311 ± 18	0.480 ± 0.002
(18,18)	283 ± 17	528 ± 23	312 ± 18	0.093 ± 0.002
(19,10)	265 ± 16	542 ± 23	316 ± 18	0.000 ± 0.002
(19,1)	269 ± 17	535 ± 23	313 ± 18	0.201 ± 0.002

Tabelle 7.2: Zeitaufloesung der Detektoren

geht die Anstiegszeit in die Zeitmessung ein. Dieser Einfluss kann hier nicht weiter quantifiziert werden. Es ist jedoch plausibel, dass durch die geringe Dicke und die Form des Szintillators Laufzeitunterschiede auftreten können, die eine Variation der Anstiegszeit zulassen. Diese These wird dadurch gestützt, dass die Signallaufzeit nicht monoton mit der Entfernung zum Photodetektor wächst. Vergleicht man beispielsweise die beiden Rasterelemente (4,10) und (7,8), so stellt man fest, dass ein Puls aus dem Element

(4,10) den Detektor vor dem Puls aus (7,8) erreicht, obwohl das Element (4,10) weiter vom Photovervielfacher entfernt ist. Dieser Effekt lässt sich ebenfalls durch den Einfluss unterschiedlicher Pulsanstiegszeiten auf die Zeitmessung erklären.

7.2 Messungen mit ^{207}Bi

Es wurde auch eine Messung der Lichtsammeleffizienz des Prototyps mit den monoenergetischen Konversionselektronen eines ^{207}Bi -Präparats durchgeführt. Die Messung mit dem Präparat hat den Vorteil, dass sie einfacher durchzuführen ist, als eine Messung an einem Beschleuniger. Es konnte ein Vielfaches an Punkten vermessen werden, so dass ein vollständigeres Bild der Lichtsammeleffizienz des Detektors entsteht. Insbesondere konnte auch die Symmetrie des Detektors überprüft werden. Die Messung ist jedoch schwerer zu interpretieren, da sich das ^{207}Bi -Spektrum aus Photonen und Elektronen zusammensetzt und daher schwieriger zu verstehen ist.

^{207}Bi zerfällt unter Emission von Photonen und monoenergetischen Konversionselektronen von 0.482 MeV bis 1048 MeV :



Konversionselektronen entstehen, wenn der Kern nach einem Elektroneneinfang ($p +$

Zerfälle von ^{207}Bi			
Konversionselektronen		Photonen	
Energie/(MeV)	Häufigkeit	Energie/(MeV)	Häufigkeit
0.482	2%	0.570	98%
0.554	1%	1.063	75%
0.976	7%	1.770	7%
1.048	2%		

Tabelle 7.3: Eigenschaften von ^{207}Bi . Die Halbwertszeit von ^{207}Bi beträgt $\tau_{1/2} = 32.2$ Jahre. Die Aktivität des verwendeten Präparats liegt in der Größenordnung 20 kBq.

$e^- \rightarrow n + \nu_e$) seine Anregungsenergie auf ein Hüllenelektron überträgt. Die Energie des Elektrons folgt aus der Differenz der Kernanregungsenergie und der Bindungsenergie des Elektrons. Für die Messung wurden die Elektronen verwendet.

Die Reichweite von Elektronen in Plexiglas kann mit dem bereits im vorigen Kapitel verwendeten ESTAR-Modell berechnet werden:

$$R_{e^-}(500 \text{ keV}) \approx 1.7 \text{ mm} \quad \text{und} \quad R_{e^-}(1 \text{ MeV}) \approx 4.3 \text{ mm}$$

Im Idealfall geben diese Elektronen ihre vollständige Energie im Szintillator ab. Die ersten Testmessungen haben jedoch gezeigt, dass unterschiedliche Verpackungsdicken die Messergebnisse stark verfälschen können, durch den Energieverlust des Elektrons im Einpackmaterial. Die verwendeten Folien haben eine Dicke von ca. 200 μm . Das ist ein beträchtlicher Anteil der Reichweite der Elektronen. Packt man den Detektor zu dick ein, bleiben die Elektronen in der Hülle stecken und werden nicht nachgewiesen. Aus diesem Grund wurde darauf geachtet, dass der Detektor homogen und dünn eingepackt ist.

Der Prototyp wurde für diese Messungen in eine Reflektorfolie von 3M der Produktgruppe ESR eingepackt. Zur Lichtabschirmung wurde eine PVC-Folie verwendet. Als Photodetektor wurde eine XP-2262 Röhre von Photonis verwendet. Diese wurde bei einer Spannung von 1763V betrieben. Zur Auslese wurde das Signal auf einen Diskriminator und einen ADC aufgeteilt. Die Schwelle des Diskriminators wurde auf das Minimum $U_D = -25\text{mV}$ gesetzt.

Zur Bestimmung des Untergrundes durch Photonen wurden die Elektronen mit einen 1cm dicken Plastikabsorber abgeschirmt. Das ADC-Spektrum ist in Abb. 7.12 zu sehen. Als

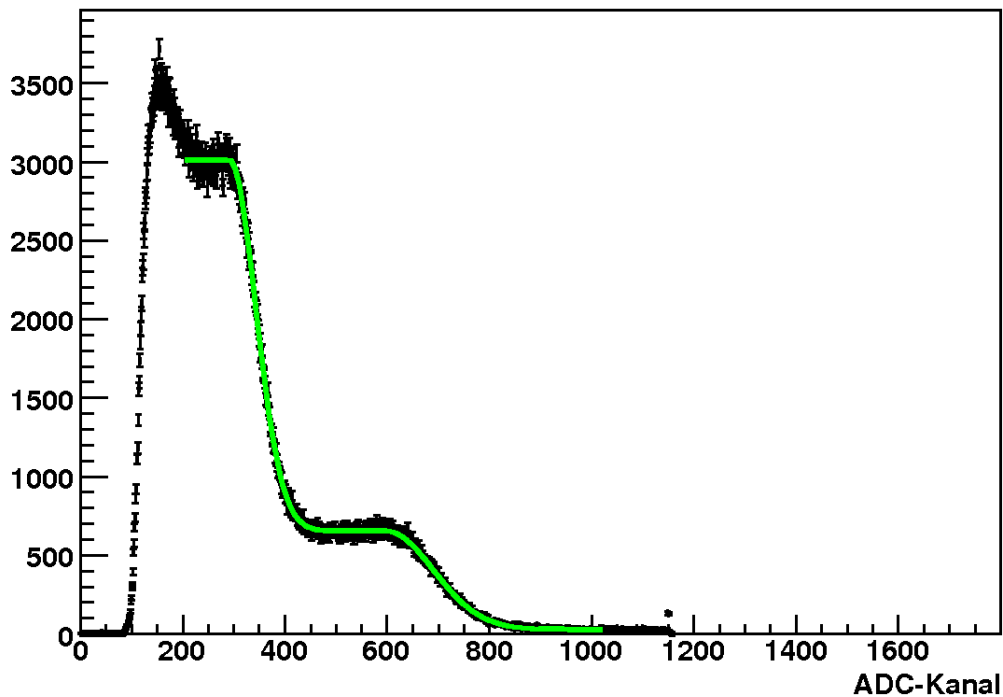


Abbildung 7.12: ^{207}Bi -Spektrum mit 1 cm Plastikabsorber zwischen Präparat und Detektor. Das χ^2 über der Anzahl der Freiheitsgrade f der Anpassung beträgt $\chi^2/f = 1055/818 = 1.3$

Anpassungsfunktion wurde eine empirische Funktion gewählt. Es wurden die Summe aus zwei Stufenfunktionen des Typs 7.13 und einem konstanten Untergrund verwendet.

$$N(E, A, E_0, \sigma) = \begin{cases} A & \text{falls } x < E_0 \\ A \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{E-E_0}{\sigma}\right)^2\right) & \text{sonst} \end{cases} \quad (7.13)$$

Diese Stufenfunktion setzt sich aus einem konstanten Beitrag und der Hälfte einer Gaußverteilung zusammen. In Abbildung 7.13 ist ein gemessenes ^{207}Bi -Spektrum dargestellt. Die Energieauflösung des Detektors reicht nicht aus, um die energetisch dicht beieinander liegenden Konversionselektronenpaare auflösen zu können. Daher überlagern sich die

jeweils nah beieinandergelegenen Linien zu einer breiten Spitze. Als Näherung wird eine Gaussfunktion für jeweils ein Paar von Konversionselektronen verwendet. In der untenste-

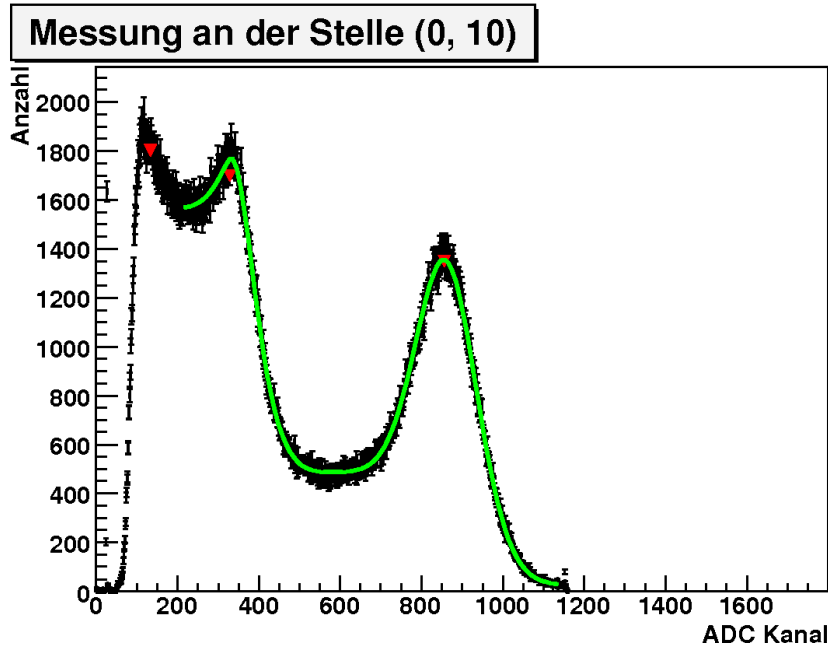


Abbildung 7.13: ^{207}Bi -Spektrum an der Stelle (0,10). Für die Anpassung wurde die Anpassungsfunktion des Hintergrundspektrums mit zwei Gaussverteilungen überlagert. Das χ^2 über der Anzahl der Freiheitsgrade f der Anpassung beträgt $\chi^2/f = 1014/916 = 1.1$

henden Tabelle sind die Position der Linien K_{e^-} (500keV) bzw. K_{e^-} (1MeV) und jeweils der Kanal, bei dem das Untergrundspektrum abfällt E_0 (500keV) bzw. E_0 (1MeV), angegeben:

500 keV		1 MeV	
E_0	K_{e^-}	E_0	K_{e^-}
324 ± 2	380 ± 5	834 ± 2	859 ± 1

Aus dem Vergleich der Positionen an denen das Hintergrundspektrum abfällt und der zugehörigen Elektronlinie kann man schließen, dass sich das Hintergrundspektrum aus den Comptonkanten des Photonenspektrums zusammensetzt. Die erste Linie (K_0) im Spektrum bei etwa 20 Kanälen wurde durch einen Pulser generiert, um die elektronische Nullpunktverschiebung zu messen. Die Lichtsammeleffizienz wurde analog zu den Messungen am MAMI (vgl. (7.10)) berechnet. Für die Auswertung wurde das Signal der Elektronen mit der Energie um 1 MeV verwendet, da das Verhältnis zwischen Signal und Untergrund hier am besten ist.

$$V = \frac{K_{e^-}(1\text{MeV}/c^2) - K_0}{K_{e^-}^{\text{max}}(1\text{MeV}/c^2) - K_0}. \quad (7.14)$$

Die Messergebnisse sind in Abbildung 7.14 dargestellt. Analog zur Messung am MAMI

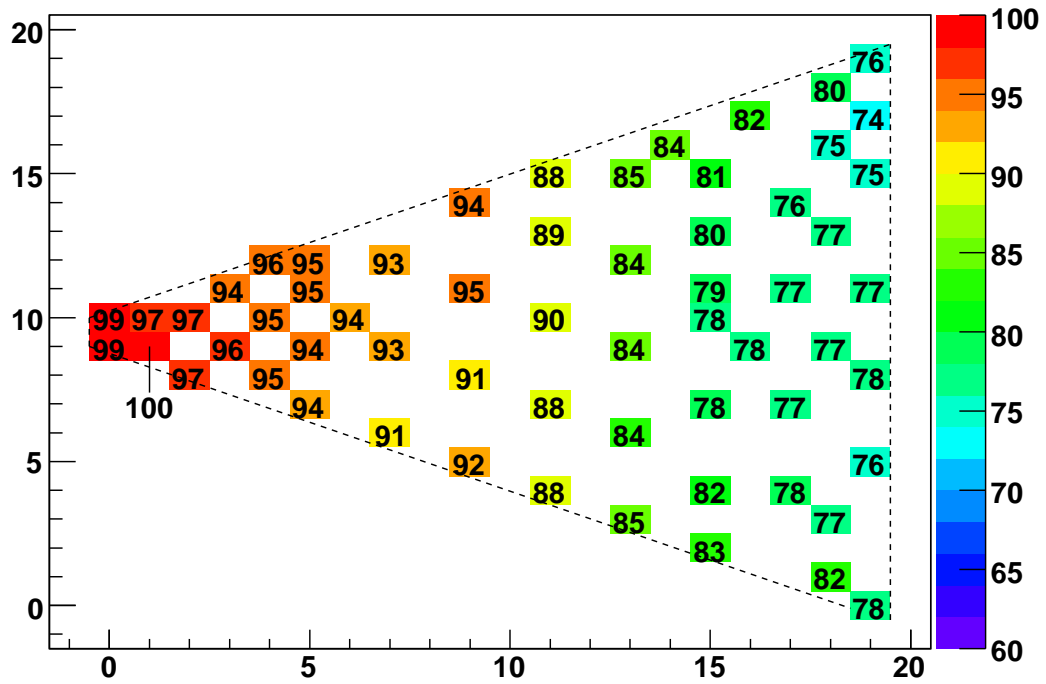


Abbildung 7.14: Messergebnis der Lichtsammeleffizienz aus der Messung mit ^{207}Bi

ist hier auch ein deutlicher Abfall der Lichtsammeleffizienz zum Lichtleiter und zu den Außenkanten hin zu sehen. Jedoch zeigen sich Unterschiede in der Abhängigkeit der Lichtsammeleffizienz vom Teilchendurchgangsort. Das Maximum der Lichtsammeleffizienz ist in dieser Messung an der Spitze, Rasterelement (0,9), aufgetreten. Die minimale Lichtsammeleffizienz befindet sich am Rasterelement (18,16) und beträgt 73.7%. In der MAMI-Messung wurde ein Minimalwert von 61.7% gemessen. Diese Unterschiede können durch die Verwendung verschiedener Einpackmaterialien erklärt werden.

Der Fehler wird mit $\Delta\epsilon_{LS} \approx 2\%$ vier mal so groß wie in der Messung am MAMI geschätzt. Er wird bei dieser Messung durch den Modellfehler dominiert. Die Näherung des Spektrums der beiden Konversionselektronen um 1 MeV durch eine Normalverteilung ist deutlich fehleranfälliger, als die Messung am monoenergetischen Elektronenstrahl. Eine weitere Unsicherheit entsteht durch die Verwendung einer empirischen Funktion für den Untergrund.

7.3 Vergleich der Testmessungen mit Simulationsergebnissen

Mit dem in Kapitel 6 erläuterten vereinfachten Modell wurde die relative Lichtsammelleffizienz des Prototypen simuliert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.15 dargestellt. Die

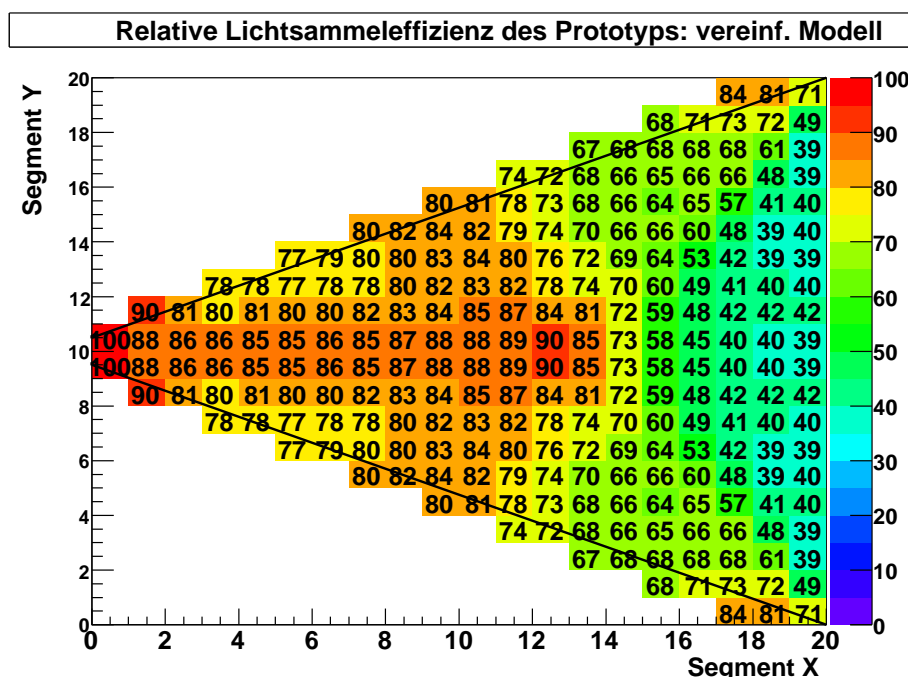


Abbildung 7.15: Simulationsergebnisse des vereinfachten Modells der relativen Lichtsammelleffizienz (in Prozent) für die Geometrie des Prototypen.

Lichtsammelleffizienzen wurde auf die maximale Lichtsammelleffizienz im Detektorvolumen normiert, um einen direkten Vergleich mit den Messwerten zu ermöglichen. In den Simulationsergebnissen zeigt sich ein Plateau auf der Symmetrieachse, das von der Spitze bis etwa zum Schwerpunkt reicht, an dessen Ende ein rapider Abfall zu beobachten ist. Weiterhin fällt die Lichtsammelleffizienz mit zunehmender Entfernung zur Symmetrieachse ab, wobei die Ecken der breiten Seite eine Ausnahme bilden. Dieses Verhalten wurde auch in den Ergebnissen der Messung am MAMI beobachtet (vgl. Abb. 7.9 auf Seite 66), jedoch fällt der Abfall der Lichtsammelleffizienz schwächer als in den Simulationsergebnissen aus. Im Vergleich zu der Messung mit dem ^{207}Bi -Präparat gibt es stärkere Unterschiede. In diesen Messungen ist ein kontinuierlicher Abfall der Lichtsammelleffizienz von der Spitze zum Lichtleiter hin zu erkennen (vgl. Abb. 7.14 auf der vorherigen Seite). Vergleicht man die Minimalwerte der Lichtsammelleffizienzen der Messungen mit dem der Simulationsergebnisse, so sind deutliche Unterschiede erkennbar. Den geringsten Wert findet man in der Simulation mit 39 %, während die Minimalwerte aus der Messung am MAMI mit etwa 62 % und aus der Messung mit ^{207}Bi mit 74 % deutlich größer sind. Dies Bestätigt

die Interpretation, dass diese Unterschiede durch die Qualität der Einpackmaterialien verursacht werden. Die Simulation vernachlässigt die Verpackung und weist daher den geringsten Minimalwert auf. In der Messung am MAMI wurde handelsübliche Aluminiumfolie verwendet, während in der Messung mit dem Präparat eine hochwertige Reflektorfolie verwendet wurde.

Die Simulation hat den Einfluss der Geometrie auf die Lichtsammlungseigenschaften gut wiedergegeben. Anhand der Unterschiede, die sich in der geometrischen Verteilung der Lichtsammeleffizienz mit verschiedenen Einpackmaterialien ergeben, lässt sich folgern, dass die Simulation die Lichtsammeleffizienz wie erwartet unterschätzt. Die Unterschätzung des Minimums führt zu einer Überschätzung des dynamischen Bereichs in der Simulation.

Kapitel 8

Der geplante Multiplizitätszähler

In diesem Kapitel wird der Planungsstand des Multiplizitätszählers am Ende der Diplomarbeit zusammengefasst. Dabei wird auf die Komponenten des Szintillationsdetektors und die geplante mechanische Halterung eingegangen. Außerdem wird die geplante Ausleseelektronik und die Triggerlogik vorgestellt.

8.1 Szintillationszähler

Die Simulationen haben gezeigt, dass ein geringerer Öffnungswinkel des Szintillators die Lichtausbeute verbessert. Daher wurde eine Unterteilung des Multiplizitätszählers in 12 Segmente mit einem Öffnungswinkel von 30° gewählt. Bei dieser Segmentierung haben sowohl die Vorüberlegungen als auch die Simulationen gezeigt, dass der größere Photovervielfacher EMI-9813KB verwendet werden sollte, da die Kathodenfläche der kleineren Röhre kleiner als die Auslesefläche des Szintillators ist. Bisher sind nur passive Spannungsteiler für diesen Photovervielfacher verfügbar, jedoch sollen aktive Spannungsteiler gebaut werden, um eine hohe Ratenstabilität zu erreichen. Zur magnetischen Abschirmung wird der Photovervielfacher mit einem Zylinder aus einem Material mit hoher magnetischer Permeabilität (Mymetall) umgeben, über den wiederum ein Eisenzylinder gestülpt wird. Zur elektrischen Trennung von Photovervielfacher und beider Metallzylinder werden Kaptonfolien verwendet.

Aus den Vorüberlegungen in Kapitel 5 wurde ersichtlich, dass die Lichtausbeuten der beiden in Frage kommenden Materialien BC404 und BC408 bis auf wenige Prozent gleich sind. Die Simulationen haben dies bestätigt. Daher wurde das Material nach dem einfacher verfügbaren Plexiglas für den Lichtleiter ausgewählt. Dazu wurden die Emissionsspektren der Szintillationsmaterialien mit dem Transmissionsspektrum des Lichtleiters und der spektrale Quanteneffizienz des Photovervielfachers verglichen. In Abbildung 8.1 sind die Emissionsspektren von BC408 und BC404 mit dem Transmissionsspektrum dieses Plexiglases überlagert dargestellt. Darunter ist das Spektrum der Quanteneffizienz des Photovervielfachers dargestellt, in dem die Emissionsmaxima von

bei BC408: 425 nm und BC404: 408 nm eingezeichnet wurden. Im Bereich der Emis-

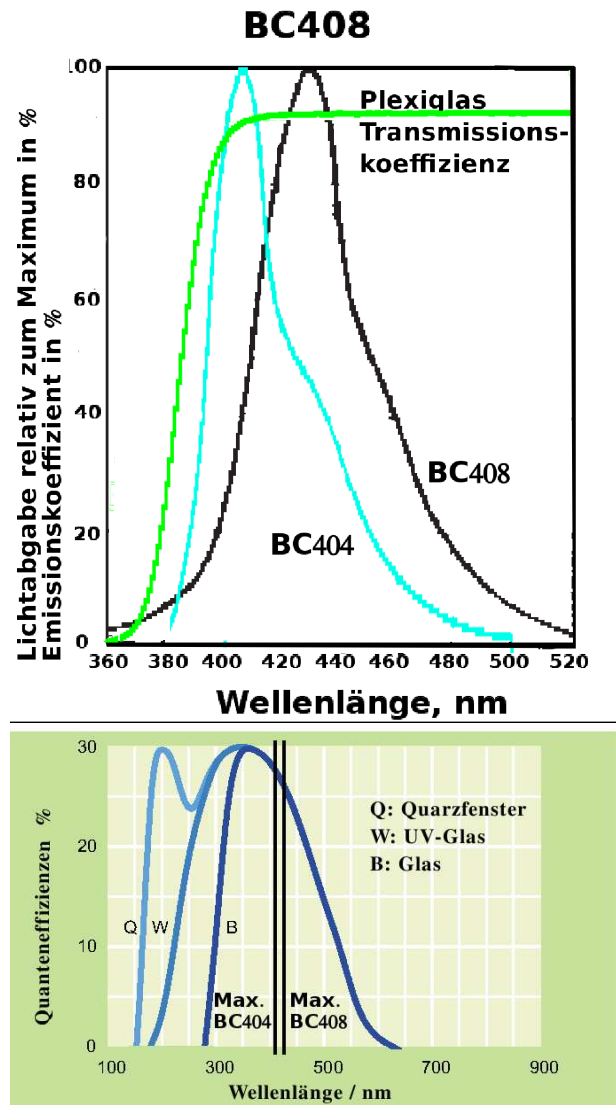


Abbildung 8.1: Vergleich des Photonenemissionspektrum von BC408 und BC404 mit dem Transmissionskoeffizient des verwendeten Plexiglas und der Quanteneffizienz des Photovervielfachers (Typ B). Der Transmissionskoeffizient wurde durch die Szintillatorwerkstatt am CERN an einer 2mm dicken Platte bestimmt. Die Abweichung des maximalen Transmissionskoeffizienten von 100% lässt sich durch das Messverfahren erklären.

onsmaxima fällt die Quanteneffizienz des Photovervielfachers nur um wenige Prozent ab. Das Transmissionsspektrum des Lichtleitermaterials hingegen zeigt einen rapiden Abfall, der in das Emissionsspektrum von BC404 einschneidet. Bei der Analyse des Transmissionsspektrums ist zu beachten, dass es sich um eine Messung an einer 2mm dicken Platte handelt. Da der Lichtleiter etwa 25cm lang wird, ist ein deutlich stärkerer Abfall des

Transmissionsspektrums zu erwarten, der schon am Emissionsmaximum von BC404 beginnt. Aufgrund dieser Überlegungen wurde entschieden das Material BC408 zu verwenden.

Die Szintillatordicke wurde aufgrund der in Kapitel 5 erläuterten physikalischen Überlegungen auf 3mm festgelegt. Die Testmessungen am MAMI haben gezeigt, dass man mit 5mm Materialdicke Signale im Bereich von 150mV bei einer moderaten Verstärkung des Photovervielfachers erhält. Skaliert man diese Signale zum dünneren Material hin, so werden Signale in der Größenordnung von 70mV bei gleicher Verstärkung erwartet. Diese Amplitude ist ausreichend, um den Detektor als Triggerelement zu verwenden. Der Durchmesser der aktiven Fläche wird auf die Spektrometerakzeptanz abgestimmt und beträgt 62cm. Der Durchmesser des Strahllochs wird bis auf weiteres auf 4σ der Strahlbreite festgelegt, das entspricht 2cm. Sollte es sich als nötig erweisen das Loch zu vergrößern, so ist dies noch nachträglich möglich. Dabei muss berücksichtigt werden, dass ein größerer Lochdurchmesser einen unterschiedlichen Einfluss auf die Triggereffizienz bei verschiedenen Prozesskinematiken haben kann.

Für die Länge des Lichtleiters wurde 270mm gewählt. Die technische Zeichnung von Lichtleiter und Szintillator eines Segments des Multiplizitätszählers ist in Abbildung 8.2 zu sehen. Zur Verbesserung der Stabilität der Klebestelle zwischen Szintillator und Lichtleiter

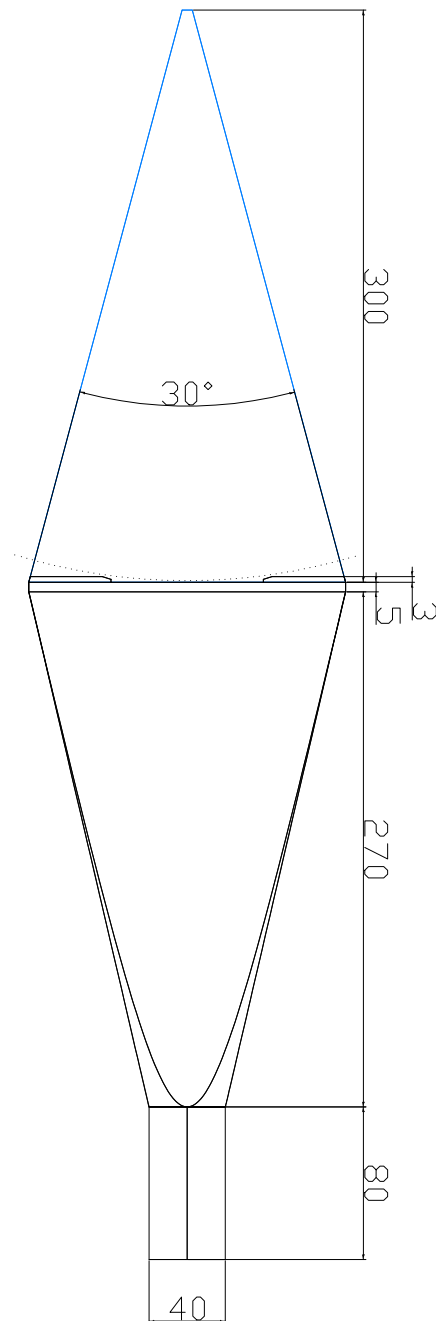


Abbildung 8.2: Technische Zeichnung von Lichtleiter (unten) und Szintillator (oben) in der Aufsicht. Die Spektrometerakzeptanz wurde gestrichelt eingezeichnet.

wird der Übergang zum Szintillator stufenförmig ausgebildet. Diese Verstärkung wird in

der Mitte des Lichtleiters unterbrochen, da die Spektrometerakzeptanz an dieser Stelle bis zur Kante des Szintillators verläuft.

8.2 Ausleseelektronik

Es wurde entschieden als Triggerbedingung mindestens einen Teilchendurchgang in einem der 12 Segmente zu fordern. Von den Signalen der Segmente soll nur die Zeitinformation ausgelesen werden. Die geplante Ausleselogik ist in Abbildung 8.3 dargestellt. Die

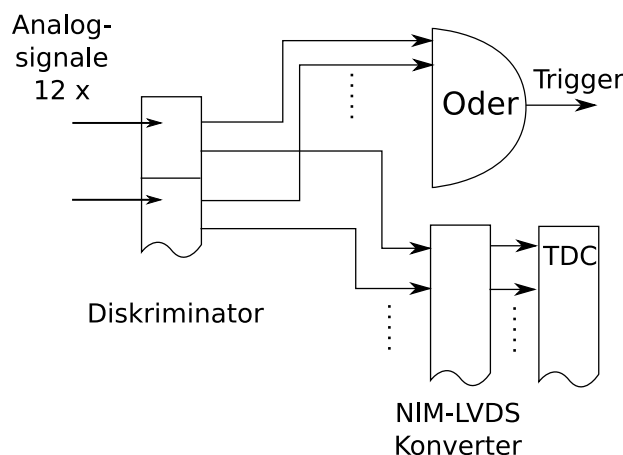


Abbildung 8.3: Aufbau der Elektronik des Multiplizitätszählers

Analogsignale werden durch einen constant-fraction-Diskriminator diskriminiert. Der Diskriminator liefert ein logisches NIM-Signal an mehreren getrennten Ausgängen. Jeweils ein Signal wird zur Bildung des Triggers durch ein logisches “ODER“ aus allen Segmenten verwendet. Ein weiterer Ausgang wird auf einen Konverter gegeben, der die NIM-Signale in LVDS-Signale für den TDC konvertiert. Es wird jedes einzelne Segment durch einen TDC-Kanal ausgelesen.

8.3 Halterung und Verpackung

Der Multiplizitätszähler soll am Halterahmen des unmittelbar davor positionierten Veto-zähler aufgehängt werden. Da der genaue Aufbau der Targetregion noch diskutiert wird, ist diese Aufhängung noch in Planung. In dieser Diplomarbeit wurde aber die Halterung entworfen, in der die Segmente des Multiplizitätszähler gegeneinander ausgerichtet und befestigt werden sollen. Als Basisrahmen ist ein 12-seitiges Polygon geplant. Dieses Polygon ist in Abbildung 8.4 zu sehen. Auf dem Basisrahmen sind drehbare Platten mit einer Halterung für die Photovervielfacher befestigt. Eines der Haltesegmente mit einer Halteplatte in Abbildung 8.5 dargestellt. Auf der Platte sind Halterungen für die Eisenummantelungen der Photovervielfacher befestigt. Durch die paarweise Anordnungen

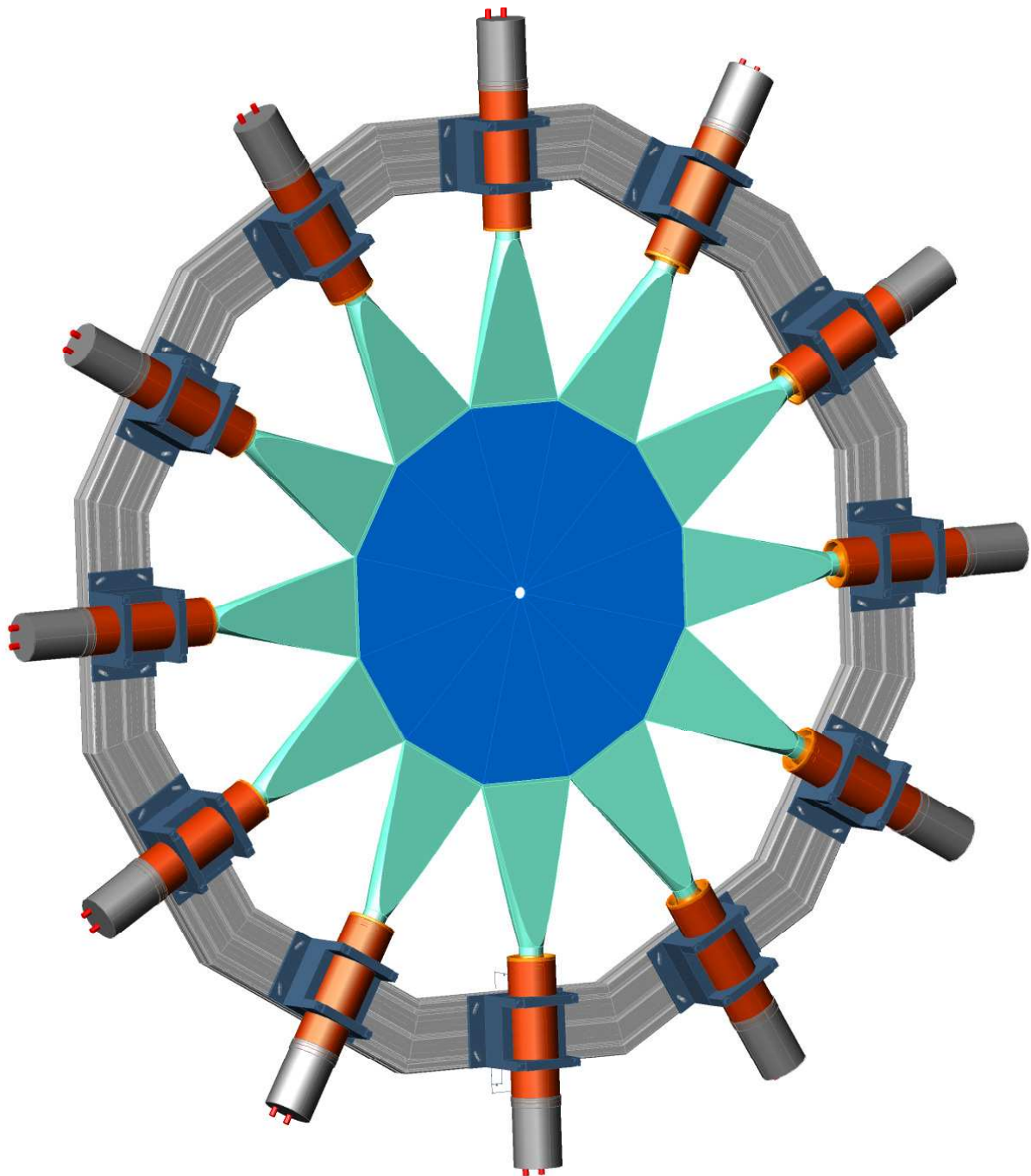


Abbildung 8.4: Zeichnung des Halterahmens. Auf dem 12-seitigen Polygon werden verschieb- und drehbare Schlitten befestigt, mit denen die Szintillatoren gegeneinander ausgerichtet werden. Maße des Detektors: Tiefe 13.5 cm, Durchmesser mit Photovervielfachern und Basen ≈ 2 m. Durchmesser des Halterahmens 156.8 m

dieser Halterungen wird gewährleistet, dass der Photoervielfacher starr mit der Platte verbunden ist. Dadurch ist ein einfacher Austausch von Spannungsteiler und Photoervielfachern möglich, ohne die fragilen Szintillatoren zu bewegen. Die runden Bohrungen sind für die Befestigung am Basisrahmen vorgesehen und lassen eine Drehung der Platte zu. Die Tiefe des Polygons wurde minimiert, da der Platzbedarf des Multiplizitätszählers durch die vorangehenden und nachfolgenden Detektoren stark eingeschränkt ist. Insgesamt misst der Detektor 135 mm in Strahlrichtung. Über das Material, aus dem Polygon gefertigt werden soll, wurde noch nicht entschieden. Ursprünglich war eine Konstruktion aus einem Aluminiumprofilsystem geplant. Das könnte Probleme mit der thermischen Ausdehnung verursachen. Der thermische Ausdehnungskoeffizient von Aluminium beträgt $\alpha(Al) = 23.8 \cdot 10^{-6}/K$ [21]. Damit erhält man eine Längenänderung eines 2m langen Profils von $\Delta L \approx 0.7\text{mm}$ bei einem Temperaturunterschied von etwa $\Delta T \approx 15\text{ K}$ zwischen Tag und Nacht. Das würde darin resultieren, dass die Szintillatoren gegeneinander reiben und somit die Oberflächen beschädigt werden, oder schlimmstenfalls verkanten und abbrechen. Eine Alternative zum Aluminium bieten Kunstharze mit einer ähnlichen Steifigkeit und einem geringeren Ausdehnungskoeffizienten.

Die Szintillatoren sollen mit Folien umwickelt werden, um die Lichtverluste zu minimieren. Es wird eine sehr dünne aluminisierte Folie verwendet, um das Material in der aktiven Fläche zu minimieren. Die Lichtdichte Verpackung soll mit einer gespannten Folie nach dem Ausrichten der Segmente realisiert werden. Von einer Einzelverpackung der Segmente wird abgesehen, da sie zu viel Material in der Spektrometerakzeptanz erfordert und größere Lücken zwischen den Segmenten zur Folge hat.

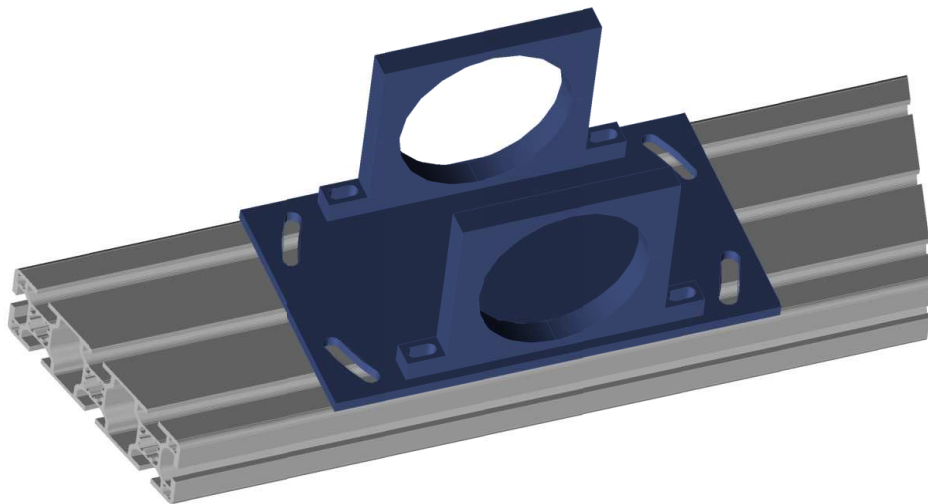


Abbildung 8.5: Zeichnung eines Halterungssegments des Multiplizitätszählers. In die runden Halterungen werden die Eisenschirmungen des Photoervielfachers eingespannt. Die runden Bohrungen sind für die Befestigung der Platte am Profil vorgesehen.

Kapitel 9

Vermessung eines Segments des Multiplizitätszähler

Ende September standen die Szintillatoren und Lichtleiter in der endgültigen Geometrie zur Verfügung. Deshalb wurde beschlossen zwei Segmente zusammenzubauen und zu testen. Dieser Test wurde im Halo des CERN-Myonstrahls während der laufenden Datennahme durchgeführt. Es standen nur wenige Tage zur Datennahme zur Verfügung und es war kein Zugang zum Testaufbau nach Messbeginn möglich. Es konnte das COMPASS-Datennahmesystem verwendet werden, das auch im endgültigen Aufbau zur Auslese des Detektors verwendet werden wird.

Das primäre Ziel dieser Messung war zu zeigen, dass die Segmente hinreichend große Signale liefern um als Trigger verwendet werden können. Dazu wurde die Effizienz der beiden Segmente gemessen. Außerdem wurde die Zeitauflösung beider Segmente an verschiedenen Stellen im Detektorvolumen bestimmt.

Im Folgenden wird die Klebung der Szintillatorstücke an die Lichtleiter, sowie die Verpackung beschrieben. Danach folgt eine Beschreibung des Messaufbaus, der Messung und der Ergebnisse.

9.1 Klebung und Verpackung

Bei der Klebung der Szintillatoren an die Lichtleiter ist es wichtig, dass der Klebefilm dünn ist und die Klebestelle blasenfrei gehalten wird. Das vermeidet unerwünschte Reflexionen und Lichtbrechung. Außerdem sollte möglichst wenig Kleber auf die Oberflächen von Szintillator und Lichtleiter laufen, damit keine Unebenheiten entstehen. Für die Klebung wurde eine Vorrichtung aus Aluminiumprofilen der Firma Maytec gebaut. Das Prinzip ist in Abbildung 9.1 skizziert. Mit Hilfe dieser Klebevorrichtung konnten Szintillator und Lichtleiter gegeneinander ausgerichtet und während des Aushärtens der Klebung fixiert werden. Der Szintillator wurde auf zwei mit Klebeband umwickelten Querstreben der Konstruktion abgelegt. Der Lichtleiter wurde in den Spannring der Weicheisenschirmung des Photovervielfachers eingespannt und zusammen mit dieser auf einer beweglichen Quer-

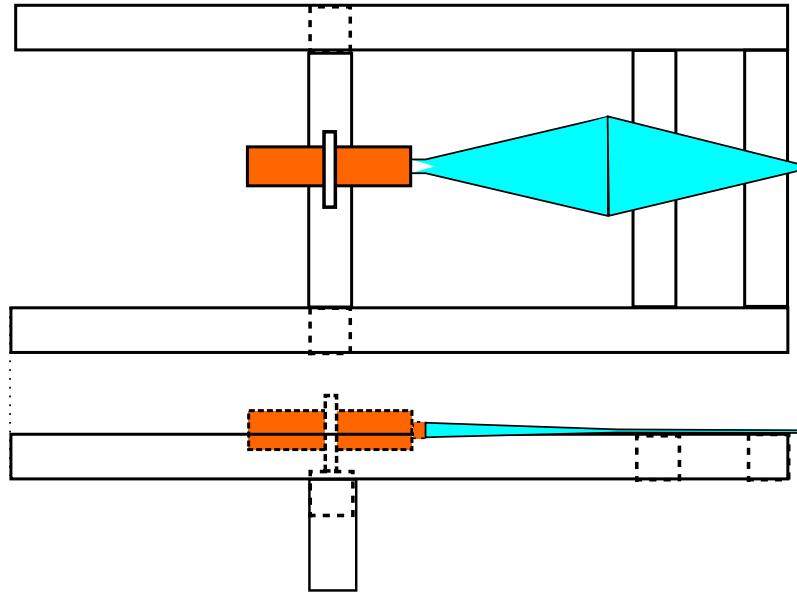


Abbildung 9.1: Skizze der verwendeten Klebevorrichtung. Die Klebevorrichtung wurde aus Mayteprofilen gebaut. Oben: Draufsicht. Unten: Seitenansicht

strebe befestigt. Die Klebekanten der beiden Teile wurde gegeneinander ausgerichtet und mit Klebeband umwickelt, um zu verhindern, dass überschüssiger Kleber auf den Szintillator bzw. Lichtleiter läuft. Der Kleber wurde aufgetragen und der Szintillator wurde gegen den Lichtleiter gepresst. Für die Klebung wurde der 2-Komponentenepoxydkleber EPO-TEK 301 der Firma Epoxy Technology verwendet. Dieser Kleber ist hochtransparent im Spektralbereich $\lambda = (400 - 700) \text{ nm}$, ist strahlenresistent und bildet mit einem Brechungsindex von $n = 1,519$ einen Übergang zwischen Szintillators ($n = 1.58$) und Lichtleiter ($n = 1.49$). Die Aushärtungszeit des Klebers beträgt bei Raumtemperatur 24 h. Eines der zwei geklebten Segmente ist in Abbildung 9.2 zu sehen.

Die Verpackung beider Segmente bestand aus einer Lage reflektierender aluminisierter Folie unmittelbar um den Szintillator und einer Lage lichtundurchlässiger schwarzer Folie. Das eine Segment, im Folgenden mit Detektor 1 benannt, wurde glatt eingepackt, während das andere Segment (Detektor 2) mit geknitterter Folie eingepackt wurde. Die teilweise eingepackten Detektoren sind in Abbildung 9.3 zu sehen.

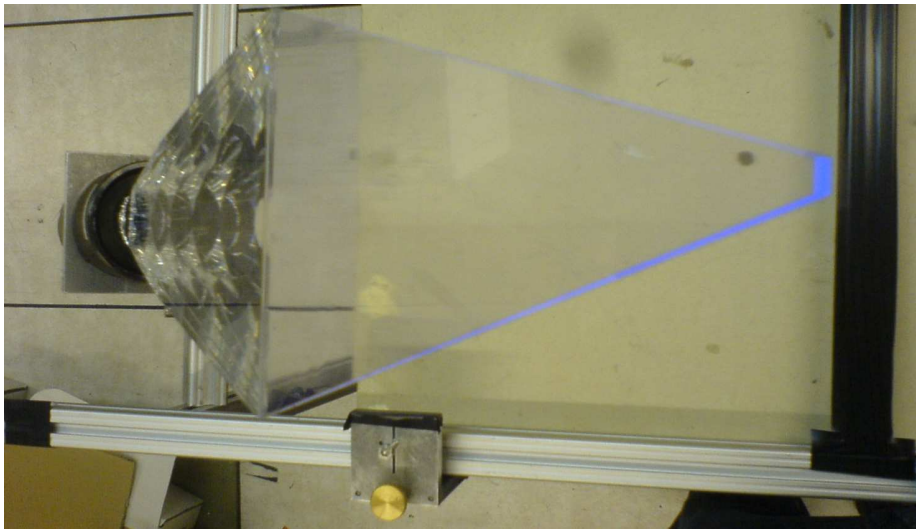


Abbildung 9.2: Bild eines bereits geklebten Segments des Multiplizitätszähler



Abbildung 9.3: Verpackung der Segmente. Links im Bild ist Detektor 1 mit der glatten Verpackung zu sehen, rechts Detektor 2 mit der geknitterten Verpackung. Es ist bereits ein Teil der lichtdichten zweiten Lage auf den Detektoren zu sehen.

9.2 Aufbau

Der Aufbau stand in der Spektrometerhalle des COMPASS-Experiments unmittelbar am Übergang von der Strahlführung zum Experiment. Es wurde in 4m Entfernung vom Strahl, direkt hinter einem Betonblock gemessen. Daher kann davon ausgegangen werden, dass an dieser Stelle nur Myonen gemessen werden. Die Rate beträgt dort etwa 500 Hz. Für die mechanische Befestigung der Detektoren wurde der Halterahmen eines nicht mehr verwendeten Detektors verwendet. Zur elektrischen Trennung der Detektoren wurde Kaptonfolie verwendet. Der Aufbau ist in Abbildung 9.4 dargestellt. In dem Aufbau wurden

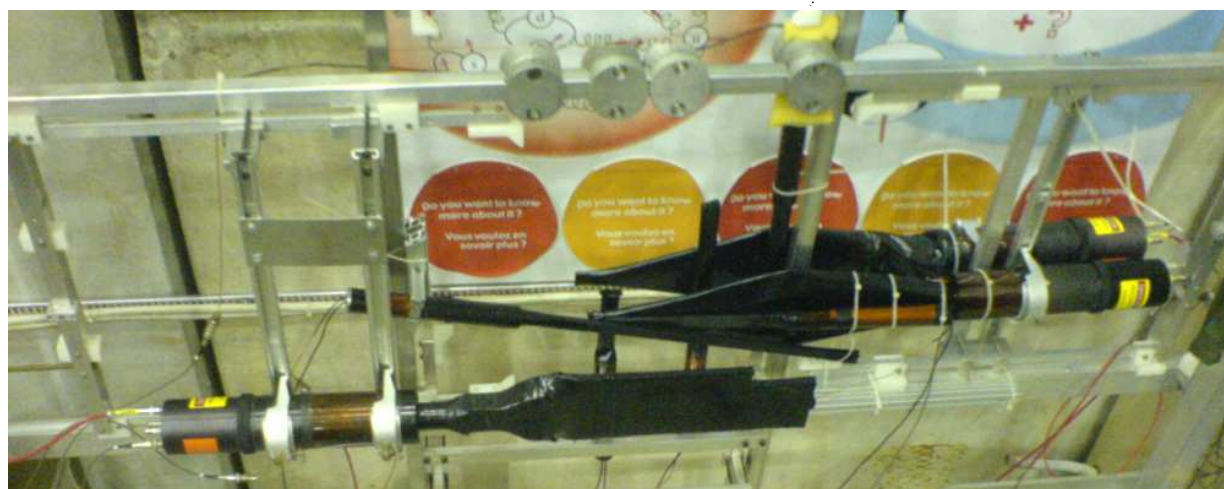
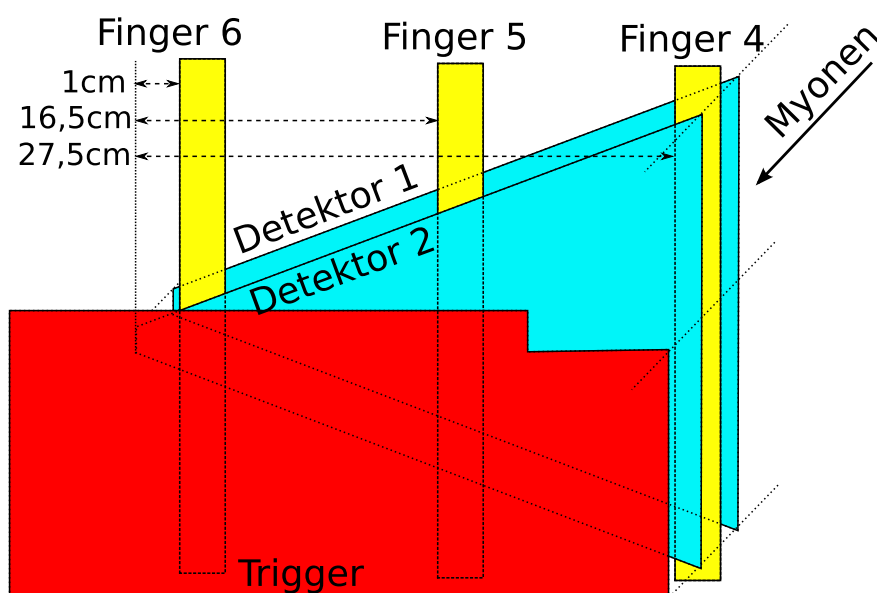


Abbildung 9.4: Geometrische Anordnung der Detektoren während der Messung. Oben: Skizze des Aufbaus. Unten: Foto des Aufbaus. Zur Auswertung werden nur die in der Skizze gezeigten Detektoren verwendet.

die zwei Segmente des Multiplizitätszählers, ein im wesentlichen rechteckiger Triggerdetektor und mehrere dünne Streifen verwendet. Die aktiven Szintillatorflächen der beiden Segmente wurden senkrecht zum Myonstrahl aufgestellt, zur Deckung gebracht und mit dem Triggerdetektor ausgerichtet. Um zwischen den verschiedenen Bereichen der Segmente unterscheiden zu können, wurden drei 2.5cm breite, streifenförmige Triggerdetektoren verwendet. Diese Triggerfinger wurden zwischen den beiden Detektoren positioniert. Als Triggerbedingung wurde eine Koinzidenz des Triggerdetektors mit einem der zu vermessenden Detektorsegmenten gefordert. Es wurden Messungen mit drei verschiedenen Triggerschwellen $U_t = -49.0\text{ mV}$, -61.9 mV , -78.8 mV durchgeführt. Insgesamt wurden sechs Datensätze mit den verschiedenen Kombinationen aus Triggerbedingungen und Diskriminatorschwellen aufgenommen.

Es wurde nur der Ansprechzeitpunkt der Detektoren gemessen. Die Signale aller Detektoren wurden mit einem Schwellwertdiskriminator diskriminiert und durch einen TDC ausgelesen. Es wurde ein standardmäßig bei COMPASS verwendeter F1-TDCs benutzt [22]. Dieser TDC misst die Zeitinformation relativ zu einer Absolutzeit, die durch das Experiment vorgegeben wird und ist unabhängig vom Trigger dauerhaft sensitiv. Die registrierten Ereignisse werden in einem Puffer mit einer Kapazität von $1 - 2\mu\text{s}$ gespeichert, bis eine Entscheidung über die Auslese durch den Trigger getroffen ist. Wurde der Trigger ausgelöst, so werden die Signale aus dem Puffer ausgelesen, die in einem festgelegten Bereich um den Triggerzeitpunkt aufgenommen wurden. Die Zeitauflösung des TDCs beträgt $\tau = 128.9\text{ps/Kanal}$. Eine detaillierte Beschreibung des bei COMPASS verwendeten Datennahmesystems findet sich in [4].

9.3 Analogsignale

Die Analogsignale der beiden Detektoren wurden mit einem Oszilloskop untersucht. Durch die Verwendung der Streifendetektoren als Triggerzähler konnten Signalamplitude und Pulsform an verschiedenen Stellen des Detektors analysiert werden. Die Analogsignale der beiden Detektoren sind in Abbildung 9.5 zu sehen. Die Amplitude der beiden Detektoren unterscheidet sich um einen Faktor zwei. Dies hängt mit der Wahl der Hochspannung zusammen. Zur systematischen Untersuchung der Signale wurde die wahrscheinlichste und die minimale Amplitude für beide Detektoren mit jeweils einem der drei Streifen als Trigger aufgenommen. Das Minimum (Min) und die wahrscheinlichste Amplitude (MPV) wurden exemplarisch in Abbildung 9.5 im rechten oberen Teilbild eingezeichnet, wobei das Rechteck um den MPV den Ablesefehler symbolisiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.6 zu sehen. Man erkennt auch bei dieser Messung eine Abhängigkeit der Amplitude vom Teilchendurchgangsort. Die Spitze zeigt größere Signale als die anderen Bereiche. Der wahrscheinlichste Wert ist bei den anderen beiden Messpunkten konstant. Die minimale Amplitude zeigt hingegen auch einen Unterschied zwischen der Position am Lichtleiter und der mittleren Position. Das lässt darauf schließen, dass der Ablesefehler des Mittelwerts zu groß war, um Unterschiede erkennen zu können.

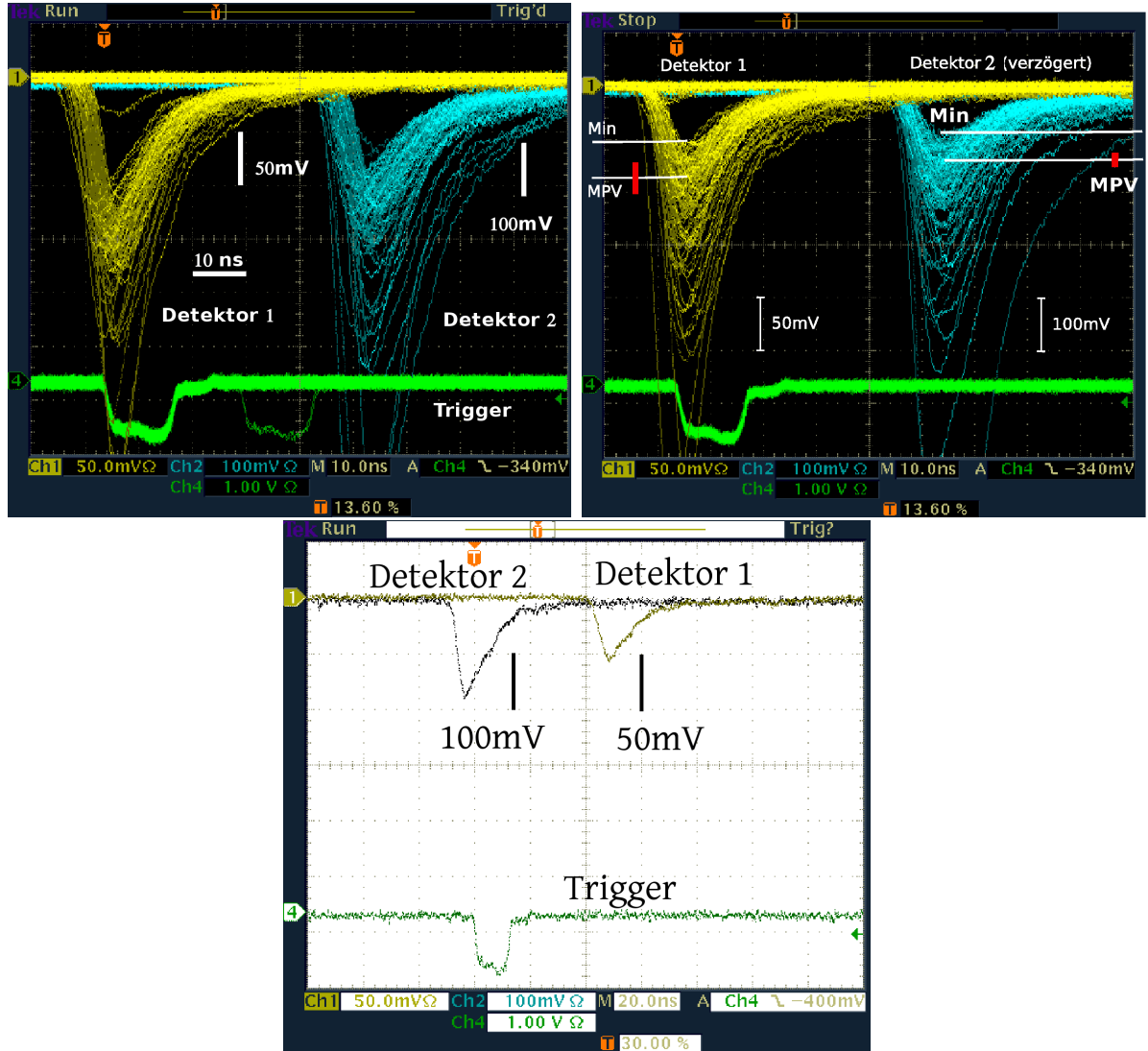


Abbildung 9.5: Analogsignale der beiden Segmente des Multiplizitätszählers an verschiedenen Stellen. Oben links: Spitze, Oben rechts: Mitte, Unten: Übergang zum Lichtleiter.

Bei der Messung am CERN war eine Auswertung mit einem ADC nicht möglich. Anhand der wahrscheinlichsten Pulshöhen kann jedoch der dynamische Bereich der Signale abgelesen werden und so auch eine Abschätzung für das Verhältnis der Lichtsammeleffizienz errechnet werden. Das Verhältnis der wahrscheinlichsten Pulshöhen der Spitze und der Position nahe des Lichtleiters beträgt:

$$\text{Detektor 1: } \frac{(90 \pm 15) \text{ mV}}{(150 \pm 15) \text{ mV}} = 0.60 \pm 0.11 \quad (9.1)$$

$$\text{Detektor 2: } \frac{(130 \pm 15) \text{ mV}}{(200 \pm 15) \text{ mV}} = 0.65 \pm 0.09 \quad (9.2)$$

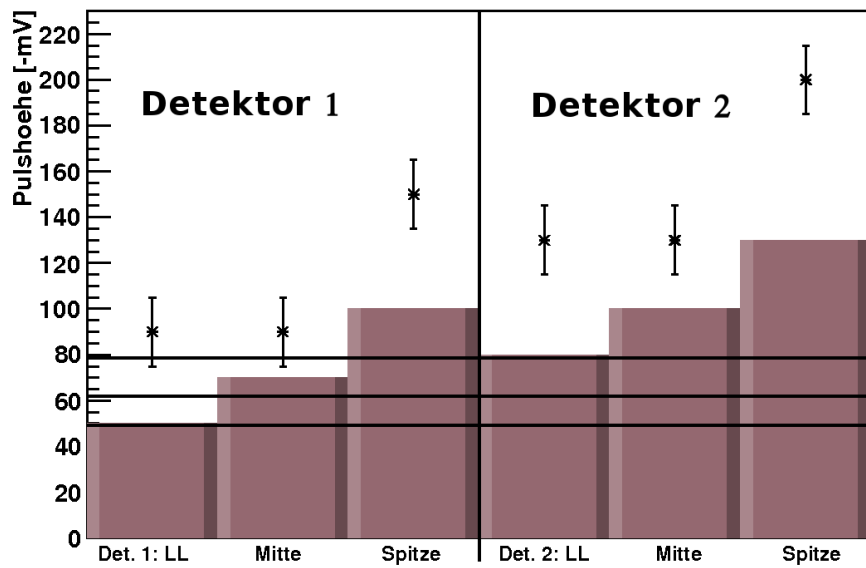


Abbildung 9.6: Auswertung der Analogsignale. Balken: Minimalwerte der Signalamplitude. Punkte: wahrscheinlichste Amplitude. Die drei Punkte stehen, von links nach rechts, für die Position am Lichtleiter, in der Mitte und an der Spitze. Die drei Linien stehen für die drei Triggerschwellen.

Dieses Ergebnis ist trotz der anderen Geometrie und des dünneren Szintillators vergleichbar mit den Ergebnissen aus den bisherigen Messungen. Anhand dieser Messung kann jedoch kein signifikanter Unterschied der Lichtsammlung durch die unterschiedlichen Verpackungsmaterialien festgestellt werden.

9.4 Effizienz

Wie bereits in Kapitel 7 betont wurde, ist eine hohe Effizienz des Detektors eine wichtige Voraussetzung für den Einsatz als Triggerzähler. Daher wurden diese Messungen durchgeführt um zu zeigen, dass mit dem dünnen Szintillator und der gewählten Geometrie eine hohe Effizienz des Detektors erreicht werden kann. Dazu konnten die TDC-Informationen genutzt werden. Es wurde jeweils die Effizienz des im Trigger nicht enthaltenen Detektors gemessen. Dazu wurde das Verhältnis aus den Ereignissen, in denen der TDC dieses Detektors angesprochen hat, zu allen Ereignissen, in denen der Trigger angesprochen hat, gebildet. In der Forderung nach einem vom TDC registrierten Ereignis ist implizit die Forderung enthalten, dass der Trigger ausgelöst hat. Durch die gleichzeitige Forderung, dass auch einer der Triggerstreifen angesprochen hat, konnte Effizienz getrennt für die verschiedenen Bereiche gemessen werden. Die Ergebnisse bei verschiedenen Triggerschwellen sind in Abbildung 9.7 gezeigt.

Die Messung zeigt, dass Detektor 1 eine deutlich geringere Effizienz hat als Detektor 2. Wenn dies durch eine zu hoch angesetzte Triggerschwelle zu erklären wäre, dann sollte eine Erhöhung der Triggerschwelle weitere Effizienzeinbußen zur Folge haben. Da dies in den Messergebnissen nicht erkennbar ist, kann eine zu hoch angesetzte Triggerschwelle ausgeschlossen werden. Es kann sich um einen geometrischen Effekt handeln. Teilchentrajektorien, die nicht lotrecht durch den Aufbau verlaufen, können durch den Triggerdetektor und Detektor 2 verlaufen und gleichzeitig Detektor 1 verfehlen. Der Abfall der Effizienz zur Spitze hin steht im Widerspruch zu den mit dem Oszilloskop durchgeführten Messungen, die dort die höchste Pulsamplitude festgestellt haben. Dies deutet auf Fehler bei der Ausrichtung der Detektoren hin. Nimmt man beispielsweise an, dass die Detektoren, wie in Abbildung 9.8 vertikal um h gegeneinander verschoben sind, so ist eine Effizienzeinbuße von 20 % an der Spitze schon durch eine Verschiebung um $h = 2.4 \text{ mm}$ zu erklären. Mit diesem Höhenunterschied ergeben sich Effizienzverluste für die Flächen der anderen Triggerstreifen von $\Delta\epsilon(\text{Mitte}) = 2.5 \%$ und $\Delta\epsilon(LL) = 1.6 \%$. Das ist konsistent mit den Beobachtungen, wenn man berücksichtigt, dass dies neben Verdrehungen und Verkippungen nur eine Möglichkeit für eine Fehlausrichtung ist.

Die systematischen Fehler durch die Versuchsanordnung und die Ausrichtung der Detektoren gegeneinander überwiegt die statistischen Fehler in dieser Messung. Die Effizienz von Detektor 1 wurde aufgrund der Versuchsanordnung unterschätzt. Es ist zu erwarten, dass die tatsächliche Effizienz der Detektoren deutlich höher ist als die in diesen Messungen bestimmten.

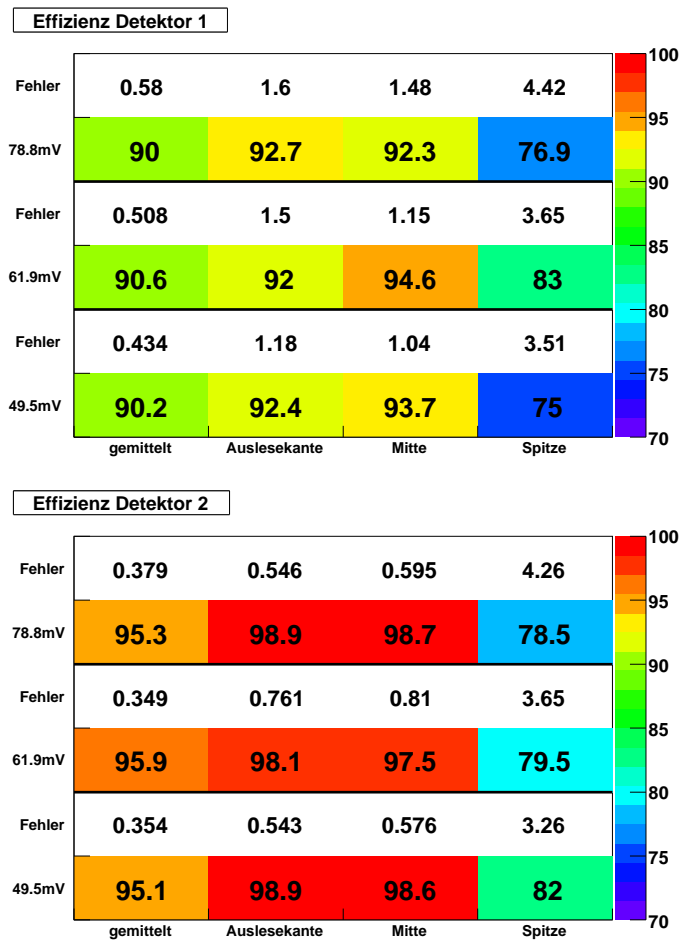


Abbildung 9.7: Effizienzen der beiden Detektoren an verschiedenen Stellen (horizontal) und bei verschiedenen Diskriminatorschwellen (vertikal). Der gemittelte Wert ist als geometrische Mittelung über die gesamte Detektorfläche zu verstehen.

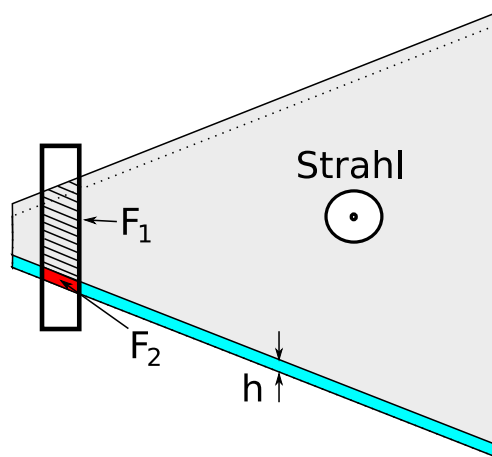


Abbildung 9.8: Die Effizienzeinbußen bei einer vertikalen Verschiebung der Detektoren gegeneinander sind Proportional zum Verhältnis der Flächen $\Delta\epsilon = F_2/F_1$. Der Strahl steht senkrecht auf der Zeichenebene.

9.5 Zeitauflösung

Die Zeitauflösung der beiden Segmente wurde analog zu den Messungen am MAMI durchgeführt. Es wurden Zeitspektren der beiden Testsegmente (Detektor 1 & 2) und des Triggerdetektors erstellt und eine Gaussverteilung angepasst. Deren Breite wurde für die Berechnung der Zeitauflösung verwendet. Die Zeitauflösung konnte für verschiedene Diskriminatorschwellen und Bereiche der Testsegmente gemessen werden.

Zuerst wurde die zeitliche Korrelation der Ereignisse in den Detektoren überprüft. Dafür wurden die Ansprechzeiten der beiden Testsegmente und des Triggers jeweils gegeneinander aufgetragen. Diese Diagramme sind in Abbildung 9.9 zu sehen. Die

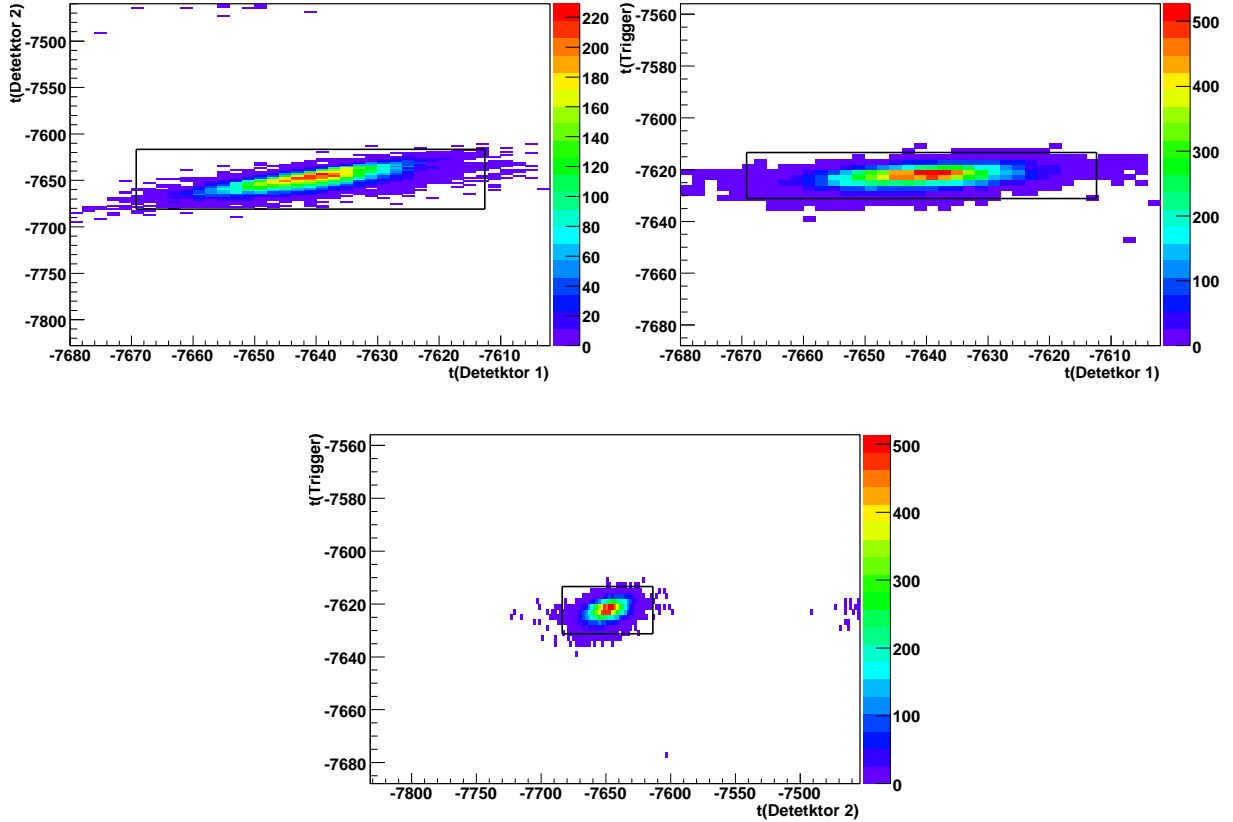


Abbildung 9.9: Korrelationsstudien der Ansprechzeiten von Detektor 1 & 2 und dem Triggerdetektor. Die Rechtecke wurden jeweils im Abstand von $\mu \pm 3\sigma$ vom Mittelwert μ des Zeitsignals in jeder Richtung eingezeichnet.

Detektorsignale zeigen eine klare zeitliche Korrelation. Die Verteilung der Ansprechzeiten des Triggerdetektors ist mit einer Standardabweichung von $\sigma \approx 3$ Kanälen sehr schmal. Das zeigt, dass der Triggerdetektor tatsächlich den Triggerzeitpunkt bestimmt hat. An den Rändern der Histogramme sind einige unkorrelierte Ereignisse zu sehen, die durch

Zufallskoinzidenzen und mehrfaches Ansprechen eines Detektors zustande kommen. Bei der Auswertung wurden nur Signale verwendet, deren Ansprechzeitpunkt maximal 3σ vom Mittelwert abweicht. Diese Signale sind in den schwarzen Rechtecken in Abbildung 9.9 enthalten. Man erkennt, dass durch diese Einschränkung nur zeitlich korrelierte Ereignisse ausgewertet werden.

Die bisher betrachteten Zeiten sind relativ zu einem Triggerzeitpunkt gemessen. Da dieser nicht notwendigerweise exakt mit dem Zeitpunkt der Koinzidenz übereinstimmt, müssen Zeitdifferenzen der TDC-Informationen der Detektoren gebildet werden. Die drei daraus resultierenden Verteilungen einer Messung sind exemplarisch in Abbildung 9.10 dargestellt.

Die eingezeichneten Gaussverteilungen wurden auf einer 1.5σ -Umgebung um den Mittelwert der Daten angepasst. Anhand von Formel 7.12 kann nun mit den Breiten der Zeitspektren die Zeitauflösung der beiden Testsegmente bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Abbildungen 9.11 zu sehen.

Die mittlere Zeitauflösung der Testsegmente liegt in der Größenordnung von 0.7 ns. Die Messung ist mit einer großen statistischen Unsicherheit behaftet. Es ist keine signifikante Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Diskriminatorschwelle messbar, jedoch ist bei beiden Detektorsegmenten zur Spitze hin eine Verbesserung der Zeitauflösung zu beobachten. Die Zeitauflösung ist etwa fünf mal schlechter als die am MAMI gemessenen Zeitauflösung des Prototypen. Würde man dies nur durch die Photoelektronenstatistik im Photovervielfacher erklären, würde dies eine etwa 25 mal niedrigere Photonenzahl des Segments im Vergleich zum Prototypen bedeuten. Diese Diskrepanz wurde in den Messungen zur Amplitude nicht beobachtet. Bei dieser Messung kommen jedoch auch andere Einflüsse hinzu, die beispielsweise durch die großen Kabellängen zum Diskriminator oder die wesentlich komplexere Triggerlogik und Ausleseelektronik am CERN entstehen können. Zudem sind Strahlteilchen und Strahlqualität am CERN nicht mit denen vom MAMI vergleichbar und die Statistik der am CERN genommenen Daten ist um Größenordnungen geringer, als die der am MAMI genommenen Daten.

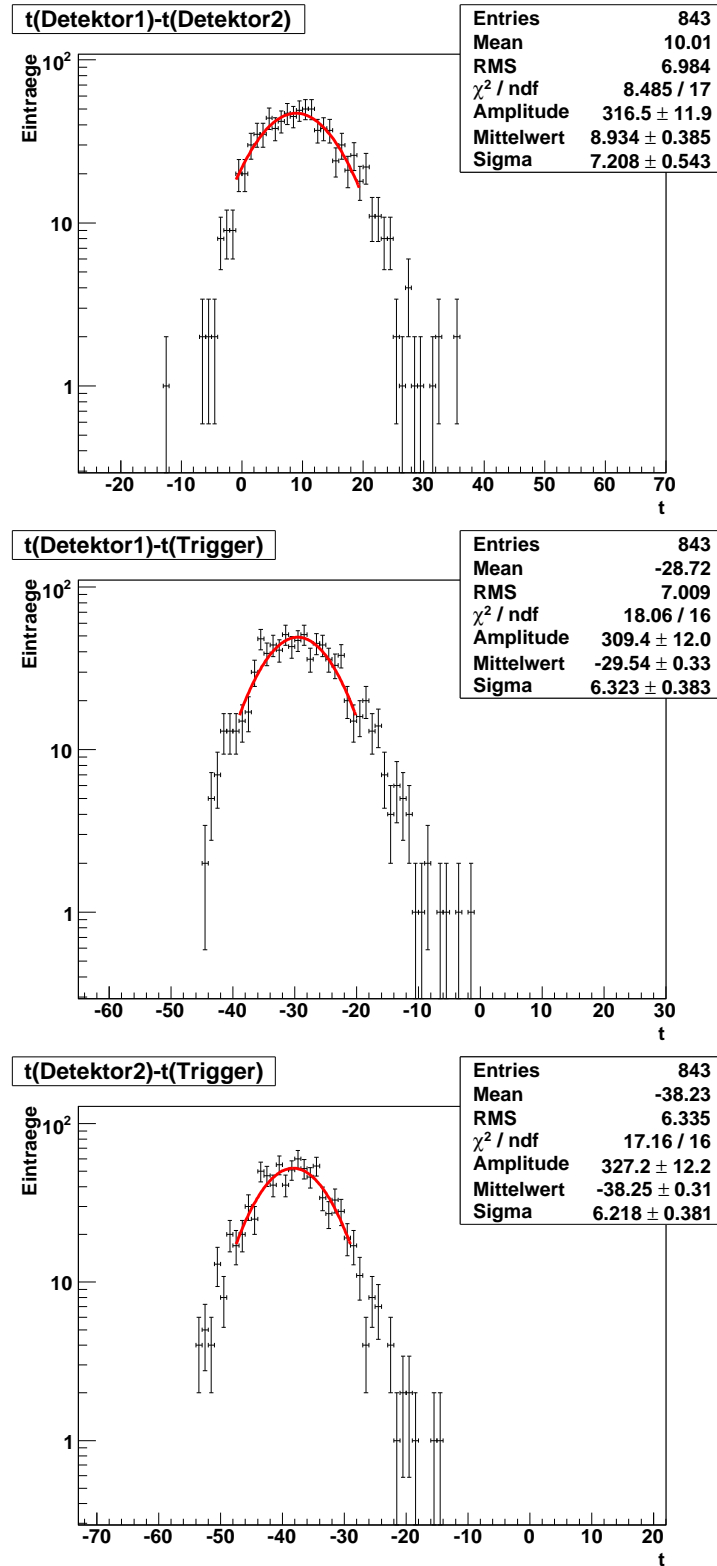


Abbildung 9.10: Spektren der Zeitdifferenzen zwischen den an der Messung der Zeitauflösung teilnehmenden Detektoren. Die Zeitinformation (x-Koordinate) ist jeweils in Kanälen des TDCs angegeben. Ein Kanal entspricht 128.9 ps

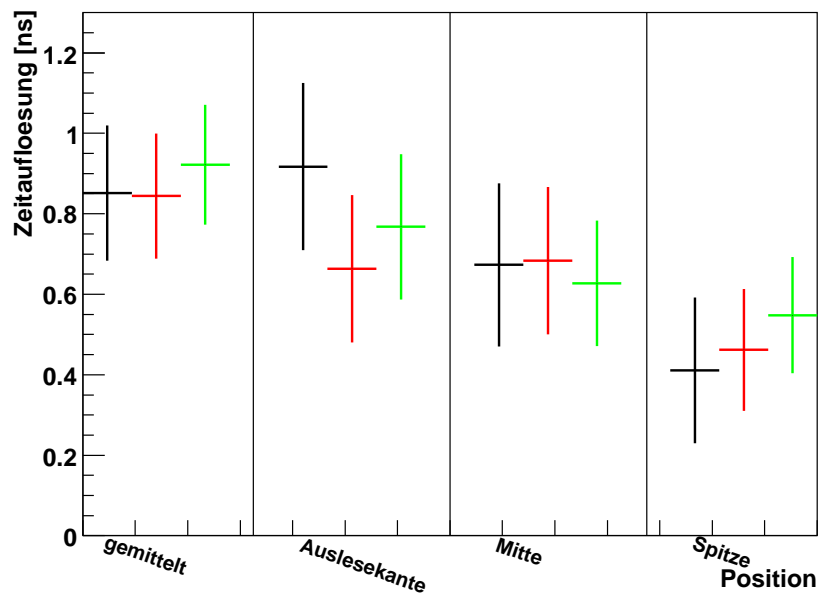
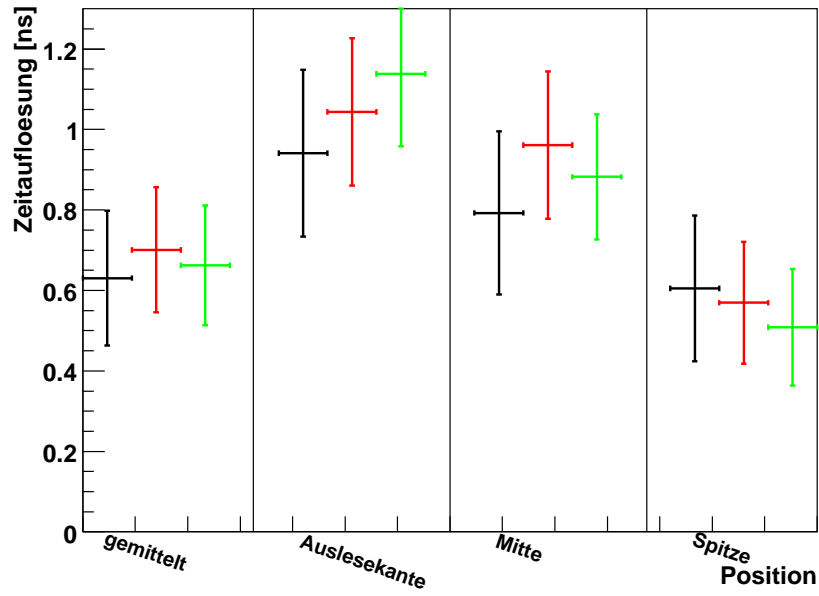


Abbildung 9.11: Zeitaufloesungen der beiden Testsegmente. Es sind jeweils die über die Detektorfläche gemittelte Zeitaufloesung und die Zeitaufloesung der einzelnen Bereiche für verschiedene Diskriminatorschwellen zu sehen. Die Messergebnisse für die verschiedenen Schwellen sind für jeden Detektorbereich eingetragen. Jeweils von links nach rechts: 49.0 mV, 61.9 mV, 78.8 mV

9.6 Schlussbetrachtung

Die Tests am Myonstrahl haben gezeigt, dass die Segmente des Multiplizitätszählers für den Nachweis von minimalisierenden Teilchen geeignet sind. Bei einem moderaten Verstärkungsfaktor des Photovervielfachers war ein Betrieb ohne Vorverstärker möglich. Es konnte gezeigt werden, dass eine hohe Effizienz der Detektoren von über 98 % und eine ausreichend hohe Zeitauflösung von etwa 0.7 ns erwartet werden kann. Die Messungen enthielten jedoch systematische Fehler und große statistische Unsicherheiten, die eine präzise Charakterisierung der Detektoren erschwert haben. Die experimentellen Rahmenbedingungen haben es nicht erlaubt den Messaufbau zu optimieren, da die Daten erst nach der Messung zur Verfügung standen und die Messung innerhalb weniger Tage während des laufenden Experimentierbetriebs vorgenommen wurden.

Vor der Inbetriebnahme des Detektors sollte daher noch eine genaue Vermessung der Segmente erfolgen. Nach dem Einbau des Detektors in das Spektrometer ist eine Optimierung der Ausleseelektronik möglich.

Nach dem Einbau im Spektrometer können weitere Optimierungen während des Betriebs mit dem Pionstrahl vorgenommen werden, bei denen die Informationen der Spurdetektoren zur Auswertung zur Verfügung stehen.

Kapitel 10

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Multiplizitätszähler für das Hadronprogramm des COMPASS-Experiments am CERN konzipiert.

Anhand von Vorüberlegungen wurden die wichtigsten Parameter des Multiplizitätszählers festgelegt. Der kritische Parameter des Multiplizitätszählers ist die geringe Dicke, die eine geringe Photonenausbeute erwarten lässt.

Es wurde eine Computersimulation mit einem vereinfachten Modell entwickelt, mit dem der Einfluss verschiedener Detektorgeometrien studiert und eine untere Abschätzung der absoluten Photonenzahl vorgenommen werden konnte. Zum Vergleich wurden Simulationen mit LITRANI durchgeführt, die jedoch widersprüchliche Ergebnisse ergeben haben, deren Ursache in der zur Verfügung stehenden Zeit nicht gefunden werden konnte. Mit dem vereinfachten Modell konnte die Vorüberlegung reproduziert werden, dass die Verwendung einer Geometrie mit einem zu klein dimensionierten Photovervielfacher eine starke Verschlechterung der Lichtsammungseigenschaften des Lichtleiters zur Folge hat. Die Simulation ergab, dass mit einer stärkeren Segmentierung des Multiplizitätszählers eine Verbesserungen in der Lichtausbeute erreicht werden kann und ein längerer Lichtleiter eine stärkere Abhängigkeit der Signalamplitude vom Teilchendurchgangsort zur Folge hat. Es war eine Abschätzung der Photoelektronenzahl möglich, die ergeben hat, dass mit einer Szintillatorstärke von 3 mm ein ausreichend starkes Signal erzeugt wird, um den Detektor als Trigger verwenden zu können.

Es wurde ein Prototyp gebaut, an dem Testmessungen am Mainzer Mikrotron und mit einem ^{207}Bi -Präparat vorgenommen wurden. Durch Skalierung der Signalamplituden konnte bestätigt werden, dass die erwarteten Amplituden bei einer Materialstärke von 3 mm ausreichen, um den Detektor als Trigger verwenden zu können. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass mit einer der endgültigen ähnlichen Geometrie hohe Effizienzen und Zeitauflösungen erreichbar sind. Die Messergebnisse der relativen Lichtsammeneffizienzen konnten im Rahmen der Modellfehler durch die Simulation beschrieben werden. Der Vergleich der relativen Lichtsammeneffizienzen aus den Simulationsergebnissen und den Messergebnissen hat gezeigt, dass die Unterschiede in der Signalamplitude durch verschiedene Teilchendurchgangsorte mit einer hochwertigen Reflektorfolie minimiert werden kann.

Die Vorüberlegungen wurden durch die Erkenntnisse aus den Messungen und Simulationen ergänzt und zu einem endgültigen Konzept weiterentwickelt. Darin wurden die Materialien und Geometrien von Szintillator und Lichtleiter sowie der Photovervielfachertyp festgelegt. Zusätzlich wurde eine mechanische Stützstruktur entwickelt, auf der die einzelnen Segmente gegeneinander ausgerichtet und befestigt werden sollen. Diese Konstruktion gewährleistet einen einfachen Austausch von Photovervielfachern und Spannungsteilern.

Es konnten Messungen an zwei der Segmente des Multiplizitätszählers mit der endgültigen Geometrie im Halo des CERN-Myonstrahls durchgeführt werden. Diese Messungen haben gezeigt, dass eine Effizienz von über 98 % und eine Zeitauflösung von etwa 0.7 ns vom Multiplizitätszähler erreicht werden kann. Im Rahmen der Testmessungen konnte keine Optimierung des Aufbaus und der Ausleseelektronik vorgenommen werden. Eine Vermessung der endgültigen Module am MAMI vor dem Einbau wäre wünschenswert, um die Ortsabhängigkeit des Ansprechverhaltens zu bestimmen. Aufgrund dieser Messung kann der Multiplizitätszähler für den Einsatz im Experiment optimiert werden. Nach dem Einbau im Spektrometer können weitere Optimierungen während des Betriebs mit dem Pionstrahl vorgenommen werden, bei denen die Informationen der Spurdetektoren zur Auswertung zur Verfügung stehen.

Zusammengefasst wurde ein Konzept für einen Triggerdetektor des Hadronprogramms erstellt, dessen Funktionsfähigkeit in einer ersten Testmessung bestätigt werden konnte.

Literaturverzeichnis

- [1] The COMPASS Collaboration. The COMPASS Hadron Programme. April 2007. CERN-SPSC-2007-015.
- [2] S Godfrey. The phenomenology of glueball and hybrid mesons. (hep-ph/0211464. DESY-02-194. DESY-2002-194):12 p, Nov 2002. http://lxf.srb6103.cern.ch/compass/publications/2004_yellow/.
- [3] The COMPASS Collaboration. COMPASS proposal. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 518:121, 2004. CERN/SPSLC 96-14, SPSC/P297, CERN/SPSLC 96-30, 1996.
- [4] The COMPASS Collaboration (P. Abbon et al.). The COMPASS-Experiment at CERN. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 577:455–518, 2007.
- [5] The COMPASS Collaboration. COMPASS Programme, 2007 to 2010. January 2007. CERN-SPSC-2007-002.
- [6] Andrea Ferrero. Light meson spectroscopy and search for non- $q\bar{q}$ mesons at COMPASS. http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/talks/t2007/ferrero_freib07.pdf, 2007.
- [7] Prometeusz Kryspin Jasinski. Aufbau und Betrieb eines Teststandes für Strahltschere-nkovdetektoren am COMPASS-Experiment. Diplomarbeit, Mainz 2006.
- [8] C. Grupen. *Teilchendetektoren*. BI-Wissenschaftsverlag, 1983.
- [9] Vladimir Polyakov. Status of the Shashlik Modules, Präsentation. http://wwwcompass.cern.ch/compass/tech-board/tb2000/minutes/tb_2006/tb_061129/Sources/tb_vap_shashlik_29nov06.pdf, 2006.
- [10] Carolin Kurig. Aufbau, Test und Weiterentwicklung des Triggersystems für das elektromagnetische Kalorimeter ECAL1 des COMPASS-Experiments. Diplomarbeit, Mainz 2007.
- [11] Johannes Bernhard. Aufbau des inneren Rings eines Recoildetektors am COMPASS-Experiment. Diplomarbeit, Mainz 2007.

- [12] Saint Gobin, Newbury USA. Datenblatt der Materialien BC404 und BC408.
<http://www.detectors.saint-gobain.com>.
- [13] W.-M. et al. Yao. Review of particle physics. *Journal of Physics G*, 33, 2006.
- [14] Electron tubes, Ruislip England. Datenblatt des Photovervielfachers EMI-9813(KB).
<http://www.electrontubes.com/pdf/9813B.pdf>.
- [15] Photonis, Brive La Gaillarde Frankreich. Datenblatt des Photovervielfachers XP2900.
http://www.photonis.com/data/cms-resources/File/Photomultiplier_tubes/spec/XP2900.PDF.
- [16] François-Xavier Gentit. Homepage litrani - simulation von optischen detektoren.
<http://gentit.home.cern.ch/gentit/litrani/>.
- [17] Prof. Dr. Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik*. Springer, 2002.
- [18] Raymond C. Sangster and Jr. John W. Irvine. Study of organic scintillators. *The Journal of Chemical Physics*, 24(4):670–715, 1956.
- [19] Homepage der Beschleunigerkollaboration (B1) des MAMI.
<http://www.kph.uni-mainz.de/B1/accelerator.php>.
- [20] National Institute of Standards and Technology (NIST). ESTAR, Simulation zur Elektronenreichweite und Energieverlust in Materie.
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.
- [21] D. Meschede (Hrsg.). *Gerthsen Physik, 22. Auflage*. Springer-Verlag, 2004.
- [22] H. Fischer et al. Implementation of the dead-time free F1 TDC in the COMPASS detector readout. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 461:507–510, 2001.

Danksagung

Ich möchte mich bei allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben bedanken.

Mein Dank gilt meiner Betreuerin Prof. Eva Maria Kabuß für ihre Unterstützung bei dieser Diplomarbeit und die Möglichkeit an der Arbeit der COMPASS-Kollaboration teilhaben zu können.

Bei Johannes Bernhard möchte ich mich für ein immerzu offenes Ohr, die Kaffeemaschine im Büro und seine tatkräftige Unterstützung bei den Messungen bedanken.

Susanne Koblitz danke ich für das Korrekturlesen der Arbeit und die Unterstützung bei der Softwareentwicklung und den Experimenten am CERN.

Ebenso gilt mein Dank den anderen Mitgliedern der Triggergruppe und insbesondere Jens Barth und Roman Herrmann. Besonders Carolin Kurig möchte ich für ihren unerschöpflichen Optimismus danken und die lustige Zeit während unzähliger Praktikumsauswertungen und Übungszettel.

Weiterhin möchte ich den Mitgliedern der A4-Gruppe für ihre Unterstützung danken. Insbesondere danke ich Herrn Prof. Graf Dietrich von Harrach für seine hilfreichen Ideen für die Analyse und Jürgen Diefenbach sowie Boris Gläser für ihre Hilfe bei den Messungen.

Ein ganz besonderer Dank gilt Nadine Mikos, für ihre großartige Unterstützung und ihr Verständnis.

Ich möchte meiner Familie und insbesondere meiner Mutter und meinem Bruder für ihre moralische Unterstützung während des Studiums danken. Außerdem möchte ich meinen Freunden und der Band danken, die für Abwechslung, Ablenkung und oftmals einen freien Kopf gesorgt haben.