

# **Aufbau und Charakterisierung eines Triggerhodoskops für das COMPASS Experiment**

Diplomarbeit  
von  
Christoph Seiffert

23. November 2010



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2. Physikalische Ziele</b>	<b>7</b>
2.1. Spektroskopie . . . . .	7
2.2. Spinstruktur des Nukleons . . . . .	8
2.3. Fragestellungen für zukünftige Experimente . . . . .	11
<b>3. Das COMPASS-Spektrometer</b>	<b>15</b>
3.1. Myonstrahl . . . . .	16
3.2. Target . . . . .	17
3.3. Spurdetektoren . . . . .	17
3.4. Teilchenidentifikation . . . . .	20
3.5. Kalorimeter . . . . .	21
<b>4. Myontrigger</b>	<b>23</b>
<b>5. Das H1 Hodoskop</b>	<b>27</b>
5.1. Konstruktion . . . . .	30
5.1.1. Luftlichtleiter . . . . .	34
5.2. Komponenten . . . . .	34
5.2.1. Szintillatoren . . . . .	34
5.2.2. Lichtleiter . . . . .	37
5.2.3. Photomultiplier . . . . .	39
<b>6. Aufbau und Installation des H1 Triggerhodoskops</b>	<b>43</b>
6.1. Aufbau . . . . .	43
6.1.1. Polieren . . . . .	43
6.1.2. Kleben . . . . .	43
6.1.3. Einpacken . . . . .	44
6.2. Einbau . . . . .	46
<b>7. Charakterisierung der Szintillationsstreifen</b>	<b>49</b>
7.1. Messungen am MAMI . . . . .	49
7.1.1. Versuchsaufbau . . . . .	51
7.1.2. Datenerfassung . . . . .	53
7.1.3. Bestimmung der Abschwächlänge . . . . .	54
7.1.4. Verhalten der Halbwertsbreite . . . . .	57

7.1.5. effektive Lichtgeschwindigkeit . . . . .	59
7.2. Messungen mit kosmischen Myonen . . . . .	62
7.2.1. Abschwächlänge . . . . .	63
7.2.2. Zeitauflösung . . . . .	63
7.2.3. effektive Lichtgeschwindigkeit . . . . .	65
7.3. Messungen mit Präparat . . . . .	66
7.3.1. Abschwächlänge . . . . .	66
7.3.2. Zeitauflösung . . . . .	68
7.4. Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	70
<b>8. Erste Daten aus Genf</b>	<b>73</b>
<b>9. Zusammenfassung</b>	<b>77</b>
<b>A. weitere Bilder</b>	<b>79</b>
<b>B. technische Zeichnungen</b>	<b>83</b>

# 1. Einleitung

Heutige Experimente der Kern- und Teilchenphysik beschäftigen sich mit dem Aufbau und der inneren Struktur von Materie. Bei COMPASS soll die innere Struktur von Hadronen, welche ein Großteil der sichtbaren Materie unseres Universums ausmachen, näher untersucht sowie deren Wechselwirkung besser verstanden werden. Dies umfasst sowohl die Suche nach bisher unbeobachteten exotischen Zuständen aus Quarks und Gluonen als auch die Untersuchung der Spinverteilung im Nukleon.

Zu diesem Zweck werden bei COMPASS (**CO**mmun **MU**on **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy) zwei Programme verfolgt. Je nach verwendetem Strahl unterscheidet man das Hadronprogramm und das Myonprogramm.

In beiden Fällen trifft der Strahl auf ein polarisiertes Feststofftarget. Die dabei entstehenden Teilchen werden in dem darauf folgenden zweistufigen Spektrometer nachgewiesen und vermessen. Neben der Identifikation der Teilchen und der Rekonstruktion der Teilchentrajektorien werden durch das Spektrometer auch Informationen zu Impuls und Energie erfasst.

Für zukünftige Physikprogramme wurde vor der Strahlzeit 2010 die erste Stufe des Spektrometers, das sogenannte „Large Angle Sepctrometer“, durch ein System aus zwei Hodoskopen H1 und H2 erweitert. Diese sollen, als Erweiterung des Triggersystems, während zukünftiger Programme die Akzeptanz in diesem Winkelbereich erweitern. Simulationen haben gezeigt, dass Messprogramme wie Drell-Yan oder DVCS im ersten Teil des Spektrometers eine erhöhte Rate an Myonen erwarten lassen. Bisher war dieser Bereich nur unzureichend durch Hodoskope abgedeckt und eine Identifikation physikalisch interessanter Ereignisse nur schwer möglich.

Das Triggersystem dient vor allem der Reduktion des Datenstroms, da eine kontinuierliche Auslese und Speicherung aller Detektorinformationen weder sinnvoll noch erwünscht ist.

Zur späteren Analyse sollen vor allem jene Ereignisse gespeichert werden, welche ein physikalisch interessanten Gehalt besitzen.

Im Zuge der vorliegenden Diplomarbeit wurde das erste der Hodoskope H1 aufgebaut und einige Eigenschaften der verwendeten Bauteile untersucht.

In Kapitel 2 soll zunächst ein Überblick über die physikalischen Programme gegeben werden, welche aktuell und in Zukunft bei COMPASS verfolgt werden. Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem Aufbau des Spektrometers und gibt dabei einen Überblick über die verwendeten Detektoren und deren Funktionsweise. Die Funktion und Arbeitsweise des Myontriggers ist Thema des vierten Kapitels. In Kapitel 5 soll das Hodoskop und dessen

Komponenten beschrieben werden. Kapitel 6 beschreibt den Auf- und Einbau des Hodoskopes. Während einer Strahlzeit am Mainzer Mikrotron wurden Eigenschaften der Szintillatoren bestimmt. Neben weiteren Messungen mit einem radioaktiven Präparat sowie kosmischen Myonen ist dies Inhalt des siebten Kapitels. In Kapitel 8 soll die Performance des Hodoskopes im Spektrometer beschrieben werden. Eine Zusammenfassung schließt die Arbeit ab.

## 2. Physikalische Ziele

Bei Compass stehen zwei unterschiedliche Strahlen zur Verfügung. Zum einen ein Strahl aus polarisierten Myonen und zum anderen ein Hadronstrahl. Je nachdem, welcher Strahl benutzt wird, unterscheidet man zwischen Hadron- und Myon-Programm.

### 2.1. Spektroskopie

Im **Hadronprogramm** wird nach neuen exotischen Zusammensetzungen von Quarks und Gluonen gesucht.

Bisher unterscheidet man bei Hadronen zwischen Baryonen und Mesonen. Baryonen besitzen drei Valenzquarks, während Mesonen aus einem Quark-Antiquark Paar aufgebaut sind.

Laut Quantenchromodynamik sind jedoch noch weitere Zusammensetzungen theoretisch möglich. So sind Zustände wie Pentaquarks ( $qqq\bar{q}\bar{q}$ ) oder auch molekülartige Verbindungen aus Mesonen ( $q\bar{q}q\bar{q}$ ) denkbar. Auch Mischzustände zwischen Gluonen, den Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung, und Quarks ( $q\bar{q}g$ ) sind ebenso denkbar wie sogenannte Gluebälle. Letztere wären nur aus Gluonen aufgebaut ( $gg,ggg$ ).

Neben der Masse werden Teilchen vor allem durch die Quantenzahlen Parität (P), Ladungskonjugation (C) und den aus Spin ( $\vec{S}$ ) und Bahndrehimpuls ( $\vec{L}$ ) zusammengesetzten Drehimpuls ( $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$ ) identifiziert. Zur Rekonstruktion der Quantenzahlen bedarf es der vollständigen Messung und Identifikation der Zerfallsprodukte.

Zur Analyse der Daten und Identifikation der Quantenzahlen bedient man sich der Partialwellenanalyse.

Bei Compass werden zu diesem Zweck zwei verschiedene Prozesse betrachtet. Zum einen die zentrale Produktion und zum anderen die diffraktive Streuung.

In beiden Fällen erfolgt der Nachweis unter anderem durch ein Rückstoßproton [11]

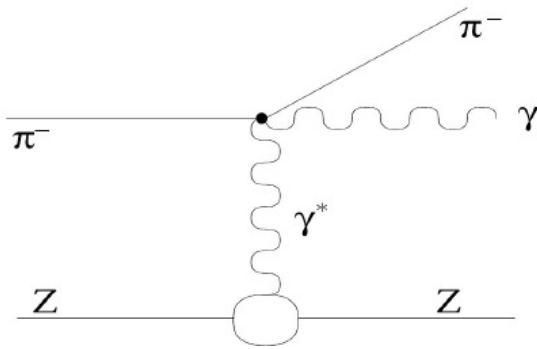


Abbildung 2.1.: Primakoffprozess

Neben der Suche nach unbekanntem Hadronen wird bei Compass die Polarisierbarkeit des Pions untersucht. Hierzu betrachtet man sogenannte Primakoffprozesse. Bei diesen wird ein Pion ( $\pi$ ) an einem virtuellen Photon ( $\gamma^*$ ) im Coulombfeld eines Atoms ( $Z$ ) gestreut.

Bei Compass hat man die Möglichkeit den Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess sowohl mit Pionstrahl, als auch mit Myonstrahl zu messen. Daraus ergibt sich die Möglichkeit den Wirkungsquerschnitt zwischen einem punktförmigen Teilchen und dem ausgedehnten Pion zu messen.

## 2.2. Spinstruktur des Nukleons

Im **Myonprogramm** wird unter anderem die Gluonpolarisierbarkeit  $\Delta G/G$  untersucht.

Ein wichtiges Ziel der heutigen Teilchenphysik ist es, die Struktur des Nukleons weiter zu entschlüsseln und zu verstehen. Bereits frühe Streuexperimente mit Elementarteilchen zeigten eine innere Struktur der Nukleonen. Diese inneren Konstituenten wurden zunächst von Bjorken, aufgrund des Skalenverhalten der Strukturfunktionen, als punktförmig identifiziert, wodurch das von Feynman postulierte Partonmodell bestätigt wurde.[1],[2]

Bereits Jahre zuvor hatten Gell-Mann[3] und Zweig unabhängig voneinander eine innere Struktur von Nukleonen erkannt. Damals beobachtet man Regelmäßigkeiten unter den bekannten Hadronen, was sich nur durch eine Unterstruktur erklären ließ. Man erkannte, dass die von Feynmann postulierten Partonen den von Gell-Mann und Zweig als *Quarks* bezeichneten Konstituenten entsprachen. Aus diesem Zusammenhang folgte das Quark-Parton-Modell.

Im diesem naiven Quark-Parton-Modell ging man davon aus, dass der Spin eines Nukleons gleich der Summe der Quarkspins ist:  $\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \sum s_i$  mit  $\sum s_i = 1$ .

Experimente zur Untersuchung der Nukleonstruktur haben jedoch gezeigt, dass die Spins der Quarks lediglich einen Anteil von ca 30% am Gesamtspin des Hadrons tragen. Der Rest des Spins setzt sich zusammen durch die Spins der sich im Hadron befindlichen Gluonen und den Bahndrehimpulsen von Quarks und Gluonen. Der Gesamtspin setzt sich also folgendermaßen zusammen:

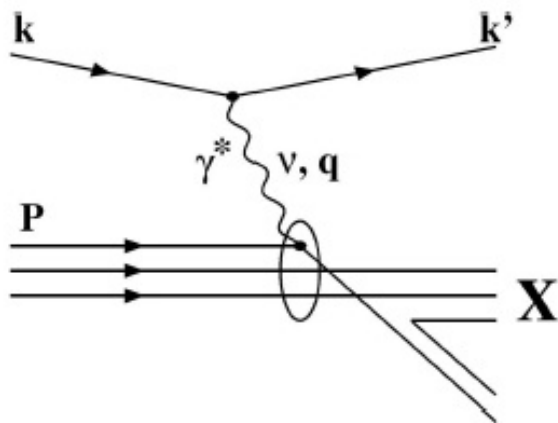
$$S_i = \Delta\Sigma + \Delta G + L_g + L_q$$



Wobei  $\Delta\Sigma$  und  $\Delta G$  für die Spins von Quarks bzw Gluonen stehen  $L_q$  bzw  $L_g$  für die jeweiligen Bahndrehimpulse.

Ziel bei Compass ist es, die Gluonpolarisation  $\Delta G$  zu bestimmen und damit die Zusammensetzung des Nukleonspins genauer zu verstehen. Zur Untersuchung benutzt man sogenannte tiefinelastische Streuung (Deep Inelastic Scattering, DIS) von polarisierten Leptonen am polarisierten Festkörpertarget.

Dieser Prozess ist in der unteren Abbildung dargestellt. Das einlaufende Lepton besitzt einen Impuls  $k$  und streut über ein virtuelles Photon ( $\gamma^*$ ) an einem Nukleon mit Impuls  $P$ .



Dabei wird der Impuls  $q = k - k'$  und die Energie  $\nu = E - E'$  an das Nukleon übertragen. Die Energie des einlaufenden Leptons ist  $E$ , die des auslaufenden  $E'$ . Nach dem Stoßprozess läuft das gestreute Lepton unter einem Winkel  $\Theta$  und einem Impuls  $k'$  aus. Das Nukleon, an welchem gestreut wurde, befindet sich in einem Zustand  $X$ .

Abbildung 2.2.: tiefinelastischer Streuprozess

Zur Beschreibung der Virtualität des Photons verwendet man die kinematische Variable

$$Q^2 = -q^2 = (k' - k)^2$$

Weitere hilfreiche Größen bei der Beschreibung von Streuprozessen sind die dimensionslosen Lorentzskalare  $x_B$ , die Bjorkensche Skalenvariable und der relative Energieübertrag im Laborsystem  $y$ .

$$x_B = \frac{Q^2}{2\nu}, \quad 0 \leq x \leq 1$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} = \frac{\nu}{E}$$

Zur Bestimmung der Gluonpolarisation werden zwei verschiedene Reaktionen betrachtet.

## Photon-Gluon-Fusion

Zum einen die sogenannte Photon-Gluon-Fusion (PGF). Besitzt ein Gluon im Nukleon eine genügend hohe Energie, so kann es in ein Quark-Antiquark-Paar konvertieren. Das einlaufende Lepton wechselwirkt über ein virtuelles Photon mit diesem Quark-Antiquark-Paar und somit indirekt mit dem Gluon. Rückschlüsse auf das Gluon werden über die entstehenden und im Spektrometer nachgewiesenen Hadronen gezogen. Daher ist es wichtig, den Endzustand der Streuung möglichst genau zu rekonstruieren.

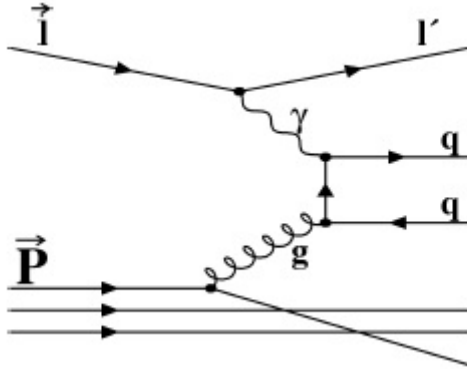


Abbildung 2.3.: Feynmangraph der Photon-Gluon Fusion

In Abbildung 2.3 ist dieser Streuprozess zu sehen. Das einlaufende Lepton wechselwirkt über ein virtuelles Photon mit einem Gluon des Nukleons. Dabei entsteht ein Meson ( $q\bar{q}$ ). Dieses oder mögliche Zerfallsprodukte des Mesons werden dann im Spektrometer nachgewiesen. Als alternativer Prozess könnte bei dieser Reaktion ein reelles Photon entstehen, welches dann in einem Elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen werden würde.

Da die Konstituentenquarks im Nukleon u- und d- Quarks sind, ist es nicht möglich, zu unterscheiden, ob eine Streuung des einlaufenden Leptons am Quark-Antiquark Paar aus dem Gluon erfolgte oder an den Konstituentenquarks des Nukleons. Diese Prozesse sind somit als Untergrund zu betrachten und werden in die Analyse nicht einbezogen. Um sicher zu gehen, dass ein Streuprozess an einem Gluon stattgefunden hat, untersucht man deshalb nur solche Ereignisse, welche Charmquarks aufweisen.

Mit 60% der entstehenden charmehaltigen Hadronen spielen dabei  $D^0$  Mesonen eine besonders wichtige Rolle. Weitere Große Anteile tragen  $D^+$ ,  $D_s^+$  mit 20% und 10%. Für die Erzeugung eines  $c\bar{c}$  Paares ist eine Schwerpunktennergie von  $s_{min} \approx 9 \text{ GeV}^2$  nötig. Diese wird bei Compass erreicht und zugunsten eines höheren Wirkungsquerschnittes mit  $18 \text{ GeV}^2$  überschritten.

Nachgewiesen werden D-Mesonen durch die Zweikörperzerfälle

$$D^0 \rightarrow \pi^+ K^- \quad \text{bzw} \quad \bar{D}^0 \rightarrow \pi^- K^+$$

## Hadronpaare mit hohem $p_T$

Eine weitere Möglichkeit, Photon-Gluon-Fusionen nachzuweisen ist, Hadronpaare mit hohem Transversalimpuls bezüglich der Richtung des virtuellen Photons zu messen. Bei

den PGF Prozessen entstehen Quark-Antiquark-Paare mit entgegengesetzten Impulsen. Nach der Hadronisierung des Quark-Antiquark-Paares kann man also ein Hadronpaar unterschiedlicher Ladung und Flugrichtung beobachten. Als Schnitt betrachtet man bei der Analyse Hadronen mit einem Transversalimpuls von  $p_t > 0,7 \text{ GeV}/c$ .

Neben diesem Prozess können Hadronpaare mit entgegengesetztem Winkel auch bei anderen Prozessen entstehen. Diese besitzen allerdings nicht solche hohen Transversalimpulse, da diese nicht unter harten Partonstreuprozessen wie Photon-Gluon Fusion erzeugt werden.

## 2.3. Fragestellungen für zukünftige Experimente

Wie eingangs schon erwähnt, dient die Erweiterung des Large Angle Spectrometers durch H1 und H2 vor allem zukünftigen Physikprogrammen. Diese lassen in diesem Winkelbereich eine höhere Rate an gestreuten Myonen erwarten.[9]

Im oben beschriebenen Modell wurden die Quarks und Gluonen als Partonen identifiziert und die zweidimensionale Struktur des Nukleons mittels tiefinelastischer Streuung (DIS) untersucht.

Ein erweiterter theoretischer Ansatz bei der Beschreibung der Partonverteilung im Nukleon sind die sogenannten generalisierten Parton Verteilungen (engl. Generalised Parton Distributions ,GPD). In diesen werden sowohl Informationen über die elektromagnetischen Formfaktoren, als auch die Parton Verteilungsfunktionen (PDFs) vereint. Die Untersuchung der GPDs bietet, anders als bei der Untersuchung der PDFs, neben Informationen zur longitudinalen Impulsverteilung auch Informationen zur transversalen Impulsverteilung der Nukleonkonstituenten. Insofern erhält man dreidimensionale Informationen über die Struktur des Nukleons.[4]

Aufgrund der Reaktionsunabhängigkeit der generalisierten Parton-Verteilungen lassen sich Ergebnisse aus verschiedenen Prozessen miteinander kombinieren.

Zur Untersuchung der generalisierten Parton-Verteilungen betrachten man bei Compass zum einen tiefinelastische virtuelle Compton-Streuung (engl. Deeply Virtual Compton Scattering ,DVCS) und zum anderen virtuelle Meson Produktion (engl. Deeply Virtual Meson Production, DVMP). Bildlich betrachtet kann man **DVCS** Prozesse so sehen, dass ein Parton durch ein virtuelles Photon, ausgehend vom einlaufenden Lepton, aus dem Nukleon geschleudert wird und unter Emission eines reellen Photons mit neuem Impuls in das Nukleon zurückkehrt.

$$\mu^\pm + p \rightarrow \mu^\pm + p + \gamma^*$$

Im Experiment lassen sich DVCS Prozesse von Bethe-Heitler (Bremsstrahlungs) Prozessen nur im oberen Bereich von  $x_B$  unterscheiden. Unterhalb von  $x_B = 0,3$  dominiert der

Bethe-Heitler Prozess. Ab  $x_b \approx 0.3$  erwartet man mit annähernd gleicher Rate beide Prozesse.

Da BH-Prozesse unabhängig von der Ladung und der Polarisation des Strahls sind, kann man durch Kombination der Ergebnisse aus  $\mu^+$  und  $\mu^-$  Strahlzeiten diese Prozesse extrahieren.

Der Nutzen von H1 zeigt sich bei diesem Prozess in der Tatsache, dass bei hohem Impulsübertrag  $Q^2$  mehr gestreute Myonen in der ersten Spektrometerstufe erwartet werden.

Während bei DVCS prozessen Photonen erzeugt werden, entstehen bei **DVMP** Prozessen Mesonen. Dieser Prozess wird nicht durch andere Prozesse überlagert und bietet somit einen Zugang zu verschiedenen Linearkombination von generalisierten Parton-Verteilungen.

### Drell Yan

Der Drell Yan Prozess beschreibt die Erzeugung eines Lepton-Anti-Lepton Paares durch die Kollision zweier Hadronen. Dabei annihilieren ein Quark des einen Hadrons mit einem Anti-Quark des anderen Hadrons, wobei ein virtuelles Photon entsteht, welches dann wiederum in das Lepton-Anti-Lepton Paar zerfällt. Dieser Prozess eignet sich besonders zur Untersuchung der Transversalimpulse der Partonen und somit der Spinverteilung im Nukleon. Folgender Feynman-Graph zeigt diesen Prozess:

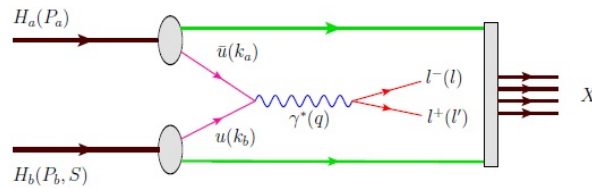


Abbildung 2.4.: Drell Yan Prozess

Als  $H_a, b(\dots)$  werden die beteiligten Hadronen bezeichnet,  $l^\pm()$  bezeichnet die auslaufenden Leptonen.

Simulationen zeigen, dass man 65% der entstehenden Leptonen im Large Angle Spectrometer erwartet.

### SIDIS

Das zukünftige SIDIS Programm (Semi-Inclusive-Deep-Inelastic-Scattering) ist eine Fortsetzung einer bereits bestehenden Messreihe, diesmal jedoch mit anderer Targetkonfiguration. Zukünftige Messungen am Ammoniak Target ergänzen die Daten der bereits vorhandenen Messungen an *LiD*-Target, was eine Unterscheidung der Quarkflavours ermöglicht.

Die Reaktion sieht folgendermaßen aus:

$$\mu + p \rightarrow \mu + h + X$$

Das einlaufende Myon streut am Proton des Targets, woraufhin eine Hadronisierung stattfindet.

Aus den genommenen Daten wird man mehr über die Parton Verteilung im Nukleon, sowie über die Fragmentationsfunktionen erfahren.



### 3. Das COMPASS-Spektrometer

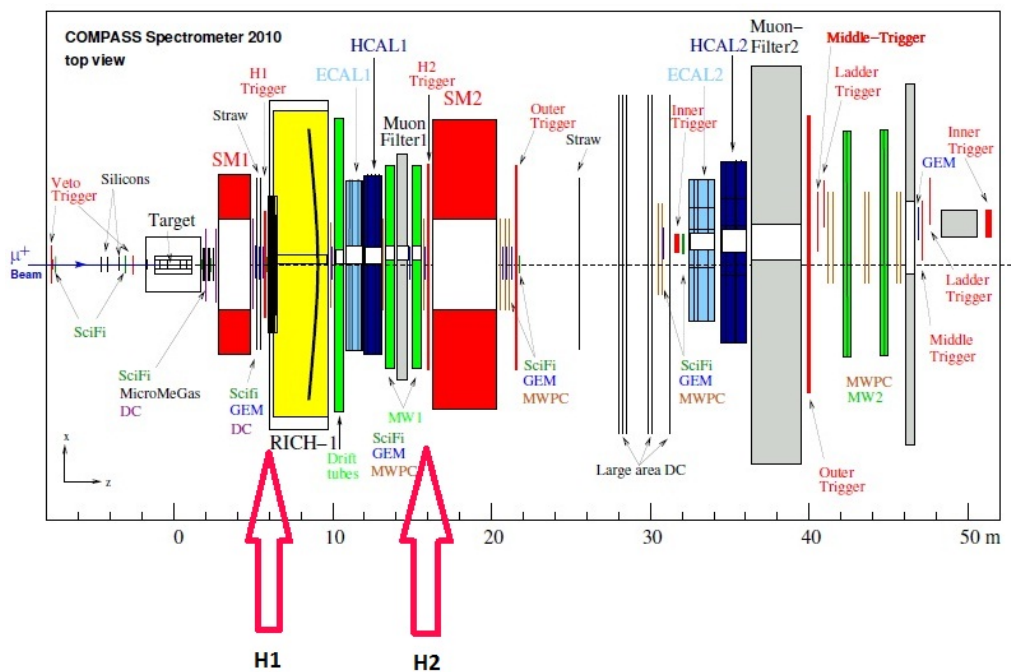


Abbildung 3.1.: Setup des Spektrometers für die Strahlzeit 2010

Im folgenden Kapitel soll der experimentelle Aufbau des COMPASS Spektrometers beschrieben werden. Dabei sollen sowohl die verschiedenen Detektoren zur Teilchenidentifikation und zur Spurrekonstruktion betrachtet werden, als auch andere Teile des experimentellen Aufbaus wie Target und Myonstrahl.

Je nach Programm variiert das Setup des Spektrometers. Hier soll der Aufbau während des Muonruns 2010 beschrieben werden.

In Abbildung 3.1 ist dieser zu sehen. Die beiden Pfeile deuten die Position der neuen Hodoskope H1 und H2 an.

Bei COMPASS handelt es sich um ein Experiment mit einem festen Target. Bei einem solchen fixed Target Experiment trifft ein Strahl aus hoch energetischen Teilchen, in unserem Fall Hadronen oder Myonen, auf ein fest stehendes Target. Der Schwerpunkt der Reaktion bewegt sich nach der Kollision im Laborsystem in Vorwärtsrichtung. In den folgenden Detektoren werden dann die Teilcheneigenschaften vermessen. Dabei werden über Trackingdetektoren die Spuren bestimmt; andere Detektoren, wie beispielsweise

Kalorimeter, bestimmen andere Eigenschaften wie Impuls oder Ladung. Je nach Winkel der zu detektierenden Teilchen stehen verschiedene Detektorsysteme zu Verfügung. Unter großem Winkel auslaufende Teilchen werden durch den vorderen Teil, das sogenannte „Large Angle Spectrometer“ (LAS) detektiert, solche mit kleinem Winkel durch den hinteren Teil des Spektrometers, dem sogenannten „Small Angle Spectrometer“ (SAS).

### 3.1. Myonstrahl

Der bei COMPASS benutzte Myonstrahl wird durch den Protonenstrahl des Super-Proton-Synchrotrons (SPS) erzeugt. Das SPS, mit einem Umfang vom 7 km, beschleunigt Protonen auf eine Energie von 400 GeV. Diese Protonen treffen auf ein 50 cm langes Berylliumtarget, in Folge dessen hauptsächlich Pionen entstehen. Diese werden dann aus dem SPS in Richtung Experiment extrahiert und zerfallen auf dem Weg zum Experiment teilweise in Myonen. Die restlichen, nicht zerfallenden Hadronen werden durch ein 9,9 m langen Berylliumabsorber gestoppt.

Alle 40 Sekunden entsteht somit ein Myonstrahl mit ca.  $3,8 \cdot 10^8$  Teilchen pro Spill, bei einer Spilldauer von ca. 10 Sekunden.

Die Energie des Myonstrahls beträgt  $E_\mu = 160 \text{ GeV}$ . Aufgrund des maximal paritätsverletzenden schwachen Zerfall der Pionen sind die entstehenden Myonen auf natürliche Weise polarisiert. Je nach Strahlenergie ist eine Polarisation von  $P_\mu = -0.75 \pm 0.04$  erreichbar.

In Abbildung 3.2 ist die Verteilung des Strahlimpulses (links) sowie die Ausdehnung in x-Richtung (rechts) des Strahls zu sehen. Die braun gekennzeichneten Bereiche markieren den Teil des Strahls, welcher beide Targetzellen durchläuft.[6]

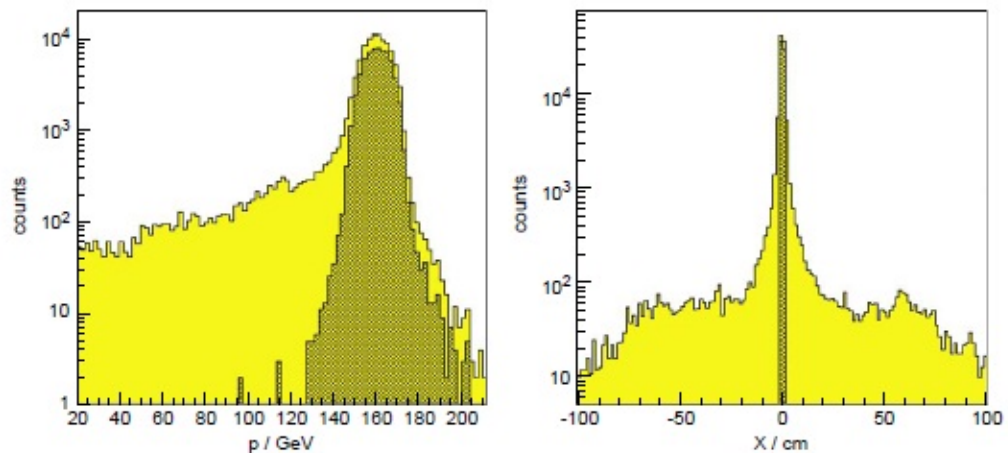


Abbildung 3.2.: Impulsverteilung (l) und Ausdehnung in x- Richtung des Myonstrahls





Um die Teilchentrajektorien durch Vielfachstreuung möglichst wenig zu verschmieren versucht man, die Materialbelegung der Detektoren möglichst gering zu halten.

### Small Angle Spectrometer

Zur Vermessung der Teilchenspuren nahe der Strahlachse verwendet man SciFis, Pixel-GEMs und Micromegas.

Wie in der Abbildung zu erkennen, bestehen Scifis aus mehreren Ebenen szintillierender Fasern, wobei jede Ebene wiederum aus mehreren hintereinander gereihten Fasern besteht. Durch eine versetzte Anordnung der Ebenen lässt sich im Scifis eine hohe Ortsauslösung erreichen. Je nach Position der Scifi im Spektrometer unterscheidet sich der Durchmesser der Fasern (0.5 mm-1 mm) und die aktive Fläche des Detektors ( $40^2 \text{ mm}^2 - 123^2 \text{ mm}^2$ ). Bei einer Rate von 40 MHz sind diese Detektoren ca 90% des Strahls ausgesetzt. Die Auslese erfolgt über Vielkanal-Photoelektronenvervielfacher.

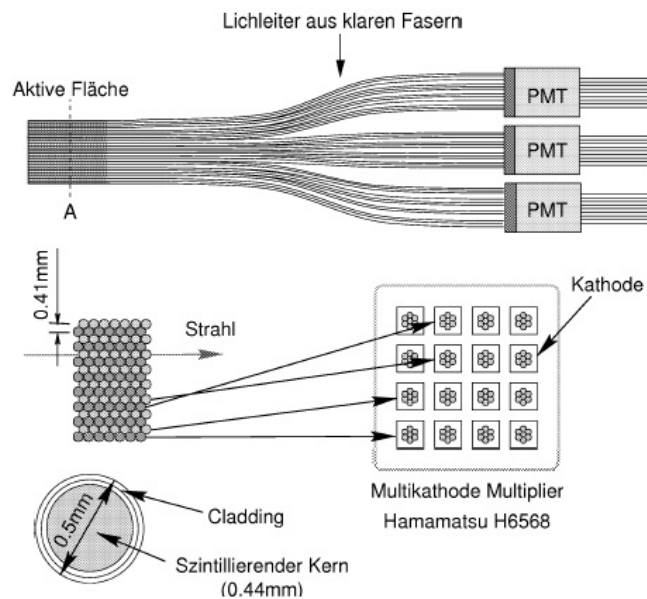


Abbildung 3.4.: Aufbau der Scifis

Der zweite Typ von Detektoren im Kleinwinkelbereich sind die sogenannten Pixel-GEMs. Dabei handelt es sich um Mikrostreifengasdetektoren. Mit Kupfer beschichtete,  $50 \mu\text{m}$  dicke Kaptonfoile wird dabei mehrlagig in einer Gasatmosphäre gespannt. In den Folien befinden sich in einem Abstand von  $100 \mu\text{m}$  Löcher mit einer Dicke von  $70 \mu\text{m}$  (siehe Abbildung).

Zwischen den beiden Seiten der Folie liegt eine Hochspannung an. Bei einem Teilchendurchtritt werden die dabei entstehenden Elektronen durch das anliegende Feld beschleunigt und sorgen durch weitere Stoßprozesse zur Sekundärelektronenvervielfachung. Die bei Compass verwendeten GEMs besitzen drei solcher Stufen. Pixel-GEMs erreichen eine Ortsauflösung von  $60\mu\text{m}$

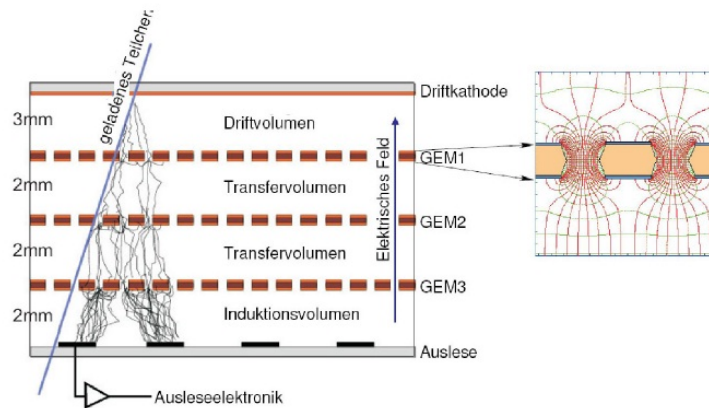


Abbildung 3.5.: Aufbau und Funktionsweise der Pixel-GEMs

Als dritter Detektortyp werden Micromegas verwendet. Micromegas sind wie auch GEMs Mikrostreifengasdetektoren, unterscheiden sich jedoch im Aufbau. Bei Micromegas läuft das ionisierende Teilchen zunächst durch den Konversionsbereich. Dort kommt es zu Ionisationen des befüllten Gases. Die dort entstandenen Elektronen driften durch die angelegte Spannung Richtung Verstärkungsbereich. Dort werden sie, nach Passieren eines Mikrogitters, vervielfacht. Das Signal wird dann wie bei GEMs auch durch Mikrostreifen ausgelesen.

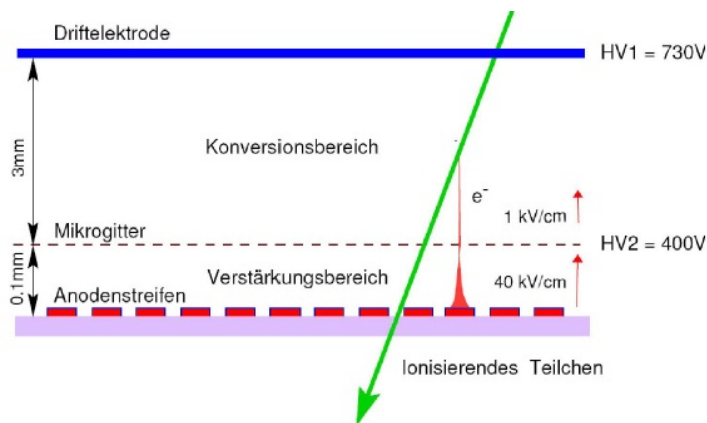


Abbildung 3.6.: Funktionsweise der Micromegas

## Large Angle Spectrometer

Zur Vermessung der Teilchenspuren fern der Strahlachse werden Vieldrahtproportional-kammern (MWPC), STRAWs und Driftkammern verwendet.

Bei Vieldrahtproportionalkammern (engl.: multi-wire-proportional-chamber) werden parallel verlaufende Anodendrähte gespannt. Trifft ein Teilchen in das die Drähte umgebende Gasvolumen, so werden die Gasatome entlang der Teilchenspur ionisiert. Da das gesamte Volumen durch Kathodenwände begrenzt ist, werden die entstehenden geladenen Teilchen durch das anliegende elektrische Feld beschleunigt. Dabei erfahren die Elektronen nahe der Anodendrähte eine so starke Beschleunigung, dass eine lawinenartige Vervielfachung der Ladung auftritt. Die entstehenden Elektronen werden über die Anodendrähte ausgelesen. MWPCs haben eine Ortsauflösung von ca  $665\mu m$

Als STRAWs (von engl. Stroh) werden Detektoren bezeichnet, die durch Ihre Strohmähnliche Form an Stroh erinnern. In den mit Gas gefüllten Kaptonröhren befindet sich ein Anodendraht. Fliegt ein Teilchen durch eines der Röhren, entstehen im Inneren - wie auch bei MWPCs - Sekundärelektronen, welche in Anodennähe beschleunigt werden und Ladungslawinen verursachen. Diese wiederum werden über die Anodendrähte ausgelesen. Die Ortsauflösung beträgt ca  $250\mu m$ .

Driftkammern sind im Prinzip eine Weiterentwicklung der MWPCs. Durch zusätzliches Einspannen von sogenannten Feldformungsdrähten verändert sich das elektrische Feld dahingehend, dass eine konstante Driftgeschwindigkeit der Elektronen erreicht wird. Durch Zeitmessungen kann bei konstanter Driftgeschwindigkeit eine höhere Ortsauflösung als bei MWPCs erreicht werden.

## 3.4. Teilchenidentifikation

### Der RICH Detektor

Neben Detektoren zur Teilchenspurrekonstruktion werden auch solche gebraucht, welche die Teilchen identifizieren. Eine Möglichkeit, Hadronen voneinander zu unterscheiden, bieten RICH-Detektoren, sogenannte ringabbildende Cherenkov Zähler. Fliegt ein Teilchen mit einer Geschwindigkeit durch ein Medium, welche höher ist als die Geschwindigkeit des Lichtes in diesem Medium, so wird Cherenkov-Licht ausgesandt. Der Winkel zwischen der Teilchenbahn und dem Licht ist gegeben durch

$$\cos(\theta_C) = \frac{1}{\beta n}$$

wobei  $n$  die Brechzahl des Mediums ist und  $\beta = \frac{v}{c}$  von der Teilchengeschwindigkeit abhängt.

Wie in der Abbildung zu erkennen, wird das durch diesen Effekt entstehende Licht über Spiegel auf Vieldrahtkammern abgebildet. Ziel ist es, den Radius des Cherenkov Lichts

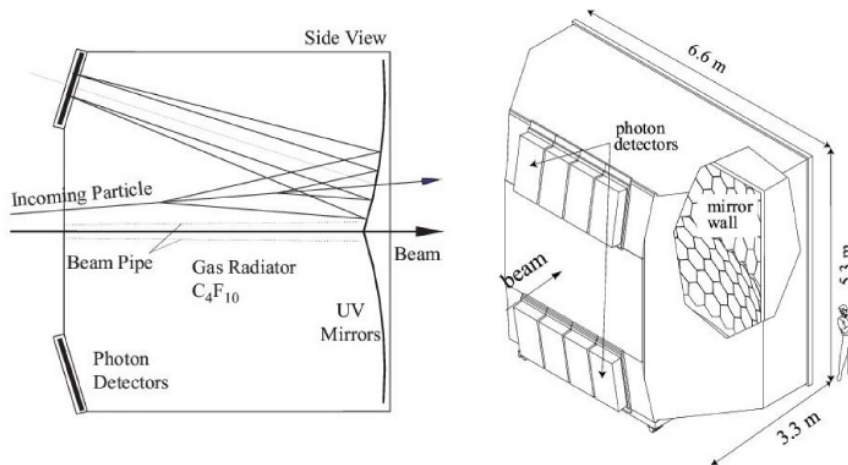


Abbildung 3.7.: Funktion und Aufbau des RICH Detektors

und damit den Cherenkovwinkel  $\theta_C$  zu bestimmen. Dadurch lassen sich vor allem Pionen und Kaonen voneinander unterscheiden.

### Myon-identifikation

Um Myonen identifizieren zu können, befinden sich im Spektrometer sogenannte Myonwalls. Dabei handelt es sich um Proportionalkammern, zwischen welchen ein Absorber angebracht ist. Während ein Hadron zwar in der Detektorschicht vor dem Absorber noch ein Signal erzeugt, findet sich in der hinteren kein Signal mehr, da das Hadron im Absorber absorbiert wurde. Myonen hingegen durchdringen mühelos beide Schichten und den Absorber. Somit lässt sich durch die Forderung einer Koinzidenz zwischen der vorderen und der hinteren Schicht ein Myon vom Hadronhintergrund trennen.

Es finden sich insgesamt zwei dieser Myonwalls im Spektrometer. Zwischen den Detektoren der ersten Myonwall befindet sich ein 60 cm dicker Eisenabsorber. Die Detektoren der zweiten Myonwall sind durch einen 2,4 m dicken Absorber aus Beton getrennt.

## 3.5. Kalorimeter

Bei COMPASS werden zwei verschiedene Kalorimetertypen verwendet. In jeder Stufe des Spektrometers findet man einen elektromagnetischen und einen hadronischen Kalorimeter. Die elektromagnetischen Kalorimeter bestehen im Wesentlichen aus Bleiglasmodulen. In diesen verlieren Photonen, welche vorher durch Bremsstrahlungsprozesse entstanden sind, ihre Energie. Im Zuge des Energieverlustes entstehen in den Kalorimetern elektromagnetische Schauer. Um zu gewährleisten, dass die einlaufenden Teilchen quasi ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren, beträgt die Dicke der Module

das 16 – 23 fache der Strahlungslänge in ECAL1, dem Kalorimeter der ersten Spektrometerstufe, und 16 Strahlungslängen in ECAL2, dem Kalorimeter der zweiten Stufe. Bei ECAL1 werden je nach Position verschiedene Module eingesetzt, was die unterschiedlichen Strahlungslängen erklärt. Im äußeren Bereich, seitlich finden sich große Module, oben und unten wurden kleinere Module eingesetzt, und im zentralen Bereich um das Loch finden sich die kleinsten Module. Das Loch im Kalorimeter ist auf die Akzeptanz des hinteren Teil des Spektrometers angepasst.

ECAL2 ist aus 64x48 gleich großen Bleiglasmodulen aufgebaut mit einer Größe von je  $38 \times 28 \times 450 \text{ mm}^2$ .

Trifft ein hochenergetisches Photon auf den Kalorimeter, so werden in den Bleiglasmodulen hauptsächlich Positronen und Elektronen erzeugt. Diese produzieren Cherenkovstrahlung, welche dann über Photomultiplier detektiert wird.

Neben den elektromagnetischen Kalorimetern findet man im Spektrometer in jeder Stufe auch ein hadronisches Kalorimeter, HCAL1 im LAS, HCAL2 im SAS. Anders als die elektromagnetischen Kalorimeter sind die hadronischen sogenannte Samplingkalorimeter. Das bedeutet, dass diese aus alternierenden Schichten von Eisen und Plastikszintillatoren bestehen. Ähnlich der Photonen im Bleiglas, erzeugen Hadronen in den Eisen-schichten hadronische Schauer, welche durch die Szintillatoren nachgewiesen werden. Die Dicke des Kalorimeters beträgt für HCAL1 4.8 Strahlungslängen und für HCAL2 5 Strahlungslängen für Pionen und 7 für Protonen.

## 4. Myontrigger

Um das gesamte Spektrometer bei physikalisch interessanten Prozessen auszulösen, bedarf es eines Triggersystems. Dieses System sucht im Spektrometer nach bestimmten, festgelegten Bedingungen, welche ein physikalisch interessantes Ereignis markieren. In der Regel fordert man Koinzidenzen bestimmter Detektoren. Bei Compass sind das sogenannte Hodoskope welche. Hodoskope bestehen aus vertikal oder horizontal angeordneten Szintillatoren, welche in der Regel beidseitig ausgelesen werden. Aufgrund der guten Abklingzeiten von Szintillatoren eignen sich diese besonders als Detektormaterial bei hohen Raten. Zusammen mit der verwendeten Elektronik ermöglicht dies, eine Triggerentscheidung unterhalb einer  $\mu s$  zu fällen.

Die Signale aller Detektoren werden nahe der Detektoren in Zwischenspeicher von ADCs und TDCs gespeichert. Dadurch kann die Triggerentscheidung 1-2 nach dem Ereignis gefällt werden. Erfüllt ein Ereignis die festgelegten Triggerbedingungen, so werden die Informationen dieses Ereignisses aus den Zwischenspeichern ausgelesen und gespeichert. Werden die Triggerbedingungen nicht erfüllt, so werden die zugehörigen Informationen in den Zwischenspeichern verworfen.

Neben dem Befehl zur Auslese der Daten, werden durch den Trigger auch die Startsignale für ADCs und TDCs generiert.

Diese Selektion von Ereignissen hat großen Einfluss auf den anfallenden Datenfluss. Bei einem Myonfluss von ca.  $3,8 \cdot 10^8$  Myonen pro Spill werden letztendlich nur ca. 25.000 Ereignisse pro Spill gespeichert. Bei einer durchschnittlichen Größe von 35 kB pro Ereignis führt dies auf eine jährlich anfallende Datenmenge von ca. 580 TB [6].

Je nach Winkel und Impulsübertrag werden zwei Triggersignaturen unterschieden. Das sind zum einen Ereignisse mit quasi-reellen Photonen, welche sich durch einen geringen Impulsübertrag ( $Q^2 < 1GeV^2$ ) auszeichnen, zum anderen sucht man nach Myonen aus tiefinelastischer Streuungen mit hohem Impulsübertrag ( $Q^2 > 1GeV^2$ ).

### Trigger für Quasi-reelle Photonen im Small Angle Spectrometer

Wie oben schon erwähnt, haben Ereignisse mit quasi-reellen Photonen einen geringen Impulsübertrag. Damit korreliert ist die Tatsache, dass die gestreuten Myonen nur einen

geringen Ablenkwinkel erfahren ( $\theta_\mu \approx 0$ ). Gewöhnlich wird der Impuls von geladenen Teilchen über die Ablenkung im Magnetfeld bestimmt. Da Teilchen mit hohem Impuls, wie es hier der Fall ist, nur geringfügig durch das Magnetfeld abgelenkt werden, gestaltet sich eine Separation vom Strahl als entsprechend schwierig. Die beiden Magneten SM1 und SM2 sichern die Separation der gestreuten Teilchen vom Strahl für einen minimalen Energieverlust von

$$y = \frac{\nu}{E_{Beam}} = 0.3$$

wo  $\nu$  die Energie des gestreuten Myons ist und  $E_{Beam}$  die Energie des einlaufenden Teilchens. Die Ablenkung entspricht 0 bis 5 mrad, was gewährleistet, dass die Triggerdetektoren außerhalb des Strahls platziert werden können.

Der Zusammenhang des Ablenkwinkels durch das Magnetfeld mit dem Teilchenimpuls ist gegeben durch[6]

$$\beta = \frac{0.3 \text{ Tm} \int Bdl}{p_\mu} = \frac{1.6 \text{ GeV}}{\|p\|}$$

Bestimmt man nun den Teilchendurchgang an zwei verschiedenen Punkten  $(x_i, z_i)$  im Spektrometer, so läßt sich daraus der Winkel des Teilchens über

$$\tan \beta = \frac{(x_2 - x_1)}{(z_2 - z_1)}$$

bestimmen.

Ob ein physikalisch interessantes Ereignis vorliegt, wird durch die Kombination zweier Bedingungen festgelegt. Zum einen wird die Spur des Myons, welche durch die Durchgangsorte in den Trackingdetektoren bestimmt ist, bis zum Ort des Targets rekonstruiert. Verläuft die Spur des Myons durch das Target, so kann man davon ausgehen, dass eine Streuung am Target und somit eine Reaktion stattfand. Zum anderen werden neben der Trajektorie der auslaufenden Myonen noch Informationen aus den Hadronkalorimetern verwendet. Durchläuft ein Myon Elemente der Triggerhodoskope H4 und H5, welche in der Triggermatrix positive Triggersignale liefern, so werden die durch den Streuprozess entstandenen Hadronen in den Kalorimetern HCAL1 und HCAL2 detektiert. Passt die Energie der Hadronen zu den festgelegten Bedingungen, so wird durch Koinzidenz der Triggermatrix mit dem Kalorimeter ein Triggersignal für den ganzen Spektrometer erzeugt. Die oben beschriebene Methode nennt sich Energieverlust-Trigger.

### **Trigger für ( $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ ) im LAS**

Im Gegensatz zu Ereignissen mit geringem Impulsübertrag, verwendet man als Triggerbedingung für Ereignisse mit  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  ausschließlich Targetpointing. Teilchen aus tiefinelastischen Streuprozessen erfahren bei der Streuung einen höheren Ablenkwinkel und sind deshalb leichter vom Halo zu unterscheiden.



Genau wie bei Ereignissen mit geringem Impulsübertrag, erfolgt die Rekonstruktion der Teilchenspur über Trackingdetektoren.

In untenstehender Abbildung erkennt man die Standorte der Trigger Hodoskope und anderer wichtiger Komponenten des Triggersystems. Zu erkennen sind die beiden neuen Hodoskope H1 und H2 im vorderen Bereich des Spektrometers.

Hinter dem SM2 Magneten sowie ECA12 befinden sich die Hodoskope H30 und H40 des äußeren Bereichs. Diese sind für die Vermessung der vertikalen Komponente der Teilchentrajektorie zuständig.

Nahe am Strahl befinden sich die Hodoskope H4I und H5I, welche die horizontale Komponente vermessen sollen. Der mittlere Teil ist in zwei Teile aufgeteilt. Zum einen vermessen H4MH und H5MH die vertikale Komponente der Spur, zum anderen wird die vertikale Komponente durch H4MV und H5MV vermessen.

Schließlich wird noch eine vertikale Komponente durch die Ladder-Hodoskope abgedeckt. Abbildung 4.1 zeigt die Positionen der Triggerdetektoren im Spektrometer.

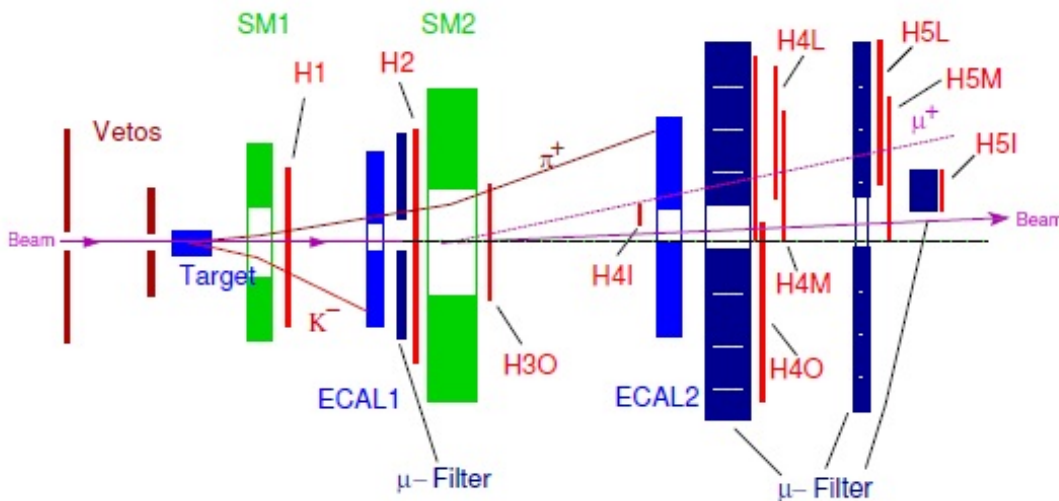


Abbildung 4.1.: Triggerhodoskope und Kalorimeter[9]

## Vetosystem

Eine weitere Komponente des Triggers ist das sogenannte Vetosystem. Aufgrund der schlechten Fokussierbarkeit von Myonen besitzt der Myonstrahl ein breites Halo. Wie in Abbildung 4.2 zu erkennen ist, resultieren daraus zwei Probleme für das Triggersystem. Zum einen laufen viele Myonen durch die Hodoskope, ohne vorher das Target getroffen zu haben. Je nach Winkel können diese trotzdem die Signatur eines gestreuten Myons besitzen. Diese Myonen lassen sich jedoch leicht durch eine Spurrekonstruktion mit Hilfe der Hodoskope und der Vetodetektoren vor dem Target ausschliessen.

Zum anderen gibt es Trajektorien von Myonen, welche durch das Target gehen und gleichzeitig in den Hodoskopen die Triggerbedingungen erfüllen. Auch diese Ereignisse werden durch Spurrekonstruktion mit Hilfe der Vetodetektoren aus dem Trigger ausgeschlossen.

Insgesamt reduziert sich die Anzahl an Ereignissen, auf welche man triggert, um einen Faktor 100.

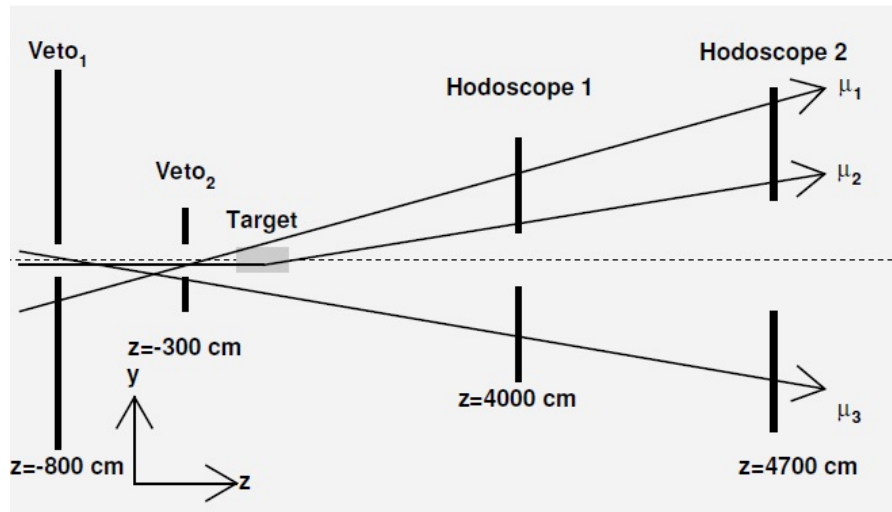


Abbildung 4.2.: Vetodetektoren

## 5. Das H1 Hodoskop

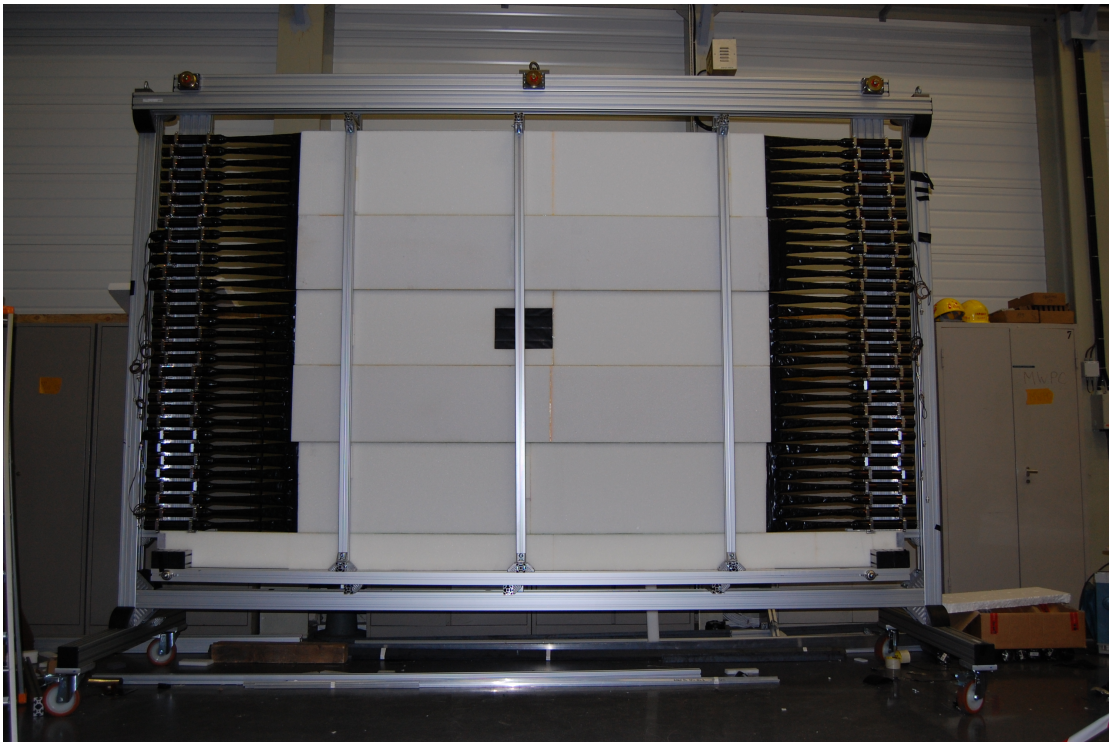


Abbildung 5.1.: Fertiges Hodoskop kurz vor dem Einbau in den Spektrometer. Die drei Querstreifen in der aktiven Fläche dienen der Stabilisation und wurden später entfernt.

Im Sommer 2010 wurde der „Large Angle Spektrometer“ (LAS) von Compass durch zwei Hodoskope H1 und H2 erweitert. Das erste Hodoskop H1 befindet sich zwischen SM1 und RICH Detektor, bei  $z_{H1} = 5m$ . Das zweite Hodoskop befindet sich direkt hinter SM2, bei  $z_{H2} = 16 m$ . Zusammen sollen diese bei zukünftigen Experimenten die Akzeptanz des LAS verbessern und erweitern. Abbildung 3.1 zeigt die Position der beiden Hodoskope im Spektrometer.

Bereits 2007 wurde der Trigger im LAS erweitert, jedoch zeigte sich, dass das eingebaute Triggersystem lediglich eine Effizienz von ca 75% hatte.[10]

Eine Erweiterung des LAS ist notwendig, da zukünftige Experimente eine höhere Rate

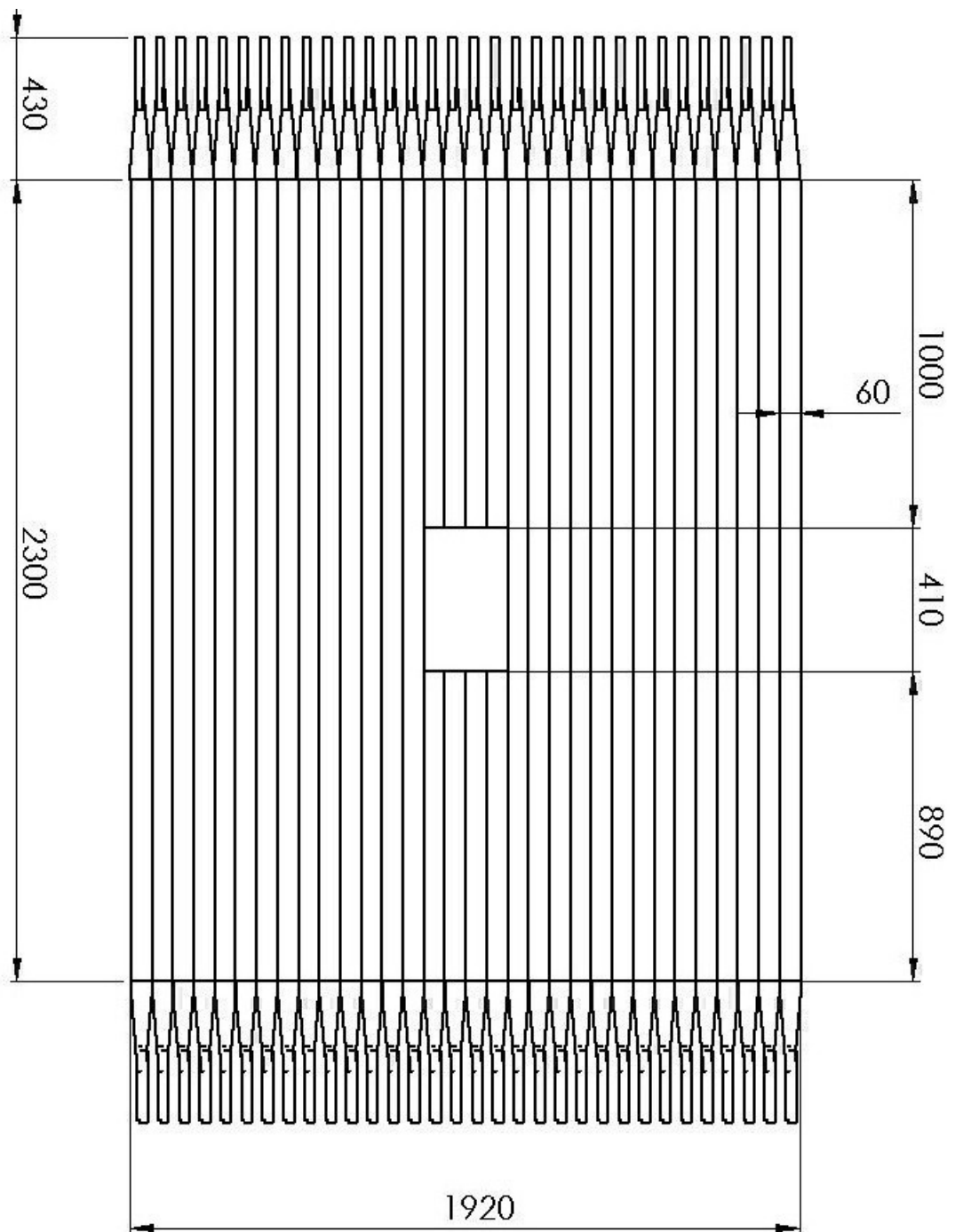


Abbildung 5.2.: Skizze des Hodoskopes. Zu sehen sind Szintillatoren mit Lichtleitern.  
Die Strahlrichtung verläuft in die Papierebene

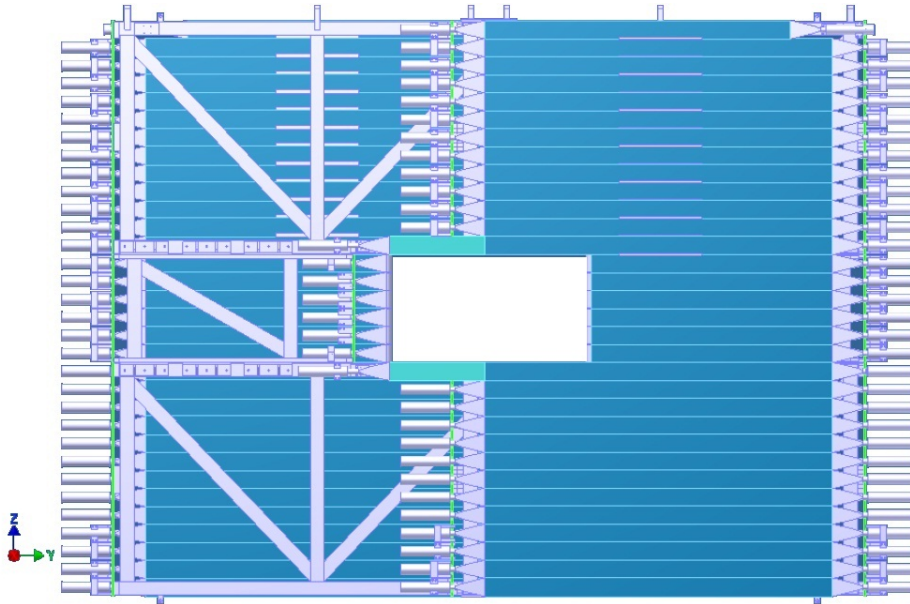


Abbildung 5.3.: Zeichnung des zweiten Hodoskops H2. Aufgrund einer Breite von 5 m mußten die Szintillatoren in 2 geteilt werden. Andernfalls wäre die Amplitude der Signale bei langen Laufwegen unter Umständen zu niedrig.

in diesem Winkelbereich erwarten lassen und somit eine effiziente und genaue Detektion erforderlich ist. Die Anforderung an H1 und H2 sind eine schnelle Detektion von gestreuten Myonen mit hohem  $Q^2$  und  $x_B$ . Dabei soll die Ausrichtung der Szintillatoren horizontal erfolgen, um das Triggern mittels Targetpointing zu ermöglichen. Bei einer waagerechten Anordnung der Szintillatoren wäre eine Rekonstruktion der Spur nicht ohne weiteres möglich, da diese durch die Felder der Magneten beeinflusst wird. Da die Ablenkung durch die Magneten jedoch in x- Richtung erfolgt verändert diese, bei horizontaler Anordnung der Szintillatoren, nicht den getroffenen Kanal im Hodoskop.

Das erste Hodoskop H1 besteht aus insgesamt 32 szintillierender, horizontal angeordneter Streifen. Diese sind wiederum in 5 Paketen angeordnet, zu zwei mal sieben Streifen oben und unten und jeweils sechs Streifen in den drei mittleren Paketen. Damit Teilchen, welche in die Akzeptanz des SAS fallen, möglichst wenig beeinträchtigt werden und zudem die Strahlenbelastung nicht durch ungestreute und somit uninteressante Teilchen unnötig erhöht wird, befindet sich im mittleren Paket ein  $41 \times 24 \text{ cm}^2$  großes Loch [19] Die 4 betroffenen Szintillatoren wurden hierzu unterbrochen und ein Teil heraus genommen. Damit Signale dennoch an beiden Enden der Streifen ausgelesen werden können, muss die Lichtleitung von einem in den anderen Szintillator gewährleistet sein. Hierzu wurden die beiden Teile der Szintillatoren mit Paketen aus hochreflektiver Folie verbunden. Dass eine Signalleitung über diesen sogenannten Luftlichtleiter stattfindet, wurde im Vorfeld durch Testmessungen überprüft und bestätigt.

Die in den Szintillatoren entstehenden Signale werden über Lichtleiter an Fotoelektronenvervielfacher geleitet und dort in ein elektrisches Signal verwandelt. Anschließend sorgt eine Logik für die Implementierung des Hodoskops in das bestehende Triggersystem von COMPASS.

## 5.1. Konstruktion

Bei der Realisierung des H1 Hodoskops waren verschiedene Universitäten beteiligt. Der Rahmen des Hodoskops wurde von der Universität Turin entwickelt und gebaut. Dafür wurden Aluminium Profile der Firma MayTec<sup>®</sup> verwendet, an welchen an den Außen-seiten Halterungen für die Weicheisenabschirmungen angebracht wurden. Aufgrund der Länge der Szintillatoren konnten diese sich bei einer Dicke von nur einem cm nicht selbst tragen, weshalb die zunächst unstabilsierten Pakete durchhingen. Da dies eine enorme Belastung für Szintillator und Klebestelle zur Folge hatte, wurden die Pakete zusätzlich stabilisiert. Dies geschah, indem die jeweiligen Szintillator-Sets (2x7 und 3x6) in eine Art Box verpackt wurden. Hierbei war vor allem darauf zu achten, dass zwischen den einzelnen Boxen kein allzu großer Spalt entsteht. Andernfalls entstehen dort tote Bereiche, in welchen keine Teilchen detektiert werden können. Die Boxen bestehen an den Seiten aus 1cm bzw. 2cm dicken Rohacell<sup>®</sup>-Platten, welche durch 0.2mm bzw 0.5 mm starke Glasfaserstreifen oben und unten mit Zwei-Komponenten-Kleber verbunden wurden. Dadurch erhielt man eine verwindungssteife Box, welche gleichzeitig wenig Material in das Spektrometer brachte.

Die Belastung durch das Gewicht der Szintillatoren wurde über die Boxen auf die untere Querstrebe des Rahmens verteilt, was aufgrund der Empfindlichkeit der Szintillatoren sowie der Klebestellen entscheidend zur Lebensdauer des Detektor beiträgt.

Für das Innenleben und die Elektronik des Detektors waren die Universität Mainz sowie Bonn verantwortlich. In Mainz wurden die Szintillatoren mit den in Bonn hergestellten Lichtleitern verklebt.



Abbildung 5.4.: Die beiden unteren Pakete, teilweise bestückt mit Weicheisenabschirmungen und Photomultipliern. Gut zu erkennen ist die zusätzliche Verpackung in Rohacell

Neben den Lichtleitern wurden in Bonn im Rahmen einer Diplomarbeit Gandalf Boards zur Verarbeitung der Signale von H1 und H2 hergestellt. [20].

Abbildung 5.3 zeigt die Implementierung von H1 und H2 in das Triggersystem. Fliegt ein Myon durch die aktive Fläche des Hodokops, so wird dadurch ein Signal erzeugt, welches an beiden Enden des jeweiligen Szintillators durch Photomultiplier ausgelesen wird. Jedes, von einem Photomultiplier erzeugtes Signal wird zunächst durch einen Constant-Fraction-Discriminator digitalisiert. Die Schwelle, ab wann ein Signal als solches erkannt wird beträgt ca. 30 mV. Übersteigt ein Analogsignal diesen Wert, so wird ein digitales Signal mit fester Amplitude erzeugt. Bevor dieses Signal dann an das GANDALF Board weiter gegeben wird, wird es zunächst von Nim auf LVDS umgewandelt.

Aus den beiden detektierten Signalen wird auf dem GANDALF Board zunächst über einen Meantimer der tatsächliche Ereigniszeitpunkt rekonstruiert. Dies geschieht, in dem

die Zeiten, zu welchen die Signale detektiert wurden, addiert werden und mit  $\frac{1}{2}$  multipliziert.

Durch die Mittelung erhält man einen konstanten Wert. Geht man davon aus, dass ein Teilchen durch H1 und H2 fliegt, so ist es für die Erzeugung einer Koinzidenz notwendig, dass die Signale die Koinzidenzschaltung gleichzeitig erreichen. Die Signale von H1 werden aus diesem Grund durch Kabel verzögert.

Das GANDALF Board prüft, ob die Signale eine zulässige Kombination in der Triggermatrix bilden. Ist dies der Fall und wurde vom Vetosystem das Teilchen nicht als Halo identifiziert, so wird ein positives Triggersignal erzeugt. Eine Triggermatrix ist schematisch in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Einträge der Matrix werden durch die möglichen Kombinationen der Szintillatorstreifen von H1 und H2 gebildet. Extrapoliert man die Teilchenspür anhand der getroffenen Szintillatoren bis zur Position des Targets, so fällt auf, dass nur wenige der möglichen Kombinationen eine Streuung am Target zulassen. In der Abbildung ist dies durch die eine Diagonale angedeutet.



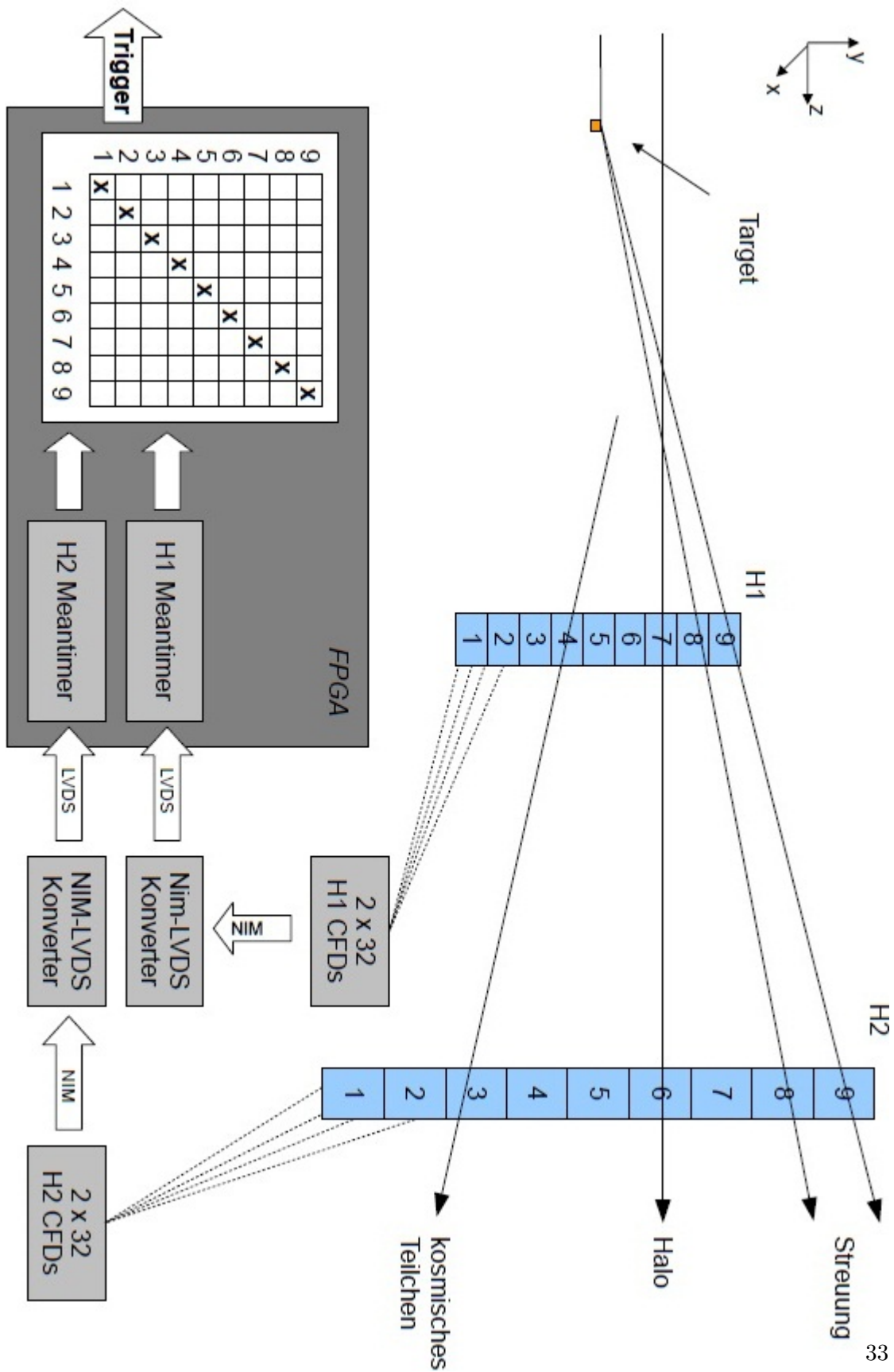


Abbildung 5.5.: H1 und H2 als Triggerhodokope im LAS[20]

### 5.1.1. Luftlichtleiter

Wie bereits angesprochen, musste der Bereich des Hodoskopes, welcher in die Akzeptanz des Small Angle Spectrometers fällt, ausgespart werden. Davon betroffen sind die vier mittleren Szintillatoren des Hodoskopes. Daher wurde jeweils ein 41cm langes Stück des Szintillators herausgenommen, so dass ein Luftspalt in diesem Abschnitt entstand. Da für die Triggerlogik die Signale von H1 über einen Meantimer geleitet werden, benötigt man die Signale beider Enden, so dass es nicht möglich ist, die jeweiligen Teile einzeln einzupacken und auszulesen.

Um eine Lichtleitung über den Luftspalt zu ermöglichen und zudem noch möglichst wenig Verluste zu erleiden, wurden die Enden der abgeschnittenen Szintillatoren durch eine Boxen aus hochreflektiver Folie verbunden. Die hohe Reflektivität soll gewährleisten, dass Signale, welche beim Durchgang eines Teilchens durch den Szintillator entstehen, den Luftspalt überwinden können und in den anderen Szintillator transmittieren. Als reflektives Material wurde Daylight<sup>®</sup>-Folie der Firma 3M verwendet. Die Folie selbst besteht aus einem Mikrogitter aus Kunststofffasern, an welchem die Reflexion aufgrund konstruktiver Interferenz statt findet. Damit wird ein Reflexionskoeffizient von mehr als 99 % über weite Teile des sichtbaren Lichts erreicht. Wie in Abbildung 5.4 zu erkennen, trifft dies auch für die erwartete Wellenlänge von  $\lambda = 420 \text{ nm}$  zu.

Abbildung 5.5 zeigt die in Mylarfolie eingepackten Szintillatoren. Die Daylight Folie mm Bereich des Luftlichtleiters ist an der glatten Oberfläche zu erkennen.

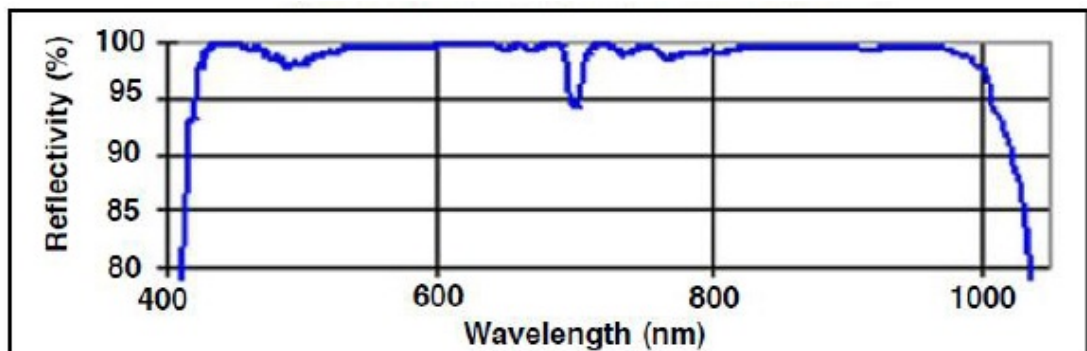


Abbildung 5.6.: Reflektionskoeffizient der Daylight-Folie

## 5.2. Komponenten

### 5.2.1. Szintillatoren

Zur Detektion der gestreuten Myonen werden Szintillatoren verwendet. Als Szintillator bezeichnet man einen Stoff, welcher beim Durchgang hochenergetischer Photonen oder geladener Teilchen, angeregt wird und diese Energie über Gitterschwingungen oder

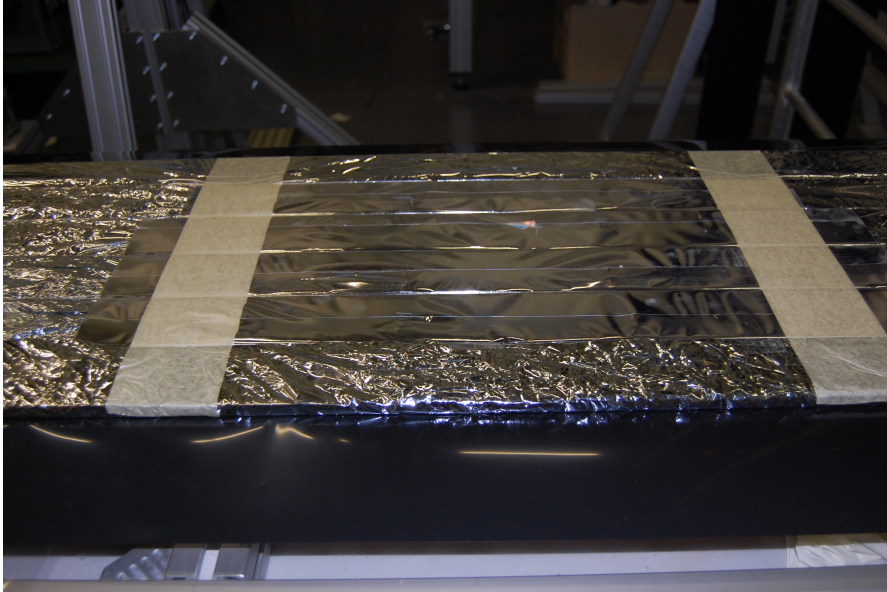


Abbildung 5.7.: Szintillatoren mit Luftlichtleiter. Der ausgesparte Teil befindet sich zwischen den hellen Streifen.

Lichtemission wieder abgibt. Für die Verwendung als Detektor spielt letztere die entscheidende Rolle.

Neben anorganischen Szintillatoren, wie Kristalle oder szintillierende Gläser findet man viele organische Verbindungen wie Kristalle, Flüssigkeiten oder Polymere. Viele dieser Materialien haben Eigenschaften, welche sie als sehr gut geeignet für Hochenergieexperimente erscheinen lassen. Dazu zählen vor allem kurze Anstiegszeiten und Zerfallszeiten bei der Erzeugung der Signale und eine gute Lichtausbeute bei der Konversion der Anregungsenergien in Fluoreszenzstrahlung. Somit hat man mit einem Szintillator ein schnelles und effizientes Detektormaterial, welches zudem noch kostengünstig ist.

Im Wesentlichen besteht ein Szintillator aus drei Komponenten, dem primären Szintillator, evtl. ein sekundärer Szintillator als Wellenlängenschieber und dem Trägermedium. Sowohl primärer als auch sekundärer Szintillator werden dem Trägermaterial in einer Konzentration von ca. 10g pro Liter Trägermaterial beigemischt.

Durchläuft ein hochenergetisches Teilchen nun den Detektor, so wird der primäre Szintillator angeregt, gibt seine Energie wie unten beschrieben teilweise über Emission von Photonen ab und regt damit den sekundären Szintillator an. Dieser hat die Aufgabe, das emittierte Licht bzgl. seiner Wellenlänge dahingehend zu verändern, dass das Trägermedium und der primäre Szintillator dieses nicht mehr absorbieren und somit durchsichtig werden.

Der Szintillationsmechanismus erfolgt folgendermaßen[21]: Valenzelektronen der Molekülbindung werden innerhalb ihres Orbitals auf ein höheres Niveau angehoben. Dabei sind Singlettzustände ( $S, S^1, S^2, \dots$ ) und Triplettzustände ( $T, T^1, T^2, \dots$ ) zu unterscheiden. Neben Zuständen, von welchen der Übergang in einen niedrigeren Zustand durch Strahlungsemission erfolgt, besitzen die Molekülbindungen eine Reihe von Zwischenzuständen, deren Übergänge durch Vibrationsmoden erfolgt.

Bei Übergängen des Singlettzustandes werden die Elektronen durch einfallende Strahlung meist auf hohe Singlettzustände angehoben (zB.  $S^2$ ), von wo aus sie über strahlungslose Konversion in den ersten angeregten Singlettzustand  $S^1$  zerfallen. Diese strahlungslose Konversion erfolgt über Anregung von Vibrationsmoden.

Vom ersten angeregten Singlettzustand erfolgt der Zerfall über Emission von Licht in den Grundzustand. Oftmals wird dabei eine Vibrationsmode kurz über dem absoluten Grundzustand getroffen, was zu Folge hat, dass das emittierte Licht eine kürzere Wellenlänge hat, als es der Energiedifferenz der beiden Zustände  $S$  und  $S^1$  entspricht. Der Vorteil dieses Effekts liegt darin, dass der Szintillator transparent wird für das emittierte Licht. Andernfalls verändert ein eventuell beigesetzter Wellenlängenschieber die Wellenlänge des Lichts.

Neben der Transparenz, was die Lichtausbeute und somit die Detektionswahrscheinlichkeit erhöht, hat eine Verschiebung der Wellenlänge unter Umständen den Vorteil, dass die Wellenlänge des Lichts auf die Akzeptanz des Photomultipliers abgestimmt werden kann.

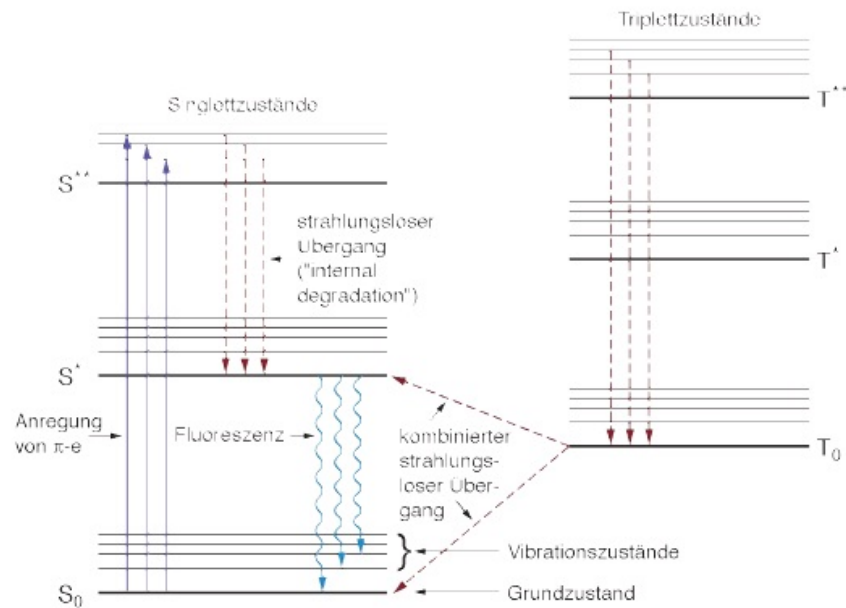


Abbildung 5.8.: Illustration des Szintillationsmechanismus

Im Fall von H1 werden Plastik Szintillatoren BC 408 der Firma Saint Gobain verbaut. Diese weisen den Anforderungen entsprechend gute Eigenschaften bezüglich Abschwächlänge und Zeitauflösung auf[15].

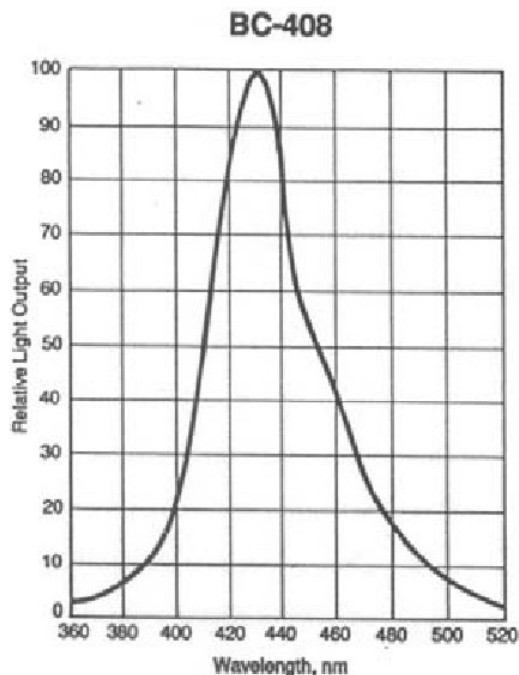


Abbildung 5.9.: Emissionspektrum des Szintillators BC 408

Auf der Abbildung zu erkennen ist das Emissionspektrum des verwendeten Szintillators. Wie man sieht, liegt der Großteil des emittierten Lichts bei einer Wellenlänge von  $\lambda_{BC408} \approx 420 \text{ nm}$ . Diese Wellenlänge entspricht violetterem bis blauem Licht.

### 5.2.2. Lichtleiter

Die Auskopplung des im Szintillator entstandenen Lichts erfolgt über Lichtleiter. Diese bestehen im Falle von H1 aus hochreinem Plexiglas (PMMA). Die Form der Lichtleiter ist durch ihre Funktion bestimmt. Im Fall von H1 wurde sich für eine Fischeschwanzgeometrie entschieden

Oftmals passt die Form des Szintillators nicht zum Photomultiplier. Im Falle von H1 und H2 besitzen die Photomultiplier ein rundes Eingangsfenster, die Szintillatoren jedoch eine rechteckige Form. Die Lichtleiter werden also so geformt, dass sie eine Verbindung schaffen.

Innerhalb des Lichtleiters erfolgt die Lichtleitung durch Totalreflexion an der Innenseite der Wände. Für eine optimale Reflexion wurden die Lichtleiter so lange poliert, bis sie



Abbildung 5.10.: Bei H1 verwendeter Lichtleiter. Das vordere Ende wurde für die Klebung an den Szintillator mit Klebeband geschützt.

keine stumpfen Stellen mehr aufwiesen. Da es in der Realität trotzdem noch zu Verlusten kommt, werden sowohl Lichtleiter als auch der Szintillator mit Mylarfolie eingepackt. Diese wird zudem noch zerknittert, was dazu führt, dass diese als Diffusor fungiert. Ziel ist es, den Winkel von Photonen zu verändern, welche zuvor aus dem Szintillator bzw. Lichtleiter entwichen sind. Dadurch erreicht man unter Umständen, dass diese zurück in das Material transmittieren und somit detektiert werden können.

Die Länge der Lichtleiter bei H1 hat zudem den Vorteil, dass man die komplette Elektronik sowie Weicheisenabschirmungen und andere Dichte Materialien außerhalb der Akzeptanz des Spektrometers platzieren kann.

Der Lichtverlust im Lichtleiter ist nach dem Satz von Liouville bestimmt durch das Verhältniss der Flächen von Eintritts- und Austrittsfenster. Mit den Abmessungen der Lichtleiter bei H1 ergibt sich:

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} \leq \frac{A_{OUT}}{A_{IN}} = \frac{5,31\text{cm}^2}{6\text{cm}^2} = 0,885$$

mit ( $A_{out} \leq A_{In}$ ). Das heißt, dass allein durch die kleinere Austrittsfläche 11,5% des entstandenen Lichts verloren geht.

In Abbildung 5.9 ist der Transmissionkoeffizient von Plexiglas (PMMA) gegen die Wellenlänge aufgetragen. Wie man erkennt, ist dieser im Bereich von sichtbarem Licht sehr

hoch.

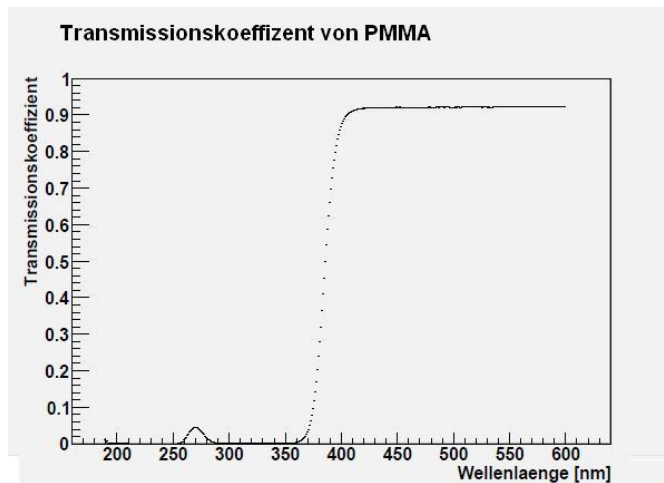


Abbildung 5.11.: Transmissionskoeffizient von Plexiglas

### 5.2.3. Photomultiplier

Zur Auslese des erzeugten Lichts kommen sogenannte Fotoelektronenvervielfacher (Photomultiplier) zum Einsatz. Photomultiplier sind evakuierte Glasröhren in welchen zwischen einer Kathode, welche sich am Eintrittsfenster befindet und einer Anode, eine Spannung von typischerweise 1000V-2000V anliegt. Die Spannung wird dabei über mehrere Dynoden schrittweise gesteigert.

Folgende Abbildung zeigt den typischen Aufbau eines Photomultipliers:

Die im Szintillator entstandenen Photonen treffen auf auf die Fotokathode. Diese werden in der Regel auf die Innenseite des Eintrittsfensters aufgedanpft. Dort werden über

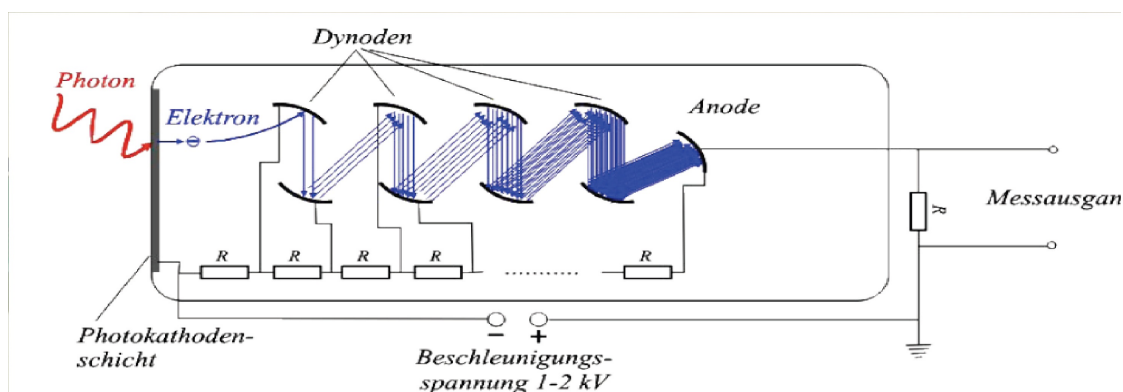


Abbildung 5.12.: Innerer Aufbau eines Photomultipliers

den Fotoeffekt Elektronen ausgelöst, welche wiederum durch die anliegende Spannung in Richtung Anode beschleunigt werden. Auf dem Weg zur Anode treffen die Elektronen auf die Dynoden was die Entstehung von Sekundärelektronen zur Folge hat. Dieser Vorgang wird mehrmals wiederholt, so dass bis zur Anode ein detektierbares Signal entsteht. Typische Verstärkungsfaktoren liegen in der Größenordnung  $10^4 - 10^7$ . Es ist mit Photomultipliern also möglich einzelne Photonen nachzuweisen.

Ein wichtiger Parameter ist die sogenannte Quanteneffizienz. Diese gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein einfallendes Photon ein Elektron erzeugt. Je nach Legierung liegt diese mittlerweile bei bis zu 30%

Bei H1 wurden Photomultiplier XP2982 der Firma Photonis verbaut. Die Quanteneffizienz beträgt bei diesem Modell ca. 20%.



Abbildung 5.13.: Photomultiplier mit Spannungsteiler

Die Photonen aus dem Szintillator treffen hier auf eine Fotokathode aus Bi-Alkali [18]. Die entstehenden Fotoelektronen werden dann über 11 Dynoden vervielfacht. Wie man auf der Abbildung erkennt, liegt die höchste Empfindlichkeit des Photomultipliers bei einer Wellenlänge von  $\lambda_{max} = 420 \text{ nm}$ . Zusammen mit dem Emissionsmaximum des Szintillators, sowie des hohen Transmissionskoeffizienten des Lichtleiters bei dieser Wellenlänge lässt diese Kombination eine hohe Effizienz erwarten.

### **Spannungsteiler**

Um die Photomultiplier mit Hochspannung versorgen zu können und um die Signale auszulesen wurden diese auf Basen angebracht. Diese sorgen dafür, dass die an der base angeschlossene Hochspannung richtig auf die Dynoden verteilt werden.

Die Basen für H1 wurden Warschau hergestellt.

### **Weicheisenabschirmungen**

Um die Photomultiplier von dem Umgebenden Feld des SM1 abzuschirmen wurden diese in  $\mu$ -Metall eingepackt und dann in Weicheisenabschirmungen untergebracht. Die Weicheisenabschirmungen wiederum sind am Rahmen von H1 fest verschraubt und dienen somit zusätzlich noch der Befestigung und Ausrichtung der Szintillatoren.

Die Eigenschaft Magnetfelder abzuschirmen lässt sich auf die hohe Permeabilität von



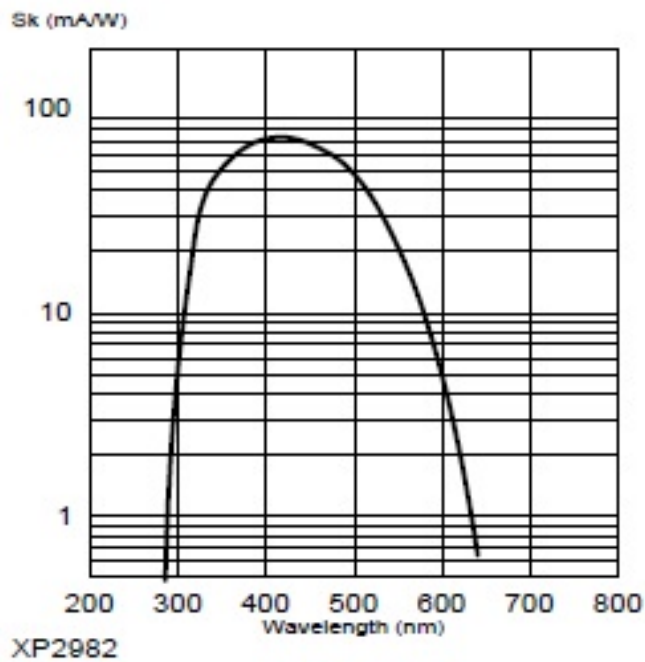


Abbildung 5.14.: Spektrale Empfindlichkeit der verwendeten Photomultiplier

Weicheisen zurück führen. Bei der vorliegenden Form der Abschirmung gelangen keine oder nur sehr wenige magnetische Feldlinien in das innere der Abschirmung. Diese Abschirmung ist notwendig, da Photomultiplier bereits durch kleine Magnetfelder in ihrer Funktion gestört werden.

### Front- und End-Kappen

An den Enden der Weicheisenabschirmungen wurden Kappen aus Aluminium angebracht. Die Frontseite hat dabei die Aufgabe eine Verbindung zwischen Lichtleiter und Photomultiplier herzustellen. Die Endkappe dient dem Abschluss der Abschirmung und der leitet die Kabel für HV und Signal heraus. Beide tragen dazu bei, den Photomultiplier vor Streulicht zu schützen. Technische Zeichnungen der Kappen finden sich im Anhang.



# 6. Aufbau und Installation des H1 Triggerhodoskops

## 6.1. Aufbau

### 6.1.1. Polieren

Die Lichtleiter für H1 wurden von der Feinmechanischen Werkstatt der Universität Bonn hergestellt. Dazu wurden diese aus Plexiglasblöcken gedreht. Da die Lichtleiter bei Erhalt nicht hinreichend durchsichtig waren, mußten diese nachpoliert werden. Dies ist, wie bereits oben erklärt wurde, notwendig um eine gute Lichtleitung zu gewährleisten. In Mainz wurden die Lichtleiter zunächst mit Exzentrerschleifern nachpoliert. Im der Szintillator Werskatt am Cern befinden sich spezielle Poliermaschinen, mit schnell rotierenden Lammfellen. Mit diesen Bei beiden Arten ist es wichtig den Lichtleiter nicht zu viel Druck auszuüben, da sonst durch zu hohe Hitzeentwicklung das Plexiglas anfängt zu schmelzen. Grobe Fehler im Material werden zunächst mit groben Schleifpapier (Körnung 300) und dann mit immer feinerem ( 1200) heraus geschliffen. Die Stirnseite des Lichtleiters wird nicht poliert, sondern mit feinem Schleifpapier angeraut, um eine besser Haltbarkeit der Klebung zu gewährleisten.

### 6.1.2. Kleben

An jeden der langen Szintillatoren wurden zwei der fertig polierten Lichtleiter geklebt. Da es nur schwer möglich ist die Fischschwanz förmigen Lichtleiter mit den Szintillatoren im liegen zu verkleben entschied man sich, die Szintillatoren senkrecht aufzuhängen. Die Szintillatoren wurden an drei Stellen fixiert, so dass ein Verrutschen beim Aufsetzen der Lichtleiter nicht mehr möglich war.

Zum Kleben wurde auf die Stirnfläche des Szintillators Kleber und auf die des Lichtleiters Aktivator aufgetragen. In dieser Kombination machten wurde eine besonders gute Qualität der Klebung erreicht.

Um nicht zusätzliche Grenzflächen in der Lichtleitung zu haben, ist vor allem darauf zu achten, dass zwischen Lichtleiter und Szintillator keine Blasen entstehen.

Um eine Verschmutzung der Szintillatoren mit überschüssigem Kleber zu verhindern, wurden diese mit speziellem Klebeband abgeklebt.

Nachdem die Klebestellen ca 24 Stunden ausgehärtet waren wurden die Szintillatoren gedreht und die andere Seite beklebt.

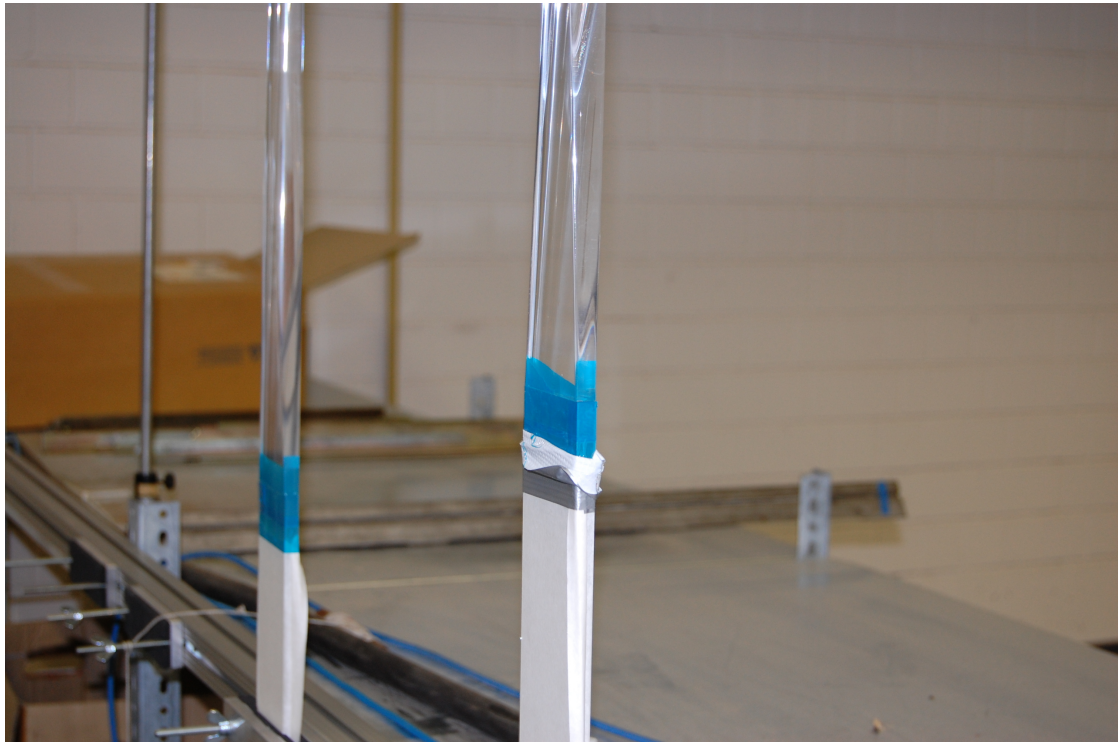


Abbildung 6.1.: Klebung der Szintillatoren. Zum Schutz der Szintillatoren vor Kleber und Aktivator wurde dieser abgeklebt

### 6.1.3. Einpacken

Die fertig geklebten Streifen wurden einzeln in zerknitterter Mylarfolie eingepackt. Dies soll, wie oben erwähnt, einer höheren Lichtausbeute dienen, da durch die Mylarfolie Photonen, welche nicht durch Totalreflexion im Szintillator/Lichtleiter bleiben, so unter Umständen wieder zurück ins Material reflektiert werden.

Neben der Verwendung von möglichst wenig Material war darauf zu achten, dass die Mylarfolie nicht zu eng am Szintillator anliegt, da dies ansonsten die Lichtausbeute verringert.

Die in Mylarfolie eingepackten Streifen wurden nach Genf transportiert, um vor Ort im Reinraum des Experiments im Rahmen installiert zu werden.

Vor der Installation mussten die Streifen jedoch noch in Paketen eingepackt werden. Hierzu wurde ein Hilfsrahmen gebaut, in welchem die gewünschte Anzahl (6 bzw 7) Streifen eingespannt werden konnte, um dann im Paket lichtdicht eingepackt zu werden. Um die Streifen wurde dazu ein entsprechend großes Stück lichtdichte Folie gelegt, welche dann mit Tape zusammen geklebt wurde.

Dieses schwarze Tape der Firma Scotch dient auch dem Einpacken der heraus stehenden Lichtleiter, sowie dem Verschluss jeglicher lichtdurchlässiger Stellen am Detektor.

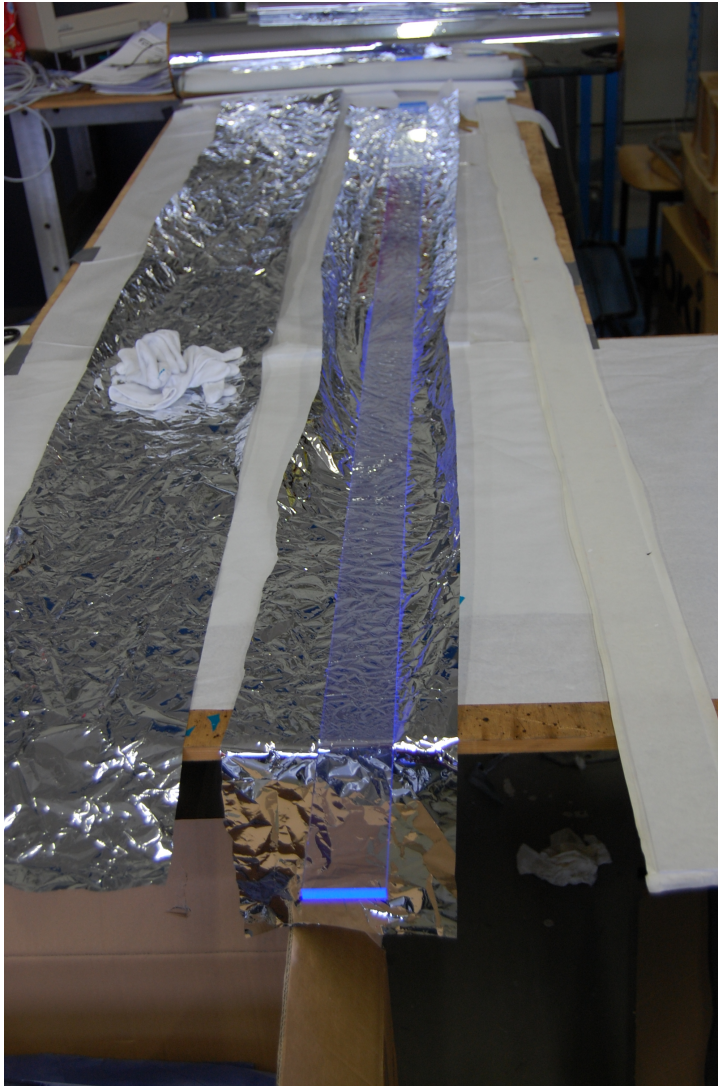


Abbildung 6.2.: Offener Szintillator mit Mylarfolie

Dies ist aufgrund der Nachweisbarkeit einzelner Photonen dringend erforderlich, da ansonsten eine Differenzierung zwischen Ereignis und Störung durch ein Lichtleck nicht möglich ist.



Abbildung 6.3.: Paket mit sieben Szintillatoren im Hilfrahmen

## 6.2. Einbau

Für den Transport des Hodokopes aus dem Reinraum in die Experimentierhalle von COMPASS war dieses in einem fahrbaren Rahmen installiert. Zusätzlich wurden über die aktive Fläche drei Streben aus Aluminium gesetzt. Dies war notwendig um die Pakete während des Transportes zu fixieren.

In der Spektrometerhalle wurde das Hodoskop aus dem Hilfrahmen genommen und per Kran an die richtige Position gebracht und dort mittels eines Schienensystems auf seine Position gefahren.



Abbildung 6.4.: H1 Hodoskop auf dem Weg zur Experimentierhalle





## 7. Charakterisierung der Szintillationsstreifen

### 7.1. Messungen am MAMI

Zur Bestimmung verschiedener Eigenschaften der verwendeten Szintillatoren wie Abschwächlänge, Zeitauflösung und Lichtgeschwindigkeit im Medium wurden diese mit dem Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons (MAMI) untersucht.

Das Mainzer Mikrotron ist ein Teilchenbeschleuniger für Elektronenstrahlen am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität Mainz. Der Strahl wird dabei hauptsächlich über sogenannte Racetrack Mikrotrons (RTM) beschleunigt und erreicht eine Energie von 855 MeV nach dem letzten RTM bzw. 1.5 GeV nach der neuesten Ausbaustufe MAMI-C, dem HDSM (Harmonic Double Sided Microtron). Letzteres wurde für die Messungen allerdings nicht verwendet.

Eine Übersicht über die Experimentierhallen und den Beschleuniger ist auf Abbildung 7.1 zu erkennen.

Der Versuchsaufbau wurde hinter dem Taggermagneten in den Experimentierhallen der A2 Kollaboration aufgebaut. Der Taggermagnet ist ein Dipol welcher zur Impulsvermessung gestreuter Elektronen dient. In Abbildung 7.1 kann man die Position des Magneten erkennen.

Der Primärstrahl mit einer Energie von 855 MeV wurde auf ein Kupfertarget gelenkt. Dabei entstehen durch Bremsstrahlungsprozesse reelle Photonen, welche für den Experimentierbetrieb der A2 Collaboaration verwendet wurden. Die Elektronen des Primärstrahls werden durch den Taggermagneten von den Photonen separiert und deren Impuls vermessen. Die Energie der Elektronen nach der Wechselwirkung ist gegeben durch  $E'_{e^-} = E_{e^-} - E_{\gamma}$ , wobei  $E_{e^-} = 855 \text{ MeV}$  die Energie des einlaufenden Elektrons und  $E_{\gamma}$  die Energie des Photons ist.

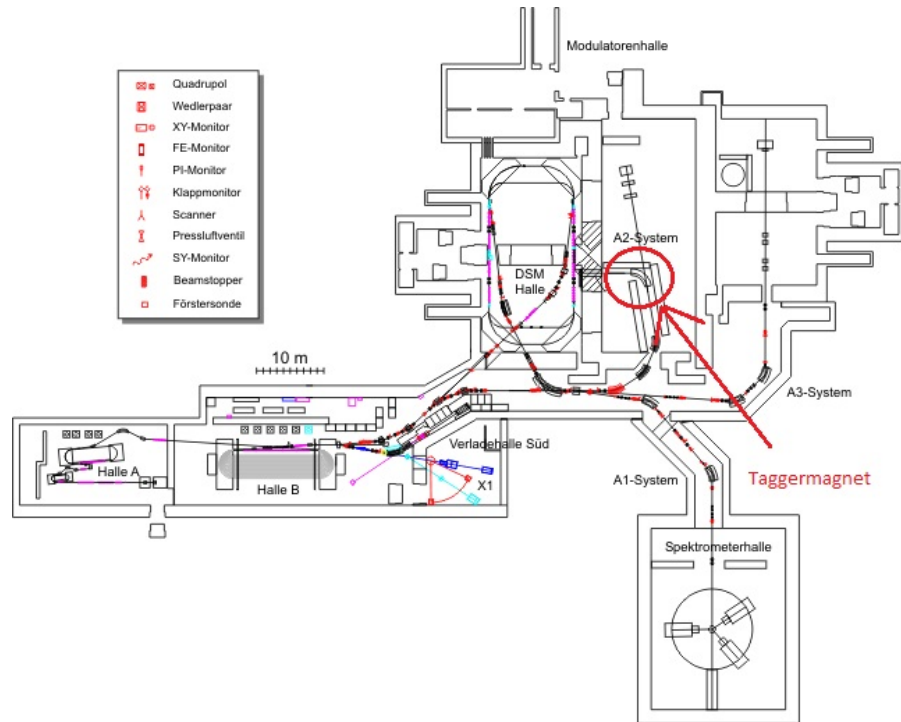


Abbildung 7.1.: Hallenplan des Mainzer Mikrotrons (MAMI)

Die Ablenkung der separierten Elektronen durch den Magneten erfolgt wie unten dargestellt.

Je nach Position hinter dem Taggermagneten haben die Elektronen eine definierte Energie.

Aufgrund der Position des Messaufbaus liegt die Energie der Elektronen zwischen 450 MeV und 855 MeV.

Wichtig ist, dass die Elektronen alle Szintillatoren durchqueren können, was aber in diesem Energiebereich gewährleistet ist.

Der Fehler bei der Bestimmung des Messpunktes auf dem Szintillator wurde mit  $\Delta x = 4 \text{ cm}$  angenommen.

Um den ganzen Szintillator vermessen zu können mußte dieser gedreht werden. Dies und die Methode zur Bestimmung der Position führt zu dem angenommenen Fehler.

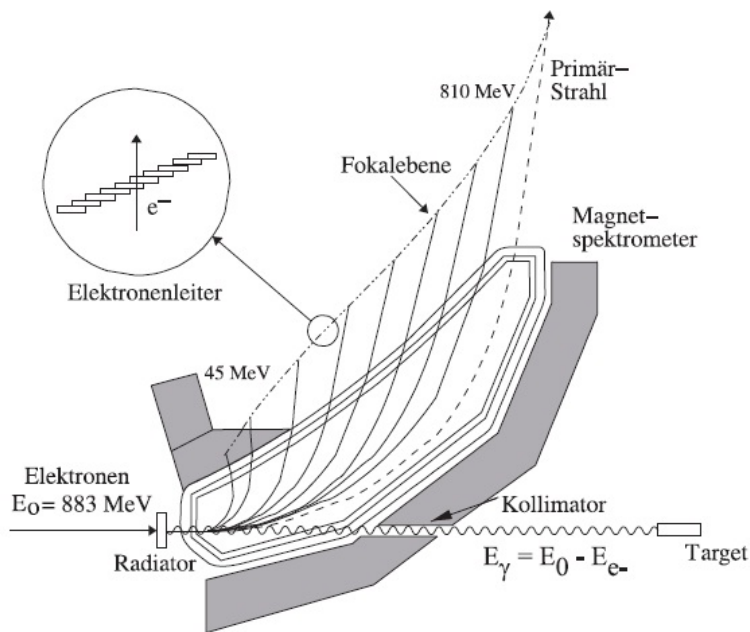


Abbildung 7.2.: Taggermagnet der A2-Kollaboration

### 7.1.1. Versuchsaufbau

Aufgrund der Abmessungen des Szintillators musste der Aufbau in vertikaler Richtung erfolgen. Dazu wurde von der feinmechanischen Werkstatt ein Gerüst aus Maytek Profilen hergestellt. An diesem Gerüst wurde ein beweglicher Schlitten befestigt, welcher den zu untersuchenden Szintillator trägt. Insgesamt wurden zwei verschiedene Aufbauten vermessen. Zum einen ein durchgehender Szintillator, wie er in den äußeren Kanälen des H1 Hodoskopes zu finden ist und zum anderen ein Prototyp des Luftlichtleiters. Für einen Teil der Messungen mit dem Luftlichtleiter wurden die Ende der Szintillatoren noch mit konvexen Linsen aus PMMA bestückt, um den Einfluss der Geometrie auf die Lichtleitung über den Luftspalt zu untersuchen.

An die äußeren Enden der Szintillatoren wurden Lichtleiter aus Plexiglas geklebt, welche das im Szintillator entstehende Licht an die angeschlossenen Photomultiplier weiter leiten.

Weitergehende Überlegungen zu diesem Thema finden sich in der Diplomarbeit von Alice Zimmermann [19].



Abbildung 7.3.: Versuchsaufbau

Als Photomultiplier benutzen wir das Model XP2900 der Firma Photonis. Als externer Triggerzähler kam ein kleines Stück Szintillator zum Einsatz, welches mit optischem Fett direkt auf einen Photomultiplier gesetzt wurde. Die Dimension des Triggerszintillators betrug ca.  $1\text{cm} \times 2\text{cm}$ . Dieser wurde in Strahlhöhe auf den Prototypen gesetzt. Alle Photomultiplier wurden durch ein Netzgerät der Firma C.A.E.N., Model N470 mit Hochspannung versorgt. Die Versorgungsspannung der XP2900 betrug dabei  $U_{XP2900} = -1350\text{V}$ , die des Triggerszintillator  $U_{Trigger} = -900\text{V}$ .

Die Signale der Photomultiplier wurden wegen ihrer geringen Amplitude zunächst verstärkt und dann über einen Linear Fan Out gesplittet. Von dort aus wurden sie an Diskriminatoren bzw als Analogsignal an einen ADC geleitet. Die Ausgangssignale der Diskriminatoren wurden als Start- bzw. Stop-Signale an ADC bzw TDC benutzt. Hierfür wurden Produkte der Firma LeCroy benutzt, zum einen ADC 2249A und zum anderen TDC 2228A. Die Auslese erfolgt über einen im CAMAC Rack befindlichen CC-USB PC der Firma Wiener. Hierfür wurde eine Software entwickelt, welche mit Hilfe von Standard CAMAC Befehlen den Speicher des Wiener CC-USB PCs ausliest und abspeichert.

Folgend ein Schaltplan der verwendeten Logik:

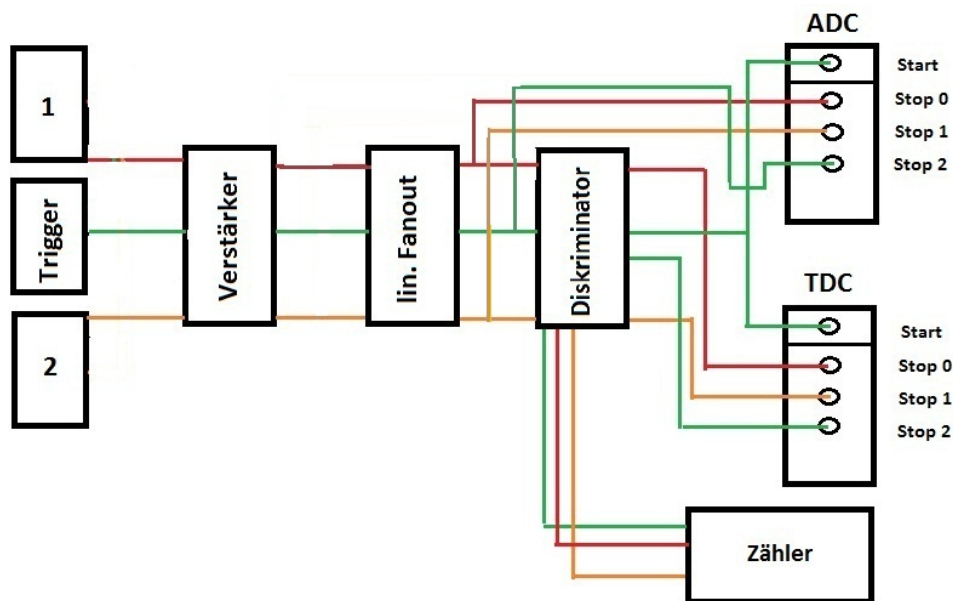


Abbildung 7.4.: Skizze der Logik

### 7.1.2. Datenerfassung

Zur Datenerfassung wurde wie schon erwähnt eine Software geschrieben welche die Daten aus dem Buffer des Wiener CC-USB PCs ausliest und abspeichert. Die Kommunikation mit dem CC-USB geschieht dabei über Standard CAMAC Befehle. Diese Befehle sind als Klassen in C++ geschrieben und können mit Hilfe von Header Dateien in das Programm eingebunden werden. Diese Dateien können auf der Supportseite des Herstellers bezogen werden. Für die Auslese des Speichers müssen folgende Schritte ausgeführt werden:

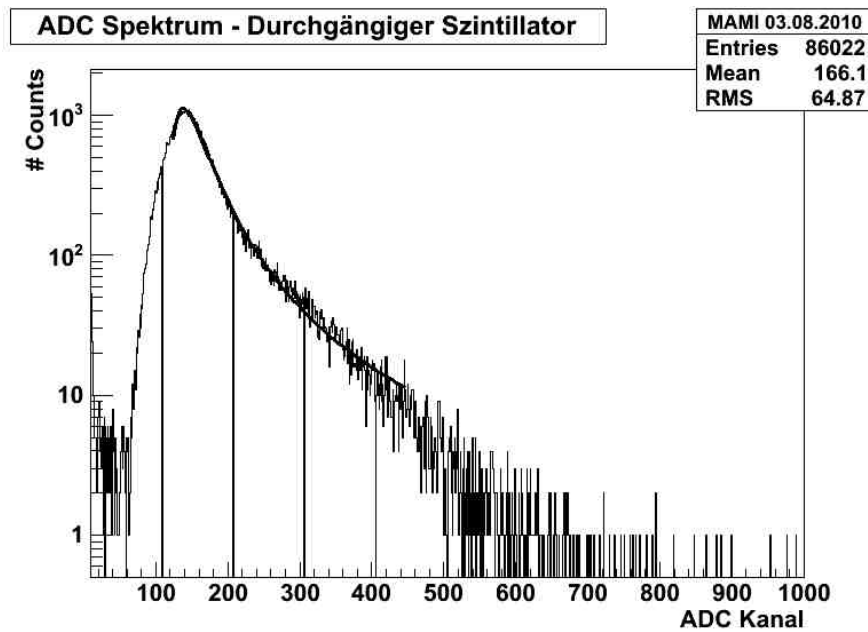
- Verbindung mit USB herstellen
- Initialisierung des CAMAC Devices
- Clear der CAMAC Devices
- Zurück nehmen eines möglichen Inhibits

Nach dem Ausführen dieser Funktionen ist das Crate bereit und die Buffer aller Karten gelöscht. Die Auslese der Karten erfolgt dann über die sogenannten N,A,F Befehle. Die Variablen N,A stellen dabei Adressen des CAMAC Crates da, wobei N die physikalische Adresse der auszulesenden Karte ist, sprich der jeweilige Slot, A der auszulesende Kanal und die Variable F die auszuführende Funktion. Durch Aufruf eines Read Befehls mit entsprechender Angabe von N,A und F werden die Daten aus dem Speicher ausgelesen.

### 7.1.3. Bestimmung der Abschwächlänge

Zur Bestimmung der Abschwächlänge des Szintillators wurden bei verschiedenen Strahlpositionen ADC Spektren aufgenommen. Durchläuft ein geladenes Teilchen den Szintillator, so verliert es durch verschiedene Prozesse Energie. Die ADC Spektren zeigen die Häufigkeit eines Energieverlustes im Szintillator an. Dieser wiederum ist proportional zur Anzahl der entstehenden Photonen. Als Abschwächlänge bezeichnet man jene Länge im Szintillator, nach der die Anzahl der ursprünglichen Photonen auf  $\frac{1}{e}$  abgefallen ist.

Folgender Plot zeigt ein typisches ADC Spektrum mit Fit:



Die Dauer einer Messung war 15 min bei einem Strahlstrom am Experiment von ca. 12 nA. Da man für dünne Absorber eine asymmetrische Verteilung des Energieverlustes im Absorber erwartet [22], wurde zur Anpassung der ADC Spektren eine Laundaufunktion der Form

$$\Omega(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right)$$

gewählt.  $\lambda$  ist dabei die Standardabweichung des wahrscheinlichsten Energieverlustes. Um den Peak möglichst genau zu bestimmen, wurde bei der Anpassung der Funktion nur ein bestimmter Bereich der Verteilung ausgewählt. Je nach Auswahl fiel daher die Position etwas anders aus. Der Fehler bei der Bestimmung der Peakposition wurden deshalb mit 3 Kanäle angenommen.

Zur Bestimmung der Abschwächlänge wurde das Maximum des ADC Spektrums gegen die Messpositionen aufgetragen. Da man ein exponentiellen Abfall der Lichtintensität erwartet, wird an die Daten eine Funktion der Form

$$f(x, t) = p_0 \cdot \exp\left(\frac{x-p_2}{p_1}\right)$$

angefittet. Der Parameter  $p_1$  entspricht der gesuchten Abschwächlänge in [cm].

Folgende Abbildungen zeigen die so bestimmten Werte mit den angepassten Exponentialfunktionen. Es wurde jeweils zwischen den beiden Seiten unterschieden.

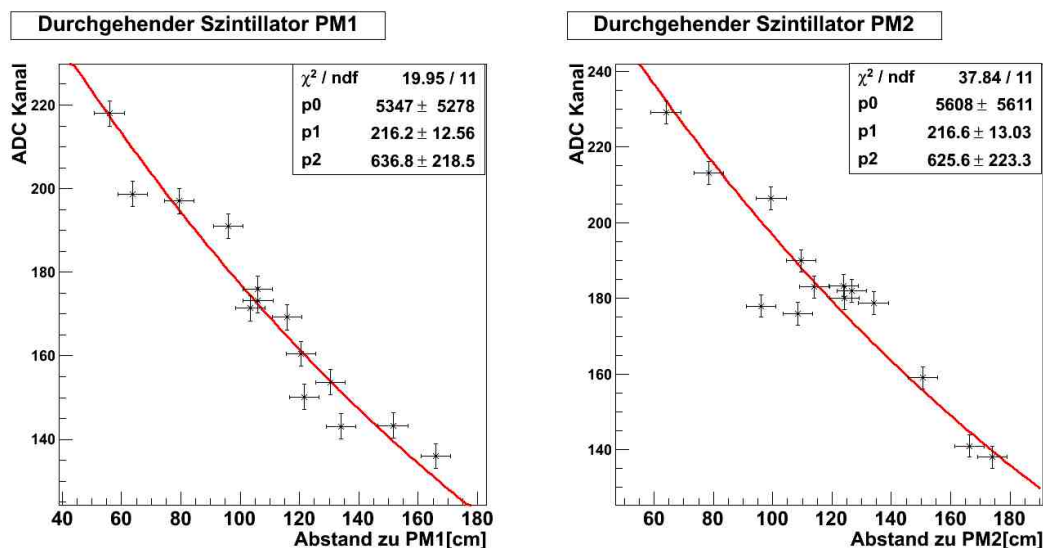


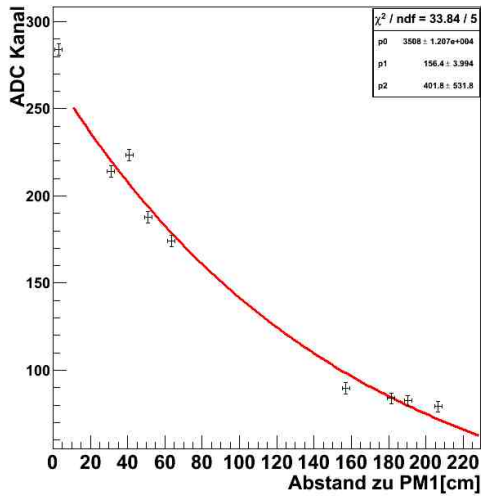
Abbildung 7.5.: Bestimmung der Abschwächlänge des durchgehenden Szintillators

Innerhalb eines Aufbaus sind die ermittelten Werte für die Abschwächlänge ungefähr gleich. Betrachtet man die Abschwächlängen des unterbrochenen Szintillators, so fällt auf, dass die Abschwächlängen für die Seite, an welcher Photomultiplier 2 angeschlossen ist, geringer sind. Dies gilt für die Konfiguration mit und ohne Linsen.

Die ermittelten Abschwächlängen stimmen gut mit Werten überein, welche man aus Simulationen der Szintillatoren erwartet.

Die Bestückung des Luftlichtleiters mit Sammellinsen erwies sich als nicht konstruktiv. Dies wurde ebenso durch die Simulationen gezeigt. Ursache hierfür ist vor allem, ein für die Länge des Luftlichtleiters falsch gewählter Radius der Linse. Darüber hinaus finden weitere Lichtverluste an der zusätzlich eingebrachten Grenzfläche statt.[19]

**Luftlichtleiter PM1**



**Luftlichtleiter PM2**

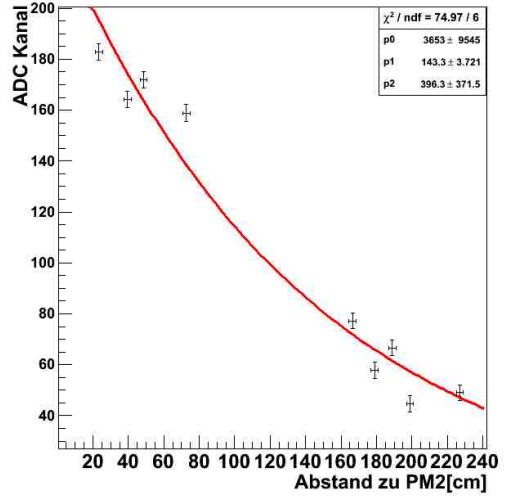
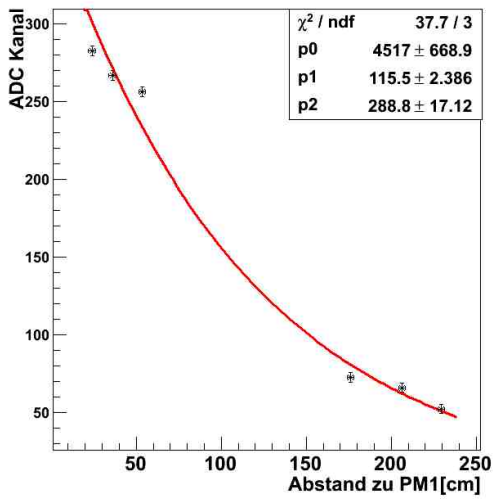


Abbildung 7.6.: Bestimmung der Abschwächlänge des unterbrochenen Szintillators

**Luftlichtleiter mit Linsen PM1**



**Luftlichtleiter mit Linsen PM2**

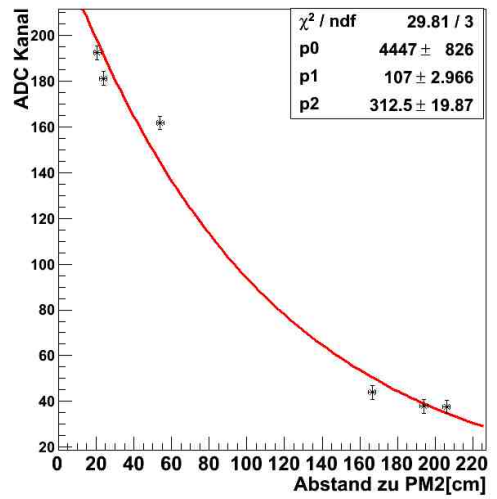


Abbildung 7.7.: Bestimmung der Abschwächlänge des unterbrochenen, mit Linsen bestückten Szintillators



#### 7.1.4. Verhalten der Halbwertsbreite

Neben den ADC Spektren wurden während den Messungen auch TDC Spektren der beiden Kanäle des Prototypen, sowie das des Triggerszintillators aufgenommen. Diese Spektren sollen Aufschluss über Laufzeiten im Prototypen geben und liefern Informationen über die Zeitauflösung. Abbildung 7.5 zeigt ein solches TDC Spektrum. Aufgetragen sind TDC Kanal gegen Anzahl der Messwerte in diesem Kanal. Jeder Kanal entspricht einer Zeit. Während der Messung am MAMI wurde zunächst eine Einstellung von 250 ps/Kanal, später 100 ps/Kanal verwendet. Wie auch bei der Auswertung der ADC Spektren, mußte zur genauen Anpassung der Peak Position der Definitionsbereich der Funktion beschränkt werden.

Je nach gewähltem Intervall verschiebt sich dabei die Position der Funktion um ein bis zwei Kanäle. Aufgrund dessen wurde für ein Fehler von 2 Kanälen bei der Bestimmung der Peakposition angenommen.

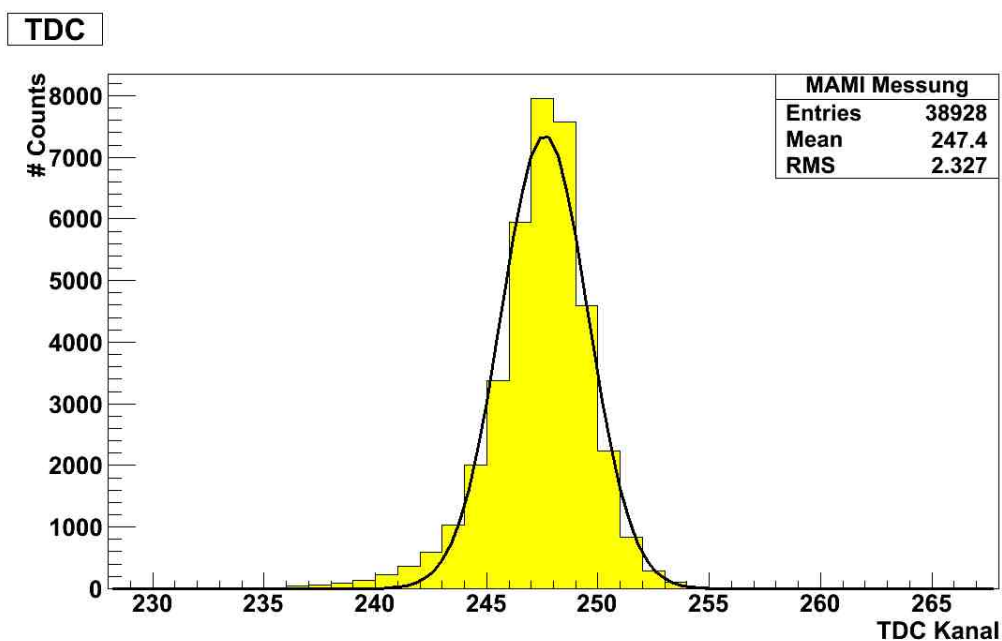


Abbildung 7.8.: TDC Spektrum. Aufgenommen am Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotron bei einer Messposition von 120cm auf dem Szintillator

Das Signal des Triggerzählers dient dabei als Nullpunkt der Zeitmessung. Die Ansprechzeiten des Prototypen sind also relativ zu diesem Startsignal. Durch das Anfitzen von Gauß Verteilungen an die Spektren läßt sich das Verhalten der Halbwertsbreite, abhängig von der Messposition ermitteln. In allen Fällen beobachtet man eine Verbreiterung der Halbwertsbreite mit wachsender Entfernung. Dies läßt sich mit der wachsenden Anzahl an möglichen Wegen im Szintillator erklären.

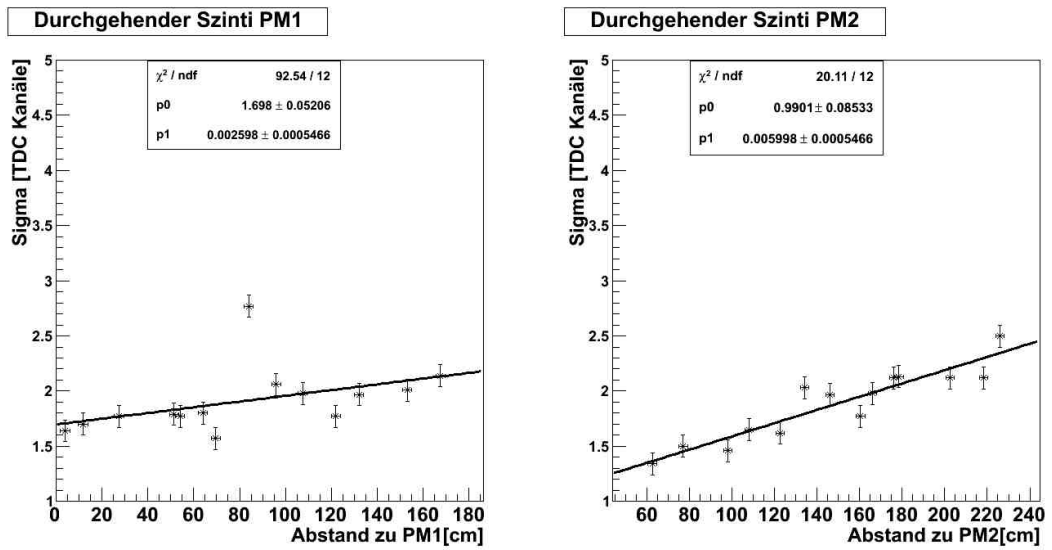


Abbildung 7.9.: Verhalten der Halbwertsbreite für den durchgehenden Szintillator

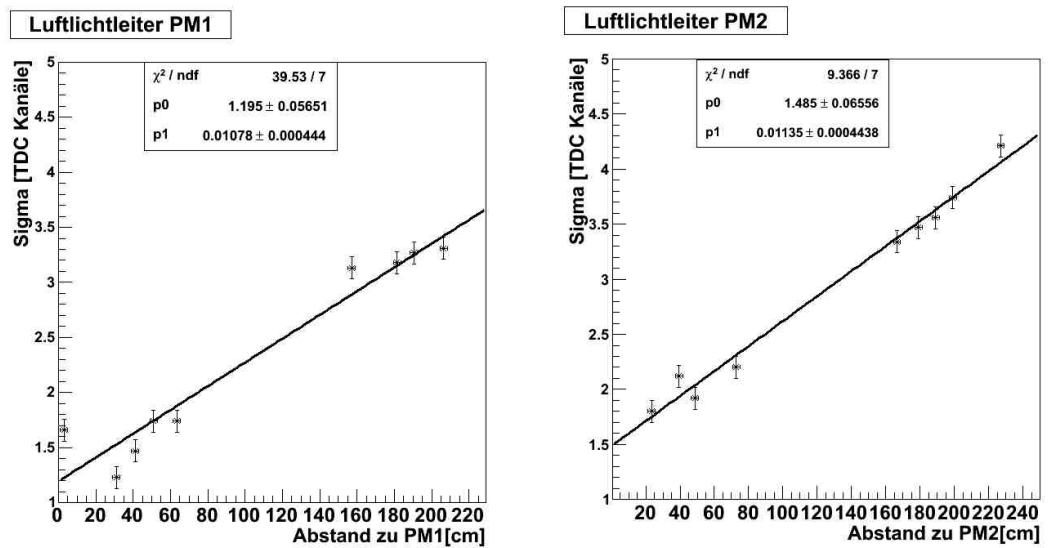


Abbildung 7.10.: Verhalten der Halbwertsbreite für den unterbrochenen Szintillator

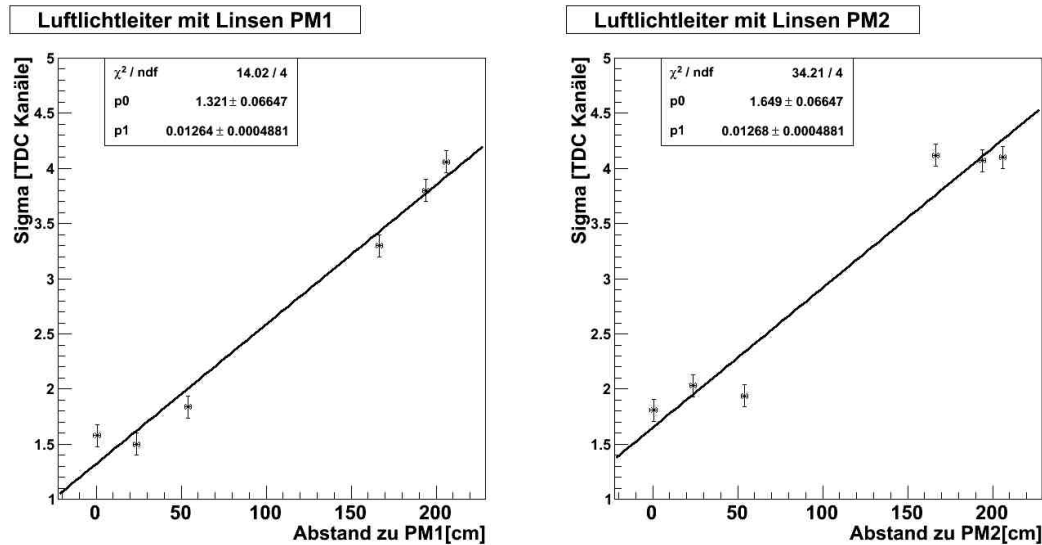


Abbildung 7.11.: Verhalten der Halbwertsbreite für den unterbrochenen, mit Linsen bestückten Szintillator

Im Falle der unterbrochenen Szintillatoren verbreitert sich der TDC Peak durch den Übergang durch ein zusätzliches Medium. Dies fällt nochmals auf, beim Vergleich der Werte des unterbrochenen Szintillators mit und ohne Linse. Auch hier ist, wie auch schon für die Abschwächlänge, eine Verschlechterung zu erkennen.

Betrachtet man den durchgängigen Szintillator, so sieht man, dass hier ein Unterschied in der Steigung der Geraden von einem Faktor zwei besteht. Da dies bei den anderen Aufbauten nicht der Fall ist, die Photomultiplier und Spannungsteiler jedoch die gleichen sind, muss die Ursache hierfür entweder am Szintillator selbst liegen, also zB an Defekten im Szintillator oder an einer schlechten Klebung oder an der Ankopplung des Photomultipliers an den Lichtleiter.

Beispielsweise könnten Luftblasen in der Klebung, was für das Licht eine zusätzliche Grenzfläche die Verbreiterung darstellt, für die höhere Verbreiterung der Halbwertsbreite gesorgt haben.

Bei den unterbrochenen Szintillatoren sieht man, dass die Abhängigkeit der Breite um einen Faktor 2-5 höher ist als bei dem durchgängigen Szintillator. Dies begründet sich vor allem durch die zusätzlich vorhandenen Übergänge zwischen den Medien.

### 7.1.5. effektive Lichtgeschwindigkeit

Zur Bestimmung der effektiven Lichtgeschwindigkeit werden die aufgenommenen TDC-Spektren ausgewertet. Als Laufzeiten der Signale werden die Abstände zwischen Startsignal, ausgelöst durch den Triggerzähler und den Stoppsignalen, ausgelöst durch die

Photomultiplier am Szintillator verwendet. Diese Zeitwerte wurden gegen die jeweiligen Messpositionen in einem Weg-Zeit Diagramm aufgetragen und linear angepasst. Als Funktion wird eine Gerade der Form

$$y = p1 \cdot x + p0$$

verwendet. Die Steigung der Geraden,  $p1$  entspricht der effektiven Lichtgeschwindigkeit.

Folgende Abbildungen zeigen die Ergebnisse. Zu sehen sind alle drei vermessenen Aufbauten mit je zwei ausgelesenen Kanälen.

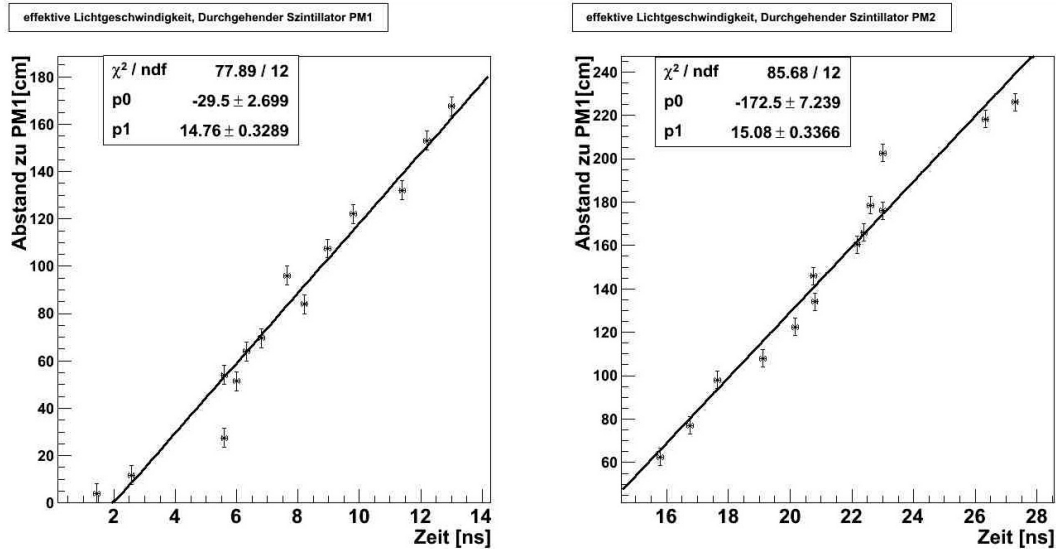


Abbildung 7.12.: Bestimmung der effektiven Lichtgeschwindigkeit für den durchgehenden Szintillator

Wie zu erkennen ist stimmen die Werte im Falle des durchgehenden Szintillators, sowie des Luftlichtleiters mit Linse, im Rahmen der Fehler recht gut überein.

Um die Laufzeiten der Signale korrekt aus den TDC Spektren bestimmen zu können, mußte teilweise eine Korrektur des Walk-Effekts durchgeführt werden. Dieser Effekt beschreibt eine Verschiebung des TDC-Signals, welche durch unterschiedliche Amplituden der Analogsignale verursacht wird. Bevor die Analogsignale an den TDC weiter gegeben wurden, wurden diese über einen Diskriminator mit fest eingestellter Schwelle digitalisiert. Analogsignale mit einer flachen Amplitude erreichen die eingestellte Schwelle zu einem späteren Zeitpunkt. Insofern erwartet man eine Verschiebung der TDC- Werte vor allem für Signale mit niedrigen Energien, was mit einem niedrigen ADC Kanal gleichzusetzen ist. Die folgende Abbildung zeigt eine Messung, bei welcher diese Abhängigkeit gut zu erkennen ist. Aufgetragen sind die Werte des ADCs gegen die des TDCs.

Um den Walkeffekt zu korrigieren, wurden bei der Bestimmung der Laufzeiten die TDC Werte der hohen ADC Werte verwendet. Hierzu wurde diese anhand einer parallelen zur

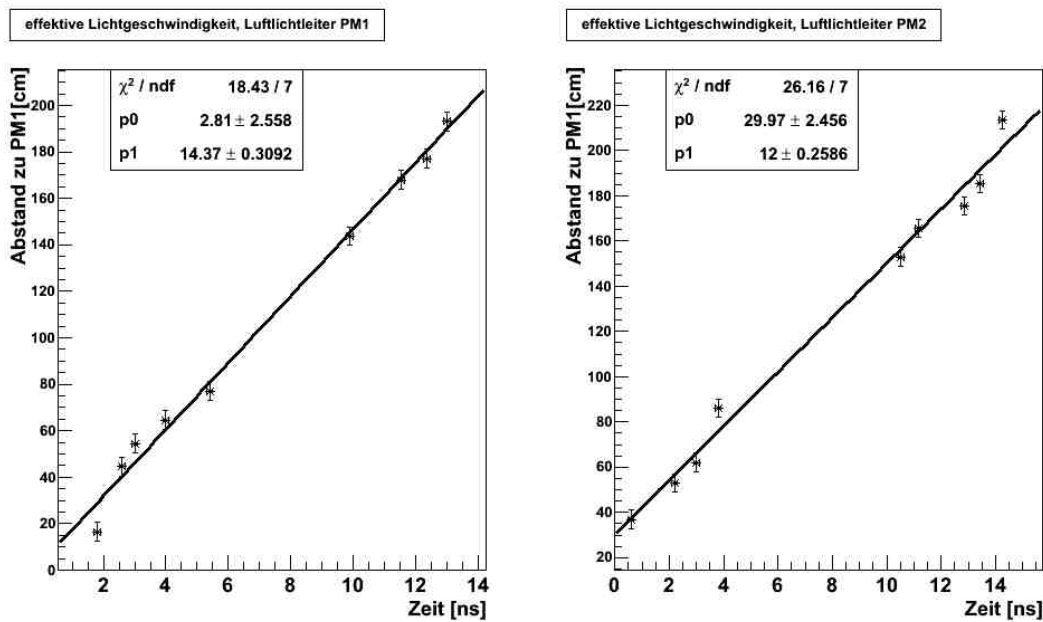


Abbildung 7.13.: Bestimmung der effektiven Lichtgeschwindigkeit für den unterbrochenen Szintillator

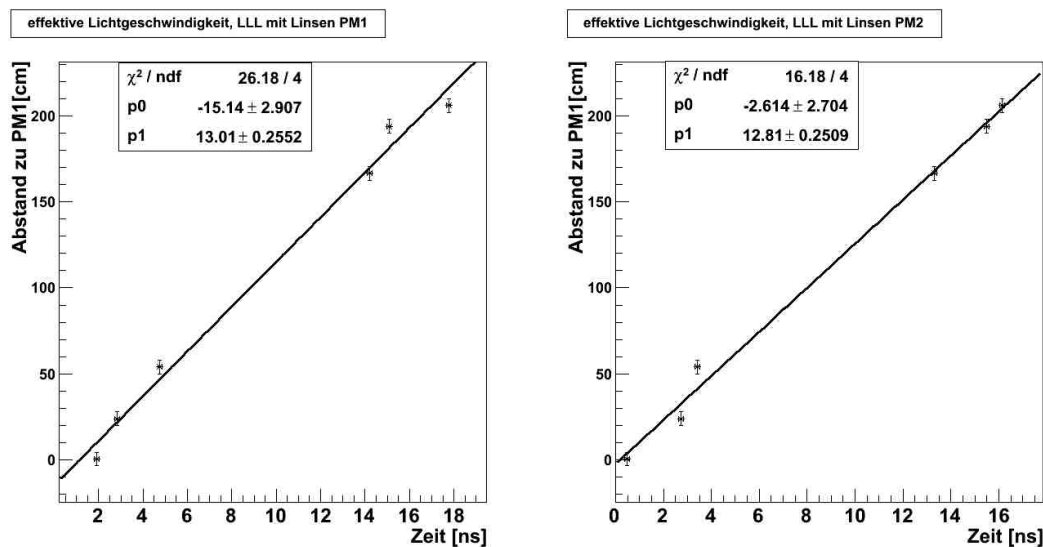


Abbildung 7.14.: Bestimmung der effektiven Lichtgeschwindigkeit für den unterbrochenen, mit Linsen bestückten Szintillator

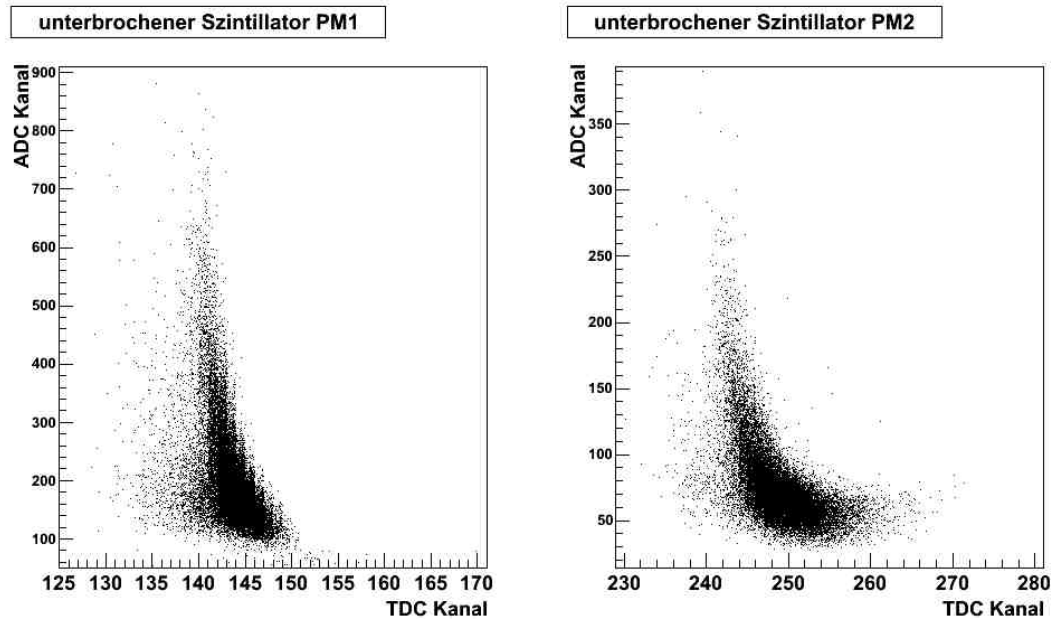


Abbildung 7.15.: Walkeffekt bei einer Messung mit dem unterbrochenen Szintillator. Aufgetragen sind ADC gegen TDC Werte

Abszisse, welche durch den konstanten Ast der Werte verläuft, auf kleine ADC-Werte extrapoliert.

## 7.2. Messungen mit kosmischen Myonen

Da die emittierten Elektronen des Präparats keine hinreichende Energie besitzen um zusätzliche Triggerzähler zu verwenden, wurden neben den Messungen mit Präparat noch weitere Messungen mit kosmischen Myonen durchgeführt.

Diese besitzen eine hinreichend große Energie, um mehrere Schichten Szintillator zu durchqueren. Somit kann ein Aufbau, ähnlich dem während der MAMI Strahlzeit verwendet werden und damit die Ergebnisse aus diesen Messungen überprüft werden.

Zur Bestimmung des Triggerpunktes werden bei den Messungen zwei zusätzliche Szintillatoren verwendet. Diese werden unterhalb und oberhalb des jeweiligen Messpunktes platziert.

Es wurden Szintillatoren mit einer Fläche von  $2\text{cm} \times 7\text{cm}$  verwendet, an welchen ein Photomultiplier XP1912 der Firma Photonis angeschlossen war. Betrieben wurden diese bei einer Spannung von  $U_{XP1912} = 1300\text{V}$ .

Der Fehler der Messposition ergibt sich aus der Breite des Triggerzählers und beträgt somit  $\Delta x = 2\text{cm}$ . Um eine hinreichende Statistik zu erreichen wurden pro Position eine

Messdauer von 10 Stunden gewählt. Bei einer Rate von ca  $0,2 \text{ Hz}$  erreicht man somit eine mittlere Anzahl an Ereignissen von ca 7000.

Ein Teilchen, welches beide Triggerszintillatoren durchquert, liefert durch die Koinzidenz ein positives Triggersignal. In diesem Fall werden beide Signale des Prototyps, welche an einem TDC bzw ADC anliegen, ausgelesen.

### 7.2.1. Abschwächlänge

Zur Bestimmung der Abschwächlänge wurden die ADC Spektren ausgewertet. Hierzu wurden, wie auch im Falle der MAMI Messung, die Spektren mit einer Landau Funktion angepasst. Die Position der Peaks wurde gegen die Position auf dem Szintillator aufgetragen. Folgender Plot zeigt ein typisches ADC Spektrum mit angepasster Landauverteilung.

Insgesamt wurden acht Messpositionen aufgenommen. Unten stehende Abbildung zeigt das Ergebnis der Messung.

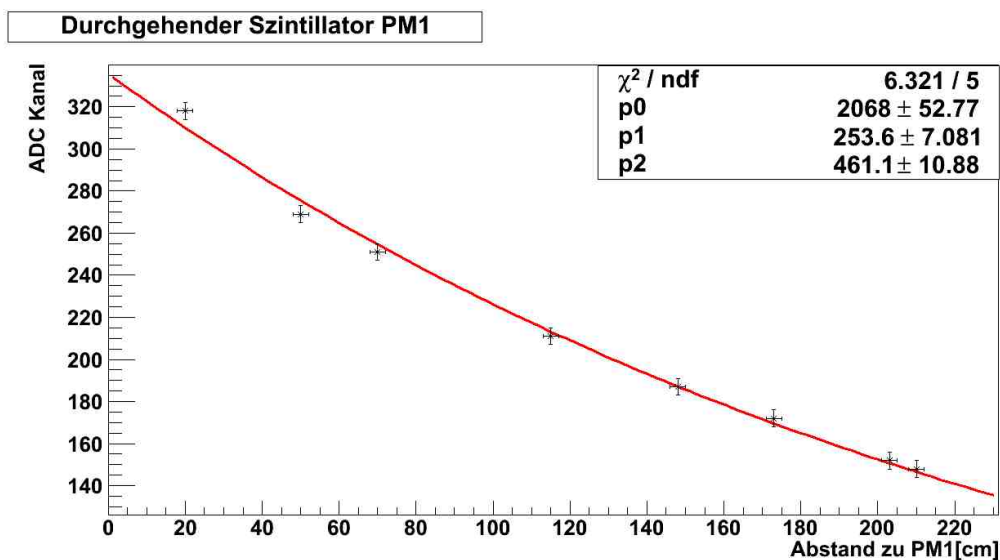


Abbildung 7.16.: Bestimmung der Abschwächlänge aus der Messung mit kosmischen Myonen. Der Parameter p1 [cm] entspricht der Abschwächlänge

### 7.2.2. Zeitauflösung

Zur Bestimmung der Zeitauflösung des Prototypen wurden die TDC Spektren der Messung ausgewertet. Als Startzeitpunkt wurde die Koinzidenz der beiden Triggerszintillatoren verwendet. Die TDC Spektren zeigen dann die relative Ankunftszeit der Signale

des Prototypen zu diesem Startzeitpunkt.

Abbildung 7.17 zeigt ein aufgenommenes TDC Spektrum bei einer Position auf dem Szintillator von  $x = 200 \text{ cm}$

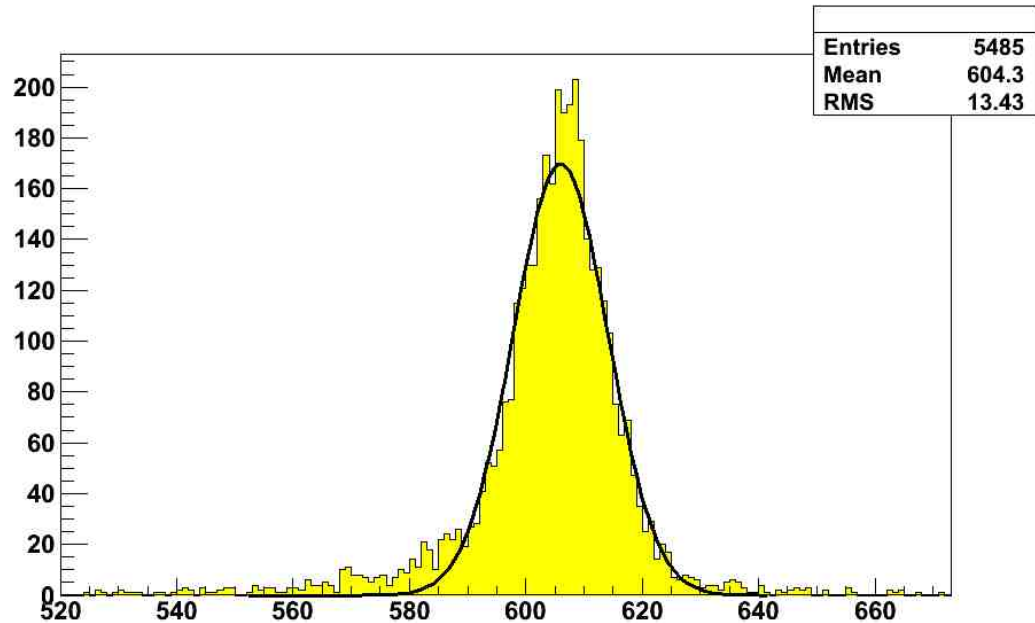


Abbildung 7.17.: TDC Spektrum aus Messung mit kosmischen Myonen. Angefittet ist eine Gauß-Verteilung

Um die Zeitauflösung bestimmen zu können, wurden die Spektren mit einer Gauß-Verteilung angepasst. Die Standardabweichung  $\sigma^2$  dieser Verteilung ist gegeben durch die kombinierten Zeitauflösungen von Prototyp und Triggerzähler[11]:

$$\sigma_{1,2}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2$$

Insgesamt wurden drei Zeiten aufgenommen. Zum einen die Ankunftszeiten der beiden Kanäle des Prototypen und zum anderen die Ankunftszeit eines der Triggerzähler. Um den Einfluss des Triggerzählers heraus rechnen zu können, müssen drei verschiedene Messungen verknüpft werden.

Aus den Messungen erhält man die Kombinationen

$$t_1 = t(\text{Trigger1}) - t(\text{Prototyp})$$

$$t_2 = t(\text{Trigger2}) - t(\text{Prototyp})$$



$$t_3 = t(\text{Trigger1}) - t(\text{Trigger2})$$

Aus diesen Spektren erhält man durch anfitten der Gauß-Verteilungen drei verschiedene Standardabweichungen:

$$\sigma^2(T1, P) = \sigma^2(T1) + \sigma^2(P)$$

$$\sigma^2(T2, P) = \sigma^2(T2) + \sigma^2(P)$$

$$\sigma^2(T1, T2) = \sigma^2(T1) + \sigma^2(T2)$$

Verknüpft man diese Gleichungen, so ergibt sich für die Zeitauflösung des Prototypen  $\sigma(P)$  :

$$\sigma(P) = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot (\sigma^2(T1, P) + \sigma^2(T2, P) - \sigma^2(T1, T2))}$$

Der Fehler für  $\sigma(P)$  berechnet sich mittels Gauss'scher Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der einzelnen Standardabweichungen.

Folgende Tabelle stellt die Ergebnisse der Auswertung zusammen:

Position [cm]	Zeitauflösung [ps]
20	262,14 ±53, 64
115	245,5 ±55, 42
148	258,6±54
173	266,1 ±53, 25
203	261,2 ±53, 24
210	257,7 ±54, 1

### 7.2.3. effektive Lichtgeschwindigkeit

Zur Bestimmung der effektiven Lichtgeschwindigkeit wurden die TDC Spektren der Messung ausgewertet. Die Vorgehensweise ist dabei identisch mit jener bei den Messungen am Mainzer Mikrotron. Aus der Position des Maximums der Verteilung wurde die Zeit bestimmt. Diese Zeiten wurden gegen die jeweiligen Messpositionen auf dem Szintillator aufgetragen und linear angepasst. Folgende Abbildung zeigt die gewonnenen Daten mit linearem Fit.

Wie in Abbildung 7.18 zu erkennen ist stimmen die Werte der effektiven Lichtgeschwindigkeit im Rahmen der Fehler überein. Zum Vergleich mit den Daten aus anderen Messungen wird das Ergebnis gemittelt. Der Fehler ergibt sich aus der Standardabweichung. Man erhält eine effektive Lichtgeschwindigkeit von

$$c_{eff} = 15,63 \pm 0,23 \frac{cm}{ns}$$

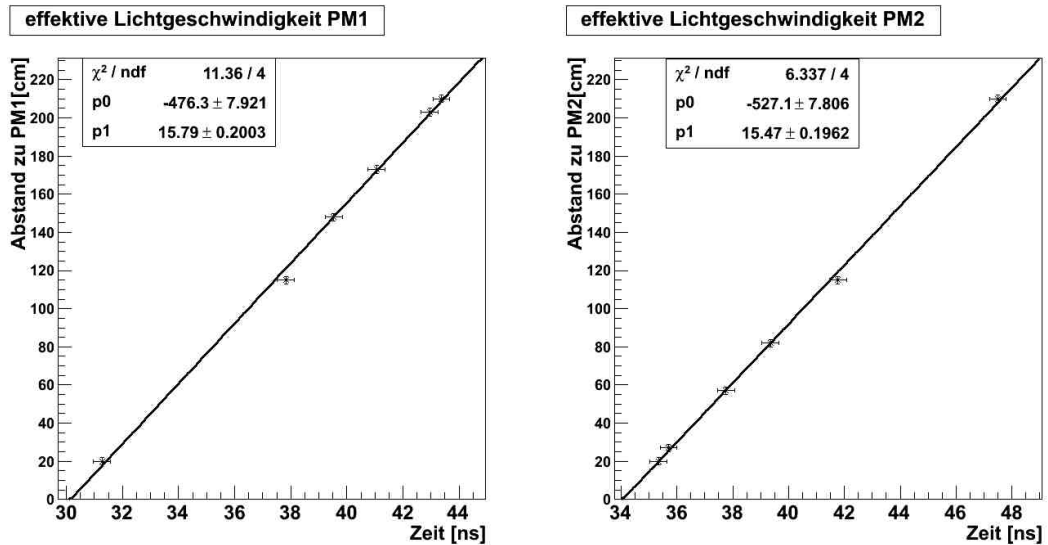


Abbildung 7.18.: Weg-Zeit-Diagramm aus der Messung mit kosmischen Myonen. Die Messwerte wurden mit einer linearen Funktion angepasst.

### 7.3. Messungen mit Präparat

Neben den Messungen am Elektronenstrahl wurden weitere Messungen mit einem Bismut-207 Präparat durchgeführt. In Abbildung 7.19 ist das Zerfallsschema zu sehen. Wie man erkennt zerfällt Bismut-207 über Elektronen-Einfang in Blei-207. Nachdem der Kern ein Elektron eingefangen hat wird die Anregungsenergie auf eine Hüllenelektron abgegeben. Dieses wird dann mit diskreter Energie emittiert. Darüber hinaus entstehen beim Zerfall noch Photonen, welche aber aufgrund der geringen Energiedeposition im Szintillator für Messungen ungeeignet sind.

Der Messaufbau entsprach im Wesentlichen dem der Mamimessung. Aufgrund der niedrigen Energie des Präparats war ein Triggern mit einem externen Trigger nicht möglich. Deshalb wurde mit einem der beiden Signale des Prototypen getriggert. Dies hat zur Folge das nur einer der beiden TDC-Kanäle ein Spektrum mit verwendbaren Informationen ausgibt.

Wie auch bei der Messung am MAMI, wurden bei verschiedenen Positionen ADC und TDC Spektren aufgenommen. Diese wurden zur Bestimmung von Zeitauflösung und Abschwächlänge ausgewertet.

#### 7.3.1. Abschwächlänge

Zur Bestimmung der Abschwächlänge des Szintillators wurden die Peaks der aufgenommenen ADC-Spektren mit Gauß-Funktion angefitet. Wie man in Abbildung 7.20 erkennen

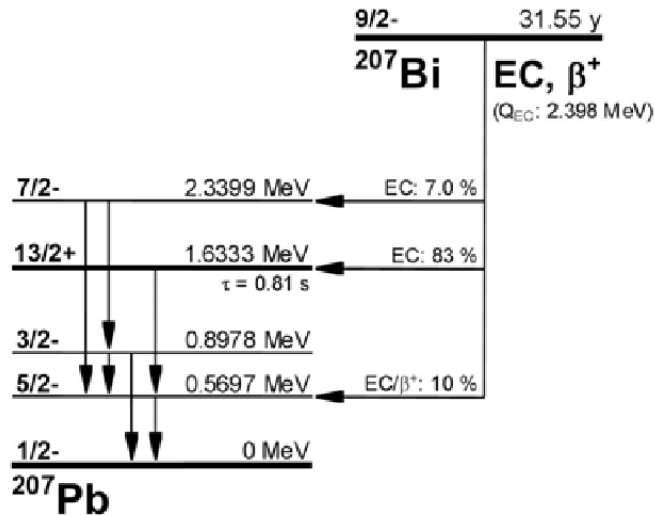


Abbildung 7.19.: Zerfallsschema von Bi-207

kann, werden durch den Szintillator zwei Peaks in der Verteilung aufgelöst. Zur Bestimmung der Abschwächlänge wurde der energiereichere Peak angepasst.

Leider ließen sich die Peaks ab einer Messposition von ca 40 cm nicht mehr voneinander unterscheiden. Wie man in unten stehender Abbildung sieht, ist die Lichtausbeute in einem Energiebereich von weniger als 20 MeV sehr gering. Die emittierten Elektronen des Bismut Präparates liegen im Bereich von 1-2 MeV. Insofern ist eine Unterscheidung der Peaks, sowie eine Separation des Spektrums vom Untergrund nur an den äußeren Positionen des Szintillators möglich.

Eine Bestimmung der Abschwächlänge mit Hilfe des Präparates ist daher nicht möglich.

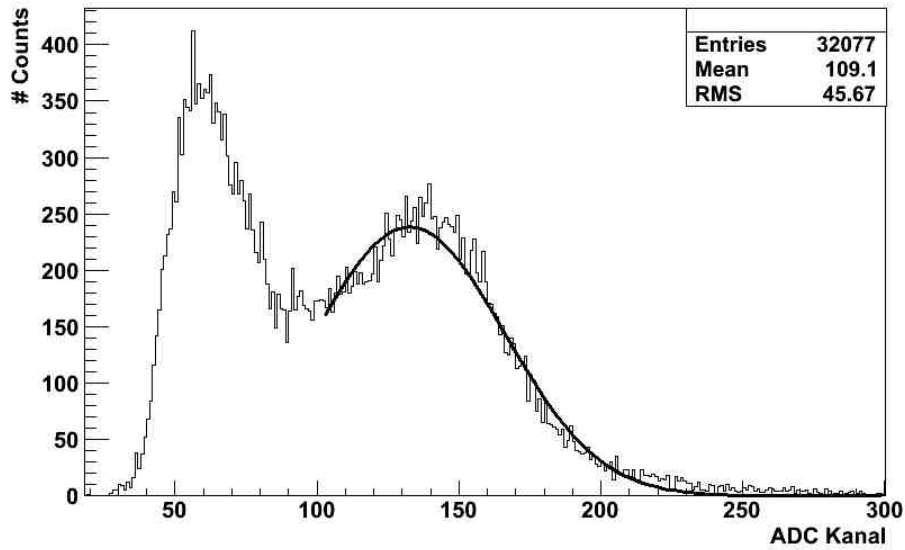


Abbildung 7.20.: ADC Spektrum aus der Messung mit Bi-207, angepasst mit einer Gauss-Verteilung

### 7.3.2. Zeitauflösung

Da prinzipiell eine genaue Bestimmung der Zeitauflösung mit einem Messaufbau wie er hier verwendet wurde nicht möglich ist, kann nur eine obere Abschätzung der Zeitauflösung gewonnen werden.

Hierzu wurden an die aufgenommenen TDC-Spektren Gauß-Funktionen gefittet.

Aufgrund des identischen Aufbaus beider Seiten des Szintillators kann man die Halbwertsbreiten der TDC Spektren beider Seiten gleichsetzen und erhält folgenden Zusammenhang:

$$\sigma_{1,2}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 = \sigma_1^2 + \sigma_1^2 = \sigma_2^2 + \sigma_2^2 = 2\sigma_1^2 = 2\sigma_2^2$$

$$\rightarrow \sigma_{1,2} = \sqrt{2}\sigma_1 = \sqrt{2}\sigma_2$$

Wie man in Abbildung 7.13 erkennt, erreicht die Zeitauflösung ca. in der Mitte des Szintillators ein Minimum von  $\sigma = 352 \pm 5 \text{ ps}$ . Dies lässt sich leicht dadurch erklären, dass beide Signale die gleiche Laufzeit haben und somit die gleiche Verbreiterung erfahren.

Bewegt man sich mit der Messposition weiter in Richtung eines Endes, so verbreitert sich das Signal des entfernteren Photomultipliers und die Breite des resultierenden Signals steigt.

Was zusätzlich auffällt in diesem Plot ist ein Sprung der Halbwertsbreite um ca.  $15 \text{ ps}$

### Premium Plastic Scintillators Response to Atomic Particles

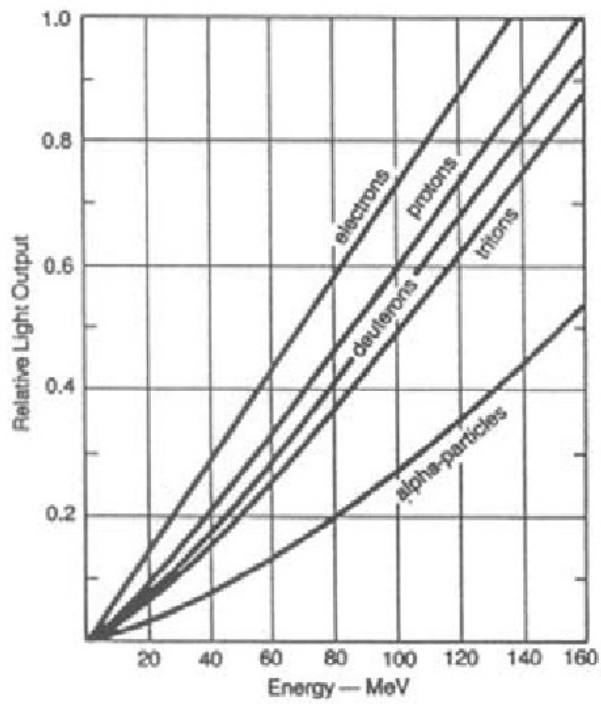


Abbildung 7.21.: Lichtausbeute von BC 408 beim Durchgang verschiedener Teilchen.

Bismut.jpg

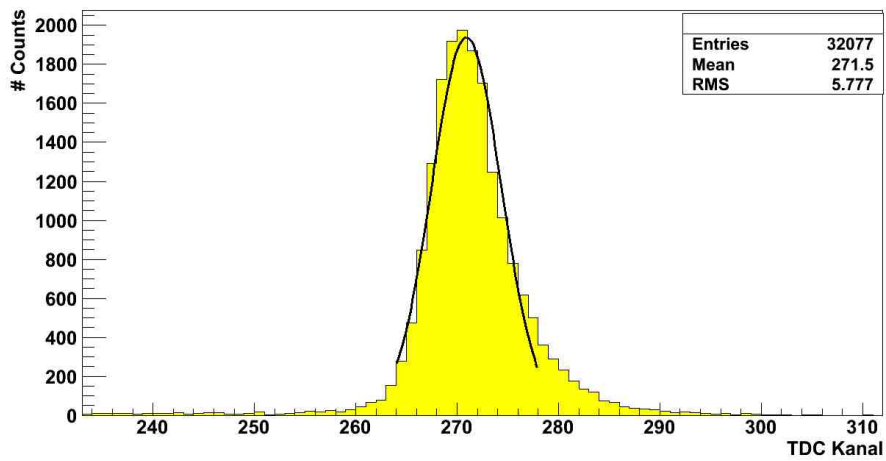
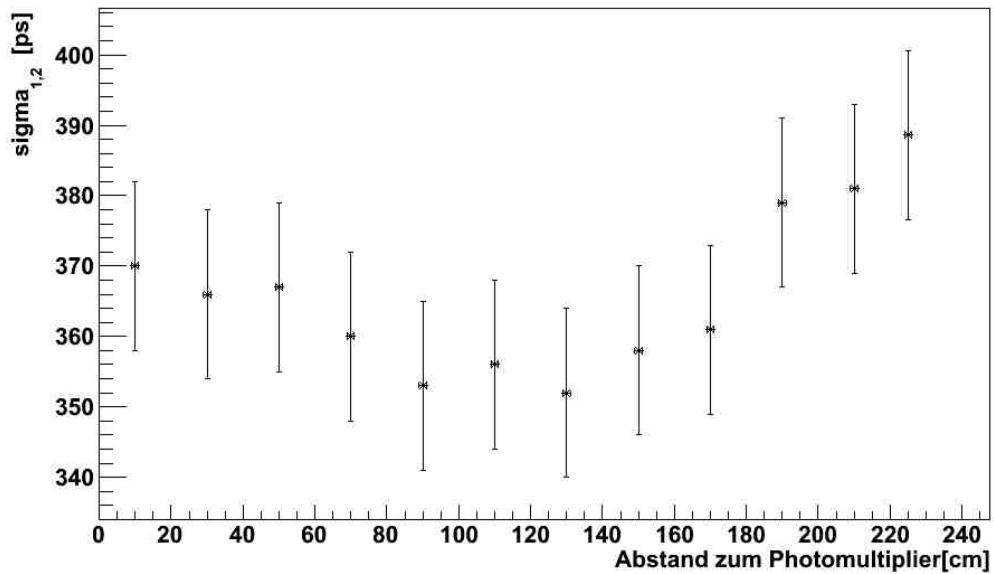


Abbildung 7.22.: Aufgenommenes TDC Spektrum aus der Messung mit Bismuth

Verhalten der Halbwertsbreite gegen die Messposition bei Messungen mit Bismut-207



bei  $x = 190 \text{ cm}$ . Dies könnte auf ein Defekt im Szintillator im Bereich  $x = 170 \text{ cm}$  bis  $x = 190 \text{ cm}$  hindeuten, was eine Verbreiterung des Signals erklären könnte.

## 7.4. Zusammenfassung der Ergebnisse

Zur besseren Vergleichbarkeit sind nachfolgend die Ergebnisse aus den verschiedenen Messungen nochmals zusammen gefasst. Wenn mehrere Werte für eine Messung zur Verfügung standen, so wurden die unten angegebenen Ergebnisse mit dem gewichteten Arithmetischen Mittel berechnet.

### Abschwächlänge

	Durchgehender Szintillator	Luftlichtleiter	Luftlichtleiter mit Linsen
MAMI Messung [cm]	$216,47 \pm 15,1$	$148,15 \pm 19,98$	$111,25 \pm 14,55$
Messung mit kosmischen Myonen [cm]	$253,6 \pm 8,9$		

### effektive Lichtgeschwindigkeit

	Durchgehender Szintillator	Luftlichtleiter	Luftlichtleiter mit Linsen
MAMI Messung [cm/ns]	$14,92 \pm 1,13$	$13,09 \pm 0,43$	$12,93 \pm 0,62$
Messung mit kosmischen Myonen [cm/ns]	$14,88 \pm 0,81$		

## Zeitauflösung

	Durchgehender Szintillator	Luftlichtleiter	Luftlichtleiter mit Linsen
Messung mit Bi-207 [ps]	$\leq 353,2 \pm 11,92$		
Messung mit kosmischen Myonen [ps]	$245,5 \pm 55,42$		





## 8. Erste Daten aus Genf

Während des Transversity Runs 2010 wurden erste Daten mit den neuen Hodoskopen H1 und H2 aufgezeichnet. Eine erste Betrachtung der Rohdaten konnte mit „Cool“, eine Analysesoftware von Compass, durchgeführt werden.

### Teilchenrate

Abbildung 8.1 zeigt die Teilchenrate im Hodoskop bei einem Teilchenfluss von  $10^8$  Teilchen pro Spill. In der Abbildung aufgetragen sind Anzahl der Teilchen pro Spill gegen die Kanäle von H1. Gut zu erkennen ist die höhere Rate in den mittleren Kanälen nahe des Strahls. Dies bestätigt nochmals, dass eine Lichtleitung über das Luftloch, welches sich in den Kanälen 15 bis 19 befindet, gut funktioniert. Die äußeren Kanäle registrieren wie erwartet einen geringeren Teilchfluss. Darüber hinaus erkennt man, dass Kanal 23 scheinbar nicht funktioniert. Ursache hierfür könnte ein defekter Photomultiplier sein.

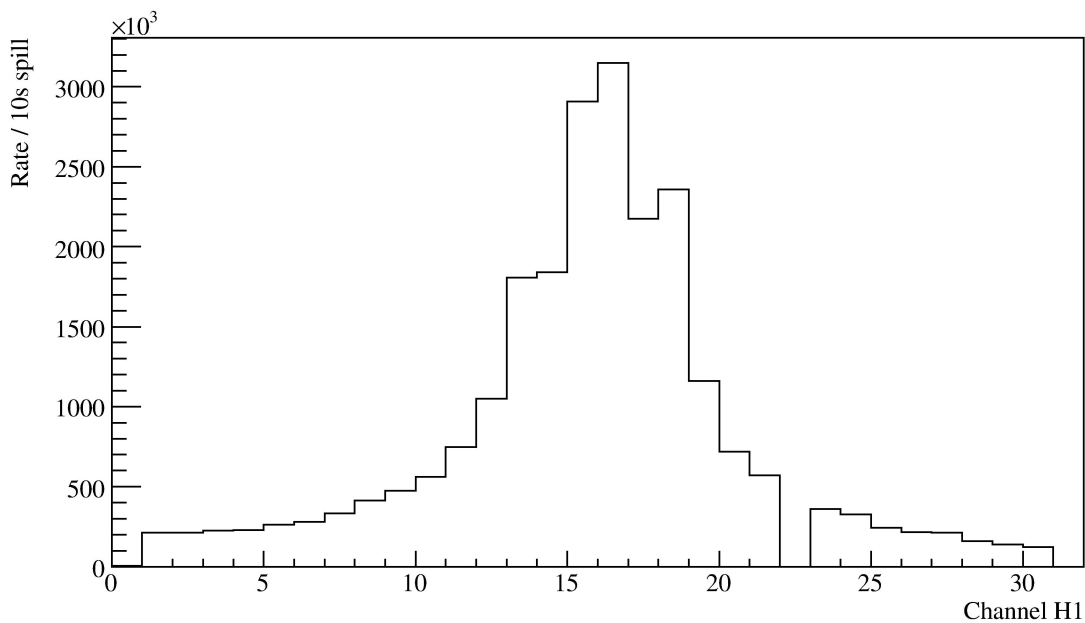


Abbildung 8.1.: Teilchenraten pro 10 Sekunden Spill in den Kanälen von H1

## Zeitauflösung

Abbildung 8.2 zeigt das TDC Spektrum von Kanal 16 des H1 Hodokops. Aufgetragen sind die Anzahl der Teilchendurchgänge in Kanal 16 gegen den Zeitpunkt des Durchgangs relativ zum Triggerzeitpunkt. Hier zu erkennen ist, dass der Teilchendurchgang bereits ca. 837 ps vor dem Auslösen des Triggers stattfindet. Die Breite der Verteilung mit  $\sigma = (0,718 \pm 0,0004) \text{ ps}$  resultiert aus der nachgeschalteten Elektronik.

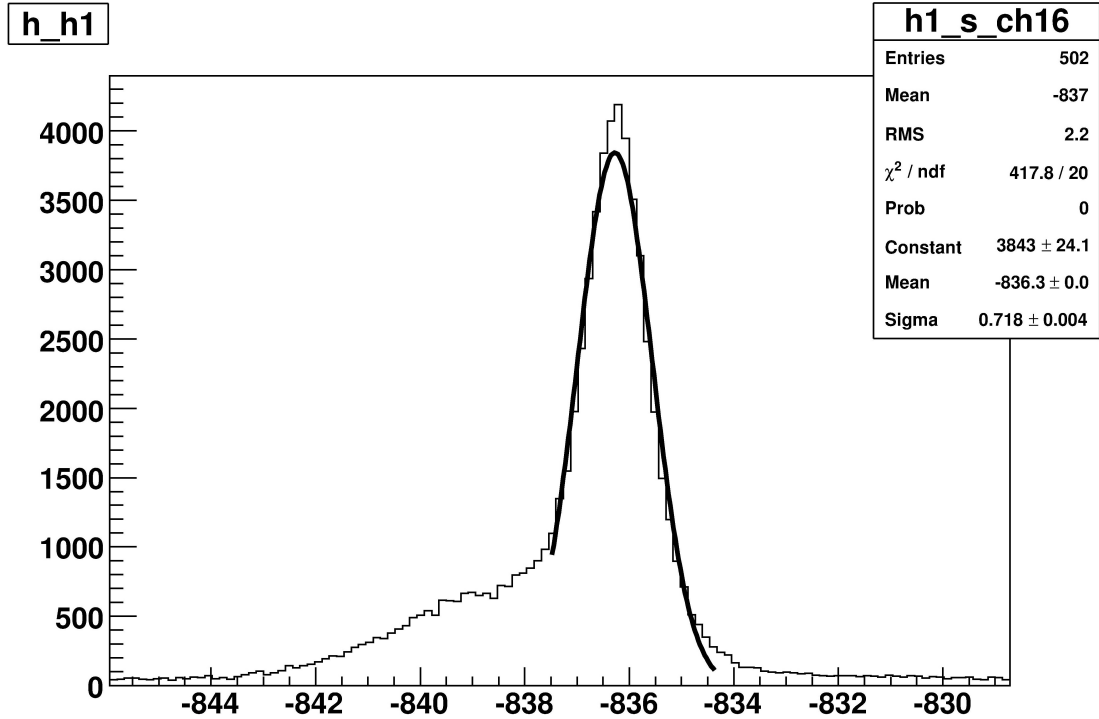


Abbildung 8.2.: TDC Spektrum eines durchgehenden Szintillators

## Ortsinformation der Hits

Betrachtet man die beiden TDC-Spektren der linken und rechten Seite eines Szintillators, so kann man durch Bildung der Differenz  $t_1 - t_2$  Informationen über die Laufzeitdifferenzen im Szintillator erhalten. Nach Multiplikation mit der effektiven Lichtgeschwindigkeit kann man daraus eine Abschätzung über den Ort des Teilchendurchgangs erhalten. Abbildung 8.3 zeigt ein Spektrum, welches man aus dieser Berechnung erhält. Gezeigt ist ein durchgehender Szintillator. Aufgetragen sind die Anzahl der Teilchendurchgänge gegen die Differenz der Ankunftszeiten im TDC. Man erkennt, dass im mittleren Bereich des Szintillators ( $t_1 - t_2 \approx 0$ ) die Rate entsprechend der Nähe zum Strahl, höher ist. Abbildung 8.4 zeigt die gleiche Messung für einen Kanal mit Luftlichtleiter. Diesen kann man im Spektrum gut erkennen. Dass im Bereich des Luftlichtleiters Treffer durch Teilchen angezeigt werden, resultiert aus der Auflösung des Szintillators. Es handelt es sich dabei nicht um echte Treffer.

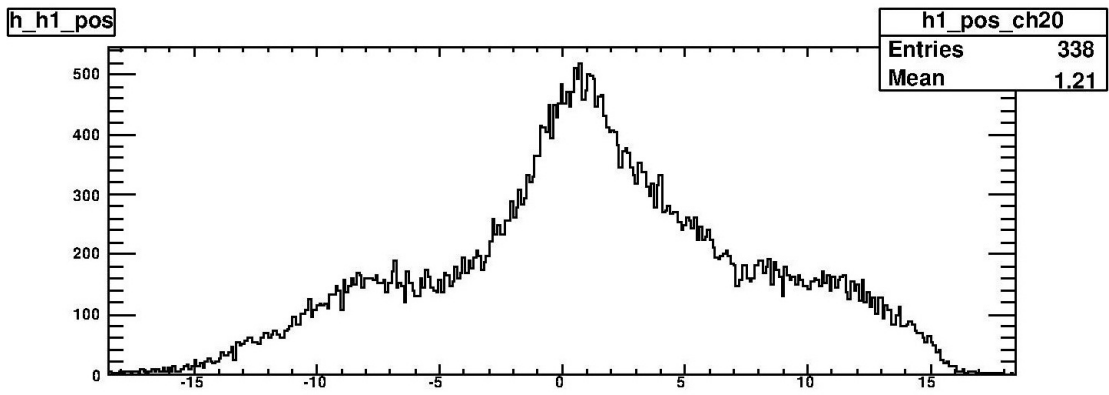


Abbildung 8.3.: Position der Hits in einem durchgehenden Szintillator

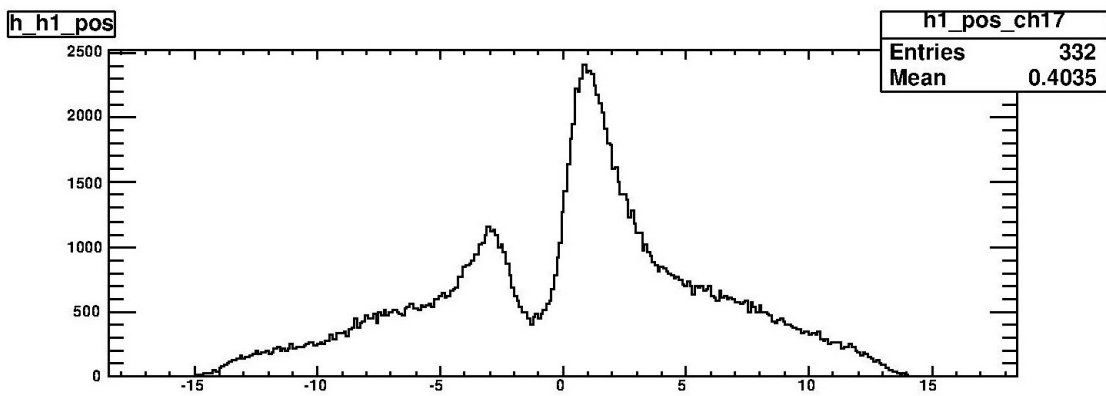


Abbildung 8.4.: Position der Hits in einem unterbrochenen Szintillator



## 9. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde dazu beigetragen, den Trigger des Large Angle Spektrometers am Compass Experiment durch zwei Hodoskope zu erweitern. Insbesondere wurde am Aufbau und der Installation des ersten Hodoskops H1 mitgewirkt.

Die Erweiterung der ersten Spektrometerstufe ist für zukünftige Experimente notwendig, da diese eine höhere Rate an gestreuten Myonen in jenem Winkelbereich erwarten lassen, welcher durch die neuen Hodoskope abgedeckt wird.

Die Fertigung der Elemente erfolgte im Detektorlabor am Institut für Kernphysik der Uni Mainz. Dies umfaßte vor allem das Kleben der Lichtleiter an die Szintillatoren. Darüber hinaus wurden die Elemente in Mylarfolie und Lichtdichter Folie eingepackt. Im Mai 2010 wurden diese 32 Elemente im Detektorlabor von Compass in 5 Pakete zusammengefasst und im Rahmen des Hodoskops installiert. Der Einbau in das Spektrometer erfolgte Anfang Juni 2010.

Zur Charakterisierung der verwendeten Elemente wurden diese im Zuge einer zweitägigen Strahlzeit am Mainzer Mikrotron untersucht. Darüber hinaus wurden Messungen mit einem Radioaktiven Präparat, sowie mit kosmischen Myonen durchgeführt. Aus diesen Messungen wurden die Abschwächlänge der Szintillatoren, die Zeitauflösung und effektive Lichtgeschwindigkeit bestimmt. Die Funktion des Luftlichtleiters wurde ebenfalls untersucht.

Zur Datenerfassung wurde eine Software geschrieben, welche einen verwendeten CAMAC-PC ausliest und die erfassten Daten speichert.

Während des Transversity Runs 2010 wurden erste Daten in Genf genommen. Diese konnten mit dem Analysetool Cool ausgewertet werden, was erste Erkenntnisse über das Verhalten des Hodoskops im Spektrometer lieferte.

Zukünftige Experimente wie Drell-Yan oder DVCS werden weitere Erkenntnisse über die Funktion der Hodoskope liefern und von deren Existenz profitieren.



## A. weitere Bilder



Abbildung A.1.: Messaufbau während den Messungen am Mainzer Mikrotron. Zu sehen ist der waagrecht aufgebaute Szintillator



Abbildung A.2.: Unterer Teil des Luftlichtleiters mit aufgeklebten Linsen während der Messung am Mainzer Mikrotron





Abbildung A.3.: Installation von H1 in der Experimentierhalle. Hier wird H1 gerade per Kran über die Strahlenschutzbarriere gehoben.



Abbildung A.4.: Installation des Hodoskopes zwischen den umgebenden Detektoren

## B. technische Zeichnungen

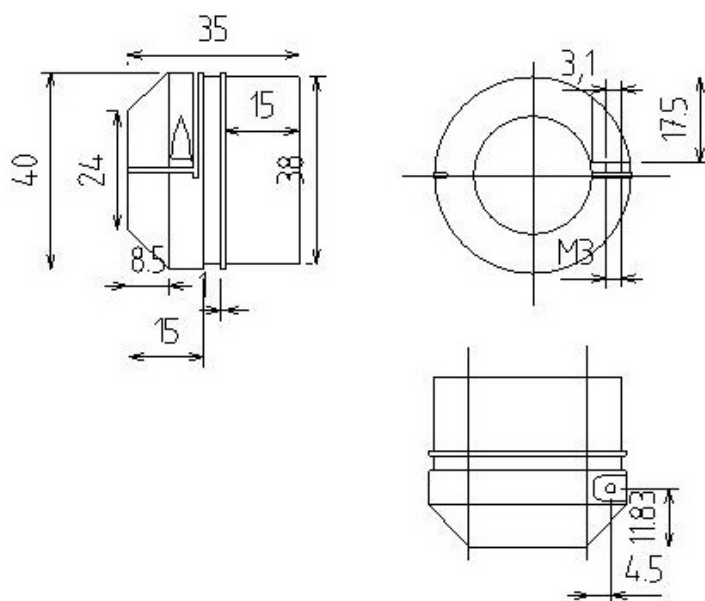


Abbildung B.1.: Obere Endkappe

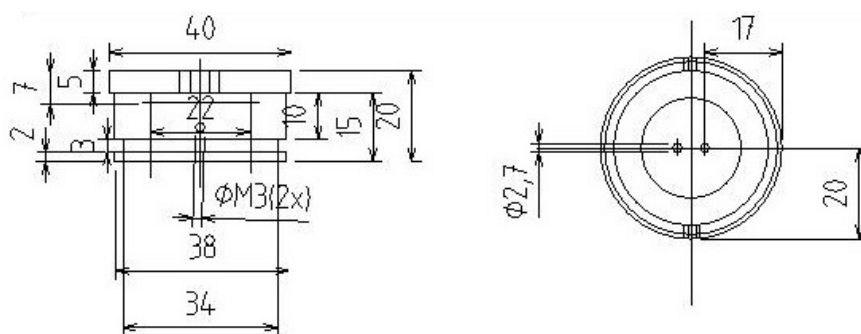


Abbildung B.2.: Untere Endkappe

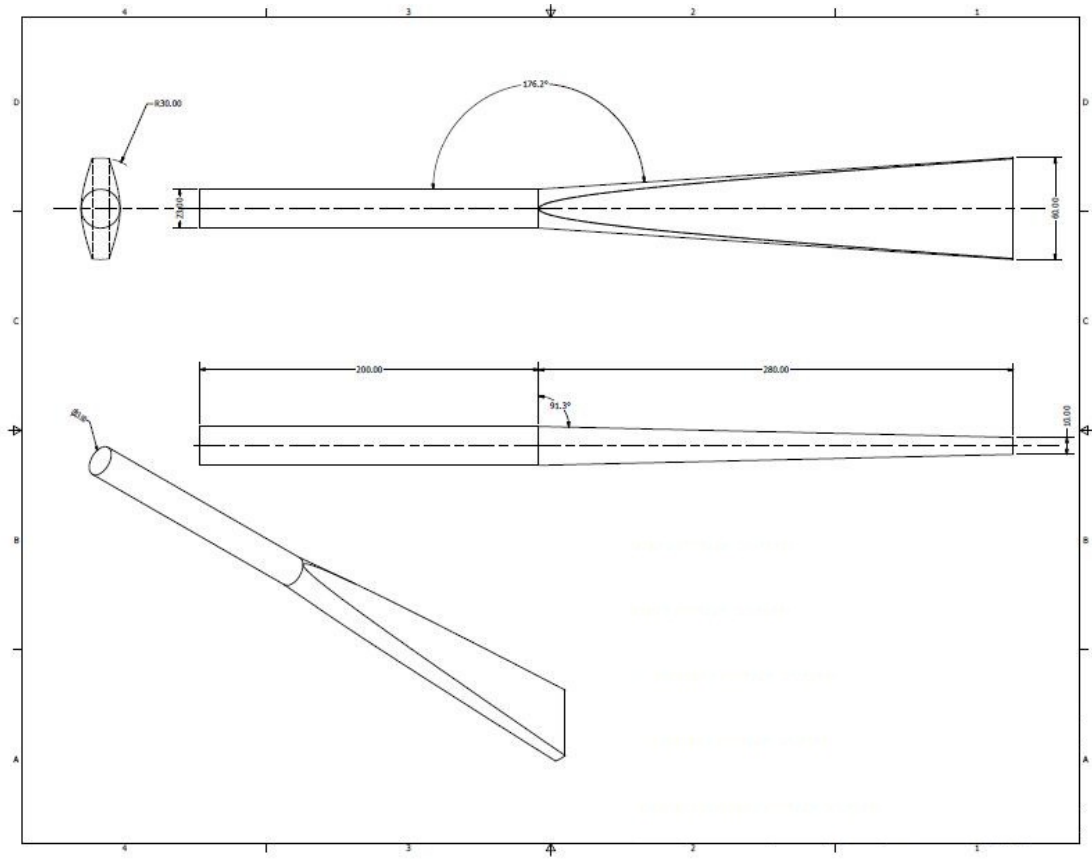


Abbildung B.3.: Zeichnung des Lichtleiters

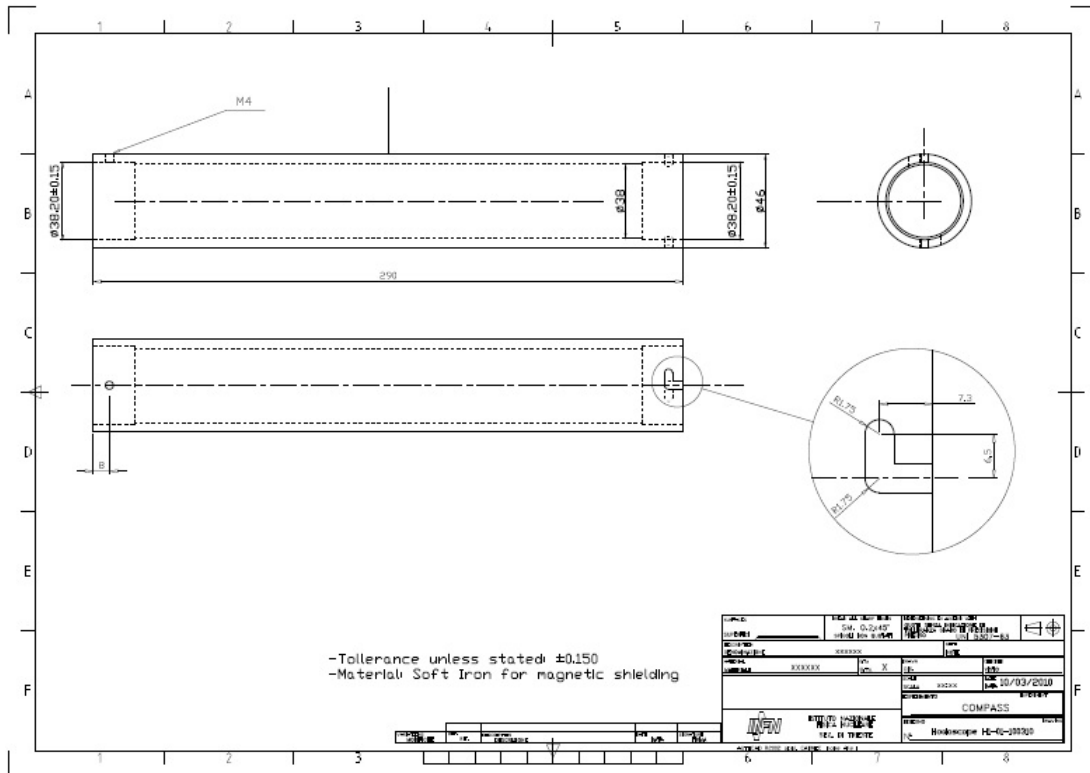


Abbildung B.4.: Zeichnung der Weicheisenabschirmung



# Literaturverzeichnis

- [1] R. P. Feynman: *Proceedings of the 3rd Topical Conference on High Energy Collision of Hadrons, Stony Brook, N. Y. (1969)*.
- [2] J. D. Bjorken and E. A. Paschos: *Inelastic Electron-Proton and -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon*. Phys. Rev. 185, 1975-1982 (1969)
- [3] M. Gell-Mann: *A Schematic model of baryons and mesons*. Phys. Lett. 8, 1964, 214215
- [4] V. Guzey und T. Teckentrup: Phys. Rev. D 74 (2006) 054027
- [5] The COMPASS Collaboration: *COMPASS-II Proposal*. CERN-SPSC-2010-014 ,SPSC-P-340, May 17, 2010
- [6] The COMPASS Collaboration: *The Compass trigger system for muon scattering*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Resaerch, A 550 (2005) 217-240
- [7] P. Berglund et al.: *Dilution refrigerator for COMPASS polarized target*. Physica B 248-288 (2000) 2012-2013
- [8] F. Gautheron: *THE COMPASS POLARIZED TARGET*. SPIN 2004 Proceedings of the 16th International Spin Physics Symposium and Workshop on Polarized Electron Sources and Polarimeters, (2005) 791-795
- [9] The COMPASS Collaboration: *COMPASS-II Proposal*. CERN-SPSC-2010-014, SPSC-P-340, May 17, 2010
- [10] Jens Barth & Jörg Pretz: *Trigger system in the first spectrometer*. April 23, 2009
- [11] Johannes Benedikt Bernhard: *Aufbau des inneren Rings eines Recoildetektors am COMPASS-Experiment*. Dezember, 2007
- [12] Andreas Teufel: *Entwicklung und Bau von Hodoskopen aus szintillierenden Fasern für das COMPASS-Experiment*. 2003
- [13] Carolin Kurig: *Aufbau, Test und Weiterentwicklung des Triggersystems für das elektromagnetische Kalorimeter ECAL1 des COMPASS-Experiments*. 2007
- [14] Christian Wuttke: *Konzeption eines Multiplizitätszählers für das COMPASS Experiment*. 2007
- [15] St. Gobain Ceramics & Plastics, Inc.: *Premium Plastic Scintillators data sheet*. August, 2005
- [16] Jörg Pretz: & Plastics, Inc.: *The Gluon Polarization in the Nucleon*. August, 2005
- [17] Roman Hermann: *Die Messung der Gluonpolarisation durch die Produktion von Hadronpaaren mit großen Transversalimpulsen in tiefinelastischen Myonstreuung am Nukleon*. 2010
- [18] Photonis imaging Sensors: *XP2982 photomultiplier tubes product specification*. Juni, 2005
- [19] Alice Zimmermann: *Design und Test von Szintillationszählern mit Luftlichtleitern für das Triggersystem des COMPASS Experiments* . November, 2010

- [20] John Bieling: *Entwicklung eines ungetakteten 64-Kanal-Meantimers und einer Koinzidenzschaltung auf einem FPGA*. November, 2010
- [21] Claus Grupen: *Teilchendetektoren* . Spektrum Akad. Vlg., Hdg. (Juli 1998)
- [22] William R. Leo : *Techniques for nuclear and particle physics experimnets* . Springer Verlag, (1994)