Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Spinverteilung innerhalb eines Nukleons wird seit den 70er Jahren intensiv untersucht, indem der polarisierte Strahl an dem polarisierten Target gestreut wird.

Das COMPASS[1] Experiment (COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) findet am CERN in Genf statt. Tiefinelastische Streuprozesse mit einer Schwerpunktenergie bis zu 18 GeV ermöglichen das Studium der Nukleonen auf der Skala der Quarks. Durch die Reaktion von longitudinal polarisierten Myonen mit polarisierten Protonen oder Neutronen ist man in der Lage, durch die Auswahl bestimmter Kanäle den Gluonspinanteil im Nukleon zu bestimmen. Dazu werden neben dem gestreuten Myon zusätzlich die erzeugten Teilchen identifiziert. Das COMPASS-Spektrometer liefert aus der Position der Spur im Magnetfeld die Information über den Impuls des geladenen Teilchens, während im RICH Detektor seine Geschwindigkeit gemessen werden kann.

Um die interessanten Ereignisse aus der Vielzahl der Reaktionen herauszufiltern, verwendet man einen Trigger. Die Aufgabe des Triggersystems besteht in der Selektion von Ereignissen, die sich durch die geeignete Spurenlage der gestreuten Myonen innerhalb des Spektrometers auszeichnen. Der Nachweis von Myonen erfolgt mit Hilfe von Hodoskopen, die aus Szintillatoren, die mit Photomultipliern ausgelesen werden, bestehen. Die Signale der Hodoskope werden mit Hilfe einer Koinzidenzlogik ausgewertet.

Der Kern dieser Arbeit beschreibt die Entwicklung und Implementation einer Testprozedur und die dazu notwendigen Werkzeuge, die die zeitliche Stabilität des Triggers überwachen können. Zusätzlich wird ein Verfahren zur alternativen Kalibrierung des Triggers vorgestellt, das die aktuelle Konfiguration der Koinzidenzlogik überprüfen kann. Die Basis des Testsystems bilden mehrere Pulserplatinen,die mit blauen "ultra hellen" Leuchtdioden bestückt sind und von der Elektronik, die normalerweise bei der optischen Datenübertragung eingesetzt wird, angesteuert wird. Die Platinen werden mit Hilfe von den Koinzidenzmatrizen gesteuert, die normalerweise zum Triggern auf Myonen einsetzt werden. Das System ermöglicht die Erzeugung von zeitkorrelierten Lichtpulsen mit einer Pulsbreite von mindestens 1 ns, die über eine Plastikfaser in die Triggerhodoskope eingekoppelt werden können. Man kann mit diesem Pulsersystem ein Myonereignis simulieren, um das zeitliche Verhalten des Triggers genau studieren zu können.

[1] wwwcompass.cern.ch

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Physikalische Motivation

Die Konstituenten des Nukleons sind die punktförmigen Quarks und die Gluonen, die man als Eichbosonen der starken Wechselwirkung beobachtet. Sein Gesamtspin beträgt $\frac{1}{2}$. Als allgemeinster Ansatz für den Gesamtspin des Nukleons ergibt sich damit:

$$S_p = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g = \frac{1}{2} \tag{2.1}$$

Hierbei repräsentiert $\Delta\Sigma$ den Quarkspinanteil, ΔG den Gluonspinanteil und L_q, L_g die zugehörigen Bahndrehimpulse. Im EMC Experiment, das in 1984/85 am CERN stattgefunden hat, hat man den Quarkspinanteil von $0.14 \pm 0.09 \pm 0.21$ bestimmen können [6]. Die nachfolgenden Experimente konnten die Genauigkeit erheblich verbessern und lieferten einen Wert von 0.28 ± 0.07 [7]. Das bedeutet, dass nur ein Bruchteil des Spins von den Quarks getragen wird. Nun ist man daran interessiert wie sich der restliche Spin auf die Gluonen und die Bahndrehimpulse aufteilt.

Ein Hauptziel des COMPASS-Experiments ist es den bisher unbekannten Gluonspinanteil ΔG aus der Asymmetriemessung zu bestimmen.

2.2 Kinematische Größen

Durch die Messung von spinabhängigen Wirkungsquerschnitten kann der Gluonbeitrag innerhalb des Nukleons bestimmt werden. Ein Myon (siehe Abb. 2.1) mit dem 4-Impuls k und mit dem Spinvektor $\vec{s}$ wird an einem ruhenden Nukleon mit dem 4-Impuls $P = (M, \vec{0})$ und dem Spinvektor $\vec{S}$ gestreut. Dabei wird im Falle der elektromagnetischen Wechselwirkung ein virtuelles Photon γ mit dem 4-Impulsübertrag q^2 und dem Energieübertrag $\nu = E - E'$ausgetauscht. Zusätzlich kann der Spinvektor $\vec{s}'$ des gestreuten Myons von dem ursprünglichen Zustand abweichen.

Bei einem fixed target Experiment, in dem Myonen an den Protonen oder Neutronen gestreut werden, lassen sich Beziehungen zur Charakterisierung der kinematischen Größen der Reaktion aufstellen. Der negative 4-Impuls-Übertrag ist durch

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \approx 4EE' \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \tag{2.2}$$

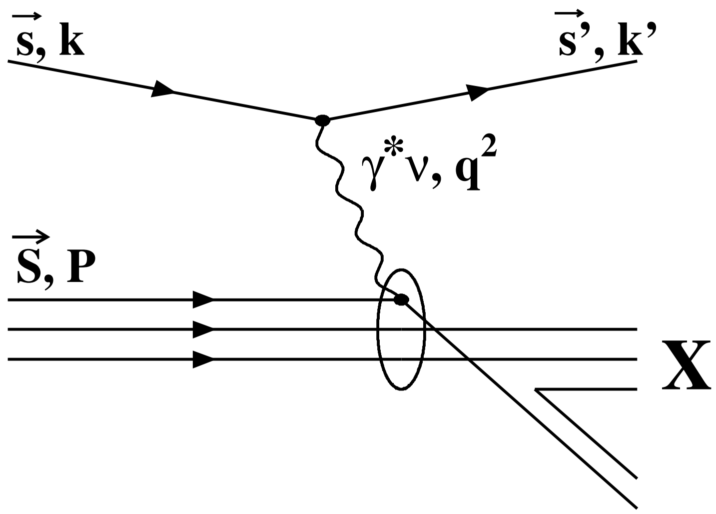


Abbildung 2.1: Lepton-Nukleon-Streuung in der Ein-Photon-Austausch-Näherung.

gegeben. Die Größen E (E') repräsentieren die Energie der ankommenden (gestreuten) Myons. Größe ϑ ist der Streuwinkel im Laborsystem [8].

Die dimensionslosen Größen

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \tag{2.3}$$

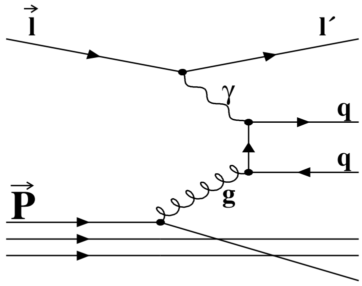
$$y = \frac{\nu}{E} \tag{2.4}$$

werden bei der lorentzinvarianten Formulierung von Wirkungsquerschnitten verwendet. Die Größe x ist als die Bjorkensche Skalenvariable bekannt. Sie charakterisiert den Streuprozess als elastisch ($x = 1$) oder als inelastischen ($x < 1$). Die Größe y beschreibt den relativen Energietransfer von dem Myon auf das Nukleon [4].

2.3 Asymmetrien

Die Streuung eines polarisierten Myons an einem polarisierten Nukleon kann in zwei Teilprozesse zerlegt werden: Die virtuelle Photonemission und die Wechselwirkung des virtuellen Photons mit den Konstituenten des Nukleons. Während die QED eine präzise Methode zur Berechnung der Photonemission liefert, werden zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten des Nukleons die experimentell gemessenen Strukturfunktionen F_1, F_2, g_1, g_2 eingesetzt.

Zur experimentellen Bestimmung des Gluonbeitrags ist der Photon-Gluon-Fusion-Prozess (PGF) (Abb. 2.2), bei dem Charmquarks produziert werden, besonders geeignet, da einerseits der Austausch von virtuellem Photon gegenüber dem Gluon wegen der großen Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung unterdrückt ist. Zudem können die Reaktionen mit den Charmquarks aufgrund ihrer großen Ruhemasse theoretisch gut beschrieben werden, da hierbei die Störungsrechnung der QCD anwendbar ist[1]. Im COMPASS-Experiment werden die Myonen mit der Energie von 160 GeV gestreut, was einer Schwerpunktenergie von bis zu 18 GeV entspricht. Die Charmquarks bilden überwiegend die D^0-und $\bar{D}^0$- Mesonen. Man erwartet



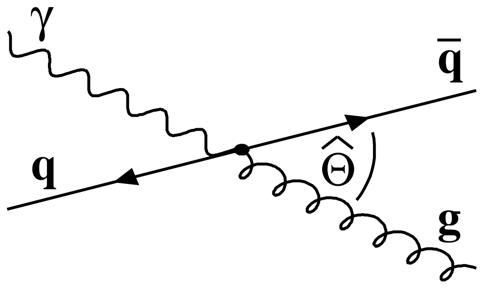


Abbildung 2.2: Im rechten Bild wird der PGF-Prozess im Schwerpunktsystem des virtuellen Photons und des Gluons abgebildet. Im linken Bild ist der PGF-Prozess, der zur $\frac{\Delta G}{G}$ Bestimmung verwendet werden kann, dargestellt.

1.2 D^0- und $\bar{D}^0$- Mesonen pro Photon-Gluon-Fusion-Prozess. Diese jedoch können aufgrund der sehr kurzen Lebensdauer im COMPASS Experiment nicht direkt gemessen werden[4]. Man weist dafür die zugehörigen Zerfallsprodukte nach. Für die Reaktion $D^0 \to K^-\pi^+$ findet man z. B. ein Verzweigungsverhältnis von $(3.85 \pm 0.09)\%$ [4].

Die experimentelle Asymmetriemessung ergibt sich zu

$$A_{exp} = \frac{N_{\uparrow\uparrow}^{c\bar{c}X} - N_{\uparrow\downarrow}^{c\bar{c}X}}{N_{\uparrow\uparrow}^{c\bar{c}X} + N_{\uparrow\downarrow}^{c\bar{c}X}} = P_B \cdot P_T \cdot f \cdot D \cdot \frac{\Delta\sigma(\nu)}{\sigma(\nu)} \tag{2.5}$$

mit

$$\Delta\sigma(\nu) = \frac{1}{2M_N\nu} \int_{4m_c^2}^{2M_X\nu} d\hat{s}\cdot\Delta\hat{\sigma}(\hat{s}) \cdot \Delta g(\eta, \hat{s}) \tag{2.6}$$

$$\sigma(\nu) = \frac{1}{2M_N\nu} \int_{4m_c^2}^{2M_X\nu} d\hat{s}\cdot\hat{\sigma}(\hat{s}) \cdot g(\eta, \hat{s}) \tag{2.7}$$

Dabei sind:

- $N^{c\bar{c}X}$: im Experiment gemessene D^0- und $\bar{D}^0$- Ereignisse. Die entgegengesetzten Pfeile bedeuten, dass der Myonstrahl gegenüber dem Target entgegengesetzt polarisiert ist.
- P_B, (P_T) : Polarisation des Myonstrahls (Targets).
- f : Verdünnungsfaktor, gibt den Anteil der polarisierbaren Nukleonen im Target wieder. Er beträgt für NH_3 0.17 und für ^{6}LiD 0.5 [3].
- D : Depolarisationsfaktor, beschreibt den Polarisationsübertrag zwischen dem Lepton und dem virtuellen Photon. Sein Wert liegt zwischen 0 und 1, wobei er für große y zunimmt.
- η : Bruchteil des 4-Impulses im Nukleon, der von dem Gluon im PGF-Prozess getragen wird.
- $\hat{s} = (q + \eta P)^2 \approx 2 \cdot \nu \cdot \eta \cdot M_N$: die Schwerpunktenergie des Photon-Gluon-Systems.
- $g(\eta, \hat{s}) = g_\uparrow(\eta, \hat{s}) + g_\downarrow(\eta, \hat{s})$: die gesamte Gluonverteilung .

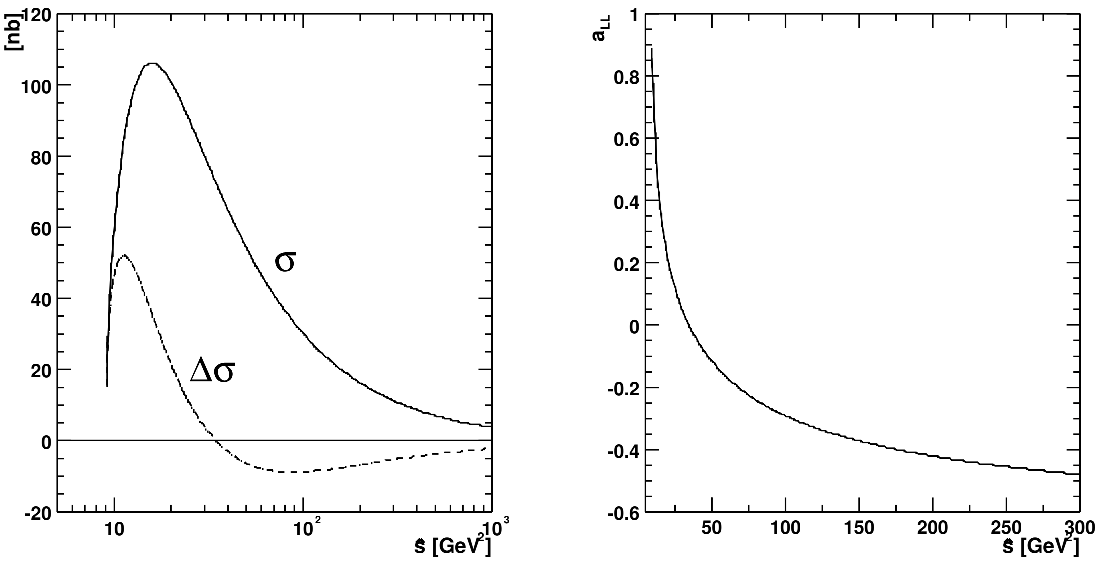


Abbildung 2.3: Links ist der Wirkungsquerschnitt für den Photon-Gluon-Fusion Prozess abgebildet. Rechts ist die Asymmetrie $a_{LL} = \frac{\Delta\hat{\sigma}(\hat{s})}{\hat{\sigma}(\hat{s})}$ in Abhängigkeit von der Schwerpunktenergie des Gluon-Photon-Systems zu sehen.

- $\Delta g(\eta, \hat{s}) = g_{\uparrow}(\eta, \hat{s}) - g_{\downarrow}(\eta, \hat{s})$: die polarisierte Gluonverteilung.
- $\hat{\sigma}(\hat{s})$, $(\Delta\hat{\sigma}(\hat{s}))$: der spinunabhängige (spinabhängige) Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\gamma g \to c\bar{c}}$ für den PGF-Prozess, bei dem die Charmproduktion stattfindet. (Siehe Abb. 2.3)[3].

Der gemessene Wert für die Asymmetrie enthält eine Faltung zwischen dem Streuwirkungsquerschnitt und der Gluonverteilung, die sich über den experimentell gemessenen kinematischen Bereich erstreckt.

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Gluonpolarisation bildet die Messung von bei der Streuung erzeugten Hadronen, die einen hohen Transversalimpuls aufweisen. Wählt man beim PGF Prozess das Bezugsystem im Schwerpunkt des virtuellen Photons und des Gluons, so haben die erzeugten Hadronen einen entgegengesetzten Impuls (siehe Abb. 2.2). Besonders die leichten Quarks müssen dabei große Impulse wegtragen.

Die vorgestellten Methoden zur Bestimmung der Gluonpolarisation stellen hohe Ansprüche an das COMPASS-Experiment. Neben dem Nachweis des gestreuten Myons und der erzeugten Hadronen muss zusätzlich eine Teilchenidentifikation stattfinden. Im nächsten Kapitel werden dazu die wesentlichen Merkmale und die wichtigsten Detektoren kurz erläutert.

Kapitel 3

Der Aufbau des COMPASS-Experiments

3.1 Der Myonstrahl

Der Myonstrahl wird erzeugt, indem der vom Super-Proton-Synchrotron (SPS) kommende Protonstrahl auf ein Berilliumtarget geschossen wird. Dabei entstehen Pionen und Kaonen, welche anschließend in die Myonen zerfallen. Die Energieselektion der Myonen von 160 GeV führt dazu, das diese wegen des paritätsverletzenden schwachen Zerfalls der Pionen und Kaonen eine Polarisation von -0.75 aufweisen. Weiterhin sorgt ein nachgeschalteter Berilliumabsorber dafür, dass nur die Myonen an das Experiment weitergeleitet werden.

Ein SPS Zyklus, bei dem die Beschleunigung der Protonen, die Extraktion aus dem Synchrotron, die Produktion von Myonen und anschließende Messung im COMPASS-Experiment stattfinden, beträgt 16.8 Sekunden. Als Spill bezeichnet man die Zeitdauer der Extraktion von 4.8 s. Während des Spills wird das COMPASS-Spektrometer von dem Myonstrahl durchquert. Die Myonintensität beträgt im Allgemeinen 2×10^8 Teilchen pro Spill.

Nur das zentrale Bereich des gemessenen Strahlprofils kann durch eine zweidimensionale Gaußkurve mit einem vertikalen Sigma von $\sigma_{vert} = 7.6\,mm$ und mit einem horizontalen Sigma von $\sigma_{hor} = 8.9\ mm$ [4] beschrieben werden. Es existiert eine zusätzliche Strahlkomponente, die nicht das Target mit dem 2.5 cm Radius durchquert. Solche Myonen bezeichnet man als Halo.

3.2 Das Target

Im Jahr 2003 wurde im COMPASS-Experiment als ^{6}LiD Material für ein polarisiertes Neutronentarget eingesetzt. Um die systematischen Fehler zu minimieren, werden zwei entgegengesetzt polarisierte Targethälften gleichzeitig verwendet. Da eine sehr niedrige Temperatur benötigt wird, wird ein ^{3}He-^{4}He-Mischungskryostat verwendet. Dabei nutzt man aus, dass beim Vermischen der beiden Heliumarten wegen der Entropie die Energie aus der Umgebung entzogen wird. Die erreichte Temperatur liegt etwa bei 50 mK. Der Polarisationsprozess selbst erfolgt mit Hilfe von Mikrowelleneinstrahlung, was als dynamische Kernpolarisation bezeichnet wird[3].

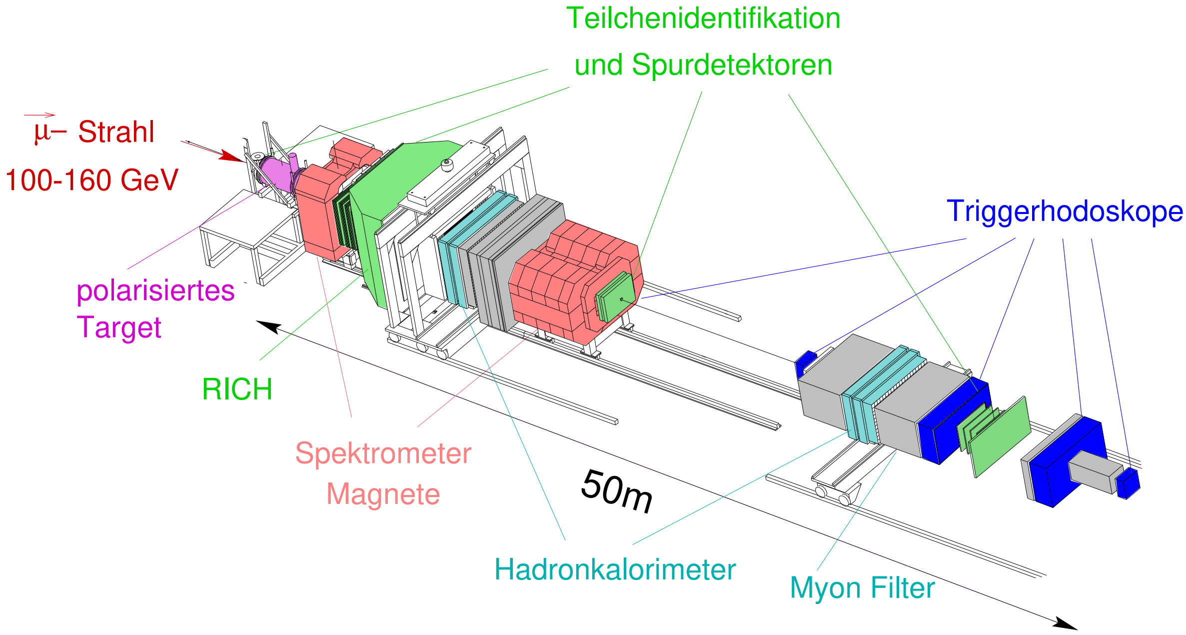


Abbildung 3.1: Aufbau des COMPASS-Experiments.

3.3 Das COMPASS-Spektrometer

In Abb. 3.1 ist eine schematische Darstellung des COMPASS-Spektrometers dargestellt. Die polarisierten Myonen durchqueren nach dem polarisierten Target die beiden Spektrometermagnete, zwischen denen die Spuren- und Teilchendetektoren installiert sind. Anschließend werden sie nach dem Myon-Filter in den Triggerhodoskopen registriert. Bei der semi-inklusiven Streuung versucht man neben dem Nachweis von gestreutem Myon zusätzlich ein in diesem Prozess entstandenes Teilchen zu detektieren. Insbesondere möchte man eine Identifikation der Teilchen vornehmen, indem man ihre charakteristische Spurenlage im Magnetfeld und ihre Energie, die mit Hilfe von Kalorimetern gewonnen wird, bzw. ihre Geschwindigkeit, die über das Cherenkov-Licht in einem RICH-Detektor bestimmt wird, kombiniert. Damit kann eine Aussage über die Ruhemasse der Teilchen gemacht werden. Da die gestreuten Myonen nur schwach und elektromagnetisch wechselwirken, durchqueren sie das Experiment fast ungehindert, während die entstandenen Hadronen spätestens im Absorber, der auch als Myon Filter bezeichnet wird, gestoppt werden. Wenn die Teilchen hinter dem Absorber nachgewiesen werden, so muss es sich um Myonen handeln. Im hinteren Teil des Experiments sind die Triggerhodoskope installiert. Ihre Aufgabe besteht im Nachweis eines gestreuten Myons, der als Triggersignal zum Auslesen der gesamten Detektorelektronik verwendet wird.

Kapitel 4

Trigger im COMPASS-Experiment

In diesem Kapitel wird der COMPASS-Trigger beschrieben. Zusätzlich zu seinem Aufbau wird eine Methode zu seiner Kalibrierung skizziert, die sowohl die Vorteile als auch die Schwierigkeiten des gewählten Triggerkonzepts veranschaulichen soll.

4.1 Eigenschaften des Triggers

Die Aufgabe des Triggersystems ist die Selektion der gewünschten Ereignisse. Das Verhältnis der getriggerten gewünschten Ereignisse zu der Anzahl aller im Experiment produzierten gewünschten Ereignisse bezeichnet man als Effizienz. Weiter kann eine Irrtumswahrscheinlichkeit, ein nicht gewünschtes Ereignis als gewünscht auszuwählen, definiert werden. Die Wahrscheinlichkeit, die gerade das Komplement der Irrtumswahrscheinlichkeit ist, wird als Reinheit des Triggers bezeichnet. Eine weitere Anforderung an das Triggersystem ist der Zeitintervall, in dem die Entscheidung getroffen werden muss. Sollten mehrere Ereignisse innerhalb eines Intervalls vorliegen, so muss das Triggersystem diese innerhalb eines festgelegten Zeitfensters und unabhängig voneinander verarbeiten.

4.2 Aufbau des Triggers

Im COMPASS-Experiment stellt man hohe Anforderungen an diese Eigenschaften. Insbesondere ist die Zeitspanne, in der die Entscheidung zum Triggern getroffen werden muss, ein kritischer Faktor, der beim Design des COMPASS-Triggers eine entscheidende Rolle gespielt hat.

Für die Myonmessung werden Szintillatorhodoskope eingesetzt, die mit Photomultipliern (PM) ausgelesen werden. Eine Hodoskopebene besteht aus 32 bis 40 Szintillatorstreifen, die sowohl horizontal als auch vertikal angebracht sind. In Abb. 4.1 sind die Positionen der verschiedenen Hodoskopebenen dargestellt. Man ordnet sie den Untersystemen des Triggers zu. So entstehen die vier Teiltrigger: Inner, Middle, Ladder und Outer Trigger. Da der Überlapp dieser Systeme minimal ist, wird im Allgemeinen ein gestreutes Myon nur eines dieser Systeme durchqueren.

Um die Funktion des Triggers genauer zu beschreiben, es ist notwendig, die Laborkoordinaten einzuführen. Die Z-Achse wird mit dem Teilchenstrahl ohne äußeres Magnetfeld festgelegt. Die X-Achse verläuft in der horizontalen Richtung, wobei die negativen Teilchen

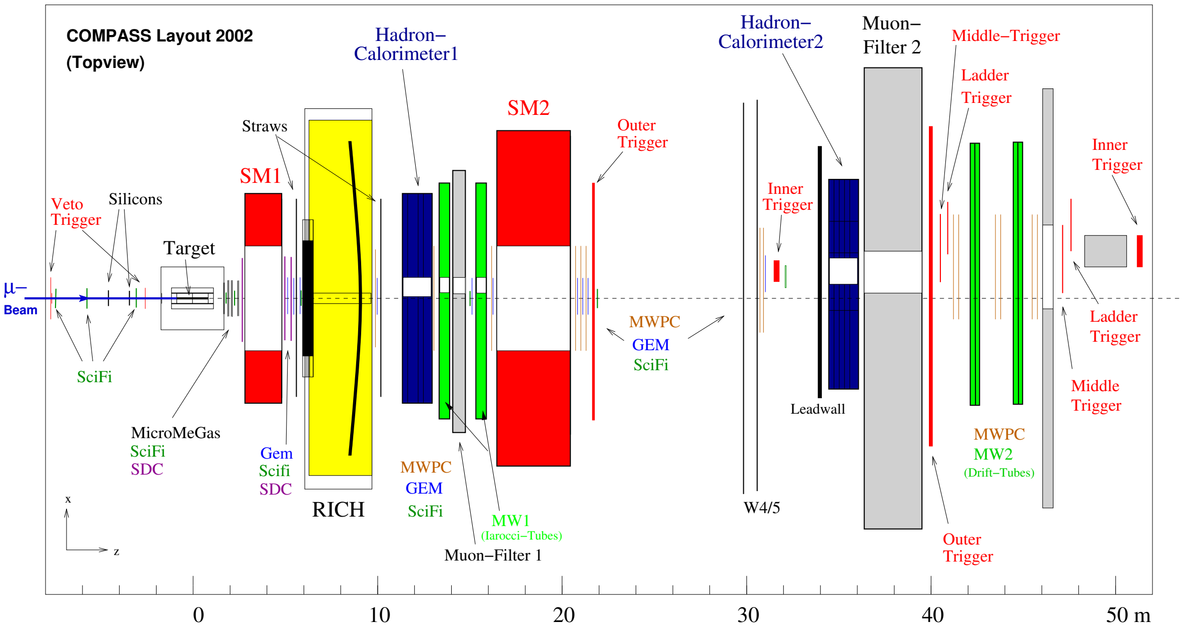


Abbildung 4.1: Position der Triggerhodoskope im Experiment.

zum größeren X abgelenkt werden. Die Y-Richtung steht senkrecht zur X-Z Ebene. Das Magnetfeld in den beiden Spektrometermagneten steht parallel zur Y Achse. Damit erfahren die geladenen Teilchen keine Ablenkung in der Y-Komponente ihrer Impulse. Ausgelesene Signale werden über ein langes Kabel an die Koinzidenzlogik weitergeleitet. Man hat die Länge der Kabel so gewählt, dass die Signale von einem einzelnen Myon möglichst gleichzeitig zur Verarbeitung in der Triggerelektronik verfügbar sind.

In Abb. 4.2 wird das Prinzip des Triggers veranschaulicht. Findet z.B. ein Ereignis statt, bei dem das Myon mehr als 20 % seiner Energie im Target verloren hat (y=0.2), so kann die Ablenkung seiner Spur im Magnetfeld dazu verwendet werden, um die noch verbliebene Energie des Myons zu detektieren. Um sicherzustellen dass der Energieverlust innerhalb des Targets stattgefunden hat, wird zusätzlich der Vertex, an dem die Streuung stattgefunden hat, rekonstruiert, indem man den Spurverlauf aus den Y-Koordinaten der gefeuerten Hodoskopstreifen in das Target extrapoliert. Die Signale werden in einer Koinzidenzmatrix ausgewertet, außerdem wird zusätzlich ein Veto benutzt. Das Veto besteht aus Hodoskopen, die vor dem Target alle Myonen, die nicht durch das Target gehen werden, registrieren.

Eine Verarbeitung dieser Information muss parallel zu den anderen Ereignissen und in Echtzeit erfolgen, was ohne eine Totzeit durch eine mehrdimensionale Koinzidenzmatrix bewerkstelligt werden kann. Zur Entwicklung von Testprozeduren zur Überprüfung des Triggers benötigt man eine detaillierte Beschreibung seines Zeitverhaltens und seiner Verarbeitung der Signale. Dazu betrachte man als Beispiel eine ganz konkrete Situation, wo ein einziges Myon einen Middle Inclusive Trigger auslöst. Der Middle Inclusive Trigger besteht aus den Hodoskopebenen, die zum Middle Trigger gehören. Die Hodoskopebenen H4MH ($Z = 40$m) und H5MH ($Z = 48$m) haben parallel zu X angeordneten Streifen, während die Streifen von H4MV ($Z = 40$m) und H5MV ($Z = 48$m) Ebenen senkrecht zu X angeordnet sind. Die horizontal angebrachte Hodoskopebene von H4MH und von H5MH besteht aus je 32 Elementen, während

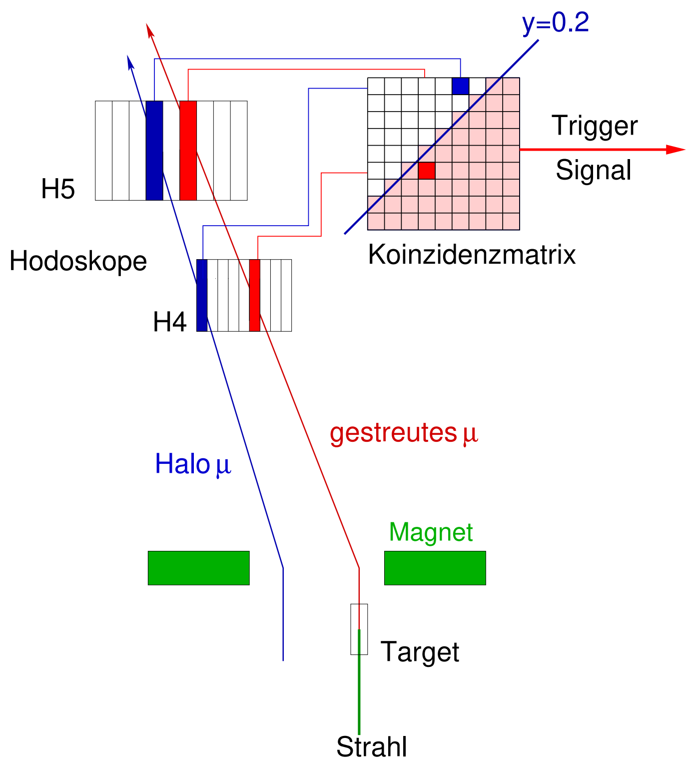


Abbildung 4.2: Funktionsprinzip des Triggers.

die vertikale Hodoskopebene von H4MV und von H5MV aus je 40 Elementen aufgebaut ist. Dabei besteht die vertikale Hodoskopebene aus zwei Teilen, die sowohl oberhalb als auch unterhalb der Strahlmitte angebracht sind, wobei jede dieser Teilebenen aus je 20 Elementen aufgebaut ist (siehe Abb. 4.3). Bei H4MV und bei H5MV Hodoskopen ist eine optische Plastikfaser pro Szintillatorstreifen, bei den horizontalen Streifen zwei optische Lichtfasern jeweils an den beiden Enden des Szintillatorstreifens angebracht.

Zum Triggern werden sowohl die H4MV und H5MV als auch H4MH und H5MH Signale in Koinzidenzmatrizen ausgewertet, wobei nur ganz bestimmte Paare der Hodoskopstreifen freigeschaltet werden. Sei t_{h4} die Zeit, in der das Myon den H4MH Streifen mit der Koordinate Y_{h4} und den H4MV Streifen mit der Koordinate X_{h4} passiert. Und sei nun die Zeit $t_{h5} = \Delta T + t_{h4}$ in der das Myon durch den H5MH Streifen mit der Koordinate Y_{h5} und durch den H5MV Streifen mit der Koordinate X_{h5} durchfliegt. Je nach Lage der Spur wird das Licht unterschiedlich lange Wege bis zum Photomultiplier zurücklegen müssen, die vor allem von zum Szintillator parallelen Koordinate abhängen, d.h. der Weg des Lichts zum PM im Szintillator H4MV ist gegeben durch die Differenz der Y-Koordinate seiner PM-Position und der Y-Koordinate Y_{h4} des korrespondierenden H4MH-Streifens. Zusätzlich sind diese Prozesse mit einem Zeitjitter $\sigma_s(X,Y)$ behaftet. Die PMs haben eine Verzögerung d_{PM} und den Zeitjitter σ_{PM}, die von der Bauweise und von der Wahl der Hochspannung abhängen. Die Gesamtverzögerung des PM und Szintillatorsystems sei d_{det}. Das analoge Signal muss anschließend über lange BNC-Kabel weitergeleitet werden, wobei die Länge dieser Kabel so gewählt ist, das die Flugzeit des Myons ΔT zwischen H4M und H5M Hodoskopen kompensiert

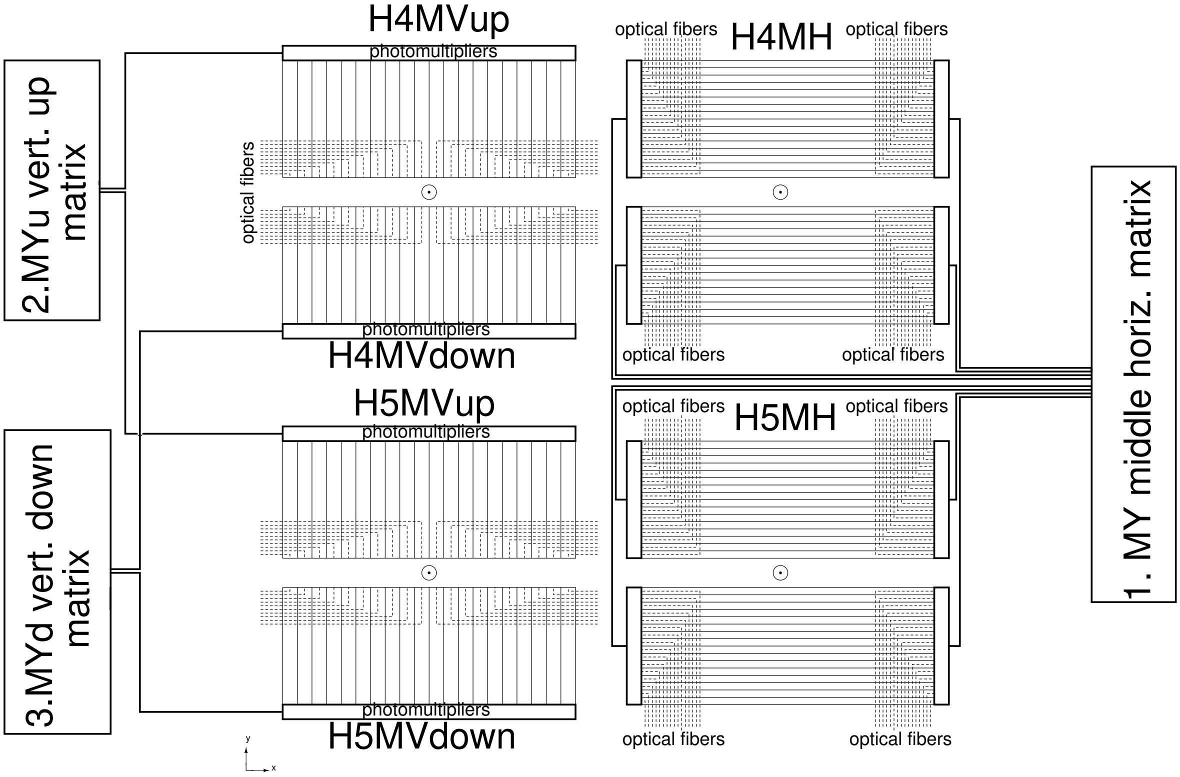


Abbildung 4.3: Hodoskope des Triggers

wird. Da der Abstand zwischen H4M und H5M Hodoskopen etwa 8 m beträgt, müssen die H4M Kabel 24 ns länger sein. Man definiert die Verzögerung von H4M durch $d_{cab4} + \Delta T$ und die Verzögerung H5M durch d_{cab5}.

In den ORSAY Constant Fraction Diskriminatormodulen, die auf einer VME Platine sitzen und über ein VME Bus programmiert werden können, findet die Verarbeitung der ankommenden Signale statt. Die horizontal angeordneten Szintillatoren werden an beiden Enden ausgelesen. Ankommende Signale eines Myons werden dabei diskriminiert und über einen Meantimer geschickt (siehe Abb. 4.4). Mit dieser Methode kann die X-Abhängigkeit von Y_{h4} und Y_{h5} in horizontalen Hodoskopebenen H4MH und H5MH kompensiert werden, wobei die vertikalen Szintillatorstreifen des Middle Inclusive Triggers nur an einem Ende ausgelesen werden. Damit ist die Zeitauflösung in den vertikalen Hodoskopelementen etwas schlechter als in den horizontalen.

Die Signale nach dem Diskriminator haben im Allgemeinen eine Pulsbreite von 25 ns und werden zusätzlich um einen Wert von d_{dis} verzögert, bevor sie in das Matrix Board eingehen. Der Matrixkern besteht aus einem 32×32 Koinzidenz Chip, dessen einzelne, logische UND Gatter (hier auch als Pixel bezeichnet) unabhängig voneinander eingeschaltet werden können. Außerdem können die Diskriminatorsignale mit Hilfe der Verzögerungschips geeignet verzögert und auf eine gewünschte Pulsbreite geändert werden. Die Verzögerungschips sind eine Eigenentwicklung der Universität Bonn. Sie wurden im CMOS Verfahren gefertigt und verfügen über je 16 Verzögerungseinheiten, die mit einer Schrittweite von 300 ps bis zu 10 ns (5 bit) einstellbar sind. Weiterhin kann die Pulshöhe mit der gleichen Genauigkeit bis zu 5 ns (4 bit) variiert werden. In Abb. 4.5 ist das Modell für einen Teil des Middle Inclusive Triggers

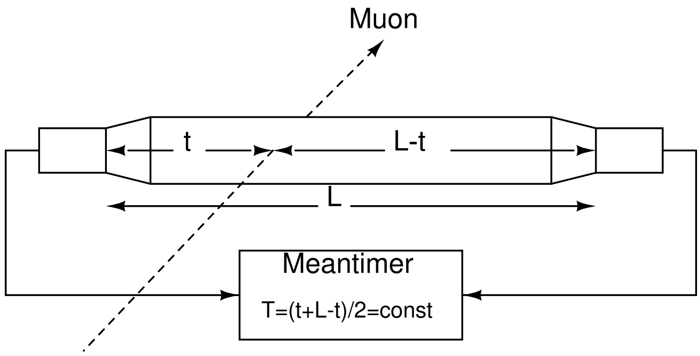


Abbildung 4.4: Das Meantimerprinzip.

dargestellt, das das Koinzidenzprinzip veranschaulichen soll. Signale aus H4MH und H5MH werden in der Matrix mit der Bezeichnung “1. MY middle horiz.” verarbeitet, während die Signale aus der oberen Hälfte der H4MV und der H5MV Ebene der Matrix mit der Bezeichnung “2. MXu vert. up” zugeführt werden. Man kann erkennen, dass die Verzweigung der Signale zu den einzelnen Gattern innerhalb eines Matrix-Chips entsteht und die dadurch bedingten unterschiedlichen Laufzeiten hinter den Verzögerungschips mit der Geometrie der Koinzidenzmatrix verknüpft sind. Diese Signale haben hinter den Verzögerungschips typischerweise eine Pulsbreite von 4 ns.

Sei nun d_{mat} die Verzögerung, die man in den Verzögerungschips einstellen kann, d_{co} die Verzögerung zwischen dem Verzögerungschip und der Koinzidenzunit und sei σ_{mat} der in der Matrix verursachte Zeitjitter, so kann die Zeit zwischen dem Ereignis, wenn der Myon eine Hodoskopebene passiert und das dadurch erzeugte Signal die Koinzidenzunit erreicht angegeben werden:

- H4MV : $T_{h4v}(X_{h4}, Y_{h4}) + d_{mat}(X_{h4}) = d_{det}(X_{h4}, Y_{h4}) + d_{cab4}(X_{h4}) + d_{dis}(X_{h4}) + d_{mat}(X_{h4}) + d_{co}(X_{h4}, Y_{h4})$
- H4MH : $T_{h4h}(X_{h4}, Y_{h4}) + d_{mat}(Y_{h4}) = d_{det}(Y_{h4}) + d_{cab4}(Y_{h4}) + d_{dis}(Y_{h4}) + d_{mat}(Y_{h4}) + d_{co}(X_{h4}, Y_{h4})$
- H5MV : $T_{h5v}(X_{h5}, Y_{h5}) + d_{mat}(X_{h5}) = d_{det}(X_{h5}, Y_{h5}) + d_{cab5}(X_{h5}) + d_{dis}(X_{h5}) + d_{mat}(X_{h5}) + d_{co}(X_{h5}, Y_{h5})$
- H5MH : $T_{h5h}(X_{h5}, Y_{h5}) + d_{mat}(Y_{h5}) = d_{det}(Y_{h5}) + d_{cab5}(Y_{h5}) + d_{dis}(Y_{h5}) + d_{mat}(Y_{h5}) + d_{co}(X_{h5}, Y_{h5})$

Dabei werden alle auftretenden Verzögerungen eines Kanals außer den einstellbaren Verzögerungen der Triggermatrizen als eine Größe T zusammengefasst. Eine Koinzidenz der Signale in einer Matrix kommt erst dann zustande, wenn die Bedingung

$$|T_{h5v}(X_{h5}, Y_{h5}) + d_{mat}(X_{h5}) - T_{h4v}(X_{h4}, Y_{h4}) - d_{mat}(X_{h4})| < \chi \tag{4.1}$$

und die Bedingung

$$|T_{h5h}(X_{h5}, Y_{h5}) + d_{mat}(Y_{h5}) - T_{h4h}(X_{h4}, Y_{h4}) - d_{mat}(Y_{h4})| < \chi \tag{4.2}$$

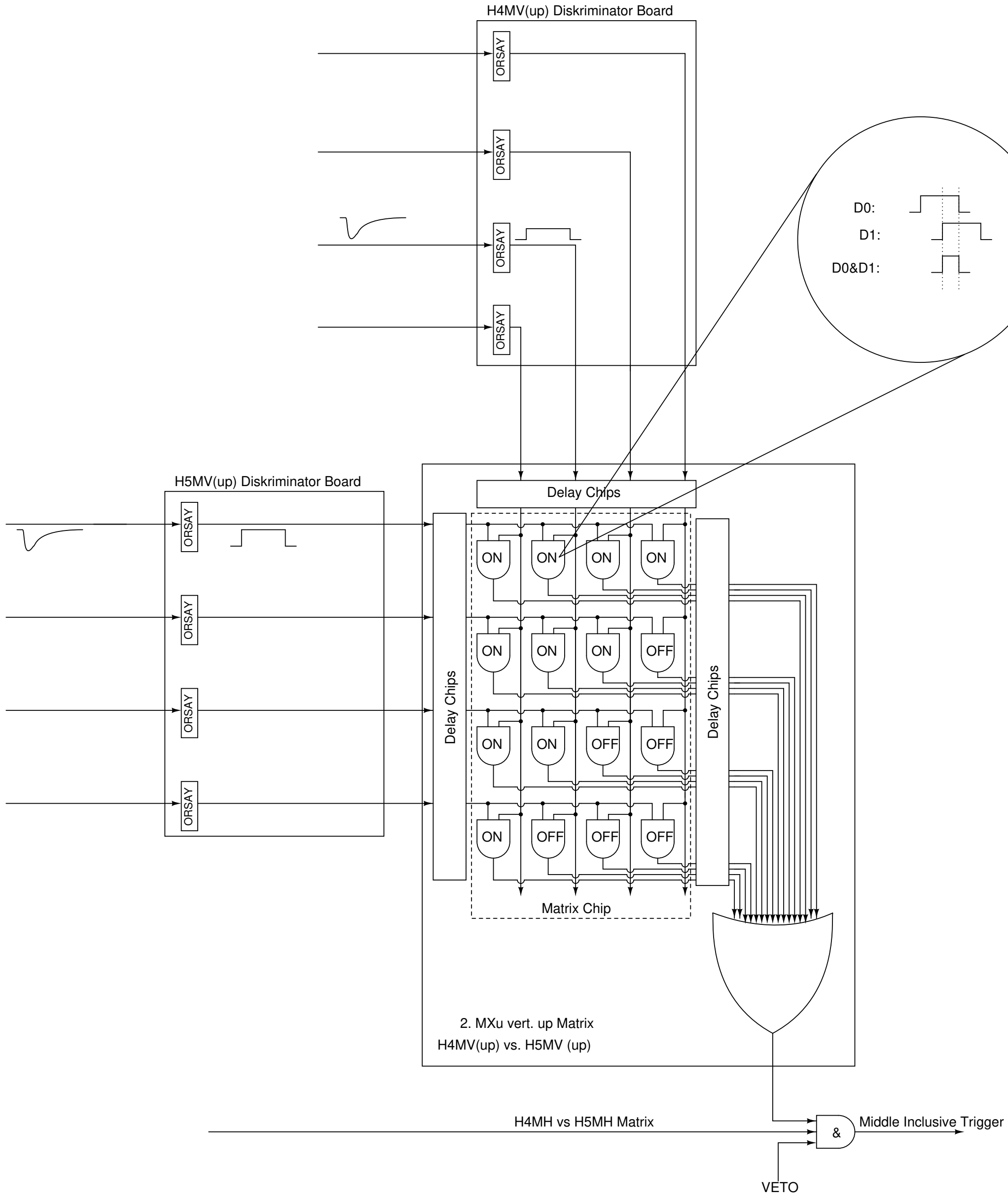


Abbildung 4.5: Ein vereinfachtes Modell für einen Teil des Middle Inclusive Triggers. Im Experiment werden anstatt 4×4 Matrizen die 32×32 Matrizen benutzt. Die Signale nach den Verzögerungschips haben eine fest eingestellte Pulsbreite.

erfüllt sind. Der Wert χ ist auf 4 ns eingestellt, kann jedoch bis auf 8 ns vergrößert werden.

Außerdem muss man dafür sorgen, dass auch die OR Ausgänge der horizontalen und der vertikalen Matrizen zur gleichen Zeit eine nachgeschaltete Koinzidenzunit erreichen, was im Endeffekt den Trigger auslöst. Die einstellbaren Verzögerungen in den Matrizen d_{mat} können nun dazu verwendet werden, diese formulierten Bedingungen für die Koinzidenz möglichst optimal zu erfüllen.

4.3 Analyse des Triggerprinzips

Ziel ist es, die Lösbarkeit des idealisierten linearen Problems am Beispiel der vertikalen Triggermatrix,

$$d_{mat}(X_{h5}) - d_{mat}(X_{h4}) = \Delta^V(X_{h4}, Y_{h4}, X_{h5}, Y_{h5}) \tag{4.3}$$

mit $\Delta^V(X_{h4}, Y_{h4}, X_{h5}, Y_{h5}) = T_{h4v}(X_{h4}, Y_{h4}) - T_{h5v}(X_{h5}, Y_{h5})$ zu bestimmen, das entsteht wenn eine exakte Gleichzeitigkeit der Signale für die Koinzidenz innerhalb dieser Matrix verlangt wird. Die Anzahl dieser Gleichungen ist durch die Anzahl der Koinzidenzen festgelegt. Da die (X_{h4}, Y_{h4}) Koordinaten durch die entsprechenden Szintillatorstreifen (i_{h4}, k_{h4}) abgedeckt sind und die Anzahl der Streifen die Anzahl der Bedingungen angibt, kann das lineare Gleichungssystem in 4.3 folgenderweise formuliert werden:

$$d_{mat}(i_{h5}) - d_{mat}(i_{h4}) = \Delta^V(i_{h4}, k_{h4}, i_{h5}, k_{h5}) \tag{4.4}$$

mit $1 \leq i \leq 20$ und $1 \leq k \leq 32$, was insgesamt 400 Gleichungen mit 40 Unbekannten im Falle der vertikalen Triggermatrix bedeuten würde. Allerdings sind nicht alle Koinzidenzen freigeschaltet, daher bekommt man für die Bedingung $i_{h4} \leq i_{h5}$ 210 lineare Gleichungen mit 40 Unbekannten. Diese Gleichungen sind wegen der (k_{h4}, k_{h5}) Präsenz linear unabhängig von einander, womit das lineare Gleichungssystem in 4.4 überbestimmt ist und dementsprechend keine Lösung besitzt. Den Ausweg aus diesem Problem bietet das Gauß-Transformationsverfahren. Für ein überbestimmtes lineares Gleichungssystem (LGS) $A\underline{x} = \underline{b}$ kann ein Restvektor $\underline{r} = A\underline{x} - \underline{b}$ definiert werden, dessen minimales Betragsquadrat $\|\underline{r}\|^2$zur akzeptablen Lösung führen kann. Das überbestimmte LGS transformiert sich zu einem neuen Problem $A^T A\underline{x} = A^T\underline{b}$, was für die reguläre $A^T A$ Matrix sogar eine eindeutige Lösung hat. Leider ist die $A^T A$ Matrix in dem Fall des Triggersystems nicht eindeutig, weil der Kern $(-1, \cdots, -1)$ der Triggermatrix eindimensional ist. Das führt zu einem regularisierten Problem, welches nur mit weitaus höherem Aufwand behandelt werden könnte.[2] Da aber in den Triggermatrizen die variablen Verzögerungen nur bestimmte Werte annehmen können, die durch das Minimum und Maximum des einstellbaren Verzögerungen beschränkt sind, wird eine zusätzliche Bedingung $\frac{1}{40}\left[\sum_{i_{h5}} d(i_{h5}) + \sum_{i_{h4}} d_{mat}(i_{h4})\right] = 16$ verlangt, die die $A^T A$ Matrix regulär werden lässt und damit eine eindeutige Lösung des Problems liefert[1]. Es bleibt die Frage, ob die Komponente des Fehlervektors die in den Gl. (4.1) und (4.2) formulierten Bedingungen überschreitet, was zur Ineffizienz führen kann. Deswegen wird der entgegengesetzte Weg gewählt, indem man erst die Lösung und damit den Restvektor bestimmt und dann erst diese Bedingungen entsprechend anpasst.

[1]Es ist klar, dass ohne die Zusatzbedingung eventuell eine Lösung mit dem kleineren Betragsquadrat des Fehlervektors gefunden werden kann, die jedoch außerhalb des einstellbaren Verzögerungsintervalls liegen könnte.

Der komplette Test der vertikalen Matrix beinhaltet 210 freigeschaltete Pixel, wobei man damit nur die 64 Hodoskopstreifen untersucht. Sollten alle sieben verwendeten Matrizen getestet werden, so muss eine große Anzahl von über 2000 an Koinzidenzen getestet werden. Dementsprechend muss der Zeitaufwand für einen Pixeltest berücksichtigt werden, um die ganze Überwachung möglichst im überschaubaren Rahmen durchführen zu können.

4.4 Anforderungen an das Triggertestsystem

Zur Kalibrierung von Verzögerungen in den Triggermatrizen werden die Myonen aus dem Strahl verwendet. Man variiert die Verzögerungen in den Triggermatrizen und analysiert die entsprechenden Ereignisse in der COMPASS DAQ. Die so gewonnenen Durchlasskurven liefern die Position der Flanken eines Matrixpixels. Diese Prozedur ist zeitintensiv und deswegen nur wenige Male innerhalb einer Strahlzeit durchführbar. Außerdem wird dazu ein Myonenstrahl benötigt. Neben der Überwachung von Triggerraten verwendet man zur Funktionskontrolle einzelner PM-Kanäle das COOOL Programm, welches einen Bruchteil der COMPASS-Daten während der Datenaufnahme analysiert und damit die ineffizienten oder defekten Kanäle aufdeckt. Die Schwankungen in den Verzögerungen einzelner Kanäle kann das System nicht ohne weiteres registrieren. Bei der Asymmetriemessung sind aber sehr kleine Veränderungen ausschlaggebend. Während die Detektoren zur Spurrekonstruktion miteinander verglichen werden können und damit eine Korrektur des Detektors möglich ist, kann im Falle des Triggers nicht unterschieden werden, ob die Asymmetrie in den Teilchenraten bei unterschiedlicher Polarisation physikalisch oder Trigger spezifisch bedingt ist. Die gleichzeitigen Messungen am Target mit der entgegengesetzten Polarisation und der Polarisationswechsel alle acht Stunden reduzieren die Abhängigkeit von der Triggerstabilität, jedoch reicht schon einfache zeitliche Abhängigkeit in der Triggereffizienz aus, die mit diesen acht Stunden korreliert, um messbare Effekte in der Asymmetrie zu erzeugen.

Man benötigt ein Überwachungsystem, das einen Zugang zu der Messung von Verzögerungen, angefangen vom Photomultiplier bis hin zu den TDC der COMPASS Datennahme liefert, d.h. die Verzögerungen der meisten Signalwege abdeckt. Neben der zeitlichen Triggerüberwachung möchte man eine Kalibrierung des Triggers idealerweise sogar ohne Myonstrahl vornehmen, um die Vorbereitungszeit am Anfang der Strahlzeit wesentlich zu verkürzen.

4.5 Das Konzept des Pulsersystems

Das Konzept zur Lösung dieser Problematik ist eine Überwachung ohne den Myonstrahl. Man simuliert die Myonen, indem das bei dem Szintillationsprozess erzeugte Licht mit Hilfe anderer Mittel produziert wird. Entscheidend dabei ist, dass man die Lichtmenge und die Verzögerung frei einstellen kann.

Die Idee kann aber nur dann funktionieren, wenn die Lichtform des simulierten Myondurchgangs von dem wahren Myondurchgang nicht unterschieden werden kann.

Folglich kann die Zielsetzung dieser Arbeit folgenderweise formuliert werden: Es soll zuerst ein Prototypsystem für wenige Kanäle des Triggers entwickelt werden, das im Falle des Erfolgs auf das gesamte System ausgeweitet werden kann. Weiter sollen Lichtpulse von 1-2 ns Länge und der gewünschten Verzögerung über eine Plasikfaser eingekoppelt werden, um neben dem Funktionstest des ganzen Triggersystems die Zeitmessungen einzelner Kanäle vorzunehmen.

Insbesondere soll dadurch die Stabilitätsmessung über einen langen Zeitraum ermöglicht werden. Die Flanken der Durchlasskurven eines Pixels in den Matrizen sollen bestimmt und überwacht werden, um die Stabilität des Triggers sicherzustellen.

Kapitel 5

Auswahl einer Lichtquelle

Hier soll die Lichtquelle zur Simulation des Myonlichts zuerst theoretisch diskutiert werden. Als Ausgangsbasis dienen die ultra hellen Leuchtdioden.

5.1 Lichterzeugung der Myonen im Szintillator

Ein geladenes Teilchen regt beim Durchqueren eines Szintillators die Energiezustände der Farbmoleküle auf ein höheres Niveau an. Die Relaxion dieser Zustände erfolgt mit dem Aussenden von Licht, das durch Photomultiplier zuerst in Photoelektronen umgewandelt und anschließend verstärkt wird. Für die H4M und H5M Middle Hodoskope wird der Szintillatortyp SCSN-81 von der Firma Kuraray verwendet, dessen Emissionsmaximum im Bereich von 430 nm angesiedelt ist. Dementsprechend haben die Photomultiplier ein für das ultraviolette Licht durchlässiges Bor-Silikat-Fenster. Die für den Photoeffekt verantwortliche Metallschicht auf der Innenseite des Fensters, weist ein Maximum in der Emissionsverteilung für diesen Wellenlängenbereich auf (siehe Abb. 5.1). Um die Arbeitsweise der Hodoskope unter möglichst realistischen Bedingungen, welche im Falle von Myondetektion auftreten, zu simulieren benötigt man eine Lichtquelle, deren Lichtspektrum dem des Myons ähnlich ist. Andererseits muss das erzeugte Licht mit Hilfe von in den Hodoskopen integrierten Plastikfasern innerhalb von wenigen Nanosekunden eingekoppelt werden und stark genug sein, um das Myonsignal zu simulieren.

Das Myon mit der Energie von 160 GeV erzeugt im Mittel 2000 Photonen. Davon werden etwa 200 - 400 Photonen in die Photoelektronen konvertiert [4].

Es stellt sich die Frage, inwieweit die an Hodoskopen angekoppelten Plastikfasern mit dem Durchmesser von 1 mm dazu verwendet werden können, einen außerhalb erzeugten Lichtpuls ins Innere des Szintillators zu transportieren. Dabei tritt ein Problem auf, welches in der Nachrichtentechnik unter dem Begriff Modendispersion bekannt ist. Jede Faser verfügt neben der Querschnittfläche des Lichtleiters über einen Akzeptanzwinkel w_{max} (siehe Abb. 5.2), der den maximalen Einkopplungswinkel des Lichts festlegt. Je größer der Akzeptanzwinkel und je größer die Querschnittfläche, desto mehr Licht kann in den Lichtleiter eingekoppelt werden.

Sei nun die Zeit $T_{(w=0)} = \frac{L}{c_m}$, die der Lichtstrahl benötigt, um auf dem direkten Weg den Lichtleiter zu durchqueren, wobei c_m die Lichtgeschwindigkeit des Mediums repräsentiert. Dann benötigt ein Lichtstrahl, der unter dem Akzeptanzwinkel eingekoppelt wurde, eine Zeitdauer von $T_{(w=w_{max})} = \frac{N \cdot a}{c_m \cdot \cos w}$ mit $N = \frac{L}{a}$, um die gleiche Strecke des Lichtleiters zu passieren. Die Zeitdifferenz pro Länge ergibt sich zu: