Johannes Gutenberg Universität Mainz Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik

Masterarbeit

im Studiengang Physik - Schwerpunkt Kern- und Teilchenphysik

zur Erlangung des akademischen Grades Master of Science

Thema:	Untersuchungen zum Myon-Triggersystem der COMPASS Drell-Yan-Messu					
Autor:	Alexander Becker MatNr. 2707774					
Version vom:	30. Mai 2016					
1. Gutachter: 2. Gutachter:	Prof. Dr. Eva-Maria Kabuß Prof. Dr. Achim Denig					

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Drell-Yan-Prozess2.1Quark-Partonmodell	4 7 9 11 12 12
3	COMPASS-Spektrometer3.1Übersicht3.2Spektrometer für Drell-Yan3.3M2-Strahlführung3.4Polarisiertes Target3.5Kalorimeter	 14 15 15 18 21
4	Myontrigger4.1Target Pointing4.2Hodoskope4.3Kalorimetertrigger4.4Vetosystem4.5Trigger für Drell-Yan4.6Online-Monitoring	 23 23 24 27 28 29 29
5	Messungen5.1Szintillationszähler5.2Messaufbau und Ausleseelektronik5.3Präparat und kosmische Myonen5.4Zählermethode5.5Methode mit ²⁰⁷ Bi-Energiespektrum5.6Methode mit kosmischen Myonen	 34 37 42 42 43 46
6	Effizienzen6.1Datenerfassung	 49 49 50 53 54 54 65 65
7	Zusammenfassung	70
Lit	teraturverzeichnis	71
An	nhang	72
Ab	bbildungsverzeichnis	76
Та	abellenverzeichnis	78
Eid	desstattliche Erklärung	78

1 Einleitung

Die Kern- und Teilchenphysik beschäftigt sich mit der inneren Struktur und dem Aufbau der Materie. Beim COMPASS-Experiment wird die innere Struktur von Hadronen untersucht, um deren Wechselwirkung besser verstehen zu können. Dies umfasst insbesondere die Untersuchung von Quarks und Gluonen, sowie der Spinverteilung im Nukleon durch die tiefinelastische Streuung, bei der ein μ -Strahl mit einem Quark des Nukleons wechselwirkt. Zu diesem Zwecke wird ein polarisiertes Feststoff-Target verwendet, auf das ein μ -Strahl trifft. Die dabei entstehenden oder gestreuten Teilchen werden im zweistufigen Spektrometer nachgewiesen und gemessen. Aus der Teilchentrajektorie werden die Impulse und Energien der Teilchen bestimmt. Für die Messung der Spinstruktur des Nukleons wird ein polarisiertes Target und ein polarisierter Strahl verwendet.

Neben der tiefinelastischen Streuung (DIS) bietet der Drell-Yan-Prozess (DY) Zugang zu den Strukturfunktionen, die die innere Struktur des Nukleon beschreiben. Bei DY entstehen Myonenpaare aus der Annihillation der Antiquarks der Strahlteilchen und Quarks der Targetteilchen. Der Wirkungsquerschnitt des Prozesses ist sehr gering und erfordert zur Detektion ein hocheffizientens Triggersystem, das auf die Detektion von Myonenpaaren optimiert ist. Diese Anforderungen erfüllt das COMPASS-Triggersystem.

Das Triggersystem besteht aus Hodoskopen, die wiederum aus Szintillatorstreifen zusammengesetzt sind. Beim Durchgang geladener Teilchen entstehen Lichtimpulse in den Szintillatoren, die zu Photoelektronenvervielfacher (PMT) geleitet und dort in messbare elektrische Signale umgewandelt werden. Es ergibt sich ein expontieller Zusammenhang zwischen Signalhöhe und Entfernung zum PMT, aus dem eine für den jeweiligen Szintillator charakteristische Abschwächlänge ermittelt werden kann. In dieser Arbeit werden Kenndaten der Szintillatorstreifen wie die Abschwächlänge mit einem Testaufbau bestimmt und die Bestimmungsmethoden miteinander verglichen.

Durch die Forderung von Koinzidenzen bestimmter Hodoskope können Triggerbedingungen aufgestellt werden. Damit wird es möglich die Analyse auf selektrierte physikalische Ereignisse einzuschränken. Im Zuge dieser Masterarbeit wird das COMPASS-Triggersystem auf seine Hodoskop- und Triggereffizienz überprüft. Es werden die Effizienzen der einzelnen Szintillatorstreifen sowie die Hodoskopeffizienzen aller verwendeter Hodoskope und die Triggereffizienzen bestimmt. Dafür wurden Test-Messungen aus dem Jahr 2015 verwendet.

Zum Verständnis des COMPASS-Experiments wird im zweiten Abschnitt zunächst die Physik erklärt. Die nächsten beiden Abschnitte geben eine Übersicht über den COMPASS-Spektrometer und den Myontrigger. In Abschnitt 5 werden Methoden zur Messung von Abschwächlängen der Szintillatoren vorgestellt und miteinander verglichen. Im letzten Abschnitt wird das Triggersystem auf seine Effizienz geprüft, indem die Hodoskop- und Triggereffizienzen bestimmt und diskutiert werden.

2 Drell-Yan-Prozess

2.1 Quark-Partonmodell

Subatomare Strukturen werden über Streuversuche an ruhenden und bewegten Teilchen untersucht, wobei zwischen elastischer und die inelastischer Streuung unterschieden wird. Die elastische Streuung ist die Kollision eines einlaufenden Teilchens mit einem Target-Teilchen. Die beiden Teilchen bleiben dabei unverändert und es entstehen keine neuen Teilchen. Über diesen Prozess ist es möglich, die Ladungsverteilung und somit die Ausdehnung des Teilchens zu bestimmen. Bei der inelastischen Streuung überträgt das einlaufende Teilchen einen Teil seiner Energie an das Target-Teilchen, das dabei angeregt oder "zerstört" wird. Das Reaktions-Diagramm für die tiefinelastische Streuung am Beispiel einer Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Störungsordnung ist in Abbildung 1 zu sehen. In dieser Reaktion entstehen neue Teilchen im Endzustand, die dann detektiert werden. Für die Interpretation solcher Reaktionen wurde das Quark-Partonmodell entwickelt.



Abbildung 1: Reaktions-Diagramm der tiefinelastischen Streuung niedrigster Störungsordnung für die Elektron-Proton-Streuung [Pov08]

Die Wechselwirkung findet über den Austausch eines virtuellen Photons γ^* statt. Es werden folgende kinematische Variablen verwendet [Chy]:

$$s = (p+P)^2 \approx M^2 + 2pP \stackrel{Lab}{=} M(2E+M) \tag{1}$$

$$Q^{2} = -q^{2} = -(p - p')^{2} \approx 2pp' \stackrel{Lab}{=} 2EE' \sin^{2}\frac{\vartheta}{2}$$
(2)

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - M^2}$$
(3)

$$W^{2} = \frac{Q^{2}(1-x)}{x} + M^{2}$$
(4)

$$y = \frac{qP}{pP} = \frac{\nu}{E} \tag{5}$$

E und E' sind die Energien der einlaufenden und gestreuten Elektronen im Laborsystem und s ist die totale Schwerpunktsenergie. Somit beschreiben p und p' die Vierervektoren des einlaufenden und gestreuten Elektrons. ϑ ist der Streuwinkel des Elektrons im Laborsystem

und Q^2 das negative Quadrat des Viererimpulsübertrags. M steht für die Masse des Protons und W für die invariante Masse des hadronischen Systems. Die sogenannte Bjorken-Variable x charakterisiert die Inelastizität einer Streuung und ist für den elastischen Fall x = 1. Die Variable $\nu = E - E'$ ist der Energieübertrag des Elektrons auf das Proton. y ist somit der Anteil der Energieablagerung. Für den tiefinelastischen Fall muss $W^2 > 5$ GeV² gelten, um energetisch außerhalb der Nukleonresonanzen zu sein.

In der Quantenelektrodynamik in führender Ordnung gilt für die Streuung eines Elektrons an einem punktförmigen Proton im Laborsystem [Chy]:

$$\sigma_{Mott} = \frac{\alpha^2 \cos^2(\frac{\vartheta}{2})}{4E^2 \sin^4(\frac{\vartheta}{2})} \tag{6}$$

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \sigma_{Mott} \frac{E'}{E} \left(1 + \frac{Q^2 tan^2(\frac{\vartheta}{2})}{2M^2}\right) \tag{7}$$

 σ_{Mott} ist der Mott-Wirkungsquerschnitt für den Fall einer Streuung eines relativistischen Dirac-Teilchens an einem statischen punktförmigen elektrischen Potentials und α die Feinstrukturkonstante. Mit der Annahme einer Substruktur des Protons können sogenannte Strukturfunktionen eingeführt werden. Für die Formel des Wirkungsquerschnitts einer tiefinelastischen Streuung wird von einer Unabhängigkeit der Variablen Q^2 und ν ausgegangen [Chy]:

$$\frac{d\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[(1 - y - \frac{M^2xy}{s}) \frac{F_2(x,Q^2)}{x} + y^2 F_1(x,Q^2) \right],\tag{8}$$

wobei F_1 und F_2 die inelastischen elektromagnetischen Strukturfunktionen des Protons sind.

1968 wurde am SLAC die elastischen und inelastischen Strukturfunktionen bei festem W gemessen. Es wurde festgestellt, dass im Vergleich zur Elastischen die inelastische Strukturfunktion eine keine Q^2 -Abhängigkeit hat. Auf dieser Erkenntnis aufbauend, interpretierte Feynman die innere Nukleonenstruktur mit geladenen punktförmigen Konstituenten, was als Partonmodell bekannt ist. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 2 zu sehen. In a) ist die Q^2 -Abhängigkeit der elastischen Strukturfunktion und in b) der inelastischen Strukturfunktion und eine elastische Erwartung zu erkennen.

In der sogenannten "kollinearen Näherung", wird der transversale Impuls sowie die Masse des Protons vernachlässigt. Es wird nur der longitudinale Impuls betrachtet. Der Impuls eines Partons i, kann als Teil des Protonimpulses $n_i P$ beschrieben werden:

$$p'^{2} = (p+q)^{2} = p^{2} + q^{2} + 2pq \Rightarrow -q^{2} = Q^{2} = 2n_{i}Pq$$
(9)

$$\Rightarrow n_i = \frac{Q^2}{2pq} = \frac{Q^2}{2M\nu} = x_{Bjorken} \tag{10}$$

Die Bjorken-Variable x repräsentiert also den Anteil des Protonen-Impulses n_i getragen vom Parton. Die inelastische Streuung wird somit als elastische Streuung an den punktförmigen Partonen interpretiert. Eine schematische Darstellung der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung im Partonmodell und Laborsystem ist in Abbildung 3 zu sehen. Dabei wird die Energie durch ein virtuelles Photon γ auf ein Parton übertragen. Der Hadronisierungsprozess findet im Rest und im gestreuten Parton statt.



Abbildung 2: Die Q^2 -Abhängikeit des SLAC-Experimentes an der Struktur des Protons. Zu sehen ist die a) elastischer Strukturfunktion und die b) inelastische Strukturfunktion. [Chy]

Nun ist es möglich, mit der Beschreibung der Elektron-Parton-Streuung den Wirkungsquerschnitt der inklusiven Elektron-Proton-Streuung zu berechnen. Dieser hängt von zwei kinematische Variablen des gestreuten Elektrons ab und ist die Summe aller Wirkungsquerschnitte einer Elektronstreuung an einem geladenen Parton. Mit einem Partonladunganteil e_i gilt:

$$\frac{d\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{F_2(x,Q^2)}{x} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \sum_i xe_i^2 f_i(x) + y^2 \sum_i e_i f_i(x)$$
(11)

Dabei ist $f_i(x)$ die Wahrscheinlichkeit das Parton *i* mit der Teilladung e_i und dem Impulsanteils xP in einem Proton zu finden. Diese Funktion $f_i(x)$ wird Parton-Verteilungs-Funktion (PDF) genannt mit folgender Beziehung zur Strukturfunktion $F_2(x)$:

$$F_2(x) = x \sum_{i} e_i^2 f_i(x)$$
(12)

Im folgenden wurden Messungen über einen großen Impulsbereich durchgeführt, sodass überprüft werden konnte, ob die Partonen den ganzen Impuls des Protons tragen. Für diesen Fall gilt:

$$\sum_{i} \int_0^1 x f_i(x) dx = 1 \tag{13}$$

Dabei zeigt sich, dass die Quarks nicht den ganzen Impuls tragen. Die Hälfte des Impulses müssen Teilchen tragen, die weder elektromagnetisch noch schwach wechselwirken und somit auch ungeladen sind. Dieser Restanteil wurde in den Gluonen festgestellt, die die Quarks zusammenhalten. Die Gluonen sind die Austauschbosonen der starken Wechselwirkung.

Die Wechselwirkung der Quarks und Gluonen wird durch die sogenannte Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Dies ist eine nicht-abelschen Eichtheorie, die auf auf einer SU(3) Symmetrie mit Farbladungen basiert und Gluonen als Wechselwirkungsteilchen hat. Es gibt 3 verschiedene Farben Rot(R), Grün(G) und Blau(B) und ihre jeweiligen Antifarben. Im



Abbildung 3: Schematische Darstellung der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung im Partonmodell und Laborsystem. Dabei wird die Energie durch ein virtuelles Photon γ auf ein Parton übertragen. Der Hadronisierungsprozess findet im Rest und im gestreuten Parton statt. [Pov08]

Gegensatz zur Quantenelektrodynamik (QED), wobei die wechselwirkenden Photonen nicht miteinander interagieren, tragen die Gluonen in der QCD ebenfalls Farbladungen. Dies ermöglicht es ihnen miteinander zu wechselwirken. Siehe dazu die Feynman-Diagramme in Abb. 4. Es ist die Fluktation des Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar (QCD) und die Fluktuation des Photons in ein Elektron-Positron-Paar (QED) zu sehen. Analog dazu die Fluktuation des Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar, die Selbstwechselwirkung in QCD. Etwas Entsprechendes gibt es nicht in der QED.



Abbildung 4: Die Fluktuation des Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar (QCD) und die Fluktuation des Photons in ein Elektron-Positron-Paar (QED). Analog dazu die Fluktuation des Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar, die Selbstwechselwirkung in QCD. Etwas Entsprechendes gibt es nicht in der QED. [Pov08]

2.2 TMD-Partonverteilung

In Abschnitt 2.1 wurde bereits die kollineare Näherung vorgestellt, bei der die Masse und der transversalen Impuls des Partons vernachlässigt werden. Für das Erstellen des Quark-Partonmodells ist dies ausreichend. Genauere Messungen erfordern aber die Berücksichtigung der Transversalimpulse. Es werden die sogenannten transversalimpulsabhängige PDFs, die TMDs (Transverse Momentum Distribution) verwendet.

Es gibt in führender Ordnung sechs zeitumkehrende invariante TMDs (Abb. 5) :

$$f_1(x,k_T^2), \ g_{1L}(x,k_T^2), \ h_1(x,k_T^2), \ g_{1T}(x,k_T^2), \ h_{1T}^{\perp}(x,k_T^2), \ h_{1L}^{\perp}(x,k_T^2)$$
(14)



Abbildung 5: Alle möglichen TMDs aufgestellt nach Polarisation des Nukleons und des jeweiligen Quarks. Die Polarisation des Nukleons und Quarks im jeweiligen Kasten wird über dessen Achsenabschnitten angezeigt. [Tak09]

Die Integration der ersten drei TMDs führt zu den Grundverteilungen $f_1(x)$, $g_1(x)$ und $h_1(x)$. Die letzten drei Verteilungen verschwinden dabei. Mit diesen Grundverteilungen lässt sich die Quarkstruktur eines Nukleons in führender Ordnung komplett beschreiben.

 $f_1(x)$ ist die Wahrscheinlichkeit, ein Quark mit einem Impulsbruchteil x im Nukleon unabhängig vom Spin zu finden. Die Helizitätsfunktion $g_1(x)$ beschreibt den Beitrag des Quarks zum Spin des longitudinal polarisierten Nukleon. Ähnlich dazu ist $h_1(x)$, sie beschreibt die Korrelation des transversalen Nukleonspins und des transversal polarisierten Quarks.

Ohne die Forderung einer invarianten Zeitumkehr erscheinen zwei weitere Verteilungen. Die Sivers-Funktion $f_{1T}^{\perp}(x, k_T^2)$ steht für die Korrelation des transversal polarisierten Nukleons mit dem transversal polarisierten Quark. Die Boer-Mulders-Funktion $h_1^{\perp}(x, k_T^2)$ beschreibt die Korrelation des transversallen Spins und transversalen Impulses eines Quarks in einem unpolarisierten Nukleon. Über die Bestimmung der Sivers- und Boer-Mulders-Funktion und h_1 , ist es möglich mehr Informationen des Nukleons bzw. Hadrons zu erhalten.

Eine Möglichkeit, um sich Zugang zu diesen Funktion zu verschaffen, ist die semiinklusive Messung der tiefinelastischen Streuung (SIDIS), die beim COMPASS-Experiment gemessen wird. Der Drell-Yan-Prozess ermöglicht einen weiteren Zugang zu den TMDs, für die folgende Beziehung vorhergesagt wurde:

$$f_{1T}^{\perp}(SIDIS) = -f_{1T}^{\perp}(DY) \tag{15}$$

$$h_1^{\perp}(SIDIS) = -h_1^{\perp}(DY) \tag{16}$$

Das COMPASS-Experiment ermöglicht den Test dieses Vorzeichenwechsels im selben Spektrometer und für dasselbe polarisierte Target.

2.3 Drell-Yan-Kinematik

Der Drell-Yan-Prozess (DY) ist die Annihilation eines Quarks aus einem Hadron mit einem Antiquark aus einem anderen Hadron unter Bildung eines virtuellen Photons, das anschließend in ein entgegengesetzt geladenes Leptonenpaar zerfällt.

Für den Ausdruck des DY-Wirkungsquerschnitts wird die Reaktion eines unpolarisierten Strahlhadrons H_a mit einem polarisierten Targethadron H_b betrachtet (Abb. 6):

$$H_a(P_a) + H_b(P_b, S) \to \gamma^*(q) + X \to l^- + l^+ + X$$
 (17)

Zur Beschreibung werden diese kinematischen Variablen benutzt:

$$q = l + l' \tag{18}$$

$$s = (P_a + P_b)^2 \tag{19}$$

$$x_{a,b} = \frac{q^2}{2P_{a,b} \cdot q} \tag{20}$$

$$x_F = x_A - x_B \tag{21}$$

$$M_{ll'}^2 = Q^2 = q^2 = sx_a s_b \tag{22}$$

Dabei ist P_a der Impuls des Strahl- und P_b der Impuls des Targetteilchens. l und l' sind die Impulse des Leptons und des Antileptons. Somit ist q der Impuls des virtuellen Photons $\gamma^*(q)$. S steht für den Vierervektor der Targetpolarisation. Desweiteren ist s die quadratische Schwerpunktsenergie und $x_{a,b}$ der Impulsanteil getragen von den Quarks und Antiquarks. Zuletzt steht x_F für die Feynman-Variable und $M_{ll'}^2$ für die invariante quadratische Masse der Leptonenpaare.



Abbildung 6: Diagramm eines Drell-Yan-Prozeses. Dabei findet eine Annihilation eines Quark-Antiquarkpaares zu einem Leptonenpaar statt. [Col10]

Für die Interpretation des DY-Wirkungsquerschnitts werden zwei Koordinatensysteme genutzt. Die Abhängigkeit des DY-Wirkungsquerschnitts vom Targetspin und dem azimuthalen und polaren Winkel des Leptonenimpulses führen zu der Definition des azimuthalen Winkels ϕ_S in Abbildung 7 und azimuthalen ϕ und polaren Winkels Θ in Abbildung 8.



Abbildung 7: Definition des azimuthalen Winkels ϕ_S des transversalen Targetspins $\vec{S_T}$ im Laborsystem [Col10]



Abbildung 8: Definition des polaren und azimuthalen Winkels θ und ϕ im Collins-Soper-System [Col10]

Das Laborsystem (Lab) wird zunächst über den Einheitsvektor \hat{z} entlang des Impulses der Strahlhadronen definiert. Zudem wird die transversale Komponente q^T als \hat{x} deklariert und zuletzt $\hat{y} = \hat{z} \times \hat{x}$. Dabei gilt der normierte Polarisationsvektor $S^2 = -1$ und folgende Variablen:

$$P_{a,Lab}^{\mu} = (P_{a,Lab}^{0}, 0, 0, P_{a,Lab}^{3})$$
(23)

$$P_{b,Lab}^{\mu} = (M_b, 0, 0, 0) \tag{24}$$

$$q_{Lab}^{\mu} = (q_{Lab}^{0}, q_{Lab}, 0, q_{Lab}^{3}) \tag{25}$$

$$S_{a,Lab}^{\mu} = (0, S_T \cos \phi_S, S_T \cos \phi_S, S_L)$$
⁽²⁶⁾

Das Collins-Soper-System (Abb. 8) ist das Schwerpunktsystem eines ruhenden virtuellen Photons. Man erhält es, indem ein Lorentz-"Boost" entlang \hat{z} und \hat{x} vorgenommen wird und damit beide longitudinalen und transversalen Anteile am Impuls des virtuellen Photons verschwinden. Bei einer Vernachlässigung der Leptonenmassen ist eine Impulsbestimmung des Leptons und Antileptons möglich:

$$l_{CS}^{\mu} = \frac{q}{2} (1, \sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta)$$
(27)

$$l_{CS}^{\prime\mu} = \frac{q}{2}(1, -\sin\theta\cos\phi, -\sin\theta\sin\phi, -\cos\theta)$$
(28)

2.4 Wirkungsquerschnitt

Der DY-Wirkungsquerschnitt wird in Abhängigkeit vom azimuthalen Winkel ϕ_S des Targetpolarisationsvektors $\vec{S_T}$ und dem polaren und azimuthalen Winkel θ und ϕ im Collins-Soper-System aus Abschnitt 2.3 ausgedrückt. Für den Fall, dass nur das Target polarisiert ist, gilt allgemein: [Col10]

$$\frac{d\sigma}{d^4qd\Omega} = \frac{\alpha_{em}^2}{Fq^2} \hat{\sigma}_U [(1 + D_{\sin 2\theta} A_U^{\cos \phi} \cos \phi + D_{\sin^2 \theta} A_U^{\cos 2\phi} \cos 2\phi) \tag{29}$$

$$+S_L(D_{\sin 2\theta}A_L^{\sin \phi}\sin\phi + D_{\sin^2\theta}A_L^{\sin 2\phi}\sin 2\phi)$$
(30)

$$+ |\vec{S_T}| \left[(D_1 A_T^{\sin \phi_S} + D_{\cos^2 \theta} \tilde{A_T}^{\sin \phi_S}) \sin \phi_S \right]$$

$$(31)$$

$$+D_{\sin 2\theta}(A_T^{\sin(\phi+\phi_S)}\sin(\phi+\phi_S) + A_T^{\sin(\phi-\phi_S)}\sin(\phi-\phi_S))$$
(32)

$$+D_{\sin^{2}\theta}(A_{T}^{\sin(2\phi+\phi_{S})}\sin(2\phi+\phi_{S})+A_{T}^{\sin(2\phi-\phi_{S})}\sin(2\phi-\phi_{S}))$$
(33)

 $F = 4\sqrt{(P_a \cdot P_b)^2 - M_a^2 M_b^2}$ ist der Fluss der einlaufenden Hadronen und Ω der Raumwinkel des Leptons. Der Depolarisationsfaktor ist gegeben durch:

$$D_{f(\theta)} = \frac{f(\theta)}{1 + A_U^1 \cos^2 \theta} \tag{34}$$

Bei einer Integration des Wirkungsquerschnitts über ϕ und ϕ_S ergibt sich

$$\hat{\sigma}_U = (F_U^1 + F_U^2)(1 + A_U^1 \cos^2 \theta)$$
(35)

Es gibt 10 azimuthale Asymmetrien $A_P^{f(\phi,\phi_S)}$, die das Verhältnis von den Strukturfunktionen $F_P^{f(\phi,\phi_S)}$ und $F_U^1 + F_U^2$ mit P = U, T, L sind. Die Terme mit U stehen für den unpolaren Teil des Wirkungsquerschnitts, der im Experiment der Beitrag mit einem unpolarisierten Target ist. T und L stehen für den longitudinal und transversal polarisierten Teil, der den Anteil mit einem longitudinal und transversal polarisiertem Target darstellt. Zum Schluss ist anzumerken, dass bei der Integration über den azimuthalen Winkel ϕ nur eine azimuthale Asymmetrie, die sogenannte sin ϕ_S transversalspinabhängige, bestehen bleibt.

2.5 Asymmetrien in führender Ordnung

Für den Fall eines transversal polarisierten Targets lassen sich die Gleichung (29-33) im Partonmodell in führender Ordnung vereinfachen zu: [Col10]

$$\frac{d\sigma}{d^4qd\Omega} = \frac{\alpha_{em}^2}{Fq^2} \hat{\sigma}_U [(1 + D_{\sin 2\theta} A_U^{\cos 2\phi} \cos 2\phi) \tag{36}$$

$$+ |\vec{S_T}| \left[(A_T^{\sin\phi_S} + D_{\sin^2\theta} (A_T^{\sin(2\phi + \phi_S)} \sin(2\phi + \phi_S) + A_T^{\sin(2\phi - \phi_S)} \sin(2\phi - \phi_S)] \right]$$
(37)

mit

$$\hat{\sigma}_U = F_U^1 (1 + \cos^2\theta) \,. \tag{38}$$

Mit der Messung des Wirkungsquerschnitts lassen sich die einzelnen Asymmetrien bestimmen. Dabei gibt $A_U^{\cos 2\phi}$ Zugang zu der Boer-Mulders-Funktion der einlaufenden Hadronen und $A_T^{\sin \phi_S}$ zur Sivers-Funktion der Targetnukleonen. $A_T^{\sin(2\phi+\phi_S)}$ und $A_T^{\sin(2\phi-\phi_S)}$ ermöglichen ebenfalls Zugang zur Boer-Mulders-Funktion sowie zusätzlich zu h_{1T}^{\perp} und h_1 . In höheren Ordnungen erscheinen mehr Asymmetrien, als Beiträge von PDFs in nicht-führender

In höheren Ordnungen erscheinen mehr Asymmetrien, als Beiträge von PDFs in nicht-führender Ordnung.

2.6 Drell-Yan bei COMPASS

Beim COMPASS-Experiment werden Pionen als Strahlteilchen und transversal polarisierte Protonen (NH_3) als Targetteilchen verwendet. Die Leptonen im Endzustand sind Myonenpaare, die mit dem COMPASS-Spektrometer detektiert werden.

Abb. 9 zeigt als Beispiel das Massenspektrum in einem DY-Experiment mit einem Na50-Target und einem 400 GeV Protonenstrahl. Es sind die gemessenen Ereignisse und die einzelnen Beiträge zu diesem Spektrum dargestellt. Neben dem dominierende Beitrag der $q\bar{q}$ -Resonanzen $(J/\psi, \psi')$ zeigt der Massenbereich 4-9 GeV/c² eine fast untergrundsfreie DY-Produktion von Myonenpaaren. Im Massenbereich 2-2,5 GeV/c² sind Beiträge von verwendeten Quellen zu erkennen, die bei Bekanntheit entfernt werden können um DY-Ereignisse zu messen.

Für die COMPASS-Daten von 2015 wurde eine eigene Analyse der invarianten Energie der Leptonpaare mit einer Testproduktion eines kleinen Teils der gemessenen Daten durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 10 zu sehen. Es ist der J/ψ -Peak bei ca. 3,1 GeV und einige wenige Ereignisse im Bereich 4-9 GeV zu erkennen, die mögliche DY-Kandidaten sind.



Abbildung 9: Das Bild zeigt als Beispiel das Massenspektrum in einem DY-Experiment mit einem Na50-Target und einem 400 GeV Protonenstrahl. Es sind die gemessenen Ereignisse und die einzelnen Beiträge zu diesem Spektrum dargestellt. Neben dem dominierende Beitrag der $q\bar{q}$ -Resonanzen $(J/\psi, \psi')$ zeigt der Massenbereich 4-9 GeV/c² eine fast untergrundsfreie DY-Produktion von Myonenpaaren. [Ale]



Abbildung 10: COMPASS-Analyse der invarianten Energie der Leptonenpaare. Es ist der J/ψ -Peak bei ca. 3,1 GeV und einige wenige DY-Kandidaten im Bereich 4-9 GeV zu erkennen.

3 COMPASS-Spektrometer

COMPASS (COmmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) ist ein "Fixed-Target"-Experiment am CERN (Europäisches Zentrum für nukleare Forschung). Es befindet sich in relativer Mitte zum LHC und am Ende der M2-Strahlführung. Eine Übersicht des Beschleunigerkomplexes ist in Abbildung 11 zu sehen. Das COMPASS-Spektrometer wurde bisher z.B. für die semiinklusive Messung der tiefinelastischen Streuung (SIDIS) verwendet. Für die Jahre 2014/15 wurden DY-Messungen angesetzt und dafür der Targetbereich umgebaut. In diesem Kapitel wird der COMPASS-Spektrometeraufbau vorgestellt, wie er bei der Datennahme 2014/15 verwendet wurde. [Col96] [Col10] [Col07]



Abbildung 11: Überblick über den Beschleuniger-Komplex am CERN. COMPASS befindet sich in der Mitte des großen LHC-Beschleunigerrings. Etwas weiter südlich befindet sich die M2-Strahlführung. [Tak09]

3.1 Übersicht

Das COMPASS-Spektrometer wurde mit folgenden Anforderungen konzeptioniert:

- hohe Luminosität
- gute Spurrekonstruktion
- große Polarwinkelakzeptanz
- großer Impulsmessbereich
- Teilchenidentifikation

Der Aufbau des COMPASS-Spektrometers wird zunächst am Spektrometeraufbau des Jahres 2010 vorgestellt, da sich im Vergleich zu den DY-Messungen am Aufbau wenig ändert. In Abbildung 12 sind die Detektoren durch verschiedene Farben geordnet. Die Spektrometermagenten SM1 und SM2 sowie die Triggerhodoskope H1, H2, Outer, Inner, Middle, Ladder und Veto sind rot markiert. Zudem sind die beiden elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter (ECAL1, ECAL2, HCAL1, HCAL2) zu sehen, die hell- und dunkelblau sind. Im Zuge dieser Arbeit sind insbesondere die hadronischen Kalorimeter HCAL1 und HCAL2 wichtig.

Für Messung der Impulse ist das Spektrometer in zwei Stufen geteilt. Dadurch wird eine präzise Impulsmessung und eine große Akzeptanz ermöglicht. Die beiden Teilspektrometer heißen LAS (Large Angle Spektrometer) und SAS (Small Angle Spectrometer). Das LAS ist für die Messung von Teilchen mit großen Streuwinkeln und das SAS für kleine Winkel konzipiert. Beide sind jeweils um ein Dipolmagneten aufgebaut, um durch die Ablenkung im Magnetfeld Impulsinformation der Teilchen zu erhalten. Die Magnetlinien des Dipolmagneten im LAS SM1 sind vertikal orientiert (Abb. 13), die geladene Teilchen horizontal abzulenken. Mit einer Magnetfeldstärke von 1 Tm und einer Öffnung von $2,29 \times 1,52$ m² hat das LAS eine Akzeptanz von ± 180 mrad. Dabei müssen die Teilchen einen Minimalimpuls von 0.4GeV/c haben, um nicht das Magnetjoch zu treffen. Die Magnetfeldlinien des SM2 im SAS sind ebenfalls vertikal angeordnet und lenken die Teilchen in dieselbe Richtung ab. Es misst erneut die Teilchen mit eine Akzeptanz von ± 30 mrad, um eine bessere Auflösung Teilchen mit kleinen Ablenkwinkeln (< 30 mrad) zu erreichen. Der SM2 hat eine Öffnung von $2 \times 1 \text{ m}^2$ und eine magnetische Feldstärke von bis zu 4,4 Tm. Im SAS werden nur Teilchenspuren mit einem Impuls von mehr als 4 GeV/c detektiert. Beide Spektrometer haben eine ähnliche Struktur mit Spurdetektoren, Kalorimetern und Myonenfiltern für die Teilchenidentifikation. Im LAS befindet sich ein RICH-Detektor für die Teilchenidentifikation. Dieser wird aber im Folgenden nicht verwendet.

3.2 Spektrometer für Drell-Yan

Essentiell für das Drell-Yan-Programm ist der Hadronabsorber (Abb. 14). Für die Messung von DY-Prozessen wird ein Hadronenstrahl verwendet, in unserem Fall Pionen. Der COMPASS-Detektor ist aber auf die Messung von Myonen bei so hohen Teilchenraten nicht ausgelegt. Dafür wird der Hadronabsorber benötigt, der die gemessenen Raten reduziert und damit eine bessere Detektion von DY-Ereignissen ermöglicht.

Der Hadronabsorber ist in Abbildung 15 sehen. Er besteht hauptsächlich aus Al_2O_3 und einem Strahlfänger aus Wolfram entlang der Strahlmitte. [Col10] Er ist 2 m lang und hat zusätzliche Schichten aus Beton und rostfreiem Stahl zur Strahlabschirmung. Die ersten beiden Schichten sind leer, um Rückstreuungen zu reduzieren. Die transversalle Fläche beträgt



Abbildung 12: Der COMPASS-Aufbau 2010. Die Spektrometermagenten SM1 und SM2 sowie die Triggerhodoskope H1, H2, Outer, Inner, Middle, Ladder und Veto sind rot markiert. Zudem sind die beiden elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter (ECAL1, ECAL2, HCAL1, HCAL2) wichtig, die hell- und dunkelblau sind. [Col10]



Abbildung 13: Verteilung der Magnetfeldlinien für SM1 (links) und SM2 (rechts). Die Magnetfeldlinien sind vertikal orientiert und lenken somit geladenen Teilchen horizontal ab. [Tak09]



Abbildung 14: Es ist der vordere Aufbau des COMPASS-Spektrometers mit dem Hadronenabsorber zu sehen. [Col10]



Abbildung 15: Der Hadronabsorber besteht hauptsächlich aus Al₂O₃ und einem Wolframzylinder entlang der Strahlmitte, der als Strahlfänger verwendet wird. [Col10]

 $80 \times 80 \text{ cm}^2$, in dessen Mitte sich der Wolframzylinder befindet.

In Abbildung 14 ist der vordere Aufbau des COMPASS-Spektrometers mit dem Hadronenabsorber zu sehen. Der Aufbau von LAS und SAS ändert sich in Vergleich zu Abschnitt 3.1 nicht.

3.3 M2-Strahlführung

Die M2-Strahlführung [NDN] liefert einen Strahl, der für das "Fixed-Target" Experiment COMPASS benötigt wird. Dafür steht in der M2-Strahlführung (Abb. 11) ein Produktions-Target, das mit Protonen aus dem SPS bestrahlt wird. Der erforderliche Strahl entsteht durch Zerfälle zu sekundären Hadronen wie π^{\pm}, k^{\pm} und p bis zu einem Impuls von 280 GeV/c. Zusätzlich ist die Produktion von tertiären positiven Antimyonen μ^+ mit einem Impuls von bis zu 220 GeV/c möglich. Über die Umpolung aller Magneten lässt sich ein μ^{\pm} und e^{\pm} -Strahl mit kleinerer Intesität und Energie herstellen. Der primäre Protonenstrahl vom SPS mit einem Impuls von 400 GeV/c hat eine Intensität von ca. $10^{13} p$ in einem Beschleunigerzyklus (Spill) von 5 s über ein SPS-Zyklus von 17 s.

Für die Myonen-Produktion wird der Strahl auf das Target T6 (Abb. 16) geleitet. Das T6 besteht aus luftgekühlten Beryllium-Blöcken mit unterschiedlichen Längen je nach benötigter Intensität. Diese 40 mm, 100 mm und 500 mm großen Blöcke werden dann in den Strahl geschoben. Mit Hilfe von sechs Quadrupol- und drei Dipolmagneten werden Pionen mit ca. 170 GeV/c selektiert, die über eine Länge von 650 m zu Myonen und Neutrinos zerfallen. Mit dem Hadronabsorber lässt sich der Strahl von den restlichen Hadronen filtern. Für einen Hadronenstrahl wird der Absorber entfernt. Die Myonen werden über den Pionenzerfall $\pi^+ \to \mu^+ + \nu$ produziert und über die schwachen Wechselwirkung longitudinal polarisiert. Im Laborsystem ist die Polarisation P_{μ} durch: [Ada]

$$P_{\mu} = \frac{m_{\pi^+}^2 + (1 - 2\frac{E_{\pi^+}}{E_{\mu^+}})m_{\mu^+}^2}{m_{\pi^+}^2 - m_{\mu^+}^2},$$
(39)

gegeben, wobei die Massen m_{π^+} und m_{μ^+} der Pionen und Myonen sind. Somit sind E_{π^+} und E_{μ^+} die jeweiligen Energien. Analog gilt die Rechnung für den Kaonenzerfall. Aus der Gleichung wird klar, dass die Polarisation nur von den variablen Energien abhängt und nicht von den festen Massen der Mesonen und Myonen. Für die Energien $E_{\mu^+} = 160 \text{ GeV/c}$ und $E_{\pi^+} = 172 \text{ GeV/c}$ besteht eine Polarisation von 80 %.

Für Myonen, ist in Abbildung 17 die Impulsverteilung und die Teilchenverteilung in der Mitte des Tagets zu sehen. Die dunklen Flächen enthalten Teilchen, die alle Targetzellen (siehe dazu Abschnitt 3.4) passiert haben. In Bild (b) ist zu erkennen, dass der Strahlquerschnitt einige Millimeter dick ist und 20-30 % der Myonen sich im Halo befinden und damit nicht das komplette Target durchquert haben. Diese Verteilungen gelten für das Target aus dem Jahr 2004 und können für das neue DY-Target abweichen.

3.4 Polarisiertes Target

Das Herzstück des DY-Experiments ist das transversal polarisierte Target. Dabei ist es im festen Aggregatzustand, um hohe Luminositäten zu ermöglichen. Es ist in zwei zylindrische Zellen (Abb. 18) eingeteilt mit einem Radius von 25 mm und einer Länge von 600 mm mit einem Abstand von 50 mm zueinander. Zusätzlich sind beide Zellen entgegengesetzt polarisiert mit regelmäßiger Umpolung. Dieser Aufbau dient dazu, systematische Fehler zu minimieren. Die Zellen sind in unserem Fall mit NH_3 gefüllt, um ein polarisiertes Protonentarget zu ermöglichen. Eine Alternative als Protonentarget wäre H^2 , das aber nicht polarisierbar ist. Mit



Abbildung 16: Die M2-Strahlführung des SPS am CERN. Für einen Hadronenstrahl wird der Absorber entfernt. [LG]



Abbildung 17: (a) Impulsverteilung und (b) horizontales Profil im Zentrum des Targets für einlaufende Teilchen. Die dunklen Flächen enthalten Teilchen, die alle Targetzellen passiert haben. [Kab07]



Abbildung 18: Das polarisierte Target des COMPASS-Experiments. Zu erkennen sind die beiden Targetzellen in der Mitte. [Col07]

der Methode der Dynamischen Nuklearen Polarisation (DNP) [Abr] wird die Polarisation erreicht. Die Idee ist dabei, die Polarisation der Elektronen auf die Nukleonen zu übertragen, da die direkte Polarisation der Nukleonen sehr schwierig ist. Das magnetische Moment des Nukleons μ_N ist 2000 mal kleiner als das Bohr'sche Magneton μ_N . Dies verdeutlicht das geringe Ansprechen des Nukleons auf ein externes magnetischen Feld. Um eine ausreichende Polarisation zu erreichen, ist ein sehr starkes Magnetfeld von Nöten. Das Curie-Gesetz für Spin- $\frac{1}{2}$ und Spin-1-Teilchen verdeutlicht das Problem:

$$P_{1/2} = \frac{N_{1/2} - N_{-1/2}}{N_{1/2} + N_{-1/2}} = tanh \frac{\hbar\omega}{2kT}$$
(40)

$$P_{1} = \frac{N_{1} - N_{-1}}{N_{1} + N_{-1} + N_{0}} = \frac{4 \ tanh \frac{\hbar\omega}{2kT}}{3 + tanh^{2} \frac{\hbar\omega}{2kT}}$$
(41)

wobei k die Boltzmannkonstante, N_m die Population des magnetischen Niveaus m und $\omega = \frac{\mu B}{\hbar}$ die Larmorfrequenz mit dem magnetischen Moment μ ist. In einem magnetischen Feld mit der Stärke 2,5 T und einer Temperatur von 1 K ist die Polarisation 99 % für Elektronen. Für Protonen und Deutronen ist sie weniger als 1 %. Es wird die einfache Polarisierbarkeit der Elektronen ausgenutzt, um in unserem Fall Protonen zu polarisieren. Analog gilt dies auch für Deutronen. Durch Störstellen im Targetmaterial wird eine Inflation von Elektronen angeregt. Nach dem Curie-Gesetz zeigen fast alle Elektronen werden Mikrowellen ausgesetzt des Magentfeldes und ein kleiner Anteil entlang dessen. Die Elektronen Zustand | $\downarrow \downarrow \rangle$ und | $\uparrow \uparrow >$ (Abb. 19) entspricht. Der kleinere Pfeil entspricht der Elektron vur die der Große der Protonpolarisation. Angeregt durch die Mikrowellen, bewegt sich das Elektron zwischen den Energieniveaus. Dabei ist die Relaxationszeit des Elektrons relativ kurz und die des Protons

relativ lang. Das Elektron kann die Spinrichtung ändern und sich mit dem Proton antiparallel $|\downarrow \uparrow >$ stellen. Das Elektron lässt das Proton entlang des Feldes polarisiert zurück und sucht sich einen neuen Partner für den Zustand $|\downarrow \downarrow >$, der durch die Mikrowellen wieder zu $|\uparrow \uparrow >$ angeregt wird. Es findet eine Diffusion der Protonenpolarisation durch das gesamte Targetmaterial statt. Die entgegengesetzte Polarisation ist mit einer induzierten Mikrowellenfrequenz in der Größe der Energielücke $|\downarrow \uparrow >$ zu $|\uparrow \downarrow >$ möglich. Somit lassen sich die Protonen auf die beiden höheren Energieniveaus pumpen. Mit dieser Methode lässt sich für NH₃ eine Polarisation von 90 % erreichen bei einer Relaxationszeit von 4000 Stunden und 0,6 T. Ist diese Polarisation geschafft, werden die Zellen von Zimmertemperatur auf ca. 50 mK runtergekühlt. Die Spins der Protonen werden "eingefroren" und können direkt durch das angelegte magnetische Feld geändert werden. Für eine transversale Polarisation wird ein Dipol genutzt. Dabei wird das Magnetfeld reduziert, während das Dipolfeld verstärkt wird und somit die Spins gedreht. Während der Messung kann die Polarisation der Zellen nicht gemessen werden, aber die Relaxationszeit ist ausreichend groß (Wochen), um eine hohe Polarisation zu sichern.



Abbildung 19: Energieniveaus eines Elektron-Proton-Paares in einem magnetischen Feld. Die beiden Übergänge $\omega_e + \omega_p$ und $\omega_e - \omega_p$ werden für die Polarisation der Protonen genutzt. Die entgegengesetzte Polarisation ist mit einer induzierten Mikrowellenfrequenz in der Größe der Energielücke $|\downarrow\uparrow\rangle$ zu $|\uparrow\downarrow\rangle$ möglich. [Tak09]

3.5 Kalorimeter

In beiden Spektrometerstufen befinden sich die hadronischen Kalorimeter HCAL1 und HCAL2. [Kab07] Beide sind Eisen-Szintillator-Kalorimeter. Sie messen die Energie von Hadronen und werden für den Kalorimeter-Trigger verwendet. (siehe Abschnitt 4.3)

In Abbildung 20 ist die Anordnung der Detektormodule von HCAL1 zu sehen. Dabei besteht ein Modul des HCAL1 aus 40 Schichten von 20 mm Eisen und 5 mm Szintillatormaterial. Dies entspricht einer Dicke von ca. 5 hadronischen Wechselwirkungslängen für Pionen. In der Mitte befindet sich das 120×60 cm² große Strahlloch. An der Seite der Module ist jeweils ein Lichtleiter angebracht, der das Licht der Szintillatorplatten sammelt und zu den Photoelektronenmultiplier (PMT) leitet. Die Lichtleiter dienen auch als Wellenlängenschieber, die die Wellenlängen der Photonen in den optimalen Arbeitsbereich der PMTs verschieben.

Das zweite hadronische Kalorimeter HCAL2 besteht aus 22×10 rechteckigen Modulen mit einer Größe von 20×20 cm² (Abb. 21). Für den Strahl wurde ein Loch von 2×2 Modulen frei gelassen. Die Module bestehen jeweils aus 35-40 Schichten aus 25 mm dickem Stahl und 5 mm Szintillatormaterial. Dies entspricht wiederum einer Dicke von 5 hadronischen Wechselwirkungslängen für Pionen. Die Auslese der Szintillatorplatten erfolgt über wellenlängenschiebende Fasern. In jeder Szintillatorplatte ist eine Faser eingebaut und in einem Bündel des ganzen Moduls zu den PMT gelegt.

Beide Kalorimeter haben ein LED-Pulsersystem, das definierte Impulse zwischen den Spills abgibt um die einzelnen Module auf ihre Funktionsfähigkeit zu testen.



Abbildung 20: Die Anordnung und Ausmaße der Module im hadronischen Kalorimeter HCAL1. Das Kalorimeter besteht aus 480 Zellen mit den 2×2 Modulen, die mit dickeren Linien gekennzeichnet sind. In der Mitte befindet sich das $120 \times 60 \text{ cm}^2$ große Strahlloch. [Kab07]



Abbildung 21: Die Anordnung und Ausmaße der Module im hadronischen Kalorimeter HCAL2. Das Kalorimeter besteht aus 480 Zellen mit einem vier Zellen (40×40 cm²) großen Loch in der Mitte. Die 2×2 Module sind mit dickeren Linien gekennzeichnet. [Kab07]

4 Myontrigger

Das COMPASS-Triggersystem besteht aus Hodoskopen und Kalorimetern. Hodoskope bestehen aus Szintillatorstreifen und weisen geladene Teilchen nach. Die Aufgabe des Triggersystems ist es, aus einer Vielzahl von Ereignissen diejenigen zu filtern, die von Interesse sind. Für ein Triggersignal werden Koinzidenzen bestimmter Detektoren verlangt. Es liefert ein Startsignal an das Datenaufnahmesystem, Detektorinformationen auszulesen und in einer "Pipeline" kurzfristig zu sichern. Erfüllen Ereignisse die Triggerbedingung, werden die Informationen aufgerufen und abgespeichert. Wird die Triggerbedingung nicht erfüllt, dann werden die Informationen verworfen. Somit hat der Trigger einen großen Einfluss auf die anfallende Datenmenge, die durch die Ereignisselektion signifikant gesenkt wird. Die Selektion der Ereignisse findet über die Messung des Streuwinkels der Myonen statt. Dafür wird eine möglichst hohe Hodoskopeffizienz verlangt, die in dieser Arbeit bestimmt wird. Aufgrund der guten Abklingzeit der Szintillatoren eignen sie sich besonders gut für hohe Raten und eine gute Zeitauflösung. In Kombination mit der Ausleseelektronik können Triggerentscheidungen innerhalb eines Zeitraums, der unterhalb einer μ s liegt, getroffen werden. Diese Hodoskoppaare und das hadronische Kalorimeterpaar bilden das Triggersystem (Abb. 22). Für das ausschließliche Triggern auf Myonen befinden sich sogenannte Myonfilter vor den Hodoskopen. Wie der Name suggeriert, lassen diese Filter möglichst nur Myonen passieren.



Abbildung 22: Das COMPASS-Triggersystem mit den roten Hodoskopen und blauen elektromagnetischen Kalorimetern. Die hadronischen Kalorimeter sind in Abbildung 12 zu finden.

4.1 Target Pointing

Für hohe 4-Impulsüberträge von $Q^2 > 0,5 \text{ GeV}^2/\text{c}^2$ und einem Bereich von 0, 1 < y < 0,9 wird das sogenannte "Target-Pointing" (Abb. 23) angewendet. Beim "Target-Pointing" wird über die Treffer in den Szintillatorstreifen der Hodoskope und einer Koinzidenzschaltung auf auslaufenden Teichen getriggert. Für diesen Trigger werden ausschließlich horizontal ausgerichtete Szintillatorstreifen benötigt. Dadurch spielt die horizontale Ablenkung der Magneten für das Target-Pointing keine Rolle.

Durch geometrische Überlegung des Detektoraufbaus lassen sich Koinzidenzmatrizen für die



Abbildung 23: Das Prinzip des "Target Pointing"-Triggers. Durch geometrische Überlegungen lässt sich eine Koinzidenzmatrix erstellen: Nur Spuren, die zum Target zeigen (grün) erzeugen Signale innerhalb der Matrixdiagonalen und somit ein Triggersignal. Halospuren (rot) erzeugen Signale außerhalb der Diagonalen und damit kein Triggersignal. [du15]

Durchgänge der Teilchen erstellen. Die Hodoskope sind von der Größe her so gewählt, dass Signale auf der Matrixdiagonalen einem Teilchen aus der Targetregion entsprechen. Nur Signale auf dieser Diagonalen lösen Triggersignale aus und sichern damit, dass vor allem Teilchen aus dem Target detektiert werden. In der Realität werden aber auch Nebendiagonale für die Triggerbedingung genommen.

4.2 Hodoskope

Die Triggerhodoskope decken verschiedene kinematische Bereiche ab. Die Streifenbreite und die Anzahl richtet sich dabei nach den Myonraten in den verschiedenen Raumwinkeln insbesondere Polarwinkel hinter dem Target. Alle analogen Hodoskopsignale werden zunächst über den Constant-Fraction-Diskriminator in digitale Signale umgewandelt. Wenn die Szintillatorstreifen beidseitig ausgelesen werden, kommt ein Meantimer zum Einsatz. Dieser mittelt die Ankunftszeiten des Lichtes im Szintillator aus den beiden Enden. Somit wird die Zeitinformation eines Szintillatorstreifens unabhängig vom Teilchendurchgangspunkt ermittelt. Über eine Koinzidenzmatrix wird entschieden, ob die Teilchentreffer in den Hodoskopen ein gewünschtes Ereignis sind und ob die Teilchen aus dem Bereich des Targets kommen.



Abbildung 24: Das H1-Hodoskop mit seinen 32 horinzontalen Szintillatorstreifen. Auf beiden Seiten befinden sich Luftlichleiter und Photomultiplier (PMT), um das Hodoskop beidseitig auszulesen. In der Mitte befindet sich das Loch für den Strahldurchgang. Das H1 ist 230 cm breit und 192 cm hoch.



Abbildung 25: Das H2-Hodoskop mit seinen 2×32 horinzontalen Szintillatorstreifen. Das H2 ist in zwei Hälften geteilt, die mit Hilfe von Luftlichtleitern und PMTs beidseitig ausgelesen werden. In der Mitte beider Hälften befindet sich das Loch für den Strahldurchgang. Mit beiden Hälften ist das H2 500 cm breit und 419,2 cm hoch.



Abbildung 26: Das H3O-Hodoskop mit seinen 18 horinzontalen Szintillatorstreifen. An den Seiten befinden sich die Lichtleiter und PMTs zum beidseitigen Auslesen der Szintillatorstreifen. Das Loch für den Strahldurchgang in der Mitte ist eine Scheibe aus Plexiglas. Das H3O ist 200 cm breit und 112,5 cm hoch.



Abbildung 27: Das H4O-Hodoskop mit seinen 2×16 horinzontalen Szintillatorstreifen. Das H4O ist in zwei Hälften geteilt, in dessen Mitte sich das Loch für den Strahldurchgang befindet. Beide Hälften werden jeweils beidseitig ausgelesen. Insgesamt ist das H4O 450 cm breit und 225 cm hoch.

	MUN.
	Why
	N1111
WWW	White
YWWW	(MUM) (1)
WWW	MWWWWW
WWWW	(A) WAYAAN
WWWWW	A NWWWWW
WWWWW	A A RIVERADE
WWWWW	
WWWWWW	VI WWWWW
WWWWWWWWW	
	AND A MANANA M
	A MARKANA ANA ANA ANA ANA ANA ANA ANA ANA ANA

Abbildung 28: Das H4M-Hodoskop mit seinen 2×16 horinzontalen Szintillatorstreifen. Jede Hälfte des H4M ist 120 cm breit und 102 cm hoch. Sie sind im Gegesatz zu H2/H4O vertikal angeordnet und werden beidseitig ausgelesen. Es gibt eine obere H4O(oben) und untere H4O(unten) Hälfte.



Abbildung 29: Das H5M-Hodoskop mit seinen 2×16 horinzontalen Szintillatorstreifen. Die beiden Hälften des H5M sind etwas größer als die des H4M mit 150cm Breite und 120 cm Höhe. Beide Hälften sind vertikal angeordnet mit H5M(oben) und H5M(unten).

System	Hodoskop	Streifenanzahl	Dicke [mm]	z-Position [cm]	Fläche $(x \times y)$ [cm ²]
LAS	H1	32	60	5,5	230×192
	H2	2×32	136	15,5	$500 \times 419, 2$
Außen	H3O	18	70	23	$200 \times 112, 5$
	H4O	2×16	150	40	480×225
Mittel	H4M (oben)	20	62	40,3	120×102
	H4M (unten)	20	62	40,3	120×102
	H5M (oben)	20	77	47,7	150×120
	H5M (unten)	20	77	47,7	150×120

Tabelle 1: Tabelle mit allen verwendeten Hodoskopen 2014/2015. [Kab07] Die Hodoskope sind nach ihren jeweiligen Hodoskopsystem LAS, Außen und Mittel geordnet. Es sind die Streifenanzahl, Dicke der Hodoskope, ihre z-Position im Spektrometer sowie ihre x-y-Ausmaße angegeben.

In diesem Abschnitt sind alle Trigger bzw. Hodoskoppaare aufgelistet, die für das COMPASS-Experiment 2014/15 verwendet wurden. Dabei verwenden alle Paare das Target-Ponting:

- LAS-Trigger: Die beiden Triggerhodoskope des Spektrometerbereichs LAS heißen H1 und H2 (Abb. 24, 25). Sie bestehen jeweils aus 32 horizontal angeordneten Szintillatorstreifen und werden beidseitig ausgelesen. Zusätzlich ist H2 in zwei Hälften geteilt, um die Auslese zu langer Streifen zu vermeiden und das Triggern auf Myonenpaare zu ermöglichen. H1 befindet sich direkt vor dem RICH und H2 vor SM2 hinter einem Myonfilter. Dieses relativ neue System wurde eingeführt, um das Experiment zu höchsten Q^2 zu erweitern und DY-Myonenpaare zu messen.
- Außen-Trigger: Die beiden äußeren Triggerhodoskope heißen H3O und H4O (Abb. 26, 27). Sie werden ebenfalls beidseitig ausgelesen und sie haben 16 horizontale Szintillatorstreifen. H3O befindet sich direkt hinter der Öffnung des SM2 und H4O liegt direkt hinter dem Myonfilter im SAS.
- Mittel-Trigger: Die mittleren Triggerhodoskope H4M und H5M (Abb. 28, 29) haben ebenfalls 16 horizontale Szintillatorstreifen. Diese Hodoskope haben auch vertikale Streifen für das Energieverlust-Triggern, anstatt dem Target-Pointing. Für das Drell-Yan-Experiment wird nur das Target-Pointing gebraucht, deswegen wurden die vertikalen Szintillatorstreifen des mittleren Triggers abgeschaltet.

In Tabelle 1 sind alle verwendenden Hodoskope aufgelistet mit ihrem Namen, Streifenanzahl, Weite, Z-Position und aktiver Fläche.

4.3 Kalorimetertrigger

Im Kalorimetertrigger (CT) werden Energiedepositionen der auftreffenden Teilchen detektiert. Die Signale der Photomultiplier aus HCAL1 und HCAL2 (Abschnitt 3.5) werden geteilt und stehen somit für eine Triggerentscheidung zu Verfügung.

Beim Auftreffen eines Teilchen erfolgt eine Energiedeposition des Teilchen auf das Kalorimtermaterial. Dies führt zu einem hadronischen Schauer, der sich über mehrere Module und Schichten des Kalorimeters erstreckt. Deshalb werden die Signale der benachbarten Module addiert, was in zwei Stufen erfolgt. Zunächst werden die Signale der 2×2 -Module zu Vierersummen (Sum4) addiert. Die Sum4-Signale werden aktiv gesplittet und wiederum zu Sum16 addiert. Es entstehen 4×4 -Module. Zur Vermeidung von Ineffizienzen an den Rändern der Modulkomplexe, erfolgt die Summation der Vierersummen über mehrere geometrische Ebenen. In Abbildung 30 ist das Summationsschmema des hadronischen Kalorimeters HCAL1



Abbildung 30: Summationsschema des hadronischen Kalorimeters HCAL1. Die Signale der 2 × 2-Module werden zu Vierersummen (Sum4) addiert. Die Sum4-Signale werden aktiv geplittet und wiederum zu Sum16 addiert. Es entstehen 4 × 4-Module. Zur Vermeidung von Ineffizienzen an den Rändern der Modulkomplexe, erfolgt die Summation der Vierersummen über mehrere geometrische Ebenen. In der Abbildung sind zwei Ebenen (Layer1, Layer2) zu sehen. [Kab07]

abgebildet. Dabei sind zwei der vier möglichen Summationsebenen dargestellt. In den überlappenden Ebenen liegen jeweils die Signale der Summen der 4×4 -Module vor. Diese Signale werden nun auf Diskriminatoren mit zwei Schwellen gegeben. [Kab07] Für das DY-Experiment wird der CT mit der höheren Schwelle nicht verwendet.

Die Signale der niedrigeren Schwelle werden als unabhängiger Trigger verwendet. Dabei bedeutet unabhängig, dass sie nicht mit Hodoskopsignalen kombiniert werden müssen. Das wird sich bei der Berechnung von Hodoskop- und Triggereffizienzen zu Nutze gemacht, da der reine Kalorimetertrigger zusätzlich einen guten Überlapp mit den meisten Hodoskopen hat.

4.4 Vetosystem

Bei der Erzeugung des Strahls entsteht ein Halo, was bereits in Abschnitt 3.3 gezeigt wurde. Dies führt zu Problemen für das Triggersystem. Es können Myonen durch die Hodoskope laufen, ohne vorher das Target durchquert zu haben, siehe dazu Abbildung 31 und μ_3 . Dabei kann es dazu kommen, dass die Myonen die Signatur von gestreuten Myonen haben. Dies führt zu unerwünschten Triggersignalen, aufgrund der relativ großen Divergenz des Myonstrahls. Außerdem gibt es Trajektorien von Myonen, die das Target durchqueren und die Triggerbedingung erfüllen (μ_1). Auch diese Ereignisse müssen ausgeschlossen werden. Beides erfolgt über Detektion der unerwünschten einlaufenden Myonen mit den Vetodetektoren. Passiert das Halomyon einen Vetodetektor, wird kein Triggersignal erzeugt und es wird kein Ereignis aufgenommen. Die Triggerrate lässt sich damit um den Faktor 100 reduzieren.

Das Vetosystem besteht aus einem System von Szintillatorzählern in einem Abstand von 3 m, 8 m und 20 m vom Target [Kab07]. Bei der Verwendung des Vetosystems entsteht eine Totzeit. In einer gewissen Zeitspanne werden keine Ereignisse aufgenommen, was ein Nachteil des Systems ist und eine Optimierung erfordert.



Abbildung 31: Das Prinzip des Vetotriggers. Die Spuren μ_1 und μ_3 werden mit einem Veto deklariert und erzeugen keine Triggersignale. μ_2 erfüllt die Triggerbedingung und wird ohne ein Veto getriggert. [Kab07]

4.5 Trigger für Drell-Yan

Für DY-Messungen muss der Detektor in der Lage sein, Myonenpaare simultan zu detektieren. Dies kann unter anderem der Dimyon-LAST alleine leisten, der durch die beiden Hälften des H2 Myonenpaare messen kann. Zusätzlich werden die Triggersysteme zu neuen Triggern kombiniert.

In Abbildung 32 sind die einzelnen Triggerelementen zu sehen. Es sind die Triggerraten für die einzelnen Trigger im Run 259393 abgebildet. Die verwendeten Elemente sind an den ausgehenden Raten für den ersten Spill zu erkennen. Der MT und OT sind ausschließlich Einmyon-Trigger. In Kombination mit dem LAST sind auch sie in der Lage Myonpaare zu detektieren. Zu erkennen ist, dass die Raten für Myonpaare kleiner sind als für einzelne Myonen, da Myonenpaare seltener vorkommen. Dies ist ein Run der DY-Messungen mit einem Pionenstrahl und entsprechend hohen Raten. Daneben ist ein Test-Run mit Myonenstrahl für die spätere Bestimmung der Effizienzen in Abbildung 33 zu sehen. Es sind die niedrigeren Raten in den Triggern und der verwendete CT zu erkennen. Für die Daten dieser Arbeit wurden die Veto-, Halo-, Strahl- und die Zufallstrigger nicht benutzt.

4.6 Online-Monitoring

Zur Kontrolle der Detektoren während der Datennahme, werden mit Hilfe einer Software namens COOOL Kontrollhistogramme erstellt (Abb. 34, 35). Diese sogenannten "bookies" sind eine Sammlung von aktuellen und Referenzverteilungen der Detektoren. In den Abbildungen sind die Ratendichten nach Streifen für alle Trigger-Hodoskope für einen DY-Run dargestellt. Die Referenzwerte sind in Rot und die aktuelle Messung in Blau dargestellt. Der Name des jeweiligen Hodoskops ist über jedem Histogramm angegeben. Zusätzlich zu den Ratendichten wird die zeitliche Korrelation gegenüber der Fiberstation dargestellt, die ein sehr schneller Detektor ist. Diese sind an der Endung "trig" über den Histogrammen zu erkennen. Die Verteilungen müssen möglichst nahe an den Referenzen sein, um die Funktionsfähigkeit des Triggersystems zu garantieren. Ein starkes Abweichen deutet auf defekte Hodoskopstreifen und nicht funktionsfähige Triggerelektronik hin. Zum Loch hin ist ein Anstieg der Raten zu beobachten. Bei Hodoskopen mit einem Strahlloch wie H1 und H2 ist auch ein Loch in den Raten für die jeweiligen Streifen zu sehen. Wiederum ist im Lochbereich ein relativer Anstieg zur Lochmitte zu erkennen. Die erklärt sich durch reduzierte Gesamtlänge der Loch-

	Trigger element	Short name	Division factor	In rate (1st spill)	Out rate (1st spill)
	Dimuon Trigger (Middle and LAS)	MT+LAST	1	2390	2390
(One muon Middle Trigger	MT	100	363750	3638
	Dimuon Trigger (Outer and LAS)	OT+LAST	1	7172	7172
	One muon Outer Trigger	ОТ	100	132856	1329
	Calorimeter Trigger	СТ	0	2297395	0
	Inner Veto	VI	0	11206177	0
	Halo Trigger (H2 AND H4Outer)	Halo	0	3209472	0
	Beam Trigger	BT	35000	66996269	1915
	Dimoun Trigger LAS	LAST 2mu	1	135506	135506
	One muon Trigger LAS	LAST 1mu	500	879111	1759
	True Random	TRand	1	6421	6421
	Noise Random	NRand	0	1494212	0

Prescaler setup for run 259393

Abbildung 32: Auszug des "Prescaler setup" für den DY-Run 259393. Aufgelistet sind die installierten Triggersysteme im COMPASS-Spektrometer. Die verwendeten Elemente sind an den ausgehenden Raten für den ersten Spill zu erkennen. Hervorzuheben sind die Dimyon-Trigger mit den verschiedenen Kombinationen der Einmyon-Trigger. [com]

Prescaler setup for run 262796

Trigger element	Short name	Division factor	In rate (1st spill)	Out rate (1st spill)
Dimuon Trigger (Middle and LAS)	MT+LAST	1	178	178
One muon Middle Trigger	MT	1	67170	67169
Dimuon Trigger (Outer and LAS)	OT+LAST	1	160	160
One muon Outer Trigger	ОТ	1	5413	5413
Calorimeter Trigger	CT	1	76987	76987
Inner Veto	VI	0	7154098	0
Halo Trigger (Veto Outer AND H4 outer)	Halo	0	546087	0
Beam Trigger	BT	0	951110	0
Dimoun Trigger LAS	LAST 2mu	1	1314	1314
One muon Trigger LAS	LAST 1mu	1	3518	3518
True Random	TRand	0	6855	0
Noise Random	NRand	0	1719597	0

Abbildung 33: Auszug des "Prescaler setup" für den Test-Run 262796. Hervorzuheben für diesen Run sind die niedrigeren Raten in den Triggern und der verwendete CT. [com]

streifen. Lediglich HG02Y2 zeigt am Streifen eine Abweichung von der Form, aber nicht von der Referenz, was sich bei der späteren Effizienzbestimmung bemerkbar machen müsste. Für die Bestimmung der Hodoskop- und Triggereffizienzen sind diese Kontrollhistogramme nicht ausreichend, da sie keine von den Hodoskopen unabhängige Messung zeigen. Dafür wird die Methode mit dem CT verwendet.



Abbildung 34: Kontrollhistogramme der Hodoskope für den Run 262796. Es ist die Ratendichte nach Streifen für die Außen- und Mittel-Hodoskope dargestellt. Zusätzlich zu den Raten, sind die zeitliche Korrelation gegenüber der Fiberstation dargestellt. Diese sind an der Endung "trig" über den Histogrammen zu erkennen. Die Verteilungen müssen möglichst nahe an den Referenzen sein, um die Funktionsfähigkeit des Triggersystems zu garantieren. [com]



Abbildung 35: Kontrollhistogramme der Hodoskope für den Run 262796. Es ist die Ratendichte nach Streifen für H1 und H2 dargestellt. Zusätzlich zu den Raten, sind die zeitliche Korrelation gegenüber der Fiberstation dargestellt. Die Verteilungen müssen möglichst nahe an den Referenzen sein, um die Funktionsfähigkeit des Triggersystems zu garantieren. [com]

5 Messungen

Für die DY-Messungen ist es erforderlich die verwendeten Szintillatoren zu charakterisieren. Dafür werden die Messungen der Abschwächlänge, Zeitauflösung und Nachweiseffizienz der Szintillatoren verwendet. Im Folgenden werden drei mögliche Methoden zur Messung der Abschwächlänge vorgestellt und miteinander verglichen.

5.1 Szintillationszähler

Der Szintillationsdetektor ist der wohl meist genutzte Teilchendetektor in der Kern- und Teilchenphysik. Es macht sich zu Nutze, dass bei einigen Materialien Photonen emittiert werden, wenn geladene Teilchen oder Strahlung sie durchdringen. Geleitet zu einem Photoelektronenvervielfacher (PMT) können diese Photonen zu einem elektrischen Impuls umgewandelt und elektronisch als Ladung nachgewiesen werden.

Generell können Szintillatormaterialien Informationen zu verschiedenen Eigenschaften geben:

- zur Energiemessung: Ab einer minimalen Energie, verhalten sich die meisten Szintillatoren linear zur Energiedeposition. Das bedeutet, dass die Zahl der emittierten Photonen direkt linear im Verhältnis zur übertragenden Energie steht. Mit einem PMT mit den gleichen Eigenschaften, lässt sich ein Energiespektrometer konstruieren. Das Integral des elektrischen Signals ist dann proportional zur Energie.
- Pulsform-Diskriminator: Bei einigen Materialien ist es möglich mit Hilfe der Form des emittierten Lichtimpulses, zwischen verschiedenen Teilchentypen zu unterscheiden.
- Schnelle Ansprechzeit: Szintillatoren haben im Vergleich zu anderen Detektortypen eine kurze Ansprechzeit, die es ermöglicht, genaue Zeitinformationen zu erhalten. So kann die Zeitdifferenz zweier Ereignisse viel genauer bestimmt werden. Zudem haben sie eine kurze Totzeit (Zeit bis zur Wiederherstellung des Grundzustandes), was die Anwendung für hohe Raten ermöglicht. Für COMPASS werden Szintillatoren mit diesen Eigenschaften verwendet.

Szintillatoren absorbieren Energie unter dem Einfluss von Hitze und Strahlung und emittieren Licht im sichtbaren Bereich (Lumineszenz). Ist die Reemissionszeit unter 10^{-8} s [Leo93], dann wird von Fluoreszenz gesprochen. Bei Reemissionszeiten von ms bis mehreren Stunden ist von Phosphoreszenz bzw. Nachglühen die Rede. Eine Näherung für das Zeitverhalten ist: [Leo93]

$$N = \frac{N_0}{\tau_d} \exp\left(\frac{-t}{\tau_d}\right),\tag{42}$$

wobei N die Anzahl der emittierten Photonen in der Zeit t, N_0 die Anzahl aller emittierten Photonen und τ_d die Zerfallskonstante ist. Die Anstiegszeit von null bis zum Maximum ist in den meisten Materialien viel kleiner als die Zerfallszeit und wird deshalb vernachlässigt. Eine genauere Beschreibung des Abfalls lässt sich mit zwei exponentiellen Komponenten erreichen:

$$N = A \exp\left(\frac{-t}{\tau_f}\right) + B \exp\left(\frac{-t}{\tau_s}\right),\tag{43}$$

wobe
i τ_f und τ_s eine schnelle und langsame Zerfallskonstante sind. Für die meisten Szintillatoren ist eine Komponente wesentlich schneller. Som
it ergibt sich eine prompte und verzögerte Komponente. Ihre relative Größe varii
ert von Material zu Material, wobei die Schnellere dominiert. Nicht alle Material
ien eignen sich für einen Detektor. Für einen guten Szintillator
detektor muss generell gelten:

- hohe Effizienz für Umwandlung der Energiedeposition zu Fluoreszenz-Strahlung
- Transparenz innerhalb des Materials, um die Transmission des erzeugten Lichts zu ermöglichen
- Lichtemission in einem Spektralbereich, den der PMT akzeptiert
- eine kurze Zerfallskonstante τ_d

Es folgt eine kurze Betrachtung von organischen Szintillatoren.

Organische Szintillatoren bestehen aus aromatische Hydrocarbonaten in einer Benzenringstruktur. Ihre wichtigsten Eigenschaften sind die sehr schnellen Zerfallszeiten von einigen ns oder weniger. Szintillationslicht wird durch die Übergänge der freien Valenzelektronen in den Molekülen erzeugt. Das Energiediagramm für die Übergänge ist in Abbildung 36 zu sehen. Durch diese Energiedeposition im Szintillatormaterial kann das Molekül in einen energetisch höher liegenden Vibrations- oder Rotations-Zustand übergehen (blauer Pfeil). Die Abregung in den Grundzustand zurück erfolgt mit der Emission von Photonen (grüner Pfeil).

Plastik-Szintillatoren gehören zur Gruppe der organischen Szintillatoren. Sie sind die wohl meist genutzten Szintillatortypen in der Kern- und Teilchenphysik. Sie können aus Polyvinyltoluen, Polyphenylbenzen, PBD oder PBO bestehen. [Leo93]

Bei der Abregung entsteht Licht im UV-Bereich. Die Photonen werden vom Material reabsorbiert, was eine Transparenz des Materials verhindert. Deshalb besteht oft eine Mischung der erwähnten Stoffen mit POPPOP, um die Wellenlängen des emittierten Lichtes zu erhöhen. Plastikszintillatoren bieten sehr schnelle Signale mit einer Zerfallskonstanten von 2-3 ns und

eine hohe Lichtausbeute. Wegen des schnellen Zerfalls kann die endliche Anstiegszeit nicht vernachlässigt werden. In Abbildung 37 ist eine typische Zeitverteilung eines Szintillator-Ereignisses mit Anstiegs- und Abkingzeit zu sehen. Damit können die Szintillatoren bereits charakterisiert werden. Die Anstiegszeit ist die Zeit des Anstiegs des Signals von 10 auf 90%. Die Abklingzeit ist die Zeit des Abstiegs von 90 auf 10 %. Zusätzlich lässt sich die Halbwertsbreite über die beiden Hälften des Maximums (FWHM) (Abb. 37) berechnen. Auch über die Lichtausbeute und Wellenlänge des emittierten Lichtes lässt sich der Szintillator charakterisieren. Im Rahmen dieser Arbeit wird die charakterisierende Abschwächlänge bestimmt:

$$N(x) = N_0 \exp\left(\frac{x}{\lambda_A}\right) \tag{44}$$

Die Abschwächlänge λ_A ist die Strecke nach der sich die relative Photonenanzahl durch Absorbtionseffekte im Material auf $\frac{1}{e}$ abgesenkt hat.

Der Lichttransport im Material zu den PMTs findet über Totalreflexion statt. Dafür muss das Licht unter einem Winkel Θ_{Tot} gegenüber dem Szintillatormaterial auf eine optisch dünnere Umgebung auftreffen. Dabei stehen die Brechungsindizes n in folgender Beziehung:

$$\Theta_{Tot} = \arcsin\left(\frac{n_{Umgebung}}{n_{Material}}\right) \tag{45}$$

 $n_{Material}$ ist der Brechungsindex des Szintillators und $n_{Umgebung}$ in unserem Fall der Brechungsindex der Luft. In Abbildung 38 ist der Lichttransport im H1 zu sehen. In der Mitte und an den Seiten befindet sich jeweils Lichtleiter. An beiden Enden sind die PMTs zur Auslese. Durch Kratzer, Verunreinigungen und Unebenheiten im Material entstehen Reflexionsverluste. Um die Verluste zu minimieren, werden die Szintillatoren in zerknitterte reflektierende Folie verpackt. Über diese Folie wird zusätzlich eine weitere lichtdichte Folie angebracht. Dadurch werden Störungen durch Umgebungslicht verhindert.



Abbildung 36: Energieniveau-Diagramm eines organischen Moleküls. Durch diese Energiedeposition im Szintillatormaterial kann das Molekül in einen energetisch höher liegenden Vibrations- oder Rotations-Zustand übergehen (blauer Pfeil). Die Abregung in den Grundzustand zurück erfolgt mit der Emission von Photonen (grüner Pfeil). [flu]



Abbildung 37: Eine typische Zeitverteilung eines Szintillator-Ereignisses. Die Anstiegszeit ist die Zeit des Anstiegs des Signals von 10 auf 90 %. Die Abklingzeit ist die Zeit des Abstiegs von 90 auf 10 %. Zusätzlich lässt sich die Halbwertsbreite über die beiden Hälften des Maximums berechnen. [Vei15]


Abbildung 38: Lichttransport im Szintillator am Beispiel von H1. In der Mitte und an den Seiten befindet sich jeweils Lichtleiter. An beiden Enden sind die PMTs zur Auslese. [Zim10]

Die Photoelektronenvervielfacher (PMT) wandeln das Licht in messbare Signale um. In Abbildung 39 ist so ein PMT zu sehen. Durch den photoelektrischen Effekt schlagen die auftreffenden Photonen Elektronen aus der Photokathode heraus. Das Kathodenmaterial muss dabei eine geringe Austrittsarbeit aufweisen (z.B. TU, Bialkali) und hinreichend dünn sein, damit Elektronen das Material verlassen können. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon Elektronen rausschlägt, wird Quanteneffizienz genannt und beträgt zwischen 10 und 30 % [Leo93]. Die freien Elektronen werden durch elektrische Felder zu den Dynoden beschleunigt und schlagen zwei bis drei weitere Elektronen pro Dynode raus. Es entsteht ein Lawineneffekt mit einem exponentiellen Anstieg, der den Verstärkungsfaktor x des ursprünglichen Elektrons darstellt:

$$x = 2, 5^n \approx 10^9$$
, (46)

wobei n die Anzahl der Dynoden ist und zwischen 8 und 11 liegt. Die Dynoden sind über die Widerstände mit zunehmender Spannung hintereinander geschaltet. An der letzten Dynode kommt das elektrische Signal bis zu 10^9 mal verstärkt an und kann elektronisch ausgelesen werden. Über sogenannte PMT-Basen wird der PMT mit Spannung versorgt und der Verstärkungsfaktor variiert.

5.2 Messaufbau und Ausleseelektronik

Für die Messung wurde ein Aufbau verwendet, der die gleichzeitige Messung mit drei Szintillatoren erlaubt. Es ist möglich mit einem radioaktiven Präparat oder mit kosmischen Myonen zu messen. Ein dreidimensionales Modell des Messstandes mit drei Szintillatorstreifen und sechs PMTs ist in Abbildung 40 zu sehen. Der Aufbau ist 380 cm lang und kann durch variable Verschiebung der PMTs, Streifen mit einer Gesamtlänge von bis zu 350 cm aufnehmen. Die Streifen lagern dabei auf gepolsterten Gewindestangen. Für die Messung mit dem Präparat wird ein Schlitten an der vorderen Verbindungsstange verwendet. Dadurch wird eine reproduzierbare Position des Präparats für die spätere Messung gewährleistet. Das Präparat wird mit Hilfe einer Halterung an den Schlitten befestigt, die sich in der Vertikale und Horizontale verstellen lässt (Abb. 41).



Abbildung 39: Der innere Aufbau eines PMT. Durch den photoelektrischen Effekt schlagen die auftreffenden Photonen Elektronen aus der Photokathode heraus. Die freien Elektronen werden durch elektrische Felder zu den Dynoden beschleunigt und treffen auf Elektronen in den Dynoden auf. Es entsteht ein Lawineneffekt mit einem exponentiellen Anstieg. An der letzten Dynode kommt das elektrische Signal bis zu 10⁹ mal verstärkt an und kann elektronisch ausgelesen werden. [Zim10]



Abbildung 40: 3D-Darstellung des Messstandes mit drei Szintillatorstreifen und sechs PMTs [Vei15]



Abbildung 41: Schlitten mit der Halterung für das radioaktive Präparat

Für die Auslese der Szintillatorsignale wurde ein standardisiertes Bus-System mit folgenden Modulen aufgebaut:

- FAN IN/OUT (FIO): Digitale und analoge Möglichkeit zur Verteilung der Signale ohne Seiteneffekte durch mehrfaches Ansprechen einer Signalquelle
- Signalverzögerer (DELAY): Für analoge Signale gibt es die DELAY-Boxen mit verschieden langen Kabeln, die über Schalter angesprochen werden können um einzelne Kabel oder verschiedene Kabelkombinationen zu ermöglichen. Damit werden verschiedene Verzögerungszeiten eingestellt. Bei digitalen Signalen geschieht dies über logische Gatter.
- Diskriminator (DISC): Bei einem Signalwert über der sogenannten Dikriminatorschwelle, schaltet der Digitalausgang auf logisch "wahr". Dadurch ist es möglich negative analoge Signale in digitale Signale umzuwandeln. Die Breite der rechteckigen Ausgangssignale kann über ein Potentionmeter eingestellt werden, wobei die Höhe durch den Standard gegeben ist. Die Signale des DISC werden für logische Schaltungen wie z.B. der Triggerbedingung verwendet.
- Analog-Digital-Wandler (ADC): Digitalisieren von analogen Signalen
- Zeit-Digital-Wandler (TDC): Der TDC nimmt über eine Zeitspanne eine Ladung auf, die sich proportional zur Zeitspanne verhält. Dadurch kann mit Hilfe der gemessenen Ladung, der Zeitspanne eine digitaler Wert zugeordnet werden.
- Logischer Gatter: Durch die Gatter lassen sich logische UND/ODER-Verknüpfungen zwischen den digitalen Signalen erstellen. Das wird für das Erstellen von Triggerbedingungen verwendet.
- SCALER: Zähler der PMT-Signale und dessen Wiedergabe als Zählrate

In Abbildung 42 ist ein schematischer Aufbau der Verschaltung der Elektronik zu sehen. Die erzeugten Signale der drei Szintillatoren (Szintillator 1-3) werden jeweils über zwei PMTs (PMT 1-3 a/b) ausgelesen. Die verstärkten Signale werden über einen analogen FAN IN-/OUT (LFIO) vervielfacht und zum Teil in die Eingänge der Einkanalanalogwandler (ADC1



Abbildung 42: Schematischer Aufbau der elektrischen Verschaltung zur Aufnahme der Daten [Vei15]

1-6) geleitet. Simultan werden sie mit den DISC in digitale Signale umgewandelt. Darüber werden die Triggerbedingungen generiert. Bei der Messung mit einem Präparat wird das diskriminierte Signal direkt als Gate in die ADC1 gespeist. Die Gate-Breite wird so gewählt, dass das gesamte analoge Signal innerhalb des Gates liegt. Dies ermöglicht eine Aufnahme der Energiespektren des Präparats.

Für die Messung der Zählraten werden die diskriminierten Signale der PMTs direkt gezählt. Dadurch wird es möglich eine Zählermessung der einzelnen Streifen zur Bestimmung derer Abschwächlängen durchzuführen. Zudem wird die Zählrate dazu verwendet, die Dichtigkeit der angebrachten Folie zu überprüfen, was essentiell für Messung der Abschwächlänge ist. In Abbildung 43 ist das Gestell mit der Ausleseelektronik zu sehen. Oben im Bild sind die Zählerstände des SCALERs für die einzelnen PMTs zu erkennen. Im mittleren und unteren Teil befinden sich die einzelnen Module und die Hochspannungsversorgung der Elektronik. Mit Hilfe der logischen Verschaltung und Koinzidenzen der PMT-Signalen werden Triggerbedingungen erzeugt. Dafür werden die Signale zunächst entsprechend verzögert, um gleichzeitig

dingungen erzeugt. Dafür werden die Signale zunächst entsprechend verzögert, um gleichzeitig an den Koinzidenzmodulen anzukommen. Die logischen Signale der PMTs müssen dabei paarweise mit einem logischen UND verknüpft sein. Die Signale des einen PMT müssen im Signal des anderen PMT liegen, wodurch eine Koinzidenz und damit ein Triggersignal der beiden PMTs erzeugt wird. Analog geschieht die Verschaltung für die zwei weiteren Streifen. Es entsteht eine sechsfache Koinzidenz aller PMT-Signale, das als Triggersignal für das Gate des ADC2 dient. Am ADC2 werden parallel die analogen Signale der PMTs gleichzeitig aufgenommen. Zudem dient das Triggersignal als Startsignal der TDC-Messung. Das Stoppsignal kommt aus den diskrimierten Signalen der PMTs.

Die Signale der ADC und TDC werden mit einem CAMAC-PC, der von der Elektronikwerkstatt der Kernphysik Mainz entwickelt wurde, ausgelesen. Die Ausleserate ist dabei auf 50 Kanäle/s beschränkt. Das Ansprechen der Elektronik und der Hochspannung (HV) geschieht über ein Python-Programm. Die Messwerte werden in einem ROOT-Histogramm gespeichert und zur Analyse bereit gestellt.



Abbildung 43: Gestell mit der Ausleseelektronik. Oben sind die Zählerstände des SCALERs für die einzelnen PMTs zu sehen. Im mittleren und unteren Teil befinden sich die einzelnen Module und die Hochspannungsversorgung der Elektronik.

5.3 Präparat und kosmische Myonen

Die Messung der Abschwächlängen wird mit Hilfe eines radioaktiven Präparats und kosmischen Myonen durchgeführt.

Für das Präparat bietet sich das radioaktive ²⁰⁷Bi-Isotop an. Die Art der Zerfälle, Energien und Häufigkeiten sind in Tabelle 2 abgebildet. Das Präparat hat zudem eine Aktivität von 37 kBq. Die maximale Eindringtiefe der Beta-Strahlung für Plastik beträgt 0,41 cm [bi]. Deshalb ist auf eine homogene Verteilung des Verpackungsmaterials des Szintillators zu achten, denn ein Teil der Energie der Photonen wird im Verpackungsmaterial absorbiert. Eine Verfälschung der Messergebnisse ist deswegen möglich. Der Beta-Zerfall ist stark unterdrückt und wird vernachlässigt. Das Präparat hat eine aktive Fläche von ca. 0,785 cm². Es liegt zudem ca. 1 cm oberhalb des Streifens, was zu einer bestrahlten Fläche über den 0,785 cm² führt. Dementsprechend entsteht eine Unsicherheit bei der Messung.

Die kosmischen Myonen sind der Hauptteil der sekundären kosmischen Strahlung. Die eigentliche kosmische Strahlung sind vor allem kosmische Protonen, deren Ursprung galaktische Quellen wie die Sonne sind. Sie treffen auf die obere Atmosphäre, wobei zunächst Pionen und zu einem kleinen Teil Kaonen entstehen. Bei deren Zerfall durch die schwache Wechselwirkung entstehen wiederum die Myonen und Myon-Neutrinos. In einer Höhe von 10 km sind bereits 90 % der Myonen produziert. [The96] Auf Meereshöhe beträgt die Teilchenrate der kosmischen Myonen 100 pro m² und Sekunde. [Gru05]

Zerfall	Energie/MeV	Häufigkeit
γ	0,570	97,74~%
	1,064	74,5~%
	1,770	$6,\!87~\%$
β	$\varnothing 0,383$	0,012~%
	$\max 0,806$	

Tabelle 2: Übersicht der Zerfälle in ²⁰⁷Bi [bi]

5.4 Zählermethode

Bei der Zählermethode wird das ²⁰⁷Bi-Präparat als Quelle verwendet. Es werden die Signale oberhalb einer Dikriminatorschwelle in Abhängigkeit des Abstandes zum PMT gezählt. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 44 zu sehen. Von den gemessenen Zählerwerten



Abbildung 44: Eine schematische Darstellung der Zählermethode [Vei15]

werden die Leerlaufwerte abgezogen. Die berechnete Werte werden gegen den relativen Abstand x zu einem PMT aufgetragen. Dabei entsteht mit zunehmendem Abstand ein exponentieller Abfall der Zählwerte. Über die Anpassung:

$$N(x) = N_0 \exp\left(\frac{x}{\lambda}\right),\tag{47}$$

wird die Abschwächlänge $\lambda_A = \lambda$ ermittelt.

In Abbildung 45 ist das Ergebnis der Messung zu sehen. Dafür wurde an 20 Positionen entlang des Streifens in Abständen von 10 cm gemessen. Der Streifen selbst ist ca. 230 cm lang. Somit ist mit 200 cm Messstrecke fast der komplette Streifen vermessen worden. Je Position wurde 10 s lang gemessen und die Zählwerte notiert. Der ganze Messvorgang fand in drei Durchgängen statt. Die drei Zählwerte pro Postion wurden gemittelt und als die Y-Werte gegen ihre Position dargestellt. Der Fehler der Zählwerte ist der statistische Fehler \sqrt{N} . Der Fehler der Abstandsmessung ergibt sich aus der Ausdehnung des Präparats und der Unsicherheit bei der Platzierung des Schlittens, der auf 1,5 cm gesetzt wird. Das Ergebnis beträgt $\lambda_A = (248, 88 \pm 14, 62)$ cm.

Das Positive an dieser Messmethode ist seine Einfachheit. Mit Hilfe des SCALERs lassen sich die Werte schnell aufnehmen und mit einer exponentiellen Funktion anfitten. Problematisch ist sicherlich die etwas ungenaue Messmethode mit manueller Ablese der Zählerstände und dem Verstellen des Schlittens mit dem Präparat. Eine Verbesserung erzielt man mit folgender Methode, beider das Energiespektrum des Präparats verwendet wird.



Abbildung 45: Ergebnis der Zählermehtode. Es ergibt sich ein expotentieller Zusammenhang zwischen Abstand zum PMT und Zählrate mit der Abschwächlänge $\lambda_A = (248, 88 \pm 14, 62)$ cm.

5.5 Methode mit ²⁰⁷Bi-Energiespektrum

Bei dieser Methode werden die ADC-Spektren für verschiedene Abstände vom PMT aufgenommen. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 46 zu sehen. Dabei wird eine Diskriminatorschwelle für die Gate-Höhe von 50 mV eingestellt, um das Signalrauschen am Anfang des Spektrums zu mindern und damit die Datenrate zu reduzieren. Das aufgenommene Spektrum (Abb. 47) weist dabei zwei signifikante Peaks auf. Der erste Peak bei Kanal 100 sind Störsignale der Elektronik. Der zweite Peak bei Kanal 380 ist die Compton-Verteilung des Gamma-Photons mit der diskreten Energie von 1,064 MeV (Tab. 2). Da sich die beiden Energieverteilungen überlagern, bietet sich zum Fitten des zweiten Peaks (Abb. 47) eine Kombination aus einer Gauß-Funktion und einer Landau-Funktion an. Zur Ermittlung der Abschwächlängen werden die Positionen der Maxima (p1-Parameter) gegen die Abstände xvom PMT aufgetragen. Mit zunehmenden Abstand des Präparats vom PMT, wird der Peak



Abbildung 46: Eine schematische Darstellung der Methode mit Energiespektrum. Dabei wird eine Diskriminatorschwelle für die Gate-Höhe von 50 mV eingestellt, um das Signalrauschen am Anfang des Spektrums zu mindern und damit die Datenrate zu reduzieren. [Vei15]



Abbildung 47: Energiespektrum des ²⁰⁷Bi-Präparats. Es zeigen sich zwei signifikante Peaks. Der erste Peak bei Kanal 100 sind Störsignale der Elektronik. Der zweite Peak bei Kanal 380 ist die Compton-Verteilung des Gamma-Photons mit der diskreten Energie von 1,064 MeV.

kleiner und wandert im Spektrum nach Links. Ab einem Abstand von 50 cm ist er nicht mehr zu erkennen und somit die Bestimmung seiner Position nicht möglich. Der verwendete maximale Abstand wurde somit auf 40 cm begrenzt. Eine nähere Betrachtung des Peakfits für x = 10 cm ist in Abbildung 48 zu sehen. Die restlichen Fitdiagramme sind im Anhang 7 zu finden.

Es ergibt sich wieder ein expotentieller Zusammenhang aus dem die Abschwächlänge bestimmt wird. Das Ergebnis ist in Abbildung 49 zu sehen. Der Fehler wird über die Unsicherheit bei der Positionsbestimmung auf 1,5 cm gesetzt und über die berechneten statistischen Fehler der Peak-Bestimmung bestimmt. Es ergibt sich eine Abschwächlänge von $\lambda_A = (217, 06 \pm 15, 78)$ cm.

Die Messmethode mit dem ²⁰⁷Bi-Energiespektrum ist wesentlich aufwendiger als die Zählermethode. Für die Bestimmung der Spektren pro Abstandposition wird jeweils eine Messzeit von ca. 30 min angesetzt, was ein deutlich höherer Zeitaufwand im Vergleich zur Zählermethode ist. Zudem ist die Messung bis zum einem maximalen Abstand von 50 cm vom PMT möglich. Es zeigen sich auch Schwierigkeiten beim Anfitten des Peaks und der Bestimmung der Position bzw. Energie.



Abbildung 48: Nähere Betrachtung des Peakfits für x = 10



Abbildung 49: Ergebnis der Methode mit Energiespektrum. Es ergibt sich ein expotentieller Zusammenhang zwischen Abstand zum PMT und Kanal (Energie) mit der Abschwächlänge $\lambda_A = (217, 06 \pm 15, 78)$ cm.

5.6 Methode mit kosmischen Myonen

Für die Messung von kosmischen Myonen werden die drei Szintillatoren in Koinzidenz geschaltet, um Fehlsignale zu reduzieren. Es wird eine kombinierte ADC-TDC-Messung durchgeführt. Das Koinzidenzsignal dient dabei als Stratsignal für die TDC und als Gatesignal für die ADC. Siehe dazu Abschnitt 5.2. Es wurde insgesamt 48 Stunden gemessen, um genügend Statistik mit kosmischen Myonen zu erhalten.

Die aufgenommenen ADC-Werte werden gegen die Differenz der TDC-Werte der beiden PMTs pro Streifen in ein zweidimensionales Histogramm aufgetragen. Mit Hilfe der TDC-Differenz und der Lichtgeschwindigkeit im Szintillator lässt sich die *x*-Skala auf die Einheit cm kalibrieren. In Abbildung 50 ist diese Messung zu sehen. Es sind die Konturen des Szintillators und ein invertierter Abfall der Signalhöhen zu erkennen.

Für die Analyse werden Projektionen entlang der Y-Achse durchgeführt. Zur besseren Statistik werden 30 Bins (30 cm) der Projektionen zusammengefasst. Daraus ergibt sich eine ADC-Kanal-zu-ADC-Kanalwert-Verteilung, siehe dazu Abbildung 51. Diese wird mit Hilfe der Gaus-Landau-Funktion gefittet, um die Position (ADC-Kanal) des Peaks zu ermitteln. Die restlichen Projektionen sind im Anhang 7 zu finden. Der ADC-Kanal wird wiederum in ein Histogramm eingezeichnet, siehe dazu 52. Somit entsteht ein exponentieller Zusammenhang zwischen den Peaks, aus dem die Abschwächlänge ermittelt werden kann. Der Fit zeigt einen exponentiellen Abfall mit der Abschwächlänge von $\lambda_A = (4, 985 \pm 0, 04)$ cm.

Methode	Abschwächlänge λ_A [cm]
Zählermethode	$248,88 \pm 14,62$
Energiespektrum	$217,06 \pm 15,78$
Myonmessung	$4,985\pm0,04$

Tabelle 3: Übersicht der gemessenen Abschwächlängen λ_A



Abbildung 50: Ergebnis der Messung mit kosmischen Myonen. Es sind die Konturen des Szintillators und ein invertierter Abfall der Signalhöhen zu erkennen.



Abbildung 51: Projektion entlang der Y-Achse für -140 cm bis -111 cm



Abbildung 52: Ergebnis der Methode mit Myonenmessung. Es ergibt sich ein exponentieller Zusammenhang zwischen Abstand zum PMT und Kanal (Energie) mit der Abschwächlänge $\lambda_A = (4,985 \pm 0,04)$ cm.

Die Tabelle 3 gibt eine Übersicht über die gemessenen Abschwächlängen. Es sind die relativ großen Fehler der Zähler- und Energiespektrumsmethode zu sehen. Bei der Zählermethode wurde pro Messpunkt nur 10 s gemessen, was zu relativ großen statistischen Fehlern führt. Bei der Energiespektrumsmethode wurde wesentlich länger gemessen (30 min), was zu präzisseren Ergebnissen führen sollte. Die relativ gleichen Fehler der beiden Methoden ergeben sich aus den wenigen Messpunkten der Energiespektrumsmehtode. Die Myonmessung zeigt hierbei die geringsten Fehler, da sie die beste Statistik ausweist. Das Ergebnis weicht aber deutlich von den erwarteten zwei bis drei Metern für diesen Szintillator ab. Die Abschwächlänge ist ca. doppelt so groß, was auf eine fehlerhafte Analyse hindeutet.

6 Effizienzen

Die Hodoskop- und Triggereffizienzen sind äußerst wichtig für die Berechnung der Akzeptanz und die Qualitätskontrolle der gesammelten Daten. In Abschnitt 4.6 wurde bereits das Online-Monitoring beschrieben. Mit dieser Methode ist es möglich, Detektorprobleme wie ausgefallene Streifen oder Timing-Probleme, zeitnah zu erkennen und schnell zu lösen. Für die Bestimmung der Effizienzen werden rekonstruierte Daten benötigt. Mit den Hodoskopeffizienzen lassen sich problematische Hodoskopstreifen erkennen und später aus der Analyse der Daten entfernen. Mit der Triggereffizienz wird die Qualität der Triggerelektronik überprüft. Es wird ein unabhängiges Datensample ohne Hodoskoptreffer im Trigger gefordert. Dafür wird der Kalorimeter-Trigger (CT) verwendet, der in Abschnitt 4.3 bereits näher beschrieben wurde.

6.1 Datenerfassung



Abbildung 53: Die Struktur des Datenerfassungs-Systems (DAQ). Detektorsignale werden durch die Frontelektronik digitalisiert. Über Glasfaserkabel werden die Daten von hieraus zu den Auslesemodulen CATCH und GeSiCA geschickt. Dessen Aufgabe ist es, die Daten zunächst zu speichern, um den sogenannten Event Builder die Zeit zu verschaffen, die Daten zu vollständigen Ereignissen zusammen zusetzten. Die Daten werden auf magnetische Kassetten im zentralen CERN-Datenspeicher gespeichert. [Col07]

Das COMPASS-Spektrometer hat eine große Anzahl von Detektorkanälen, die ausgelesen und gespeichert werden müssen. Dabei ist die Rede von 250000 Kanälen und Triggerraten von bis zu 30000 Ereignissen pro Sekunde. Dies führt zu einem Datenspeicherbedarf von mehreren PetaByte pro Jahr. [Eli11] In Abbildung 53 ist die Struktur des Datenerfassungs-Systems (DAQ) zu sehen. Die Detektorsignale werden durch die Frontelektronik digitalisiert. Dafür werden sogenannte ADC (Analogto-Digital Converters) und TDC (Time-to-Digital Converters) verwendet. Die TDCs werden für Zeitmessungen benötigt. Über Glasfaserkabel werden die Daten zu den Auslesemodulen CATCH und GeSiCA gesendet. Diese Module sind direkt mit dem Triggerkontrollsystem verbunden. Dieses leitet das Triggersignal zu den TDCs und ADCs, um Signale nach der Triggerbedingung zu erzeugen. Die Module CATCH und GeSiCA schicken die Daten über optische Kabel (S-Link) zu den Auslesecomputern (Readout Buffer). Dessen Aufgabe ist es, die Daten zunächst zu speichern, um den sogenannten Event Builder die Zeit zu verschaffen, die Daten auf eine lokale Festplatten, bevor sie zum zentralen CERN-Datenspeicher gesendet werden. Dort werden sie auf magnetische Kassetten gespeichert.

6.2 CORAL und PHAST

Die Rohdaten des Datenerfassungs-Systems erhalten noch keine physikalischen Informationen für das detektierte Teilchen. Die Daten sind die zeitliche Verteilung mit Amplitude eines Signals aus den Detektoren, die beim Durchgang eines Teilchen erzeugt werden. Um physikalisch interessante Daten zu bekommen, werden weitere Information hinzugefügt, wie die Positionen der Detektoren im Spektrometer oder die Magnetfeldverteilung. Aus den Informationen werden mit dem Programm CORAL (COMPASS Recontruction Algorithm Library) Ereignissen rekonstruiert. Für die Rekonstruktion der Teilchenspuren und Vertizes werden folgende Informationen gebraucht: [cor]

- Die Position der Kanäle im Detektor, im CORAL-Code geschrieben
- Die Positionen der Detektoren im Spektrometer, die in einer Detektor-Datei angegeben sind. Diese Datei wird vor jeder Messperiode mit sogenannten Ausrichtungsmessungen aktualisiert.
- Die Beziehung zwischen elektronischen und physischen Kanälen, die in einer sogenannten Karten-Datei für jeden Detektor angegeben ist

Die Ereignisse enthalten die Energiedeposition in den Kalorimetern, die Vertexpositionen, die Parameter für die Teichen-Trajektorie und die Identifikation der Teilchen.

CORAL versucht zunächst vorteilhafte Kombinationen der aufgelisteten Informationen in jedem Bereich des Spektrometers zu finden (Abb. 54). Die Bereiche sind so definiert, dass nur gerade Teilchenspuren angenommen werden und damit Magnetfelder und dichtes Material ausgenommen sind. Am Ende werden die Stücke über die Magentfelder und Materialien hinweg zu Spuren zusammengesetzt. Jetzt ist es möglich, die Information über die Positionen und Impulse der Teilchen zu erhalten. Für die Bestimmung des Impulses der Spuren von einlaufenden Myonen benutzt CORAL die BMS. Die gesammelten Information werden zum Schluss als sogenannte DST-Dateien (Data SummaryTape) gespeichert und mit PHAST (PHysics Analysis Software Tool) ausgewertet.

In Abbildung 55 ist eine typisches Ereignis zu sehen. Es ist ein schematischer Aufbau des Spektrometers von oben dargestellt. Der Strahl dringt von Links ein. Die roten Linien stellen eine rekonstruierte Spur dar und die blauen Kreise Treffer in den Detektoren. Die roten Vierecke sind die Positionen, an denen die Spurparameter gespeichert sind. Nicht jeder Treffer hat eine Spur. Diese können durchs Detektorrauschen oder kosmischen Strahlung entstehen. Die rekonstruierte Spur passiert die MW2 (grün), was auf ein mögliches Myon schließen lässt.



Abbildung 54: Schema der Ereignisrekonstruktion von CORAL. CORAL versucht zunächst vorteilhafte Gruppenkombinationen in jedem Bereich des Spektrometers zu finden. Für die Bestimmung des Impulses der Spuren von einlaufenden Teilchen benutzt CORAL den BMS. Die gesammelten Information werden zum Schluss als sogenannte DST-Dateien (Data SummaryTape) gespeichert und mit PHAST ausgewertet.



TRAFFIC (version 1.71) event display

Abbildung 55: Spurenrekonstruktion von CORAL mit schematischen Aufbau des Spektrometers von oben. Der Strahl dringt von Links ein. Die roten Linien stellen rekonstruierte Spuren dar und die blauen Kreise Treffer in den Detektoren. Die roten Vierecke sind die Positionen, an denen die Spurparameter gespeichert sind.

(1

Run 6.Woche	Run 11.Woche
259333	262796
259334	262797
259335	262798
259340	262800
259348	262802
259349	262803
259350	262804
259351	262805
259355	

Tabelle 4: Tabelle mit allen verwendeten Runs. Die Run-Nummern sind nach zwei Messwochen geordnet. Der 6. Messwoche und 11. Messwoche, die im Juli und September 2015 stattfand.

PHAST ist eine Software zur Verarbeitung der gestellten Informationen der DST-Dateien. Die Auswertung geschieht über selbstgeschriebene Programme, sogenannte UserEvents. Dabei wird das Programm über Schleifen für jedes einzelne Ereignis ausgeführt. Die selektierten Daten können wiederum in DST-Dateien oder in einer Sammlung von erstellten Histogrammen, den sogenannten Root-Trees, gespeichert.

6.3 Datensatz

Für die Bestimmung der Effizienzen fanden im Juli und September des Jahres 2015 spezielle Messungen statt. Dafür wurden Messungen mit einem 190 GeV/c Myonenstrahl durchgeführt. Ein Hadronenstrahl, der üblicherweise für die DY-Messungen verwendet wird, ist für die Effizienzbestimmung ungeeignet, da die Myonenraten niedrig sind und hadronische Störungen trotz des Hadronabsorbers zu hoch. Der Myonenstrahl erreicht dabei ca. $4 \cdot 10^6$ Myonen pro Spill. Zudem wird der Kalorimetertrigger speziell für diese Runs verwendet. In Tabelle 4 sind alle Runs nach ihrer Nummer und Messwoche aufgelistet.

Einige der Runs weisen Probleme mit Detektoren auf, die im COMPASS-Logbook [com] dokumentiert wurden. Während der Messung, kann zudem der Strahl ausfallen. Somit enthalten nicht alle Runs die maximale aufgenommene Spillzahl von 200 und einige Runs wurden vorzeitig beendet.

6.4 Bestimmung der Hodoskopeffizienzen

Die Bestimmung der Hodoskopeffizienzen findet über eine PHAST-Analyse der bereitgestellten DST-Daten statt. Dafür werden im UserEvent zunächst alle Histogramme, ihre Größen und Auflösungen und alle Hodoskopnamen definiert. Das UserEvent wird nur auf Ereignisse mit dem CT eingeschränkt.

Es folgt eine Selektion auf alle rekonstruierten Spuren mit einem Vertex. Es werden nur Spuren von Myonen und Antimyonen verwendet. Dies geschieht mit der Teilchenidentifikation, die mit Hilfe von massiven Eisen- oder Betonabsorbern erstellt wird. Es werden die Spurparameter im ersten gemessenen Punkt herangezogen. Aus den Parametern werden die Impulse und Strahlungslängen bestimmt. Hier findet eine weitere Selektion statt, indem nur Teilchen mit einem Mindestimpuls von 10 GeV/c und einer Strahlungslänge von mehr als 20 cm verwendet werden. Die Impuls-Selektion garantiert Teilchen, die das Potential haben das ganze Spektrometer zu durchqueren. In Abbildung 56 ist eine Impulsverteilung der verwendeten Daten zu sehen. Zu erkennen ist der Strahlpeak bei 190 GeV/c und ein Abfall für p > 190 GeV/c, siehe dazu Abbildung 17. Es werden die Positionen im Detektor bestimmt, an denen die Teilchen zum ersten und letzten Mal detektiert wurden.

Für die LAS-Hodoskope H1 und H2 wird auf Spuren selektiert, die bereits vor dem H1 detektiert wurden. Dies stellt sicher, dass die Teilchen den LAS passierten. Siehe dazu die Abbildung 57. Es sind die letzten gemessenen Positionen der Spuren gegen die ersten Positionen aufgetragen. Damit ist es möglich die Längen der Spuren abzuschätzen.

Für die Mittel- und Außen-Hodoskope werden nur Spuren verwendet, deren letzte Detektion nach den letzten Detektoren im SAS stattfindet. An relativ letzter Stelle stehen die mittleren Hodoskope. Auch dies stellt sicher, dass die Teilchen den OT und MT passierten.

Die Spuren werden zu den Positionen der Hodoskope extrapoliert. Es wird geprüft, ob die extrapolierten Spuren innerhalb der aktiven Fläche der Hodoskope sind. Die 2D-Verteilung der extrapolierten Spuren wird für alle Hodoskope erstellt. Zudem wird ein weiteres Histogramme erstellt, bei dem ein Treffer für die Spur im Hodoskop verlangt wird. Für die Hodoskopeffizienz ergibt sich:

$$\epsilon_{Hodo} = \frac{\text{Anzahl der Spuren mit Treffer}}{\text{Anzahl der Spuren}}$$
(48)

Die Effizienz des CT kürzt sich in diesem Verhältnis, da sie im Nenner und Zähler steht. Somit ist die Bestimmung der Hodoskopeffizienz und auch der späteren Triggereffizienz unabhängig von der Kalorimetereffizienz. Die endgültige Bestimmung findet über ein einfaches ROOT-Programm statt. Zur Orientierung sind die Steifen (graue Linien) und das Strahloch (schwarze Linien) eingezeichnet.

Zuletzt werden die Streifeneffizienzen bestimmt. Die Effizienzen für die einzelnen Streifen ergeben sich aus allen Spuren mit Treffer und der Gesamtzahl an Spuren pro Streifen. Ein Bereich von einer Streifenbreite um da Loch wird ausgespart, um Ineffizienzen durch Randeffekte zu vernachlässigen.

6.5 Hodoskopeffizienzen

Die Ergebnisse für das Außen-Hodoskop H3O sind in Abbildung 58 zu sehen. Es sind die Histogramme für die Hodoskop- (oben links) und Streifeneffizienz (unten rechts) sowie die Histogramme mit den extrapolierten Spuren (oben rechts) und den Treffern (unten links) zu sehen. Die x-Achse stellt die Breite und die y-Achse die Höhe der Hodoskope dar. Beide sind in cm angegeben. Die Streifeneffizienz ist gegen die Streifennummer aufgetragen, wobei die horizontalen Streifen von unten nach oben gezählt werden. Die vollen Namen der Hodoskope werden in den Histogrammtiteln angegeben, die auch die Orientierung der Streifen sowie die Hodoskopnummer anzeigen.



Abbildung 56: Es ist die Impulsverteilung der verwendeten Daten zu sehen. Zu erkennen ist der Strahlpeak bei 190 GeV/c.



Abbildung 57: Es sind die letzten gemessenen Positionen der Spuren gegen die ersten Messpositionen aufgetragen. Damit ist es möglich die Längen der Spuren abzuschätzen.

Insgesamt fällt HO3 sehr positiv auf mit hohen Hodoskopeffizienzen (>95 %). Die Ausnahmen sind Ineffizienzen in Streifenform im mittleren und unteren Bereich des Hodoskops. Die betroffenen Streifen haben die Nummern 4, 5, 6 und 9. Der defekte linke Teilstreifen 9 ist der Trigger-Gruppe bereits bekannt und Ineffizienzen in diesem Bereich wurden erwartet. Bei der totalen Streifeneffizienz macht sich das Problem kaum bemerkbar. Das liegt an der besseren Statistik auf der rechten Hälfte, da die Myonen im Spektrometer dorthin abgelenkt werden. Die Streifen 4-6 haben offensichtlich ein "Timing-Problem", was sich ebenfalls in der Streifeneffizienz besonders für Streifen 4 und 6 bemerkbar macht. Dabei ist das Fenster des Meantimer für das Auslesen der beiden Seiten falsch eingestellt. Zudem sind ineffiziente Bins um das Loch zu sehen. Bei der Ermittlung der Spurfehler können nur die mittleren Fehler wie z.B. Vielfachstreuung berücksichtigt werden. Das führt zur Verschmierung der Spurpositionen auf den Hodoskopen. Im Lochbereich führt das zu künstlichen Ineffizienzen, die theoretisch auch an den Rändern des Hodoskops zu sehen wären. Daher wurden 2 cm an den Rändern weggeschnitten.

Diese Randeffekte um das Loch und die bessere Statistik in Ablenkrichtung sind bei allen Hodoskopen zu erkennen.



Abbildung 58: Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HO03Y1m. Es sind Ineffizienzen in Streifengröße für die Streifen 4, 5, 6 und 9 zu sehen. Die Streifen 4-6 haben ein Timing-Problem, was sich ebenfalls in der Streifeneffizienz besonders für Streifen 4 und 6 bemerkbar macht. Zudem sind ineffiziente Bins entlang des Loches zu sehen.

In Abbildung 59 sind die Ergebnisse für die rechte Hälfte von H4O (HO04Y1m) zu sehen. In den Extrapolierten- und Treffer-Histogrammen sind Artefakte des Kalorimeter-Triggers zu erkennen. Diese Vierecke stellen die entsprechen Module aus Abschnitt 4.3 dar. Es gibt einen kleinen ineffizienten Bereich im 8. Streifen nahe am Loch, der sich ebenfalls bei den Streifeneffizienzen bemerkbar macht. In der zweiten Hälfte HO04Y2m (Abb. 60) des HO4 sind keine



ineffizienten Bereiche zu erkennen. Auch die Streifeneffizienzen liefern sehr gute Ergebnisse (>95 %). Insgesamt hat H4O eine sehr hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen.

Abbildung 59: Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HO04Y1m. In den Extrapoliertenund Treffer-Histogrammen sind Artefakte des Kalorimeter-Triggers zu erkennen. Diese Vierecke scheinen die in Abschnitt 4.3 gezeigten 4×4 -Module darzustellen.

Auch die Effizienzen für die mittleren Hodoskope sind sehr hoch. Es wird zunächst die untere Hälfte des H4M betrachtet. Die Ergebnisse für den HM04Y1d sind in Abbildung 61 zu sehen. Es fallen die bekannten Artefakte des CT und ein ineffizienter Streifen auf, der durch die Artefakte der Spurrekonstruktion entsteht. In der Streifeneffizienz macht er sich für die Streifen 3 - 5 bemerkbar. Zudem erscheint ein Loch auf der oberen Seite der Fläche. Dieser entsteht durch fehlende Myon-ID, die mit Hilfe eines Absorbers von den jeweiligen Hodoskop erzeugt wird. Die Spuren in diesem Bereich werden somit ausselektiert. Der Gegenpart dazu ist in Abbildung 62 am unteren Rand abgebildet. Über die Fläche sind vereinzelte Ineffizienzen zu erkennen. Diese Artefakte können durch die Rekonstruktion der Spuren entstehen. Das hat entsprechende Folgen für die Streifen 10-12. Analog zu H4M sieht man in H5M (Abb. 63, 64) Artefakte des CT und der Spurrekonstruktion. Das Loch ist bei HM05Y1d kleiner und bei HM05Y1u nicht zu sehen. Der H5M befindet sich weiter vom Absorber entfernt, was das kleinere Loch erklärt. An den unteren und oberen Rändern aller Mittel-Hodoskope ist der 2-cm-Schnitt zur Vermeidung von Randeffekten zu erkennen.

Mit den Kalorimetertriggerdaten der DY-Messungen lässt sich erstmals eine genaue Bestimmung der Effizienzen der LAS-Hodoskope durchführen, da der CT nicht als Physik-Trigger verwendet wurde.

Die Hodoskopeffizienzen für H1 und H2 sind In Abbildung 65, 67 und 68 abgebildet. Mit der oben beschriebenen Datenselektion wird nur der zentrale Bereich des H1 und H2 ausge-



Abbildung 60: Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HO04Y2m. Es gibt keine ineffizienten Bereiche und die Streifeneffizienzen liefern sehr gute Ergebnisse. Die etwas schlechtere Statistik ist auf die nicht-Ablenkrichtung zurück zuführen.

leuchtet. Im ausgeleuchteten Bereich ist die Effizienz gut.

Die Streifen 31 und 32 des H1 enthalten keine Ereignisse, was eine Berechnung der Streifeneffizienz mit dieser Methode für diese Streifen unmöglich macht. Insgesamt ist die Streifeneffizienz etwas niedriger als bei den Mittel- und Außen-Hodoskopen. Das liegt besonders an den Ineffizienzen am oberen und unteren Rand des Loches. Der bekannte Randeffekt spielt in diesem Fall keine Rolle, da für die Streifeneffizienz um das Loch eine Streifenbreite abgeschnitten wurde.

Die leeren Flächen von H1 (Abb. 65) sind auf Probleme bei der Spurrekonstruktion der Halomyonen zurückzuführen. Dafür wurde eine weitere Analyse des Hodoskops durchgeführt. In dieser Analyse wurde die Bedingung, dass Ereignisse einen Vertex haben müssen, entfernt. Die Folge sind eine wesentlich höhere Rate und eine volle Ausleuchtung des H1, aber auch eine schlechte Effizienz im Bereich um das Loch. Somit bietet es sich an, beide Ergebnisse übereinander zu zeichnen. Die Histogramme dieser 2. Methode werden auf die Histogramme der 1. Methode (Abb. 65) gezeichnet. Es werden nur unbesetzte Bins in Abbildung 65 ersetzt, wodurch die relativ effiziente Mitte erhalten bleibt. Die Auflösung wurde auf 1 Bin pro Streifenbreite gesenkt, um einen besseren Überlapp der Bins zu ermöglichen. Das Ergebnis ist in Abbildung 66 zu sehen. Das H1 ist jetzt wensentlich besser ausgeleuchtet und zeigt sich auch in den äußeren Bereichen sehr effizient.

Zuletzt wird das H2 betrachtet. In Abbildung 67 ist die rechte Hälfte HG02Y1 des H2 zu sehen. Bei den Treffer- und Extrapolierten-Histogrammen sind Ereignislöcher um das Strahlloch auffällig. Dementsprechend gibt es an diesen Stellen keine Effizienz-Informationen. Die Ausleuchtung des Hodoskops beschränkt sich auf ca. ein Drittel der Fläche, was zu erwarten war. Potentielle Ereignisse, die die Außenbereiche erreichten könnten, haben große Winkel



Abbildung 61: Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HM04Y1d. Es fallen die bekannten Artefakte des CT und ein ineffizienter Streifen auf, der durch die Artefakte der Spurrekonstruktion entsteht. In der Streifeneffizienz macht er sich für die Streifen 3 - 5 bemerkbar. Zudem erscheint ein Loch auf der oberen Seite der Fläche. Es sind vereinzelte Ineffizienzen zu erkennen.



Abbildung 62: Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HM04Y1u. Es fallen die bekannten Artefakte des CT und der Spurrekonstruktion auf. Es erscheint ein Loch auf der unteren Seite der Fläche. Es sind vereinzelte Ineffizienzen zu erkennen.



Abbildung 63: Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HM04Y1d. Es sind die Artefakte des CT und der Spurrekonstruktion zu sehen. Das Loch ist kleiner als bei HM04Y1d.



Abbildung 64: Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HM04Y1d. Es sind die Artefakte des CT und der Spurrekonstruktion zu sehen. Das Loch ist nicht mehr zu erkennen.

und sind deshalb selten. Die Ausleuchtung entspricht ungefähr der Größe des H1. Trotzdem erreichen einzelne Ereignisse auch die äußeren Streifen. Dies ist bei den Streifeneffizienzen zu erkennen. Für die Streifen 1-3 und 30-32 lässt sich keine Aussage treffen, da die Statistik dort schlecht ist. Alle anderen Streifen haben eine hohe Effizienz (>0,9). Anzumerken ist ein deutliches Ereignisloch in der unteren rechten Ecke der Ausleuchtung. Eine Erklärung dafür wäre, dass die einzelnen Summen im HCAL (Abschnitt 4.3) in der Triggerelektronik schlecht eingestellt sind, sodass trotz der niedrigen Schwelle nicht auf Myonen getriggert wurde.

Ähnlich zu HG02Y1 verhält sich HG02Y2 (Abb. 68). Beide Hälften des H2 haben insgesamt eine sehr gute Myon-Nachweiswahrscheinlichkeit. Auch hier gibt es Ereignislöcher um das Strahloch beim Treffer-Histogramm und somit auch bei den Effizienzen. Das Histogramm mit den Spuren weist diese Löcher nicht auf. Aussagen lassen sich wegen der Statistik nur über die Streifen 5-30 machen. Dabei zeigen sich die Streifen 11 und 12 als problematisch.



Abbildung 65: Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HG01Y1. Es ergibt sich eine wesentlich schwächere Ausleuchtung des Hodoskops, in Vergleich zu den Mittel- und Außen-Hodoskopen. Die Streifen 31 und 32 enthalten keine Ereignisse, was eine Berechnung der Streifeneffizienz für diese Streifen unmöglich macht. Insgesamt ist die Streifeneffizienz etwas niedriger als bei den Mittel- und Außen-Hodoskope. Das liegt besonders an den Ineffizienzen am oberen und unteren Rand des Loches.



Abbildung 66: Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HG01Y1 mit zwei Analysen. Es sind weite effizienten Bereiche im unteren Teil des H1 zu sehen. Über den Hodoskop verteilt sind vereinzelte Ineffizienzen, die aber nicht ins Gewicht fallen. Um das Loch ist der bekannte Randeffekt zu erkennen. Insgesamt erscheint das H1 als effizient.



Abbildung 67: Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HG02Y1. Bei den Treffer- und Extrapolierten-Histogrammen sind Ereignislöcher um das Strahlloch auffällig. Die Ausleuchtung des Hodoskops beschränkt sich auf ca. ein Drittel der Detektorfläche. Anzumerken ist ein deutliches Ereignisloch in der unteren rechten Ecke der Ausleuchtung.



Abbildung 68: Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HG02Y2. Es gibt Ereignislöcher um das Strahloch beim Treffer-Histogramm und somit auch bei den Effizienzen. Das Extrapolierten-Histogramm weist diese Löcher nicht auf. Die linke Hälfte liegt nicht auf der Ablenkseite und hat deshalb insgesamt eine schwächere Statistik. Die Streifen 11 und 12 zeigen sich als problematisch.



Abbildung 69: Z-Vertexverteilung der Ereignisse. Der Peak bei 20 cm und seine Ausläufer sind Ereignisse aus dem Hadronabsorber und werden zum größten Teil verwendet.

6.6 Bestimmung der Triggereffizienzen

Die Bestimmung der Triggereffizienzen findet ebenfalls über eine PHAST-Analyse der bereitgestellten DST-Daten statt. Zunächst werden im UserEvent alle Histogramme, ihre Größen und Auflösungen, alle Hodoskopnamen und zusätzlich die Triggermatrizen definiert. Für eine Triggerbedingung muss ein Teilchen aus der Triggerregion kommen. Die Auslegung der Triggermatrizen bestimmt die Triggerregion. Mit Hilfe der z-Vertexverteilung, die in Abbildung 69 zu sehen ist, werden nur Ereignisse selektiert, die aus dem Intervall von -295 cm bis 80 cm stammen. Der Peak bei 20 cm und seine Ausläufer sind Ereignisse aus dem Hadronabsorber. Damit werden alle Ereignisse aus dem Target und die meisten aus dem Absorber verwendet, um eine bessere Statistik zu erhalten. Es wird auf Myonenspuren selektiert mit einem Mindestimpuls von 10 GeV/c und einer Strahlungslänge von mindestens 20 cm. Die Selektion nach der ersten und letzten Detektion findet analog zum Abschnitt 6.4 statt. Die Spuren werden zu den Positionen der Hodoskope mit einer zusätzlichen Bedingung extrapoliert. Für ein Triggersignal muss eine Koinzidenz zweier Hodoskope bestehen. Die Spuren müssen deshalb auch beide Hodoskope passieren. Für einen Treffer muss CORAL der Spur, die beide Hodoskope passiert, auch zwei Detektortreffer zuordnen. Die Spuren mit Treffer

$$\epsilon_{Trigger} = \frac{\text{Anzahl der Spuren mit Treffer in Hodoskoppaar und Triggerbit}}{\text{Anzahl der Spuren mit Treffer in Hodoskoppaar}}$$
(49)

Die endgültige Bestimmung findet ebenfalls über ein einfaches ROOT-Programm statt.

6.7 Triggereffizienzen

die '

Für den Außen-Trigger wurden die Triggereffizienzen des H3O und H4O ermittelt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 70, 71 und 72 zu sehen. Die leicht ineffizienten Bereiche korrelieren nicht mit der Hodoskop- oder Triggerhardware, daher muss die Ursache noch im Rekonstruktionprogramm gesucht werden. Zudem sind bei HO04Y1 im 8. Streifen leichte Abweichungen von der Gesamtverteilung zu erkennen.



Abbildung 70: Ergebnisse der Triggereffizienzen für HO03Y1. Es zeigen sich breitflächige Ineffiziezen (gelb) auf der Ablenkseite.



Abbildung 71: Ergebnisse der Triggereffizienzen für HO04Y1. Es zeigen sich breitflächige Ineffiziezen (gelb) auf der Ablenkseite.

Für das untere Hodoskopaar des Mittel-Triggers ergeben sich über die ganzen Flächen sehr gute Effizienzen (>95 %) (Abb. 73, 74). Zudem ist das bereits bekannte Loch, das durch fehlende Myon-ID erzeugt wird, zu sehen. Auf der oberen Hälfte des H4M (Abb. 75) und H5M (Abb. 76) befindet sich ein breiter ineffizienter Streifen, der sich über zwei Hodoskopstreifen zieht. Hier ist ein Bit der Triggermatrix defekt.

Zuletzt wird der LAST betrachtet. Die Triggereffizienzen für H1 und H2 sind in den Abbildungen 77, 78 und 79 zu sehen. Es ist eine niedrige Statistik festzustellen, die eine flächendeckende Beurteilung der Triggereffizienz nicht erlaubt.

Die Abbildung 80 verdeutlicht das Problem mit der Vertexrekonstruktion von Ereignissen mit großen Winkeln. Die Ausleuchtung konzentriert sich auf den mittleren Bereich, was insbesondere für die Triggereffizienzen des H1 und H2 zu ähnlicher Ausleuchtung führt. Insgesamt deutet sich an, dass der LAS-Trigger sehr effizient ist. Für eine genauere Analyse werden aber mehr Ereignisse benötigt. Die werden erst zur Verfügung stehen, wenn alle DY-Daten aus dem Jahr 2015 rekonstruiert sind.



Abbildung 72: Ergebnisse der Triggereffizienzen für HO04Y2. Im 8. Streifen sind leichte Abweichungen von der Gesamtverteilung zu erkennen.



Abbildung 73: Ergebnisse der Triggereffizienzen für HM04Y1d. Über weite Flächen gibt es sehr gute Effizienzen.



Abbildung 74: Ergebnisse der Triggereffizienzen für HM05Y1d. Über weite Flächen gibt es sehr gute Effizienzen.



Abbildung 75: Ergebnisse der Triggereffizienzen für HM04Y1u. Auf der oberen Hälfte des H4M befindet sich ein breiter ineffizienter Streifen, der sich über zwei Hodoskopstreifen zieht.



Abbildung 76: Ergebnisse der Triggereffizienzen für HM05Y1u. Auf der oberen Hälfte des H5M befindet sich ein breiter ineffizienter Streifen, der sich über zwei Hodoskopstreifen zieht.



Abbildung 77: Ergebnisse der Triggereffizienzen für HG01Y1



Abbildung 78: Ergebnisse der Triggereffizienzen für HG02Y1



Abbildung 79: Ergebnisse der Triggereffizienzen für HG02Y2



Abbildung 80: X-Y-Vertexverteilung der Ereignisse. Die Ausleuchtung konzentriert sich auf den mittleren Bereich, was insbesondere für die Triggereffizienzen des H1 und H2 zu ähnlicher Ausleuchtung führt.

7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde zunächst das Partonmodell und der Drell-Yan-Prozess eingeführt. Es folgte eine Übersicht über den Aufbau des COMPASS-Spektrometers und eine genaue Beschreibung des Myontriggers.

Zudem wurden Bestimmungsmethoden für die Abschwächlänge der Szintillatoren vorgestellt und miteinander verglichen. Es zeigen sich Unterschiede bei den Abschwächlängen und deren Fehler, insbesondere bei der Methode mit kosmischen Myonen. Eine sorgfältige Analyse der Myonmessung ist erforderlich, da die Ergebnisse hier von den Erwarteten deutlich abweichen. Gleichzeitig zeigt sich die Myonmessung als die präziseste Methode zur Bestimmung der Abschwächlängen.

Das Triggersystem zeigt insgesamt eine gute Nachweisbarkeit für Myonen. Für H1 und H2 wurden die Effizienzen zum ersten Mal bestimmt. Ausgenommen von vereinzelten ineffizienten Streifen und Artefakten aus der Spurrekonstruktion haben alle Hodoskope sehr hohe Effizienzen (> 95 %). Dies gilt ebenfalls für die Triggereffizienzen, die zusätzlich teilweise defekte Triggerbits aufweisen. Zudem macht die schlechtere Statistik die Beurteilung des LAS-Triggers nach seiner Effizienz schwierig. Dies erfordert in Zukunft eine weitere Analyse der LAS-Hodoskope mit anderen Methoden und dem Ziel, eine bessere Statistik zu erhalten und die Hodoskope mehr auszuleuchten. Dafür müsste die Datenselektion weiter angepasst werden. Eventuell ist auch eine Rekonstruktion der Run-Daten mit besonderen CORAL-Bedingungen erforderlich.

Literaturverzeichnis

- [Abr] ABRAGAM, A.: principles of dynamic nuclear polarisation.
- [Ada] ADAMS, D.: Spin structure of the proton from polarized inclusive deep-inelastic muon proton scattering.
- [Ale] ALEXEEV, M.: The future COMPASS-II Drell-Yan program
- [bi] RADIONUCLIDE DATA SHEET: https://ehs.ucsd.edu/rad/radionuclide/Bi-207.pdf
- [Chy] CHYLA, Jiri: Quarks, partons and Quantum Chromodynamics, http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/new/wp-content/uploads/2014/02/text.pdf
- [Col96] THE COMPASS COLLABORATION: Proposal, Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy. 1996
- [Col07] THE COMPASS COLLABORATION: The Compass Experiment at CERN, NIMA 577 (2007) 455-518
- [Col10] THE COMPASS COLLABORATION: COMPASS-II Proposal, CERN-SPSC-2010-014 SPSC-P-340 (2010)
- [com] COMPASS Homepage: https://www.compass.cern.ch/runLogbook/dirphp/
- [cor] CORAL Homepage: http://pool.cern.ch/coral/currentReleaseDoc/UserGuide.html
- [du15] NICOLAS, du Fresne von Hohenesche: Measurement of Hadron Multiplicities in Deep Inelastic Muon-Nucleon Scattering, Universität Mainz, Doktorarbeit (2015)
- [Eli11] ELIA, Carmine: Measurement of two-hadron transverse spin asymmetries in SIDIS at COMPASS, Universität Triest, Doktorarbeit (2011)
- [flu] Homepage Akademische Enzyklopädie: http://de.academic.ru/dic.nsf/dewiki/1079478
- [Gru05] GRUPEN, C.: Astroparticle Physics. 2005
- [Kab07] C. BERNET ET AL.: The COMPASS trigger system for muon scattering, NIMA 550 (2005) 217-240 (2007)
- [Leo93] LEO, W.R.: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer, 1993
- [LG] L.GATIGNON, M.LEBERIG : *The M2 Beamline*, http://www.compass.cern.ch/compass/open meetings/pre villars 040702/Leberig 02-07-04.pdf
- [NDN] N. DOBLE, L. GATIGNON, G. VON HOLTEY, UND F. NOVOSKOLTSEV: The Upgrated muon beam at the SPS, Nucl. Instrum. Meth., A343:351-362 (1994)
- [Pov08] POVH, RITH, SCHOLZ, ZETSCHE, : Teilchen und Kerne. Springer, 8. Auflage (2008)
- [Tak09] TAKEKAWA, Stefano: Study of T-odd parton distribution functions in polarised Drell-Yan processes at Compass, Universität Triest, Doktorarbeit (2009)
- [The96] THEODÓRSSON, Páll: Measurement of Weak Radioactivity. World Scientific. 1996
- [Vei15] VEIT, Benjamin: Umbau und Test des COMPASS-Myontriggers für das Drell-Yan-Programm. Bachelorarbeit (2015)
- [Zim10] ZIMMERMANN, Alice: Design und Test von Szintillationszählern mit Luftlichtleitern für das Triggersystem des COMPASS Experiments. Diplomarbeit (2010)

Anhang

Energiespektrummethode



Abbildung 81: Nähere Betrachtung des Peakfits für x=20



Abbildung 82: Nähere Betrachtung des Peakfits für x=30


Abbildung 83: Nähere Betrachtung des Peakfits für x = 40

Myonenmessung



Abbildung 84: Projektion entlang der Y-Achse für -110 cm bis -81 cm



Abbildung 85: Projektion entlang der Y-Achse für -80 cm bis -51 cm



Abbildung 86: Projektion entlang der Y-Achse für -50 cm bis -21 cm



Abbildung 87: Projektion entlang der Y-Achse für -20 cm bis 9 cm



Abbildung 88: Projektion entlang der Y-Achse für 10 cm bis 39 cm



Abbildung 89: Projektion entlang der Y-Achse für 40 cm bis 69 cm



Abbildung 90: Projektion entlang der Y-Achse für 70 cm bis 99 cm

Abbildungsverzeichnis

1	Reaktions-Diagramm der tiefinelastischen Streuung niedrigster Störungsord-	
	nung für die Elektron-Proton-Streuung [Pov08]	4
2	Die $Q^2\operatorname{-Abhängikeit}$ des SLAC-Experimentes an der Struktur des Protons	6
3	Schematische Darstellung der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung im	
	Partonmodell und Laborsystem.	7
4	Die Fluktuation des Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar (QCD) und die Fluk-	
	tuation des Photons in ein Elektron-Positron-Paar (QED). Analog dazu die	
	Fluktuation des Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar, die Selbstwechselwir-	
	kung in QCD	7
5	Alle möglichen TMDs aufgestellt nach Polarisation des Nukleons und des je-	
	weiligen Quarks.	8
6	Diagramm eines Drell-Yan-Prozeses.	9
7	Definition des azimuthalen Winkels ϕ_S des transversalen Targetspins $\vec{S_T}$ im	
	Laborsystem $[Col10]$	10
8	Definition des polaren und azimuthalen Winkels θ und ϕ im Collins-Soper-	
	System [Col10]	10
9	Das Bild zeigt als Beispiel das Massenspektrum in einem DY-Experiment mit	
	einem Na50-Target und einem 400 GeV Protonenstrahl.	13
10	COMPASS-Analyse der invarianten Energie der Leptonenpaare	13
11	Überblick über den Beschleuniger-Komplex am CERN	14
12	Der COMPASS-Aufbau 2010	16
13	Verteilung der Magnetfeldlinien für SM1 (links) und SM2 (rechts). \ldots	16
14	Es ist der vordere Aufbau des COMPASS-Spektrometers mit dem Hadronen-	
	absorber zu sehen. [Col10]	17
15	Hadronenabsorber	17
16	Die M2-Strahlführung des SPS am CERN	19
17	(a) Impulsverteilung und (b) horizontales Profil im Zentrum des Targets für	
	einlaufende Teilchen.	19
18	Das polarisierte Target des COMPASS-Experiments	20
19	Energieniveaus eines Elektron-Proton-Paares in einem magnetischen Feld	21
20	Die Anordnung und Ausmaße der Module im hadronischen Kalorimeter HCAL1.	22
21	Die Anordnung und Ausmaße der Module im hadronischen Kalorimeter HCAL2.	22
22	Das COMPASS-Triggersystem	23
23	Das Prinzip des "Target Pointing"-Triggers.	24
24	Das H1-Hodoskop	25
25	Das H2-Hodoskop	25
26	Das H3O-Hodoskop	25
27	Das H4O-Hodoskop	26
28	Das H4M-Hodoskop	26
29	Das H5M-Hodoskop	26
30	Summationsschema des hadronischen Kalorimeters HCAL1	28
31	Das Prinzip des Vetotriggers	29

32	Auszug des "Prescaler setup" für den DY-Run 259393.	30
33	Auszug des "Prescaler setup" für den Test-Run 262796	30
34	Kontrollhistogramme der Hodoskope für den Run 262796	32
35	Kontrollhistogramme der Hodoskope für den Run 262796	33
36	Energieniveau-Diagramm eines organischen Moleküls	36
37	Eine typische Zeitverteilung eines Szintillator-Ereignisses	36
38	Lichttransport im Szintillator am Beispiel von H1	37
39	Der innere Aufbau eines PMT	38
40	3D-Darstellung des Messstandes mit drei Szintillatorstreifen und sechs PMTs	
	[Vei15]	38
41	Schlitten mit der Halterung für das radioaktive Präparat	39
42	Schematischer Aufbau der elektrischen Verschaltung zur Aufnahme der Daten	
	[Vei15]	40
43	Gestell mit der Ausleseelektronik	41
44	Eine schematische Darstellung der Zählermethode [Vei15]	42
45	Ergebnis der Zählermehtode	43
46	Eine schematische Darstellung der Methode mit Energiespektrum	44
47	Energiespektrum des ²⁰⁷ Bi-Präparats	44
48	Nähere Betrachtung des Peakfits für $x = 10$	45
49	Ergebnis der Methode mit Energiespektrum	46
50	Ergebnis der Messung mit kosmischen Myonen	47
51	Projektion entlang der Y-Achse für -140 cm bis -111 cm	47
52	Ergebnis der Methode mit Myonenmessung	48
53	Die Struktur des Datenerfassungs-Systems (DAQ).	49
54	Schema der Ereignisrekonstruktion von CORAL.	51
55	Spurenrekonstruktion von CORAL mit schematischen Aufbau des Spektrome-	
	ters von oben	52
56	Es ist die Impulsverteilung der verwendeten Daten zu sehen. Zu erkennen ist	
	der Strahlpeak bei 190 GeV/c.	55
57	Es sind die letzten gemessenen Positionen der Spuren gegen die ersten Messpo-	
	sitionen aufgetragen. Damit ist es möglich die Längen der Spuren abzuschätzen.	55
58	Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HO03Y1m.	56
59	Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HO04Y1m.	57
60	Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HO04Y2m	58
61	Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HM04Y1d.	59
62	Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HM04Y1u.	60
63	Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HM04Y1d.	60
64	Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HM04Y1d.	61
65	Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HG01Y1	62
66	Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HG01Y1 mit zwei Analysen.	62
67	Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HG02Y1	63
68	Ergebnisse der Hodoskopeffizienzen für HG02Y2.	64
69	z-Vertexverteilung	65

70	Ergebnisse der Triggereffizienzen für HO03Y1	66
71	Ergebnisse der Triggereffizienzen für HO04Y1	66
72	Ergebnisse der Triggereffizienzen für HO04Y2	67
73	Ergebnisse der Triggereffizienzen für HM04Y1d	67
74	Ergebnisse der Triggereffizienzen für HM05Y1d	67
75	Ergebnisse der Triggereffizienzen für HM04Y1u	68
76	Ergebnisse der Triggereffizienzen für HM05Y1u	68
77	Ergebnisse der Triggereffizienzen für HG01Y1	68
78	Ergebnisse der Triggereffizienzen für HG02Y1	69
79	Ergebnisse der Triggereffizienzen für HG02Y2	69
80	X-Y-Vertexverteilung der Ereignisse. Die Ausleuchtung konzentriert sich auf	
	den mittleren Bereich, was insbesondere für die Triggereffizienzen des H1 und	
	H2 zu ähnlicher Ausleuchtung führt.	69
81	Nähere Betrachtung des Peakfits für $x = 20$	72
82	Nähere Betrachtung des Peakfits für $x = 30$	72
83	Nähere Betrachtung des Peakfits für $x = 40$	73
84	Projektion entlang der Y-Achse für -110 cm bis -81 cm	73
85	Projektion entlang der Y-Achse für -80 cm bis -51 cm	74
86	Projektion entlang der Y-Achse für -50 cm bis -21 cm	74
87	Projektion entlang der Y-Achse für -20 cm bis 9 cm	74
88	Projektion entlang der Y-Achse für 10 cm bis 39 cm	75
89	Projektion entlang der Y-Achse für 40 cm bis 69 cm	75
90	Projektion entlang der Y-Achse für 70 cm bis 99 cm	75

Tabellenverzeichnis

1	Tabelle mit allen verwendeten Hodoskopen 2014/2015. [Kab 07] Die Hodoskope	
	sind nach ihren jeweiligen Hodoskopsystem LAS, Außen und Mittel geordnet.	
	Es sind die Streifenanzahl, Dicke der Hodoskope, ihre z-Position im Spektro-	
	meter sowie ihre x-y-Ausmaße angegeben.	27
2	Übersicht der Zerfälle in ²⁰⁷ Bi [bi]	42
3	Übersicht der gemessenen Abschwächlängen λ_A	46
4	Tabelle mit allen verwendeten Runs. Die Run-Nummern sind nach zwei Mess-	
	wochen geordnet. Der 6. Messwoche und 11. Messwoche, die im Juli und Sep-	
	tember 2015 stattfand. \ldots	53

Eidesstattliche Erklärung

Eidesstattliche Erklärung zur Masterarbeit

Ich versichere, die von mir vorgelegte Arbeit selbstständig verfasst zu haben. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten oder nicht veröffentlichten Arbeiten anderer entnommen sind, habe ich als entnommen kenntlich gemacht. Sämtliche Quellen und Hilfsmittel, die ich für die Arbeit benutzt habe, sind angegeben. Die Arbeit hat mit gleichem Inhalt bzw. in wesentlichen Teilen noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen.

Unterschrift:

Ort, Datum:

Danksagung

Ich möchte allen danken, die mir bei der Fertigstellung der Arbeit geholfen. Da ist zunächst Prof. Eva-Maria Kabuss zu nennen, die mir erst diese Arbeit und einen CERN-Aufenthalt ermöglicht hat. Ich danke meine Kollegen Nicolas du Fresne, Malte Wilfert, Benjamin Veit und Johannes Giarra, die mir stets bei allen Problemen mit gutem Rat zur Seite standen. Ohne sie wäre die Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen. Und zuletzt möchte traditionsgemäß meiner Mutter danken, weil man das so macht.