

Akzeptanzbestimmung für exklusive Einphotonereignisse bei COMPASS 2016

von

Johannes Merz

Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 23. November 2020

1. Gutachter: Prof. Dr. Eva-Maria Kabuß
2. Gutachter: Prof. Dr. Frank Maas

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 23.11.2020

Johannes Merz
COMPASS
Institut für Kernphysik
Johann-Joachim-Becher-Weg 45
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz
jomerz@students.uni-mainz.de

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	2
2.1. Lepton-Nukleon-Streuung	2
2.2. Der Wirkungsquerschnitt	3
2.3. Elastische Streuung	4
2.3.1. Streuung punktförmiger Teilchen	4
2.3.2. Streuung am ausgedehnten Teilchen	5
2.4. Tiefinelastische Streuung	5
2.5. Tiefvirtuelle Compton Streuung	6
2.6. Generalisierte Partonverteilungen	7
2.7. Experimentelle Bestimmung des Wirkungsquerschnitts	8
3. Das COMPASS Experiment	9
3.1. Die Strahlführung	9
3.2. Beam Momentum Station	10
3.3. Target	10
3.4. CAMERA-Detektor	10
3.5. Spektrometer	11
3.5.1. Large Angle Spectrometer	11
3.5.2. Small Angle Spectrometer	12
3.5.3. Spurdetektoren	12
3.5.4. Elektromagnetische Kalorimeter	12
3.6. Triggersystem	12
3.6.1. Target-Pointing-Trigger	13
3.6.2. Energieverlusttrigger	13
3.6.3. Triggersysteme	13
3.6.4. Vetosystem	14
4. Datenanalyse, Rekonstruktion und Selektion	15
4.1. Rekonstruktions- und Selektionssoftware	15
4.2. Selektion	17
5. Bestimmung der Akzeptanz	23
5.1. Selektion der Monte-Carlo-Ereignisse	23
5.2. Akzeptanz	25
5.2.1. Berechnung der Akzeptanz	25
5.2.2. Ergebnisse	26

Inhaltsverzeichnis

6. Zusammenfassung und Ausblick	30
A. Anhang	31
A.1. Weitere Tabellen	31
B. Literaturverzeichnis	32
C. Danksagung	34

Abbildungsverzeichnis

2.1. Lepton-Nukleon-Streuung	3
2.2. Differentieller Wirkungsquerschnitt	4
2.3. DVCS-Ereignis	6
2.4. DVCS-Ereignis und Bethe-Heitler-Prozess	6
2.5. Darstellung von $\phi_{\gamma^*\gamma}$	7
2.6. Handbag Diagramm für DVCS	8
3.1. Strahlerzeugung für COMPASS	9
3.2. Aufbau der BMS	10
3.3. Aufbau des CAMERA-Detektors	11
3.4. Spektrometernaufbau	11
3.5. Abdeckung der kinematischen Bereiche und Position der Triggersysteme	14
3.6. Vetosystem	14
4.1. Ablauf der Rekonstruktion von Ereignissen	15
4.2. Selektionsschritte für Realdaten	20
4.3. Energieverteilung der Photonen	21
4.4. Verteilung von Q^2 und y für Realdaten	21
4.5. Zusätzliche Schnitte für Protonen	22
5.1. Selektionsschritte für rekonstruierte Daten	24
5.2. Verteilung von Q^2 und y für gewichtete, rekonstruierte Monte-Carlo-Daten	24
5.3. Verteilung von Q^2 und y für gewichtete, generierte Monte-Carlo-Daten	25
5.4. Akzeptanz in Q^2 , $ t $ und $\phi_{\gamma^*\gamma}$	27
5.5. Akzeptanz in Q^2 , ν und $\phi_{\gamma^*\gamma}$	28
5.6. Akzeptanz in Q^2 , $ t $ und ν	29

Tabellenverzeichnis

5.1. Intervalle für die Akzeptanzbestimmung	26
A.1. Anzahl der Ereignisse zu Selektionsschritten für Realdaten	31
A.2. Anzahl der Ereignisse zu Selektionsschritten für Monte-Carlo Daten .	31

1. Einleitung

Seit Beginn des 19. Jahrhunderts wusste man, dass Materie aus Atomen besteht. Dabei gelang es mithilfe von Streuexperimenten sich ein immer besseres Bild davon zu schaffen, wie Atome aufgebaut sein mussten. So konnte schrittweise nachgewiesen werden, dass Atome aus einem sehr dichten Kern und einer Elektronenwolke, die ihn umgibt, bestehen. Durch Untersuchungen des Kern stellte sich heraus, dass dieser aus Protonen und Neutronen, welche als Nukleonen bezeichnet werden, besteht. Als man in den 50ern und 60ern des letzten Jahrhunderts Streuexperimenten an Teilchenbeschleunigern durchführte, stellte man fest, dass es sich bei den Nukleonen nicht um die kleinsten Bausteine der Materie handelte, stattdessen weisen diese eine Substruktur auf. Nach heutigem Wissen gehören Protonen und Neutronen zu einer Klasse von Materie, die als Hadronen bezeichnet werden. Diese haben gemeinsam, dass sie aus zwei oder drei Quarks bestehen, die aktuell als kleinste Bausteine anzusehen sind. Elektronen zählen zur Klasse der Leptonen [1].

Parallel dazu entwickelte sich die moderne Vorstellung davon, dass wir in der Natur vier Wechselwirkungen vorfinden. Dabei handelt es sich um die Gravitation, die elektromagnetische Wechselwirkung, die starke Wechselwirkung und die schwache Wechselwirkung. Die letzten drei haben gemeinsam, dass der Austausch der Wechselwirkung über Austauschteilchen erfolgt. Das Photon ist das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung, die starke Wechselwirkung wird über Gluonen vermittelt, von denen es acht gibt und die schwache Wechselwirkung findet über den Austausch von W - und Z -Bosonen statt [1].

Myonen zählen wie Elektronen zur Gruppe der Leptonen. Eine Möglichkeit, mehr über die Substruktur von Nukleonen zu erfahren, ist die Untersuchung von generalisierten Partonverteilungen. Hierfür wird unter anderem ein Prozess studiert, der als tiefvirtuelle Comptonstreuung (DVCS) bekannt ist. Bei COMPASS wird dabei ein Myon an einem Proton gestreut, im Ausgangskanal ist es dann möglich das gestreute Myon, das Rückstoßproton, sowie ein reelles Photon zu beobachten. Um Aussagen über die generalisierten Partonverteilungen zu erhalten, muss der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses genau bestimmt werden. 2016 wurden am COMPASS-Experiment DVCS-Ereignisse gemessen [2].

Um den Wirkungsquerschnitt genau bestimmen zu können, muss die Zahl der gemessenen Streueignisse um die Akzeptanz des Spektrometers korrigiert werden. Ziel der Arbeit ist es in gewissen kinematischen Bereichen die Akzeptanz des Spektrometers für DVCS-Ereignisse zu berechnen. Dafür werden in Kapitel zwei die theoretischen Grundlagen erläutert, bevor in Kapitel drei der Aufbau des Experimentes erklärt wird. In Kapitel vier wird dann die Selektion von DVCS-Ereignissen aus den Messungen erklärt, bevor in Kapitel fünf die Akzeptanz bestimmt wird.

2. Theoretische Grundlagen

Im folgenden stütze ich mir vorallem auf [1]. Mit Streuexperimenten werden sowohl die Struktur von Teilchen, als auch die Eigenschaften von Wechselwirkungen untersucht. Man unterscheidet hier zwischen Experimenten, bei denen sich das Target in Ruhe befindet, wie es bei COMPASS der Fall ist, oder solchen, bei denen zwei Teilchen kollidieren. Desweiteren unterscheidet man zwischen elastischer, inelastischer und tiefinelastischer Streuung. Bei der elastischen Streuung liegen vor und nach der Streuung die gleichen Teilchen vor, bei der inelastischen Streuung kommt es zur Anregung des Targetteilchen, wodurch es in einen angeregten Zustand übergeht. Wenn das Targetteilchen bei der Streuung zerstört wird, spricht man von tiefinelastischer Streuung. Man spricht von einer exklusiven Messung, wenn alle auslaufenden Teilchen nachgewiesen wurden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden exklusive Einphotonereignisse untersucht.

2.1. Lepton-Nukleon-Streuung

Bei den untersuchten Streuprozessen wird mit relativistischen Teilchen gearbeitet, weshalb Vierervektoren für die Berechnung genutzt werden. Für den Ort x , sowie den Impuls p sind diese folgendermaßen definiert:

$$x = (x_0, x_1, x_2, x_3) = (ct, \vec{x}) \quad p = (p_0, p_1, p_2, p_3) = \left(\frac{E}{c}, \vec{p}\right) \quad (2.1)$$

Dabei stellt t die Zeit dar, c die Lichtgeschwindigkeit und E die Energie. Das Skalarprodukt zweier Vierervektoren a und b ist als

$$a \cdot b = a_0 \cdot b_0 - \vec{a} \cdot \vec{b} \quad (2.2)$$

definiert. Bei der Lepton-Nukleon-Streuung erfolgt die Wechselwirkung über den Austausch eines virtuellen Photons, dieser Prozess ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Durch das virtuelle Photon γ^* wird hierbei ein Impuls $q = k - k'$ übertragen. k ist der Impuls des einlaufenden Leptons, k' der des auslaufenden Leptons. Damit kann der Viererimpulsübertrag

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad (2.3)$$

berechnet werden. Den Impuls des einlaufenden Nukleons bezeichnen wir mit P , seine Masse ist M , daraus lässt sich dann der Energieübertrag ν berechnen:

$$\nu = \frac{Pq}{M} = E - E', \quad (2.4)$$

2. Theoretische Grundlagen

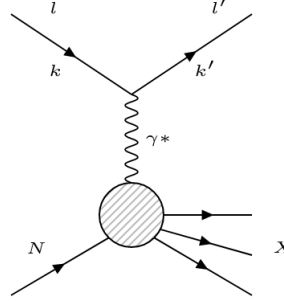


Abbildung 2.1.: Darstellung der Lepton-Nukleon-Streuung. Das einlaufende Lepton l mit Viererimpuls k wechselwirkt über ein virtuelles Photon mit dem einlaufenden Nukleon N . X ist hier der hadronische Endzustand.[3]

wobei E und E' hier die Energie der Leptonen vor und nach der Streuung meinen. Zwei weitere Variablen, die bei der Streuung wichtig sind, sind die Bjorken'sche Skalenvariable

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}, \quad (2.5)$$

welche als Maß dafür aufgefasst werden kann, wie inelastisch ein Prozess ist, sowie die Variable

$$y = \frac{Pq}{Pp}. \quad (2.6)$$

Aus dem Ruhesystem des Target betrachtet, entspricht dies dem Energieübertrag relativ zur Strahlenergie.

$$y = 1 - \frac{E'}{E} = \frac{\nu}{E} \quad (2.7)$$

2.2. Der Wirkungsquerschnitt

Um den Wirkungsquerschnitt zu berechnen, betrachten wir einen einlaufenden Teilchenstrahl mit Teilchenrate $\dot{N}_a$ und Teilchendichte n_a , welcher eine Querschnittsfläche A hat. Die Gesamtzahl von Teilchen des Targets sei N_b . Die Reaktionsrate ergibt sich dann zu

$$\dot{N} = \Phi_a \cdot N_b \cdot \sigma_b, \text{ wobei } \Phi_a = \frac{\dot{N}_a}{A} \quad (2.8)$$

als Fluss bezeichnet wird und σ_b ein Maß für die Querschnittsfläche der Targetteilchen darstellt. Diese Formel ist nur gültig, falls die Streuzentren nicht überlappen und nur an einzelnen Zentren gestreut wird. Daraus ergibt sich der geometrische Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_b = \frac{\dot{N}}{\Phi_a \dot{N}_b}. \quad (2.9)$$

2. Theoretische Grundlagen

In der subatomaren Physik hängt der Wirkungsquerschnitt aber weniger von der Geometrie des Streuzentrums, sondern mehr vom Wechselwirkungspotential zwischen Target und Teilchen und der Stärke der Wechselwirkung ab. Dann bezeichnet man σ als Wirkungsquerschnitt. Da meist nur ein bestimmter Raumbereich experimentell abgedeckt werden kann, wird der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma(E,\theta)}{d\Omega}$ eingeführt und angegeben. Dies ist in Abbildung 2.2 dargestellt. In Abbildung 2.2 bezeichnet θ den

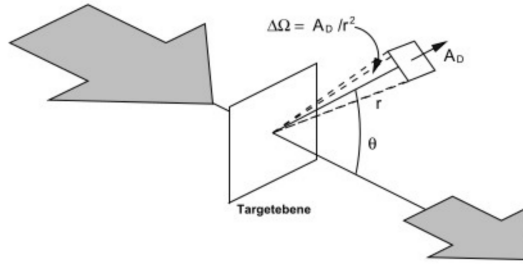


Abbildung 2.2.: Differentieller Wirkungsquerschnitt. Ein Teil der einlaufenden Teilchen wird unter dem Winkel θ gestreut, der Detektor mit Querschnittsfläche A_D weist nur die nach, die in einen Raumwinkel $\Delta\Omega$ gestreut wurden [1].

Streuwinkel und $\Delta\Omega$ den Raumwinkel, den der Detektor abdeckt. Wir erhalten die Reaktionsrate

$$\dot{N}(E, \theta, \Delta\Omega) = \mathcal{L} \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \Delta\Omega, \text{ mit } \mathcal{L} = \Phi_a \cdot N_b. \quad (2.10)$$

$\mathcal{L}$ bezeichnet die Luminosität, die die Dimension $1/(cm^2 s)$ hat.

2.3. Elastische Streuung

2.3.1. Streuung punktförmiger Teilchen

Zunächst betrachtet man den Fall, dass ein punktförmiges, spinloses Strahlteilchen an einem punktförmigen, spinlosen Kern, der das Target ist, gestreut wird. Das Strahlteilchen habe Ladung $Z_1 \cdot e$, sowie kinetische Energie E_{kin} . Der punktförmige Kern habe die Ladung $Z_2 \cdot e$, zudem sei die Masse des Kerns groß genug, sodass dessen Rückstoßenergie vernachlässigbar ist. Dann ergibt sich der Rutherford Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Rutherford} = \frac{(Z_1 Z_2 e^2)^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 16 E_{kin}^2 \sin^4(\frac{\theta}{2})}. \quad (2.11)$$

Berücksichtigt man nun den Rückstoß des Targetteilchens und betrachtet ein Strahlteilchen mit Spin $\frac{1}{2}$, so erhält man den Mott-Wirkungsquerschnitt. Für $v \approx c$ nimmt dieser die Form

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4(\frac{\theta}{2})} \cos^2(\frac{\theta}{2}) \frac{E'}{E} \quad (2.12)$$

2. Theoretische Grundlagen

an. Hierbei gibt E die gesamte Energie des Strahlteilchens an, E' die Rückstoßenergie des Kerns und α die Feinstrukturkonstante. Der Wirkungsquerschnitt ist in natürlichen Einheiten beschrieben, d.h. $\hbar = c = 1$.

2.3.2. Streuung am ausgedehnten Teilchen

Bei der experimentellen Untersuchung zeigt sich, dass diese Näherung nur für $|q| \rightarrow 0$ gültig ist. Der experimentelle Wert ist für andere Fälle kleiner, was durch die Ausdehnung von Kernen zu erklären ist. Mit größeren $|q|$ kann eine höhere Auflösung erzielt werden, dies berücksichtigt man dann mit einem Formfaktor. Für kugelsymmetrische Ladungsverteilungen erhält man, wie in [1]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \cdot |F(q^2)|^2. \quad (2.13)$$

Für eine Streuung an einem Nukleon mit Masse M unter Berücksichtigung der Ausdehnung und seiner elektrischen und magnetischen Eigenschaften erhält man den sogenannten Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt. Dieser hat die Form

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left[\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(Q^2) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right], \quad (2.14)$$

τ ist hierbei $\tau = \frac{Q^2}{4M^2}$. G_E stellt den elektrischen und G_M den magnetischen Formfaktor dar.

2.4. Tiefinelastische Streuung

Bei der tiefinelastischen Streuung wird das Nukleon zerstört, stattdessen lassen sich im Ausgangskanal verschiedene Hadronen beobachten. Analog zu den Formfaktoren bei der elastischen Streuung werden hier Strukturfunktionen W_1 und W_2 definiert. Man erhält den Ausdruck

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left[W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right], \quad (2.15)$$

der dem Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt ähnelt. Aus praktischen Gründen werden die dimensionslosen Strukturfunktionen

$$F_1(Q^2, x_{Bj}) = MW_1(Q^2, \nu), \quad (2.16)$$

$$F_2(Q^2, x_{Bj}) = \nu W_2(Q^2, \nu) \quad (2.17)$$

verwendet, womit sich der Wirkungsquerschnitt zu

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dx_{Bj}} \right) = \frac{4\pi\alpha^2\hbar^2}{Q^4} \left[\left(\frac{1-y}{x_{Bj}} - \frac{My}{2E} \right) F_2(Q^2, x_{Bj}) + y^2 F_1(Q^2, x_{Bj}) \right] \quad (2.18)$$

ergibt.

2.5. Tiefvirtuelle Compton Streuung

Bei der tiefvirtuellen Comptonstreuung (**Deep Virtual Compton Scattering**) wie in Abbildung 2.3 dargestellt, handelt es sich um ein tiefinelastisches Streuereignis. Dabei hat man ein einlaufendes Lepton, dass über ein virtuelles Photon an einem Nukleon streut. Im Ausgangskanal hat man dann das auslaufende Lepton, ein reelles Photon, sowie das auslaufende Nukleon [4]. In Abbildung 2.3 wurde hierbei das Lepton als Elektron gewählt. Ein DVCS-Ereignis kann man dabei durch eine exklusive Messung

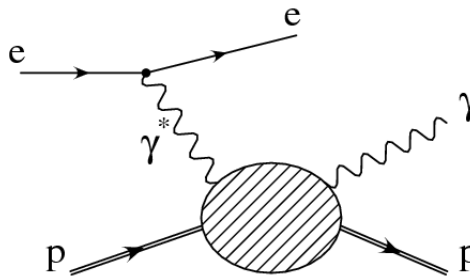


Abbildung 2.3.: DVCS Ereignis. Im Eingangskanal hat man ein Elektron und ein Proton, im Ausgangskanal das gestreute Elektron und Rückstoßproton, sowie ein reelles Photon [5].

nachweisen. Man muss also sowohl das auslaufende Lepton, das Rückstoßproton, sowie das reelle Photon nachweisen.

Allerdings gibt es einen weiteren Prozess, der ebenfalls die selben Teilchen im Ausgangskanal hat, wodurch man die beiden in der Messung nicht unterscheiden kann. Dabei handelt es sich um den Bethe-Heitler-Prozess. Dies ist in Abbildung 2.4 zu sehen [4].

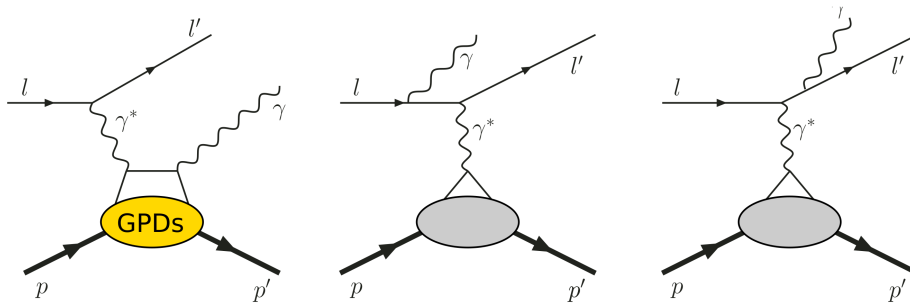


Abbildung 2.4.: Darstellung von DVCS-Ereignis (links) und Bethe-Heitler-Prozessen (mitte und rechts). Alle 3 Prozesse weisen ein Proton, ein Lepton und ein reelles Photon im Ausgangskanal auf. Durch die exklusive Messung sind sie daher nicht unterscheidbar [4].

2. Theoretische Grundlagen

Für den Wirkungsquerschnitt von exklusiven Einphotonereignissen gilt deshalb [4]:

$$\frac{d^4\sigma}{dx_{Bj}dQ^2d|t|d\phi_{\gamma*\gamma}} \propto |\mathcal{T}_{BH}|^2 + |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + \mathcal{I}. \quad (2.19)$$

Hierbei beschreiben die ersten beiden Terme der rechten Seite die Amplituden des DVCS-Prozesses und des Bethe-Heitler-Prozesses, während $\mathcal{I}$ einen Interferenzterm beschreibt. Die Variable t beschreibt das Quadrat des Viererimpulsübertrags der Protonen

$$t = (P_{Proton} - P'_{Proton})^2 \quad (2.20)$$

und $\phi_{\gamma*\gamma}$ beschreibt den Winkel zwischen der Ebene, in der die beiden Leptonen liegen und der Ebene, in der reelles und virtuelles Photon liegen, wie in Abbildung 2.5 zu sehen.

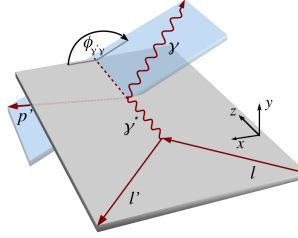


Abbildung 2.5.: Darstellung von $\phi_{\gamma*\gamma}$ als Winkel zwischen der Ebene der Leptonen und der des reellen und virtuellen Photons [4].

2.6. Generalisierte Partonverteilungen

Die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts von DVCS-Ereignissen erlaubt es, Aussagen über die generalisierten Partonverteilungsfunktionen (GPD) zu treffen. Man unterscheidet hierbei zwischen den GPDs $H^{f,g}$, $E^{f,g}$, $\tilde{H}^{f,g}$ und $\tilde{E}^{f,g}$ für das Gluon g , sowie jedes Quark-Flavour f . Dabei hängen H und E nicht von der Helizität der Quarks ab, $\tilde{H}$ und $\tilde{E}$ hingegen schon. H und $\tilde{H}$ hängen nicht von der Helizität des Nukleons ab, aber E und $\tilde{E}$ schon [4]. Die GPDs weisen Abhängigkeiten von dem longitudinalen Impulsanteil x , dem longitudinalen Impulsübertrag ξ und der Viererimpulsvariable $\Delta^2 = -t$ auf, welche in Abbildung 2.6 zu sehen sind. Im Fall $\xi = 0$ erhält man aus der Fouriertransformation von H in der Variable Δ die Verteilungsfunktion

$$q_f(x, \mathbf{b}) = \int \frac{d^2\Delta}{(2\pi)^2} H(x, 0, -\Delta^2) e^{-i\mathbf{b}\Delta}. \quad (2.21)$$

Diese stellt eine Wahrscheinlichkeitsdichte dafür da, ein Quark mit longitudinalem Impulsanteil x , im transversalem Abstand b zum Schwerpunkt des Nukleons zu finden. Näheres dazu findet man in [4].

2. Theoretische Grundlagen

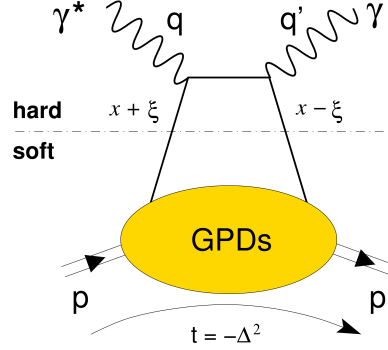


Abbildung 2.6.: Handbag Diagramm für die tiefvirtuelle Comptonstreuung [4].

2.7. Experimentelle Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

Um die geometrischen Eigenschaften, Detektoreffizienzen und Detektorauflösung des Spektrometers zu berücksichtigen, muss die Zahl der Streueignisse um die Akzeptanz korrigiert werden [6]. Die Akzeptanz ist dabei als

$$A = \frac{N_{rek}}{N_{gen}} \quad (2.22)$$

definiert, wobei N_{gen} die von der Monte-Carlo-Simulation generierten Ereignisse und N_{rek} die rekonstruierten Ereignisse bezeichnet. Hierbei bezeichnet man als generierte Ereignisse, Streueignisse die von einem speziellen Generator erzeugt wurden. Werden für diese Ereignisse zusätzlich dann die Detektorantworten des Spektrometers simuliert spricht man von rekonstruierten Ereignissen. Der Wirkungsquerschnitt σ ergibt sich dann, analog zur Gleichung 2.9, mit der Akzeptanz zu

$$\sigma = \frac{\dot{N}}{\Phi_a \dot{N}_b} \cdot \frac{1}{A}. \quad (2.23)$$

3. Das COMPASS Experiment

Beim COMPASS-Experiment (**CO**mmon **M**uon and **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy) handelt es sich um ein Experiment mit ruhendem Target, welches sich an der M2-Strahlführung des SPS (**S**uper **P**roton **S**ynchrotron) am CERN (**C**onseil **e**uropéen de la **r**echerche **n**ucléaire) in Genf befindet. Hiermit kann durch Streuung eines hochenergetischen Myonenstrahls und Hadronenstrahls die Substruktur von Hadronen untersucht werden [7].

In den nächsten Abschnitten wird der Aufbau beschrieben, für die Untersuchung von DVCS-Ereignissen am wichtigsten sind dabei der CAMERA-Detektor um das Target, das Triggersystem für Myonen, sowie die elektromagnetischen Kalorimeter.

3.1. Die Strahlführung

Mittels der M2-Strahlführung können Myonen mit einem Impuls von ungefähr $200 \frac{\text{GeV}}{c}$ erzeugt werden und zum Experiment weitergeleitet werden. Wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist, wird hierfür zunächst ein Protonenstrahl aus dem SPS abgelenkt, welcher einen Impuls von $400 \frac{\text{GeV}}{c}$ hat, und auf ein Berylliumtarget mit 500 mm Dicke gelenkt wird (T6). Die dabei entstandenen Pionen und Kaonen zerfallen in Myonen, welche einen Absorber passieren, der die nicht zerfallenen Hadronen stoppt. Die Myonen werden dann zum Experiment weitergeleitet. Die Extraktionszeit des Strahls beträgt 5 s und danach herrscht eine Pause von etwa 20 s. Als Spill bezeichnet man den Myonenstrahl in diesem kurzen Extraktionszeitfenster. Der Impuls jedes Myons wird mit der BMS (**B**eam **M**omentum **S**tation) bestimmt, deren Aufbau im nächsten Abschnitt erklärt ist [7].

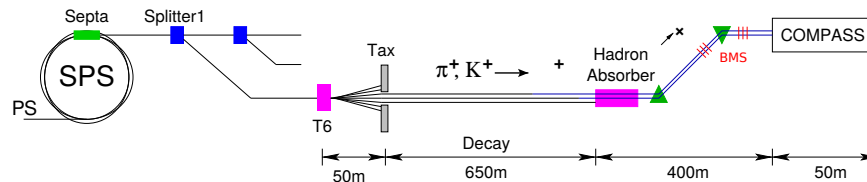


Abbildung 3.1.: Strahlerzeugung für das COMPASS Experiment. Vom SPS wird der Strahl auf das Berylliumtarget T6 geschossen. Beim Zerfall der Pionen und Kaonen entstehen Myonen, die für das Experiment genutzt werden [8].

3.2. Beam Momentum Station

Die Beam Momentum Station erlaubt es, den Impuls der einlaufenden Myonen präzise zu messen. Der Aufbau der BMS ist dabei in Abbildung 3.2 zu sehen. Insgesamt besteht die BMS aus 6 Szintillationsdetektoren, wovon 3 vor und 3 nach dem Ulenkmagneten B6 zu finden sind. Damit kann die Trajektorie der Myonen vor und nach der Ablenkung des Myonstrahls, in Richtung des Spektrometers, bestimmt werden. Dies ermöglicht es, die Ablenkung und damit den Impuls der Myonen zu berechnen [7].

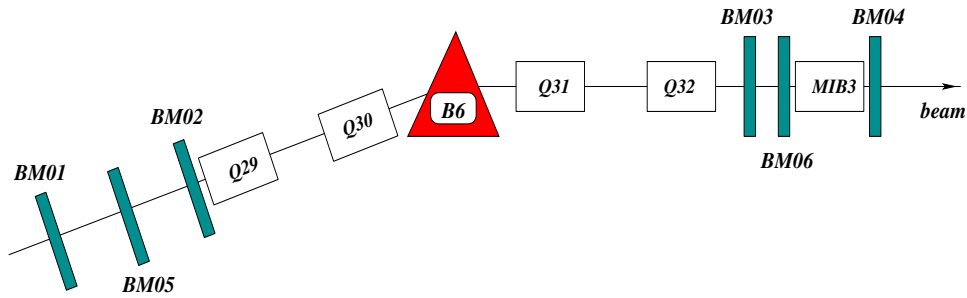


Abbildung 3.2.: Aufbau der BMS. Die BMS besteht aus vier Szintillatorhodoskopen BM01-04, zwei Detektoren aus szintillierenden Fasern BM05-06, vier Quadrupolmagneten Q29-32 und dem Dipolmagneten B6 [7].

3.3. Target

Beim Target handelt es sich um ein Flüssigwasserstofftarget, dieses befindet sich in einem fast 2.7 m langen Zylinder aus Kapton- und Mylarfolie. Das Target wird für das Experiment auf eine Temperatur von ca. 20 K heruntergekühlt [9]. Die Materialien sowie deren Stärke sind so gewählt worden, dass die Rückstoßprotonen möglichst geringen Energieverlust aufweisen. Weitere Informationen zum Target findet man in [9].

3.4. CAMERA-Detektor

Bei CAMERA handelt es sich um den zylindrischen Protonenrückstoßdetektor, der das Target umgibt. Er besteht aus zwei konzentrischen Ringen mit je 24 Szintillatorstreifen, die an beiden Seiten von Photomultipliern ausgelesen werden. Die äußeren Streifen sind dabei länger als die inneren. Der Detektor weist eine Länge von ca. 4 m auf. Die Messung erfolgt über die Flugzeitmethode (Time of Flight), bei der die Zeit gemessen wird, die das Proton von Ring A zu Ring B braucht und über den Energieverlust der Protonen. Hierbei ist Ring A sehr viel dünner als Ring B, was den Zweck verfolgt, den Energieverlust in Ring A gering zu halten, um auch in Ring B ein Signal messen zu können, wodurch die Trajektorie des Protons bestimmt werden

3. Das COMPASS Experiment

kann. Die Szintillatoren in Ring B sind dicker, um das Proton in Ring B stoppen, andernfalls wird der Energieverlust gemessen [4]. Mit dem CAMERA-Detektor wird ein Winkelbereich von 60-90 Grad abgedeckt [6].

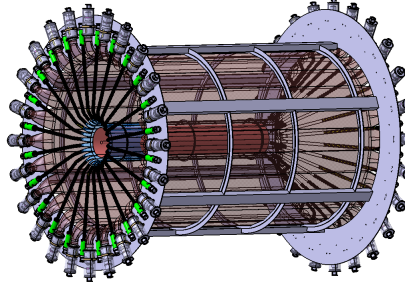


Abbildung 3.3.: Aufbau des CAMERA Detektors. Dabei sind im äußeren Ring zur Darstellung einige Szintillatoren entnommen worden [6].

3.5. Spektrometer

Das Spektrometer, welches in Abbildung 3.4 dargestellt wird, lässt sich in zwei Teile unterteilen. Einmal in das LAS (**L**arge **A**ngle **S**pectrometer) und in das SAS (**S**mall **A**ngle **S**pectrometer), die verschiedene Streuwinkelbereiche abdecken.

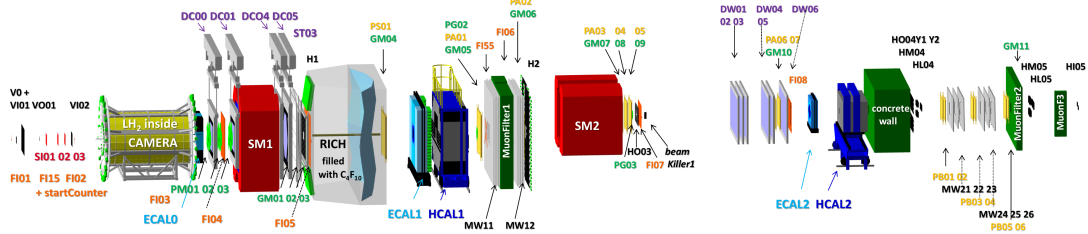


Abbildung 3.4.: Der Spektrometeraufbau zur Messung von DVCS von 2016 [10].

3.5.1. Large Angle Spectrometer

Das LAS bildet den ersten Teil des Spektrometers und umgibt den Dipolmagneten SM1. Es besteht im wesentlichen aus Spurdetektoren, die dem Nachweis von Spuren von Teilchen und deren Identifikation dienen. Im LAS befinden sich die beiden elektromagnetischen Kalorimeter ECAL0 und ECAL1, die zur Detektion und der Energiebestimmung von Photonen eingesetzt werden. ECAL0 befindet sich dabei direkt hinter dem Target, um Photonen mit großen Streuwinkeln messen zu können. Außerdem befinden sich im LAS der RICH (**R**ing **I**maging **C**herenkov) Detektor, welcher zur Identifikation von geladenen Hadronen dient, sowie das hadronische Kalorimeter HCAL1, welches im Triggersystem eingesetzt wird. [3], [7].

3. Das COMPASS Experiment

3.5.2. Small Angle Spectrometer

Beim SAS handelt es sich um den zweiten Teil des Spektrometers, mit dem Teilchen unter niedrigeren Winkeln detektiert werden. Es ist um den Magneten SM2 aufgebaut und hat verschiedene Spurdetektoren, das elektromagnetische Kalorimeter ECAL2, sowie das hadronische Kalorimeter HCAL2 [3], [7].

3.5.3. Spurdetektoren

Entlang des Spektrometers findet man verschiedene Spurdetektoren, die benötigt werden, um die Teilchen, die durch das Spektrometer fliegen, zu vermessen. Die Anforderungen an die einzelnen Detektoren hängen dabei von ihrer relativen Position zum Strahl ab. Abhängig von ihrem Abstand, müssen die Detektoren unterschiedliche Anforderungen an ihre Ortsauflösung erfüllen. Je näher am Strahl diese sind, desto besser ist die Ortsauflösung und die Ratenverträglichkeit, die erzielt werden soll, desto kleiner ist aber die Fläche, die abgedeckt wird. Die Detektoren lassen sich deshalb in drei Gruppen aufteilen. Die erste Gruppe sind die VSAT (**V**ery **S**mall **A**rea **T**rackers), die zweite Gruppe sind die SAT (**S**mall **A**rea **T**rackers) und die dritte Gruppe sind die LAT (**L**arge **A**rea **T**rackers). Nähere Informationen zu diesen Detektoren findet man in [7].

3.5.4. Elektromagnetische Kalorimeter

Bei den elektromagnetischen Kalorimetern können wir unterschiedliche Aufbauweisen unterscheiden. ECAL0 und das Zentrum des ECAL2 sind aus sogenannten Schaschlickmodulen aufgebaut. Dabei wechseln sich Schichten aus Eisen und Szintillatormaterial ständig ab. Trifft ein Photon auf Eisen, so entstehen, durch die Wechselwirkung, e^+e^- -Paare, die im Szintillator Licht erzeugen, dessen Energie proportional zur Energie der Teilchen ist. Das Licht der einzelnen Schichten wird zu den Photomultipliern an beiden Enden geleitet, wo es ein Stromsignal erzeugt, welches proportional zur Energie des Photons ist. ECAL1 sowie der äußere Bereich des ECAL2 bestehen aus Bleiglaskristallen. Hierbei entstehen bei einem eintreffenden Photon wieder e^+e^- -Paare, durch die Cherenkovlicht entsteht, welches an den Enden der Module durch Photomultiplier gemessen wird [4].

3.6. Triggersystem

Das Triggersystem wird benötigt, um mit hohen Raten und geringer Totzeit interessante Ereignisse selektieren zu können. Dabei kann das System auf den Strahl und die kinematischen Gegebenheiten angepasst werden. Für die Messung wurde nur auf das gestreute Myon getriggert, weshalb nur darauf eingegangen wird [3].

Zum Triggern auf das gestreute Myon stehen dabei zwei Methoden zur Verfügung, welche in Abschnitten 3.6.1 und 3.6.2 näher beschrieben werden sollen. Für den Myontrigger verwendet man Paare von Szintillatorhodoskopen, welche an beiden

3. Das COMPASS Experiment

Enden von Photomultipliern ausgelesen werden. Zwischen zwei Hodoskopsystemen befindet sich immer ein Absorber, welcher alles absorbiert, was kein Myon ist, mit einem Detektor davor und dahinter. So stellt man sicher, dass nur Myonen ein Triggersignal auslösen [8].

3.6.1. Target-Pointing-Trigger

Diese Methode verwendet man für Streuwinkel über 0.5 mrad. Die Myonen werden hierbei von zwei Ebenen der Szintillatorhodoskope mit horizontalen Streifen erfasst und die vertikale Projektion des Streuwinkels gemessen, weil in diese Richtung keine Ablenkung durch Magnete stattfindet. Ist diese Messung mit einer Streuung am Target vereinbar, wird ein Triggersignal gesendet [8].

3.6.2. Energieverlusttrigger

Für Fälle mit kleinen Q^2 kann der Target-Pointing-Trigger nicht verwendet werden, da die Streuwinkel zu klein sind. Dafür nutzt man, dass das Myon bei der Streuung Energie verliert. Das Myon wird hierbei stärker von den Magneten abgelenkt, als der Strahl. Diese Ablenkung wird von zwei Szintillatorhodoskopen mit vertikalen Streifen gemessen. Dadurch ist es möglich, auf die Ablenkung bzw. auf den Energieverlust im Target zu triggern. Näheres dazu findet man in [8].

3.6.3. Triggersysteme

Im folgenden werden der Middle-Trigger(MT), der Ladder-Trigger(LT), der Outer-Trigger(OT) sowie der Large-Angle-Spectrometer-Trigger(LAST), der sich im LAS befindet, vorgestellt [8].

Der MT ist ein Target-Pointing-Trigger, welcher aus vier horizontalen Hodoskopen besteht (HM04Y(up), HM04Y(down), HM05Y(up), HM05Y(down)). Der MT deckt dabei einen Streuwinkelbereich von 0.5 bis 5 mrad ab [8].

Der LT ist ein Energieverlusttrigger, der aus zwei vertikalen Hodoskopen besteht (HL04, HL05). Die Streifenbreite ist variabel, in Strahlnähe sind sie schmaler, nach außen hin werden sie breiter. Er deckt große Energieverluste ab [8].

Der OT ist ein Target Pointing Trigger, bestehend aus den Hodoskopen (HO3, HO4), wobei das HO4 in zwei Hälften (Y1, Y2) aufgeteilt ist. Der OT deckt einen Streuwinkelbereich von 5 bis 30 mrad ab [8].

Beim LAST handelt es sich ebenfalls um einen Target Pointing Trigger, der aus den beiden Hodoskopen (HO1, HO2) besteht. Das HO2 ist dabei wie das HO4 in zwei Hälften aufgeteilt. Er deckt vor allen große Q^2 ab [8].

3. Das COMPASS Experiment

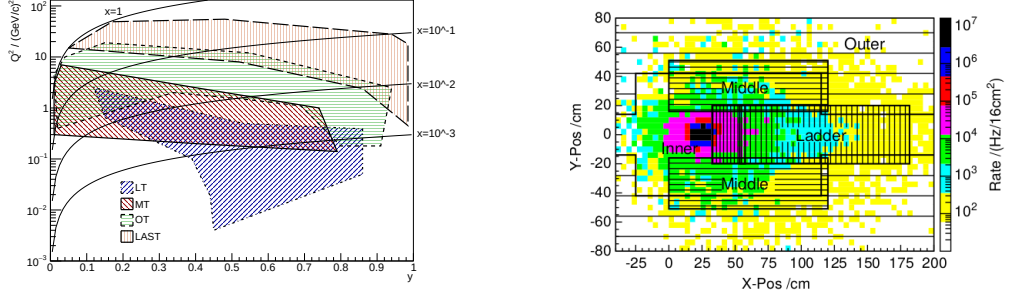


Abbildung 3.5.: Links: Abdeckung der verschiedenen Bereiche der Variablen y und Q^2 der verschiedenen Triggersysteme [3]. Rechts: Positionen der verschiedenen Triggersysteme in X und Y relativ zu einander. Hier ist noch der Inner Trigger zu sehen (dunkelblauer Bereich), der bei der Messung in 2016 aber nicht verwendet wurde [11].

Wie in Abbildung 3.5 decken die verschiedenen Trigger sowohl unterschiedliche Bereiche für die kinematischen Variablen Q^2 und y , sowie verschiedene Streuwinkelbereiche ab.

3.6.4. Vetosystem

Neben dem gaußförmigen Bereich des Strahls gibt es noch Teile, die weiter von der Strahlachse weg sind, welche als Halo bezeichnet werden. Deshalb durchlaufen auch Myonen das Spektrometer, die nicht mit dem Target interagiert haben. Um zu verhindern, dass diese Ereignisse aufgezeichnet werden, wurde ein Vetosystem entwickelt, welches aus Szintillationsdetektoren besteht. Das Prinzip ist in Abbildung 3.6 zu sehen [12]. In der Mitte befindet sich jeweils ein Loch, durch welches der Strahl geht. Bauteile, die näher an der Strahlachse sind, sind kleiner, während die, die weiter entfernt sind, größer werden [7].

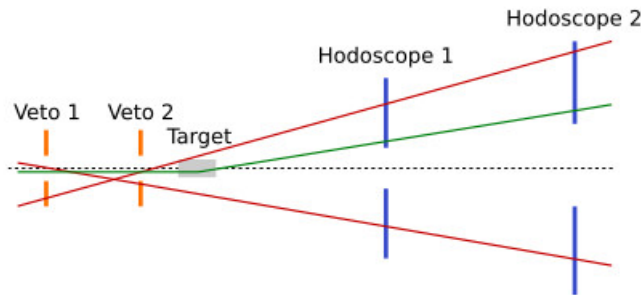


Abbildung 3.6.: Darstellung des Vetosystems, die roten Teilchen, die zum Halo des Strahls gehören erhalten ein Veto, nur das grüne Strahlteilchen, welches am Target streut, löst ein Triggersignal aus [12].

4. Datenanalyse, Rekonstruktion und Selektion

In diesem Kapitel sollen die Mittel erläutert werden, mit welchen die Daten rekonstruiert und selektiert wurden. In Abschnitt 4.1 wird die Rekonstruktion beschrieben, also wie aus den Rohdaten, die lediglich mit Zeitstempeln versehene Ereignisse in Detektoren umfassen, Spuren von Teilchen werden. In Abschnitt 4.2 wird dann die Selektion näher beschrieben. Außerdem wird auch die Monte-Carlo-Simulation erwähnt, die Selektion dieser Daten wird in Kapitel fünf näher beschrieben.

4.1. Rekonstruktions- und Selektionssoftware

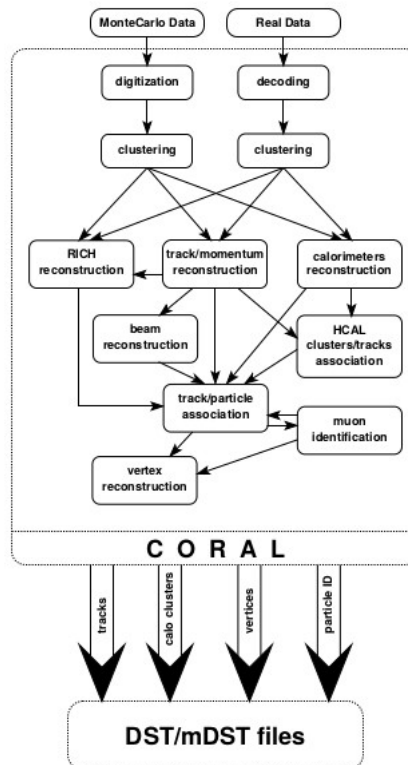


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung des Ablaufs der Rekonstruktion von Ereignissen [7].

4. Datenanalyse, Rekonstruktion und Selektion

Nach der Datennahme liegen lediglich Rohdaten vor, welche die zeit- und ortskorrelierten Detektorantworten der Messung beinhalten. Daraus müssen die einzelnen Teilchenspuren zusammengesetzt werden. Diesen Prozess nennt man Rekonstruktion. Bei COMPASS wird hierfür die Software CORAL (**CO**mpass **Re**construction **AL**gorithm) verwendet, deren Funktionsweise schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt ist [7]. Bei Realdaten werden hierfür die Detektorantworten ausgelesen, bei Monte-Carlo-Daten müssen diese erst simuliert werden. Danach werden benachbarte Kanäle, die sehr wahrscheinlich auf das selbe Teilchen angesprochen haben, zusammengefasst. Jeder solchen Gruppe wird dann eine Position zugeordnet. Hierbei spricht man von clustering. Als nächstes werden die Spuren der geladenen Teilchen und deren Impulse bestimmt, wofür zunächst nach einzelnen Spursegmenten in verschiedenen Spektrometerabschnitten gesucht wird und diese anschließend zusammengesetzt und gefittet werden. Mithilfe der rekonstruierten Spuren kann dann der Vertex bestimmt werden. Aus der Ablenkung der Spuren im Magnetfeld kann man z.B. auf Ladung und Impuls des Teilchens, das sie erzeugt hat, schließen. Diese Informationen werden dann anschließend in ROOT [13] Trees abgelegt und in mDST(**mini Data Summary Tapes**) Dateien abgespeichert [3], [7].

Die rekonstruierten und in mDST-Dateien abgespeicherten Daten müssen noch selektiert werden. Hierfür wird das Analyseframework PHAST [14] (**PH**ysics **A**nalysis **S**oftware **T**ools) genutzt. Mithilfe dieses Frameworks lassen sich Spurparameter, wie die Trajektorien und der Impuls auslesen und die kinematischen Variablen berechnen. Dadurch wird die konkrete Selektion von Einphotonereignissen möglich, zu denen auch DVCS-Ereignisse gehören. Die so selektierten Daten werden wieder in ROOT-Trees abgespeichert und dann weiter verarbeitet.

Zur Akzeptanzbestimmung werden Monte-Carlo-Simulationen eingesetzt. Die von ihr generierten Ereignisse werden mit der gleichen Software rekonstruiert, sodass am Ende die generierten und rekonstruierten Daten vorliegen. Verwendet wurde der HEPGen [15] (**H**ard **E**xclusive **P**roduction **G**enerator), der in der verwendeten Form unter anderem DVCS und Bethe-Heitler-Ereignisse generiert. Zur Simulation des Spektrometers wird GEANT4 genutzt, damit kann das gesamte Spektrometer nachgebaut werden und seine Geometrie und Wechselwirkungen im Spektrometer berücksichtigt werden. Sowohl der Generator, als auch die GEANT4 Simulation des Spektrometers sind in die TGEANT Software eingebunden, die dann für die vollständige Generierung der Ereignisse zuständig ist [6].

Ausgangspunkt der Arbeit waren die am Cern gespeicherten mDST-Dateien. Auf diese konnte ich über das CASTOR-System zugreifen (**C**ern **A**dvanced **STOR**age manager). Dabei musste ich eine eigene Selektion in C++ schreiben, die Ausführung erfolgte dann über die Rechner des LXPLUS-Netzwerks am Cern. Nach dem Programmieren der Selektion wurden die Ergebnisse dieser mit einer von Johannes Giarra geschriebenen Selektion verglichen. Dadurch war es möglich Unstimmigkeiten zu finden und zu beheben. Da zu diesem Zeitpunkt noch keine Monte-Carlo-Daten vorlagen, wurde der Vergleich mit Realdaten der Slot 6 Produktion der Periode 09 aus dem Jahr 2016 durchgeführt.

4.2. Selektion

Für die Selektion wird jedes Ereigniss aufgerufen und durchläuft dann die einzelnen Selektionsschritte. Das Ergebnis der Selektion ist dabei auch in Abbildung 4.2 dargestellt.

Zu Beginn eines jeden Ereignisses werden dafür alle Vertices betrachtet und dabei alle verworfen, die kein primärer Vertex sind. Ein primärer Vertex ist durch ein einlaufendes und ein gestreutes Teilchen, deren Schnittpunkte der Trajektorie die Position des Vertex bestimmen, charakterisiert. Gibt es für ein Ereignis mehrere primäre Vertices, gilt der, der am besten gefittet werden konnte, als primärer Vertex. Bei dem verwendeten Koordinatensystem ist die Z -Achse die Strahlachse, X ist die horizontale Koordinate und Y die vertikale Koordinate.

Die Schnitte für das Strahlmyon sind:

1. $Z_{First} \leq -78.5 \text{ cm}$
2. Flug des extrapolierten Strahls durch das gesamte Target
3. Treffer für die BMS $N_{BMS} \geq 4$
4. Treffer in den szintillierenden Faserdetektoren $N_{FI} \geq 2$
5. Treffer in den Silliziumstreifendetektoren $N_{SI} \geq 3$
6. Impuls $140 \frac{\text{GeV}}{c} \leq p \leq 180 \frac{\text{GeV}}{c}$
7. Fehler des Impulses $\Delta p \leq 0.025p$
8. Zeit des Ereignisses im Spill $1.5 \text{ s} < T < 5 \text{ ss}$
9. Abweichung zur Triggerzeit $|\Delta t| \leq 2 \text{ ns}$

Mit dem Z_{First} Schnitt wird überprüft, dass das Strahlmyon vor dem Flüssigwassertarget gemessen wurde. Dieses beginnt bei -78.5 cm . Mit dem zweiten Schritt wird sichergestellt, dass die extrapolierte Spur des Strahlteilchens durch das gesamte Target geht. Mit der Trefferzahl N_{BMS} wird sichergestellt, dass wir in der BMS genügend Treffer haben, sodass der Impuls des Strahlmyons korrekt bestimmt werden kann. Mit den Trefferzahlen N_{SI}, N_{FI} wird geprüft, dass wir in den entsprechenden Detektoren genügen Treffer haben, um die Trajektorie des Strahls korrekt zu bestimmen. Als Impulsbereich wird $140 \frac{\text{GeV}}{c} - 180 \frac{\text{GeV}}{c}$ gewählt, weshalb der entsprechende Impulsschnitt angewendet wird und es wird geprüft, ob der Impuls genügend genau bestimmt wurde, also der Fehler des Impulses klein ist. Innerhalb eines Spills stellt man zu Beginn einen starken Anstieg der Strahlintensität fest und gegen Ende einen Abfall. Mit dem Schnitt wird sichergestellt, dass in diesem Zeitraum die Strahlintensität ungefähr konstant bleibt.

Danach findet die Selektion für das gestreute Teilchen statt:

4. Datenanalyse, Rekonstruktion und Selektion

1. $Z_{First} \leq 350 \text{ cm}$ und $Z_{Last} \geq 350 \text{ cm}$
2. Überprüfung ob es sich bei dem gestreuten Teilchen um ein Myon handelt
3. $xx0 < 15$
4. Überprüfung der Ladung des gestreuten Myons
5. Triggersignal im Middle-, Ladder- oder Outertrigger

Zuerst wird überprüft, ob es sich bei dem auslaufenden Teilchen um ein Myon handelt, Voraussetzung dafür ist, dass das auslaufende Teilchen so viel Material durchquert hat, wie 15 Strahlungslängen entspricht, weil man davon ausgehen kann, dass es sich dann um ein Myon handelt. Anschließend wird die Ladung des auslaufenden Teilchens geprüft. Damit wird einerseits das Ziel verfolgt, dass ein- und auslaufendes Myon die gleiche Ladung besitzen und es sich um das gleiche Teilchen handelt. Desweiteren markiert 350 cm das Zentrum des SM1 Magneten, mit den beiden Z Schnitten für das gestreute Myon wird deshalb geprüft, ob es einmal vor dem SM1 Magneten beobachtet wurde und einmal, ob es auch danach beobachtet wurde, sodass eine Impulsmessung vorliegt. Für das Triggersignal wurde der LAST zur dieser Zeit nicht verwendet, da das H1 Hodoskop in einigen Bereichen sehr schlechte Effizienzen aufweist.

Im Anschluss wurden die kinematischen Variablen und der Vertex im Flüssigwasserstoff betrachtet:

1. $Q^2 \geq 0.5 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$
2. $0.05 \leq y \leq 0.95$
3. Vektor des Vertex $\vec{x}_V$ im Target
4. genau ein ausgehndes Teilchen N_{out}

Als Schnitt für die DVCS-Analyse wird $Q^2 < 0.5 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$ verwendet. Der y Wert wurde gewählt, da Myonen mit $y < 0.05$ hochenergetisch sind, was die Rekonstruktion des Myons schwierig gestaltet. Mit $y > 0.95$ haben die Myonen nur sehr wenig Energie, was zu hohen Ungenauigkeiten führt. Im Anschluss wurde geprüft, ob die Position des Vertex im Flüssigwasserstofftarget liegt, es also eine Streuung im Target gab und ob der Vertex genau ein auslaufendes Teilchen hat, nämlich das gestreute Myon.

Anschließend wird geprüft, ob die ECALs ein Photon detektiert hatten. Hierfür werden alle Cluster, die in Frage kommen betrachtet.

1. Energie des Kalorimeterclusters: $\text{ECAL0} > 4 \text{ GeV}$, $\text{ECAL1} > 5 \text{ GeV}$,
 $\text{ECAL2} > 10 \text{ GeV}$
2. Messung von genau einem Photon

Aufgrund der unterschiedlichen Positionen der elektromagnetischen Kalorimeter, muss die Energieschwelle, die überschritten werden muss, anders gesetzt werden, denn je

4. Datenanalyse, Rekonstruktion und Selektion

kleiner der Streuwinkel relativ zu Strahlachse ist, desto größer ist die Energie des Photons. Da wir Einphotonereignisse überprüfen, werden am Ende alle Ereignisse verworfen, bei denen mehr als ein Photon über einer gewissen Energieschwelle gemessen wurde. Hat man nun das ein- und auslaufende Myon selektiert, sowie das reelle Photon gemessen, kann unter der Annahme, dass es sich um ein exklusives Einphotonereignis handelt, der Viererimpuls des Rückstoßprotons berechnet werden.

Das Proton wurde allerdings auch über den CAMERA-Detektor gemessen. Dafür wird auf die Antworten des CAMERA-Detektors zugegriffen, wodurch man Informationen zum Viererimpuls des Rückstoßprotons und über die Position des Durchgangs der Protonen durch die beiden Ringe des CAMERA-Detektors erhält. Als erstes wird nach dem β des Protons selektiert, dafür sollte gelten $0.1 < \beta < 1$.

Um sicher zu gehen, dass es sich bei dem betrachteten Ereignis um ein exklusives Einphotonereignis handelt, werden weitere Schnitte durchgeführt, die die Messung von CAMERA mit der Vorhersage durch das einlaufende und gestreute Myon, sowie dem reellen Photon, vergleichen. Weichen diese Werte zu sehr voneinander ab, wird das Proton verworfen. Diese Schnitte sind:

1. $|z_{rek} - z_{ber}| = \Delta z < 15 \text{ cm}$
2. $|\phi_{rek} - \phi_{ber}| = |\phi| < 0.4 \text{ rad}$
3. $|\vec{p}_{rek} - \vec{p}_{ber}| = \Delta p_t < 0.3 \frac{\text{GeV}}{c}$
4. $|(p_I - p_F)^2| = |M^2| < 0.3 \left(\frac{\text{GeV}}{c^2}\right)^2$

Als erstes wurde die Treffer in den Ringen des CAMERA-Detektors betrachtet. Hierfür wurde eine gerade Flugbahn zwischen der Position des Vertex und der Position des Treffers im äußeren Ring angenommen. Mithilfe der Flugbahn konnte nun die Position des Treffers im inneren Ring berechnet werden. Anschließend kann man die Differenz Δz der Z -Position des berechneten und des rekonstruierten Treffers betrachten.

Anschließend wurden Protonen verworfen, deren Azimutalwinkel ϕ zu stark voneinander abweichen und deren Transversalimpuls Δp_t zu groß ist.

Danach wurden aus den Viererimpulsen des Eingangskanals, welcher aus einlaufendem Myon und ruhendem Proton besteht, und denen des Ausgangskanals, welcher aus gestreutem Myon, Rückstoßproton und dem reellen Photon besteht, die invariante Masse M^2 berechnet. Dabei soll das Ergebnis null betragen, es werden aber Werte im Bereich $|M^2| < 0.3 \left(\frac{\text{GeV}}{c^2}\right)^2$ akzeptiert.

Anschließend werden alle Ereignisse verworfen, bei denen es am Ende nicht genau ein Proton gibt. Daraufhin wird noch überprüft, ob die Mandelstam Variable t im Bereich $0.08 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2 < |t| < 0.64 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$ liegt.

In Abbildung 4.2 ist das Ergebnis der Selektion zu sehen. Der erste Eintrag ist die Gesamtzahl der Ereignisse. Die Schnitte, die die meisten Ereignisse verworfen haben, wurden extra markiert. Der Anstieg der Ereignisse im Intervall $[8, 9]$ ist

4. Datenanalyse, Rekonstruktion und Selektion

darauf zurückzuführen, dass es pro Ereignis mehrere Protonkandidaten gibt, die hier eingetragen wurden. Genaue Zahlen findet man in Tabelle A.1.

In Abbildung 4.3 ist die Energieverteilung der Photonen dargestellt. Es fällt auf, dass es einen Peak bei ungefähr 10 GeV gibt und die Zahl der Ereignisse dann abfällt, wobei sie bis in sehr hohe Energiebereiche fast konstant bleibt. Das ist damit zu erklären, dass wir nicht nur DVCS-Ereignisse, sondern auch Bethe-Heitler-Prozesse selektiert haben, die für mehr Ereignisse bei höheren Energien sorgen.

Abbildung 4.4 zeigt Beispiele für kinematische Verteilungen, in diesem Fall für Q^2 und y der selektierten Ereignisse. Man sieht den starken Abfall von Ereignissen für hohe Q^2 . In y hat man anfangs ebenfalls einen starken Abfall, der dann aber eine zeitlang konstant bleibt, bevor er weiter sinkt. Die Verteilungen zeigen dabei die erwartete Form. Der konstante Bereich bei y ist damit zu erklären, dass wir nicht nur DVCS-Ereignisse sondern auch Bethe-Heitler-Ereignisse selektiert haben.

Die Verteilungen der zusätzlichen Schnitte ist in Abbildung 4.5 gezeigt, wobei hier alle Schnitte angewendet wurden außer dem der dargestellten Variablen. Alle vier Verteilungen zeigen deutliche Erhöhungen durch exklusive Ereignisse im Bereich um null.

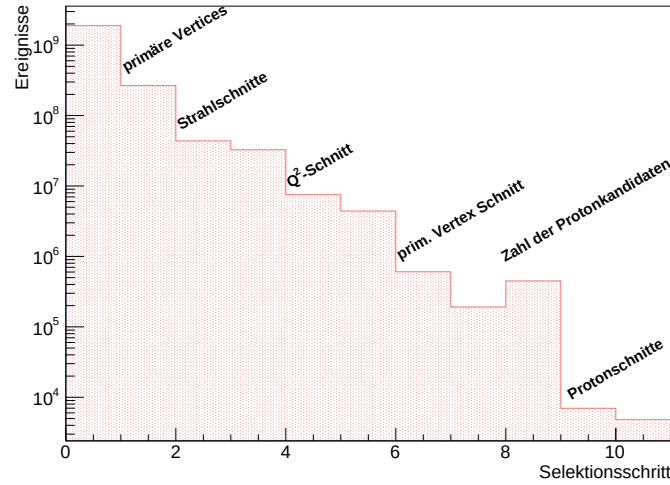


Abbildung 4.2.: Schritte der Selektion, speziell gekennzeichnet wurden die, die besonders viele Ereignisse verworfen haben.

4. Datenanalyse, Rekonstruktion und Selektion

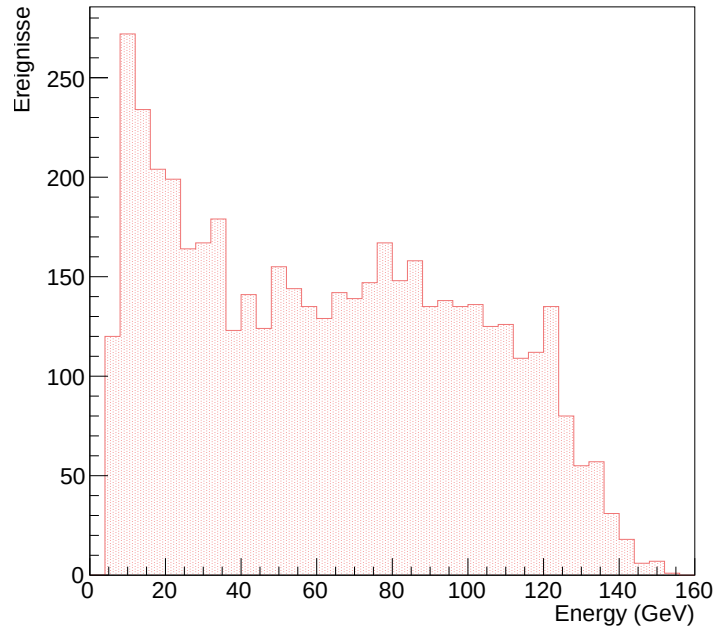


Abbildung 4.3.: Verteilung der Energie der Photonen.

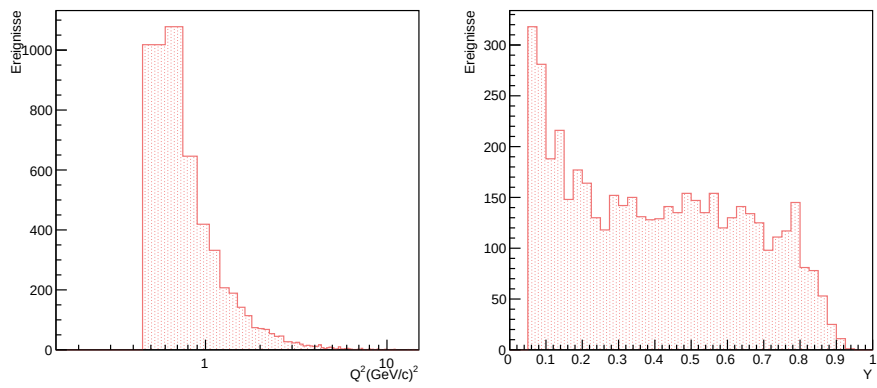


Abbildung 4.4.: Links: Verteilung von Q^2 . Rechts: Verteilung von y .

4. Datenanalyse, Rekonstruktion und Selektion

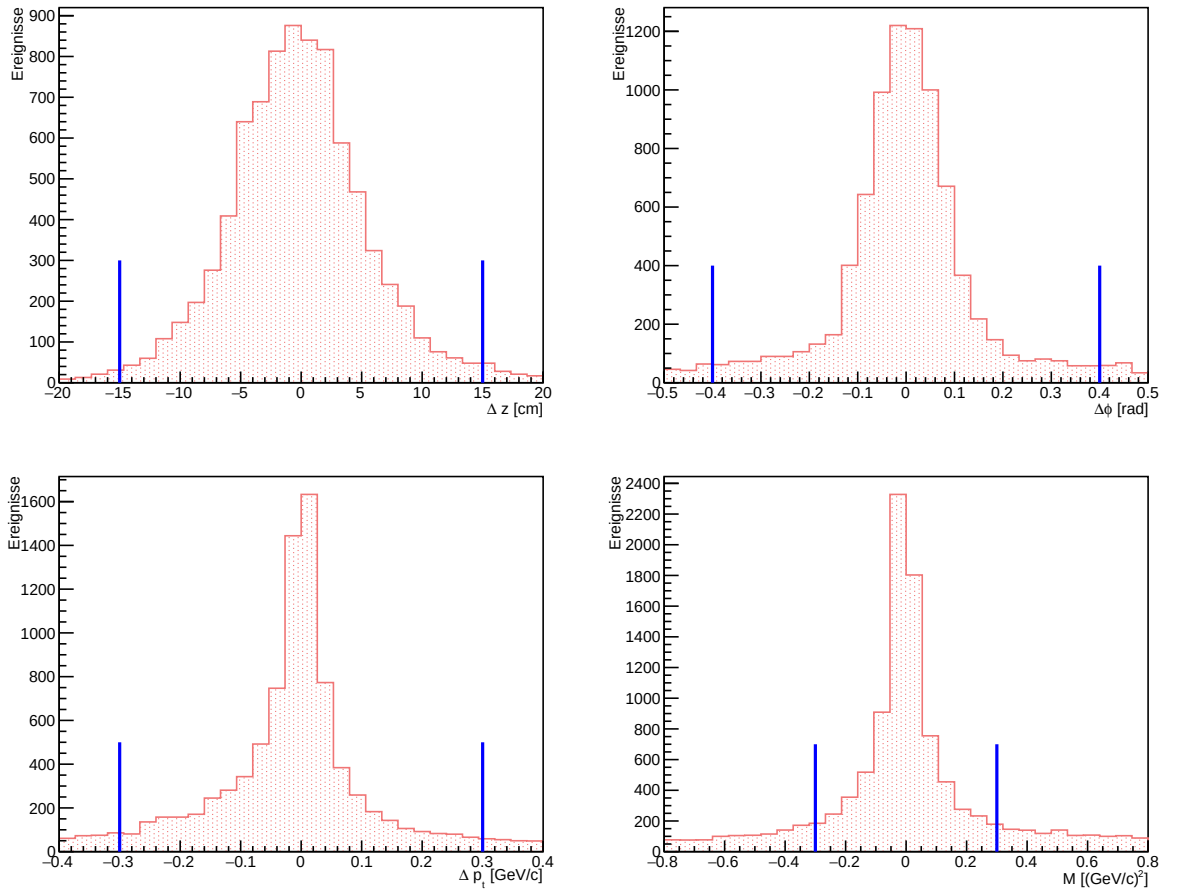


Abbildung 4.5.: Zusätzliche Schnitte für ϕ , Δz , p_t , M^2 . Die Daten stammen aus der Slot 6 Produktion der Periode 09, 2016. Zusätzlich sind die beschriebenen Schnitte markiert.

5. Bestimmung der Akzeptanz

Im folgenden Kapitel soll die Akzeptanz des Spektrometers für DVCS Ereignisse bestimmt werden. Hierfür wird zunächst erklärt, wie die Selektion für die generierten Monte-Carlo-Ereignisse erfolgt und dann, welche Unterschiede es zwischen der Selektion für die rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignisse und der für reale Daten gibt. Anschließend wird die Akzeptanz für verschiedene kinematische Bereiche bestimmt und es wird auf den Fehler der Akzeptanz eingegangen.

5.1. Selektion der Monte-Carlo-Ereignisse

Wie in Kapitel vier erläutert wurde, wird hier das HEPGen Monte-Carlo verwendet, welches DVCS-Ereignisse und Bethe-Heitler-Ereignisse generiert. Die DVCS-Analyse wird dabei nur in einem bestimmten Bereich durchgeführt, es werden aber auch Ereignisse ausserhalb dieses Bereichs generiert, um unter anderem Migration zu berücksichtigen. Von Migration spricht man, wenn ein generiertes Ereignis nach der Rekonstruktion einem anderen kinematischen Intervall zugeordnet wird. Es handelt sich hier um eine gewichtete Monte-Carlo-Simulation, für die Analyse wurden jeweils die DVCS-Gewichte der Simulation verwendet. Die Gewichte spiegeln dabei die Wahrscheinlichkeit wieder, mit der ein Ereignis auftritt. Auf die generierten Monte-Carlo-Ereignisse mussten verschiedene Schnitte angewandt werden. Dabei handelt es sich um Schnitte bei den kinematischen Variablen.

1. $Q^2 \geq 1 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$ und $Q^2 \leq 10 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$
2. $t \geq 0.08 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$ und $t \leq 0.64 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$
3. $\nu \geq 8 \text{ GeV}$ und $\nu \leq 32 \text{ GeV}$
4. $0.05 \leq y \leq 0.95$

Die Selektion für die rekonstruierten Daten funktioniert genau wie die Selektion für reale Daten, die in Kapitel vier beschrieben ist. Allerdings wird auf den BMS Schnitt und den Schnitt für die Zeit des Ereignisses im Spill verzichtet, weil für die Monte-Carlo-Simulation nur Strahlteilchen im erlaubten Bereich verwendet wurden. Das Ergebnis für die Selektion der rekonstruierten Ereignisse lässt sich in Abbildung 5.1 beobachten oder in Tabelle A.2 nachlesen. Näheres zur verwendeten Monte-Carlo-Simulation findet man in [15], zur Rekonstruktion findet man näheres in [6].

In Abbildung 5.2 lässt sich für die rekonstruierten Ereignisse die Verteilung von Q^2 und von y beobachten. Es fällt bei beiden der starke Abfall für höhere Werte von Q^2

5. Bestimmung der Akzeptanz

und y auf. Im Vergleich zu 4.4 sieht man, dass bei höheren y -Werten sehr viel weniger Ereignisse zu sehen sind, da DVCS-Gewichte gewählt wurden. In Abbildung 5.3 ist die Verteilung von Q^2 und y zu sehen. Man erkennt, dass auch Ereignisse außerhalb der gewählten kinematischen Intervalle generiert wurden, stellt aber den selben Verlauf wie bei den rekonstruierten Daten fest.

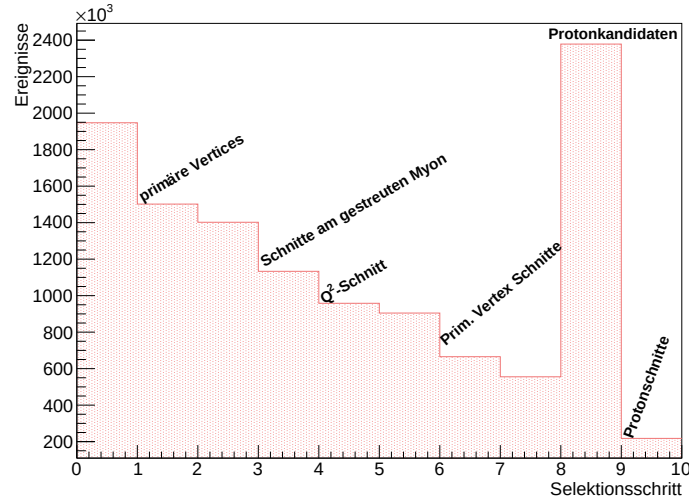


Abbildung 5.1.: Selektionsschritte für die rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignisse. Kennzeichnet sind die, die besonders viele Ereignisse verworfen haben.

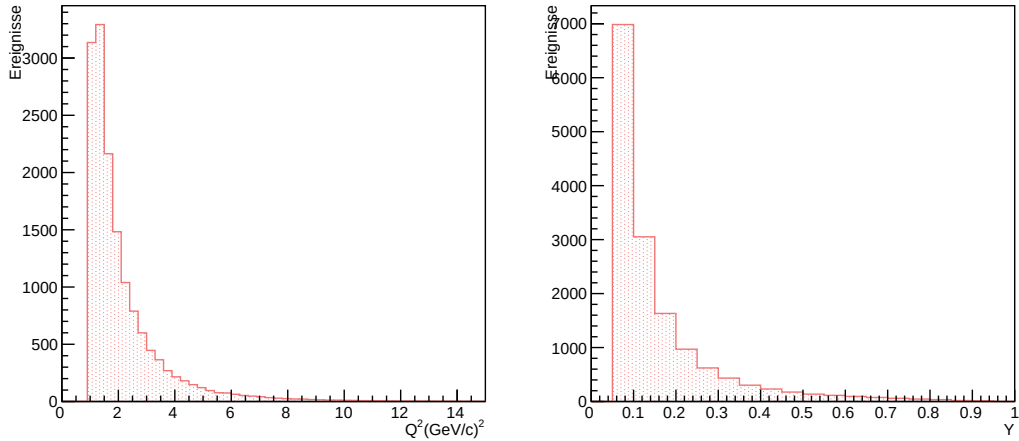


Abbildung 5.2.: Links: Q^2 für rekonstruierte, gewichtete Ereignisse. Rechts: y für rekonstruierte, gewichtete Ereignisse

5. Bestimmung der Akzeptanz

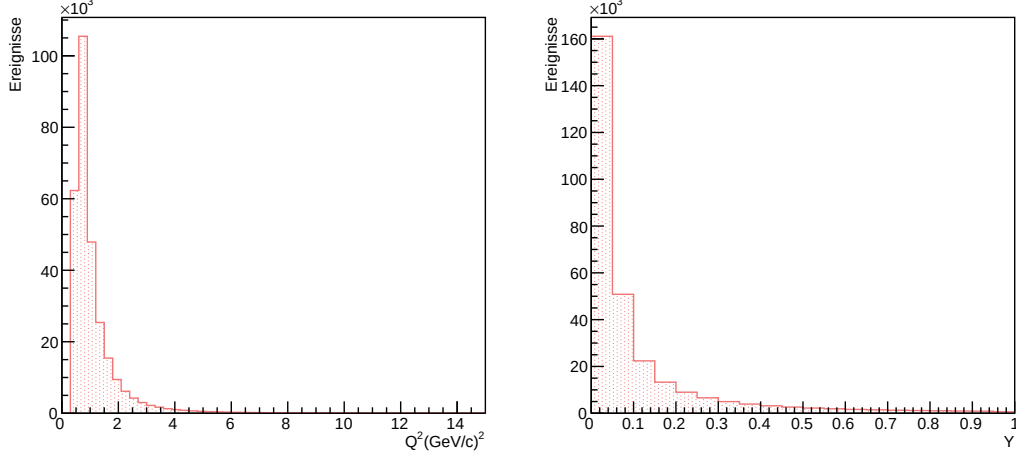


Abbildung 5.3.: Links: Q^2 für generierte, gewichtete Ereignisse. Rechts: y für generierte, gewichtete Ereignisse

5.2. Akzeptanz

Die Akzeptanzkorrektur ist, wie in Kapitel zwei beschrieben, notwendig um die reale Anzahl an Streuereignissen zu erhalten. Dies liegt an den Detektoreffizienten, der Detektorauflösung, der Geometrie des Spektrometers und der Effizienz bei der Rekonstruktion und der Migration.

5.2.1. Berechnung der Akzeptanz

Die Akzeptanz bezeichnet das Verhältnis aus rekonstruierten zu generierten Monte-Carlo-Ereignissen. Da wir eine gewichtete Monte-Carlo-Simulation verwenden, verändert sich die Formel aus Kapitel zwei zu

$$A = \frac{N_{rek}^{gew}}{N_{gen}^{gew}}, \quad (5.1)$$

die Ereignisse gehen hierbei entsprechend ihres Gewichts in die Formel ein. Deren Selektion ist im vorherigen Abschnitt beschrieben. Für die Abbildungen der Akzeptanz werden die Intervalle aus Tabelle 5.1 gewählt.

Die Akzeptanz wird in Abhängigkeit einer Variable in den einzelnen Intervallen von zwei anderen Variablen dargestellt. Über die vierte, nicht dargestellte Variable wird dabei integriert und die Abhängigkeit der Akzeptanz von ihr dadurch eliminiert.

Um den Fehler der Akzeptanz zu berechnen, muss eine Binomialverteilung zugrunde gelegt werden [8]. Für ungewichtete Ereignisse findet man wie in [8]

$$(\Delta A)^2 = \frac{(N_{rek} + 1)(N_{gen} - N_{rek} + 1)}{(N_{gen} + 2)^2(N_{gen} + 3)} \quad (5.2)$$

5. Bestimmung der Akzeptanz

Variable	Minimum	Maximum	Intervalllänge
Q^2	$1 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$	$10 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$	$1 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$
ν	8 GeV	32 GeV	2 GeV
$ t $	$0.08 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$	$0.64 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$	$0.14 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$
$\phi_{\gamma^*\gamma}$	$-\pi$	π	0.25π

Tabelle 5.1.: Die gewählten Intervalle für die Bestimmung der Akzeptanz.

Da die Berechnung allerdings mit einem gewichteten Monte-Carlo erfolgte, ist die obige Formel nicht anwendbar. Deshalb wurde der statistische Fehler für die einzelnen Intervalle berechnet, um so die Statistik in den einzelnen Intervallen zu bewerten und eine Aussage über die Relevanz der statistischen Schwankungen zu treffen. Dieser berechnet sich aus

$$\Delta N_{rek/gen} = \sqrt{\sum_i W_i^2}, \quad (5.3)$$

wobei W_i hier das Gewicht des Ereignisses i darstellt. Allerdings lagen erst vor 2 Tagen die korrekten Ergebnisse der Akzeptanzen vor, sodass es aus Zeitgründen nicht möglich war, die obige Formel zu implementieren. Deshalb wurde der statistische Fehler als Wurzel aus den Einträgen gewählt.

5.2.2. Ergebnisse

Die Ergebnisse für die Berechnung der Akzeptanzen ist in Abbildung 5.4 bis Abbildung 5.6 dargestellt.

In Abbildung 5.4 ist zu erkennen, dass die Akzeptanz bei niedrigen Q^2 relativ konstant ist. Mit höheren Q^2 fällt sie dagegen ab. Mit höheren $|t|$ und Q^2 vergrößert sich auch der Fehler der Akzeptanz. Dies ist dadurch zu erklären, dass wir in diesen Bereichen sehr viel weniger generierte und rekonstruierte Ereignisse haben.

In Abbildung 5.5 ist besonders bei niedrigen ν und hohen Q^2 zu sehen, dass die Akzeptanz vom Winkel abhängt. Mit betragsmäßig größeren Winkeln fällt die Akzeptanz ab, während sie um null herum, den höchsten Wert erreicht. Mit zunehmendem Q^2 und ν werden auch hier die Fehler größer. Für niedrige Q^2 lässt sich hier wieder feststellen, dass die Akzeptanz relativ konstant ist.

In Abbildung 5.6 stellt man für niedrige Q^2 gute und konstante Akzeptanzen fest. Für größer werdende Q^2 stellt man fest, dass bei niedrigen ν die Akzeptanzen abfallen. Für höhere $|t|$ wird dieser Effekt geringer, sodass wieder konstante Akzeptanzen beobachtbar sind. Für hohe $|t|$ und Q^2 kann man feststellen, dass die Fehler größer werden, weil dies wieder Bereiche sind, in denen wenige Ereignisse generiert und rekonstruiert wurden, sodass die statistischen Fehler entsprechend groß werden.

5. Bestimmung der Akzeptanz

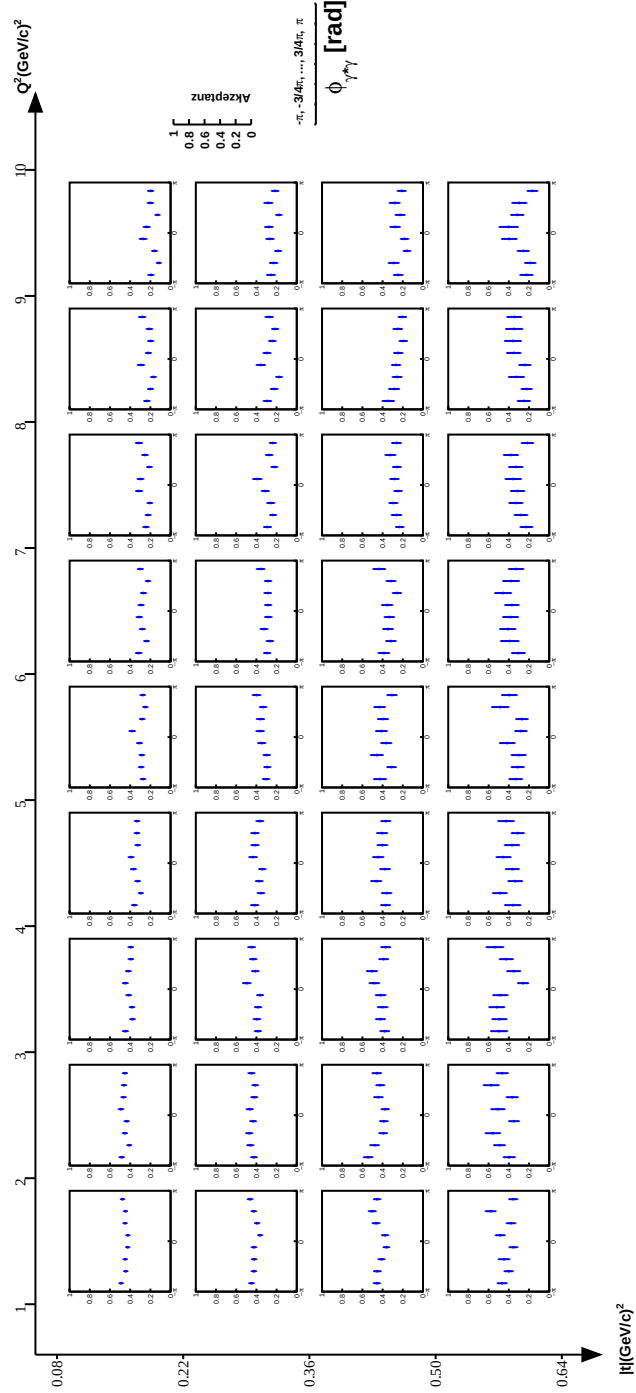


Abbildung 5.4.: Akzeptanz in Abhängigkeit von $\phi_{\gamma^*\gamma}$ in den verschiedenen Intervallen von Q^2 und $|t|$.

5. Bestimmung der Akzeptanz

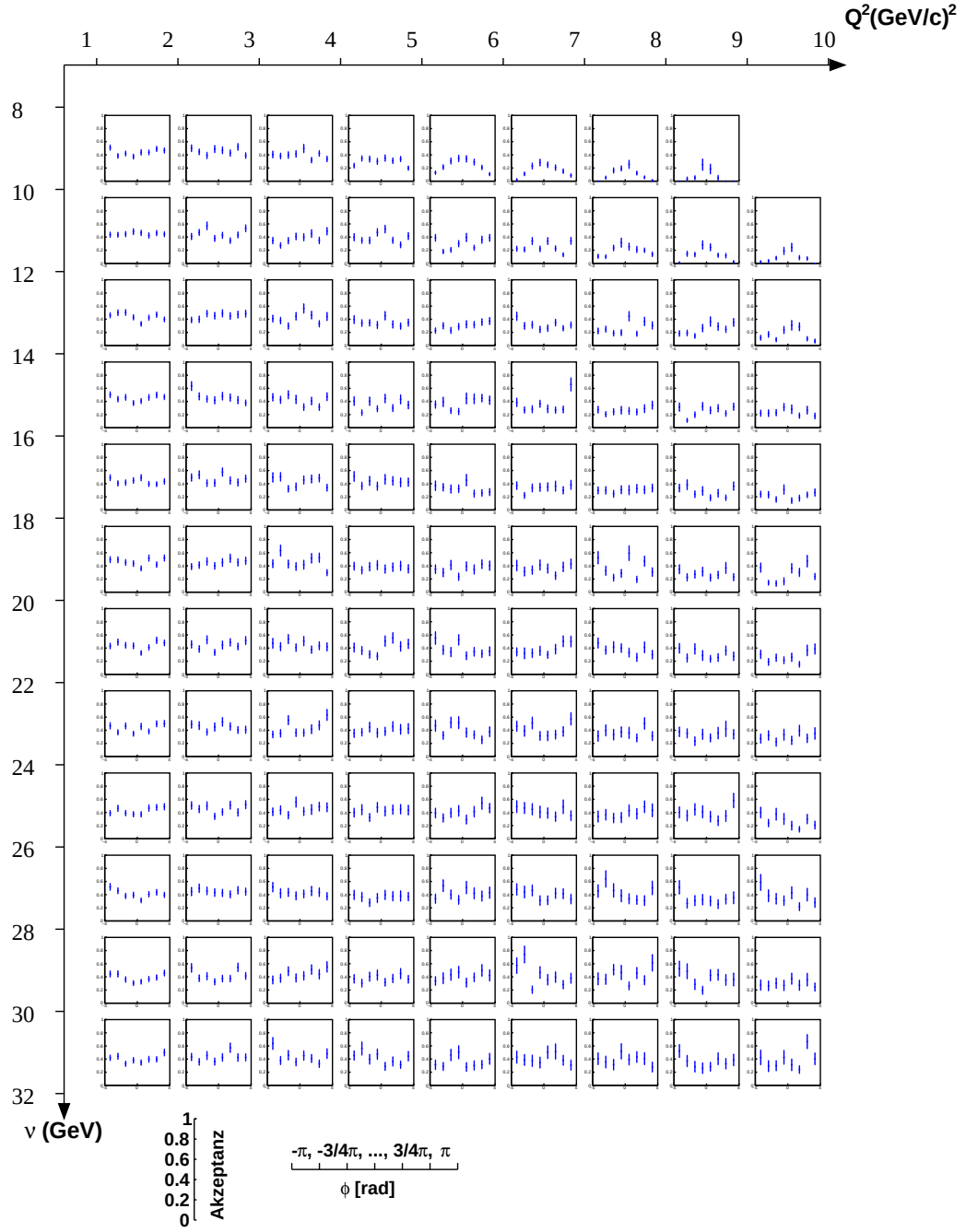


Abbildung 5.5.: Akzeptanz in Abhängigkeit von $\phi_{\gamma^*\gamma}$ in den verschiedenen Intervallen von Q^2 und ν .

5. Bestimmung der Akzeptanz

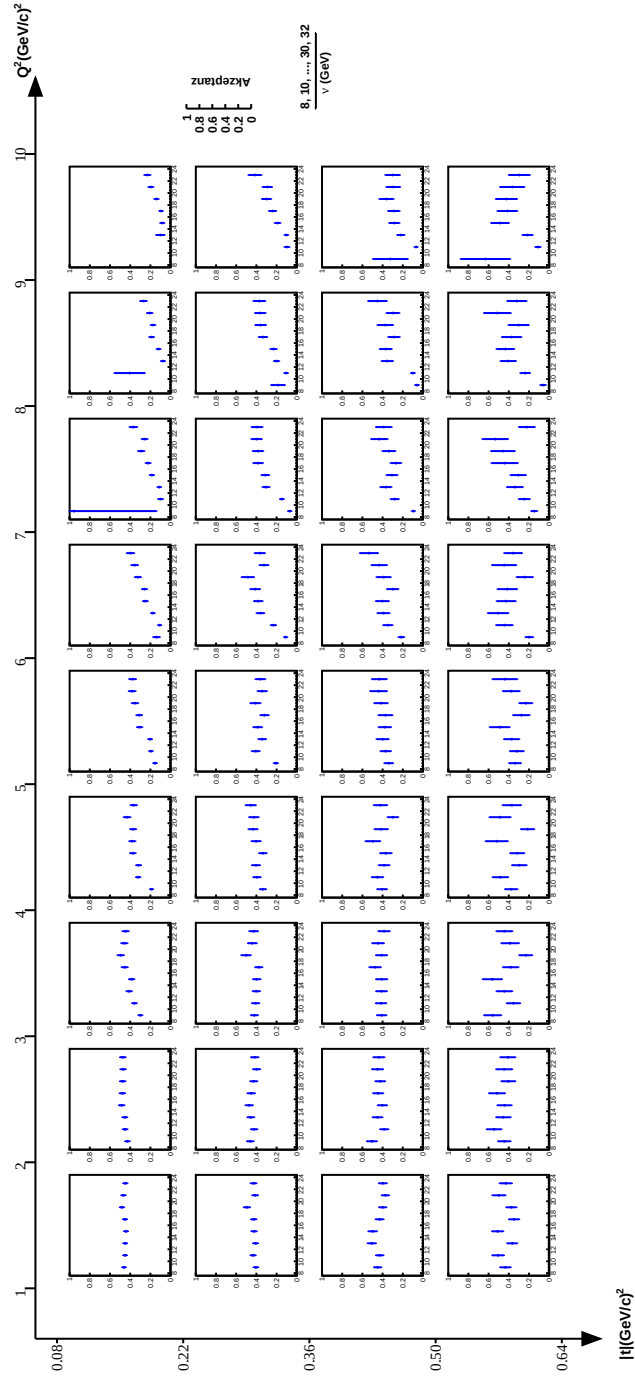


Abbildung 5.6.: Akzeptanz in Abhängigkeit von ν in den Intervallen von Q^2 und $|t|$.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit beschäftigt sich mit exklusiven Einphotonereignissen, wie sie im COMPASS-Experiment 2016 gemessen wurden. Dabei wurden hochenergetische Myonen an einem Flüssigwasserstofftarget gestreut. Ziel der Arbeit war es, die Akzeptanz für exklusive Einphotonereignisse zu berechnen, die benötigt wird, um aus der gemessenen Zahl der Streueignisse die reale Zahl zu berechnen.

Um diese bestimmen zu können mussten die rekonstruierten Ereignisse einer Monte-Carlo-Simulation selektiert werden um sie mit der Zahl der generierten Ereignisse zu vergleichen. Dafür wurde zuerst, unter Nutzung des Analyseframeworks PHAST eine Selektion der Realdaten durchgeführt und einzelne Selektionsschritte und einzelne Variablen mit ROOT visualisiert. Dabei wurden zuerst Ereignisse verworfen, die keinen primären Vertex hatten. Anschließend wurden verschiedene Selektionsschritte am einlaufenden und am gestreuten Myon vorgenommen. Danach erfolgte eine Selektion der Position und der auslaufenden Teilchen der Vertices. Im Anschluss wurden Ereignisse verworfen, bei denen es mehr als ein Photon gab. Im letzten Schritt wurden Ereignisse aussortiert, bei denen zu große Unterschiede zwischen den berechneten Werten der Protonen und den gemessenen des CAMERA-Detektors waren.

Eine entsprechende Selektion wurde dann auch für Monte-Carlo-Daten durchgeführt. Auf generierte Daten wurden dabei lediglich die kinematischen Schnitte angewandt, während für rekonstruierte Daten die selbe Selektion wie für Realdaten verwendet wurde. Aus den Ergebnissen dieser Selektion wurde dann die Akzeptanz berechnet.

Das Ergebnis dieser Berechnung ist, dass das Spektrometer eine gute und konstante Akzeptanz im Bereich kleiner Q^2 aufweist. Für kleine Energieüberträge ν stellt man zudem fest, dass die Akzeptanz vom Winkel $\phi_{\gamma^*\gamma}$ abhängig ist. Dabei fällt die Akzeptanz bei betragsmäßig größeren Winkeln ab, während sie in der Nähe von null die höchsten Werte erreicht.

Es lässt sich abschließend sagen, dass die Analysesoftware zur Berechnung der Akzeptanzen erfolgreich implementiert werden konnte und die Akzeptanzen des Spektrometers für verschiedene Bereiche von Q^2 , $|t|$, ν und $\phi_{\gamma^*\gamma}$ erfolgreich bestimmt werden konnte. Ein offenes Problem ist eine korrekte Berechnung des Fehler, die allerdings aus zeitlichen Gründen in dieser Arbeit nicht möglich ist. Desweiteren wäre es mit mehr Zeit möglich gewesen, genauere Analysen für Bereiche großer Q^2 mit einer Monte-Carlo-Simulation mit mehr Statistik in diesen Bereichen durchzuführen. Da der statistische Fehler in diesen Bereichen sehr groß ist, konnten keine genauen Aussagen darüber getroffen werden.

A. Anhang

A.1. Weitere Tabellen

Selektionsschritt	Anzahl der übrigen Ereignisse
Anzahl aller Ereignisse	1889193171 (100 %)
Anzahl Primärer Vertices	266511379 (14,11 %)
Strahlschnitte	43668722 (2,31 %)
Schnitte am gestreuten Myon	32681218 (1,73 %)
Q^2 -Schnitt	7526064 (0,40 %)
y -Schnitt	4407930 (0,23 %)
Vertexschnitte	605068 (0,03 %)
Photonschnitt	191401 (0,01 %)
Protonkandidaten	448670
Ereignisse mit einem Proton	6975
$ t $ -Schnitt	4808

Tabelle A.1.: Anzahl der Ereignisse von Realdaten nach den jeweiligen Selektionsschritten. Die Prozentangaben in Klammern sind relativ zur Gesamtzahl der Ereignisse, (Angaben unter 0,01 % wurden weggelassen).

Selektionsschritt	Anzahl der übrigen Ereignisse
Anzahl aller Ereignisse	1947379 (100 %)
Anzahl Primärer Vertices	1501706 (77,11 %)
Strahlschnitte	1402109 (71,99 %)
Schnitte am gestreuten Myon	1133297 (58,20 %)
Q^2 -Schnitt	958097 (49,20 %)
y -Schnitt	904628 (46,45 %)
Vertexschnitte	665407 (34,17 %)
Photonschnitt	555291 (28,51 %)
Protonkandidaten	2378551
Ereignisse mit einem Proton	217717 (11,18 %)

Tabelle A.2.: Anzahl der rekonstruierten Ereignissen nach den jeweiligen Selektionsschritten. Die Prozentangaben in Klammern sind relativ zur Gesamtzahl der Ereignisse.

B. Literaturverzeichnis

- [1] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, and W. Rodejohann, *Teilchen und Kerne: eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Verlag, 2014.
- [2] O. Kouznetsov, “GPD study programme of COMPASS at CERN,” *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, vol. 270-272, pp. 36–40, 2016, 18th Montpellier International Conference on Quantum Chromodynamics (QCD 15). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2016.02.009>.
- [3] M. Gerstner, “Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen bei COMPASS,” Bachelorarbeit, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2020.
- [4] P. Jörg, “Deeply Virtual Compton scattering at CERN. What is the size of the proton?” Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2017.
- [5] C. Adloff *et al.*, “Measurement of deeply virtual Compton scattering at HERA,” *Physics Letters B*, vol. 517, no. 1, pp. 47–58, 2001. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)00939-X](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00939-X).
- [6] J. Giarra, “Bestimmung von Hadronenmultiplizitäten in Lepton-Nukleon-Streuung bei COMPASS,” Masterarbeit, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2016.
- [7] P. Abbon *et al.*, “The COMPASS experiment at CERN,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 577, no. 3, pp. 455–518, 2007.
- [8] N. du Fresne von Hohenesche, “Measurement of Hadron Multiplicities in Deep Inelastic Muon-Nucleon Scattering,” Dissertation, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2015.
- [9] E. Bielert *et al.*, “A 2.5m long liquid hydrogen target for COMPASS,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 746, pp. 20–25, 2014. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.01.067>.
- [10] *Spektrometer*. [Online]. Available: <https://wwwcompass.cern.ch/compass/run/run2017/> (visited on 11/11/2020).

B. Literaturverzeichnis

- [11] C. Bernet *et al.*, “The COMPASS trigger system for muon scattering,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 550, no. 1, pp. 217–240, 2005.
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.05.043>.
- [12] B. M. Veit,
“Qualitätsanalyse des COMPASS-Triggers,”
Masterarbeit, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2017.
- [13] *ROOT*.
[Online]. Available: <https://root.cern.ch/> (visited on 11/11/2020).
- [14] *PHAST*.
[Online]. Available: <http://ges.home.cern.ch/ges/phast/> (visited on 11/11/2020).
- [15] A. Sandacz and P. Sznajder,
HEPGEN - generator for hard exclusive leptonproduction,
2012.
arXiv: 1207.0333 [hep-ph].

C. Danksagung

Ich möchte mich bei allen Bedanken, die mir während der Anfertigung der Bachelorarbeit zur Seite standen und sie so erst ermöglicht haben.

Mein Dank gilt Prof. Dr. Eva-Maria Kabuß, für die Betreuung der Arbeit, für die Möglichkeit einen Einblick in die COMPASS-Kollaboration zu erhalten und die Unterstützung beim Erstellen der Arbeit.

Desweiteren möchte ich Prof. Dr. Frank Maas dafür danken, dass er die Zweitkorrektur der Arbeit übernommen hat.

Johannes Giarra möchte ich für den regelmäßigen Austausch danken, für die Unterstützung beim Programmieren und das Beantworten meiner Fragen. Ohne seine Hilfe hätte ich die Arbeit nicht anfertigen können.

Ich möchte allen danken, die mir während des Schreibens hilfreiches Feedback gaben. Ich danke für die Unterstützung meiner Kommilitonen während des Studiums und meinen Freunden, die mir privat immer eine Hilfe waren.

Ebenso möchte ich meiner Familie danken, die mir das Studium erst ermöglicht hat und mich immer in meinen Entscheidungen unterstützt hat.