

Bestimmung von F_2^{cc}
aus offener Charmproduktion
bei COMPASS

Diplomarbeit
von
Malte Wilfert

Institut für Kernphysik
Johannes-Gutenberg-Universität Mainz

5. Juli 2011
1. korrigierte Fassung vom 21. November 2011

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das COMPASS-Experiment	3
2.1	Der Myonstrahl	3
2.2	Das polarisierte Target	5
2.3	Das Spektrometer	6
2.4	Funktionsweise des Ring-Imaging-Cherenkov-Detektors	8
2.4.1	Cherenkov-Effekt	8
2.4.2	Teilchenidentifikation im COMPASS-Experiment	10
3	Grundlagen	13
3.1	Tiefinelastische Streuung	13
3.1.1	Strukturfunktionen	15
3.1.2	Skalenbrechung	20
3.2	Produktion von Charmquarks und deren Beitrag zur Strukturfunktion	21
3.2.1	Photon-Gluon-Fusion	21
3.2.2	Extrinsischer Charm	22
3.2.3	Intrinsischer Charm	23
3.3	Fragmentation	24
4	Rekonstruktion der D-Mesonen	27
4.1	Ereignisselektion	27
4.2	Rekonstruktion	29
4.3	Kinematische Schnitte	30
4.4	Ergebnis	32
5	Signalextraktion und kinematische Verteilung	35
5.1	Extraktion des D -Meson Signals	35
5.2	Kinematische Verteilung	39
6	Akzeptanzen für D-Mesonen	43
6.1	Behandlung des Ring-Imaging-Cherenkov-Detektors	43
6.2	Ergebnisse der Akzeptanzbestimmung	44
7	Wirkungsquerschnitt für Charm-Produktion	51
7.1	Bestimmung der integrierten Luminosität	51
7.2	Der differenzielle Wirkungsquerschnitt	54

8	Die Strukturfunktion F_2^{cc}	59
8.1	Einfluss von F_L auf F_2^{cc}	59
8.2	Bestimmung von F_2^{cc}	59
9	Zusammenfassung	67
A	Anhang	69
A.1	Die Maximum-Likelihood-Methode	69
A.2	Tabellen	72
A.2.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt	72
A.2.2	Strukturfunktion F_2^{cc}	74
	Abbildungsverzeichnis	79

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Mainz, 23. November 2011 _____
Unterschrift

Kapitel 1

Einleitung

Die Kern- und Teilchenphysik beschäftigt sich mit dem Aufbau der Materie und untersucht deren elementaren Bestandteile und ihre Wechselwirkung. Diese elementaren Teilchen sind die Quarks und Antiquarks sowie die Gluonen. Die Gluonen sind dabei die Austauschteilchen, die die starke Wechselwirkung vermitteln, die auch für den Zusammenhalt der Teilchen verantwortlich ist, die aus den Quarks und Antiquarks bestehen. Diese Teilchen werden Hadronen genannt. Aus ihnen besteht der Großteil der sichtbaren Materie im Universum. Die Theorie, die die starke Wechselwirkung beschreibt, ist die Quantenchromodynamik. Zu ihr kann man experimentell Zugang bekommen, indem man die Anregungsspektren der Hadronen und die Struktur des Nukleons untersucht.

Das Ziel dieser Diplomarbeit ist es, die Strukturfunktion F_2^{cc} zu bestimmen, die den Impulsbruchteil der Charmquarks am Nukleon beschreibt. Dieser Anteil wird hauptsächlich von Charmquarks im See gebildet. Es gibt allerdings Vorhersagen, dass im Nukleon auch bei kleinen Impulsüberträgen ein Anteil von Charm- Anticharm-Quark-Paaren existiert, zusätzlich zu den drei Valenzquarks. Diese Komponente wird intrinsischer Charm genannt. Ob es diese Komponente gibt und ob sie in den Daten des COMPASS-Experiments auch beobachtet werden kann, ist auch eine Frage, die im Rahmen dieser Arbeit beantwortet werden soll.

In Kapitel 2 wird der Aufbau des Experiments beschrieben, wie er im Jahr 2004 verwendet wurde. Dabei wird auf die Teile des Spektrometers besonders eingegangen, die für die spätere Analyse wichtig sind. Im 3. Kapitel befindet sich eine Übersicht über die Grundlagen der Struktur des Nukleons und den Einfluss, den eine intrinsische Charmkomponente auf die Strukturfunktion haben würde. In den folgenden Kapiteln befindet sich die Beschreibung der Schritte, die notwendig sind, um die Strukturfunktion F_2^{cc} zu bestimmen. Angefangen wird mit der Beschreibung der Selektion der Daten in Kapitel 4 und der Bestimmung der Anzahl an D^* -Mesonen in diesen Daten. Die Extraktion dieses Signals wird in Kapitel 5 beschrieben. Dort werden auch die kinematischen Verteilungen der D^* -Mesonen mit denen der Untergrundereignisse verglichen, um mögliche Unterschiede in der Kinematik dieser beiden Komponenten aufzuzeigen. Der nächste Schritt ist die Bestimmung der Akzeptanz für D^* -Mesonen im COMPASS-Spektrometer (siehe Kapitel 6). Die Bestimmung der Akzeptanz wurde dabei im Rahmen eines Crosschecks für Alexander Zvyagin [1] durchgeführt, dessen Ergebnisse in [1] vorgestellt werden. Mit Hilfe der Akzeptanzen ist es möglich, die differentiellen Wirkungsquerschnitte zu bestimmen. Dies wird in Kapitel 7 beschrieben. Dort wird die Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung der D^* -Mesonen beschrieben. Die Extraktion der Strukturfunktion F_2^{cc} aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten wird abschließend in Kapitel 8 beschrieben.

Kapitel 2

Das COMPASS-Experiment

Das COMPASS-Experiment (COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) befindet sich in der nördlichen Experimentierzone des SPS (Super Proton Synchrotron) am CERN in Genf. Es wurde dazu entwickelt, um Wechselwirkungen zwischen hochenergetischen Myonen oder Hadronen mit Nukleonen in einem Festkörpertarget zu untersuchen. Wie man aus dem Namen schon ableiten kann, werden bei diesen Reaktionen die Struktur des Nukleons und das Spektrum der Hadronen untersucht. Das Physikprogramm unterscheidet sich je nach verwendeter Strahlorte. Mit dem Hadronstrahl sollen Primakoffreaktionen, exotische Mesonen oder gluonische Systeme wie Gluebälle untersucht werden. Im Rahmen des Myonprogramms geht es um die Untersuchung der Struktur des Nukleons. Dort werden beispielsweise die longitudinale und transversale Spinverteilungsfunktionen sowie die Gluonpolarisation untersucht. Die Gluonpolarisation wird in der offenen Charmproduktion bestimmt, bei der Mesonen entstehen, deren Charmquantenzahl ungleich null ist. Ein Beispiel für Teilchen die dort betrachtet werden, stellt das D^* (2010) dar, das auch in dieser Analyse verwendet wird. In diesem Kapitel wird kurz der Aufbau des Spektrometers beschrieben. Eine ausführlicher Beschreibung des Spektrometers findet sich in [2]. Das physikalische Programm wird in [3] näher beschrieben.

2.1 Der Myonstrahl

Der Myonstrahl, der am COMPASS-Experiment genutzt wird, wird von der M2 Strahlführung des CERN zur Verfügung gestellt. Diese ist dazu ausgelegt einen positiven Myonstrahl mit hoher Intensität bis zu einer Energie von 200 GeV/c oder einen Hadronstrahl hoher Intensität mit einer Energie von bis zu 280 GeV/c zu liefern.

Der Myonstrahl wird durch den Protonstrahl aus dem SPS erzeugt, der mit einem Impuls von 400 GeV/c auf ein 500 mm dickes Berylliumtarget geschossen wird. Durch die Wechselwirkung der Protonen mit dem Target entstehen hochenergetische Hadronen, aus denen durch sechs Quadrupole und drei Dipole Pionen und Kaonen in einem Impulsbereich von $\pm 10\%$ um den gewählten Impuls selektiert werden. Dabei kann ein Impulsbereich bis maximal 225 GeV/c gewählt werden. Die Pionen werden anschließend auf eine 600 Meter lange Zerfallstrecke gelenkt, die aus fokussierenden und defokussierenden Quadrupolen (FODO) besteht, um den Strahl zu fokussieren. Auf dieser Zerfallstrecke zerfällt ein Teil der Pionen in Myonen und Neutrinos. Am Ende dieser Strecke werden die verbleibenden Hadronen aus dem Strahl herausgefiltert. Dies geschieht durch weitere Module aus Beryllium, die jeweils 1,1 m lang sind. Die Myonen können den Absorber jedoch durchdringen. Die Impulsselektion der Myonen findet durch Dipolmagnete und Kollimatoren statt. Durch eine FODO-Strecke wird der Strahl wieder an die Oberfläche und zum Experiment transportiert. Der so selektierte Myonstrahl hatte im Jahr 2004 eine Ener-

gie von 160 GeV/c mit einer Impulsbreite von 5%. Eine Veranschaulichung der Selektion ist in Abbildung 2.1 gezeigt.

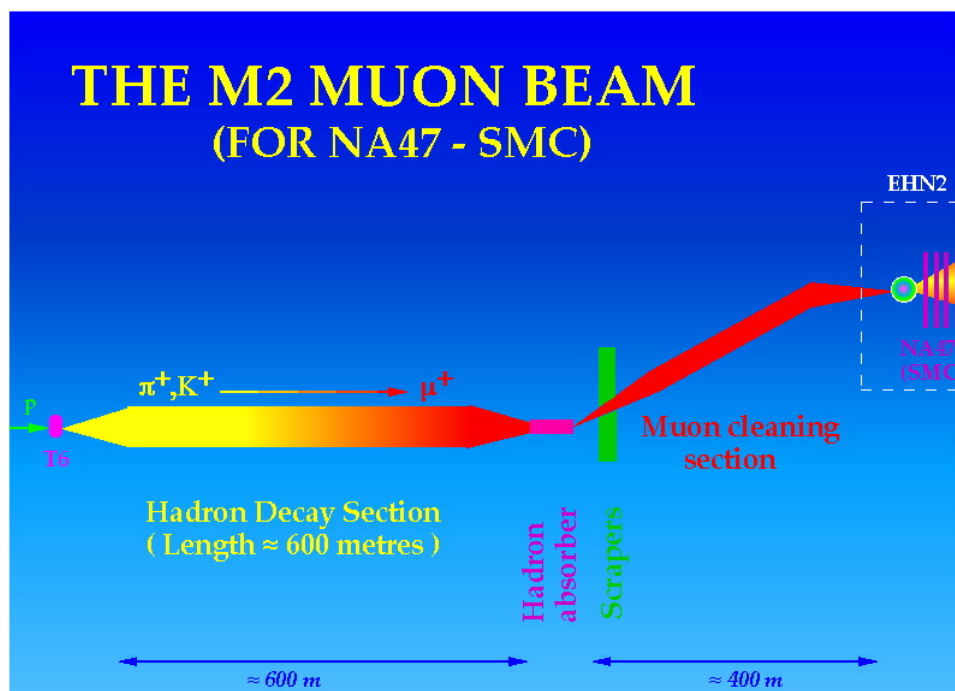


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Erzeugung des Myonstrahls in der M2 Strahlführung des CERN

Der Strahl, der beim Experiment ankommt, ist umgeben von einem großen Halo an Myonen, die meistens eine geringere Energie besitzen und eine andere Flugbahn durch die Strahlführung genommen haben, ohne dabei absorbiert zu werden oder aus der Akzeptanz der Magnete zu fallen. Der Halo wird durch Vetoähler in der Datenaufnahme unterdrückt.

Der paritätsverletzende Zerfall des Pions in ein Myon und ein Neutrino sorgt dafür, dass der Myonstrahl polarisiert ist:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu.$$

Aus der Betrachtung der Impulserhaltung und des Spins im Ruhesystem des Pions ergibt sich, dass das Myon eine negative Helizität besitzen muss. Daraus folgt, dass die Projektion des Spinvektors auf den Impulsvektor entgegen der Richtung des Impulses gerichtet ist. Dieser Zerfall ist isotrop im Ruhesystem des Pions. Eine Transformation in das Laborsystem führt dazu, dass die Polarisation abhängig von dem Verhältnis der Myonenergie zur Pionenergie ist. Deswegen ergibt sich eine Strahlpolarisation von $(80 \pm 4)\%$ für das Jahr 2004.

Da die Optik der Strahlführung einen Impulsbereich von $\pm 5\%$ um den gewählten Impuls der Myonen erlaubt, um einen möglichst hohen Fluss zu erhalten, ist es für die Bestimmung der kinematischen Parameter notwendig, den Impuls jedes einzelnen einlaufenden Myons zu messen. Dies geschieht in der Beam Momentum Station (BMS). Der Aufbau der BMS ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Diese besteht aus sechs Detektoren und drei Dipolen (B6), die den Strahl um 30 mrad ablenken und nahe an eine horizontale Lage heranbringen. Das integrierte Magnetfeld $\int B dl$ ist für diese Dipole sehr genau bestimmt worden, damit eine Zuweisung des Impulses mit hoher Genauigkeit möglich ist.

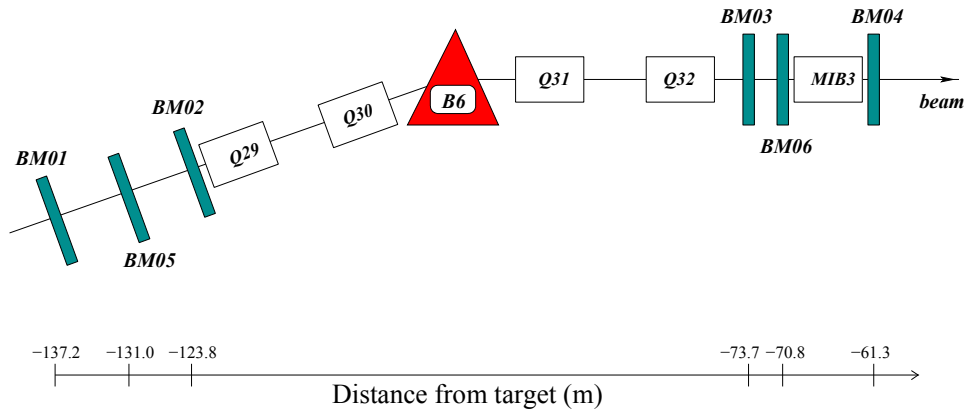


Abbildung 2.2: Aufbau der Beam Momentum Station in der M2 Strahlführung am CERN

Vier der Detektoren sind Hodoskope aus Szintillatoren. Die beiden anderen Detektoren bestehen aus szintillierenden Fasern. Durch die Ablenkung in den Dipolmagneten ist es durch die Position eines Treffers in den Detektoren möglich, den Myonen einen Impuls zuzuweisen. Diese Zuweisung geschieht auf Grund der Zeitinformationen der Detektoren, aus der die Position des Treffers bestimmt werden kann und somit auch der Impuls. Daher ist es notwendig den Zeitpunkt des Treffers möglichst genau zu bestimmen. Die Auslese der Detektoren findet deshalb durch schnelle Photomultiplier statt, deren Zeitauflösung bei etwa 0,3 ns liegt. Die Impulsbestimmung durch die Beam Momentum Station erfolgt mit einer Genauigkeit $\leq 1\%$ und die Rekonstruktionseffizienz liegt bei etwa 93%.

2.2 Das polarisierte Target

Da im COMPASS-Experiment Asymmetrien im Wirkungsquerschnitt gemessen werden, ist es wichtig viele Ereignisse zu messen, bei denen an polarisierten Nukleonen gestreut wurde. Daher ist es notwendig eine hohe Polarisation des Targets zu erzeugen und den Anteil an polarisierbarem Material im Target hoch zu wählen. Durch den limitierten Fluss an Myonen wird für eine hohe Luminosität ein längeres Festkörpertarget [4] benötigt. Eine schematische Zeichnung des Targets ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Das Target besteht dabei aus zwei Zellen (Abb. 2.3(1),(2)) mit entgegengesetzter Polarisation. Die Länge der Targetzellen beträgt 60 cm und deren Durchmesser beträgt 3 cm. Als Targetmaterial wurde Lithiumdeuterid ${}^6\text{LiD}$ gewählt. Dies lässt sich zu einem hohen Grad polarisieren ($> 40\%$) und besitzt zudem noch einen großen Anteil an polarisierbarem Material, da der Lithiumkern als ein Spin-0 Helium-4 Kern mit einem zusätzlichen Deuteron betrachtet werden kann. Der Anteil an polarisierbarem Material beträgt daher etwa 50%. Die beiden Targetzellen befinden sich in einer Anordnung von zwei Magneten. Ein supraleitender Solenoid (Abb. 2.3(9)) erzeugt ein longitudinales Feld, das zu einer longitudinalen Polarisation führt, ein Dipolmagnet (Abb. 2.3(12)) wird für eine transversale Polarisation benötigt. Das Feld des Solenoiden erreicht einen Wert von 2,5 T mit einer Homogenität besser als 2 ppm in einem Volumen von 1500 mm Länge und 50 mm Durchmesser. Das Dipolfeld hingegen besitzt eine Stärke von 0,42 T, dieses reicht aus, um die Polarisation bereits polarisierter Kerne zu halten. Um die Polarisation aufzubauen, wird der Prozess der dynamischen Kernpolarisation [5] genutzt, da sich Kerne im Gegensatz zu Elektronen bei tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldern nur zu einem geringen Anteil polarisieren lassen. Beim Prozess der dynamischen Polarisation wird die hohe Polarisation der Elektronen auf die Kerne übertragen. Dazu wird bei niedrigen Temperaturen und einem hohem Magnetfeld das Target mit Mikrowellen (Abb.

2.3(3)) bestrahlt, deren Frequenz nahe der Spinresonanzfrequenz der Elektronen liegt. Dadurch wird ein Spinflip der Elektronen und Deuteronen erreicht. Anschließend wechselt die Ausrichtung des Spins der Elektronen fast sofort wieder in den Anfangszustand zurück. Die Ausrichtung des Spins der Deuteronen bleibt jedoch für längere Zeit erhalten. Dieser Prozess setzt sich fort, solange es noch Deuteronen gibt, deren Spinvektor in Richtung des Spins der Elektronen zeigt, verlangsamt sich aber durch den geringer werdenden Anteil an solchen Deuteronen. Sobald die gewünschte Polarisation erreicht ist wird das Target auf 50 mK heruntergekühlt um die Spins „einzufrieren“. Die Polarisation des Targets lässt sich durch Kernspinresonanzen messen. Jede Zelle besitzt dazu fünf Spulen, um so die Polarisation zu messen. Zur Kühlung des Targets wird eine Mischung aus flüssigem Helium-4 und Helium-3 verwendet. Die Kühlung findet dabei durch einen Phasenübergang zwischen zwei Phasen mit unterschiedlichen Konzentrationen an Helium-3 und flüssigen Helium-4 statt.

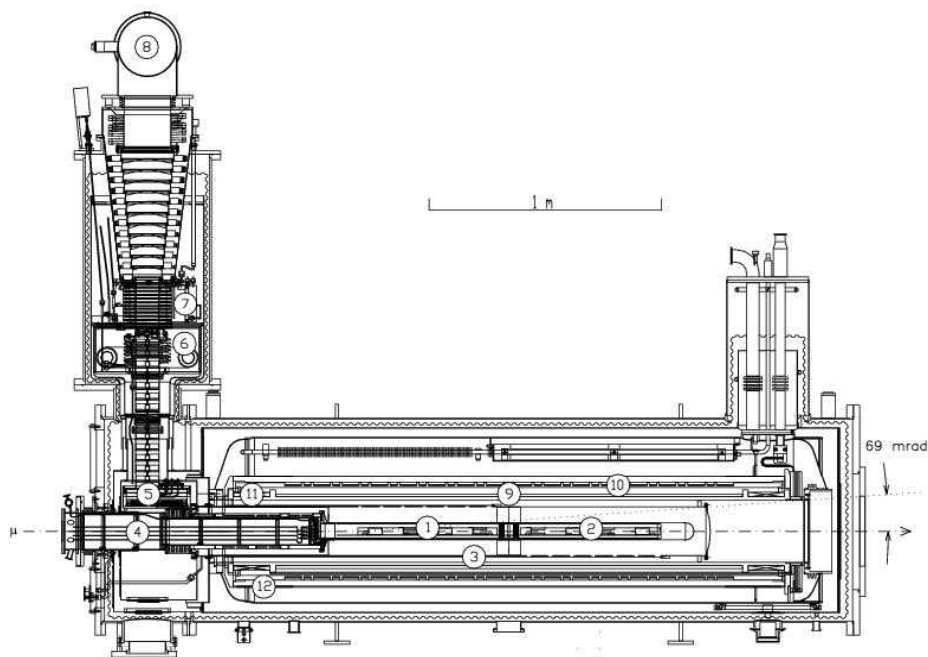


Abbildung 2.3: Schematische Zeichnung des Targets des COMPASS-Experiments: (1) und (2) sind die beiden Targetzellen, (3) die Mikrowellenkavität, (4) und (5) sind die Targethalterung, (6)-(8) das Kühlsystem, (9) der Solenoid, (10) Korrekturspulen, (11) Kompensationsspule und (12) der Dipol.

2.3 Das Spektrometer

Das Spektrometer lässt sich in drei Teile unterteilen. Den ersten Teil bildet die Beam Momentum Station, die den Impuls der einlaufenden Myonen für jedes Ereignis bestimmt. Die beiden anderen Teile stellen die beiden Spektrometerstufen selbst dar. Eine Darstellung des Spektrometers ist in Abbildung 2.4 zu sehen. Die beiden Stufen des COMPASS-Spektrometers besitzen eine große Winkel- und Impulsakzeptanz und können insbesondere auch Teilchen unter sehr kleinen Winkeln nachweisen. Um diese Voraussetzungen zu erfüllen, ist das Spektrometer zweistufig aufgebaut. Die erste Stufe, die sich direkt hinter dem Target befindet, weist Teilchen unter großen Winkeln nach, die in einem Winkelbereich von bis zu 180 mrad liegen. In der zweiten

Stufe, die sich direkt hinter der ersten befindet, werden die Teilchen nachgewiesen, die unter kleinen Winkeln (≤ 30 mrad) das Target verlassen und somit auch große Impulse ($> 5 \text{ GeV}/c^2$) besitzen. Die Akzeptanz wird allerdings auch noch durch den Aufbau des Targets begrenzt. Die Akzeptanz für Ereignisse am Anfang des Targets beträgt nur ± 70 mrad, wohingegen am Ende des Targets eine Akzeptanz von ± 160 mrad erreicht wird.

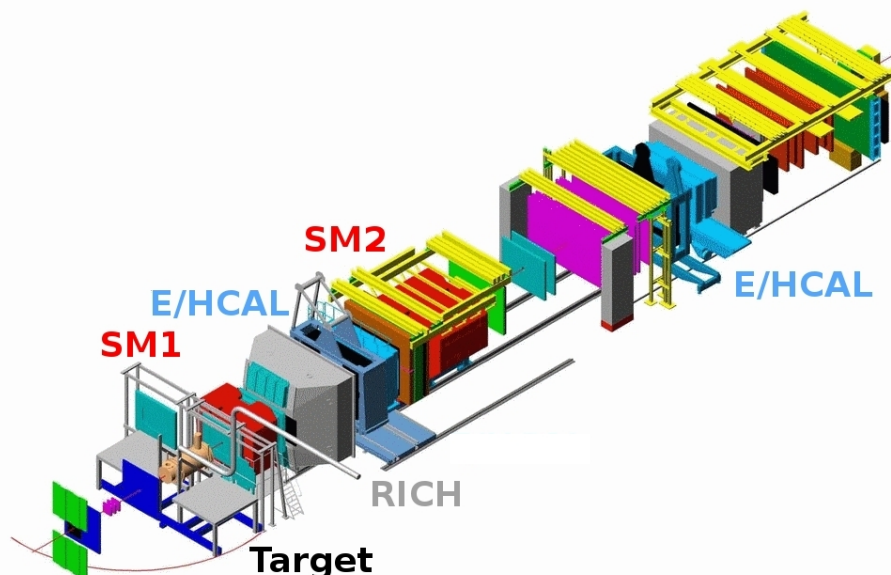


Abbildung 2.4: Schematische Übersicht über das COMPASS Spektrometer

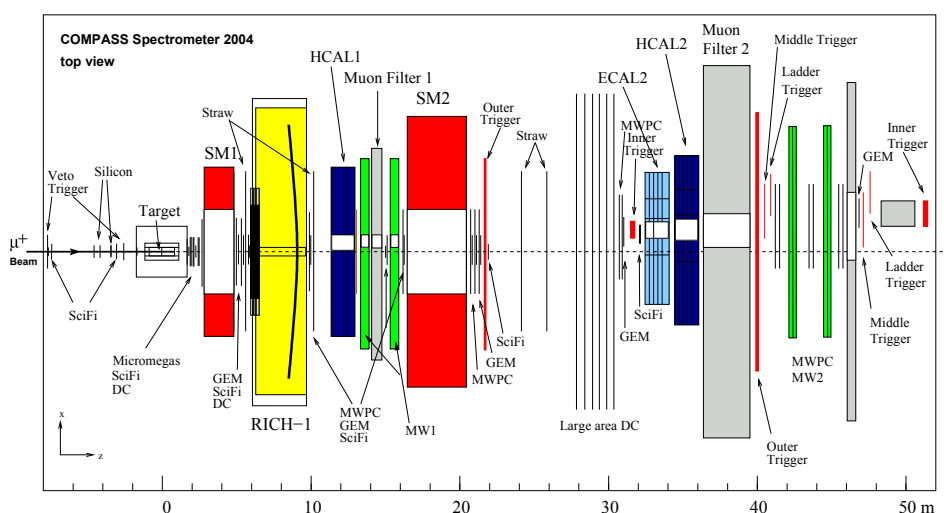


Abbildung 2.5: Aufbau der beiden Spektrometerstufen des COMPASS Spektrometer

In der Abbildung 2.5 ist der Aufbau der beiden Spektrometerstufen für das Jahr 2004 dargestellt. Anhand dieser Darstellung lässt sich auch das COMPASS-Koordinatensystem beschreiben. Die z -Achse zeigt in Richtung des Strahls entlang des Detektors. Die y -Achse zeigt in diesem System nach oben und die x -Achse ist parallel zu den Detektoren ausgerichtet. Jede Stufe des Detektors besitzt jeweils einen eigenen Dipolmagneten, um die Impulse der Teilchen

zu vermessen. Der Spektrometermagnet (SM1) in der ersten Spektrometerstufe besitzt eine integrierte Feldstärke von $\int Bdl = 1 \text{ Tm}$. Durch dieses Feld werden Teilchen mit einem Impuls von $1 \text{ GeV}/c$ um 300 mrad abgelenkt. In dieser Spektrometerstufe befindet sich auch der Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor (RICH), der sich hinter dem Spektrometermagneten und einigen Spurdetektoren befindet und die gesamte Akzeptanz dieser Stufe abdeckt. Den Abschluss bildet ein hadronisches Kalorimeter mit einem zentralen Loch, das auf die Akzeptanz der zweiten Stufe abgestimmt ist, gefolgt von einem Myonfilter. In der zweiten Spektrometerstufe befindet sich ein längerer Magnet als in der ersten Stufe. Dieser besitzt ein integriertes Feld von $\int Bdl = 4,4 \text{ Tm}$. In dieser Stufe befindet sich wieder ein hadronisches Kalorimeter, zusätzlich gibt es hier auch noch ein elektromagnetisches Kalorimeter. Die Identifikation des gestreuten Myons geschieht durch Myonfilter, bei denen ausgenutzt wird, dass Myonen, im Gegensatz zu Hadronen, Materie leichter durchdringen können und nicht so schnell gestoppt werden. Die Absorber werden deshalb so gewählt, dass möglichst alle Hadronen absorbiert werden. Durch Spurdetektoren vor und hinter dem Absorber ist es deshalb möglich, die Myonen durch einen Treffer in beiden Detektoren zu identifizieren. Für die Rekonstruktion der Spuren der Teilchen befinden sich verschiedene Detektortypen im Spektrometer, die nach den Bedingungen für den jeweiligen Bereich gewählt wurden. In der zentralen Region des Strahls müssen die Detektoren hohe Flüsse vertragen können und eine hohe Zeit und Ortsauflösung besitzen. Daher werden dort Siliziumstreifendetektoren und szintillierende Fasern verwendet. Für die Region kleiner Winkel, das heißt für Abstände vom Strahl größer als $2,5 \text{ cm}$, werden Detektoren mittlerer Größe verwendet, die eine gute Ortsauflösung besitzen. Dafür werden Micromegas (Micromesh Gaseous Structure) und GEMs (Gas Electron Multiplier) benutzt, deren mittlere Bereiche deaktiviert wurden. Der Bereich großer Winkel wird durch Driftkammern und Vieldraht-Proportional-Kammern abgedeckt, die eine hinreichend gute räumliche Auflösung besitzen und große Flächen abdecken.

2.4 Funktionsweise des Ring-Imaging-Cherenkov-Detektors

2.4.1 Cherenkov-Effekt

Der Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor (RICH) nutzt das Prinzip der Cherenkov-Strahlung aus, um Teilchen zu identifizieren. Die Cherenkov-Strahlung entsteht dadurch, dass sich Teilchen in einem Medium schneller als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium bewegen. Klassisch lässt sich dieser Effekt damit erklären, dass das Teilchen das Medium vor und hinter sich unterschiedlich stark polarisiert. Diese Asymmetrie stellt einen zeitlich veränderlichen Dipol dar. Dabei wird das Licht unter einem bestimmten Winkel emittiert. Aus Abbildung 2.6 lässt sich direkt ablesen, wie sich dieser Winkel bestimmen lässt. Wenn man davon ausgeht, dass an jedem Punkt der Flugbahn Elementarwellen, nach Huygens, ausgesendet werden, deren einhüllende den Lichtkegel ergeben, ergibt sich:

$$\cos(\theta_c) = \frac{ct}{\beta c_0 t} = \frac{1}{n \cdot \beta}.$$

Dabei ist $c = \frac{c_0}{n}$ hier die Lichtgeschwindigkeit im Medium, c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n der Brechungsindex des Mediums.

Daraus erkennt man, dass nur für $\beta > 1/n$ Cherenkov-Strahlung erzeugt wird. Die minimale Geschwindigkeit, bei der Cherenkov-Strahlung ausgesandt wird, nennt man Schwellengeschwindigkeit. Diese ergibt sich zu $\beta = 1/n$. Dieser Geschwindigkeit entspricht auch ein Schwellenwert des relativistischen Dilatationsfaktors.

$$\gamma_s = \frac{1}{\sqrt{1 - 1/n^2}}$$

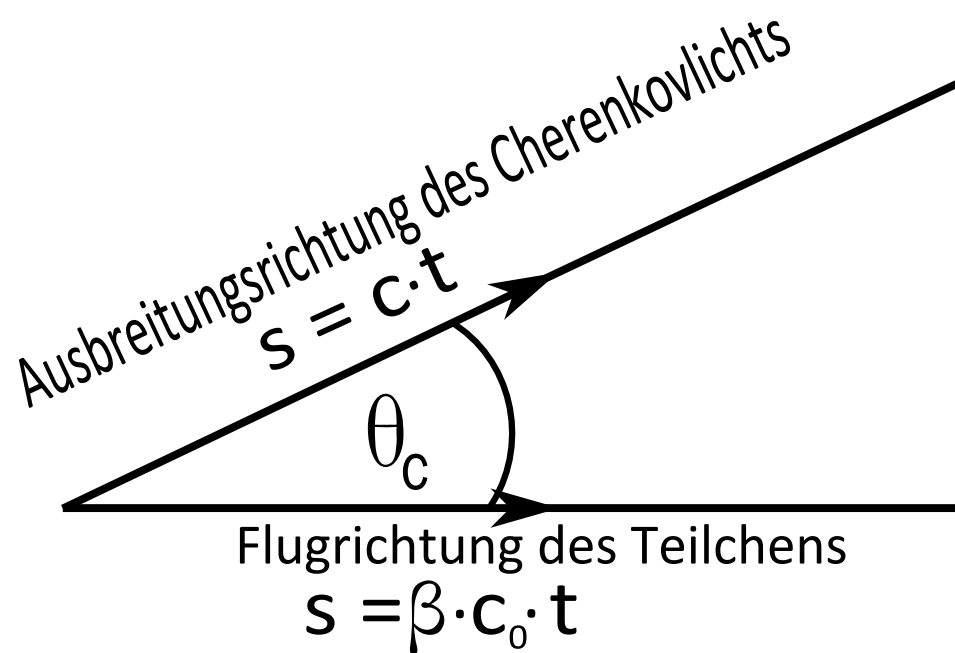


Abbildung 2.6: Skizze zur Bestimmung des Winkels der Cherenkov-Strahlung bezüglich der Flugrichtung des Teilchens

In Abbildung 2.7 wird der Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit der Geschwindigkeit β und dem Brechungsindex n des Mediums gezeigt. [6] Zusätzlich ist auch noch dargestellt, wie sich der Cherenkov-Winkel für Kaonen, Pionen, Protonen und Elektronen mit dem Impuls ändert. Dabei wurde für den Brechungsindex ein Wert von $n = 1,0015$ gewählt. Dieser entspricht C_4F_{10} , welches auch im Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor des COMPASS Experiments verwendet wird [2].

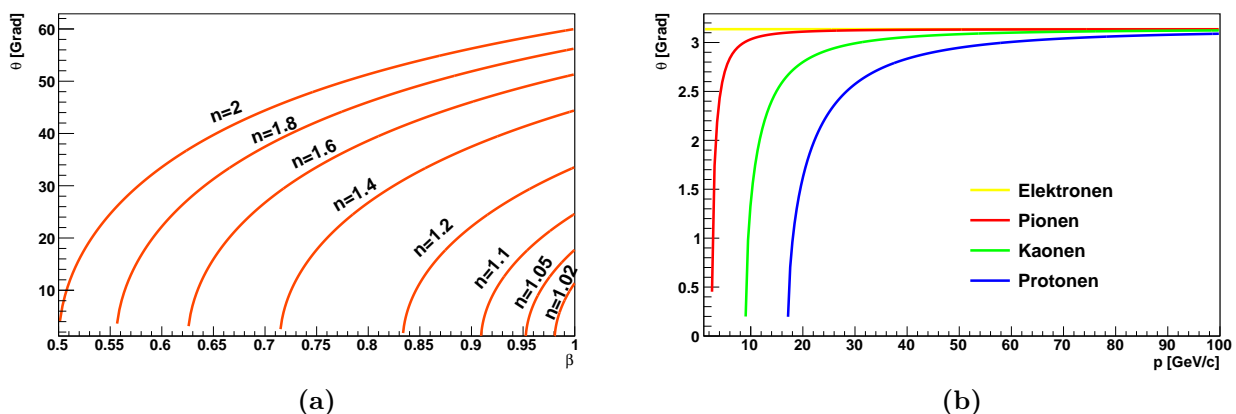


Abbildung 2.7: Abhängigkeit des Cherenkov-Winkels von der Geschwindigkeit des Teilchens und dem Brechungsindex des Radiators (a). Zusätzlich ist auch noch gezeigt, wie der Cherenkov-Winkel vom Impuls des Teilchen abhängt (b).

Für endlich lange Radiatoren zeigt sich, dass die Strahlung nicht nur unter einen festen Winkel θ_c emittiert wird, sondern eine Intensitätsverteilung besitzt, deren Maximum bei dem

Cherenkov-Winkel θ_c liegt. Die Anzahl der Photonen pro Wellenlängenintervall ergibt sich zu [6]:

$$\frac{d^2N}{d\lambda d\cos\theta} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda} \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2 \sin^2\theta$$

dabei ist x gegeben durch $x(\theta) = \frac{\pi L}{\lambda} \left(\frac{1}{n\beta} - \cos\theta\right)$. Und L ist die Länge des Radiators. Für lange Radiatoren ($L \gg \lambda$) wird $\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2 \cdot \frac{L}{\lambda}$ zu einer δ Funktion und eine Integration über den Kosinus des Winkels ergibt:

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} L \sin^2\theta_c.$$

Man erkennt, dass die Anzahl an Cherenkov-Photonen pro Wellenlänge proportional zu $\frac{1}{\lambda^2}$ ist. Daraus ergibt sich, dass bei niedrigen Wellenlängen beziehungsweise großen Frequenzen mehr Photonen emittiert werden. Daher ist es für die Detektion wichtig, Materialien zu verwenden, die durchlässig für diese Photonen sind. Beim COMPASS-Experiment werden Quarzfenster verwendet, um den Radiator von den Photodetektoren zu trennen. Quarz hat den Vorteil, dass es auch noch im UV-Bereich für Photonen durchlässig ist und somit mehr Photonen nachgewiesen werden können als wenn man sich nur auf den Bereich des sichtbaren Lichts begrenzt. Dies wäre der Fall, wenn man Glas als Fenster nutzt.

2.4.2 Teilchenidentifikation im COMPASS-Experiment

Für die Identifikation von Pionen, Kaonen und Protonen befindet sich in der ersten Spektrometerstufe ein Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor [7,8], der die von schnellen Teilchen ausgesandte Cherenkov-Strahlung ausnutzt. Der Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor nutzt den Winkel der ausgesandten Strahlung aus, um einen Rückschluss auf die Geschwindigkeit des Teilchen zu ziehen. Soweit der Impuls mit anderen Detektoren bestimmt wurde, kann man dann ein Teilchen identifizieren. Durch ihn ist es möglich, Kaonen, Pionen und Protonen voneinander zu trennen, die innerhalb der Akzeptanz der ersten Spektrometerstufe liegen. Eine schematische Zeichnung des Aufbaus des Detektors ist in Abbildung 2.9 zu sehen. Der Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor des COMPASS-Experiments besitzt zur Erzeugung der Cherenkov-Strahlung ein Gasgefäß, das ein Volumen von 80 m^3 besitzt. Als Füllung wird dabei C_4F_{10} verwendet, welches einen Brechungsindex von $n = 1,0015$ bei einem Druck von 1 bar und einer Temperatur von 20°C besitzt. Die sich daraus ergebenden Schwellen für die Abstrahlung von Cherenkov-Licht betragen $2,5 \text{ GeV}/c$ für Pionen, $8,9 \text{ GeV}/c$ für Kaonen und $16,9 \text{ GeV}/c$ für Protonen. Die obere Grenze für die Teilchenidentifikation ergibt sich dadurch, dass mit dem Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor eine Messung der Geschwindigkeit β durchgeführt wird. Wenn sich die Geschwindigkeit β fast nicht mehr ändert, können Teilchen nicht mehr unterschieden werden. Diese Grenze liegt bei etwa $50 \text{ GeV}/c$ (vergleiche Abbildung 2.8).

Die Cherenkov-Photonen werden mit zwei Spiegelwänden, die aus 116 sphärischen Spiegeln besteht, auf die Photodetektoren fokussiert, die oberhalb und unterhalb der Akzeptanz der ersten Spektrometerstufe angebracht wurden. Die Detektion der Cherenkov-Photonen erfolgt durch Vieldraht-Proportional-Kammern mit Quarzfenstern. Das Quarzfenster ist dabei durchlässig für Photonen im UV Bereich, da die Cherenkov-Photonen sich in diesem Wellenlängenbereich befinden. Die Erzeugung der Photoelektronen geschieht auf der segmentierten Kathodenebene, die mit CsI beschichtet ist. Die Photoelektronen werden dann durch Gasverstärkung an den Anodendrähten über den Kathodenpads nachgewiesen. Es befinden sich jeweils vier solcher Kammern im oberen und unteren Teil des Detektors.

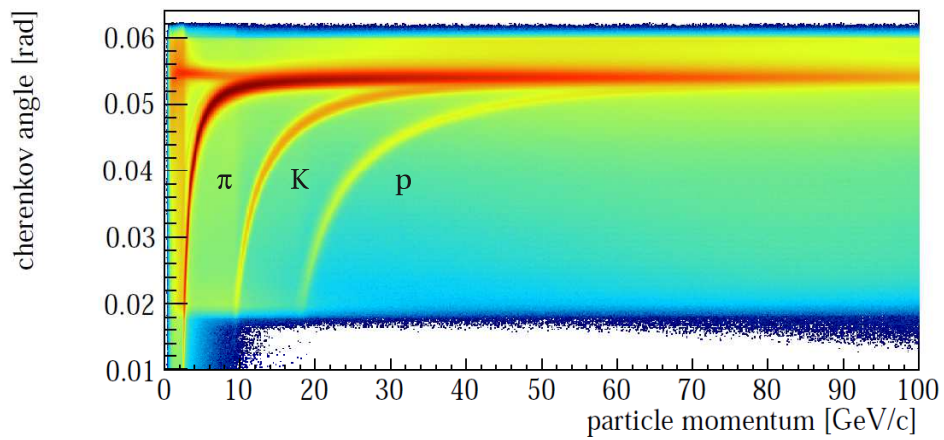


Abbildung 2.8: Experimentell bestimmte Cherenkov-Winkel für Pionen, Kaonen und Protonen im Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor des COMPASS-Experiments [9].

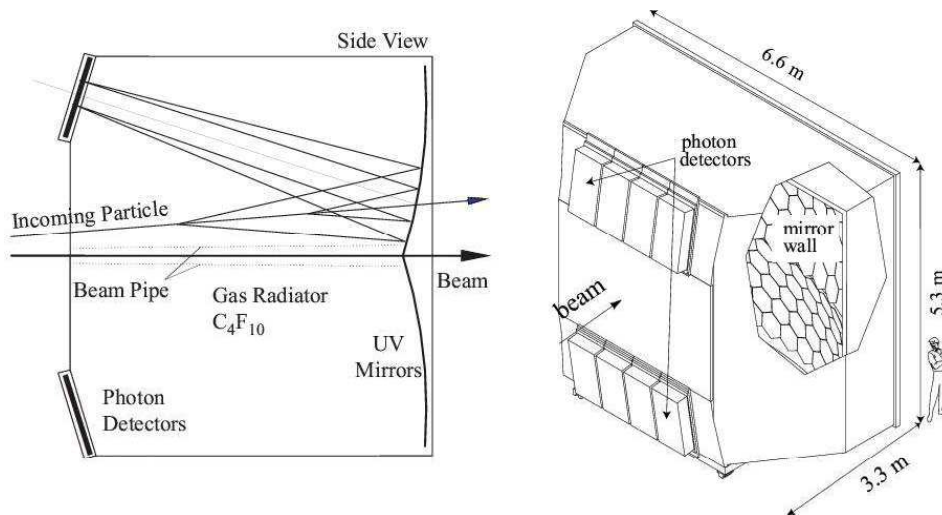


Abbildung 2.9: Schematische Zeichnung des Ring-Imaging-Cherenkov-Detektors des COMPASS Experiments

Kapitel 3

Grundlagen

3.1 Tiefinelastische Streuung

Mit der Lepton-Nukleon-Streuung ist es möglich, die Struktur von Nukleonen zu untersuchen. Bei diesem Streuprozess besteht der Eingangskanal aus dem einlaufendem Lepton (ℓ) und dem Nukleon (N), an dem gestreut wird. Der Ausgangskanal beinhaltet das gestreute Lepton (ℓ') und noch weitere Teilchen (X).

$$\ell + N \rightarrow \ell' + X$$

Das Feynman-Diagramm, das diesen Prozess beschreibt ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

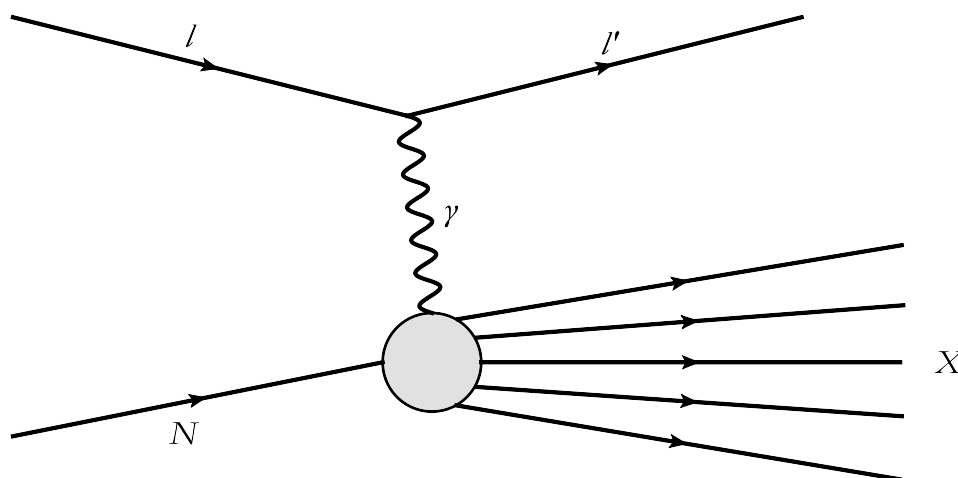


Abbildung 3.1: Feynman-Diagramm für den Prozess der tiefinelastischen Streuung

Der Nachweis dieser Reaktion kann inklusiv oder semi-inklusiv erfolgen. Bei einer inklusiven Messung wird nur das gestreute Lepton nachgewiesen und nicht der hadronische Endzustand X selbst. Bei einer semi-inklusiven Messung hingegen wird neben dem gestreuten Lepton auch noch ein oder mehrere Teilchen des hadronischen Endzustandes nachgewiesen, aber nicht alle dabei entstehenden Teilchen. Würde man das komplette Ereignis mit allen Teilchen, die dabei entstehen, messen, wäre das eine exklusive Messung. Im Folgenden werden einige wichtige kinematische Größen [10] definiert, mit denen man die Kinematik dieses Prozesses beschreiben kann. Dabei ist p_i der Vierervektor des jeweiligen einlaufenden Teilchens und p'_i der Vierervektor des gestreuten Teilchens. M bezeichnet die Masse des Nukleons und E beziehungsweise E' die Energie des einlaufenden Leptons beziehungsweise des gestreuten Leptons. Dadurch lassen sich

die Viererimpulse des Leptons schreiben als:

$$p_i = (E, \vec{p}) \quad p'_i = (E', \vec{p}')$$

Wobei \vec{p} und \vec{p}' die Impulsvektoren des Leptons beziehungsweise des gestreuten Leptons sind. Der Viererimpulsübertrag q , beziehungsweise das negative Quadrat des Viererimpulsübertrags Q^2 , bei der Reaktion sind definiert als:

$$q = p_l - p'_l$$

$$Q^2 = -q^2$$

Im Laborsystem kann man Q^2 auch durch die Energien des Leptons und den Streuwinkel θ ausdrücken (Vergleiche Abbildung 3.2).

$$Q^2 = 2(E E' - |\vec{p}| |\vec{p}'| \cos \theta) - 2m_\ell$$

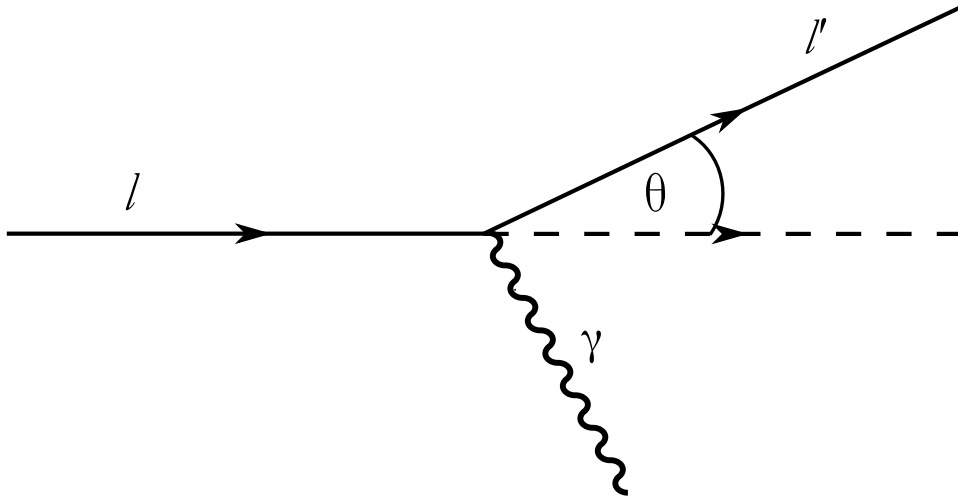


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Streuwinkels des Leptons bei einem Streuprozess.

Der Energietransfer im Laborsystem ν ist wie folgt definiert:

$$\nu = E - E'$$

Eine mit ν direkt zusammenhängende Größe ist der relative Energieübertrag y , der sich auch vereinfachen lässt, wenn man sich im Laborsystem befindet.

$$y = \frac{p_N q}{p_N p_l} = \frac{\nu}{E}$$

Das Quadrat der Masse des hadronischen Endzustandes W^2 lässt sich auch direkt aus den Viervektoren des Leptons und des Nukleons bestimmen:

$$W^2 = (p_N + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2$$

Eine weitere Größe zur Beschreibung der Kinematik stellt die bjorkensche SkalenvARIABLE x_{Bj} dar, deren Wert zwischen 0 und 1 liegen kann.

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2p_N q} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

Im letzten Schritt wurde der Nenner noch für den Fall umgeformt, dass man sich im Laborsystem befindet, das auch das Ruhesystem des Targets ist.

Durch diese Größen lässt sich nun auch die tiefinelastische Streuung definieren. Man spricht von Reaktionen diese Typs, wenn die Masse des hadronischen Endzustandes größer ist als die Masse der nuklearen Resonanzen und ein großer Impulsübertrag vorliegt. Dies trifft auf den Bereich mit $W > 2 \text{ GeV}/c^2$ und einem Impulsübertrag von $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ zu. Eine Größe die hier auch noch gebraucht wird, beschreibt den Anteil der Energie des virtuellen Photons, die in das D^0 Mesons rekonstruiert wird. Diese Größe lässt sich allerdings auch für jedes andere Hadron definieren.

$$z_D = \frac{E_D}{\nu}$$

E_D ist dabei die Energie des D^0 und ν die Energie des virtuellen Photons.

Der inklusive Wirkungsquerschnitt lässt sich in Abhängigkeit der kinematischen Größen und zwei Strukturfunktionen F_1 und F_2 darstellen. Diese Funktionen beinhalten Informationen über die Struktur des Nukleons selbst:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_{Bj}dy} = \frac{8\pi ME\alpha^2}{Q^4} [x_{Bj}y^2 F_1(x_{Bj}, Q^2) + (1 - y - \frac{y^2 Q^2}{4\nu^2}) F_2(x_{Bj}, Q^2)].$$

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in anderen kinematischen Variablen ergibt sich ein ähnlicher funktionaler Zusammenhang, wobei sich nur die Vorfaktoren ändern. Betrachtet man den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion von Q^2 und x_{Bj} ergibt sich:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_{Bj}dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x_{Bj}} ((1 + (1 - y)^2) F_2(x_{Bj}, Q^2) - y^2 F_L(x_{Bj}, Q^2))$$

und wenn man den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion von ν und x_{Bj} betrachtet ergibt sich:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_{Bj}d\nu} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} s((1 + (1 - y)^2) F_2(x_{Bj}, Q^2) - y^2 F_L(x_{Bj}, Q^2)).$$

Dabei ist s das Quadrat der Schwerpunktsenergie. Bei COMPASS beträgt diese etwa 17,9 GeV. Bei diesen Parametrisierungen wurde die longitudinale Strukturfunktion F_L genutzt. Diese ist definiert als

$$F_L(x_{Bj}, Q^2) = F_2 - 2x_{Bj} \cdot F_1(x_{Bj}, Q^2).$$

Diese Definitionen lassen sich auch für die Bestimmung von F_2^{cc} benutzen. Dort werden nur Ereignisse verwendet, bei denen ein Charmquark erzeugt und nachgewiesen wurde.

Da für die Bestimmung von Strukturfunktionen die differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmt werden müssen, soll hier noch die Luminosität \mathcal{L} eingeführt werden. Mit dieser Größe ist es möglich aus der Anzahl an gemessenen Ereignissen den Wirkungsquerschnitt zu bestimmen:

$$\mathcal{L} = \Phi_a \cdot N_b = \dot{N}_a \cdot n_b \cdot d.$$

Die Luminosität ist das Produkt aus den Fluss an einlaufenden Teilchen Φ_a und der Anzahl an Targetteilchen. Sie lässt sich auch als das Produkt der Anzahl einlaufender Strahlteilchen pro Zeit \dot{N}_a , der Dichte an Targetteilchen n_b und der Länge des Targets d schreiben.

3.1.1 Strukturfunktionen

Im Quark-Parton-Modell lässt sich die tiefinelastische Streuung als elastische Streuung an einem einzelnen Quark im Nukleon interpretieren. Dieser Streuprozess ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Die Strukturfunktionen lassen sich im Breit-System durch die bjorkensche Skalenvariable beschreiben, die dort den Impulsbruchteil des Partons am Impuls des Nukleon angibt, da man in diesem System Massen und Transversalimpulse vernachlässigen kann. Bei dem Breit-System handelt es sich um ein Bezugssystem, in dem der Impuls unendlich groß ist, sodass alle Impulse transversal zu diesem vernachlässigbar klein werden [11]. Dadurch lassen sich die beiden Strukturfunktionen schreiben als:

$$F_1(x_{Bj}) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 (q(x_{Bj}) + \bar{q}(x_{Bj})) \quad F_2(x_{Bj}) = x_{Bj} \sum_q e_q^2 (q(x_{Bj}) + \bar{q}(x_{Bj})),$$

wobei e_q die Quarkladungen in Einheiten der Elementarladung sind und $q(x)$ und $\bar{q}(x)$ die Quarkverteilungen darstellen. Die Verteilungen können als die Anzahl der Quarks interpretiert

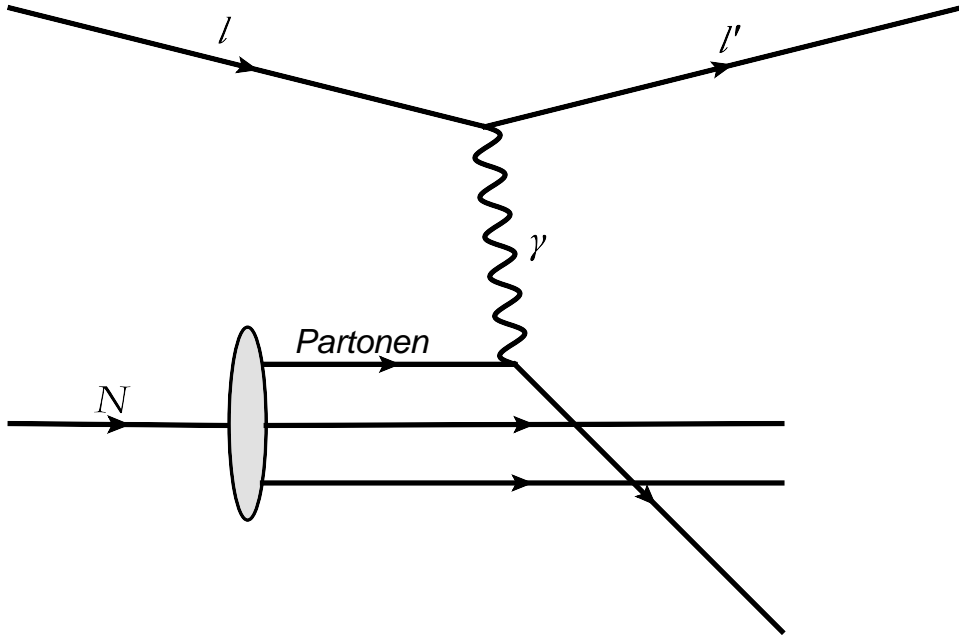


Abbildung 3.3: Feynman-Diagramm Diagramm für den Prozess der tiefinelastischen Streuung im Quark-Parton-Modell

werden, die sich im Impulsintervall $[x, x + dx]$ befinden. Eine Darstellung des Verlaufes von F_2 wird in Abbildung 3.4 gezeigt [12].

Man erkennt, dass F_2 teilweise nicht von Q^2 abhängt. Dies ist ein Beweis dafür, dass bei der tiefinelastischen Streuung an den Konstituenten des Protons gestreut wird und somit auch, dass das Proton selbst eine Substruktur besitzt. Die Strukturfunktion F_1 rührt von der magnetischen Wechselwirkung her und verschwindet deshalb für die Streuung an Spin-0 Teilchen. Für die Streuung an Teilchen mit Spin 1/2 ergibt sich ein Zusammenhang zwischen F_2 und F_1 , wenn man die Masse der Teilchen im Prozess vernachlässigen kann.

$$2x_{Bj} \cdot F_1(x_{Bj}) = F_2(x_{Bj})$$

Dieser Zusammenhang wird als Callan-Gross-Beziehung [13] bezeichnet. Diese Beziehung wurde auch experimentell überprüft, indem man das Verhältnis von $2x_{Bj} \cdot F_1(x_{Bj})$ zu $F_2(x_{Bj})$ bestimmt hat. Einige experimentelle Ergebnisse sind in Abbildung 3.5 zu sehen. Man erkennt, dass dieses Verhältnis etwa konstant den Wert 1 hat, wie es die Callan-Gross-Beziehung besagt. Dies beweist, dass an punktförmigen Spin 1/2 Teilchen gestreut wird.

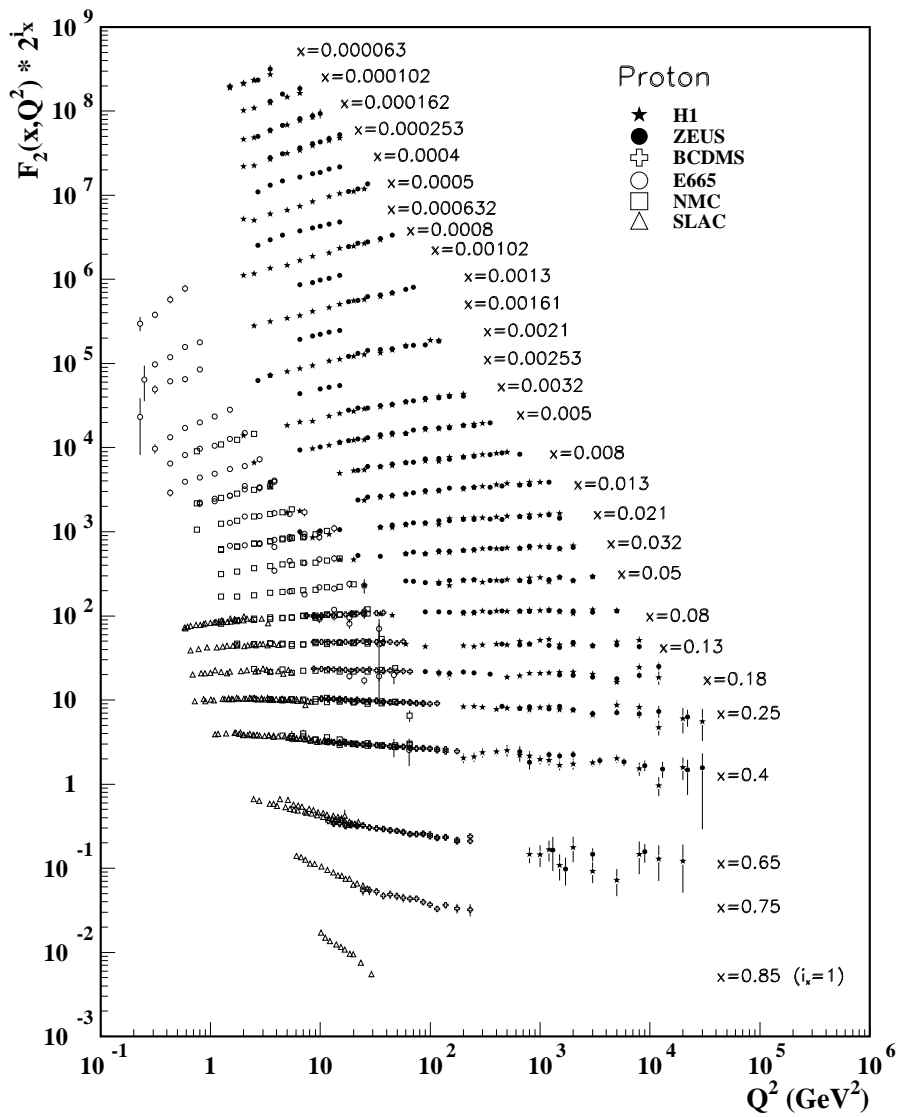


Abbildung 3.4: Verlauf der Strukturfunktion F_2 in Abhängigkeit von Q^2 und x_{Bj}

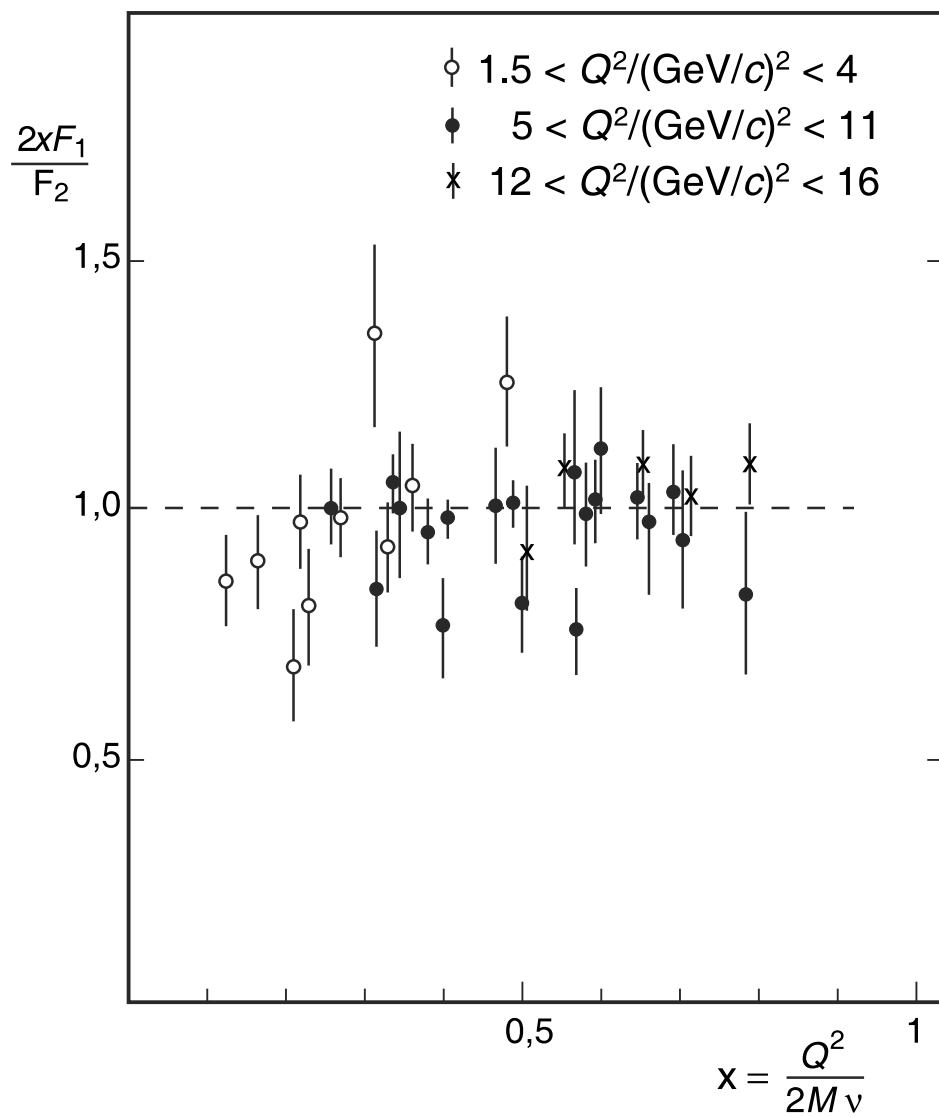


Abbildung 3.5: Experimentelle Ergebnisse zur Callan-Gross-Beziehung [14].

Durch die Kombination von Ergebnissen aus Elektron- beziehungsweise Myon-Streuung an Nukleonen mit den Ergebnissen der Neutrino-Streuung lassen sich aus den Strukturfunktionen auch die einzelnen Quarkverteilungen bestimmen, da Neutrinos im Gegensatz zu Elektronen und Myonen nur an die schwache Ladung der Quarks koppeln und somit eine Unterscheidung zwischen Quark und Antiquark möglich ist. Die Impulsverteilung der Quarks im Nukleon ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Dort erkennt man, dass die Valenzquarks des Nukleons bei höheren Werten von x_{Bj} zu finden sind als die Seequarks. Das Maximum der Valenzquarks liegt etwa bei $x_{Bj} = 0,1$, wohingegen die Verteilung der Seequarks, wie auch die der Gluonen, zu kleinen Werten von x_{Bj} immer weiter zunimmt.

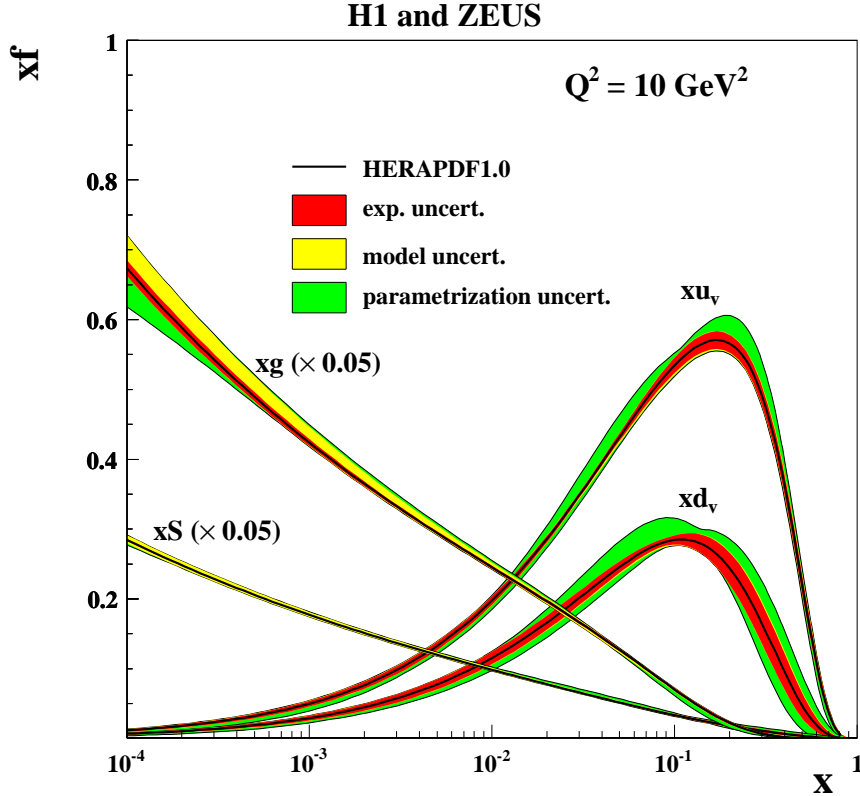


Abbildung 3.6: Quarkverteilungen in Abhängigkeit von x_{Bj} . Zu sehen sind die Verteilungen für Gluonen, Seequarks und Valenzquarks. [15]

Auf Grund der Callan-Gross-Beziehung ist die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x_{Bj}, Q^2)$ gleich null, was darauf zurückzuführen ist, dass es im Quark-Parton-Modell keine transversalen Impulse gibt. Erweitert man das Quark-Parton-Modell mit der Quantenchromodynamik, ändert sich dieses Verhalten. Nun können die Quarks auch transversale Impulse besitzen, die beispielsweise durch die Abstrahlung von Gluonen entstehen. Eine Möglichkeit den Beitrag der longitudinalen Strukturfunktion zu beschreiben, stellt das Verhältnis $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ da, dass das Verhältnis der Absorptionsquerschnitte von longitudinalen zu transversalen Photonen beschreibt [16]. Damit lässt sich F_L als

$$F_L = \frac{F_2 R}{R + 1}$$

schreiben. In Abbildung 3.7 ist das Verhältnis R dargestellt. Im Rahmen der perturbativen Quantenchromodynamik lässt sich eine Formel für die Strukturfunktion $F_2(x_{Bj}, Q^2)$ angeben.

$$F_2(x_{Bj}, Q^2) = x_{Bj} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha_s^n(\mu_R^2)}{(2\pi)^n} \sum_{i=q,g} \int_{x_{Bj}}^1 \frac{dz}{z} C_{2,i}^{(n)}(z, Q^2, \mu_R^2, \mu_F^2) f_{i/P}\left(\frac{x}{z}, \mu_F^2\right)$$

Dabei sind $f_{i/P}$ die Quarkverteilungen für die verschiedenen Quarks und die $C_{2,i}^{(n)}$ sind Koeffizienten, die aus den Feynman-Diagrammen bestimmt werden können. α_s ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, deren Wert von der gewählten Renormalisierungsskala μ_R abhängt. Ein einfacher Zusammenhang zwischen der Kopplungskonstante und μ_R ergibt sich, wenn man in einem Energiebereich ist, in dem die Anzahl an Quarkflavour konstant ist. Dann ergibt sich:

$$\alpha_s(\mu_R^2) = (b_0 \ln(\mu_R^2/\Lambda^2))^{-1}.$$

Dabei ist b_0 eine Konstante, die durch die Anzahl an Flavour bestimmt ist und Λ ist eine Integrationskonstante. Sie gibt die Skala an, bei der die perturbativ definierte Kopplung divergiert. Die zweite Skala, die hier noch beiträgt, ist die Faktorisierungsskala μ_F , die man grob so verstehen kann, dass Abstrahlungsprozesse mit einem transversalen Impuls oberhalb von μ_F mit in die Koeffizienten $C_{2,i}^{(n)}$ einfließen und Abstrahlungsprozesse mit einem transversalen Impuls unterhalb von μ_F mit zu den Quarkverteilungen beitragen [12].

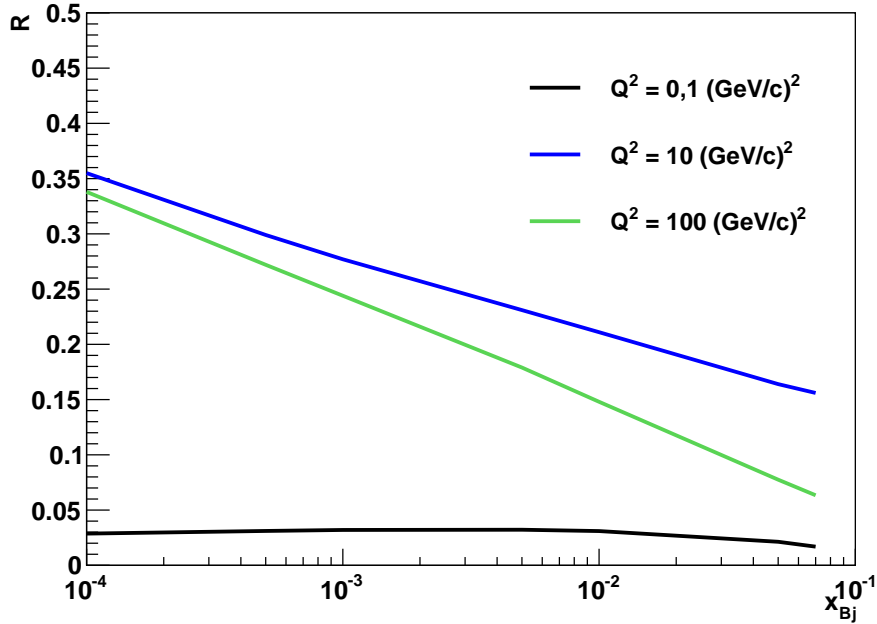


Abbildung 3.7: Verlauf von R für drei verschiedene Werte von Q^2 .

3.1.2 Skalenbrechung

Man kann in Abbildung 3.4 erkennen, dass die Strukturfunktion nicht komplett unabhängig von Q^2 ist, sondern für kleine Werte von x_{Bj} mit Q^2 ansteigt und für große Werte von x_{Bj} mit Q^2 abfällt. Das zeigt, dass man mit steigendem Q^2 weniger Quarks sieht, die einen hohen Impulsbruchteil tragen, sondern mehr, die einen niedrigen Bruchteil tragen. Diesen Effekt bezeichnet

man als Skalenbrechung. Um diesen Effekt zu verstehen, betrachtet man die Größenordnung, die von einem virtuellen Photon aufgelöst werden kann. Diese beträgt $\hbar/\sqrt{Q^2}$. Das heißt, dass man bei größeren Q^2 kleinere Strukturen auflösen kann.

Das Verhalten der Strukturfunktion lässt sich durch eine Erweiterung des Quark-Parton-Modells mit der QCD (QuantenChromoDynamik) erklären, da die Konstituenten des Nukleon kontinuierlich durch Gluonen wechselwirken. Die Quarks strahlen Gluonen ab, die wiederum in ein Quark-Antiquark-Paar aufspalten können. Diese neu entstandenen Quarks tragen jedoch auch zur Impulsbilanz bei, wodurch sich die Strukturfunktion verändert. Betrachtet man also kleine Werte von Q^2 können möglicherweise abgestrahlte Gluonen nicht von dem Quark getrennt werden. Bei großen Werten von Q^2 hingegen kann das Quark ohne einige der abgestrahlten Gluonen aufgelöst werden und dem Quark wird somit ein kleinerer Impulsbruchteil zugeordnet, als im Fall von kleinen Q^2 . Somit lässt sich der beobachtete Effekt im Rahmen des erweiterten Quark-Parton-Modells beschreiben [14], ohne dass die Quarks dazu eine Substruktur besitzen müssen.

3.2 Produktion von Charmquarks und deren Beitrag zur Strukturfunktion

3.2.1 Photon-Gluon-Fusion

Die dominanten Beiträge zum Wirkungsquerschnitt bei der Lepton-Nukleon-Streuung sind gegeben durch den Quark-Parton-Modell-Prozess, den QCD-Compton-Prozess und die Photon-Gluon-Fusion. Die Feynman-Diagramme für die ersten beiden Prozesse sind in Abbildung 3.8 dargestellt und das Feynman-Diagramm für die Photon-Gluon-Fusion ist in Abbildung 3.9 zu sehen. Beim Quark-Parton-Modell-Prozess wird das virtuelle Photon von einem Quark im Nukleon absorbiert. Bei dem QCD-Compton-Prozess wird das virtuelle Photon auch durch ein Quark im Nukleon absorbiert, jedoch wird hier noch ein Gluon kurz davor oder danach abgestrahlt. Im Gegensatz zu diesen beiden Prozessen findet bei der Photon-Gluon-Fusion keine Wechselwirkung des virtuellen Photons mit den Quarks im Nukleon statt. Stattdessen wechselwirkt das virtuelle Photon mit einem Gluon aus dem Nukleon über die Produktion eines Quark-Antiquark-Paares. Dieser Prozess ist für die Produktion leichter Quarks ein Prozess höhere Ordnung, da diese schon direkt im Nukleon vorliegen. Für schwere Quarks hingegen stellt die Photon-Gluon-Fusion den Hauptproduktionsmechanismus dar, wenn diese nicht als intrinsischer Anteil am Nukleon vorliegen.

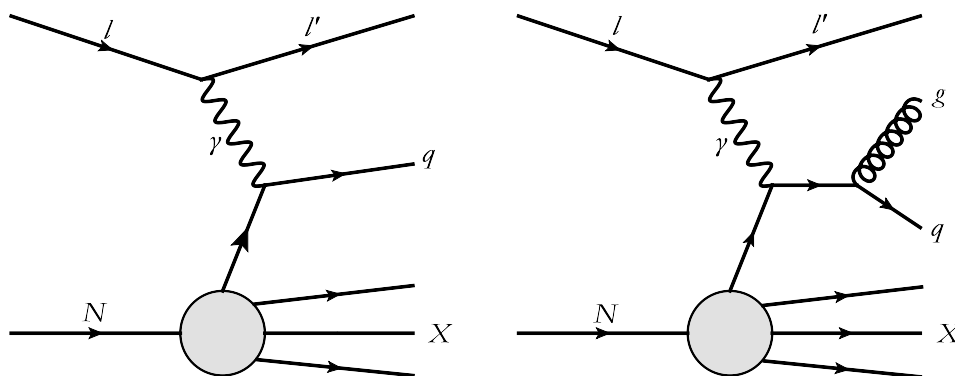


Abbildung 3.8: Feynman-Diagramme für den Quark-Parton-Modell-Prozess (links) und den QCD-Compton-Prozess (rechts) zur Erzeugung von Quarks.

3.2.2 Extrinsischer Charm

Als extrinsischer Charm wird der Anteil an den Charmquarks bezeichnet, der beispielsweise direkt durch die Photon-Gluon-Fusion produziert wird. Und somit erst bei der Reaktion selbst entsteht. Das Feynman-Diagramm für diesen Prozess ist in Abbildung 3.9 zu sehen.

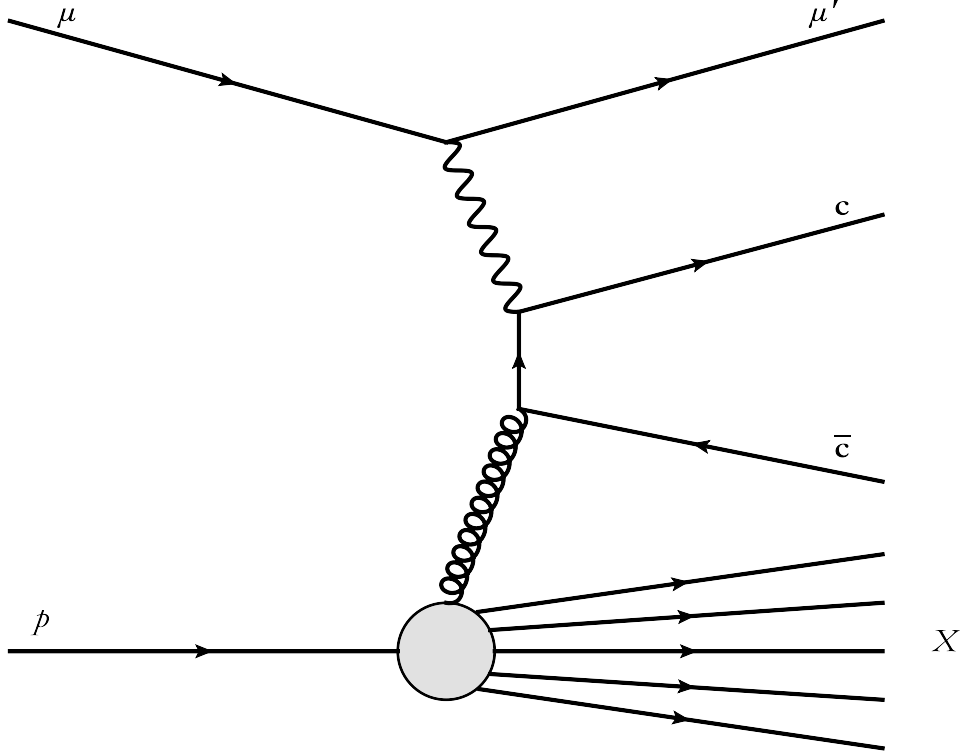


Abbildung 3.9: Feynman-Diagramm für den Prozess der Photon-Gluon-Fusion bei dem ein Charm- Anticharmquark-Paar entsteht

Diese Komponente führt zu einem Beitrag F_k^{cc} zu den Strukturfunktionen $F_{1,2}$ wobei $k = 2, L$ ist und der Index L für die longitudinale Strukturfunktion steht. Im Rahmen der perturbativen QCD lässt sich der Beitrag des extrinsischen Charms bis zur zweiten Ordnung in α_s berechnen. In erster Ordnung von α_s hängt der Beitrag zur Strukturfunktion nur von der Gluonimpulsverteilung im Nukleon und der Kopplung des Charmquarks an das Photon ab. Diese Kopplung wird durch die skalenunabhängigen Quark-Koeffizienten-Funktionen beschrieben, die den Anteil zum Wirkungsquerschnitt beschreiben, der durch den ein-Photon-Austausch entsteht, wenn man die Ladung des Quarks, an das gekoppelt wird, herausnimmt [17]. In dem Beitrag aus der zweiten Ordnung in α_s tragen noch weitere Prozesse wie die Abstrahlung eines Gluons als Bremsstrahlung bei. Der Beitrag zur Strukturfunktion, lässt sich wie folgt beschreiben: [18]:

$$\begin{aligned}
 F_k^{cc} = & \frac{Q^2 \alpha_s}{4\pi^2 m_c^2} \int_{\xi_{min}}^1 \frac{d\xi}{\xi} [e_c^2 f_{g/P}(\xi, \mu^2) c_{k,g}^{(0)}] \\
 & + \frac{Q^2 \alpha_s^2}{\pi m_c^2} \int_{\xi_{min}}^1 \frac{d\xi}{\xi} (e_c^2 f_{g/P}(\xi, \mu^2) (c_{k,g}^{(1)} + \bar{c}_{k,g}^{(1)} \ln \frac{\mu^2}{m_c^2}) \\
 & + \sum_{i=q} \bar{q} f_{i/P}(\xi, \mu^2) [e_c^2 (c_{k,i}^{(1)} + \bar{c}_{k,i}^{(1)} \ln \frac{\mu^2}{m_c^2}) + e_i^2 d_{k,i}^{(1)} + e_c e_i o_{k,i}^{(1)}])
 \end{aligned}$$

Die untere Grenze der Integration ist dabei gegeben durch $\xi_{min} = x_{Bj}(4m_c^2 + Q^2)/Q^2$. Die verschiedenen Quarkverteilungen werden mit $f_{i/P}(\xi, \mu^2)$ bezeichnet, wobei i für die einzelnen Flavour steht und μ^2 die Faktorisierungsskala ist. Des weiteren bezeichnen $c_{k,i}$ und $\bar{c}_{k,i}$ und $d_{k,i}$ und $\bar{d}_{k,i}$ skalenunabhängige Quark-Koeffizienten-Funktionen. Bei diesen wurde nach dem Ursprung der Quarks unterschieden. Die Koeffizientenfunktionen $c_{k,i}$ und $\bar{c}_{k,i}$ stammen dabei aus der Kopplung zwischen virtuellen Photon und dem Charmquark, wohingegen $d_{k,i}$ und $\bar{d}_{k,i}$ aus der Kopplung zwischen virtuellen Photon und den leichten Quarks stammen. Als weitere Term wurde noch $o_{k,i}^{(1)}$ berücksichtigt, das die Interferenz zwischen diesen beiden Prozessen beschreibt [18].

3.2.3 Intrinsischer Charm

Im bisher beschriebenen Ansatz wird angenommen, dass Charmquarks nur durch die Aufspaltung von Gluonen entstehen und es daher bei kleinen Q^2 -Skalen keinen Beitrag von Charmquarks zur Strukturfunktion gibt. Alternativ wird aber auch eine sogenannte intrinsische Charmkomponente diskutiert, die schon bei sehr kleinen Skalen im Nukleon existieren könnte. Dabei wird das Proton nicht nur als Wellenfunktion aus den drei Valenzquarks (also als $|uud\rangle$) beschrieben, sondern zusätzlich auch noch durch weitere Zustände, die Paare aus Charm- und Anticharmquarks enthalten, wie $|uudc\bar{c}\rangle$. Durch das virtuelle Photon könnten die Charmquarks aus solchen Zuständen auf die Massenschale gebracht werden und somit die Charmquarks aus dem Nukleon stammen. Die Quarkverteilung, die sich theoretisch für solche Charmquarks ergibt, zeigt eine Ähnlichkeit zu der von Valenzquarks, wie sie in Abbildung 3.6 zu sehen ist. Ein Modell beschreibt die intrinsische Charmkomponente zum Beispiel durch [18]:

$$c(x_{Bj}) \propto \frac{dP_{ic}(x_{Bj})}{dx_{Bj}} = \frac{1}{2}N_5x_{Bj}^2 \left(\frac{1}{3}(1-x_{Bj})(1+10x_{Bj}+x_{Bj}^2) + 2x_{Bj}(1+x_{Bj})\ln x_{Bj} \right).$$

Dabei ist N_5 eine Normalisierungskonstante. Diese Verteilung ist in Abbildung 3.10 zu sehen.

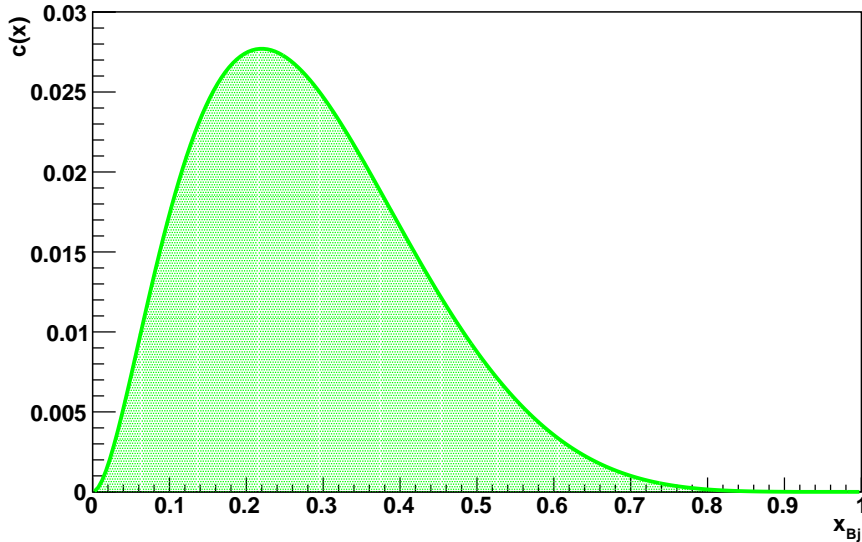


Abbildung 3.10: Quarkdichtefunktion für intrinsische Charmquarks $N_5 = 36$.

Wenn die Masse des Charmquarks zu vernachlässigen ist, ergibt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen der Strukturfunktion in führender Ordnung und der Quarkdichtefunktion:

$$F_2^{cc(0)}(x_{Bj}) = \frac{8}{9}x_{Bj}c(x_{Bj})$$

Diese Formel gilt allerdings auch für die extrinsische Charmkomponente. Um auch Ereignisse zu beschreiben, bei denen die Masse des Charmquarks nicht zu vernachlässigen ist, wird noch eine Massenskalierungsvariable ξ eingeführt, die nicht nur von der Masse des Protons abhängt sondern auch von der Masse des Quarks. ξ ist definiert als [19]:

$$\xi = 2ax_{Bj}[1 + (1 + 4\rho x_{Bj}^2)^{\frac{1}{2}}]^{-1}$$

Dabei sind ρ und a gegeben durch:

$$\rho = \frac{m_p^2}{Q^2} \quad a = [(1 + 4\lambda)^{\frac{1}{2}} + 1]/2$$

und λ ist definiert als $\lambda = \frac{m_c^2}{Q^2}$. Wobei m_p die Protonenmasse und m_c die Masse des Charmquark ist. Für das vollständige Ergebnis in führender Ordnung ergibt sich, unter Berücksichtigung von weiteren Masseneffekten:

$$F_2^{(0)}(x_{Bj}, Q^2, m_c^2) = \frac{8x_{Bj}^2}{9(1 + \rho x_{Bj}^2)^{\frac{3}{2}}} \left[\frac{1 + 4\lambda}{\xi} c(\xi, \gamma) + 3g(\xi, \gamma) \right]$$

Dabei wurden noch die folgenden Vereinfachungen genutzt

$$c(\xi, \gamma) = c(\xi) - \xi c(\gamma)/\gamma \quad \gamma = 2a\hat{x}_{Bj}[1 + (1 + 4\rho\hat{x}_{Bj}^2)^{\frac{1}{2}}]^{-1}$$

und

$$g(\xi, \gamma) = \frac{2\rho x_{Bj}}{1 + 4\rho x_{Bj}^2} \int_{\xi}^{\gamma} dt \frac{c(t, \gamma)}{t} \left(1 - \frac{\lambda}{\rho t^2}\right) \left[1 + 2\rho x_{Bj}t + \frac{2\lambda x_{Bj}}{t}\right]$$

wobei $\hat{x}_{Bj} = \frac{1}{1+4\lambda-\rho}$ eine obere Grenze für x_{Bj} darstellt.

Um diese Formeln zu veranschaulichen, sind die Ergebnisse in Abbildung 3.11 gezeigt. Dort sind auch die Beiträge aus der nächsthöheren Ordnung eingezeichnet. Man erkennt, dass für große Werte von Q^2 der Einfluss der Masse des Charmquarks vernachlässigbar wird und sich die Ergebnisse der Rechnung für ein masseloses Charmquark der für ein massives annähern [18].

3.3 Fragmentation

Bis jetzt wurde der Prozess beschrieben, durch den die Charmquarks entstehen können. Die dabei noch fehlende Verbindung zu den D^* -Mesonen stellt die Fragmentation des Charmquarks in Hadronen dar. Dieser Prozess wird durch Fragmentationsfunktionen beschrieben, die die Wahrscheinlichkeit enthalten, dass ein Quark in ein Hadron fragmentiert und den Bruchteil z des Impulses des Quarks trägt. Um den Prozess der Fragmentation zu beschreiben, gibt es zwei sehr beliebte Modelle: Das Modell der Stringfragmentation und das der Clusterfragmentation. Hier wird nur die Stringfragmentation beschrieben, da diese auch in dem verwendeten Monte-Carlo-Generator verwendet wird. Bei der Stringfragmentation ist das Farbfeld zwischen den zwei Partonen für die Fragmentation verantwortlich. Das Potential der starken Wechselwirkung lässt sich als:

$$V(r) = \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r$$

schreiben. Dabei ist α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung und $k \approx 1$ GeV/fm [20]. Bei kleinen Abständen verhält sich dieses Potential, wie das Potential der elektromagnetischen Wechselwirkung. Für große Abstände jedoch wird die Energie des Feldes zwischen zwei

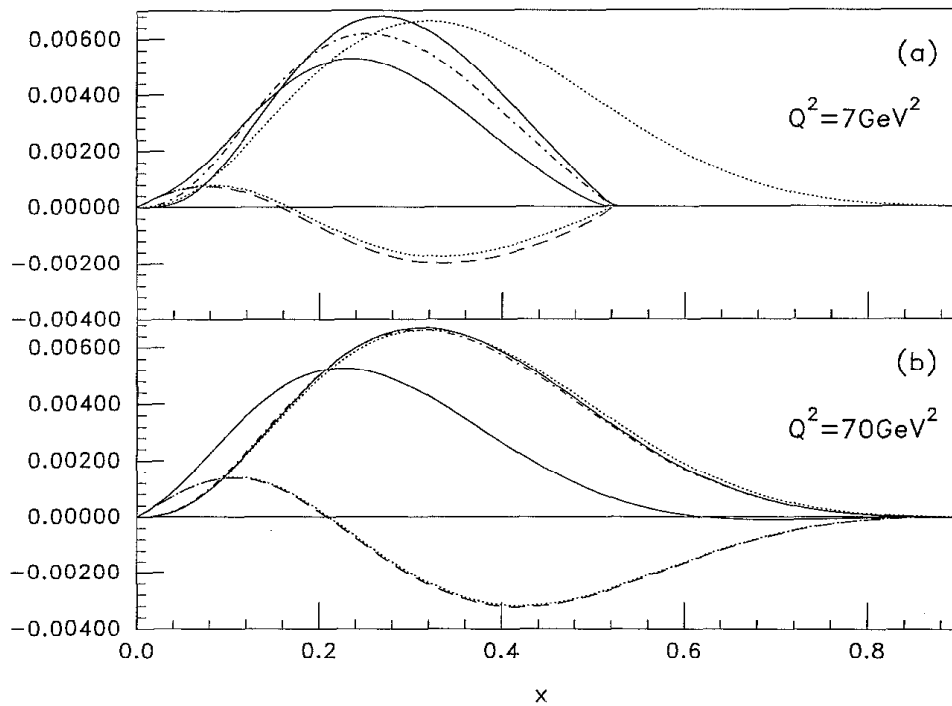


Abbildung 3.11: Beitrag einer intrinsischen Charmkomponente zur Strukturfunktion F_2 für zwei verschiedene Werte von Q^2 . Die obere gepunktete Linie beschreibt das Ergebnis für ein masseloses Charmquark, die gestrichelt-gepunktete Linie beschreibt das Ergebnis, wenn man nur den Massenskalerungsparameter nutzt und die durchgezogene Linie beschreibt die vollständig kinematisch korrigierte Formel. Die unteren Linien beschreiben die Korrekturen durch die nächsthöhere Ordnung. Die untere durchgezogene Linie beschreibt die Summe aus beiden Berechnungen.

Partonen immer größer. Daher ist es möglich, dass aus dem Feld ein neues Quark-Antiquark-Paar entsteht. Dieser Prozess setzt sich solange fort, wie die invariante Masse der Summe aller Teilchen noch auf der Massenschale liegt. Die Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren folgt dabei der Wahrscheinlichkeit für einen Tunnelprozess $\exp(-\frac{\pi m_{q,\perp}^2}{k})$, die von der transversalen Masse $m_{q,\perp}$ des Quarks abhängt [12]:

$$m_{q,\perp}^2 = m_q^2 + p_{q,\perp}^2.$$

Man erkennt, dass die Erzeugung schwerer Quarks bei der Fragmentation unterdrückt ist. Die String-Fragmentationsfunktion $f(z)$ ist für dieses Modell definiert als:

$$f(z) \propto \frac{1}{z} (1-z)^a \exp\left(-\frac{bm_{h,\perp}^2}{z}\right).$$

Dabei ist der Impulsbruchteil z definiert als $z = \frac{(E+p_{\parallel})_h}{(E+p_{\parallel})_q}$. Der Impuls $p_{\parallel,h}$ ist dabei der Impuls des Hadrons, der parallel zu dem des Partons ist. a und b sind beides freie Parameter dieses Modells und müssen aus gemessenen Daten ermittelt werden.

Kapitel 4

Rekonstruktion der D-Mesonen

Für die Bestimmung des Beitrags der D^* -Mesonen zur Strukturfunktion F_2^{cc} wurde in den Daten des COMPASS-Experiments aus dem Jahr 2004 nach möglichen Kandidaten für den Zerfall den eines D^* gesucht. Dazu wurde der Zerfall des $D^{*\pm}$ über den Kanal

$$D^{*+} \longrightarrow D^0 \pi_{slow}^+ \longrightarrow K^- \pi^+ \pi_{slow}^+$$

und der Ladungskonjugation dieses Zerfall genutzt. Bei dem Zerfall ist π_{slow} das Pion aus dem Zerfall des D^* . Dieses besitzt nur eine geringe Energie und daher einen geringeren Impuls als das Pion aus dem Zerfall des D^0 . Die Rekonstruktion der Ereignisse geschah mit Hilfe von CORAL [21]. Bei CORAL handelt es sich um das Rekonstruktionsprogramm, dass genutzt wird, um aus den Detektorinformationen die Spuren der Teilchen zu rekonstruieren und andere Informationen, wie die des Ring-Imaging-Cherenkov-Detektors, den rekonstruierten Spuren zuzuweisen. Die Selektion der gesuchten Ereignisse, wie sie in [1, 22, 23] vorgestellt wird, wird hier beschrieben. Auf Grund des 1,2 m langen Targets erfahren die am Vertex produzierten Teilchen erheblich Vielfachstreuung, sodass der Wechselwirkungspunkt nicht genau genug rekonstruiert werden kann, um nach sekundären Zerfallsvertices der $D^* - Mesonen$ zu suchen. Daher muss man für die Selektion von D^* -Mesonen alle $K\pi\pi$ -Paare verwenden.

4.1 Ereignisselektion

Im ersten Schritt der Ereignisselektion werden Ereignisse mit einem rekonstruierten Strahlmyon, einem Wechselwirkungspunkt und einem rekonstruierten gestreuten Myon ausgewählt. Dabei liegt der Impuls des Strahlmyons im Bereich von ± 20 GeV/c um den nominellen Impuls des Myonstrahls von 160 GeV/c.

Der nächste Schnitt sorgt für einen gleichen Myonfluss durch die beiden Targetzellen. Dazu wird verlangt, dass die extrapolierte Trajektorie des einlaufenden Myons beide Zellen des Targets durchquert. Dieser Schnitt wurde bei der Selektion der Daten für die Bestimmung der Gluonpolarisation $\Delta G/G$ verlangt. Da durch diesen Schnitt der Fluss durch beiden Targetzellen gleich gehalten wird, fällt der Myonfluss bei der Berechnung der Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt, für die beiden unterschiedlich polarisierten Zellen, aus der Berechnung heraus [22, 24]. Für die Berechnung der Strukturfunktion F_2^{cc} ist dieser Schnitt allerdings nicht notwendig, da er aber bei der Bestimmung der Luminosität verwendet wurde, muss er auch bei der Datenselektion verwendet werden.

Neben den Schnitten, die für das Myon gemacht wurden, werden noch weitere Kriterien an den Vertex der Wechselwirkung gemacht. Da die sekundären Vertices des Zerfalls nicht aufgelöst werden können, wird nur nach primären Vertices gesucht, die innerhalb des Targets liegen.

Dafür wird der Abstand r des Vertex zur Achse durch die Mitte des Targets, die z Koordinate des Vertex entlang dieser Achse und die y Koordinate des Vertex, die den Abstand zur z -Achse nach oben hin angibt, verwendet. Die Bedingung, die an die z -Koordinate gestellt wird, ergibt sich einfach aus den Positionen und Längen der Targetzellen selbst. Der Schnitt auf den Abstand r ergibt sich ebenfalls aus den Abmessungen der Targetzellen, wohingegen der Schnitt auf die y -Koordinate gemacht wird, um den Einfluss der nicht vollständigen Füllung der Targetzellen zu berücksichtigen. Eine Darstellung der Koordinaten ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Daraus ergeben sich die folgenden Schnitte:

$$-100 \text{ cm} < z < -40 \text{ cm}$$

$$-30 \text{ cm} < z < 30 \text{ cm}$$

$$r < 1,4 \text{ cm}$$

$$y < 1 \text{ cm}$$



Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Targetzellen zusammen mit den gewählten Koordinatenachsen.

Im weiteren werden nur Ereignisse verwendet, die mindestens drei weitere auslaufende Spuren haben, die neben dem Myon mit dem Vertex assoziiert werden. Zusammen mit weiteren Detektorinformationen, wie der Information des Ring-Imaging-Cherenkov-Detektors, ist es dann möglich den Lorentzvektor des Teilchens zu bestimmen.

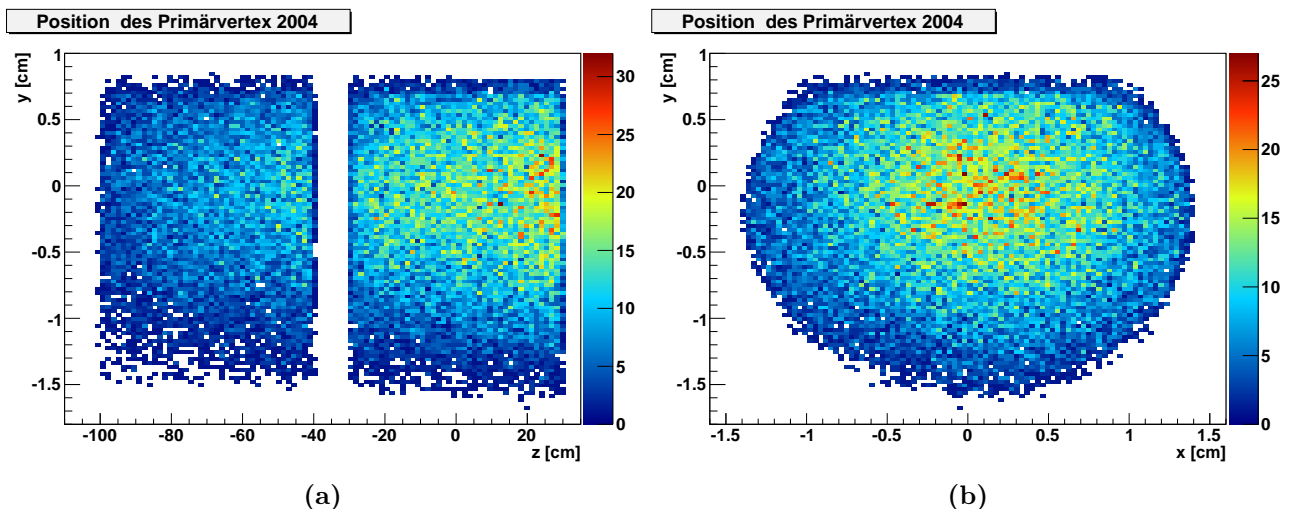


Abbildung 4.2: Verteilung der primären Vertices innerhalb des Targets für das Jahr 2004 entlang der Strahlrichtung (z) und senkrecht dazu (x, y). Gezeigt ist die Verteilung in der x - z Ebene (links) und in der x - y Ebene (rechts)

Die Position der Vertices im Target, die sich aus der Selektion von D^* -Ereignissen ergibt, ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Im linken Plot ist die Verteilung entlang der Strahlrichtung gezeigt und im rechten Plot die Verteilung in der x-y Ebene. Man erkennt dort, dass die Anzahl der rekonstruierten D^* -Mesonen zum Detektor hin zunimmt. Dieser Effekt lässt sich größtenteils durch die unterschiedliche Akzeptanz für die Hadronen am Anfang und am Ende des Target erklären. Die Akzeptanz ändert sich von 70 mrad am Anfang des Targets auf 160 mrad am Ende des Targets. Dadurch werden die niederenergetischen Teilchen, die auch einen niedrigen Impuls besitzen, im Targetmagneten absorbiert.

4.2 Rekonstruktion

Der erste Schritt in der Rekonstruktion der D^* -Mesonen ist die Suche nach Kandidaten für ein mögliches D^0 , das direkt aus dem Zerfall des D^* stammt. Dazu wird der Zerfall des D^0 in ein Kaon und ein Pion betrachtet. Dieser Zerfall hat ein Verzweigungsverhältnis von $3,89 \pm 0,05\%$ [12]. Dieser Zerfallskanal ist nicht derjenige mit dem größten Verzweigungsverhältnis. Zum Beispiel hat der Zerfall $D^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ ein Verzweigungsverhältnis von $13,9 \pm 0,5\%$ [12]. Für diese Zerfälle müssten allerdings mehr als drei geladene Spuren rekonstruiert werden oder, wie in diesem Fall, auch neutrale Teilchen. Dadurch sinkt die gesamte Rekonstruktionseffizienz für das gesamte Ereignis. Ein weiterer Effekt, der sich negativ auf die Rekonstruktion auswirkt, ist der geringere Impuls, den die Teilchen aus dem Zerfall anschließend besitzen, wodurch sie aus der Akzeptanz des Spektrometers fallen können. Im zweiten Schritt der Rekonstruktion wird der Zerfall des D^* -Mesons selbst betrachtet. Dazu wird bei den D^0 -Kandidaten nach einer zusätzlichen dritten geladenen Spur gesucht, die dem langsamen Pion aus dem Zerfall zugeordnet wird. Dieser Zerfall ist der häufigste Zerfall des D^* -Mesons mit einem Verzweigungsverhältnis von $67,7 \pm 0,5\%$ [12]. Dieses langsame Pion ist sehr hilfreich für die Unterdrückung von Untergrundereignissen aufgrund der geringen Energie, die sich aus der Massendifferenz des D^* und des $D^0 \pi$ Paares ergibt:

$$\Delta m = M(D^*) - M(D^0) - M(\pi) = 5,8 \text{ MeV}/c^2.$$

Dabei werden alle Kombinationen von zwei Teilchen berücksichtigt; eins wird als Kaon angenommen und das andere als Pion. Die invariante Masse dieses Paares soll im Bereich von $700 \text{ MeV}/c^2$ um die Masse des D^0 von $1864,8 \text{ MeV}/c^2$ [12] liegen. Im nächsten Schritt wird ein drittes Teilchen hinzugenommen, das als das langsame Pion, das aus dem D^* -Zerfall stammt, angenommen wird. Hier muss auch gelten, dass die invariante Masse im Bereich von $700 \text{ MeV}/c^2$ um die Masse des D^* von $2010,3 \text{ MeV}/c^2$ [12] liegt. Zusätzlich wird noch verlangt, dass die Ladungen der Kombinationen korrekt sind. Das heißt, dass das Teilchen, das als Kaon angenommen wird, die entgegengesetzte Ladung der Pion Kandidaten haben muss. Die größte Quelle für Untergrundergebnisse stellt der kombinatorische Untergrund dar.

Um diesen ungewünschten Untergrund zu reduzieren, wird die Information des Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor (RICH) genutzt, um eine Teilchenidentifikation durchzuführen. Es wird verlangt, dass das Kaon und das Pion aus dem D^0 -Zerfall positiv als solche identifiziert werden. Für das langsame Pion aus dem D^* -Zerfall wird nur verlangt, dass es nicht als Elektron identifiziert wird. Diese Identifikation erfolgt über Likelihoodverhältnisse, die angeben, welche der beiden Vermutungen wahrscheinlicher ist. Durch die Nutzung des RICH ergibt sich noch ein weiterer Schnitt, der den Impuls der Teilchen betrifft. Die untere Grenze des Impulses ergibt sich durch die Bedingung, dass die Teilchen im Medium des Detektors Cherenkov-Licht erzeugen müssen um identifiziert werden zu können. Für Pionen beträgt dieser Impuls etwa $2,5 \text{ GeV}/c$ und für die Kaonen etwa $8,9 \text{ GeV}/c$. Die obere Grenze des Impulses wird dadurch festgelegt,

dass ab 50 GeV/c fast keine Unterscheidung mehr zwischen den einzelnen Teilchenarten möglich ist. Eine weitere Möglichkeit, die falschen Kombinationen noch weiter zu unterdrücken, bietet das langsame Pion aus dem D^* -Zerfall wegen der geringen Energie, die ihm zur Verfügung steht. Diese wird ausgenutzt, indem man auf die Variable Δm schneidet, die aus den invarianten Massen des Kaon-Pion-Pion Systems und des Kaon-Pion-Systems, des D^0 -Zerfalls, berechnet wird. Abbildung 4.3 illustriert die Selektion. Dort ist die invariante Masse des Kaon-Pion-Paares aus dem D^0 -Zerfall gegen Δm aufgetragen. Man erkennt sehr gut den Peak, der zu den D^* -Mesonen gehört, bei der Masse des D^0 und einem Δm von etwa 6 MeV. Der Schnitt wird so gewählt, dass der Peak in Δm vollständig im gewählten Bereich liegt. Als Schnitt auf diese Variable verwendet man:

$$3,2 \text{ MeV}/c^2 < |\Delta m| < 8,9 \text{ MeV}/c^2.$$

Dieser Schnitt verbessert das Verhältnis von Signal zu Untergrund ganz entscheidend, da der zur Verfügung stehende Phasenraum in diesem Zerfall recht klein ist und somit nur wenige Kombinationen möglich sind, die diesen ausfüllen.

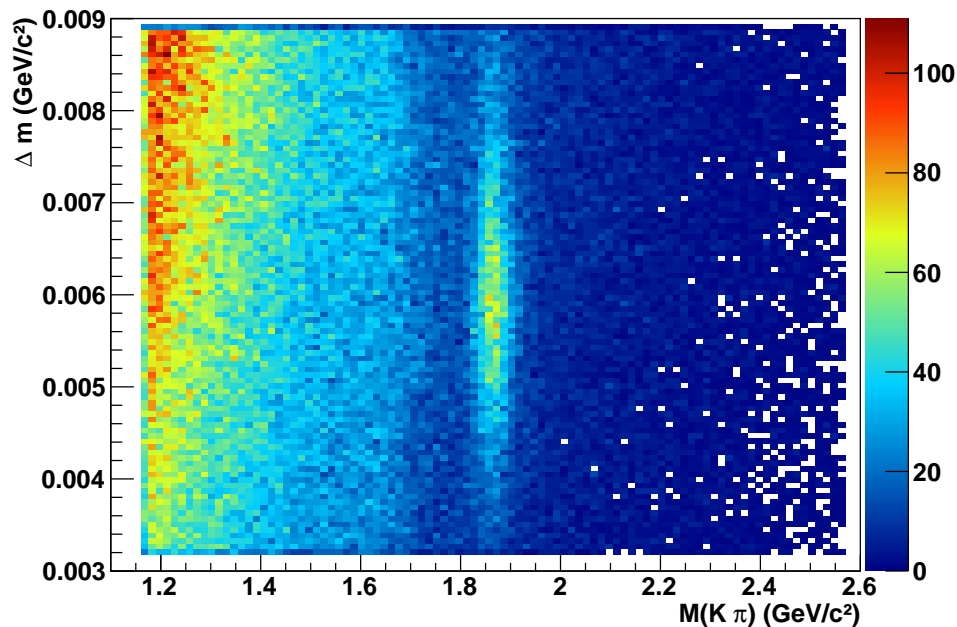


Abbildung 4.3: Verteilung der selektierten D^* -Ereignisse als Funktion der invarianten Kaon Pion Masse und der Massendifferenz Δm . Der Peak bei $\Delta m = 5,8 \text{ MeV}$ und einer invarianten Kaon Pion Masse von $1864,8 \text{ MeV}/c^2$ gehört zu den gesuchten D^* -Ereignissen

4.3 Kinematische Schnitte

Im letzten Schritt der Selektion werden noch zwei weitere Schnitte an die Kinematik des Zerfalls gemacht. Das Ziel dieser Schnitte ist es, den kombinatorischen Untergrund weiter zu reduzieren und dabei möglichst wenige der richtigen Kombinationen zu verlieren. Diese Schnitte werden an den Winkel des Kaons im Ruhesystems des D^0 und an die Variable z_D durchgeführt.

Für den Winkel θ des Kaons im Ruhesystem des D^0 ergibt sich aus der Theorie die Vorhersage, dass die Winkelverteilung gleichförmig sein soll, da das D^0 -Mesons isotrop zerfällt. Somit gibt

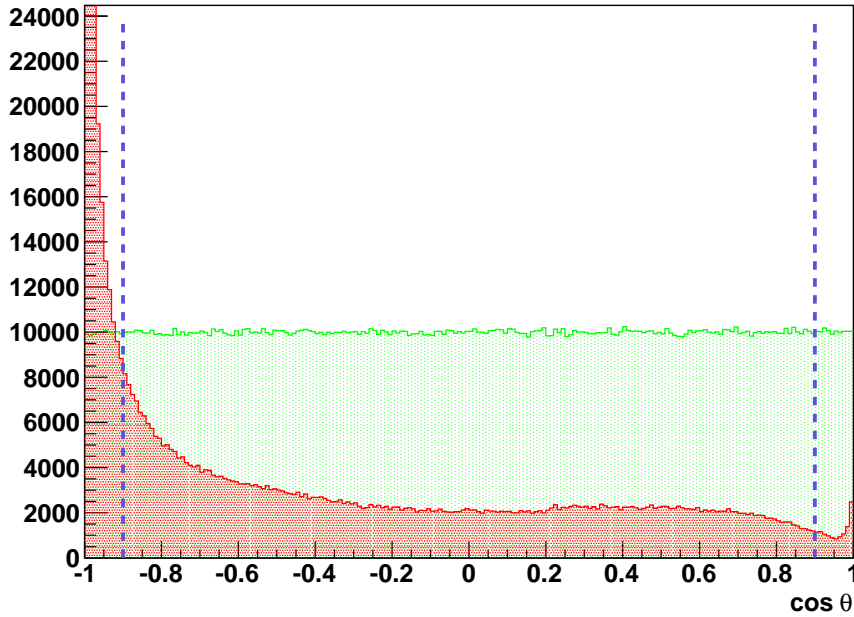


Abbildung 4.4: Winkelverteilung der Kaonen im Ruhesystem der D^0 aus einer Monte-Carlo-Simulation. In rot wird die Verteilung der Untergrundereignisse gezeigt und in grün wird die Verteilung für wahre D^0 -Mesonen gezeigt. Zusätzlich ist mit einer gestrichelten Linie eingetragen, wo der Schnitt durchgeführt wird.

es keine bevorzugte Richtung des Kaons bei diesem Zerfall. In Abbildung 4.4 ist die Verteilung $\cos \theta$ für den Untergrund zusammen mit der Verteilung der D^0 -Mesonen aus der Monte-Carlo-Simulation gezeigt. Man erkennt, dass die Verteilung des Untergrundes zu $\cos \theta = -1$ hin stark ansteigt. Dies lässt sich damit erklären, dass Kaonen und Pionen, wenn sie erzeugt werden, in etwa den gleichen Impuls besitzen. Wenn man eine falsche Kombination aus Kaon und Pion in das Ruhesystem des angenommenen D^0 boostet, befindet man sich bei den falschen Kombinationen jedoch nicht in ihrem wahren Ruhesystem, sodass sie in diesem System immer noch geboostet sind. Da das Kaon jedoch schwerer als das Pion ist, und somit langsamer als das Pion, wird es sich in diesem System in Rückwärtsrichtung bewegen. Dies erklärt den Anstieg zu $\cos \theta = -1$ hin. Aufgrund dieses Verhaltens wird als Schnitt

$$|\cos \theta| < 0,9$$

verwendet.

Der zweite Schnitt, betrifft die Variable z_D . Durch diese Variable ist es möglich, den Unterschied in der Entstehung der D Mesonen durch die Fragmentation eines schweren Quarks gegenüber der Entstehung der Kaonen und Pionen des Untergrunds, die aus der Fragmentation leichter Quarks entstehen, auszunutzen. Auf Grund der hohen Masse des Charmquark tragen auch die D -Mesonen einen Großteil des Impulses des ursprünglichen Quarks. Dies hängt damit zusammen, dass die D^* -Mesonen durch die Photon-Gluon-Fusion erzeugt werden, wobei ein Paar aus Charm- und Anticharmquark entsteht. Daher teilt sich die Photonenergie auf beide Quarks auf, was zu $z \approx 0,5$ für jedes Quark führt. Die D^* -Mesonen behalten dieses z bei. Die Untergrundereignisse hingegen stammen aus der Fragmentation von leichten Quarks und tragen daher einen geringeren Anteil des Impulses des ursprünglichen Quarks, da mehrere Fragmentati-

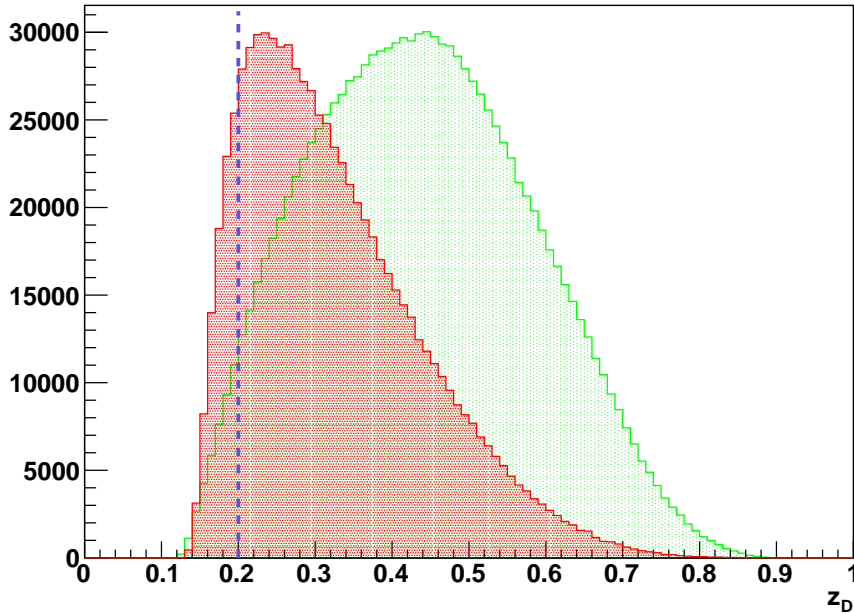


Abbildung 4.5: Vergleich der Verteilungen in z_D für wahre D^0 -Mesonen und Untergrundereignisse. Die Verteilung der Untergrundereignisse wird in rot dargestellt und die der D^0 -Mesonen in grün. Mit einer gestrichelten Linie ist die Position des Schnitts markiert.

onsschritte möglich sind und sich der Impuls somit auf mehrere Teilchen gleichmäßiger verteilt. In Abbildung 4.5 wird die Verteilung von Untergrundereignissen zusammen mit der Verteilung der D^* -Mesonen aus der Monte-Carlo-Simulation gezeigt. Man erkennt, dass die Verteilung der D^* -Mesonen bei einem höheren z_D das Maximum hat als die Verteilung des Untergrundes. Die Verteilung der D^* -Mesonen besitzt, wie erwartet, ein Maximum bei $z_D \approx 0,5$. Aufgrund der Verteilung des Untergrundes wurde der folgende Schnitt vorgenommen, um möglichst einen großen Teil der Untergrundereignisse auszuschließen und dabei möglichst wenige der wahren Ereignisse zu verwerfen:

$$z_D > 0,2.$$

4.4 Ergebnis

Die hier gewählten Schnitte wurden von Alexander Zvyagin gewählt und auf die Daten der Jahre 2002 bis 2007 angewandt [1]. Die daraus selektierten Daten wurden für die hier vorliegende Analyse und ein Crosscheckanalyse von Teilen seiner Analyse verwendet. In Abbildung 4.6 ist das invariante Massenspektrum gezeigt, das sich aus dieser Selektion der D^* -Mesonen für verschiedene Jahre ergibt. Man erkennt im invarianten Massenspektrum den Peak für D^* bei der invarianten Masse des D^0 , da hier nur die invariante Masse des Kaon-Pion-Paares gezeigt ist. Zusätzlich erkennt man auch noch einen Peak bei einer etwas kleineren Masse. Dieser entsteht durch den Zerfall eines D^0 -Mesons in ein geladenes Pion und Kaon zusammen mit einem neutralen π^0 Meson, wobei das π^0 nicht detektiert wurde. Für das Jahr 2004 ergeben sich etwa 2774 D^* -Mesonen.

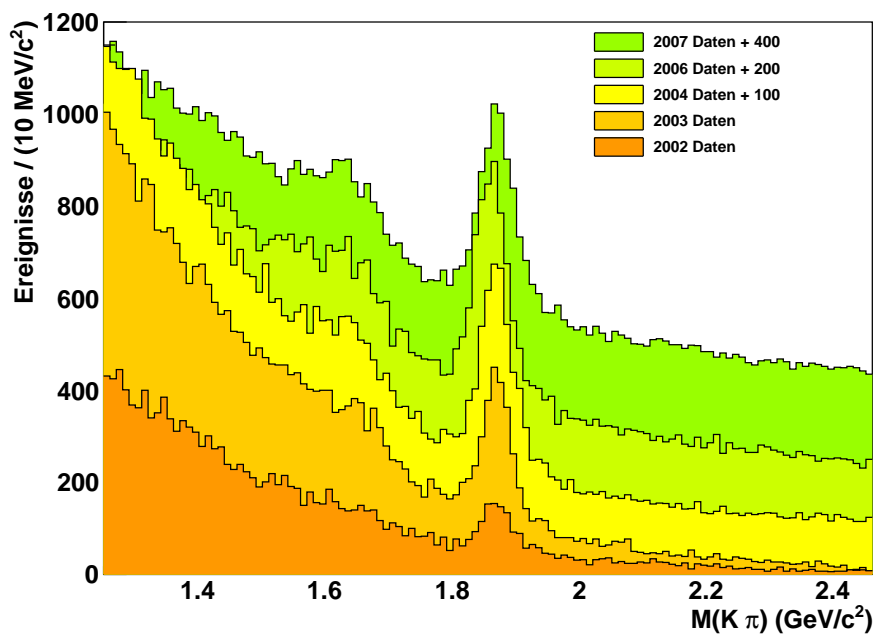


Abbildung 4.6: *Invariantes Massenspektrum der durch ein zusätzliches langsames Pion markierten $K^\mp\pi^\pm$ Paare für die Jahre 2002, 2003, 2004, 2006 und 2007, die alle Selektionskriterien erfüllen. Bei einer invarianten Masse von etwa $1864,8\text{MeV}/c^2$ befinden sich die gesuchten D^* -Mesonen*

Kapitel 5

Signalextraktion und kinematische Verteilung

5.1 Extraktion des D -Meson Signals

Um die Anzahl der D^* -Mesonen zu bestimmen, wurde ein Fit an das invariante Massenspektrum der Kaon-Pion-Paare aus dem Zerfall von D^0 durchgeführt. Dazu wurden verschiedene Möglichkeiten für die Beschreibung der Peaks und des Untergrundes in Betracht gezogen. Zur Beschreibung des Untergrundes wurde einmal eine Exponentialfunktion verwendet und als weitere Möglichkeit ein Polynom. Der Peak des Signals selbst wurde immer durch eine Gaußfunktion beschrieben. Der Peak, der aus dem Dreikörperzerfall des D^0 in ein Kaon-Pion-Paar und ein zusätzliches neutrales Pion, das nicht nachgewiesen wurde, stammt, kann ebenfalls durch eine Gaußfunktion beschrieben werden. Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung einer Funktion, die mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation dieses Zerfalls [1] bestimmt wurde. Sie hat als einzigen freien Parameter die Anzahl der Ereignisse, die sich in diesem Peak befinden. Es ergeben sich die folgenden Funktionen, die an das invariante Massenspektrum angepasst wurden:

Für die Beschreibung des Untergrundes durch eine Exponentialfunktion ergibt sich:

$$F_1(M_{K\pi}) = \underbrace{N_{bgn} \cdot e^{-c \cdot M_{K\pi}}}_{\text{Untergrund}} + \underbrace{\frac{N_{sig}}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot e^{(-\frac{1}{2} \frac{M_{K\pi} - \mu}{\sigma})^2}}_{\text{Signal}} + \underbrace{N_{3bd} \cdot B(M_{K\pi})}_{\text{Dreikörperzerfall}}$$

$$F_2(M_{K\pi}) = \underbrace{N_{bgn} \cdot e^{-c \cdot M_{K\pi}}}_{\text{Untergrund}} + \underbrace{\frac{N_{sig}}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot e^{(-\frac{1}{2} \frac{M_{K\pi} - \mu}{\sigma})^2}}_{\text{Signal}} + \underbrace{\frac{N_{3bd}}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot e^{(-\frac{1}{2} \frac{M_{K\pi} - \mu}{\sigma})^2}}_{\text{Dreikörperzerfall}}.$$

Wenn man den Untergrund durch ein Polynom beschreibt ergibt sich:

$$F_3(M_{K\pi}) = \underbrace{N_{bgn} \cdot ((M_{K\pi} - c_1)^n - c_2)}_{\text{Untergrund}} + \underbrace{\frac{N_{sig}}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot e^{(-\frac{1}{2} \frac{M_{K\pi} - \mu}{\sigma})^2}}_{\text{Signal}} + \underbrace{N_{3bd} \cdot B(M_{K\pi})}_{\text{Dreikörperzerfall}}$$

$$F_4(M_{K\pi}) = \underbrace{N_{bgn} \cdot ((M_{K\pi} - c_1)^n - c_2)}_{\text{Untergrund}} + \underbrace{\frac{N_{sig}}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot e^{(-\frac{1}{2} \frac{M_{K\pi} - \mu}{\sigma})^2}}_{\text{Signal}} + \underbrace{\frac{N_{3bd}}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot e^{(-\frac{1}{2} \frac{M_{K\pi} - \mu}{\sigma})^2}}_{\text{Dreikörperzerfall}}.$$

Dabei ist μ die Position der Gaußfunktion und σ die Standardabweichung. B ist hier die auf eins normierte Funktion aus der Monte-Carlo-Simulation, die den Peak aus dem Dreikörperzerfall

beschreibt. Der Verlauf der Funktion wird dabei durch Stützpunkte beschrieben. Die Konstanten N_{sig} , N_{bgn} und N_{3bd} werden so gewählt, dass sie direkt die Anzahl der Ereignisse angeben, die sich in dem jeweiligen Bereich befinden. Für die Beschreibung des Untergrundes durch ein Polynom wurde anfangs der Exponent auch als ein freier Parameter angenommen, der durch den Fit bestimmt werden musste. Da der Fehler auf diese Variable jedoch sehr gering war, wurde er später fest auf den Wert 4 gesetzt, der sich auch aus dem Fit ergeben hatte.

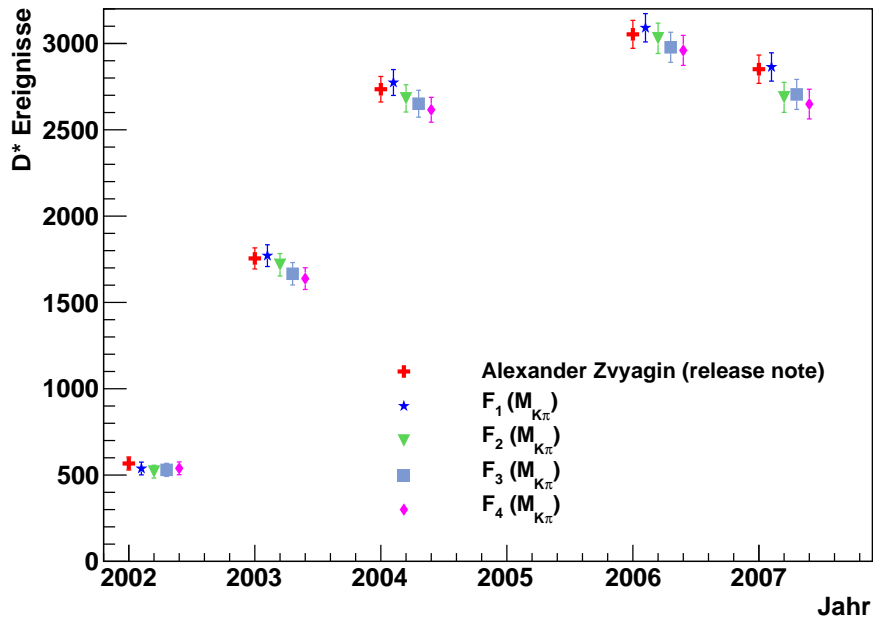


Abbildung 5.1: Vergleich verschiedener Funktionen für die Bestimmung der Anzahl der D^* Mesonen für die Jahre 2002 bis 2007. Es wurden zum Vergleich auch die Ergebnisse von Alexander Zvyagin eingetragen [1].

Die Anpassung der Funktion an das invariante Massenspektrum wurde mit dem ROOFit [25] Paket für ROOT [26] durchgeführt, welches die Parameter über Likelihoods anpasst. In Abbildung 5.1 werden die Ergebnisse der verschiedenen Anpassungen für die einzelnen Jahre verglichen. Man erkennt, dass man nur kleine Unterschiede in der Anzahl an D^* -Mesonen für die einzelnen Möglichkeiten zur Beschreibung des Signals bekommt. Die Ergebnisse für die verschiedenen Beschreibungen sind innerhalb des Fehlers miteinander verträglich. Zum Vergleich der Ergebnisse sind die Ergebnisse der Anpassungen in den Abbildungen 5.2 bis 5.5 zu sehen. Dort sind auch die untergrundsubtrahierten Ergebnisse und die Abweichungen zur angepassten Funktion zu sehen.

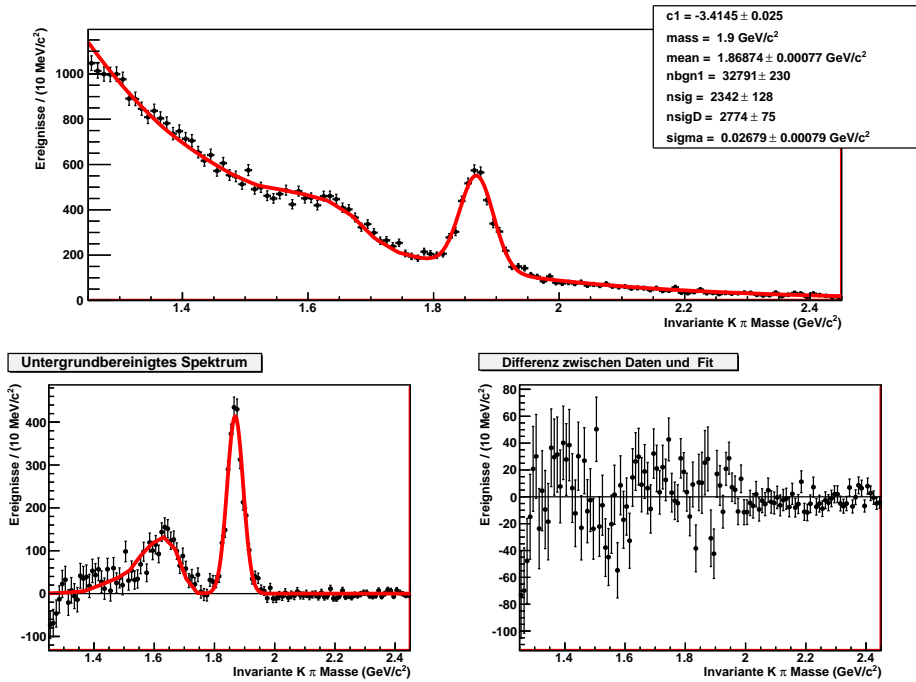


Abbildung 5.2: Ergebnis des Fits der Funktion $F_1(M_{K\pi})$ an die Daten des Jahres 2004.

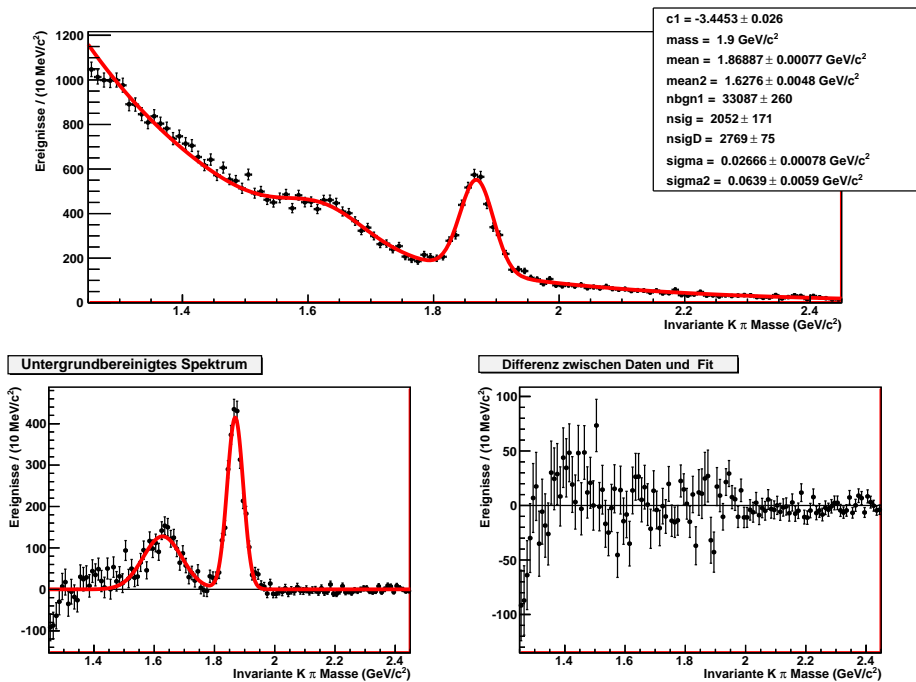


Abbildung 5.3: Ergebnis des Fits der Funktion $F_2(M_{K\pi})$ an die Daten des Jahres 2004.

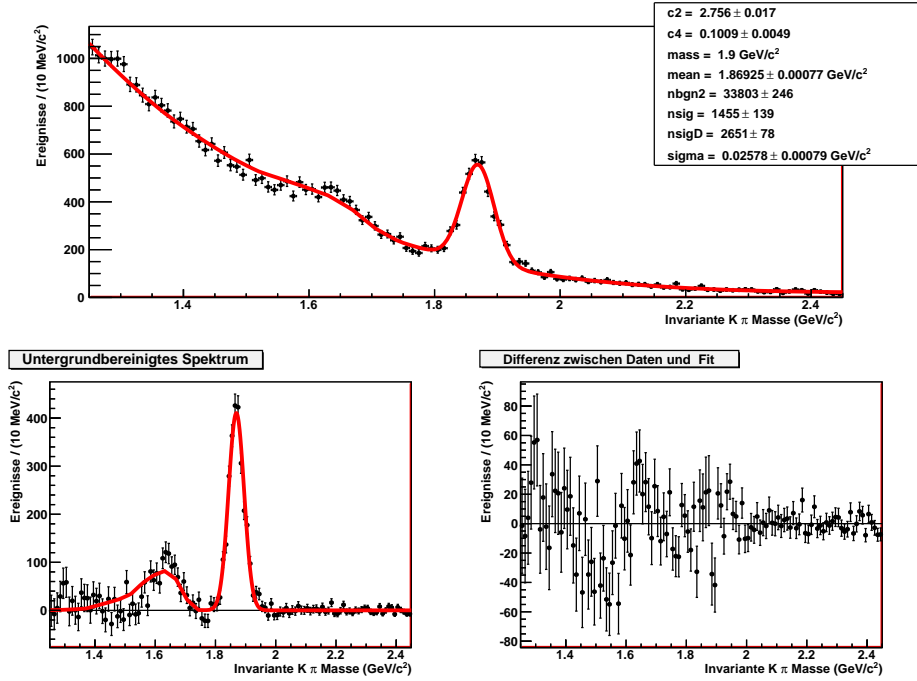


Abbildung 5.4: Ergebnis des Fits der Funktion $F_3(M_{K\pi})$ an die Daten des Jahres 2004.

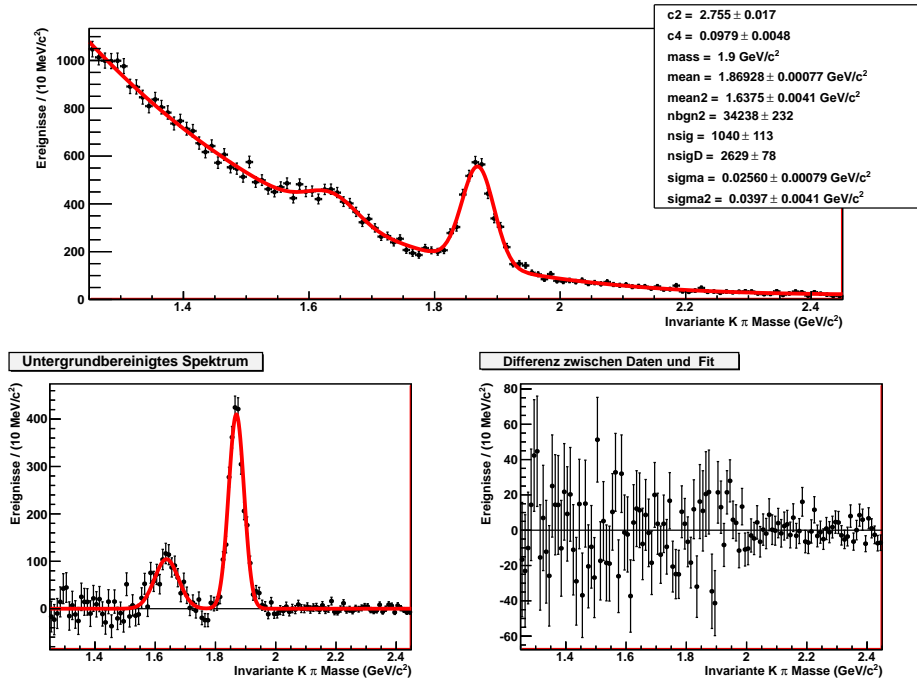


Abbildung 5.5: Ergebnis des Fits der Funktion $F_4(M_{K\pi})$ an die Daten des Jahres 2004.

Für die weitere Analyse wurde die Beschreibung des invarianten Massenspektrums durch eine Exponentialfunktion für den Untergrund und die speziell angepasste Funktion aus der Monte-Carlo-Simulation für den Peak aus dem Dreikörperzerfall verwendet, da angenommen wurde,

dass die Beschreibung durch die Funktion aus der Monte-Carlo-Simulation den Peak besser beschreibt und eine einfach logarithmische Auftragung des Massenspektrums einen exponentiellen Zusammenhang für den Untergrund vermuten lässt. Diese Funktion wurde auch von Alexander Zvyagin gewählt.

5.2 Kinematische Verteilung

Um einen Eindruck von den kinematischen Verteilungen der D^* -Ereignisse im Vergleich zu denen des Untergrundes zu bekommen, wurden die nicht akzeptanzkorrigierten Verteilungen des Untergrundes und der D^* -Mesonen für die Summe aller Daten der Jahre 2002 bis 2006 zusammen verwendet.

Für die D^* -Mesonen wurde die Anzahl der Ereignisse durch den oben beschriebenen Fit an das invariante Massenspektrum bestimmt. Die Anzahl der Untergrundereignisse für den jeweiligen Bin werden mit Hilfe von Seitenbins ermittelt. Die Mittelpunkte der beiden Seitenbins befinden sich $100 \text{ MeV}/c^2$ oberhalb oder unterhalb der D^0 -Masse und sind $50 \text{ MeV}/c^2$ breit. In Abbildung 5.6 sind die Positionen der beiden Seitenbins im invarianten Massenspektrum angedeutet.

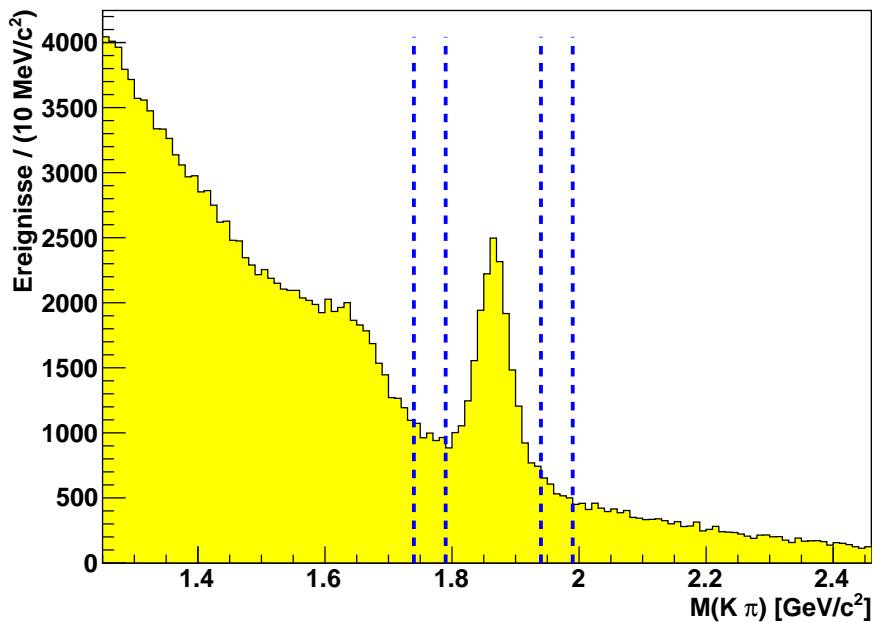


Abbildung 5.6: Lage der Seitenbins zur Bestimmung der Anzahl an Untergrundereignissen im invarianten Massenspektrum von Kaon-Pion-Paaren.

In Abbildung 5.7 sind die kinematischen Verteilungen für den Untergrund zusammen mit den Verteilungen der D^* -Mesonen zu sehen. Für die Verteilungen in Q^2 und x_{Bj} lässt sich nur bei größeren Werten ein Unterschied zwischen den beiden Verteilungen erkennen, wohingegen für die Verteilungen als Funktion der Kaon-Pion-Energie kein Unterschied zwischen dem Untergrund und den D^* -Mesonen zu erkennen ist. Bei der kinematischen Verteilung als Funktion der virtuellen Photon Energie ν lässt sich ein Unterschied bei kleinen ν feststellen. In den beiden anderen Verteilungen zeigen sich größere Unterschiede zwischen Untergrund und D^* -Mesonen. Die Verteilung in z_D zeigt, dass das Maximum der Verteilung des Untergrundes bei kleineren z_D

liegt als das der Verteilung der D^* -Mesonen. Als Funktion des transversalen Impulses p_T , relativ zur Strahlrichtung, erkennt man, dass es sich um einen nahezu exponentiellen Abfall zu handeln scheint. Die Verteilung des Untergrundes fällt jedoch schneller ab als die der D^* -Mesonen. Diese Unterschiede in den kinematischen Verteilungen weisen auf die Unterschiede in der Entstehung der beiden Komponenten hin. Die D^* -Mesonen entstehen aus der Fragmentation eines schweren Quarks, wohingegen der Untergrund hauptsächlich aus kombinatorischen Untergrund besteht. Dieser stammt jedoch nicht aus der Fragmentation von schweren Quarks, sondern aus der Fragmentation leichter Quarks.

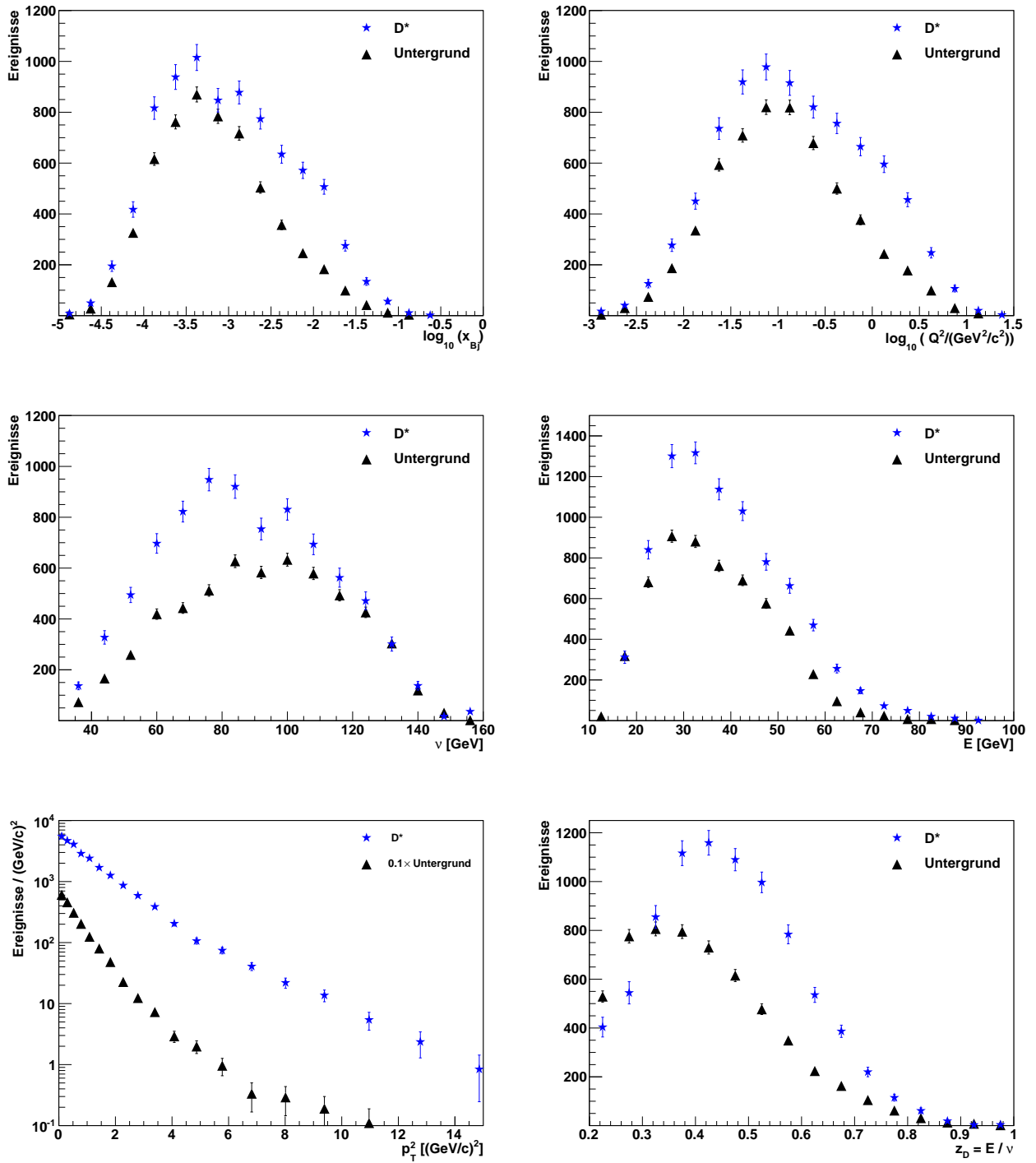


Abbildung 5.7: Kinematische Verteilung, ohne Akzeptanzkorrektur, der D^* -Ereignisse und des Untergrundes für die Summe der Daten der Jahre 2002 bis 2006. Gezeigt sind die Verteilungen in Q^2 , x_{Bj} , ν , E_D , z_D und p_T^2 .

Kapitel 6

Akzeptanzen für D-Mesonen

Um die differentiellen Wirkungsquerschnitte berechnen zu können, durch die man die Strukturfunktion F_2^{cc} bestimmen kann, ist es notwendig, die Akzeptanz für D^* -Mesonen zu kennen. Um diese zu bestimmen, wurde für den Detektoraufbau des Jahres 2004 eine vollständige Monte-Carlo-Simulation von Alexander Zvyagin [1] durchgeführt, bei der alle Trigger mit simuliert wurde. Anschließend wurde die gleiche Version von CORAL [21] zur Rekonstruktion der Ereignisse verwendet, die auch für die Daten des Jahres 2004 verwendet wurde. Die Monte-Carlo-Simulation wurde nur für die Produktion von Charm- und Anticharmquarks über den Photon-Gluon-Fusions-Prozess durchgeführt. Dabei wurde für den Zerfall $D^* \rightarrow D^0\pi \rightarrow K\pi\pi$ das Verzweigungsverhältnis auf 100% gesetzt. Der Untergrund wurde dabei nicht simuliert. Die Simulationen für D^{*+} und D^{*-} wurde getrennt voneinander durchgeführt. Der Vorteil der Simulation liegt darin, dass nicht nur die geometrische Akzeptanz der Detektoren berücksichtigt wird, sondern auch Effekte, die durch die Detektoren selbst entstehen, wie die verschiedenen Materialien, die durchquert werden, und die Antwort der Detektoren selbst. Für die Simulation wurde der AROMA Generator [27] verwendet. Dieser Generator nimmt den Prozess der Photon-Gluon-Fusion als Hauptproduktionsmechanismus (vergleiche Abbildung 6.1) für die Produktion des Charm- und Anticharmquark-Paares an.

Um eine sehr gute Statistik zu bekommen, wurden für die beiden Zerfälle jeweils etwa 10 Millionen Ereignisse simuliert. Die Simulation mit AROMA selbst wurde von Alexander Zvyagin gemacht [1]. Die hier beschriebene Bestimmung der Akzeptanz für D^* -Mesonen geschah im Rahmen eines Crosschecks für seine Arbeit. Die rekonstruierten Ereignisse aus der Simulation wurden genau so wie die Ereignisse aus den realen Daten behandelt und die gleichen Schnitte wurden durchgeführt. Bei den generierten Daten hingegen wurden nur einfache Schnitte angewandt, wie die Bedingung, dass der Vertex innerhalb des Targets liegen soll und dass es ein einlaufendes und ein gestreutes Myon gibt, die das gesamte Target durchquert haben. Die gespeicherten Generatorinformationen wurden dabei genutzt, um nur diese Zerfälle zu selektieren, die auch wirklich aus dem Zerfall eines D^* stammen.

6.1 Behandlung des Ring-Imaging-Cherenkov-Detektors

Die Simulation der Effizienz des Ring-Imaging-Cherenkov-Detektors wurde nicht mit der Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Die Simulation wurde erst innerhalb des Analyseprogramms durchgeführt. Dazu wurden Tabellen genutzt, die die Antwort des Detektors beschreiben. Diese Tabellen enthalten die Wahrscheinlichkeiten für die Identifikation eines Teilchen beziehungsweise für die Fehlidentifikation von diesen. Um diese Tabellen zu erstellen, wurden Zerfälle betrachtet, bei denen man sicher sein kann, dass man Kaonen beziehungsweise Pionen vorliegen

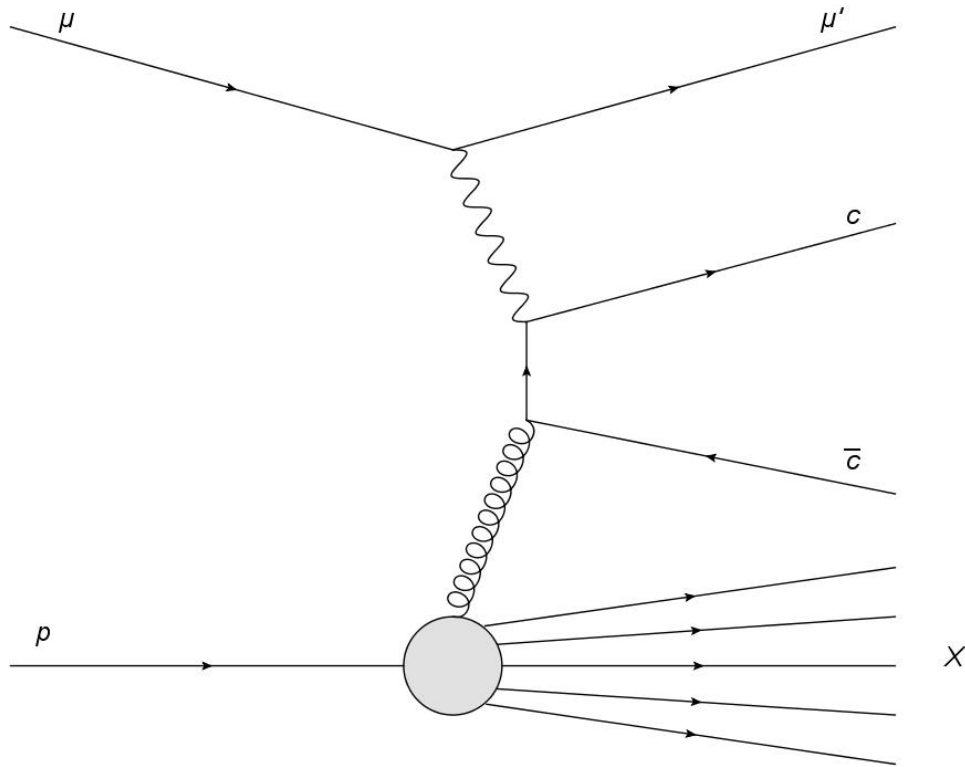


Abbildung 6.1: Feynman-Diagramm für den Prozess der Photon-Gluon-Fusion bei dem ein Charm- Anticharmquark-Paar entsteht

hat. Für die Pionen wird der Zerfall $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ betrachtet und für die Kaonen der Zerfall $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$. Wenn man bei diesen Zerfällen eins der beiden Teilchen positiv im Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor identifiziert, kann man über das zweite Teilchen die Effizienz des Detektors bestimmen. In dem hier vorliegenden Fall wurden die Tabellen für K^\pm und π^\pm verwendet. Diese existieren für den Fall, dass das Pion als ein Pion identifiziert wird und für den Fall, dass das Pion falsch als ein Kaon identifiziert wird. Die gleichen Werte gibt es auch für die Kaonen. Ein Beispiel für die tabellierten Werte ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Dort werden beispielsweise die Werte für die Identifizierung eines π^- als π^- gezeigt. Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeit einer Fehlidentifikation des Pions als ein Kaon zu der Wahrscheinlichkeit für eine positive Identifikation liegt in diesem Fall zwischen 2% und 8%.

Um den Teilchen die entsprechenden Wahrscheinlichkeiten zuzuweisen, wurden die Parameter des Teilchen an der Position des Detektors selbst bestimmt und anschließend aus dem Impuls und dem Eintrittswinkel in den Detektor der Wert aus den Tabellen für eine richtige beziehungsweise falsche Identifikation bestimmt. Durch einen Zufallsgenerator wurde anschließend bestimmt, welche der beiden Möglichkeiten eintritt.

6.2 Ergebnisse der Akzeptanzbestimmung

Die gesuchten Akzeptanzen lassen sich mit den so selektierten Daten recht einfach bestimmen, da man aus der Simulation ein sehr reines Ergebnis ohne viele Untergründereignisse erhält. Aus den generierten Informationen lässt sich direkt die Zahl der D^* -Mesonen entnehmen, die erzeugt wurden. Da diese zusätzlich auch noch wie die realen Daten behandelt wurden, lässt sich auch die Anzahl der D^* -Mesonen bestimmen, die vom Detektor nachgewiesen und rekonstruiert

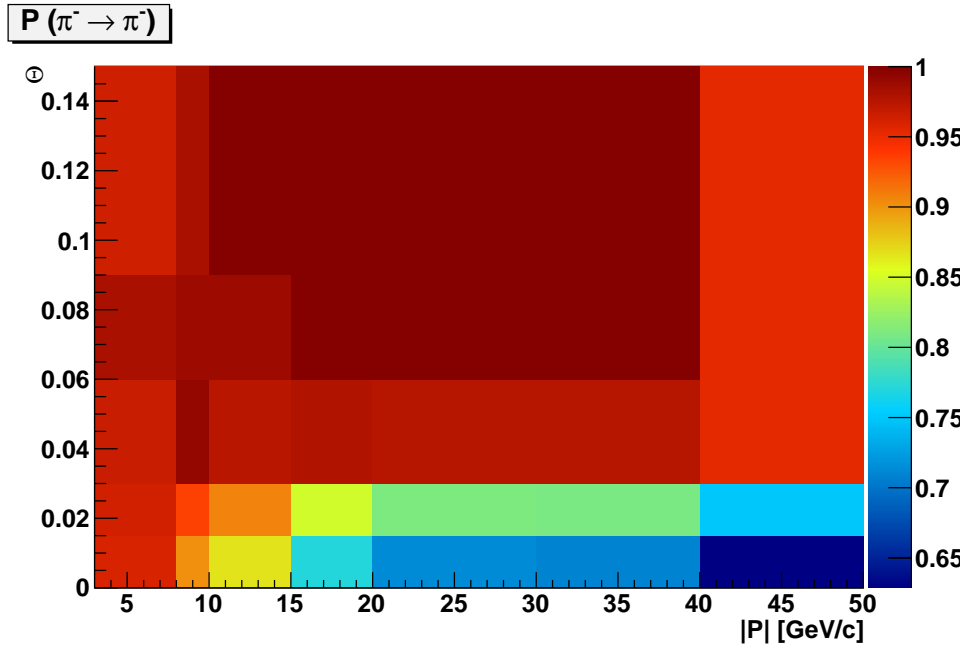


Abbildung 6.2: Beispiel für die tabellierten Werte zur Nachweiswahrscheinlichkeit des RICH. Hier für den Fall einer positiven Identifikation eines π^-

wurden. Zwei Beispiele für die generierten und rekonstruierten Verteilungen sind in Abbildung 6.3 zu sehen. Mit diesen beiden Informationen ist es nun möglich, die Akzeptanz wie folgt zu berechnen:

$$\mathcal{A} = \frac{N_{rec}}{N_{gen}}$$

N_{gen} ist dabei die Anzahl der generierten Ereignisse und N_{rec} die Anzahl der davon rekonstruierten.

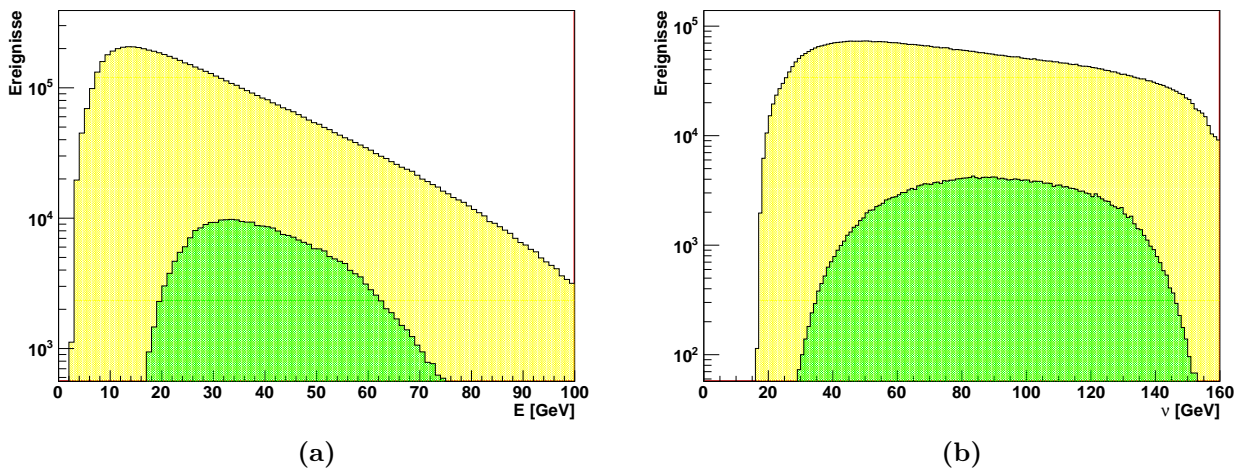


Abbildung 6.3: Vergleich der generierten Verteilung (gelb) mit der rekonstruierten Verteilung (grün) für die Energie des D^0 (a) und die virtuelle Photonenergie ν (b).

In Abbildung 6.4 ist die „inklusive“ Myon-Akzeptanz gezeigt. Diese wird dadurch bestimmt, dass man an die rekonstruierten Ereignisse die Forderung stellt, dass es ein rekonstruiertes einlaufendes und ein rekonstruiertes gestreutes Myon, zusammen mit einem primären Vertex innerhalb des Targets, besitzt. Man erkennt, dass die „inklusive“ Myon-Akzeptanz bei etwa 80% liegt. Die Strukturen, die man hierbei erkennt, hängen mit den verschiedenen verwendeten Triggern zusammen, die unterschiedliche kinematische Bereiche abdecken.

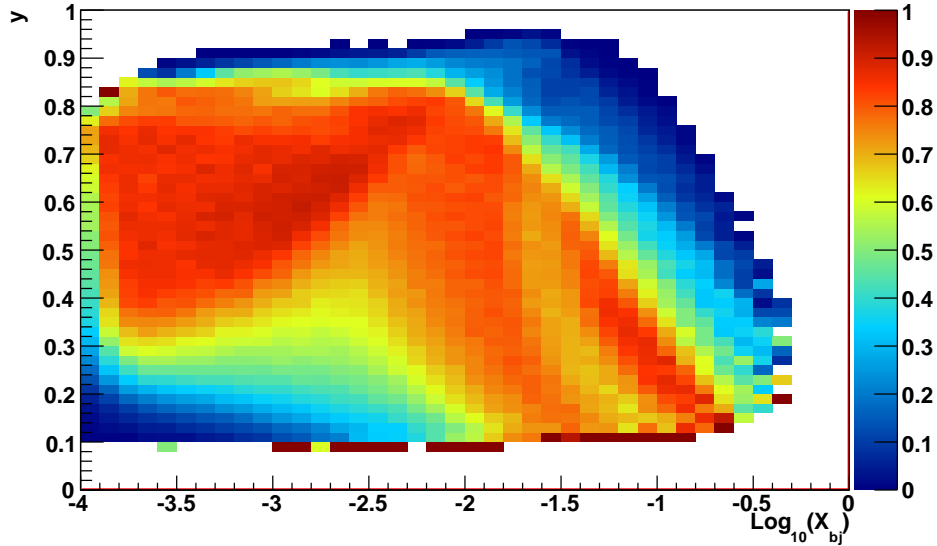


Abbildung 6.4: Inklusive Myonakzeptanz für das Jahr 2004

Wenn man nun zusätzlich noch verlangt, dass in dem Ereignis ein D^* -Meson rekonstruiert werden konnte, erhält man die Akzeptanz für D^* -Mesonen in x_{Bj} und y . Diese ist zusammen mit der rekonstruierten Verteilung in Abbildung 6.5 zu sehen. Man erkennt, dass die Akzeptanz jetzt nur noch bei etwa 10% liegt. Der Grund dafür ist, dass jetzt neben dem Myon auch noch die drei Hadronen aus dem Zerfall selbst detektiert und rekonstruiert werden müssen. Man erkennt auch einen Einbruch der Akzeptanz bei $y < 0,2$. Dies hängt mit der Benutzung des Ring-Imaging-Cherenkov-Detektors zusammen, da die Hadronen in diesem Fall zusammen eine Energie besitzen, die kleiner als 32 GeV ist. Teilt man die Energie gleichmäßig auf die mindestens vier Teilchen, die bei der Reaktion entstehen, auf, erkennt man, dass die Kaonen dann unterhalb der Cherenkov-Schwelle liegen.

Für die spätere Bestimmung der Strukturfunktion ist es notwendig, die Akzeptanz in x_{Bj} und Q^2 beziehungsweise ν zu bestimmen. Das Ergebnis davon ist in den Abbildungen 6.6 und 6.7 zu sehen. Zusätzlich werden hier auch die Akzeptanzen für den Fall gezeigt, dass noch zusätzlich ein Schnitt auf die Energie des D^0 gemacht wird, sodass diese zwischen 20 GeV und 80 GeV liegt. Die Begründung für diesen Energieschnitt zeigt sich in Abbildung 6.8. Dort ist die Akzeptanz als Funktion der D^0 -Energie und des transversalen Impulses p_T aufgetragen. Man erkennt, dass die Akzeptanz außerhalb dieses Energiebereiches stark abnimmt. Die Akzeptanz in x_{Bj} und Q^2 mit Energieschnitt liegt in diesem Fall zwischen 7% und 9%. Ohne den Energieschnitt liegt die Akzeptanz zwischen 5% und 7%.

Da die Statistik der Daten von 2004 nicht ausreicht, um mehrdimensionale Akzeptanzen getrennt für D^{*+} und D^{*-} zu verwenden, werden eindimensionale Akzeptanzen verwendet. Zusätzlich lassen sich in den eindimensionalen Akzeptanzen auch besser mögliche Unterschiede in der Detektion von D^{*+} und D^{*-} erkennen. Dazu werden die eindimensionalen Akzeptanzen als

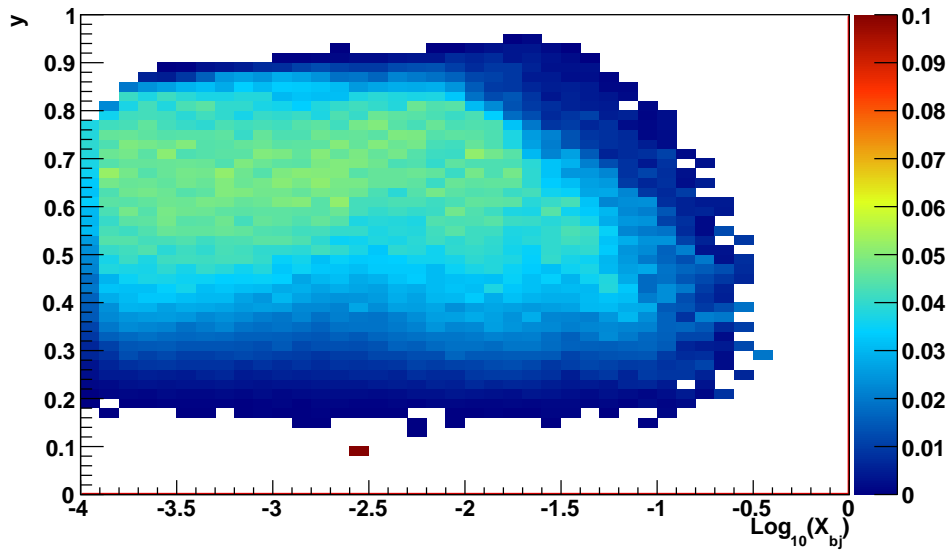


Abbildung 6.5: Akzeptanz für D^* -Mesonen für das Jahr 2004 als Funktion von x_{Bj} und y .

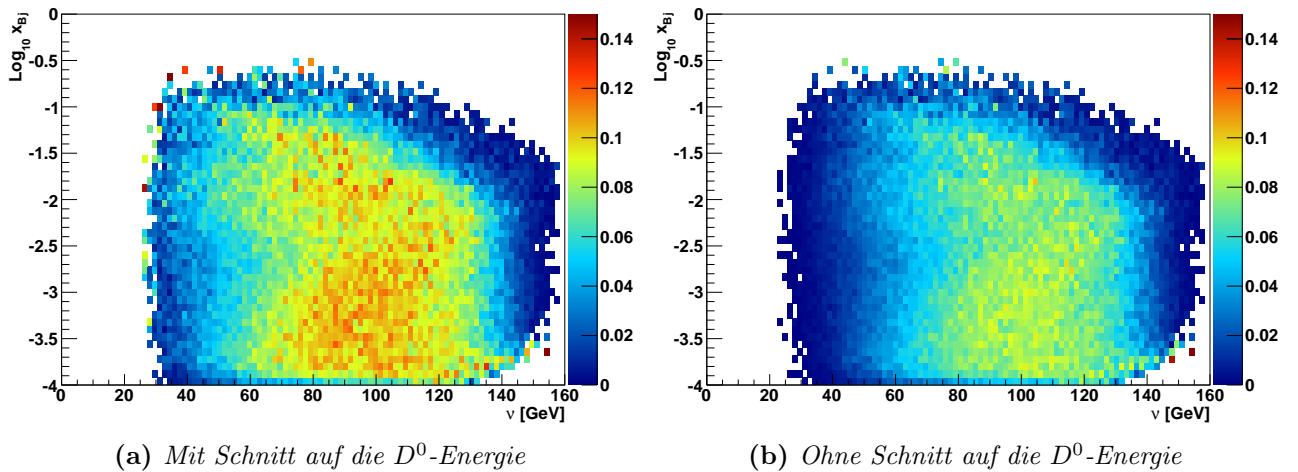


Abbildung 6.6: Akzeptanz für die D^* -Mesonen für das Jahr 2004 als Funktion von x_{Bj} und ν . Zusätzlich ist der Effekt des Schnitts auf die Energie der D^0 -Mesonen gezeigt

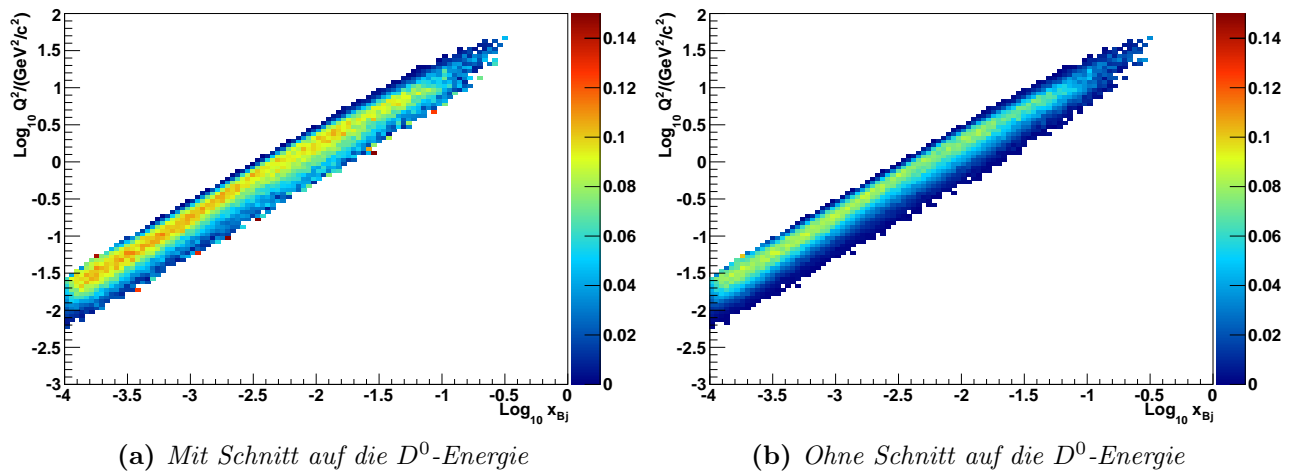


Abbildung 6.7: Akzeptanz für die D^* -Mesonen für das Jahr 2004 als Funktion von x_{Bj} und Q^2 . Zusätzlich ist der Effekt des Schnitts auf die Energie der D^0 -Mesonen gezeigt

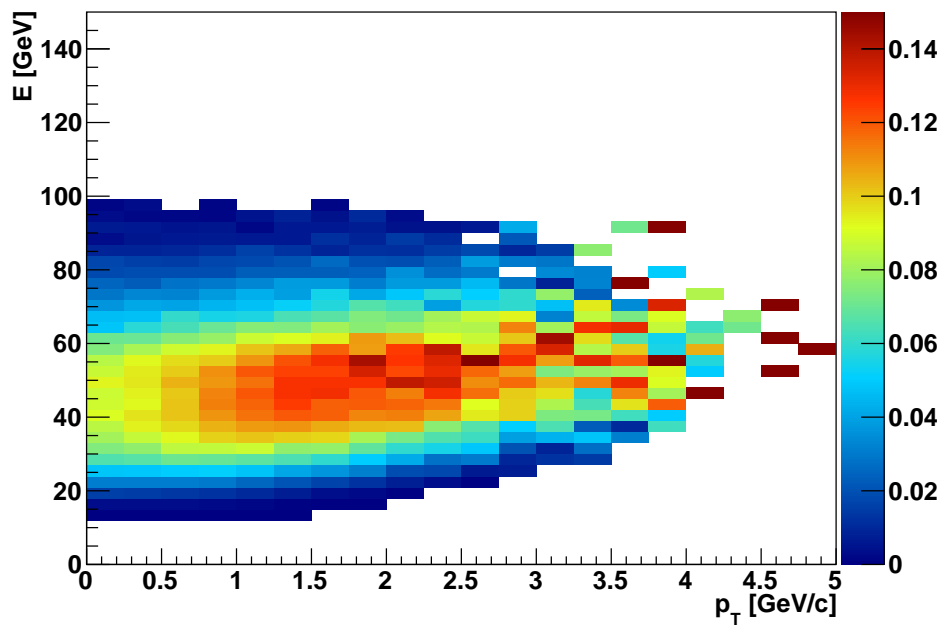


Abbildung 6.8: Akzeptanz für D^* -Mesonen für das Jahr 2004 als Funktion von E_D und p_T .

Funktion von Q^2 , x_{Bj} und ν für D^{*+} und D^{*-} miteinander verglichen. Man erkennt, dass es zwar kleine Unterschiede in der Akzeptanz gibt, diese sind jedoch sehr gering. Die Akzeptanzen mit dem zusätzlichen Schnitt auf die D^0 -Energie liegen bei etwa 5% für Q^2 und x_{Bj} und bei etwa 7% für ν . Diese sind in den Abbildungen 6.9 bis 6.11 zu sehen.

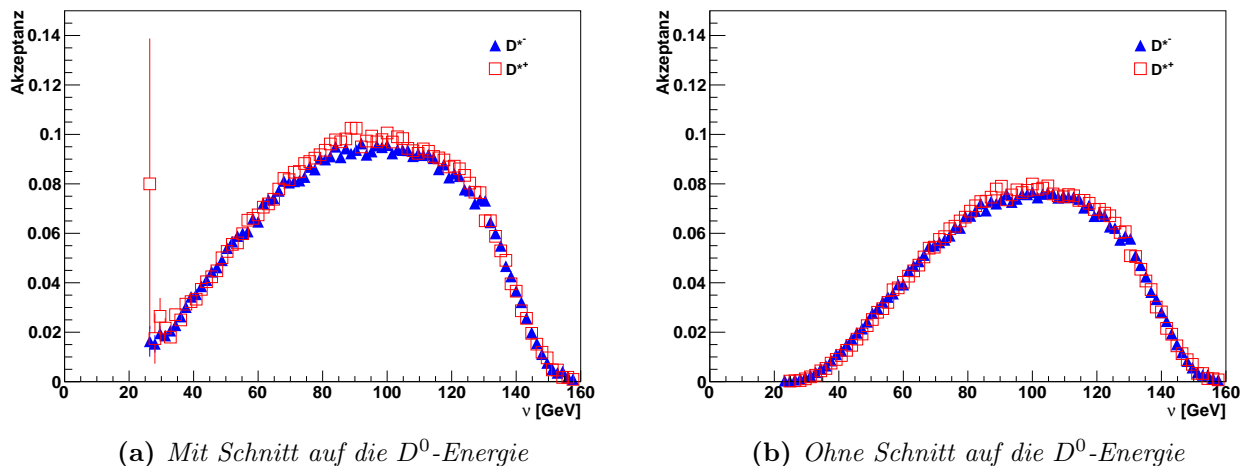


Abbildung 6.9: Akzeptanz für die D^* -Mesonen für das Jahr 2004 als Funktion von ν . Zusätzlich ist der Effekt des Schnitts auf die Energie der D^0 -Mesonen gezeigt

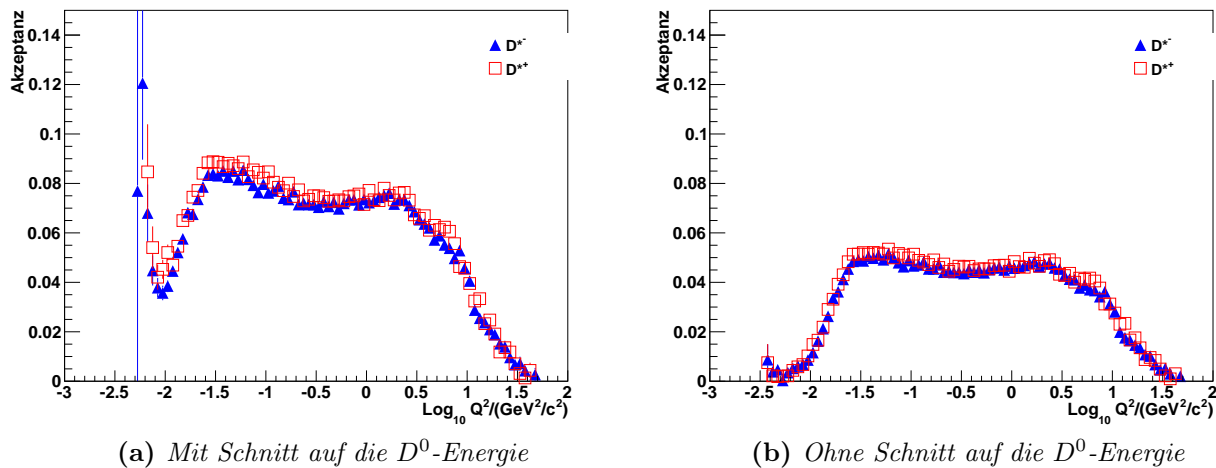
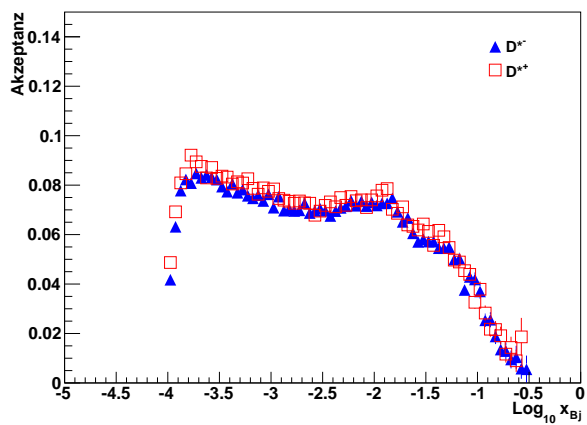
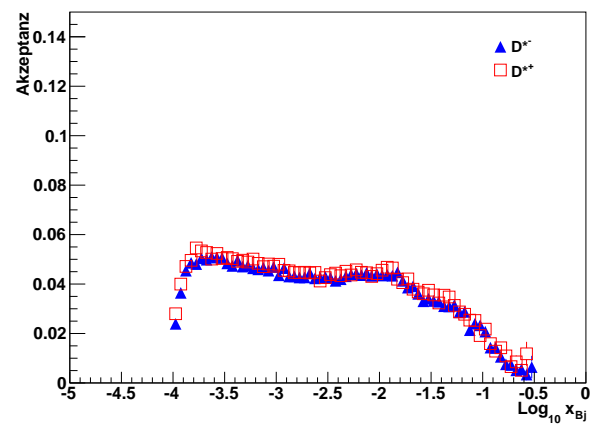


Abbildung 6.10: Akzeptanz für die D^* -Mesonen für das Jahr 2004 als Funktion von Q^2 . Zusätzlich ist der Effekt des Schnitts auf die Energie der D^0 -Mesonen gezeigt



(a) *Mit Schnitt auf die D^0 -Energie*



(b) *Ohne Schnitt auf die D^0 -Energie*

Abbildung 6.11: Akzeptanz für die D^* -Mesonen für das Jahr 2004 als Funktion von x_{Bj} . Zusätzlich ist der Effekt des Schnitts auf die Energie der D^0 -Mesonen gezeigt

Kapitel 7

Wirkungsquerschnitt für Charm-Produktion

Im ersten Schritt werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte in Bins von x_{Bj} und Q^2 beziehungsweise ν und x_{Bj} bestimmt, aus denen im nächsten Kapitel F_2^c extrahiert wird. Zur Bestimmung der Grenzen der Bins werden die Verteilungen der selektierten D^* -Ereignisse im Bereich von $\pm 70 \text{ MeV}/c^2$ um die D^0 -Masse verwendet, da in diesem Bereich der Anteil des Signals mit etwa 50% sehr hoch ist. Die Bins wurden so gewählt, dass mit ihnen möglichst der gesamte Bereich, der von den Daten abgedeckt wird, verwendet wird. Eine weitere Bedingung, die an die Bins gestellt wurde, verlangt, dass jeder Bin vollständig mit Daten gefüllt sein sollte, da ansonsten noch berücksichtigt werden müsste, zu welchem Teil der Bin mit Daten gefüllt ist und dies mit in die Berechnungen einbezogen werden müsste. Des Weiteren wurde versucht, für jedes fest gewählte Intervall jeweils zwei Bins zu bekommen. Für die Einteilung der Bins in ν wurde neben den schon genannten Kriterien auch noch beachtet, dass die EMC-Kollaboration zuvor schon die Strukturfunktion F_2^{cc} bestimmt hatte [28]. Da dort Intervalle in ν betrachtet wurden und die kinematischen Bereiche der Experimente überlappen, wurde hier versucht, die gleichen Grenzen zu wählen. Dies gilt nur für den mittleren ν Bin. In Abbildung 7.1 ist die Einteilung für feste Werte von Q^2 gegen x_{Bj} zu sehen. In Abbildung 7.2 ist die Einteilung der Bins für feste Werte von ν gegen x_{bj} zu sehen. Zur besseren Übersicht sind die Grenzen der Bins nochmal in den Tabellen 7.1 und 7.2 zusammengefasst.

7.1 Bestimmung der integrierten Luminosität

Für die Bestimmung der Luminosität wurde die Anzahl an Myonen gezählt, die einen Treffer in den szintillierenden Faserdetektoren direkt vor dem Target haben. Deren Anzahl beträgt etwa $2 \cdot 10^8/\text{Spill}$. Nur ein Teil dieser Myonen erfüllt allerdings auch die Bedingungen, die bei der Rekonstruktion an die Myonen gestellt wurden (Siehe Kapitel 4.1). Ihr Anteil wurde mit Random-Trigger-Ereignissen bestimmt. In diesen Daten werden die vorhandenen Strahlmyonen in der BMS und dem Spektrometer rekonstruiert, wodurch die geforderten Bedingungen überprüft werden können. Unter Berücksichtigung der Rekonstruktionseffizienz und der Totzeit der Datenerfassung und des Triggersystems sowie der Targetdicke für das Jahr 2004 von $3,49 \cdot 10^{25} \frac{\text{Nukleonen}}{\text{cm}^2}$ lässt sich die Luminosität zu $L = 707/\text{pb} \pm 15\%$ bestimmen. Diese Bestimmung wurde von Alexander Zvyagin für seine Analyse durchgeführt [1].

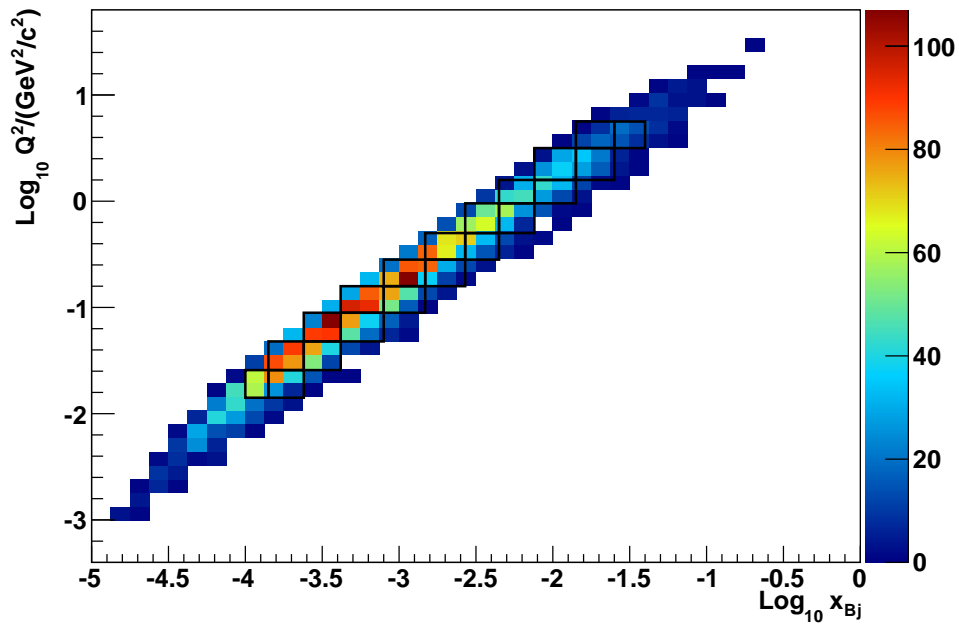


Abbildung 7.1: Wahl der Grenzen für jeden Bin für einen festen Bereich in Q^2 als Funktion von x_{bj}

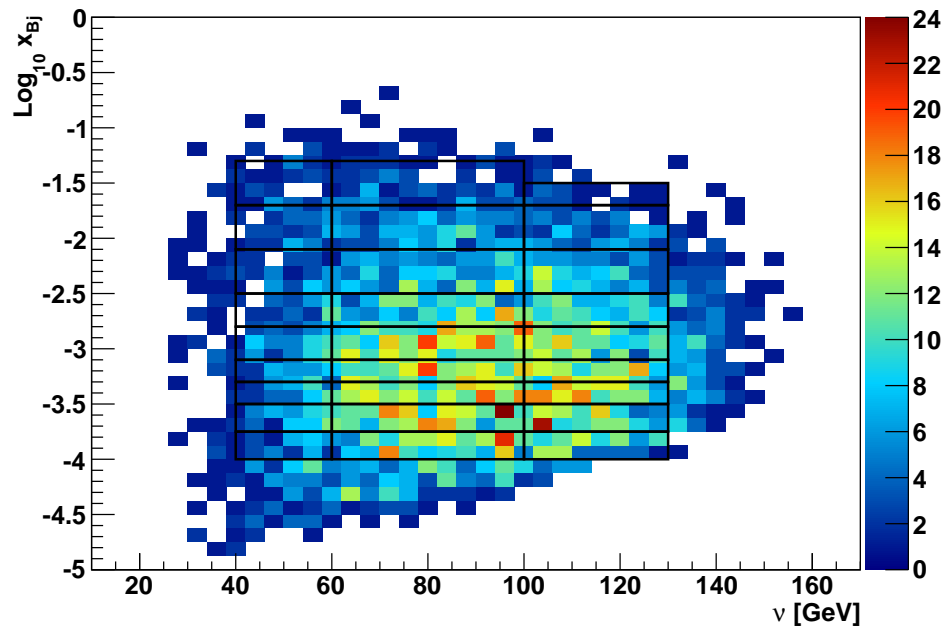


Abbildung 7.2: Wahl der Grenzen für jeden Bin für einen festen Bereich in ν als Funktion von x_{bj}

				$\nu_{min} [GeV]$	$\nu_{max} [GeV]$	$x_{Bj,min}$	$x_{Bj,max}$
				40	60	0,00010	0,00018
						0,00018	0,00032
						0,00032	0,00050
						0,00050	0,00079
						0,00079	0,00158
						0,0016	0,0032
						0,0032	0,0079
						0,0079	0,0200
						0,0200	0,0501
				60	100	0,00010	0,00018
						0,00018	0,00032
						0,00032	0,00050
						0,00050	0,00079
						0,00079	0,00158
						0,0016	0,0032
						0,0032	0,0079
						0,0079	0,0200
						0,0200	0,0501
				100	130	0,00010	0,00018
						0,00018	0,00032
						0,00032	0,00050
						0,00050	0,00079
						0,00079	0,00158
						0,0016	0,0032
						0,0032	0,0079
						0,0079	0,0200
						0,0200	0,0316
$Q_{min}^2 [GeV^2/c^2]$	$Q_{max}^2 [GeV^2/c^2]$	$x_{Bj,min}$	$x_{Bj,max}$				
0,014	0,026	0,0001	0,00014				
		0,00014	0,0002				
0,026	0,048	0,00014	0,0002				
		0,0002	0,0004				
0,048	0,089	0,0002	0,0004				
		0,0004	0,0008				
0,089	0,158	0,0004	0,0008				
		0,0008	0,0015				
0,16	0,28	0,0008	0,0015				
		0,0015	0,0027				
0,28	0,50	0,0015	0,0027				
		0,0027	0,0045				
0,50	0,95	0,0027	0,0045				
		0,0045	0,0076				
0,95	1,58	0,0045	0,0076				
		0,0076	0,0141				
1,58	3,16	0,0076	0,0141				
		0,0141	0,0251				
3,16	5,62	0,0141	0,0251				
		0,0251	0,0398				

Tabelle 7.1: Einteilung der Bins in Q^2 und x_{Bj}

Tabelle 7.2: Einteilung der Bins in ν und x_{Bj}

7.2 Der differenzielle Wirkungsquerschnitt

Mit der integrierten Luminosität und der zuvor bestimmten Akzeptanz (vergleiche Kapitel 6) ist es nun möglich, die differenziellen Wirkungsquerschnitte zu bestimmen. Dazu wird zusätzlich noch das Verzweigungsverhältnis für den betrachteten Zerfall

$$D^* \rightarrow D^0 \pi \rightarrow K \pi \pi$$

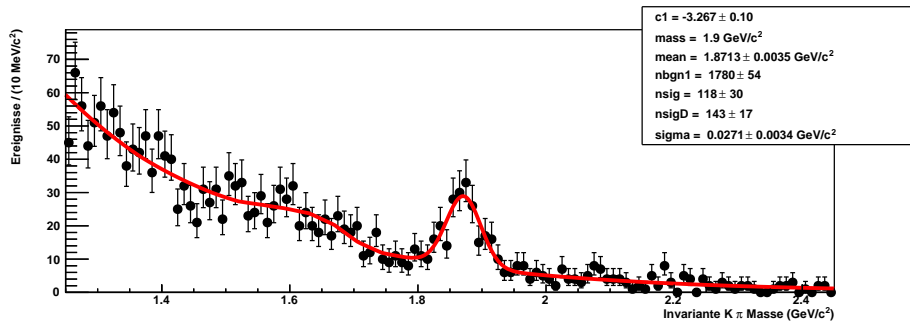
benötigt. Dieses lässt sich aus den beiden Verzweigungsverhältnissen für den Zerfall des D^* in ein D^0 und ein Pion und den zweiten Zerfall des D^0 in ein Kaon und ein Pion zusammen. Für den Zerfall des D^* , beträgt das Verzweigungsverhältnis $(67,7 \pm 0,5)\%$ [12] und für den Zerfall des D^0 beträgt es $(3,89 \pm 0,05)\%$ [12]. Daraus ergibt sich für den gesuchten Kanal ein Verzweigungsverhältnis von $(2,63 \pm 0,04)\%$. Damit lassen sich nun die differentiellen Wirkungsquerschnitte nach folgender Formel bestimmen:

$$\frac{d^2\sigma}{dXdY} = \frac{N(D^*)}{\mathcal{L} \cdot \mathcal{A} \cdot BR \cdot \Delta X \cdot \Delta Y}$$

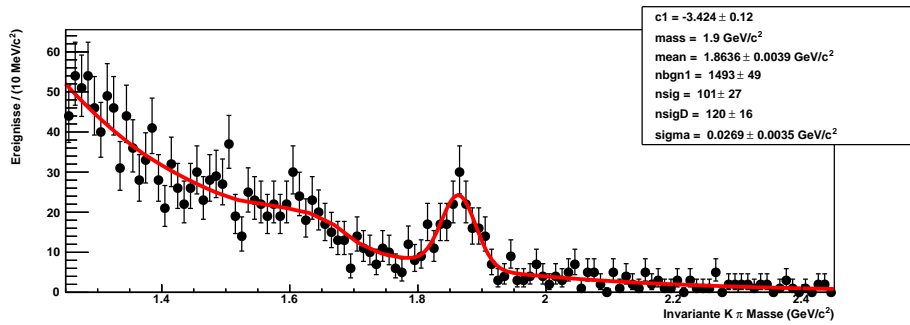
Dabei sind $N(D^*)$ die Anzahl der D^* -Ereignisse, die, wie in Kapitel 5 beschrieben, aus einem Fit an das invariante Massenspektrum für den jeweiligen kinematischen Bereich bestimmt wurden. \mathcal{L} ist die integrierte Luminosität, \mathcal{A} die Akzeptanz, BR das Verzweigungsverhältnis und ΔX und ΔY die Binbreiten in der jeweiligen Variablen. Für die hier betrachteten differentiellen Wirkungsquerschnitte sind X und Y x_{Bj} und Q^2 beziehungsweise ν und x_{Bj} . In Abbildung 7.3 sind einige Beispiele für die Fitkurven zur Bestimmung der Anzahl an D^* -Mesonen zu sehen.

In den Abbildungen 7.5 und 7.6 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den verschiedenen Variablen gezeigt. Die Werte für die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in den Tabellen A.1 und A.2 aufgelistet. Zusätzlich wird dort auch das Ergebnis gezeigt, das sich ergibt, wenn man den zusätzlichen Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen, von $20 \text{ GeV} < E_D < 80 \text{ GeV}$ macht. Dieser zusätzliche Schnitt ermöglicht es, den Wirkungsquerschnitt für die D^* -Produktion mit dem Ergebnis aus [1] zu vergleichen.

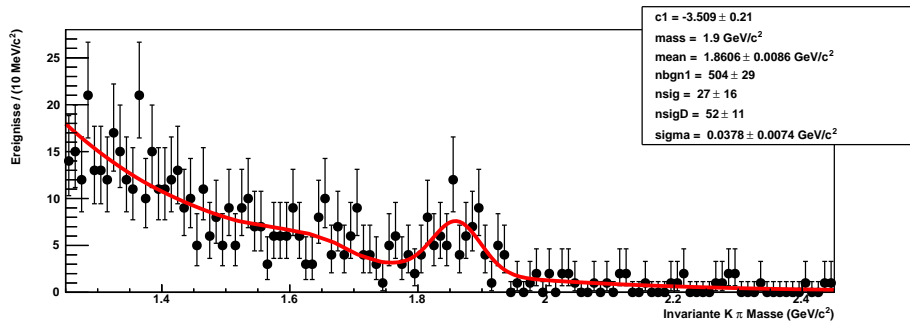
Um nun noch den totalen Wirkungsquerschnitt für einen Vergleich mit dem Ergebnis von Alexander Zvyagin zu bestimmen, wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte addiert und mit den jeweiligen Binbreiten multipliziert. Da es bei der hier vorgenommenen Einteilung Bereiche gibt, die nicht abgedeckt werden, wurde für die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitt eine Einteilung gewählt, bei der alle Ereignisse berücksichtigt werden. Mit dem Schnitt auf die D^0 -Energie, erhält man so einen totalen Wirkungsquerschnitt von $\sigma = (1,84 \pm 0,05 \pm 0,28) \text{ nb}$. Dabei beträgt der statistische Fehler $0,05 \text{ nb}$ und der Fehler durch die Luminosität von 15% beträgt $0,28 \text{ nb}$. Insgesamt ergibt sich daraus ein Wert von $\sigma = (1,8 \pm 0,28) \text{ nb}$. Dabei wurden die beiden Fehler quadratisch addiert. Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus der Analyse der Wirkungsquerschnitte für die D^* -Produktion von $\sigma = (1,8 \pm 0,4) \text{ nb}$ [1]. Für den Fall, dass man den Schnitt auf die Energie nicht macht, erhält man einen absoluten Wirkungsquerschnitt von $\sigma = (3,01 \pm 0,09 \pm 0,45) \text{ nb}$. Dieses Ergebnis entspricht auch den Erwartungen, da man mit dem Schnitt auf die Energie etwa 60% der D^* -Ereignisse bei der Akzeptanzkorrektur nicht berücksichtigt. Dies ist auch in Abbildung 7.7 zu sehen. Dort ist die Verteilung der D^* -Ereignisse aus der Monte-Carlo-Simulation für die generierten Ereignisse gezeigt. Für das Verhältnis der Anzahl an Ereignissen mit Energieschnitt zur Anzahl aller Ereignisse erhält man einen Wert von $0,589$.



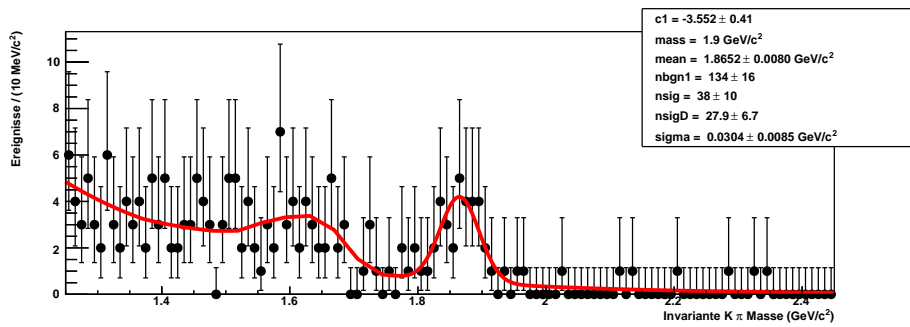
(a) $0,026 \text{ GeV}^2/c^2 < Q^2 < 0,048 \text{ GeV}^2/c^2$ und $0,0001 < x_{Bj} < 0,0002$



(b) $0,28 \text{ GeV}^2/c^2 < Q^2 < 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ und $0,0015 < x_{Bj} < 0,0027$

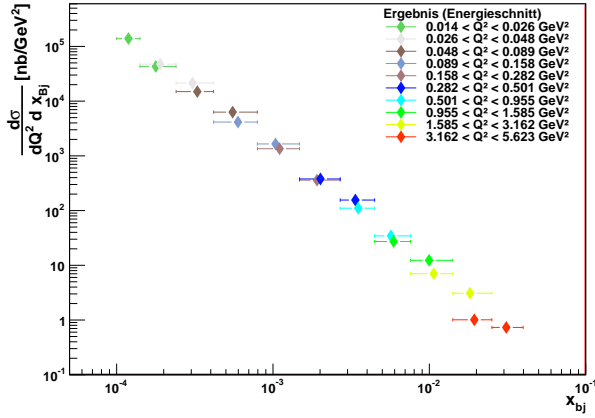


(c) $0,089 \text{ GeV}^2/c^2 < Q^2 < 0,158 \text{ GeV}^2/c^2$ und $0,0004 < x_{Bj} < 0,0008$

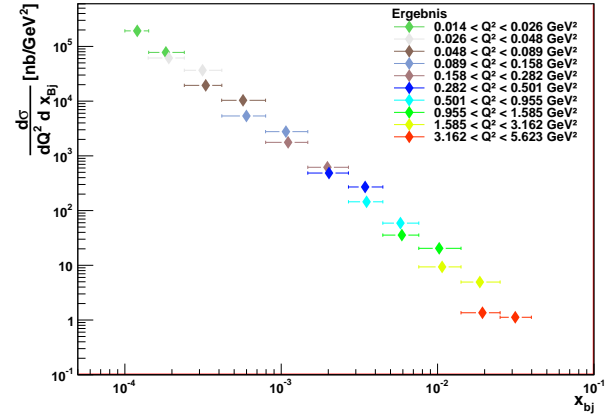


(d) $3,19 \text{ GeV}^2/c^2 < Q^2 < 8,62 \text{ GeV}^2/c^2$ und $0,0251 < x_{Bj} < 0,0398$

Abbildung 7.3: Fitkurven für die Bestimmung der Anzahl an D^* -Mesonen in einem Bin.

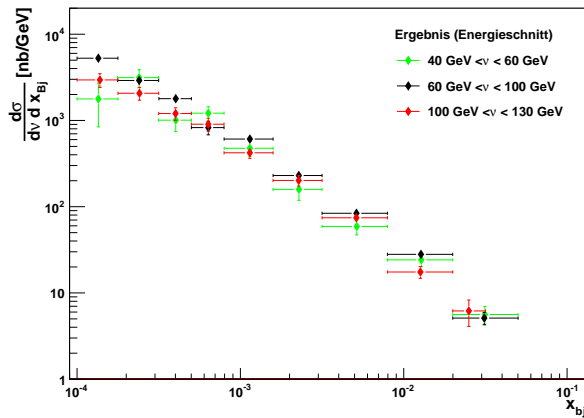


(a) Mit Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen

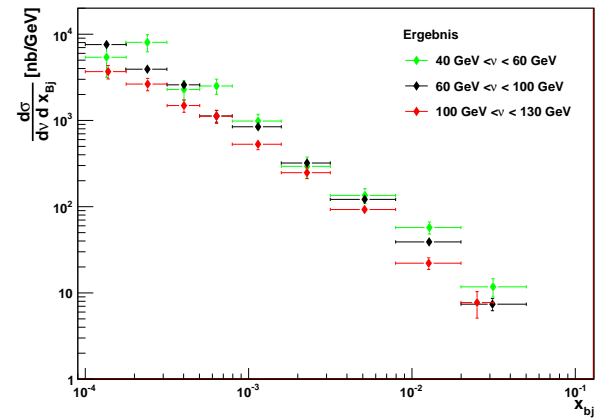


(b) Ohne Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen

Abbildung 7.4: Differenzieller Wirkungsquerschnitt in Q^2 und x_{Bj} für den Fall, dass der Q^2 Bereich vorher fest gewählt wurde. Zusätzlich ist der Effekt des Schnitts auf die D^0 -Energie gezeigt.

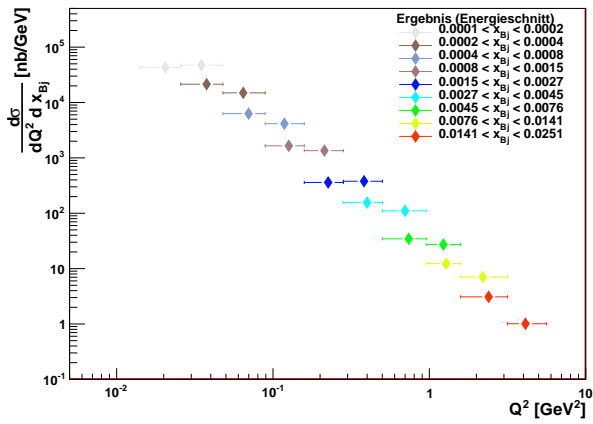


(a) Mit Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen

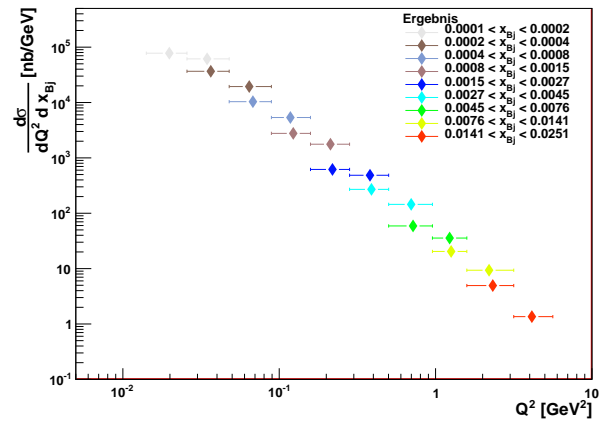


(b) Ohne Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen

Abbildung 7.5: Differenzieller Wirkungsquerschnitt in ν und x_{Bj} . Zusätzlich ist der Effekt des Schnitts auf die D^0 -Energie gezeigt.



(a) Mit Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen



(b) Ohne Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen

Abbildung 7.6: Differenzieller Wirkungsquerschnitt in Q^2 und x_{Bj} für den Fall, dass der Bereich in x_{Bj} vorher fest gewählt wurde. Zusätzlich ist der Effekt des Schnitts auf die D^0 -Energie gezeigt.

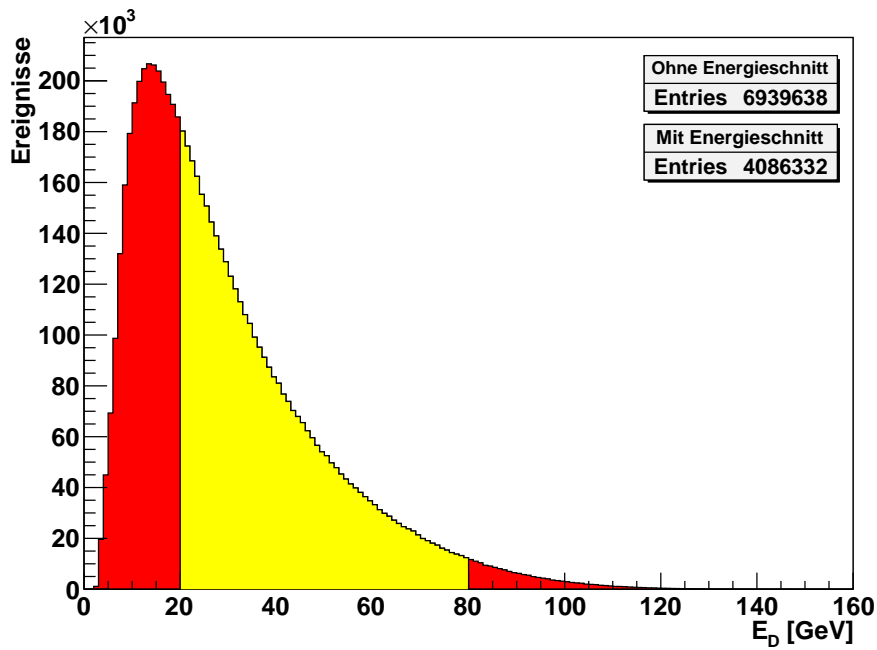


Abbildung 7.7: Verteilung der generierten Ereignisse als Funktion der D^0 -Energie. In Rot ist der Bereich markiert, der herausgeschnitten wird.

Kapitel 8

Die Strukturfunktion F_2^{cc}

Aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten für die D^* -Produktion wird hier der Beitrag F_2^{cc} zur Strukturfunktion F_2 bestimmt.

8.1 Einfluss von F_L auf F_2^{cc}

Die longitudinale Strukturfunktion F_L^{cc} ist im Bereich der COMPASS-Kinematik nicht bekannt. Die inklusiven Strukturfunktionen F_2 und F_L des Protons wurden jedoch in diesem Bereich gemessen. Dabei wird F_L meist durch das Verhältnis $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ ausgedrückt, das das Verhältnis von den Absorptionsquerschnitten für longitudinale und transversale Photonen beschreibt [16]. Im Quark-Parton-Modell wäre $R = 0$, da es dort keine Transversalimpulse gibt.

$$F_L = \frac{F_2 R}{R + 1}$$

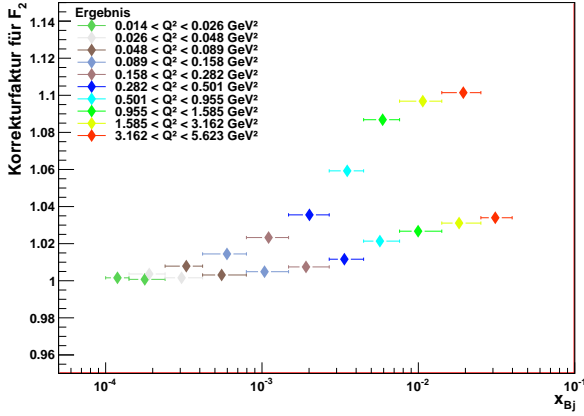
Um eine obere Abschätzung für den Beitrag von F_L^{cc} zu F_2^{cc} zu erhalten, lässt sich dieser Beitrag durch die inklusive Funktion ermitteln.

Für den Vergleich der Strukturfunktion F_2^{cc} mit und ohne den Beitrag der longitudinalen Strukturfunktion wurde der Faktor berechnet, mit dem F_2^{cc} multipliziert werden müsste, um F_L noch mit zu berücksichtigen. Dieser Faktor ist in Abbildung 8.1a zu sehen. Für die Überprüfung, wie groß der Einfluss auf F_2^{cc} ist, wird das Ergebnis, mit und ohne den Beitrag von F_L , zusammen dargestellt. Dies ist in Abbildung 8.1b zu sehen. Man erkennt, dass die Korrektur von F_2^{cc} durch den Einfluss von F_L^{cc} höchstens 10% beträgt. Verglichen mit dem statistischen Fehler, der etwa 15% beträgt, ist dies nur ein kleiner Beitrag. Zudem muss auch noch berücksichtigt werden, dass die inklusive Strukturfunktion F_L neben F_L^{cc} wahrscheinlich noch andere Beiträge besitzt, sodass der Beitrag von F_L^{cc} noch geringer wird. Da der Einfluss von F_L^{cc} verglichen mit dem statistischen Fehler klein ist und F_L^{cc} in der hier betrachteten Kinematik auch nicht bekannt ist, wird für die Analyse $F_L^{cc} = 0$ verwendet.

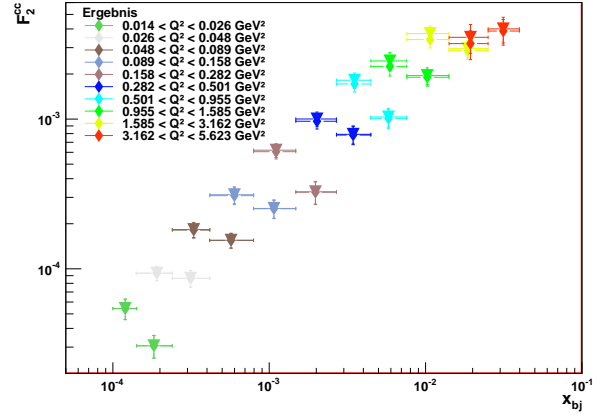
8.2 Bestimmung von F_2^{cc}

Mit $F_L^{cc} = 0$ ist es möglich, die Formeln für den differentiellen Wirkungsquerschnitt nach der gesuchten Strukturfunktion umzustellen:

$$F_2^{cc} = \frac{\frac{d\sigma}{dQ^2 dx_{Bj}} \cdot Q^4 \cdot x_{Bj}}{2\pi(2 - 2y + y^2)\alpha^2(\hbar c)^2}$$



(a) Korrekturfaktor für F_2



(b) Vergleich der Ergebnisse

Abbildung 8.1: Vergleich der Ergebnisse für F_2^{cc} , wenn man F_L mit berücksichtigt, beziehungsweise vernachlässigt. Zudem ist gezeigt, welcher Faktor sich für die Korrektur zur Berücksichtigung von F_L ergibt.

und

$$F_2^{cc} = \frac{\frac{d\sigma}{d\nu dx_{Bj}} \cdot Q^4}{2\pi \cdot S(2 - 2y + y^2)\alpha^2(\hbar c)^2}.$$

Mit diesen Zusammenhängen ist es möglich, aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten die gesuchte Strukturfunktion zu berechnen. Die dafür noch benötigten Größen $\langle Q^2 \rangle$, $\langle x_{Bj} \rangle$ und $\langle y \rangle$ für die jeweiligen Bins wurden aus der Monte-Carlo-Simulation übernommen, da die Statistik in der Simulation besser ist als im Datensatz für das Jahr 2004 und die Akzeptanzkorrigierten Verteilungen gut mit den generierten übereinstimmen [1]. Für diese Größen wird der Mittelwert der Verteilungen in jedem Bin in der Monte-Carlo-Simulation ermittelt. Um die Übereinstimmung der akzeptanzkorrigierten Werte mit den generierten Verteilungen der Monte-Carlo-Simulation zu zeigen, werden hier für einen Bin die Werte verglichen. Der Wert für den Datensatz aus dem Jahr 2004 wurde dadurch bestimmt, dass der betrachtete Bin nochmals in kleinere Intervalle unterteilt wurde und die Anzahl der D^* -Ereignisse für jeden dieser Bins bestimmt wurde. Diese Anzahl wurde anschließend entsprechend der jeweiligen Akzeptanz korrigiert. Zusammen mit dem Mittelwert für den betrachteten Parameter ist es dadurch möglich, den Wert für das gesamte betrachtete Intervall zu bestimmen. Daraus ergibt sich beispielsweise ein Wert von $Q^2 = (0,147 \pm 0,043) (\text{GeV}/c)^2$. Für das gleiche betrachtete Intervall ergibt sich aus der Monte-Carlo-Simulation ein Wert von $Q^2 = 0,149 (\text{GeV}/c)^2$.

In den ersten drei Bildern der Abbildungen 8.2 bis 8.4 ist das Ergebnis für den Beitrag der D^* -Mesonen zur Strukturfunktion F_2^{cc} in verschiedenen Bereichen von Q^2 , x_{Bj} und ν dargestellt. In dem ersten Bild ist jeweils das Ergebnis gezeigt, dass sich ergibt, wenn man den Schnitt auf die Energie des D^0 nicht macht. Daneben ist das Ergebnis für den Fall gezeigt, dass dieser Schnitt mit durchgeführt wurde. In der zweiten Zeile ist dann nochmal das Ergebnis mit dem Schnitt auf die D^0 -Energie gezeigt, wobei aber eine Korrektur für diesen Schnitt verwendet wurde, um wieder den gesamten Energiebereich abzudecken. Der Faktor, der für die Korrektur verwendet wurde, ist in dem rechten Bild in der dritten Zeile dargestellt. In dem linken Bild ist dann noch das Verhältnis der Werte der Strukturfunktionen mit und ohne Energieschnitt dargestellt.

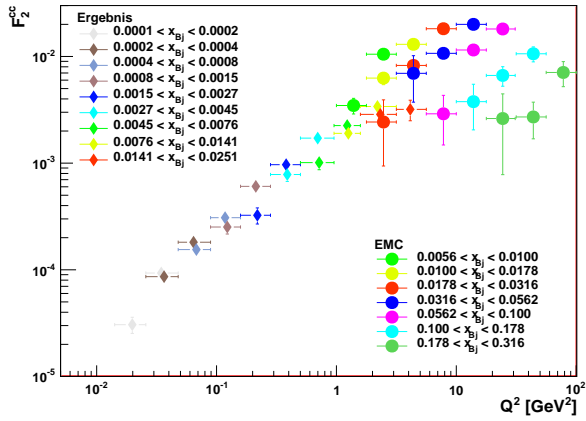
Das Vorgehen mit der nachträglichen Korrektur für den Energieschnitt wurde gewählt, da die Akzeptanz außerhalb einer D_0 -Energie von $20 \text{ GeV} < E_D < 80 \text{ GeV}$ sehr gering ist und somit

auch die Anzahl der selektierten Ereignisse gering ist. Zusätzlich ist die Akzeptanz außerhalb dieses Bereichs auch zu ungenau bekannt. Um den dadurch entstehenden Fehler zu vermeiden, wurde dieser Bereich aus der Bestimmung herausgenommen und erst später durch den Korrekturfaktor wieder mit in der Analyse berücksichtigt. Der Korrekturfaktor, der notwendig ist, um wieder den ganzen D^0 -Energiebereich zu betrachten, wurde aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Dafür wurde in jedem Bin die Anzahl an generierten Ereignissen mit und ohne den Schnitt auf die D^0 -Energie bestimmt.

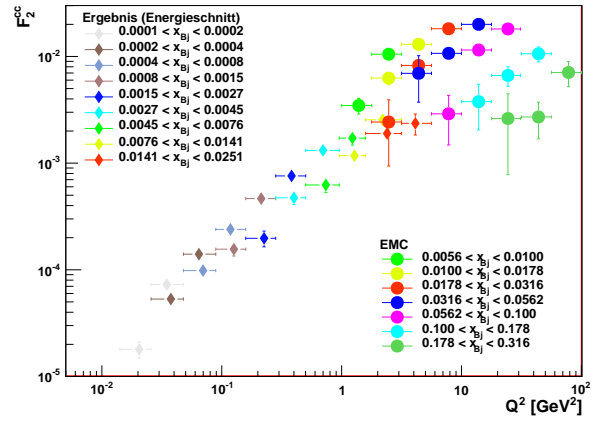
$$\text{Korrekturfaktor} = \frac{N^{gen}(D^*)_{\text{Ohne Energieschnitt}}}{N^{gen}(D^*)_{\text{Mit Energieschnitt}}}$$

Der Korrekturfaktor, wie er in 8.4e dargestellt ist, zeigt, dass dieser Faktor nicht von x_{Bj} abzuhängen scheint, da er für einen festen Wert von ν konstant bleibt. Des Weiteren erkennt man, dass die größte Abhängigkeit von der virtuellen Photonenergie ν zu kommen scheint. Man erkennt, dass für niedrige Werte von ν eine wesentlich größere Korrektur angebracht werden muss als für höhere Werte. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass man sich bei niedrigen virtuellen Photonenergien noch nahe bei der Schwelle für die Charmerzeugung befindet.

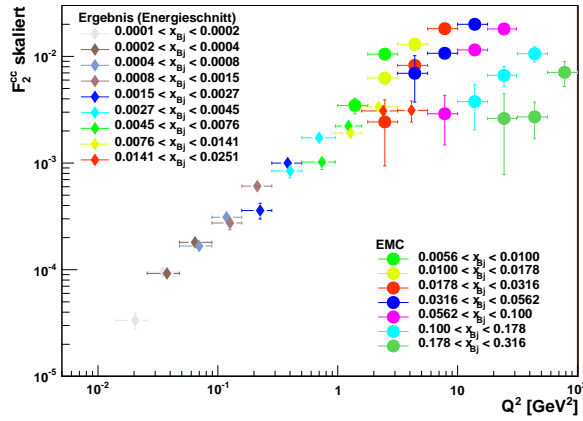
In den Abbildungen 8.3a bis 8.3c erkennt man, dass der Verlauf von F_2^{cc} für den Q^2 -Bereich von $3,2 \text{ (GeV/c)}^2$ bis $5,6 \text{ (GeV/c)}^2$ von dem der anderen Punkte abzuweichen scheint. Der Grund für diese Abweichung liegt darin begründet, dass einer oder beide der Bins nicht vollständig mit D^* -Ereignissen gefüllt sind. Daher könnte der hier aufgetragene Wert noch durch eine entsprechende Korrektur verbessert werden.



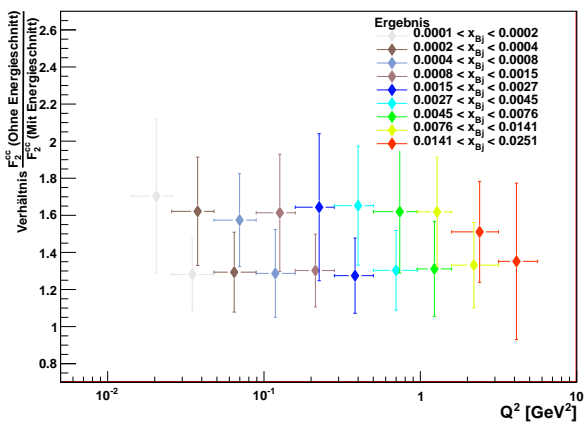
(a) Ohne Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen



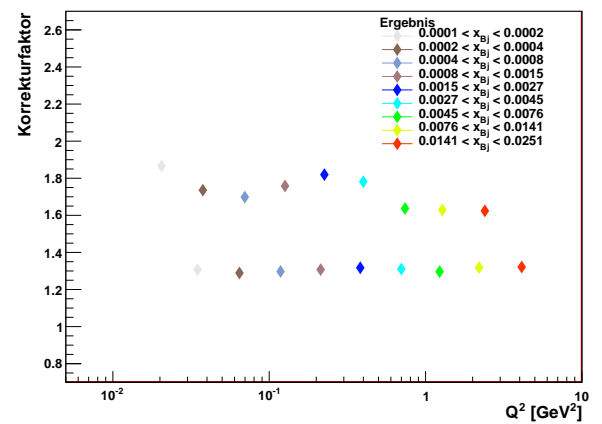
(b) Mit Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen



(c) Mit Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen und zusätzlicher Energiekorrektur für jeden Bin

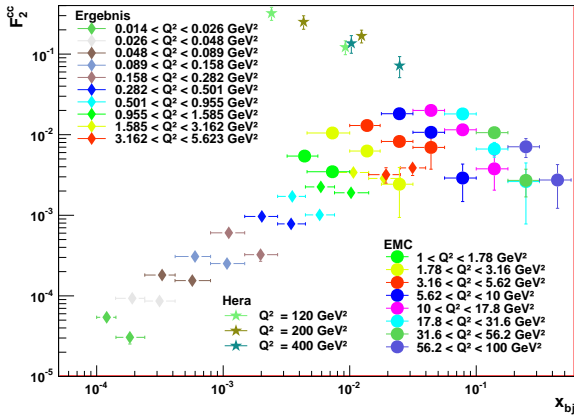


(d) Verhältnis von F_2^{cc} ohne Energieschnitt zu F_2^{cc} mit Energieschnitt

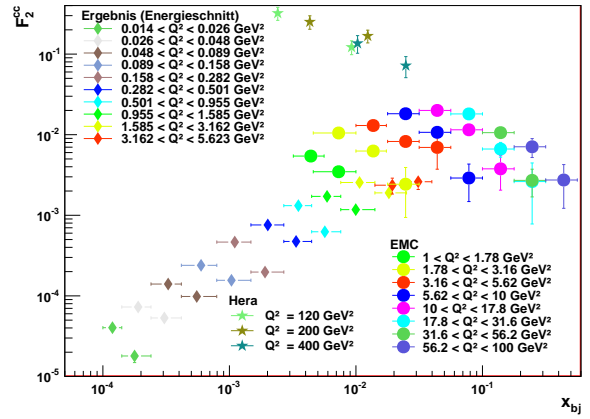


(e) Korrekturfaktor für jeden Bin um den Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen zu berücksichtigen

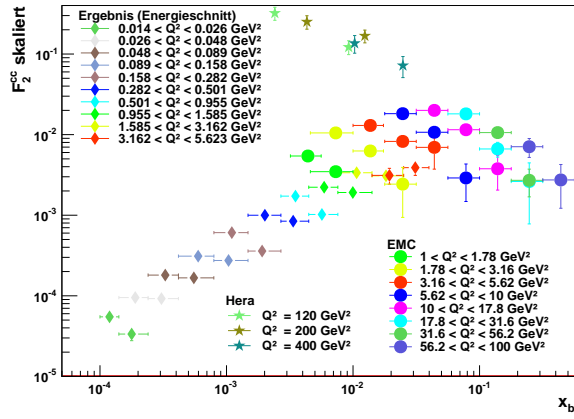
Abbildung 8.2: F_2^{cc} als Funktion von Q^2 und x_{Bj} für einen vorher festgesetzten Bereich in Q^2 . Zusätzlich ist der Einfluss des Schnitts auf die D^0 -Energie gezeigt sowie das Ergebnis für eine Korrektur dieses Schnittes für jeden Bin. Der Korrekturfaktor wird zusammen mit den Verhältnissen von F_2^{cc} mit und ohne Energieschnitt gezeigt.



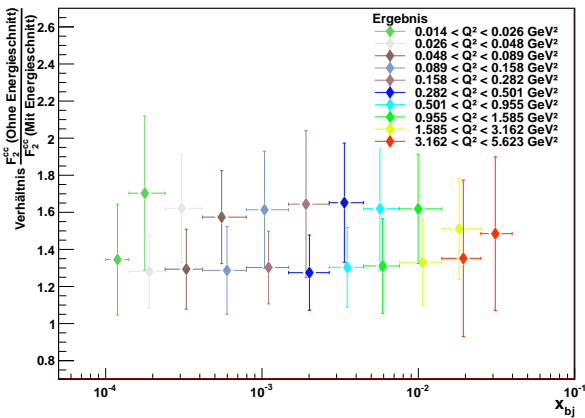
(a) Ohne Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen



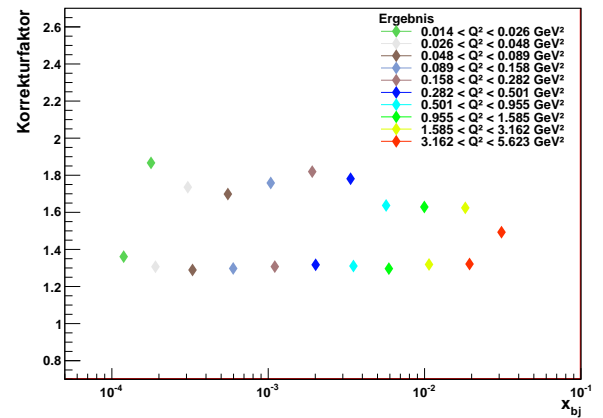
(b) Mit Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen



(c) Mit Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen und zusätzlicher Energiekorrektur für jeden Bin

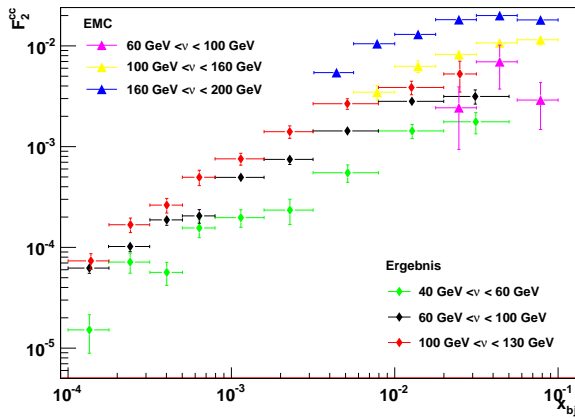


(d) Verhältnis von F_2^{cc} ohne Energieschnitt zu F_2^{cc} mit Energieschnitt

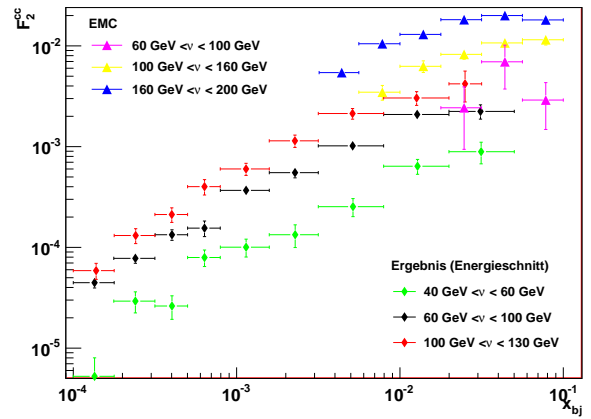


(e) Korrekturfaktor für jeden Bin um den Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen zu berücksichtigen

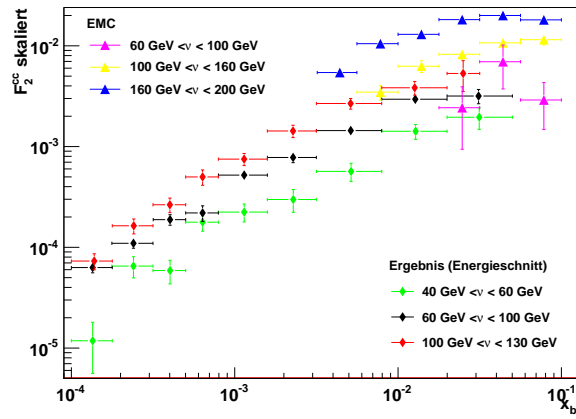
Abbildung 8.3: F_2^{cc} als Funktion von Q^2 und x_{Bj} für einen vorher festgesetzten Bereich in x_{Bj} . Zusätzlich ist der Einfluss des Schnitts auf die D^0 -Energie gezeigt sowie das Ergebnis für eine Korrektur dieses Schnittes für jeden Bin. Der Korrekturfaktor wird zusammen mit den Verhältnis von F_2^{cc} mit und ohne Energieschnitt gezeigt.



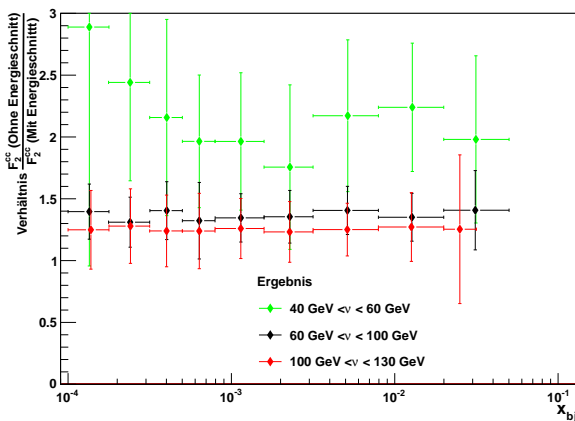
(a) Ohne Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen



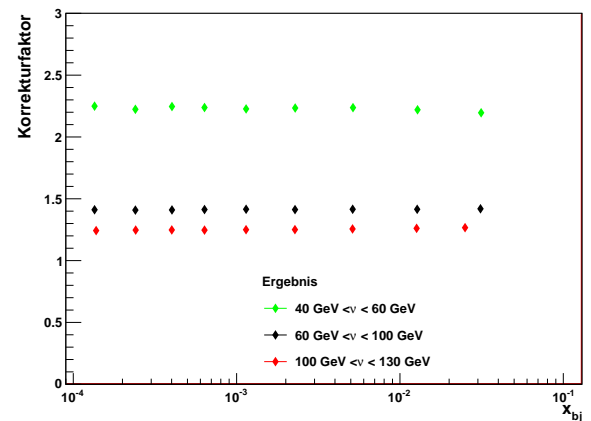
(b) Mit Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen



(c) Mit Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen und zusätzlicher Energiekorrektur für jeden Bin



(d) Verhältnis von F_2^{cc} ohne Energieschnitt zu F_2^{cc} mit Energieschnitt



(e) Korrekturfaktor für jeden Bin um den Schnitt auf die Energie der D^0 -Mesonen zu berücksichtigen

Abbildung 8.4: F_2^{cc} als Funktion von ν und x_{Bj} für einen vorher festgesetzten Bereich in ν . Zusätzlich ist der Einfluss des Schnitts auf die D^0 -Energie gezeigt sowie das Ergebnis für eine Korrektur dieses Schnittes für jeden Bin. Der Korrekturfaktor wird zusammen mit den Verhältnissen von F_2^{cc} mit und ohne Energieschnitt gezeigt.

Um die hier bestimmten Werte für F_2^{cc} vergleichen zu können, wurden die Ergebnisse der EMC-Kollaboration [28] zusätzlich noch mit in die Diagramme eingetragen. Die Daten der EMC-Kollaboration wurden aus dem Durham HepData Project [29] übernommen. Man erkennt, dass sich die hier bestimmten Werte für F_2^{cc} für vergleichbare kinematische Bereiche sich gut an die Datenpunkte der EMC-Kollaboration anschließen. In dem kinematischen Bereich, der durch die COMPASS-Daten abgedeckt wird, lässt sich die Entstehung der Charmquarks alleine durch den Prozess der Photon-Gluon-Fusion erklären. Da die von der EMC-Kollaboration bestimmten Werte den gesamten Charm-Wirkungsquerschnitt berücksichtigen, aber hier nur der Beitrag der D^* -Mesonen gezeigt wurde, lässt sich vermuten, dass der Beitrag aus anderen Quellen, wie etwa der direkten Produktion von D_0 Mesonen oder Λ_c Baryonen, gering sein wird. Werte für diese Strukturfunktion bei höheren Werten von Q^2 wurden beispielsweise auch von der H1-Kollaboration bestimmt und in [30] veröffentlicht; diese Werte werden hier nur bei dem Vergleich in Abbildung 8.3 aufgeführt, da das H1-Ergebnis nur für feste Werte von Q^2 bestimmt wurde. Zusammen mit den Datenpunkten von H1 und EMC zeigt sich auch, dass F_2^{cc} mit Q^2 stark ansteigt. Aus den hier bestimmten Werten für F_2^{cc} lassen sich allerdings kein Rückschlüsse darauf zu ziehen, ob eine mögliche intrinsische Charmkomponente des Nukleons existiert, wie es bei der EMC-Kollaboration möglich war. Dort wurde gezeigt, dass die intrinsische Charmkomponente nur einen Einfluss bei höheren Werten von x_{Bj} haben würde.

Qualitativ kann man aus dem Verlauf der Strukturfunktionen auch noch auf den Verlauf der Quarkverteilung zurückschließen.

Eine Parametrisierung, die zur Beschreibung der Impulsverteilung der Quarks genutzt wird, hat die folgende Form [31]:

$$xf(x) = Ax^B(1-x)^C(1 + \epsilon\sqrt{x} + Dx + Ex^2)$$

Die Parameter der einzelnen Impulsverteilungen werden durch einen Fit dieser Parametrisierung an die experimentell Daten bestimmt. Aus der doppelt logarithmischen Auftragung der Strukturfunktion F_2^{cc} lässt sich qualitativ erkennen, dass die Strukturfunktion einem Potenzgesetz zu folgen scheint. Daher lässt sich vermuten, dass auch die Quarkimpulsverteilung in diesem Bereich durch ein Potenzgesetz beschreiben wird. Dies ist in Übereinstimmung mit dem erwarteten Verlauf der Quarkimpulsverteilung für Seequarks.

Abschließend wird noch ein Vergleich zur Strukturfunktion F_2 des Nukleons gemacht, um den relativen Beitrag, der aus der aus den D^* -Mesonen bestimmten Strukturfunktion F_2^{cc} an der Strukturfunktion F_2 selbst herrührt, zu machen. Als Parametrisierung der Strukturfunktion F_2 des Protons wurde das Ergebnis der NMC-Kollaboration [31] verwendet, die die folgende Parametrisierung gewählt hat:

$$F_2(x, Q^2) = A(x) \cdot \left(\frac{\ln(Q^2/\lambda^2)}{\ln(Q_0^2/\lambda^2)} \right)^{B(x)} \cdot \left(1 + \frac{C(x)}{Q^2} \right)$$

Die Parameter Q_0^2 und Λ sind dabei gegeben durch:

$$Q_0^2 = 30 \text{ GeV}^2, \quad \Lambda = 0,250 \text{ GeV}$$

Die Funktionen $A(x)$, $B(x)$ und $C(x)$ sind dabei Polynome der folgenden Form:

$$A(x) = x^{a_1} \cdot (1-x)^{a_2} \cdot [a_3 + a_4(1-x) + a_5(1-x)^2 + a_6(1-x)^3 + a_7(1-x)^4]$$

$$B(x) = b_1 + b_2x + \frac{b_3}{x + b_4}$$

$$C(x) = c_1x + c_2x^2 + c_3x^3 + c_4x^4$$

Die Werte der einzelnen Parameter sind in [31] zu finden. Der Vergleich zwischen F_2 und F_2^{cc} ist in Abbildung 8.5 gezeigt. Man erkennt, dass der Wert von F_2^{cc} , verglichen mit dem der Strukturfunktion F_2 , einige Größenordnungen geringer ist. Ihr Anteil an F_2 liegt bei etwa 0,6%. Dieser kleine Anteil wird auch erwartet, da die Charmquarks nur aus dem See erzeugt werden und daher auch nur zu einem kleinen Teil zur Strukturfunktion beitragen.

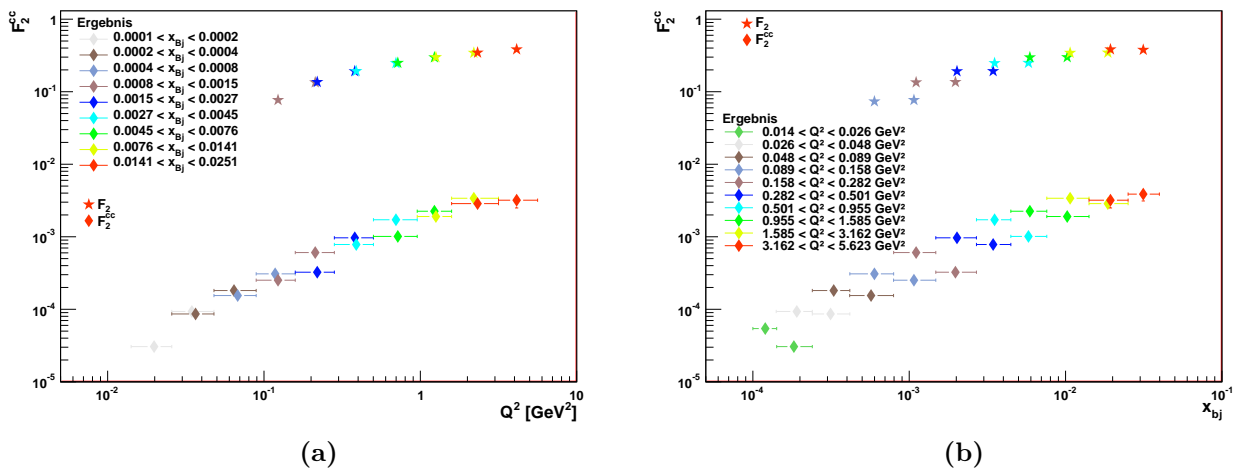


Abbildung 8.5: Vergleich zwischen den hier bestimmten Werten der Strukturfunktion F_2^{cc} mit denen der Strukturfunktion F_2 des Nukleons selbst. Zu sehen ist diese Vergleich für feste Werte von Q^2 gegen x_{Bj} sowie für feste Werte von x_{Bj} gegen Q^2

Kapitel 9

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Anteil der D^* -Mesonen an der Strukturfunktion F_2^{cc} aus den Daten des COMPASS-Experiments aus dem Jahr 2004 bestimmt.

Zusätzlich wurden die kinematischen Verteilungen der selektierten D^* -Ereignisse mit den Verteilungen des Untergrundes verglichen, der hauptsächlich durch kombinatorischen Untergrund entsteht. Dabei konnten einige Unterschiede in den Verteilungen festgestellt werden, die auf den Ursprung der Teilchen zurückzuführen sind. Für die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde die Akzeptanz für die D^* -Ereignisse in Abhängigkeit der verschiedenen kinematischen Variablen bestimmt und ihr Verlauf für D^{*+} und D^{*-} miteinander verglichen, um zu überprüfen, ob es Unterschiede in der Akzeptanz gibt. Dabei wurde festgestellt, dass es kleine Unterschiede gibt. Im weiteren wurden D^{*+} und D^{*-} kombiniert. Aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten in Bins von Q^2 und x_{Bj} beziehungsweise ν und x_{Bj} kann der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion von D^* -Mesonen zu berechnet werden. Für diesen wurde ein Wert von $\sigma = (1,84 \pm 0,28)$ nb beziehungsweise, wenn man den Schnitt auf die D^0 -Energie nicht macht, $\sigma = (3,01 \pm 0,46)$ nb bestimmt. Dieses Ergebnis ist in sehr guter Übereinstimmung mit den Wert, der zuvor auch von Alexander Zvyagin [1] bestimmt wurde. Aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten wurde dann die gesuchte Strukturfunktion F_2^{cc} ermittelt. Zunächst wurde überprüft, ob die longitudinale Strukturfunktion einen großen Einfluss auf das Ergebnis für F_2^{cc} hat und ob es gerechtfertigt ist, diese zu vernachlässigen. Mit Hilfe der Strukturfunktion ist es möglich die Frage zu beantworten, ob es in den Daten vom COMPASS-Experiment Hinweise auf intrinsischen Charm gibt, da die Strukturfunktion selbst mit der Quarkverteilung zusammenhängt. Das gefundene Ergebnis zeigt, dass es in den Daten keinen Hinweis auf intrinsischen Charm gibt. Dies hängt vor allem damit zusammen, dass man einen Einfluss durch intrinsischen Charm erst bei größeren Werten von x_{Bj} erwartet, als er hier vorliegt.

Da bis jetzt nur der Beitrag der D^* -Mesonen zur Strukturfunktion bestimmt wurde, müsste beispielsweise mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation das Verhältnis von D^* -Ereignissen zu allen Charm-Ereignissen bestimmt werden. Damit wäre es möglich F_2^{cc} zu bestimmen. Um das Ergebnis für die Strukturfunktion F_2^{cc} weiter zu verbessern, sollten mehr Daten in die Analyse einbezogen werden. Dazu könnten die Daten von 2006 genutzt werden, da diese eine vergleichbare Statistik wie die 2004er Daten besitzen. Um diese in der Berechnung berücksichtigen zu können, müssen allerdings noch die Akzeptanzen für 2006 durch eine Monte-Carlo-Simulation bestimmt werden. Die bereits bestimmten Akzeptanzen für den Detektoraufbau von 2004 können nur eingeschränkt eine Abschätzung für die Akzeptanz für die Daten von 2006 liefern, da der Aufbau des Spektrometers verändert wurde. Vor allem wurde die Akzeptanz des Targetmagneten und die Effizienz des Ring-Imaging-Cherenkov-Detektors verbessert. Dadurch wäre es möglich, den

statistischen Fehler deutlich zu verringern und eventuell noch einige weitere Bins mit in die Berechnung aufzunehmen, die bis jetzt auf Grund der geringen Statistik nicht betrachtet werden konnten. Dies betrifft beispielsweise den Bereich für große Q^2 und x_{Bj} .

Anhang A

Anhang

A.1 Die Maximum-Likelihood-Methode

Für die Bestimmung der Anzahl an D^* Mesonen in einem gegebenen kinematischen Bereich, wurde die Funktion mit Hilfe der Maximum-Likelihood an das Signal angepasst. Die Beschreibung dieser Methode dabei der Erläuterung in [32].

Als erstes wird die Likelihood selbst definiert:

Definition Die Likelihood L_i für eine Hypothese H_i mit der Wahrscheinlichkeitsdichte $f_i(X)$ oder einer diskreten Wahrscheinlichkeitsverteilung $W_i(K)$ und einer Beobachtung x beziehungsweise k ist gleich

$$L_i(x) = f_i(x) \qquad L_i(k) = W_i(k)$$

Der Unterschied zwischen der Likelihood und einer Wahrscheinlichkeitsdichte liegt darin, dass man bei einer Wahrscheinlichkeitsdichte Wahrscheinlichkeiten für ein Ereignis bekommt, wenn man eine feste Hypothese betrachtet. Die Likelihood hingegen gibt an, welche Hypothese zu beobachteten Ereignissen passt. Eine große Likelihood gibt daher an, dass eine Verteilung gut die Beobachtung beschreibt. Wenn man jetzt zu N Beobachtungen übergeht, die unabhängig voneinander sind und den gleichen Verteilungen $f(X)$ folgen, ergibt sich die kombinierte Wahrscheinlichkeitsdichte zu dem Produkt der einzelnen Wahrscheinlichkeitsdichten. Daraus folgt auch direkt, wie sich die Likelihood für diesen Fall berechnet:

$$L(x_1, x_2, x_3, \dots, x_N) = \prod_{n=1}^N f(x_n)$$

Für die praktische Anwendung der Likelihood ist es allerdings einfacher den Logarithmus der Likelihood zu betrachten, da dann das Produkt in eine Summe übergeht. Diese Größe nennt man dann Log-Likelihood.

$$\ln L(\theta) = \sum_{n=1}^N \ln(x_n | \theta)$$

Dabei ist θ ein Satz an Parametern, durch die die Wahrscheinlichkeitsdichte beschrieben wird.

Diese Form kann man auch dazu nutzen, die richtigen Parameter zur Beschreibung einer Verteilung zu finden. Für die Überlegungen wird jetzt vorausgesetzt, dass die Likelihoodfunktion

stetig und differenzierbar ist und es genau ein Maximum gibt. Dann kann man die Tatsache ausnutzen, dass für die besten Parameter auch die Likelihood selbst am größten ist.

Hier wird davon ausgegangen, dass eine Probe von N Werten x_i vorliegt. Diese folgen einer Verteilung, die durch die Dichte $f(X, \theta)$ gegeben ist, wobei θ ein unbekannter Parameter ist. Daraus ergibt sich für die Likelihood, beziehungsweise die Log-Likelihood:

$$L(\theta) = \prod_{i=1}^N f(x_i | \theta)$$

$$\ln L(\theta) = \sum_{i=1}^N \ln f(x_i | \theta)$$

Da die Log-Likelihood und die Likelihood beide ihr Maximum für denselben Parameter annehmen und es auch einfacher ist das Maximum einer Summe zu bestimmen als das Maximums des Produkts aus den Dichten, ergibt sich der gesuchte Parameter θ aus der Ableitung der Log-Likelihood und anschließendem Nullsetzen der Ableitung.

$$\left. \frac{d \ln L}{d\theta} \right|_{\theta} = 0$$

Der Fehler für den Parameter ergibt sich aus der folgenden Definition:

Definition Die Grenzen für eine Standardabweichung liegen bei den Parameterwerten, die um den Faktor \sqrt{e} tiefer liegen als das Maximum. Für die Loglikelihood entspricht das einem Wert von 0,5 für eine Standardabweichung.

Wenn man jetzt das Maximum in Abhängigkeit von mehreren Parametern bestimmen will, geht man genauso vor, wie im Fall eines Parameters. Nur werden jetzt die partiellen Ableitungen alle gleich Null gesetzt und das so erhaltene Gleichungssystem gelöst.

Likelihood für Histogramme

Da es effizienter ist die Daten in einem Histogramm aufzutragen und somit nicht mehr die Einzelereignisse selbst zu betrachten, sondern eine Gruppe von Ereignissen in einem bestimmten Intervall, wird hier noch beschrieben, wie in diesem Fall vorgegangen wird, um die Likelihood zu bestimmen. Dabei bezeichnet d_i die Anzahl der Ereignisse in einem Bin i und $p_i(\lambda)$ die Wahrscheinlichkeit für jeden Bin ist, die für eine Vorhersage λ berechnet wurde. N ist wieder die Gesamtzahl an Ereignissen. Daraus ergibt sich für den Erwartungswert t_i der Ereignisse für einen Bin:

$$t_i = N p_i(\lambda)$$

Da die Anzahl an Ereignissen für einen Bin meistens klein gegenüber der Gesamtzahl N an Ereignissen ist, kann hier einfach die Poissonstatistik verwendet werden, um die Likelihood zu bestimmen:

$$L_i(\lambda) = \frac{e^{-t_i} t_i^{d_i}}{d_i!}$$

$$\ln L_i(\lambda) = -t_i + d_i \ln t_i - \ln(d_i!)$$

Bei der Likelihoodanalyse selbst spielen Faktoren, die nicht von λ abhängen, keine Rolle, da deren Ableitung immer den Wert Null ergeben, somit können diese einfach vernachlässigt werden. Deshalb kann hier der Term mit der Fakultät auch weggelassen werden, sodass sich für das gesamte Histogramm mit B Bins eine Likelihood von

$$\ln L(\lambda) = \sum_{i=1}^B (-t_i + d_i \ln t_i)$$

ergibt. Dabei steckt die Abhängigkeit von den gesuchten Parametern in der Größe t_i . Durch die Bestimmung des Maximums dieser Funktion ergeben sich dann die gesuchten Parameter. Dazu werden meist numerische Methoden benötigt, sodass diese Summe immer wieder neu berechnet werden muss.

A.2 Tabellen

A.2.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt

$Q_{min}^2 [GeV^2]$	$Q_{max}^2 [GeV^2]$	$x_{Bj,min}$	$x_{Bj,max}$	Mit Energieschnitt $\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_{Bj}} [nb/GeV^2]$	Ohne Energieschnitt $\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_{Bj}} [nb/GeV^2]$
0,014	0,026	0,0001	0,00014	139060 ± 21931	192433 ± 30108
		0,00014	0,0002	43073 ± 7419	77754 ± 13470
0,026	0,048	0,00014	0,0002	47366 ± 5146	61454 ± 6709
		0,0002	0,0004	21415 ± 2701	36657 ± 4713
0,048	0,089	0,0002	0,0004	14939 ± 1785	19426 ± 2254
		0,0004	0,0008	6301 ± 705	10357 ± 1175
0,089	0,158	0,0004	0,0008	4148 ± 542	5359 ± 692
		0,0008	0,0015	1652 ± 226	2771 ± 388
0,158	0,282	0,0008	0,0015	1350 ± 144	1766 ± 187
		0,0015	0,0027	618 ± 106	360 ± 61
0,28	0,50	0,0015	0,0027	379 ± 42	485 ± 55
		0,0027	0,0045	156 ± 21	270 ± 37
0,50	0,95	0,0027	0,0045	111 ± 13	145 ± 17
		0,0045	0,0076	$34,5 \pm 5,1$	$59,0 \pm 8,4$
0,95	1,58	0,0045	0,0076	$27,2 \pm 3,8$	$35,6 \pm 4,9$
		0,0076	0,0141	$12,3 \pm 1,6$	$20,4 \pm 2,6$
1,58	3,16	0,0076	0,0141	$7,03 \pm 0,87$	$9,4 \pm 1,1$
		0,0141	0,0251	$3,09 \pm 0,39$	$4,94 \pm 0,63$
3,16	5,62	0,0141	0,0251	$1,01 \pm 0,23$	$1,36 \pm 0,30$
		0,0251	0,0398	$0,73 \pm 0,15$	$1,12 \pm 0,22$

Tabelle A.1: *Differenzieller Wirkungsquerschnitt in Q^2 und x_{Bj} ,*

$\nu_{min}[GeV]$	$\nu_{max}[GeV]$	$x_{Bj,min}$	$x_{Bj,max}$	Mit Energieschnitt $\frac{d^2\sigma}{d\nu dx_{Bj}}[nb/GeV]$	Ohne Energieschnitt $\frac{d^2\sigma}{d\nu dx_{Bj}}[nb/GeV]$
40	60	0,00010	0,00018	1777 ± 934	5407 ± 2237
		0,00018	0,00032	3138 ± 741	8058 ± 1810
		0,00032	0,00050	1007 ± 265	2288 ± 589
		0,00050	0,00079	1214 ± 227	2510 ± 501
		0,00079	0,00158	476 ± 96	985 ± 195
		0,0016	0,0032	159 ± 40	294 ± 83
		0,0032	0,0079	59 ± 12	135 ± 27
		0,0079	0,0200	$24,2 \pm 4,1$	$57,3 \pm 9,1$
		0,0200	0,0501	$5,6 \pm 1,4$	$11,8 \pm 2,8$
		60	100	0,00010	0,00018
0,00018	0,00032			2909 ± 310	3930 ± 439
0,00032	0,00050			1789 ± 214	2588 ± 300
0,00050	0,00079			826 ± 146	1127 ± 174
0,00079	0,00158			609 ± 62	845 ± 87
0,0016	0,0032			230 ± 26	321 ± 35
0,0032	0,0079			84 ± 8	122 ± 12
0,0079	0,0200			$28,0 \pm 2,8$	$39,0 \pm 4,0$
0,0200	0,0501			$5,1 \pm 0,8$	$7,4 \pm 1,2$
100	130			0,00010	0,00018
		0,00018	0,00032	2067 ± 349	2643 ± 435
		0,00032	0,00050	1203 ± 199	1489 ± 246
		0,00050	0,00079	905 ± 157	1120 ± 195
		0,00079	0,00158	422 ± 58	530 ± 72
		0,0016	0,0032	202 ± 28	248 ± 35
		0,0032	0,0079	$74,3 \pm 9,0$	93 ± 11
		0,0079	0,0200	$17,5 \pm 2,7$	$22,1 \pm 3,4$
		0,0200	0,0316	$6,2 \pm 2,1$	$7,7 \pm 2,6$

Tabelle A.2: *Differenzieller Wirkungsquerschnitt in ν und x_{Bj} ,*

A.2.2 Strukturfunktion F_2^{cc}

$Q_{min}^2 [GeV]$	$Q_{max}^2 [GeV]$	$x_{Bj,min}$	$x_{Bj,max}$	Mit Energieschnitt		Ohne Energieschnitt	
				F_2^{cc}	ΔF_2^{cc}	F_2^{cc}	ΔF_2^{cc}
0,014	0,026	0,0001	0,00014	$4,03 \cdot 10^{-5}$	$6,4 \cdot 10^{-6}$	$5,42 \cdot 10^{-5}$	$8,5 \cdot 10^{-6}$
		0,00014	0,0002	$1,80 \cdot 10^{-5}$	$3,1 \cdot 10^{-6}$	$3,06 \cdot 10^{-5}$	$5,3 \cdot 10^{-6}$
0,026	0,048	0,00014	0,0002	$7,28 \cdot 10^{-5}$	$7,91 \cdot 10^{-6}$	$9,33 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$
		0,0002	0,0004	$5,3 \cdot 10^{-5}$	$6,7 \cdot 10^{-6}$	$8,62 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$
0,048	0,089	0,0002	0,0004	$1,40 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$
		0,0004	0,0008	$9,8 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$
0,089	0,158	0,0004	0,0008	$2,39 \cdot 10^{-4}$	$3,1 \cdot 10^{-5}$	$3,08 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-5}$
		0,0008	0,0015	$1,56 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$2,52 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-5}$
0,158	0,282	0,0008	0,0015	$4,65 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$6,06 \cdot 10^{-4}$	$6,4 \cdot 10^{-5}$
		0,0015	0,0027	$1,97 \cdot 10^{-4}$	$3,3 \cdot 10^{-5}$	$3,25 \cdot 10^{-4}$	$5,6 \cdot 10^{-5}$
0,28	0,50	0,0015	0,0027	$7,6 \cdot 10^{-4}$	$8,5 \cdot 10^{-5}$	$9,67 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$
		0,0027	0,0045	$4,7 \cdot 10^{-4}$	$6,5 \cdot 10^{-5}$	$7,82 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$
0,50	0,95	0,0027	0,0045	$1,32 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$
		0,0045	0,0076	$6,2 \cdot 10^{-4}$	$9,2 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$
0,95	1,58	0,0045	0,0076	$1,72 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-4}$
		0,0076	0,0141	$1,18 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,90 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$
1,58	3,16	0,0076	0,0141	$2,55 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-4}$	$3,40 \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^{-4}$
		0,0141	0,0251	$1,90 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$2,87 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$
3,16	5,62	0,0141	0,0251	$2,36 \cdot 10^{-3}$	$5,3 \cdot 10^{-4}$	$3,19 \cdot 10^{-3}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$
		0,0251	0,0398	$2,61 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$	$3,87 \cdot 10^{-3}$	$7,6 \cdot 10^{-4}$

Tabelle A.3: Werte für die hier bestimmte Strukturfunktion F_2^{cc} für feste Werte von Q^2 gegen x_{Bj}

$\nu_{min}[GeV]$	$\nu_{max}[GeV]$	$x_{Bj,min}$	$x_{Bj,max}$	Mit Energieschnitt		Ohne Energieschnitt	
				F_2^{cc}	ΔF_2^{cc}	F_2^{cc}	ΔF_2^{cc}
40	60	0,00010	0,00018	$5,3 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-6}$	$1,52 \cdot 10^{-5}$	$6,3 \cdot 10^{-6}$
		0,00018	0,00032	$2,93 \cdot 10^{-5}$	$6,9 \cdot 10^{-6}$	$7,1 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$
		0,00032	0,00050	$2,62 \cdot 10^{-5}$	$6,9 \cdot 10^{-6}$	$5,7 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
		0,00050	0,00079	$7,9 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$1,56 \cdot 10^{-4}$	$3,1 \cdot 10^{-5}$
		0,00079	0,00158	$1,00 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{-5}$	$1,97 \cdot 10^{-4}$	$3,9 \cdot 10^{-5}$
		0,0016	0,0032	$1,34 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-5}$	$2,35 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{-5}$
		0,0032	0,0079	$2,54 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-5}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$
		0,0079	0,0200	$6,4 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$1,43 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$
		0,0200	0,0501	$8,9 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$1,76 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^{-4}$
60	100	0,00010	0,00018	$4,46 \cdot 10^{-5}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	$6,23 \cdot 10^{-5}$	$7,0 \cdot 10^{-6}$
		0,00018	0,00032	$7,78 \cdot 10^{-5}$	$8,3 \cdot 10^{-6}$	$1,02 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$
		0,00032	0,00050	$1,34 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$1,87 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$
		0,00050	0,00079	$1,55 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-5}$	$2,05 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$
		0,00079	0,00158	$3,68 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-5}$	$4,95 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-5}$
		0,0016	0,0032	$5,52 \cdot 10^{-4}$	$6,2 \cdot 10^{-5}$	$7,47 \cdot 10^{-4}$	$8,3 \cdot 10^{-5}$
		0,0032	0,0079	$1,02 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$1,43 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$
		0,0079	0,0200	$2,09 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$2,82 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$
		0,0200	0,0501	$2,24 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$3,15 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-4}$
100	130	0,00010	0,00018	$5,9 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$7,3 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$
		0,00018	0,00032	$1,31 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$1,68 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$
		0,00032	0,00050	$2,12 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$2,63 \cdot 10^{-4}$	$4,3 \cdot 10^{-5}$
		0,00050	0,00079	$4,01 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-5}$	$4,97 \cdot 10^{-4}$	$8,6 \cdot 10^{-5}$
		0,00079	0,00158	$6,01 \cdot 10^{-4}$	$8,3 \cdot 10^{-5}$	$7,6 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$
		0,0016	0,0032	$1,14 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$1,41 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$
		0,0032	0,0079	$2,13 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$2,67 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$
		0,0079	0,0200	$3,04 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-4}$	$3,87 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-4}$
		0,0200	0,0316	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$

Tabelle A.4: Werte für die hier bestimmte Strukturfunktion F_2^{cc} für feste Werte von ν gegen x_{Bj}

Literaturverzeichnis

- [1] COMPASS COLLOBARATION: *D* and D⁰ Production in Muon Nucleon Interactions at 160GeV/c*. 2011. – to be published in 2011
- [2] COMPASS COLLOBARATION: The COMPASS Experiment at CERN. In: *CERN-PH-EP 2007* (2007), S. 001
- [3] COMPASS COLLOBARATION: Common Muon and Proton Apperatus for Structure and Spectroscopy. In: *CERN/SPSLC 96* (1996), S. 14
- [4] J. BALL ET AL.: First results of the large COMPASS ⁶LiD polarized target. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 498 (2003), S. 101
- [5] A. ABRAGAM, M. GOLDMAN: *Nuclear magnetism : order and disorder*. Oxford : Clarendon Press, 1982
- [6] KONRAD KLEINKNECHT: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner, 4. Auflage, 2005
- [7] E. ALBRECHT ET AL.: COMPASS RICH-1. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 504 (2003), S. 354–355
- [8] E. ALBRECHT ET AL.: Status and characterisation of COMPASS RICH-1. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 553 (2005), S. 215–219
- [9] JASINSKI, Prometeusz: *Vortrag im Gruppenseminar am 16.03.2011*. 2011
- [10] JÖRG PRETZ: *The Gluon Polarization in the Nucleon*. Habilitationsschrift, 2007
- [11] S. WEINBERG: Dynamics at Infinite Momentum. In: *Physical Review* 150 (1966), S. 1313
- [12] N. NAKAMURA ET AL (PARTICLE DATA GROUP): *Review of Particle Physics*. Journal of Physics G 37 075021, 2010
- [13] C. G. CALLAN JR., D. J. GROSS: High-energy electroproduction and the constitution of the electric current. In: *Physical Review Letters* 22 (1969), S. 156
- [14] B. POVH, K. RITH: *Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer, 7. Auflage, 2006
- [15] H1 AND ZEUS COLLABORATION: Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive e^\pm p Scattering Cross Sections at HERA. In: *Journal of High Energy Physics* 01 2010 (2010), S. 109
- [16] E143 COLLABORATION: Measurements of $R = \sigma_L/\sigma_T$ for $0.03 < x < 0.1$ and fit to world data. In: *Physics Letters B* 452 (1999), S. 194

- [17] E. LAENEN, S. RIEMERSMA, J. SMITH, W. L. VAN NEERVEN: Complete $O(\alpha_s)$ corrections to heavy-flavour structure functions in electroproduction. In: *Nuclear Physics B* 392 (1993), S. 162
- [18] B.W. HARRIS, J. SMITH, R. VOGT: Reanalysis of the EMC charm production data with extrinsic and intrinsic charm at NLO. In: *Nuclear Physics B* 461 (1996), S. 181–196
- [19] E. HOFFMANN, R. MOORE: Sub-leading contributions to the intrinsic charm of the nucleon. In: *Zeitschrift für Physik C* 20 (1983), S. 71
- [20] D. H. PERKINS: *Hochenergiephysik*. Addison-Wesley, 1991
- [21] *Coral Website*. <http://coral.web.cern.ch/coral/>. Version: Juni 2011
- [22] SUSANNE KOBLITZ: *Determination of the Gluon Polarisation from Open Charm Production at COMPASS*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2008
- [23] ALEXANDER ZVYAGIN: *D-meson production by muons in the COMPASS experiment at CERN*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diss., 2010
- [24] MARTIN FRHR. VON HODENBERG: *First Measurement of Gluon Polarisation in the nucleon using D Mesons at COMPASS*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Diss., 2005
- [25] *RooFit Website*. <http://root.cern.ch/drupal/content/roofit>. Version: Juni 2011
- [26] *ROOT Website*. <http://root.cern.ch/drupal/>. Version: Juni 2011
- [27] G. INGELMAN, J. RATHSMAN, G.A. SCHULER: AROMA 2.2 - A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep Collisions. In: *Computer Physics Communications* 101 (1997), S. 135–142
- [28] THE EUROPEAN MUON COLLABORATION: Production of charmed particles in 250 GeV μ^\pm iron interactions. In: *Nuclear Physics B* 213 (1983), S. 31–64
- [29] *The Durham HepData Project*. <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/online/f2/structindex.html>. Version: Juni 2011
- [30] H1 COLLABORATION: Measurement of the $D^{*\pm}$ meson production cross section and F_2^{cc} at high Q^2 in ep scattering at HERA. In: *Physics Letters B* 686 (2010), S. 91–100
- [31] THE NMC COLLABORATION: Measurement of the proton and the deuteron structure functions F_p^2 and F_d^2 . In: *Physics Letters B* 364 (1995), S. 107–115
- [32] G. BOHM, G. ZECH: *Einführung in Statistik und Messwertanalyse für Physiker*. Springer, 2006

Abbildungsverzeichnis

2.1	Entstehung des Myonstrahls	4
2.2	Aufbau der Beam Momentum Station	5
2.3	Schematische Zeichnung des Targets	6
2.4	Schematische Übersicht über das COMPASS Spektrometer	7
2.5	Aufbau der beiden Spektrometerstufen des COMPASS Spektrometer	7
2.6	Der Cherenkov-Winkel	9
2.7	Abhängigkeit des Cherenkov-Winkels von n und p	9
2.8	Experimentell bestimmte Cherenkov-Winkel	11
2.9	Schematische Zeichnung des Ring-Imaging-Cherenkov-Detektors	11
3.1	Feynman-Diagramm für den Prozess der tiefinelastischen Streuung	13
3.2	Streuungswinkel eines Teilchens	14
3.3	Feynman-Diagramm zur tiefinelastischen Streuung	16
3.4	Die Strukturfunktion F_2	17
3.5	Experimentelle Ergebnisse zur Callan-Gross-Beziehung [14].	18
3.6	Quarkverteilung	19
3.7	Verlauf von R für drei verschiedene Werte von Q^2	20
3.8	Feynman-Diagramme für die Quarkerzeugung	21
3.9	Feynman-Diagramm für die Photon-Gluon-Fusion	22
3.10	Quarkdichtefunktion für intrinsische Charmquarks $N_5 = 36$	23
3.11	Beitrag von intrinsischem Charm zur Strukturfunktion	25
4.1	Koordinatensystem des Targets	28
4.2	Verteilung der Primärvertices der D^* -Mesonen	28
4.3	Selektierte Ereignisse als Funktion von $M(K\pi)$ und Δm	30
4.4	Simulierte Winkelverteilung des Kaons	31
4.5	Simulierte Verteilungen in z_D	32
4.6	Invariantes Massenspektrum der verschiedenen Jahre	33
5.1	Vergleich der Fitfunktionen	36
5.2	Fitergebnis für Exponentialfunktion und MC Funktion	37
5.3	Fitergebnis für Exponentialfunktion und Gaußfunktion	37
5.4	Fitergebnis für Polynom und MC Funktion	38
5.5	Fitergebnis für Polynom und Gaußfunktion	38
5.6	Lage der Seitenbins	39
5.7	Kinematische Verteilungen	41
6.1	Feynman-Diagramm für den Prozess der Photon-Gluon-Fusion	44
6.2	RICH Tabelle	45
6.3	Vergleich der generierten Verteilung mit der rekonstruierten.	45

6.4	Inklusive Myonakzeptanz für das Jahr 2004	46
6.5	Akzeptanz in X_{Bj} und y	47
6.6	Akzeptanz in X_{Bj} und ν	47
6.7	Akzeptanz in X_{Bj} und Q^2	48
6.8	Akzeptanz für D^* -Mesonen für das Jahr 2004 als Funktion von E_D und p_T	48
6.9	Akzeptanz in ν	49
6.10	Akzeptanz in Q^2	49
6.11	Akzeptanz in x_{Bj}	50
7.1	Bins für feste Q^2 gegen x_{Bj}	52
7.2	Bins für feste ν gegen x_{Bj}	52
7.3	Beispiele für Fitkurven	55
7.4	Differenzieller Wirkungsquerschnitt für feste Q^2 gegen x_{Bj}	56
7.5	Differenzieller Wirkungsquerschnitt für feste ν gegen x_{Bj}	56
7.6	Differenzieller Wirkungsquerschnitt für feste x_{Bj} gegen Q^2	57
7.7	Generierte Verteilung der D^0 -Energie	57
8.1	Einfluss von F_L	60
8.2	F_2^{cc} für feste Q^2 gegen x_{Bj}	62
8.3	F_2^{cc} für feste x_{Bj} gegen Q^2	63
8.4	F_2^{cc} für feste ν gegen x_{Bj}	64
8.5	Vergleich von F_2 mit F_2^{cc}	66

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonders möchte ich mich bei meiner Betreuerin Prof. Eva-Maria Kabuß für ihre Unterstützung bei dieser Arbeit bedanken und dafür, dass sie mir die Möglichkeit gegeben hat, an der Arbeit des COMPASS-Experiments teil zu haben.

Bei Alexander Zvyagin möchte ich mich dafür bedanken, dass er sich immer Zeit genommen hat, um meine Fragen zu beantworten, sowie den Mitgliedern der Opencharm Gruppe, die mir hilfreich zur Seite standen. Bei Herrn Prof. von Harrach möchte ich mich für seine hilfreichen Ideen und Kommentare bedanken.

Ein ganz besondere Dank gilt auch denen, die sich die Zeit genommen haben, meine Diplomarbeit Korrektur zu lesen, sowie meinen Freunden und meiner Familie, die mich unterstützt haben und auch immer für Abwechslung und einen freien Kopf gesorgt haben.