

Untersuchung von offener Charmproduktion am COMPASS-Experiment in Myon-Nukleon-Streuung bei 160 GeV/c

von

Maurice Becker



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 22. August 2011

1. Gutachter: Prof. Dr. Eva-Maria Kabuß
2. Gutachter: Prof. Dr. Stefan Tapprogge

korrigierte Version

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

Mainz, den 22.08.2011

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

Inhaltsverzeichnis

1. Vorwort	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Tiefinelastische Streuung	3
2.1.1. Partonmodell	5
2.1.2. Offene Charmproduktion	8
2.1.3. Fragmentation	9
2.2. Monte-Carlo-Simulation	9
3. Experimenteller Aufbau	11
3.1. Der Myon-Strahl	11
3.2. Das Target	12
3.3. Das Spektrometer	12
3.3.1. RICH- Detektor	14
3.3.2. Trigger-System	15
3.4. Unterschiede im Aufbau des Experiments zwischen 2004 und 2006	16
4. Datenanalyse	17
4.1. Datenselektion und Rekonstruktion	17
4.2. Massenspektren	21
4.3. Kinematische Verteilungen	26
4.4. Akzeptanz-Bestimmung mit Monte-Carlo Daten von 2004	30
4.5. Winkelverteilungen	34
4.6. Bestimmung des Wirkungsquerschnittes	37
5. Zusammenfassung	41
A. Anhang	45
A.1. Differentielle Wirkungsquerschnitte	45
A.2. Massenspektrum	48

1. Vorwort

Die Kernphysik beschäftigt sich mit den Bestandteilen von Atomkernen. Quarks sind die elementaren Teilchen in einem Atomkern, die mittels der starken Kraft wechselwirken können, welche durch Gluonen vermittelt wird. Die starke Kraft ist auch dafür verantwortlich, dass die Quarks einen „Verbund“ eingehen können und Hadronen, zum Beispiel das Proton, bilden können. Das theoretische Modell, das zur mathematischen Beschreibung dieser starken Wechselwirkung dient, ist die **Quantenchromodynamik (QCD)**. Mit dieser Theorie können Vorhersagen für das Verhalten der Materie oder die Existenz weiterer, noch nicht entdeckter Eigenschaften der Teilchen gemacht werden. Diese Vorhersagen gilt es experimentell zu untersuchen.

Eine experimentelle Beobachtung, die für das Proton gemacht wurde, zeigt, dass sich die Projektion des Spins, nicht nur aus den Anteilen der enthaltenen Quarks, sondern auch aus Anteilen der Gluonen im Proton zusammensetzt. Es ist von Interesse zu messen, wie groß genau dieser Gluonbeitrag zum Spin ist, um die Struktur der Nukleonen besser zu verstehen. Ein wichtiger Punkt zur Strukturuntersuchung der Nukleonen ist die Messung der Strukturfunktion F_2^{cc} , welche den Impulsbruchteil der Charmquarks im Nukleon angibt.

Die offene Charmproduktion hat nur einen sehr geringen Anteil am Gesamtwirkungsquerschnittes der tiefinelastischen Streuung, so dass es zur Betrachtung der differentiellen Wirkungsquerschnitte nötig ist, sehr große Datenmengen zu analysieren. Im Zuge dieser Bachelorarbeit soll dieser Wirkungsquerschnitt für das COMPASS-Experiment für 2006 bestimmt werden. Dabei wird analog zu einer früheren Analyse von Malte Wilfert [1] vorgegangen. Die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes ist stark davon abhängig, wie der experimentelle Aufbau angelegt ist, so dass ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist, die Unterschiede im Aufbau aufzuzeigen und die Auswirkungen auf die Messdaten zu quantifizieren.

Zunächst wird in Kapitel 2 eine kurze Einführung in die theoretischen Grundlagen gegeben, die sowohl das zugrunde liegende Modell beschreiben, als auch einige Produktions- und Zerfallsmechanismen aufzeigen. Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem experimentellen Aufbau und gibt einen Einblick in Aufbau und Funktion der Detektoren, welche für die Analyse relevant sind. Außerdem werden die Unterschiede im Aufbau zwischen 2004 und 2006 beschrieben. Die Datenanalyse in Kapitel 4 beschreibt die Untergrundminimierung, zeigt explizit die Unterschiede in den Daten von 2004 und 2006 und beschreibt die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Tiefinelastische Streuung

Die Struktur von Nukleonen kann mit tiefinelastischer Streuung von Leptonen untersucht werden. Das einlaufende Lepton gibt dabei einen Teil seines Viererimpulses an ein virtuelles Photon (γ^*) ab. Das auslaufende Lepton l' mit dem verbliebenen Viererimpuls k' hat den Impuls Anteil $q = k - k'$ an das Photon übertragen. Dieses Photon wird vom Nukleon absorbiert, wodurch es in hadronische Endzustände (X) zerfällt. Das Feynman-Diagramm eines solchen Prozesses ist in Abb. 2.1 dargestellt. Es wird hier die Vierernotation der Vektoren gewählt, da die Leptonen, abhängig vom experimentellen Aufbau auch die Nukleonen, vor dem Streuprozess auf sehr hohe Geschwindigkeiten beschleunigt wurden und es sich deswegen um relativistische Prozesse handelt.

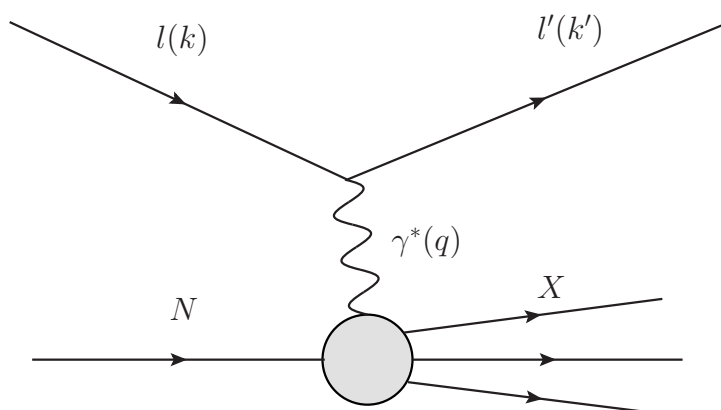


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung eines Lepton-Nukleon-Streuprozesses

Für die Beschreibung der Kinematik des Prozesses sollen im Folgenden einige hilfreiche kinematische Größen definiert werden [2].

Eine dieser Größen ist das negative Quadrat des Impulsübertrages auf das Photon:

$$Q^2 := -(k - k')^2 \stackrel{\text{lab.}}{=} 2(EE' - |\vec{k}||\vec{k}'| \cos \Theta) - 2m_l^2 \approx 4EE' \sin^2 \frac{\Theta}{2}. \quad (2.1)$$

E, E' ist die Energie des einlaufenden, bzw. auslaufenden Leptons und Θ der Streuwinkel im Laborsystem. Die Näherung im letzten Schritt vernachlässigt die Leptonmasse.

Eine weitere lorentzinvariante Größe stellt der relative Energieübertrag, auch Inelastizität

2. Theoretische Grundlagen

genannt, des Leptons auf das Photon dar:

$$y := \frac{p_N q}{p_N k} \stackrel{\text{lab.}}{=} \frac{\nu}{E}. \quad (2.2)$$

Der Energieübertrag auf das Photon ist dabei durch $\nu = E - E'$ gegeben und der Viererimpuls des Nukleons durch p_N .

Für einige Betrachtungen ist außerdem eine Größe nötig, die den Anteil der Energie des virtuellen Photons angibt, der auf ein bestimmtes Zerfallsprodukt abfällt. Berechnen lässt sich diese Größe durch:

$$z = \frac{E_H}{\nu}; \quad (2.3)$$

mit E_H als Energie des betrachteten Hadrons im Endzustand des Streuprozesses.

Aus den Vierervektoren des Leptons und Nukleons lässt sich direkt die Masse des hadronischen Endzustandes berechnen:

$$W^2 = (p_N + q)^2 \stackrel{\text{lab.}}{=} M^2 + 2M\nu - Q^2. \quad (2.4)$$

M steht hier für die Masse des Nukleons.

Die bjorkenschen Skalvenvariable x_{bj} stellt eine weitere lorentzinvariante kinematische Größe dar. Sie lässt sich berechnen durch:

$$x_{bj} := \frac{Q^2}{2p_N q} \stackrel{\text{lab.}}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}. \quad (2.5)$$

Mit diesen Variablen kann eine Streuung als „inelastisch“ bezeichnet werden, wenn die Masse des hadronischen Endzustandes größer ist als die Masse des Nukleons ($W^2 > 2 (\text{GeV}/c^2)^2$) und als „tief“, wenn der übertragene Impuls sehr groß ist (typischerweise $Q^2 > 1 (\text{GeV}/c)^2$). Um ein Maß für die Wahrscheinlichkeit zu erhalten, dass ein einlaufendes Teilchen (Lepton) mit einem Targetteilchen (Nukleon) wechselwirkt, wird der Wirkungsquerschnitt (σ) berechnet. Für den Fall, dass beim Messen nur das gestreute Lepton nachgewiesen wurde (inklusive Messung), ergibt sich für den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von x_{bj} und Q^2 :

$$\frac{d^2\sigma}{dx_{bj}dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x_{bj}} ((1 + (1 - y)^2)F_2(x_{bj}, Q^2) - y^2 F_L(x_{bj}, Q^2)). \quad (2.6)$$

$F_L(x_{bj}, Q^2)$ ist hierbei definiert, als:

$$F_L(x_{bj}, Q^2) = F_2 - 2x_{bj} \cdot F_1(x_{bj}, Q^2). \quad (2.7)$$

Die beiden Strukturfunktionen tragen dabei Informationen über die Struktur des Nukleons (siehe Kap. 2.1.1.).

2.1.1. Partonmodell

Eine weitere Messung der Struktur des Nukleons kann durch die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes von kinematischen Variablen unternommen werden. Für einen Massenbereich von $W^2 > 2 (\text{GeV}/c^2)^2$, wurde 1968 [3] gefunden, dass nur eine sehr kleine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Q^2 vorhanden ist. Wird aus den Wirkungsquerschnitten die Strukturfunktionen $F_1(x_{bj}, Q^2)$ und $F_2(x_{bj}, Q^2)$ extrahiert, ist auch für diese eine sehr schwache Abhängigkeit von Q^2 für feste Werte von x_{bj} festzustellen. Die Darstellung in Abb. 2.3 verdeutlicht dieses Verhalten für $F_2(x_{bj}, Q^2)$ in Bereichen von $0,05 < x_{bj} < 0,4$ und $1 (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 10^2 (\text{GeV}/c)^2$. Die Messung zeigt, dass Streuung an Punktladungen stattfindet. Bei einem Nukleon handelt es sich um ein ausgedehntes Gebilde, was bedeutet, dass das Nukleon eine Unterstruktur aus punktförmigen Konstituenten besitzt. Die Streuung an diesen Bestandteilen des Nukleons ist in Abb. 2.2 dargestellt. Die Abbildung verdeutlicht, dass das Photon nicht vom Nukleon als Ganzes absorbiert wird, sondern nur mit einem Bestandteil des Nukleon wechselwirkt, welches den Impulsbruchteil xP des Nukleon trägt.

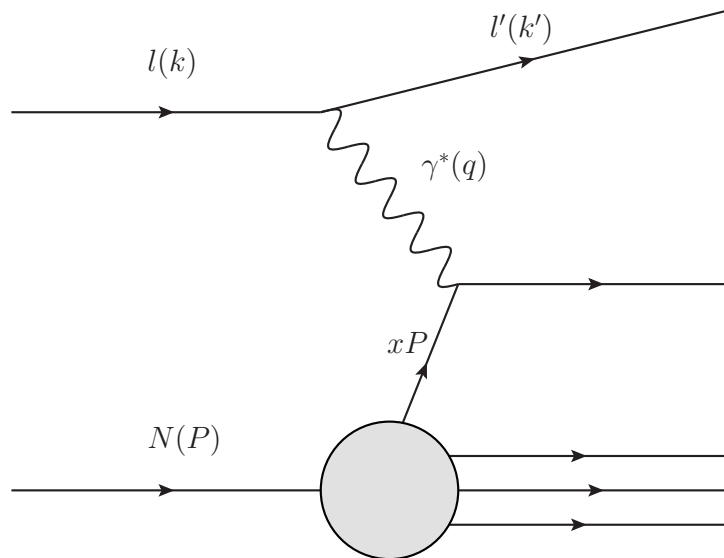


Abbildung 2.2.: Inelastische Streuung im Partonmodell

Durch die Wahl eines bestimmten Bezugssystems, das *infinite momentum frame (IMF)* [4], welches sich so schnell bewegt, dass die transversalen Impulse und die Ruhmassen der Konstituenten vernachlässigt werden können, ist die innere Struktur des Nukleons in erster Näherung durch die longitudinalen Impulse bestimmt. In diesem Modell werden die Konstituenten des Nukleons als Partonen bezeichnet. Wird weiterhin angenommen, dass die Wechselwirkungszeit zwischen Photonen und Partonen sehr kurz ist und die Partonen nicht untereinander wechselwirken, so kann die Wechselwirkung des Leptons mit dem Nukleon als

2. Theoretische Grundlagen

inkohärente Summe der (elastischen) Wechselwirkungen mit den jeweiligen Partonen angesehen werden. Mit dieser Näherung bekommt die Bjorkensche Skalenvariable die Bedeutung des Impulsbruchteils des Nukleons, welcher vom Parton getragen wird.

Heute werden die geladenen Partonen als Quarks identifiziert. Ihnen wird eine (drittelzahlige) elektrische Ladung, ein Flavour (**u**,**d**,**s**,**c**,**t**,**b**), Spin $\frac{1}{2}$ und eine Farbladung (rot, grün, blau oder die jeweilige Antifarbe) zugeordnet. Es hat sich gezeigt, dass diese Quarks nicht als freie Teilchen auftreten können, da bisher nur farbneutrale Teilchen gefunden wurden (auch als *confinement* bezeichnet). Farbneutral ist ein Teilchen, wenn es aus zwei Quarks besteht, die jeweils Farbe und die passende Antifarbe tragen oder wenn es aus drei Quarks besteht, die jeweils unterschiedliche Farbladungen tragen. Die Quantenzahlen der Nukleonen werden durch die drei Valenzquarks bestimmt. Nebenbei existieren im Nukleon die so genannten Seequarks, welche einen sehr geringen Impulsbruchteil des Nukleons tragen und deren Quantenzahlen im Mittel verschwinden, d.h. nicht zu den Quantenzahlen des Nukleons beitragen.

Die Strukturfunktionen lassen sich mittels der Quarkverteilungen bzw. Antiquarkverteilungen ($q_i(x)$, $\bar{q}_i(x)$) im Nukleon ausdrücken durch:

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 (q_i(x) + \bar{q}_i(x)), \quad (2.8)$$

$$F_2(x) = x \sum_i e_i^2 (q_i(x) + \bar{q}_i(x)). \quad (2.9)$$

Hierbei ist e_i^2 die Ladung der jeweiligen Quarks. Die Summe berücksichtigt die verschiedenen Flavours i . In diesem Modell beschreibt $F_1(x)$ also die Anzahl der Quarks und $F_2(x)$ die Impulsverteilung der Quarks eines Nukleons bei elektromagnetischer Wechselwirkung.

Wird Abb. 2.3 in Bereichen von $x_{bj} > 0,4$ betrachtet, so ist ein Abfallen der Strukturfunktion mit steigendem Q^2 zu erkennen. Für Bereiche von $x_{bj} < 0,005$ ist ein Anstieg bei steigendem Q^2 zu entnehmen. Dieses Verhalten wird auch als Skalenbrechung bezeichnet. Durch größere Q^2 kann, wegen des höheren Impulses des Photons, ein besseres „Auflösungsvermögen“ des Nukleons erreicht werden. Dadurch wird deutlich, dass die Wechselwirkungen zwischen den Quarks untereinander nicht mehr vernachlässigt werden können.

Wechselwirkungen zwischen Quarks sind durch die Kopplungskonstante α_s , die auch von Q^2 abhängt, bestimmt. Beschrieben wird sie durch die Quantenchromodynamik, wobei Gluonen die Austauscheteilchen der Kräfte sind. Diese tragen sowohl Farbe als auch Antifarbe und können wieder an Gluonen koppeln. Außerdem können Quarks Gluonen abstrahlen, die sich wiederum in ein Quark-Antiquark-Paar aufspalten können, wodurch eine laufende Impulsverteilung zwischen den Konstituenten des Nukleons stattfindet. Bei kleinen Q^2 können diese Abstrahlungs- und Aufspaltungsprozesse nicht getrennt werden. Bei größeren Werten von Q^2 können diese Prozesse aufgelöst werden und die Anzahl der aufgelösten Quarks wächst an. Für kleine Impulsbruchteile ist also die Quarkverteilung $q(x)$ bei geringen Q^2 kleiner als bei hohen Q^2 , wohingegen bei großen Impulsbruchteilen der umgekehrte Effekt auftritt. Somit kann die Skalenbrechung durch eine Erweiterung des Partonmodells mittels bekannter QCD-Effekte beschrieben werden.

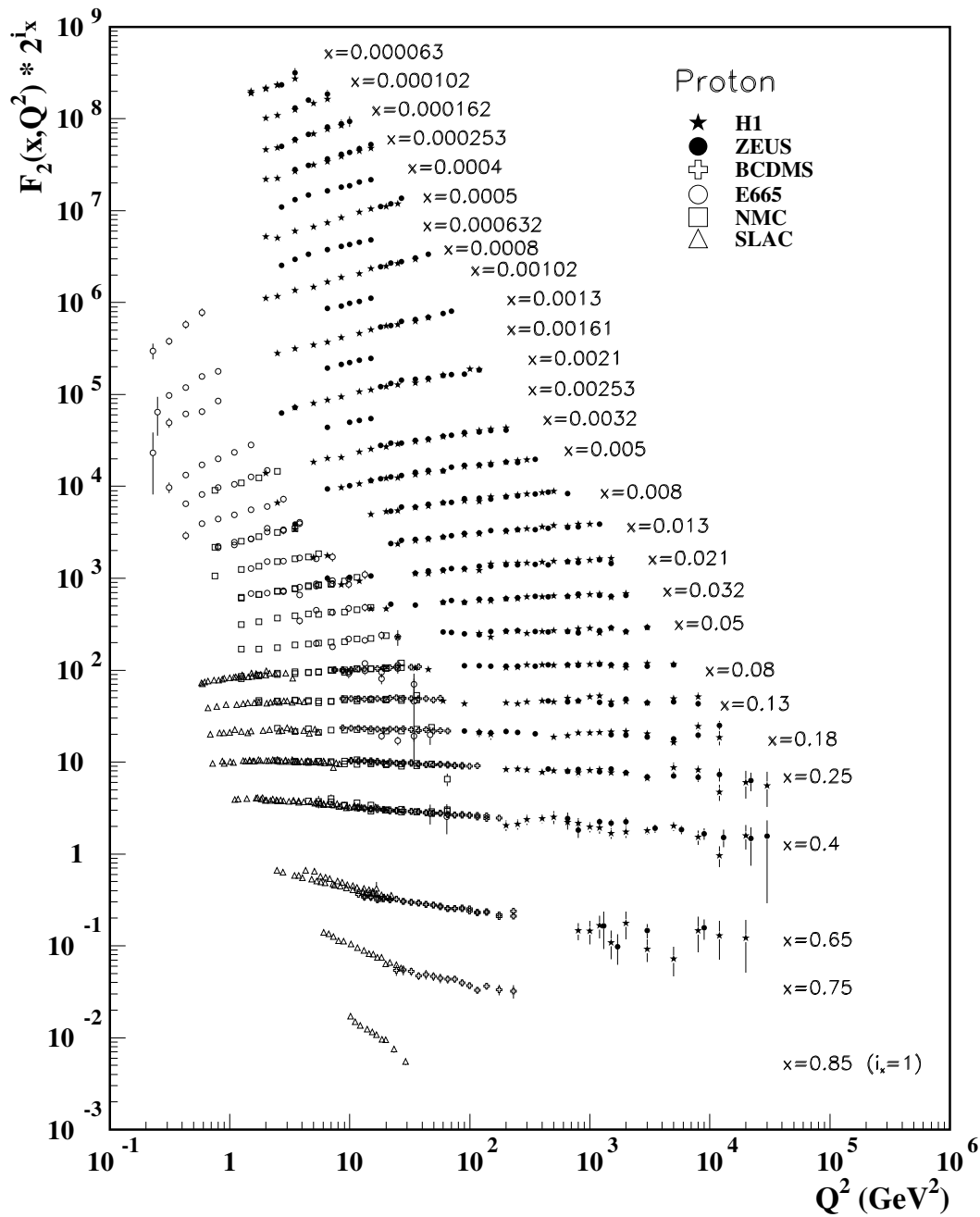


Abbildung 2.3.: Protonstrukturfunktion F_2 für elektromagnetische Streuung zwischen Positronen (ZEUS, H1), bzw. Elektronen (SLAC) oder Myonen (BCDMS, E665, NMC) und Protonen, bei einem fixed Target Experiment. (Graph von [5])

2.1.2. Offene Charmproduktion

Bei einer Lepton-Nukleon-Streuung tragen drei verschiedene Prozesse dominant zum Wirkungsquerschnitt bei. Die drei Prozesse sind: der Quark-Parton-Modell(QPM)-Prozess, der QCD-Compton-Prozess und die Photon-Gluon-Fusion (PGF). In Abb. 2.2 ist das Feynman-Diagramm für den QPM-Prozess dargestellt. Dort wird das (vom Lepton) abgestrahlte virtuelle Photon vom Quark im Nukleon absorbiert. Beim QCD-Compton-Prozess wird das Photon ebenfalls absorbiert. Zusätzlich wird kurz vor oder nach der Absorbtion ein Gluon abgestrahlt. Die Photon-Gluon-Fusion beschreibt hingegen den Prozess, bei dem ein Gluon aus dem Nukleon mit dem virtuellen Photon unter Bildung eines Quark-Antiquarkpaares fusioniert (Abb. 2.4). Für die Betrachtung von schweren Quarks ist PGF der Hauptproduktionsmechanismus, da sie für die meisten Nukleonen nicht im Valenzanteil vorhanden sind. Für leichtere Quarks ist PGF unwahrscheinlicher als die anderen beiden Prozesse, da die leichten Quarks im Valenzteil der meisten Nukleonen vorhanden sind und somit eine direkte Absorbtion des Photons möglich ist. Charmquarks sind schwere Quarks ($m_c \approx 1,3 \text{ GeV}/c^2$ [5]), weswegen sie nicht als Valenzquarks im Proton oder Neutron vorliegen, sodass davon auszugehen ist, dass PGF der Hauptproduktionsmechanismus ist.

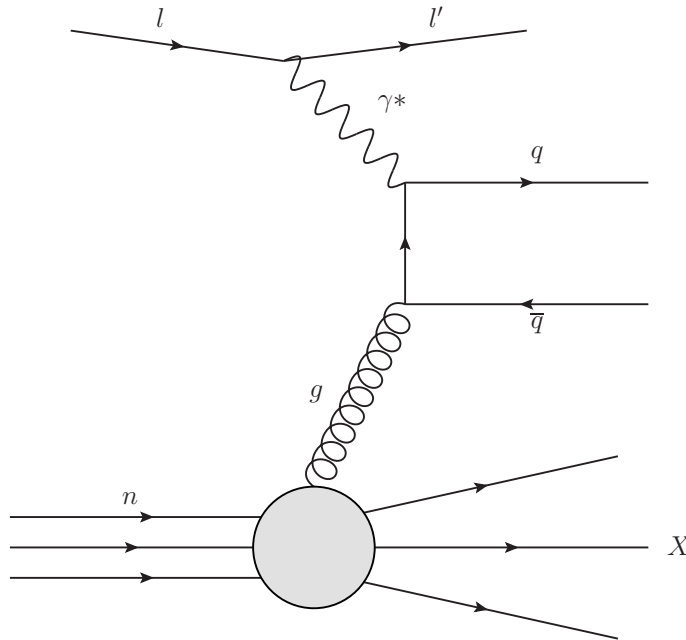


Abbildung 2.4.: Schaubild zur Photon-Gluon-Fusion (Notation wie in vorherigen Schaubildern)

Wie bereits in Abschnitt 2.1.1. erläutert, dürfen bei der Ermittlung von Eigenschaften des Nukleons die Gluonen nicht außer Acht gelassen werden, vor allem, wenn der Spin von $\frac{1}{2}$ der Nukleonen erklärt werden soll. Dieser setzt sich aus einem Beitrag der Quarks, dem Bahndrehimpuls der Konstituenten des Nukleons und einem Beitrag durch die Gluonen

zusammen, wie in Gl. (2.10) zu erkennen ist.

$$S_z^N = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_z \quad (2.10)$$

$\Delta\Sigma$ ist hierbei der Beitrag der Quarks und wurde in polarisierter tiefinelastischer Streuung auf $\approx 30\%$ gemessen [6].

Der Gluonbeitrag kann aus der sogenannten Spinasymmetrie der PGF für polarisierte Lepton-Nukleon-Streuung bestimmt werden [7]. Die Asymmetrie ist definiert durch:

$$A_{PGF}^{\mu N} = \frac{\sigma_{(\mu N \rightarrow \mu c \bar{c} X)}^{\vec{\uparrow}} - \sigma_{(\mu N \rightarrow \mu c \bar{c} X)}^{\vec{\downarrow}}}{\sigma_{(\mu N \rightarrow \mu c \bar{c} X)}^{\vec{\uparrow}} + \sigma_{(\mu N \rightarrow \mu c \bar{c} X)}^{\vec{\downarrow}}}. \quad (2.11)$$

Die Pfeile deuten hier auf die Polarisation des Targets bzw. des Strahls hin (Näheres in Kap. 3). Wurde der Wirkungsquerschnitt für die polarisierte Lepton-Nukleon-Streuung bestimmt, kann durch

$$A_{PGF}^{\mu N} = \left(\frac{\Delta\sigma^{(\mu g \rightarrow c \bar{c})}}{\sigma^{(\mu g \rightarrow c \bar{c})}} \right) \left(\frac{\Delta G}{G} \right) \quad (2.12)$$

der Gluonbeitrag bestimmt werden.

2.1.3. Fragmentation

Die phänomenologische Vorstellung bei der Fragmentation ist, dass sich ein Quark und ein Quark-Antiquark-Paar voneinander entfernen. Dadurch baut sich ein starkes Farbfeld zwischen den Konstituenten auf. Ist die Energie des Farbfelds groß genug, entsteht daraus ein neues Quark-Antiquark-Paar. Dieser Prozess pflanzt sich so lange weiter fort, bis die Energie des Farbfeldes nicht mehr ausreicht, um ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen.

Die in der PGF entstehenden Charmquarks können auf Grund ihrer großen Masse nur zu sehr geringen Wahrscheinlichkeiten aus der Fragmentation entstehen. In den Endzuständen ist daher der Nachweis eines Teilchens mit Charm, ein fast sicherer Hinweis, dass eine PGF stattgefunden hat.

2.2. Monte-Carlo-Simulation

Da es für das Experiment nicht möglich ist, die Detektorakzeptanz analytisch zu bestimmen, wird durch eine Monte-Carlo-Simulation das Experiment simuliert und so numerisch die Akzeptanz bestimmt. Mittels der mathematischen Beschreibung des PGF-Prozesses wird der Monte-Carlo-Simulation ein Modell vorgegeben, nach welchem es Ereignisse erzeugt und es kann simuliert werden, wie das weitere zeitliche und räumliche Verhalten der erzeugten „Teilchen“ aussieht. Demnach werden „virtuelle“ Messungen von physikalischen Größen durchgeführt, ohne die Daten eines realen Experiments zu benötigen.

Für das COMPASS-Experiment wurde AROMA [8] benutzt, ein Monte-Carlo Generator, der darauf spezialisiert ist, die Produktion von Charm Ereignissen zu simulieren. Mittels

2. Theoretische Grundlagen

CORAL [9], einem Rekonstruktionsprogramm, was für die Spurrekonstruktion der Teilchen aus den Detektordaten entwickelt wurde, kann man die erzeugten Ereignisse von AROMA analysieren. So ist es möglich zu betrachten, wie viele der erzeugten PGF-Ereignisse vom Spektrometer registriert werden. Die dadurch erhaltene Akzeptanz kann benutzt werden, um reale Daten aus dem Experiment so zu korrigieren, dass eine Aussage darüber getroffen werden kann, wie viele PGF stattgefunden haben und nicht wie viele detektiert wurden.

3. Experimenteller Aufbau

Das COMPASS¹-Experiment ist ein Fixed-Target-Experiment und befindet sich in der nördlichen Zone des SPS² am CERN in Genf und wurde dazu gebaut, Wechselwirkungen von hoch energetischen Myonen oder Hadronen mit Nukleonen zu untersuchen. Je nachdem welche Untersuchungen durchgeführt werden, wird der Targetbereich des Spektrometers umgebaut. Das Experiment besteht aus einem zweistufigen Spektrometer mit großer Winkel- und Impulsakzeptanz, welches dazu konzipiert ist, möglichst alle auslaufenden Teilchen zu detektieren, sowie verschiedene Eigenschaften dieser Teilchen zu bestimmen, wie z.B. Energie oder Impuls und Masse. Der Fokus liegt bei dieser Beschreibung auf den relevanten Detektoren für die Charmanalyse, sowie auf den Unterschieden im Aufbau von den Jahren 2004 und 2006. Eine genaue Beschreibung aller Komponenten des COMPASS-Experiments ist in [10] zu finden.

3.1. Der Myon-Strahl

Das COMPASS-Experiment benutzt den M2-Myonstrahl des CERN SPS. Dabei werden Protonen mit 400 GeV/c des SPS-Beschleunigers auf ein Berylliumtarget geschossen, wodurch hochenergetische Hadronen entstehen. Durch Dipolmagnete und Kollimatoren werden geladene Pionen und Kaonen in einem bestimmten Impulsband selektiert, die in einem 600 m langem Zerfallstunnel in Myonen und μ -Neutrinos zerfallen. Ein Hadronabsorber absorbiert die nicht zerfallenen Pionen und lässt nur die Myonen hindurch. Am Ende der Zerfallsstrecke wurden mit einem weiteren Dipolsystem Myonen mit 160 GeV/c \pm 5% selektiert und durch eine FODO³-Strahlführung zum Experiment geleitet. Aufgrund von schwachen Zerfallseigenschaften der Pionen und Kaonen sind die Myonen polarisiert. Bei einer Strahlenergie von 160 GeV beträgt die Polarisierung 80% mit einem Fehler von 4%, die mit Hilfe einer Simulation der M2-Strahlführung bestimmt wurde.

Kurz vor dem Experiment wird der Myonstrahl mit drei Dipolmagneten in die Horizontale gelenkt. Diese Dipolmagnete werden auch dazu verwendet, die Energie jedes einzelnen Strahlmyons zu messen. Dazu wird die sogenannte *beam momentum station (BMS)* verwendet, die aus mehreren Ebenen von Szintillationszählern bzw. szintillierenden Fasern besteht. Der Myonstrahl wird von einem Halo von Myonen begleitet, die nicht alle Elemente der Strahlführung passiert haben und somit ein breiteres Impulsspektrum als der eigentliche Strahl aufweisen. Diese Halomyonen treffen im Allgemeinen das Target nicht und können deshalb mit einem Vetosystem direkt identifiziert werden.

¹COmmon MUon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

²Super Proton Synchrotron

³fokussierend (F), schwach fokussierend (O), stark defokussierend (D)

3. Experimenteller Aufbau

Der Myon-Strahl ist auf Grund der Zeitstruktur des SPS-Strahls in Pakete (sog. *Spills*) aufgeteilt, welche 2004 jeweils aus ungefähr $2 \cdot 10^8$ Myonen bestanden und in Abständen von 14,8 s eintrafen.

3.2. Das Target

Das polarisierte Target ist 2004 in zwei Zellen aufgeteilt, deren Länge 60 cm beträgt und einen Durchmesser von 3 cm haben. Wie in Kap. 2.1.2. beschrieben wurde, ist zur Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons die Polarisation des Targets sehr wichtig. Damit eine möglichst hohe Polarisation erreicht wird, wurde der Anteil an polarisierbarem Material hoch gewählt. Das Experiment wurde von 2002 bis 2006 mit polarisiertem ${}^6\text{LiD}$ durchgeführt. ${}^6\text{LiD}$ hat einen Anteil von polarisierbarem Material von 50% und lässt sich mittels dynamischen Kernpolarisation auf 40% polarisieren [11].

Die dynamische Kernpolarisation [12] ist ein Prozess, bei dem das Target bei niedrigen Temperaturen und starkem Magnetfeld mit Mikrowellen bestrahlt wird. Das starke Magnetfeld wird durch einen Solenoid erreicht, welcher Magnetfeldstärken von 2,5 T mit einer Homogenität besser als 2 ppm erzeugen kann. Die Elektronen lassen sich unter Einwirkung dieses Magnetfeldes und Temperaturen um 200 mK [10] fast komplett polarisieren. Werden paramagnetischen Zentren im ${}^6\text{LiD}$ mit Mikrowellen in einem Frequenzbereich zwischen 70,2 GHz und 70,3 GHz bestrahlt, überträgt sich die Polarisation der Elektronen auf diese Zentren. Diese Polarisation diffundiert daraufhin von diesen Zentren auf das weitere Targetmaterial, wobei lokal ein Teil der Initialpolarisation verloren geht. Durch Wiederholen dieses Prozesses kann die Polarisation des Targetmaterials stetig erhöht werden, bis man bei ungefähr 40% angelangt ist. Um die gewünschte Polarisation zu halten, wird das Target auf eine Temperatur von ungefähr 50 mK herunter gekühlt, so dass die Spins der Deuteronen „eingefroren“ werden. Die Messung der Targetpolarisation lässt sich durch Kernspinresonanz bestimmen, wofür in jeder Zelle fünf Spulen installiert sind. Die Kühlung des Targets wird durch eine Mischung aus Helium-4 und Helium-3 erreicht.

3.3. Das Spektrometer

Das Spektrometer unterteilt sich in drei Hauptbestandteile, die sich über einen Raum von 50 m erstrecken. Zum einen ist das das *beam telescope*, das den Impuls aller (relevanten) einlaufenden Myonen misst, das *Large Angle Spectrometer (LAS)*, welches auslaufende Teilchen unter großem Winkel (bis zu 180 mrad gestreut) detektiert und zuletzt das *Small Angle Spectrometer*, welches Teilchen mit hohen Impulsen und Winkeln von weniger als 30 mrad detektiert. In Abb. 3.1 ist der Aufbau von 2006 schematisch gezeigt. Beide Spektrometerstufen besitzen Spektrometermagneten (SM1 und SM2), die dafür zuständig sind, die Impulse der auslaufenden Teilchen zu vermessen, indem der, durch das B-Feld hervorgerufene Ablenkwinkel, vermessen wird. Nach weiteren Spurdetektoren folgt im LAS ein RICH-Detektor (*Ring Imaging Cherenkov Detector* s. Kap. 3.3.1) zur Pion-Kaon-Proton Trennung. Die darauf folgenden elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL1 und ECAL2) dienen zur Energiebestimmung der Teilchen, welche mittels elektromagnetischer Wechsel-

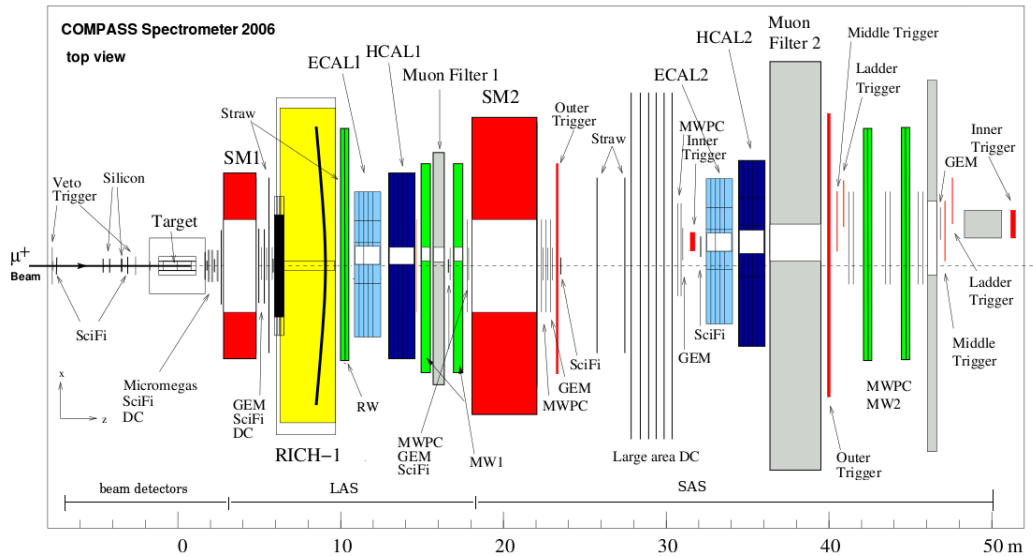


Abbildung 3.1.: Skizzierter Aufbau des Experiments von 2006 [10]

wirkung (z.B. Bremsstrahlung, Paarbildung) ihre Energie in dem Kalorimeter deponieren. Um die Energie von Teilchen, welche nur gering elektromagnetisch wechselwirken, zu bestimmen, befinden sich hinter den ECALs hadronische Kalorimeter (HCAL1 bzw. HCAL2). In diesen geben hauptsächlich die Hadronen (z.B. Pionen, Protonen) ihre Energie durch hadronische Schauer an die Kalorimeter ab.

Um die gestreuten Myonen zu identifizieren, sind am Ende jeder Stufe Myon-Filter aus Eisen oder Beton eingebaut. Die Myon-Filter sollen möglichst alle Hadronen absorbieren und nur Myonen durchlassen, sodass Spurdetektoren vor und hinter dem Myon-Filter ein Myon identifizieren können, sobald beide ansprechen.

Für die Spurrekonstruktion befinden sich im ganzen Spektrometer verschiedene Spurdetektortypen, die je nach Bereich verschiedene Anforderungen erfüllen müssen. So ist es für Spurdetektoren im zentralen Bereich direkt hinter dem Target wichtig, dass sie eine sehr hohe Orts- und Zeitaufösung haben, da in diesem Bereich hohe Teilchenflussdichten auftreten. Dazu werden dort unter anderem szintillierende Fasern (*SciFi*) verwendet, die sich durch eine geringe Totzeit auszeichnen. Für mittlere Entfernungen vom Target ($> 2,5$ cm), bei kleinen Winkeln werden u.a. *Micromegas* (*Micromesh Gaseous Structure*) und *GEMs* (*Gas Electron Multiplier*) verwendet, da sie eine gute Ortsauflösung besitzen. Im Bereich von großen Winkeln werden Driftkammern und Vieldraht-Proportional-Kammern (*MWPC*) installiert, da diese einen großen Bereich abdecken können und dabei noch eine gute Ortsauflösung vorweisen können.

3. Experimenteller Aufbau

3.3.1. RICH- Detektor

Eine besondere Rolle in der Teilchenidentifikation spielt der RICH1, mit dessen Hilfe Pionen, Kaonen und Protonen in einem bestimmten Impulsbereich von einander unterschieden werden. Dies geschieht mittels *Cherenkov-Strahlung*, die entsteht, wenn sich geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit (v) durch ein Medium bewegen, welche größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium (c) ist [13]. Die Strahlung wird, klassisch gesehen, durch eine Asymmetrie der Polarisation des Mediums vor und hinter dem geladenen Teilchen erzeugt. Dadurch wird ein elektrisches Dipolmoment induziert, das die Strahlung „verursacht“. Der Winkel (θ_c), den die emittierte Strahlung zur Flugrichtung des Teilchens einschließt, ist dann bestimmt durch:

$$\cos \theta_c = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n}. \quad (3.1)$$

Dabei ist n der Brechungsindex des Mediums und $\beta = v/c$. Erkennbar wird hier die Abhängigkeit des Winkels von der Geschwindigkeit des Teilchens. Außerdem ist mit $\beta = \frac{v}{c_0}$, c_0 als Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, und der Bedingung $v > c$ und $c = \frac{c_0}{n}$ zu sehen, dass es erst bei $\beta > \frac{1}{n}$ zu Cherenkov-Strahlung kommen kann.

Bei endlich langem Radiator (Medium, durch das sich das Teilchen bewegt) ist der Winkel nicht diskret, sondern stellt eine Verteilungsfunktion mit Maximum bei θ_c dar. Die Anzahl der abgestrahlten Photonen pro Wellenlängenintervall ergibt sich dann mit der Näherung, dass der Radiator viel größer als die Wellenlänge (λ) ist, zu:

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{2\pi\alpha\lambda^2}{L} \sin^2 \theta_c. \quad (3.2)$$

Im RICH wird durch die Winkelverteilung, welche sich durch „Lichtringe“ kennzeichnet, auf die Geschwindigkeit geschlossen. Mit dieser Geschwindigkeit kann zusammen mit der Kenntnis des Impulses eines Teilchens auf die Masse geschlossen werden und so eine Teilchenidentifikation durchgeführt werden.

Im COMPASS-Experiment wird als Radiatorgas C_4F_{10} benutzt, was einen Brechungsindex von $n = 1,0015$ hat. Dadurch ergeben sich Schwellen für die Cherenkov-Strahlung für Pionen und Kaonen von 2,5 GeV/c bzw. 8,9 GeV/c. Hinzu kommt eine obere Grenze bei ca. 50 GeV/c, welche darauf beruht, dass sich das gemessene β bei hohen Impulsen nur noch wenig ändert und somit keine klare Trennung der Teilchen durchgeführt werden kann (vgl. Abb.3.2). Durch Spiegel werden die erzeugten Cherenkov-Photonen so umgeleitet, dass sich die Detektoren zum Photonnachweis nicht in der Akzeptanz des Spektrometers befinden.

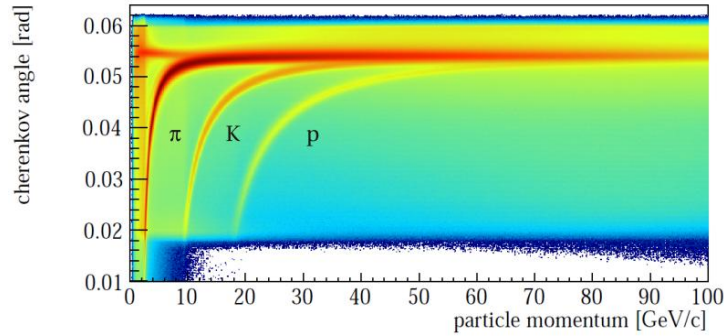


Abbildung 3.2.: Cherenkov Winkel für Pionen, Kaonen und Protonen im RICH des COMPASS-Experiments [14]

3.3.2. Trigger-System

Die für die Analyse interessanten Ereignisse sind nur ein Teil der gesamten Ereignisrate, die von den Detektoren registriert wird. Deshalb wird ein Trigger-System benutzt, um diese relevanten Ereignisse zu selektieren.

Im COMPASS-Experiment werden dazu Signale in Szintillationszählern, sogenannte Triggerhodoskope, verwendet, die gegebenenfalls mit Signalen in den Kalorimetern durch eine Koinzidenzlogik zu einer schnellen Triggerentscheidung führen. Das COMPASS-Myon-Trigger-System ist dabei konzipiert, um einen möglichst großen kinematischen Bereich ($Q^2 \approx 0 \text{ (GeV/c)}^2$ bis $Q^2 \approx 100 \text{ (GeV/c)}^2$) abzudecken. Da Q^2 im Laborsystem eine direkte Abhängigkeit des Streuwinkels aufweist (siehe Gl. 2.1), muss man bei der Bestimmung der Triggerereignisse zwischen kleinen Q^2 und großen Q^2 unterscheiden.

Bei kleinen Q^2 ist der Streuwinkel des Myons nahe null, so dass keine Ereignis Selektion anhand dieses Winkels durchgeführt kann. Jedoch kann der Energieverlust durch die Ablenkung in einem Magnetfeld ermittelt werden. Die Schwelle, die an den relativen Energieverlust gesetzt wird, beträgt ungefähr $y > 0,2$. Es ist jedoch eine hohe Rate von Bremsstrahlung vorhanden, die hauptsächlich in die Strahlrichtung abgegeben wird, sodass die Schwelle an den Energieverlust nicht hinreichend genug ist. Um die Bremsstrahlung von den Myonen, die am Targetmaterial gestreut haben, zu unterscheiden, wird, als eine weitere Triggerbedingung, verlangt, dass zusätzlich ein Signal im Hadronkalorimeter vorhanden ist, was bedeutet, dass auch Hadronen durch die Streuung produziert wurden.

Ab $Q^2 > 0,5 \text{ (GeV/c)}^2$ kann man nur anhand des Streuwinkels feststellen, ob eine Streuung stattgefunden hat. Dazu werden zwei Hodoskope mit einem räumlichen Abstand entlang der Strahlachse benutzt, sodass aus den unterschiedlichen Durchlaufpunkten des Myons der Streuwinkel bestimmt werden kann.

3.4. Unterschiede im Aufbau des Experiments zwischen 2004 und 2006

Das Jahr 2005, in dem kein Strahl vom CERN zur Verfügung stand, wurde genutzt, um Verbesserungen und Erweiterungen am Experiment zu installieren. Neben kleineren Änderungen wurde ein größerer Targetsolenoid installiert und der Photonnachweis von RICH1 verbessert.

Die Targeteteilung wurde von zwei Zellen auf drei Zellen erhöht, so dass falsche Asymmetrien auf Grund von kleinen zeitlichen Schwankungen der Detektorakzeptanz wesentlich geringer sind. Hinzu kommt, dass durch den größeren Targetsolenoid eine Steigerung der Winkelakzeptanz von 70 mrad auf 180 mrad erzielt werden konnte [10]. Dabei blieb die Homogenität des B-Feldes bestehen.

Eine Nachrüstung am RICH1 wurde durchgeführt, da die Halo-Myonen zahlreiche Ringe produzierten, die sich mit den gesuchten Ringen überlagerten. Der Grund für diese Überlagerung war die Ausleseelektronik, welche ein sehr langes Zeitfenster hatte, in dem Daten aufgenommen wurden, sodass sich die Ereignisse der Halomyonen mit den Ereignissen der gesuchten Teilchen überlagerten.

Im Inneren des Cherekov-Detektors wurden deshalb die MWPCs durch PMTs ersetzt, welche bei sehr hohen Raten arbeiten können. Außerdem arbeiten die neuen PMTs in einem größeren Bereich des Spektrums (vorher nur UV-Bereich), sodass sich zusammen mit einer schnelleren Ausleseelektronik eine höhere Anzahl von registrierten Photonen ergibt, was eine größere Effizienz bedeutet. Im äußeren Bereich wurde nur die Ausleseelektronik ausgetauscht, sodass hier der Untergrund (durch die Halomyonen) verringert und die Effizienz gesteigert werden konnte. Die Unterscheidung zwischen Pionen, Kaonen und Protonen konnte somit auf Grund der besseren Photonausbeute und schnellerer Ausleseelektronik verbessert werden.

Außerdem wurden weitere kleinere Veränderungen vorgenommen, damit die größere Akzeptanz, bedingt durch den größeren Targetsolenoid, abgedeckt wird. Unter anderem wurde dazu ein weiteres elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL1) vor dem hadronischen Kalorimeter (HCAL1) installiert.

4. Datenanalyse

Bei COMPASS-Energien entstehen durch Fragmentation von c und \bar{c} -Quarks neben Λ_c und J/Ψ -Resonanzen, vor allem D-Mesonen. Neutrale D-Mesonen werden am einfachsten über ihren Zerfall in Kaonen und Pionen nachgewiesen. In dieser Analyse wird zusätzlich verlangt, dass zunächst ein geladenes D^* -Meson produziert wird, welches unter der Emission eines langsamen Pions zerfällt. Der „goldene“ Kanal für diese Analyse ist daher:

$$D^{*+} \longrightarrow D^0 \pi_s^+ \longrightarrow K^- \pi^+ \pi_s^+. \quad (4.1)$$

Analog gilt für den ladungskonjugierten Fall. Das D^0 -Verzweigungsverhältnis beträgt $3,89 \pm 0,05\%$ [5], was sich durch eine geringere Statistik bemerkbar macht. Dennoch ist es einer der Zerfallskanäle mit den wenigsten geladenen Zerfallsprodukten und keinem neutralen Teilchen, was die Rekonstruktionseffizienz verbessert.

Die Rekonstruktion wurde mit CORAL durchgeführt. Dieses Programm kann aus den Detektorinformationen die Spur der Teilchen nachbilden und diesen weitere Informationen aus den Detektoren zuordnen. Sowohl das D^* als auch das D^0 besitzen eine sehr geringe Lebenszeit, weswegen die Zerfälle daher meist noch im Target selbst stattfinden. Daher ist es nicht möglich, die Zerfallsvertices von den primären Vertices zu unterscheiden. Hinzu kommt, dass die Zerfallsprodukte an sich, sowie die einlaufenden und auslaufenden Myonen, Vielfachfachstreuung im langen Target durchführen. Es müssen daher alle auslaufenden Hadronen verwendet werden, um aus den geladenen Kaonen und Pionen mit den richtigen Ladungskombinationen die D^0 -Mesonen zu rekonstruieren. Verlangt man zusätzlich zu dem $K\pi$ -Paar noch ein langsames Pion (π_s), so kann der Untergrund von 1:10 auf etwa 1:1 verringert werden [7]. Der RICH-Detektor spielt dabei eine wichtige Rolle, da es mit ihm möglich ist die auslaufenden Teilchen als Pionen bzw. Kaonen zu identifizieren, dadurch lässt sich der Untergrund stark reduzieren.

Da es, wie in Kapitel 3 beschrieben wurde, einige wichtige Änderungen im experimentellen Aufbau gegeben hat, wird eine parallele Analyse der Daten von 2004 und 2006 durchgeführt und auf Unterschiede untersucht. Dafür stand ein bereits vorselektierter Datensatz der Jahre 2004 und 2006 von Alexander Zvyagin [15] zur Verfügung, sodass einige Selektionskriterien in Kap. 4.1. bereits in die Daten implementiert sind und anhand der vorhandenen Monte-Carlo Daten von 2004 [15] verdeutlicht werden.

4.1. Datenselektion und Rekonstruktion

Zur Anreicherung von PGF-Ereignissen und der Minimierung des Untergrunds werden eine Reihe von Selektionen durchgeführt. Zunächst wird gefordert, dass das (extrapolierte) Strahl-Myon auf der gesamten Targetlänge im Targetmaterial verbleibt. Diese Bedingung ist

4. Datenanalyse

für die Bestimmung der Asymmetrie wichtig, da so der Myonfluss durch das Target konstant gehalten wird.

Außerdem werden nur Ereignisse betrachtet, bei denen die Primärvertexpositionen innerhalb des Targets liegen, da man nur dort von einer Streuung an polarisiertem Material ausgehen kann. In Abb. 4.1 ist die Position der Vertices nach diesen Selektionen dargestellt, wobei die Strahlrichtung von links nach rechts verläuft. Links ist für 2004 deutlich die Targetaufteilung in zwei Zellen zu erkennen. Rechts zeigt die Targetaufteilung für 2006, die auf drei Zellen erhöht wurde.

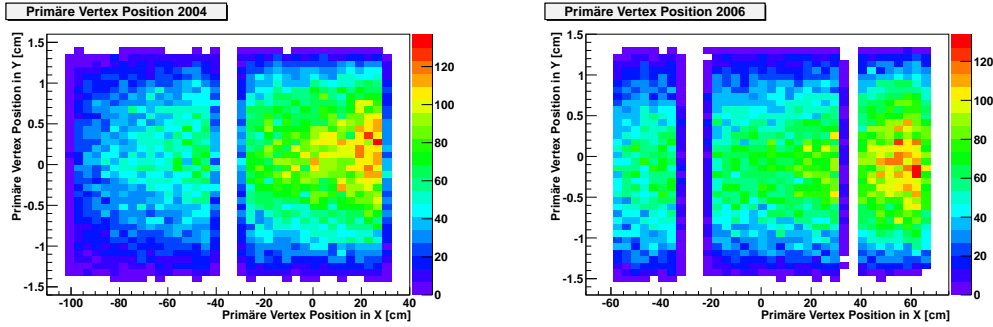


Abbildung 4.1.: Unterschied der Targetaufteilung für 2004 und 2006 anhand der primären Vertexposition der D^* -Ereignisse

Wie oben beschrieben werden die D^* -Mesonen aus ihren Zerfallsprodukten rekonstruiert. Zunächst wird nach $K\pi$ -Paaren als Kandidaten für das D^0 gesucht. Die Rekonstruktion des D^* geschieht über die Zuordnung eines langsamen Pions. Bei diesem Prozess der Rekonstruktion spielen falsche Kombinationen die Hauptrolle für den Untergrund.

Durch den RICH-Detektor kann dieser Untergrund durch die Identifikation der Kaonen und Pionen verringert werden. Es ergeben sich jedoch durch Benutzen dieser PID (Particle Identification)-Schnitte weitere Einschränkungen an den Impuls der Pionen und Kaonen (s. Kap. 3.3.1). Der Impuls der Pion bzw. Kaonen muss in einem Bereich von ungefähr 2,5 GeV/c (für Pionen) bzw. 8,9 GeV/c (für Kaonen) und 50 GeV/c liegen.

Eine weitere Maßnahme zur Verringerung des Untergrunds stellt das langsame Pion aus dem D^* -Zerfall dar. Dieses kann auf Grund der Massen der einzelnen Zerfallskomponenten nur eine sehr geringe kinetische Energie tragen. Sie hat den Wert im Ruhesystem des D^* :

$$E_{\pi}/c^2 = \Delta m = m(D^*) - m(D^0) - m(\pi) = 5,8 \text{ MeV}/c^2. \quad (4.2)$$

Der Schnitt auf Δm schränkt den Phasenraum stark ein. Abb. 4.2 zeigt Δm aufgetragen gegen $M(K,\pi)$. Das D^* -Signal ist deutlich bei $M(K,\pi)$ von ungefähr 1865 MeV/c^2 und $\Delta m = 5,8 \text{ MeV}/c^2$ zu erkennen. Eine Einschränkung auf einen Bereich von

$$3,2 \text{ MeV}/c^2 < |\Delta m| < 8,9 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.3)$$

lässt die langsamen Pionen noch zu, schneidet jedoch alle nicht relevanten Bereiche weg. Durch Betrachtung der Zerfallskinetik können weitere Einschränkungen getroffen werden,

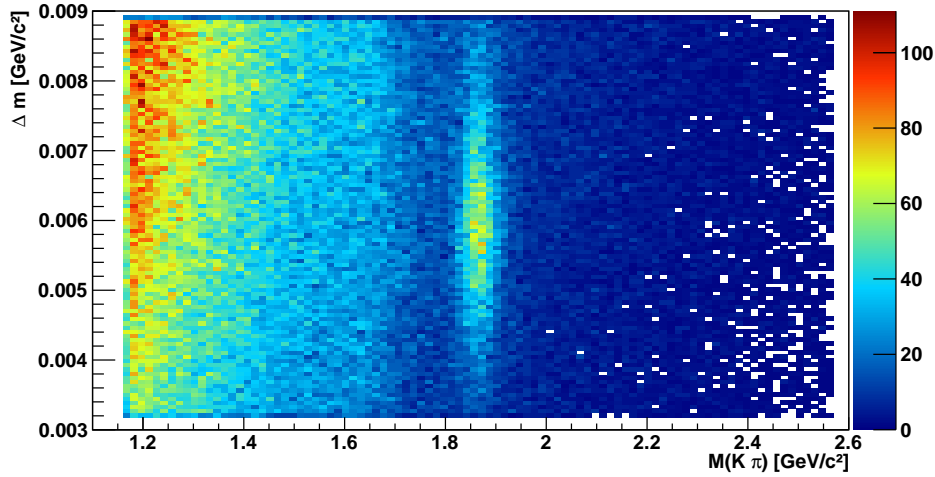


Abbildung 4.2.: Verteilung der invarianten Masse des $K\pi$ -Systems gegen Δm . Das Maxima bei $M(K\pi) = 1865 \text{ MeV}/c^2$ und $\Delta m = 5,8 \text{ MeV}/c^2$ zeigt die D^* -Ereignisse.

die den Untergrund weiter reduzieren.

Einerseits handelt es sich um eine Winkeleinschränkung auf den Zerfallswinkel (θ_K) des Kaons im D^0 -Ruhezustand. Die Theorie sagt voraus, da das D^0 ein Spin-0 Teilchen ist, dass der Winkel gleich verteilt ist, also keine Raumrichtung bevorzugt wird. Laut dieser Vorsage sollte auch der Kosinus des Winkels eine flache Verteilung ohne spezielle Maxima ergeben. Abb. 4.3 zeigt die Winkelverteilung der Kaonen aus der Monte-Carlo-Simulation. Daraus erkennt man die flache Verteilung der generierten Daten mit AROMA, sowie einen starken Anstieg bei -1 der rekonstruierten Untergrundereignisse. Grund für den starken Anstieg sind Kaon-Pion-Paare, die nicht aus dem D^0 -Zerfall stammen und durch den Boost in das D^0 -System nicht in ihrem eigenen Ruhesystem betrachtet werden. Der Vorzugswinkel erscheint also in Rückwärtsrichtung, da beide Teilchen etwa den gleichen Impuls haben und somit das Kaon, auf Grund der größeren Masse, „langsamer“ angenommen wird. Es können also weitere falsche Kombinationen ausgeschlossen werden, indem man folgenden Schnitt durchführt:

$$|\cos \theta_K| < 0,9. \quad (4.4)$$

Ein weiterer Schnitt, der zur Untergrundminimierung dient, betrifft die kinematische Variable z für rekonstruierte D^0 -Mesonen. Für den Prozess der PGF steht die Energie des virtuellen Photons ν zur Verfügung. Diese teilt sich auf die beiden Charmquarks aus der PGF auf. Die durch Fragmentation entstehenden D^* -Mesonen sollten daher etwa die Hälfte der Energie des virtuellen Photons besitzen und geben beim Zerfall, wie bereits gezeigt, nur einen sehr geringen Teil dieser Energie an das langsame Pion ab. Es kann daher durch einen Schnitt auf die Variable z der Anteil der Kaon-Pion-Paare, die aus der Fragmentation von leichteren Quarks stammen verringert werden. In Abb. 4.4 ist die z -Verteilung für die Monte-Carlo Daten von 2004 gezeigt. Die Verteilung der generierten D^0 Ereignisse zeigt das

4. Datenanalyse

Maximum bei den erwarteten 0,5, während für die rekonstruierten Untergrundereignisse eine Verschiebung hin zu kleineren z -Werten zu erkennen ist. Es ist außerdem erkennbar, dass der Schnitt mit $z < 0,2$ so gesetzt wurde, dass man möglichst wenige Ereignisse, die aus der PGF stammen, verliert, aber gleichzeitig möglichst viele Untergrundereignisse ausschneidet.

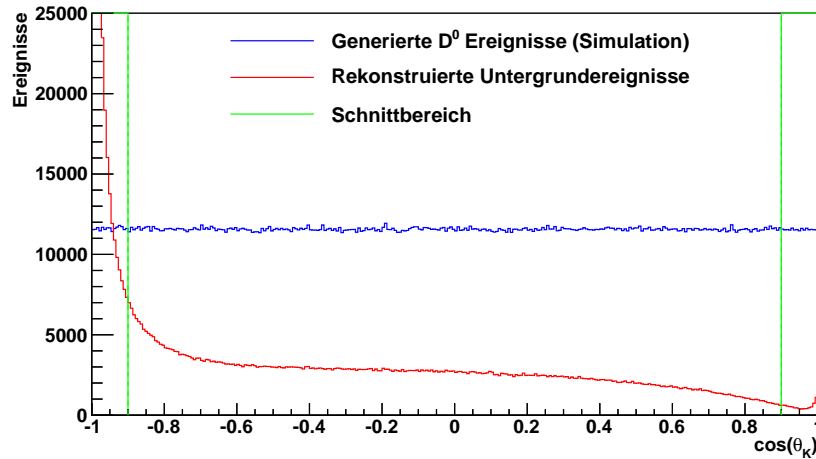


Abbildung 4.3.: Vergleich der Winkelfunktionen der generierten AROMA Daten mit Untergrundereignissen aus der Monte-Carlo-Simulation von 2004

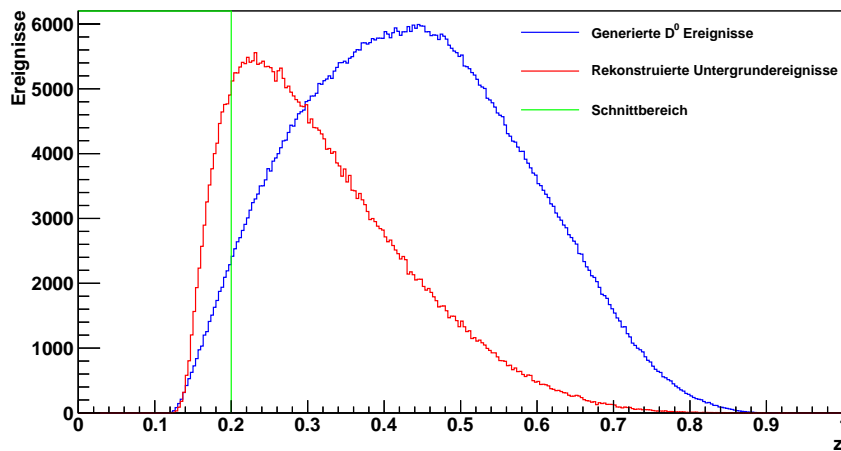


Abbildung 4.4.: Verteilung der kinematischen Variable z für AROMA generierte Daten und Untergrundereignisse aus der Monte-Carlo-Simulation

4.2. Massenspektren

Zur Messung des Wirkungsquerschnittes muss die genaue Anzahl der rekonstruierten D^* -Mesonen bestimmt werden. Um diese Anzahl zu erhalten, wurde das Massenspektrum der beiden Jahre für die $K\pi\pi$ -Konfiguration in einem Massenbereich von $1,35 \text{ GeV}/c^2$ bis $2,6 \text{ GeV}/c^2$ erstellt. Abb. 4.5 zeigt in blau die Verteilung für 2004 und in rot für 2006. Es ist für beide Jahre deutlich ein Peak bei der invarianten Masse des D^* bei etwa $2,01 \text{ GeV}/c^2$ zu erkennen. Ein weiterer, kleiner Peak tritt bei etwa $1,78 \text{ GeV}/c^2$ auf, der durch einen Dreikörperzerfall des D^0 -Mesons in ein geladenes Kaon und Pion und ein neutrales Pion, was nicht nachgewiesen wird, entsteht. Außerdem ist ein Untergrund zu sehen, der zu größeren Massen stark abfällt. Dieser ist hauptsächlich durch falsche Kombinationen von $K\pi\pi$ Konfigurationen zu erklären, die nach den beschriebenen Schnitten noch im Datensatz verbleiben.

Der Fehler, der dort für die einzelnen Einträge gezeigt ist, ergibt sich aus der Poisson-Statistik zu \sqrt{N} , da es sich um ein Zählexperiment handelt. Dabei ist N die Anzahl der Ereignisse im jeweiligen Bin. Die Bestimmung der Anzahl von D^* -Mesonen kann auf verschiedene Weisen erfolgen. Durch die sogenannte Side-Bin Subtraktion kann die Anzahl der D^* -Mesonen extrahiert werden. Dazu wird ein Bereich (Bin) so gewählt, dass der komplette Massenpeak des D^* darin liegt. Zwei weitere Bereiche werden so gelegt, dass sie direkt neben dem „Signalbin“ liegen und nur Untergrund einschließen. Durch Aufsummieren aller Ereignisse im „Signalbin“ und in den Sidebinbereichen kann man die Anzahl der rekonstruierten D^* erhalten, indem die Anzahl in den Sidebins von der Anzahl im „Signalbin“ subtrahiert wird. Für die hier gezeigten Daten wurden die Sidebins so gewählt, dass sie $\pm 100 \text{ MeV}$ von der nominellen D^* zentriert sind, mit einer Breite von 50 MeV . Bei dieser Methode geht man von einem linearen Untergrund aus, was in dem Bereich des D^* -Signal annähernd erfüllt ist. Das Hauptproblem liegt jedoch in der Einteilung der Sidebins, da es wegen des Peaks aus dem Dreikörperzerfall nicht möglich ist, eine adäquate Begrenzung der Sidebins zu bestimmen, die nur Untergrundereignisse umfasst.

In diesem Fall ist eine präzisere Methode zur Beschreibung des Spektrums eine Anpassung einer Funktion, die als freien Parameter unter anderem die Anzahl der Ereignisse im Signalpeak besitzt. Durch iterative Variation der Parameter wird festgelegt, welche Werte der freien Parameter eine Funktion liefert, deren Verlauf am besten an die Datenpunkte passt. Zum einen wurde der χ^2 -Test zur Anpassung der freien Parametern benutzt, zum anderen die maximum Likelihoodmethode [16]. Durchgeführt wurde die Anpassung mittels ROOfit [17], einem Paket für das Analyseprogramm ROOT [18]. Des weiteren wurden folgende zwei Funktionen zum Anpassen verwendet:

4. Datenanalyse

$$f_1(M) = A_0 e^{-\tau M} + \frac{A_1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{M - \mu_1}{\sigma_1}\right)^2\right) + \frac{A_2}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{M - \mu_2}{\sigma_2}\right)^2\right), \quad (4.5)$$

$$f_2(M) = A_0 e^{-\tau M} + \frac{A_1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{M - \mu_1}{\sigma_1}\right)^2\right) + A_2 \begin{cases} \exp\left(-\frac{(M - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right), & \text{für } \frac{M - \mu_2}{\sigma_2} \geq -\alpha \\ C \cdot \left(B - \frac{M - \mu_2}{\sigma_2}\right)^{-n}, & \text{für } \frac{M - \mu_2}{\sigma_2} \leq -\alpha \end{cases} \quad (4.6)$$

mit:

$$C = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right), \quad (4.7)$$

$$B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|. \quad (4.8)$$

Bei $f_1(M)$ wird ein exponentieller Untergrund mit zwei Gaußfunktion verwendet. Eine Gaußfunktion beschreibt den Dreikörperzerfall, die andere das D^* -Signal bei der invarianten Masse des D^* . Die Funktion $f_2(M)$ geht auch von einem exponentiellen Untergrund und einer Gaußverteilung für den Peak der invarianten Masse des D^* aus. Der Dreikörperzerfall wird hier allerdings als *Crystal-Ball-Funktion* beschrieben, welche für die rechtsseitige Flanke eine Gaußverteilung und für die linksseitige Flanke ein Potenzgesetz, mit Potenz n annimmt. Die Übergangsposition wird dabei von dem Parameter α bestimmt. Die freien Parameter der Amplituden (A_i) wurden in beiden Fällen so gewählt, dass diese direkt die Fläche unter der Peakfunktion widerspiegeln. Zu dem wurden die Parameter α und n als feste Parameter gewählt, sodass sich für beide Funktionen acht freie Parameter ergeben.

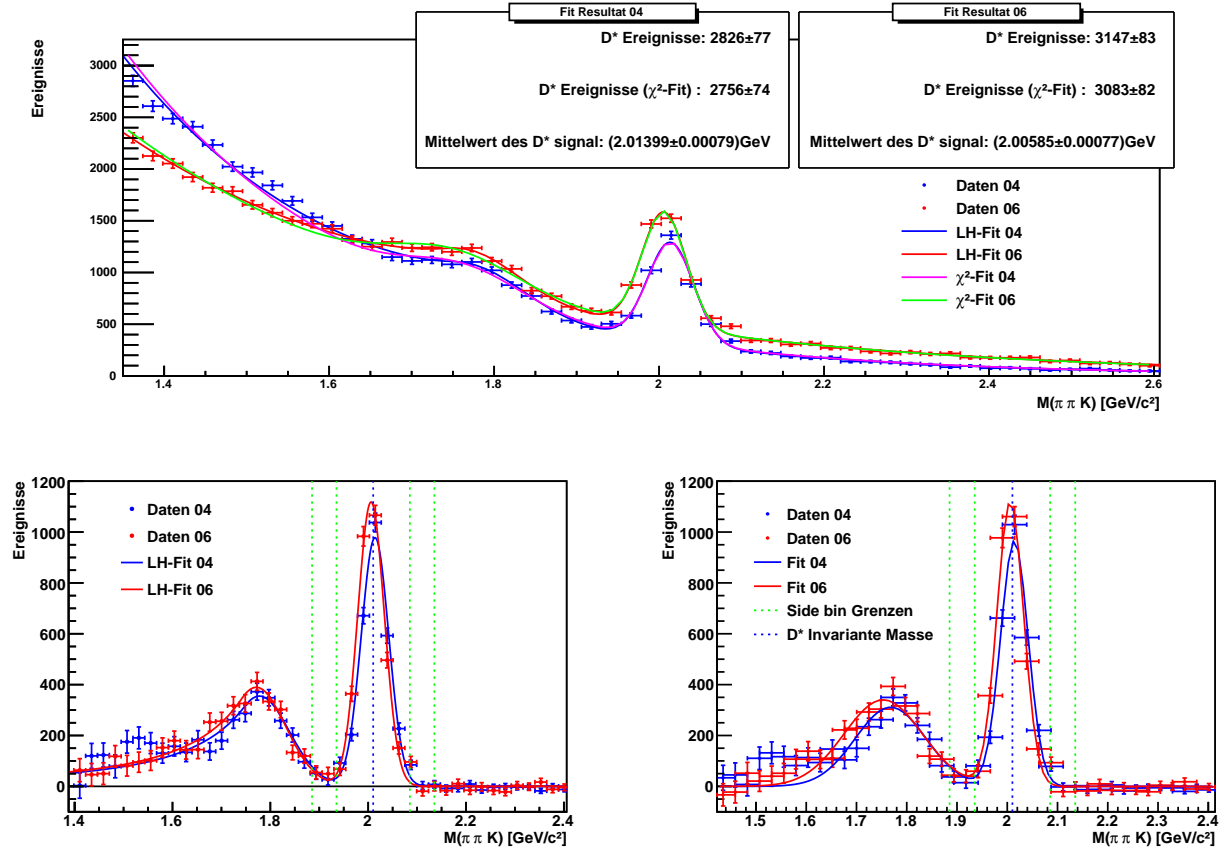


Abbildung 4.5.: **oben:** gefittete Massenspektren der $K\pi\pi$ Paare mittels zwei verschiedenen Methoden. **unten links:** Untergrundbereinigtes Massenspektrum mittels Likelihoodfitmethode und Funktion $f_2(M)$. **unten rechts:** Untergrund bereinigtes Massenspektrum mittels χ^2 -Fitmethode und Funktion $f_1(M)$. (Literaturwert der invarianten Masse von $(2010,27 \pm 0,17) \text{ MeV}/c^2$ aus [5])

4. Datenanalyse

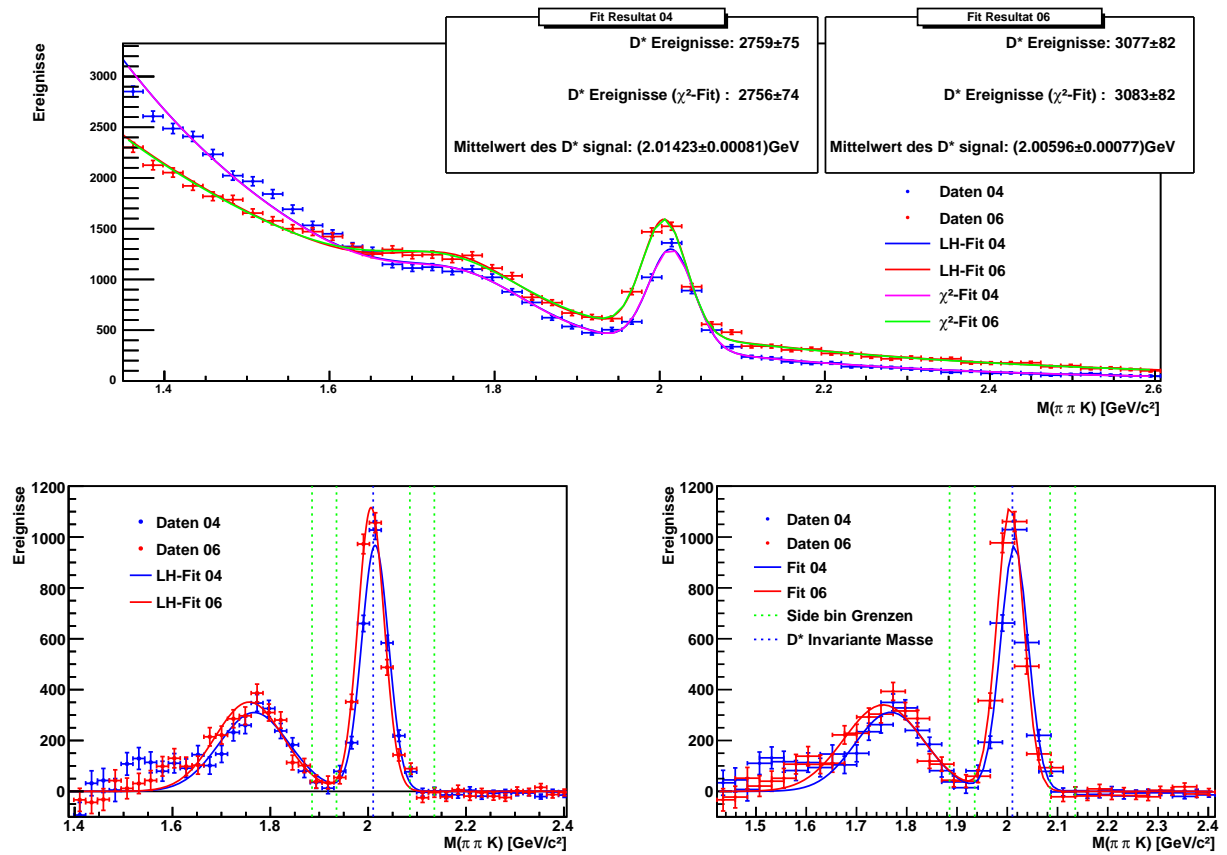


Abbildung 4.6.: **oben:** gefittete Massenspektren der $K\pi\pi$ Paare mittels zwei verschiedenen Methoden. **unten links:** Untergrundbereinigtes Massenspektrum mittels Likelihoodfitmethode und Funktion $f_1(M)$. **unten rechts:** Untergrund bereinigtes Massenspektrum mittels χ^2 -Fitmethode und Funktion $f_1(M)$. (Literaturwert der invarianten Masse von $(2010,27 \pm 0,17) \text{ MeV}/c^2$ aus [5])

In Abb. 4.5 ist oben das Resultat der Anpassung von $f_2(M)$ mittels Likelihood-Methode und $f_1(M)$ mittels χ^2 -Methode für beide Jahre dargestellt. Die beiden unteren Grafiken zeigen den Verlauf des invarianten Massenspektrums, nachdem man den angepassten exponentiellen Untergrund abgezogen hat. Die Fehler ergeben sich dabei aus den Fehlern der nicht Untergrund bereinigten Spektren, addiert mit den Fehlern der Anpassungsfunktion. Unten links wurde dabei der Untergrund abgezogen, der durch die Likelihood-Methode bestimmt wurde und unten rechts wurde der Untergrund abgezogen, der durch die χ^2 -Methode bestimmt wurde. Abb. 4.6 zeigt die gleichen Verteilungen wie Abb. 4.5, nur wurde hier für beide Anpassungsmethoden $f_1(M)$ verwendet. In den Untergrund bereinigten Spektren sind zu dem noch die Grenzen der Sidebins eingezeichnet. Bei den Grenzen wird deutlich, dass es nicht möglich ist, den Sidebin so zwischen den D^* -Signalpeak und den Dreikörperzerfall-Peak zu legen, dass nur Untergrund eingeschlossen wird.

In beiden Abbildungen ist oben zu erkennen, dass der Gesamtverlauf des Spektrums durch beide Funktionen beschrieben werden kann. Betrachtet man sich jedoch den Untergrund abgezogenen Verlauf, ist auffällig, dass der Peak des Dreikörperzerfalls nicht sehr gut durch eine Gaußfunktionen beschrieben wird. Die Crystal-Ball-Funktion beschreibt durch die polynomielle Flanke diesen Peak besser (s. Abb. 4.5 li. unten).

Unterschiede in den Massenspektren von 04 zu 06

In der Position des Massenpeaks des D^* ist eine Verschiebung von $(-8,5 \pm 0,9)$ keV festzustellen. Diese Verschiebung könnte durch eine bessere Kalibrierung der Spektrometerelemente korrigiert werden. Sie ist jedoch für diese Analyse irrelevant, da nur die Anzahl der Ereignisse im Peak interessiert. Ein weiterer Unterschied in den Massenspektren zeigt sich im Untergrundverlauf. Der ist 2006 für kleinere Massen ($< 1,5$ GeV/ c^2) deutlich geringer als für 2004, jedoch fällt der Untergrund weniger stark für 2006 gegenüber 2004 ab, sodass sich das Verhältnis von D^* -Ereignisse zu Untergrund, im Bereich der D^* invarianten Masse, nur wenig geändert hat. Für 2004 beträgt dieses etwa 0,9 und für 2006: 0,8, wobei diese Werte mittels der Sidebin-Methode bestimmt wurden. Das zeigt, dass etwa die Hälfte der Ereignisse in diesem Massenbereich Untergrund sind.

Extrahiert man aus den Parametern der Anpassungsfunktionen die Anzahl der D^* -Ereignisse, so ergeben sich die Werte, die in Tab. 4.1 dargestellt sind¹. Aus der Tabelle ist zu entnehmen, dass sich die Anzahl der D^* -Ereignisse nicht wesentlich ändert, je nach Wahl der Fit-Methode. Allerdings macht es einen wesentlichen Unterschied, welche Funktion man zur Anpassung verwendet. Verglichen mit Werten aus einer früheren Analyse von Alexander Zvyagin [19], zeigt sich, dass die Werte, die durch $f_2(M)$ bestimmt wurden tendenziell höher sind. Das Problem bei $f_2(M)$ ist, dass sehr viel des Untergrunds bei niedrigen invarianten Massen mit in den Peakverlauf des Dreikörperzerfalls eingeschlossen wird, da der Fitparameter, der die Stärke des Abfalls des Potenzgesetz bestimmt, gering angenommen wird. Der Untergrund wird bei $f_2(M)$ demzufolge stärker gewichtet, was dadurch kompensiert wird, dass die Ereignisse im D^* -Signalpeak durch $f_2(M)$ höher angenommen werden

¹Die Anpassungsergebnisse durch $f_2(M)$, mittels der χ^2 -Methode sind im Anhang unter A.2. dargestellt

4. Datenanalyse

als es durch $f_1(M)$ geschieht. Die Abweichung, die $f_1(M)$ von den Werten von Alexander Zvyagin liefert, ist hauptsächlich durch die Verwendung von verschiedenen Anpassungsfunktionen begründet. Außerdem wurde in der Analyse von Alexander Zvyagin das D^0 invariante Massenspektrum benutzt. Da für $f_2(M)$ die Anzahl der Ereignisse im Massenpeak des D^* stark von den Parametern für die Beschreibung des Dreikörperzerfalls abhängt, wird für die weitere Analyse $f_1(M)$ gewählt. Des Weiteren wird als Methode zum Anpassen die Likelihood-Methode gewählt, da diese für geringe Statistik bessere Ergebnisse liefert [16]. Ein Vergleich der D^* -Ereignisse von 2004 mit 2006 untereinander zeigt, dass durch die größere Akzeptanz und die bessere Kaon-Pion-Identifikation mehr D^* -Ereignisse für 2006 bestimmt werden können.

	χ -Fit		LH-Fit		Werte aus [19]
	$f_1(M)$	$f_2(M)$	$f_1(M)$	$f_2(M)$	
2004	2756 ± 75	2820 ± 75	2759 ± 75	2826 ± 77	2735 ± 74
2006	3083 ± 82	3151 ± 83	3077 ± 82	3147 ± 81	3053 ± 81

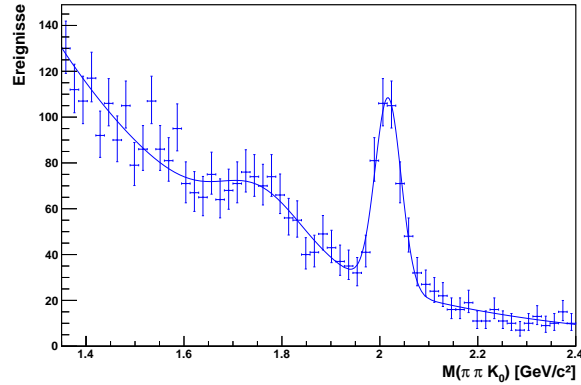
Tabelle 4.1.: Resultierende D^* -Ergebnisse für 2004 und 2006

4.3. Kinematische Verteilungen

Mit der in Kap. 4.2. angegebenen Methode ist es auch möglich, die Anzahl der rekonstruierten D^* -Mesonen in Bins von kinematischen Variablen zu bestimmen. Dazu wurden die kinematischen Variablen, x_{bj} , Q^2 , Energie E , ν , z , transversaler Impuls p_T , y , in jeweils 20 Bins eingeteilt und das Massenspektrum der jeweiligen Bins bestimmt. In jedem dieser Massenspektren wurde erneut ein Fit mit der erwähnten Methode und Funktion aus Kap. 4.2. durchgeführt, sodass daraus die Anzahl der D^* -Ereignisse im jeweiligen Bin bestimmbar war. Wie Abb. 4.7 zeigt, beschreibt die Fitfunktion die Daten sehr gut, wenn genügend Ereignisse vorhanden sind. Falls zu wenig Ereignisse in dem Bin vorhanden waren, sodass kein eindeutiger Fit durchgeführt werden konnte, wurden die Einträge auf null gesetzt.

Abb. 4.8 zeigt die resultierenden Verteilungen für die verschiedenen kinematische Variablen. Die Einträge für den Untergrund wurden durch die Side-Bin Methode bestimmt. Prinzipiell ist zu erkennen, dass der Verlauf des Untergrunds in x_{bj} , Q^2 und der Energie mit dem der Ereignisse ähnlich ist. Im Untergrundverlauf von z ist das Maximum bei niedrigeren Werten, was schon in Kap. 4.1. ausgenutzt wurde, um den Untergrund zu minimieren. Das umgekehrte Verhalten ist auch in y und ν zu sehen, da es sich dabei um nicht unabhängige Variablen handelt. Der Verlauf des Transversalimpulses zeigt ein exponentiellen Abfall, wobei der Verlauf des Untergrunds schneller abfällt. Die Unterschiede beruhen hauptsächlich auf der Entstehung des kombinatorischen Untergrunds, da dieser vor allem aus der Fragmentation von leichten Quarks entsteht, während die D^* -Ereignisse auf der Fragmentation von schweren (Charm-) Quarks beruhen.

Im Vergleich der Daten von 2004 und 2006 ist zu erkennen, dass der qualitative Verlauf ähnlich ist. Im Idealfall wird erwartet, dass sich die Statistik durch den Umbau erhöht. Ei-


 Abbildung 4.7.: ν -Bin von 72-80 GeV

ne besondere Verbesserung ist in Bins von kinematischen Variablen zu erwarten, die stark von der Winkelakzeptanz abhängen. Das Verhältnis der Ereigniszahlen sollte hauptsächlich um einen konstanten Wert streuen und nur in einigen Bins von diesem konstanten Verlauf abweichen. Der Wert dieses konstanten Verlaufs ist abhängig von der Luminosität und der Akzeptanz.

In Abb. 4.9 ist das Verhältnis für D^* -Ereignisse und Untergrundereignisse dargestellt. Der relative Fehler ergibt sich mittels Gauß'scher Fehlerfortpflanzung zu:

$$\frac{\Delta \frac{N_{04}}{N_{06}}}{\frac{N_{04}}{N_{06}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{04}}{N_{04}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{06}}{N_{06}}\right)^2}. \quad (4.9)$$

Aus dem Verlauf des Verhältnisses wird deutlich, dass sich das erwartete konstante Verhalten in den meisten kinematischen Variablen widerspiegelt. Die Streuung der Werte ergibt sich hierbei hauptsächlich durch die geringen Ereignisse, die für die einzelnen Bins der kinematischen Variablen bestimmt wurden. Eine klare Abweichung vom konstanten Verlauf ist in niedrigen Bereichen der Energie zu sehen. Hier ist das Verhältnis kleiner als für höhere Energien. Dieser Effekt spiegelt die größere Targetakzeptanz, die durch den Umbau ermöglicht wurde, wieder, da kleinere D^* -Energien größere Ablenkwinkel bedeuten. In der kinematischen Variable z ist der gleiche Effekt zu sehen, da $z = \frac{E}{\nu}$ gilt.

4. Datenanalyse

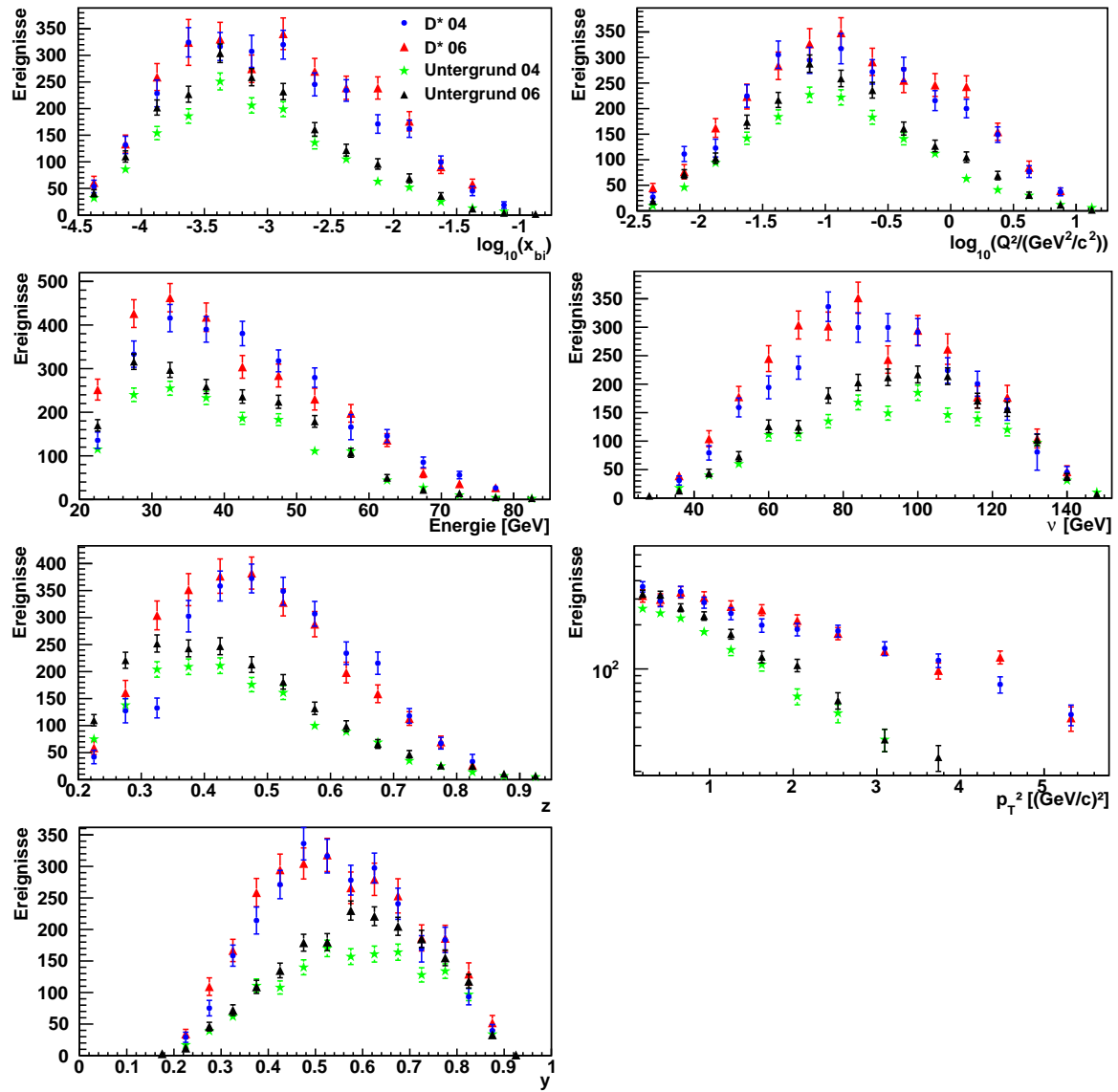


Abbildung 4.8.: Kinematische Verteilung der D^* -Ereignisse (ohne Akzeptanzkorrektur) für die Jahre 2004 und 2006, sowie der Untergrund der beiden Jahre

4.3. Kinematische Verteilungen

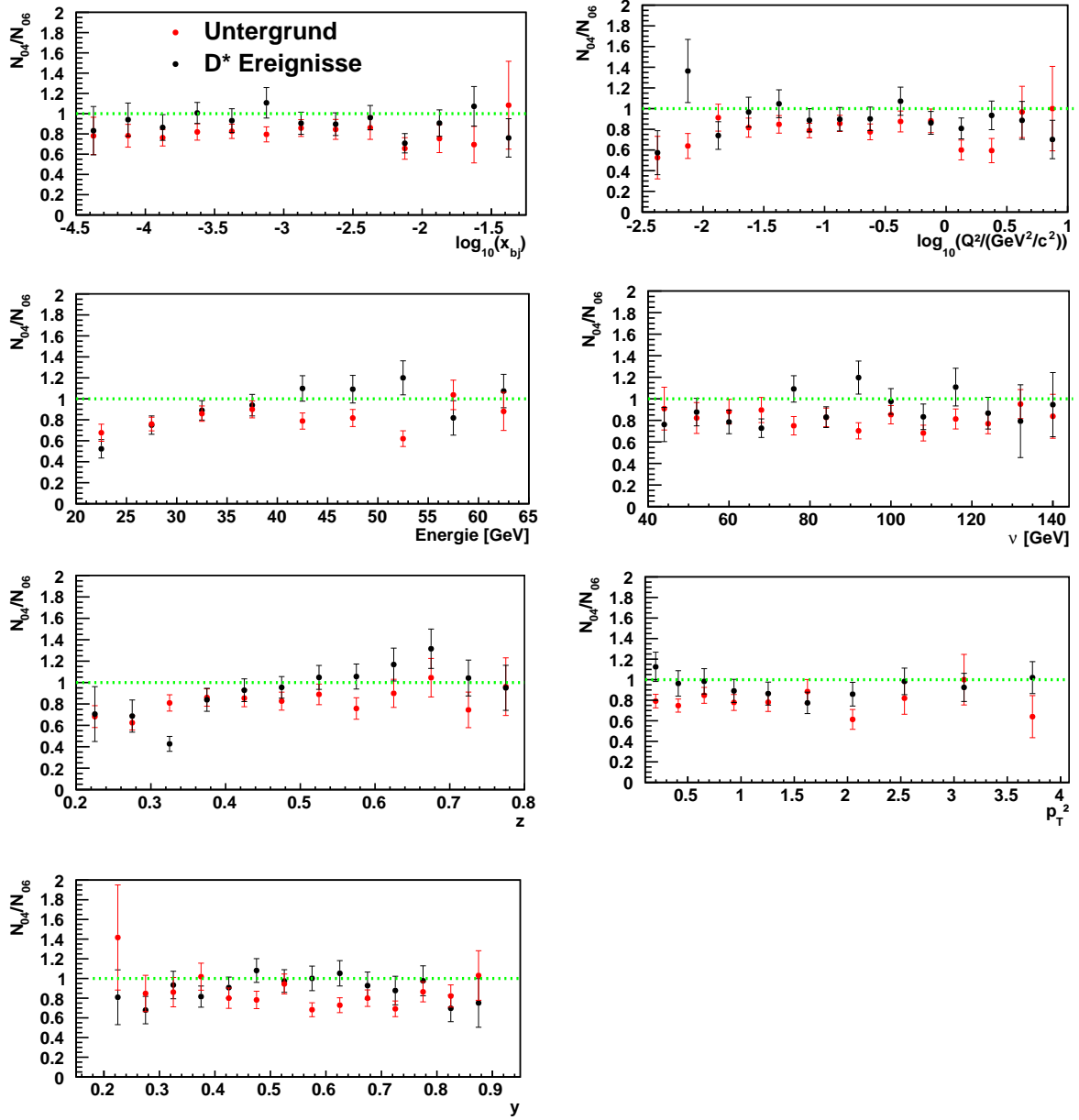


Abbildung 4.9.: Quotient der D^* -Ereignisse und Untergrundereignisse von 04 und 06

4.4. Akzeptanz-Bestimmung mit Monte-Carlo Daten von 2004

Wie in Kap. 2.2 beschrieben, existiert für das Jahr 2004 ein Satz von Monte-Carlo Daten. Dieser stammt aus einer Simulation, welche von Alexander Zvyagin [15] durchgeführt wurde. In diesen simulierten Daten sind sowohl die Anzahl der (durch AROMA) generierten D^* Ereignisse, als auch die Anzahl der (durch CORAL) rekonstruierten D^* Ereignisse gespeichert. Es können daher Faktoren ausgerechnet werden, mit denen man die Daten des realen Experiments korrigieren muss, um auf die wahre Anzahl der stattgefundenen D^* -Ereignisse zurückzuschließen. Diese Faktoren werden für den Wirkungsquerschnitt benötigt. Mit der Luminosität (L) und dem Verzweigungsverhältnis (B) gilt für den Gesamtwirkungsquerschnitt (σ):

$$\sigma = \frac{N}{L \cdot \epsilon \cdot B}, \quad (4.10)$$

wobei N die Anzahl der rekonstruierten D^* -Ereignisse ist und ϵ der Akzeptanzkorrekturfaktor.

Bei den realen Daten sind nur D^* -Ereignisse von Bedeutung, weshalb der Monte-Carlo-Simulator so eingestellt wurde, dass das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $D^* \rightarrow K\pi\pi$ 100% beträgt. Um statistisch gute Aussagen durch die Simulation treffen zu können, wurden etwa 20 Millionen D^* Ereignisse generiert. Auf die rekonstruierten Daten wurden die gleichen Einschränkungen und Schnitte wie für die realen Daten angewendet (vgl. Kap. 4.1.). Die Ereignisse der generierten Daten wurden lediglich dadurch beschränkt, dass sie im Target entstehen sollten und die Extrapolation des einlaufenden Myons im ganzen Target durch das Targetmaterial verläuft.

Die Akzeptanz ergibt sich dann einfach durch den Quotienten der rekonstruierten und generierten Ereignisse.

$$\mathcal{A} = \frac{N_{rec}}{N_{gen}} \quad (4.11)$$

In Abb. 4.10 ist die Akzeptanz als Funktion der D^0 -Energie und des transversalen Impulses p_T aufgetragen. Man erkennt, dass die Akzeptanz für $E_D < 20$ GeV und $E_D > 80$ GeV sehr gering ist. Daher kann man einen weiteren Schnitt ansetzen, der die Energie auf ein Bereich zwischen 20 GeV und 80 GeV einschränkt. Die Akzeptanz als Funktion von x_{bj} und z ist in Abb. 4.11(a) dargestellt. Die Werte liegen hier in den meisten Bins unter 9%. Wendet man den Energieschnitt auf das D^0 -Meson an, kann eine Akzeptanz Steigerung auf etwa 10% bewirkt werden, wie es in Abb. 4.11 (b) zu erkennen ist. Dieser Schnitt wurde auch auf die realen Daten angewandt, so dass man eine möglichst große Akzeptanz verwenden konnte. Aufgrund der geringen Statistik wurden für die realen Daten nur die eindimensionalen Verteilungen (s. Abb. 4.8) bestimmt. Deshalb werden auch die eindimensionalen Akzeptanzen benötigt. Dabei wurden die Akzeptanzen im gleichen Binning wie die realen Daten bestimmt. In Abb. 4.12 sind die eindimensionalen Akzeptanzen in Abhängigkeit von den zuvor betrachteten kinematischen Variablen gezeigt. Der relative Fehler der Einträge

4.4. Akzeptanz-Bestimmung mit Monte-Carlo Daten von 2004

ergibt sich hierbei nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung zu:

$$\frac{\Delta \frac{N_{rec}}{N_{gen}}}{\frac{N_{rec}}{N_{gen}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{rec}}{N_{rec}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{gen}}{N_{gen}}\right)^2}. \quad (4.12)$$

Wie man erkennt, werden etwa 10% der tatsächlich stattgefundenen Ereignisse durch den Detektor erfasst. Das begründet sich hauptsächlich durch die Impulsschnitte für die PID mit dem RICH.

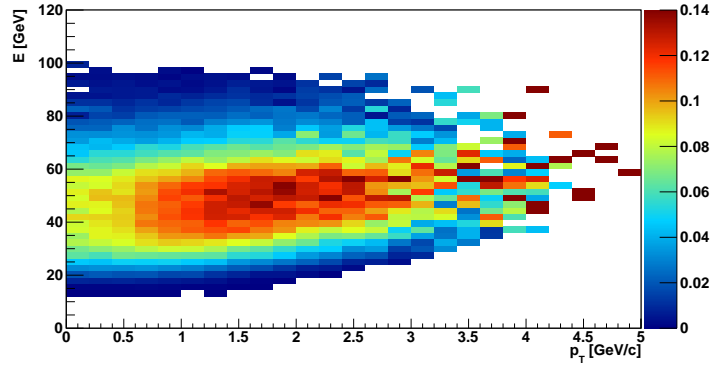


Abbildung 4.10.: Akzeptanz der Energie der D^0 Mesonen, aufgetragen gegen den Transversalimpuls (ohne Schnitt auf die Energie).

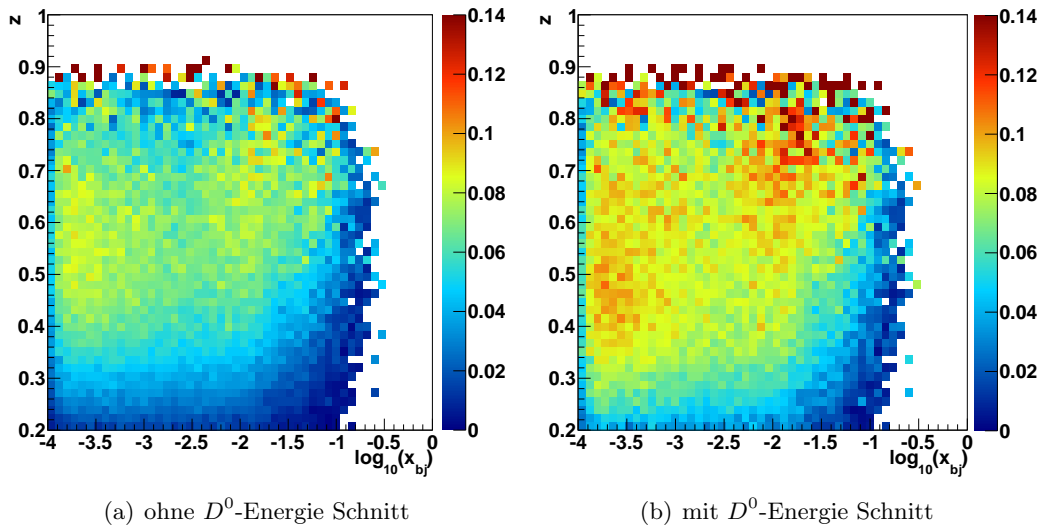


Abbildung 4.11.: Akzeptanz als Funktion von x_{bj} und z

4. Datenanalyse

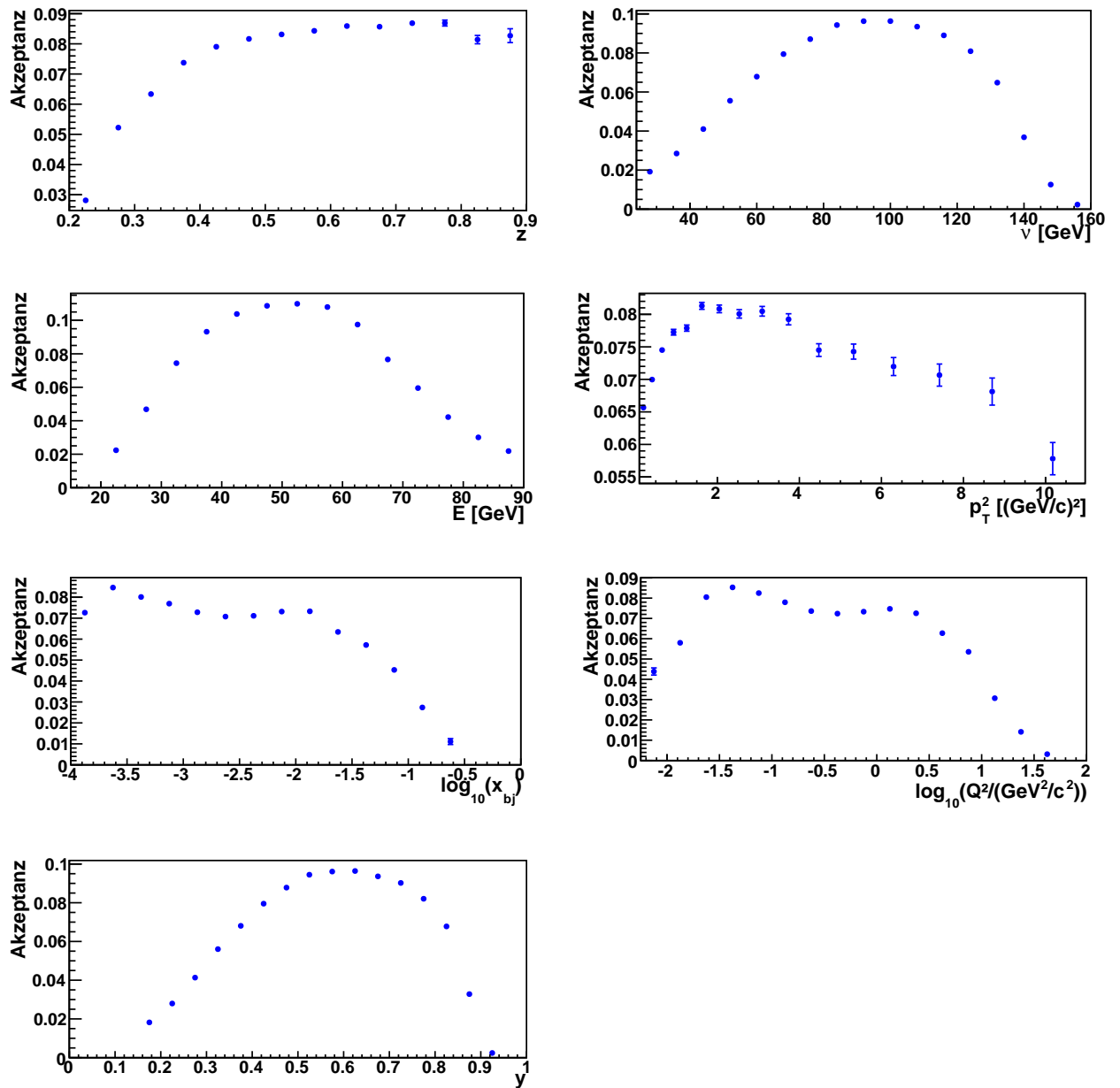


Abbildung 4.12.: Akzeptanzverteilungen verschiedener kinematischer Variablen mittels Monte-Carlo Daten von 2004 (mit Schnitt auf E_D)

4.5. Winkelverteilungen

Da die in Kap. 4.4. erwähnten Monte-Carlo Daten nur für 2004 existieren, kann für 2006 die Akzeptanz nicht auf diesem Weg bestimmt werden. Es besteht jedoch die Möglichkeit, die Daten von 2006 so zu beschränken, dass die Detektorakzeptanz in etwa gleich ist.

Durch den größeren Targetsolenoid ist die geometrische Akzeptanz 2006 größer geworden und man kann einen größeren Raumwinkel betrachten. Deshalb wurden die Winkelverteilungen der einzelnen Zerfallsprodukte, aus welchen das D^* rekonstruiert wird, bestimmt. Abb. 4.13 zeigt die Verteilungen der Jahre 2004 (a) und 2006 (b), für die Winkel, die der jeweilige rekonstruierte Impulsvektor des Kaon und Pions mit der z-Achse (also der Strahlachse) einschließt (im Folgenden als Θ_K bzw. Θ_π bezeichnet). Im Vergleich der beiden Jahre liegt das Maximum der Verteilung für 2006 bei deutlich kleineren Θ_K . Hauptsächlich liegt das an der Verbesserung des RICH1, da dieser die Identifikation der Kaonen und Pionen durchführt. Außerdem ist 2006, aufgrund des größeren betrachtbaren Winkelbereichs, durch den neuen Targetsolenoid, eine größere Anzahl von Ereignissen bei $\Theta_\pi > 0,2$ rad festzustellen.

Betrachtet man die Verteilungen eindimensional (s. Abb. 4.14), so ist außerdem festzustellen, dass die Winkelverteilungen des langsamen Pions keine signifikanten Unterschiede zwischen den Jahren aufweisen. Zusätzlich ist in diesen Graphen der skalierte Verlauf der Monte-Carlo simulierten Daten dargestellt.

Um die bestimmten Akzeptanzen von 2004 (s. Kap. 4.4.) für die Daten von 2006 ohne weitere Simulationen benutzen zu können, wurden einige einfache Schnitte auf die 2006er Daten angebracht. Wie Abb. 4.14 zeigt, können dazu zwei Winkelschnitte verwendet werden:

$$\Theta_K \geq 0,02, \quad (4.13)$$

$$\Theta_\pi \leq 0,15. \quad (4.14)$$

Durch den Schnitt auf Θ_K fallen viele Ereignisse weg, weshalb dieser Schnitt auch auf die 2004er Daten angewendet wird, sodass man zwar nicht mehr die komplette Winkelakzeptanz des Spektrometers in die Analyse mit einbezieht, jedoch eine bessere Vergleichsgrundlage der Daten für beide Jahre hat. Die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse verringert sich 2004 auf 2605 ± 73 und 2006 auf 2550 ± 68 . Durch den Winkelschnitt fallen 2004 also etwa 6% und 2006 etwa 17% von den rekonstruierten D^* -Ereignissen heraus. In Abb. 4.15 ist $\frac{N_{04}}{N_{06}}$ für die kinematischen Variablen dargestellt. Der Vergleich der Verhältnisse mit und ohne Winkelschnitt zeigt, dass die Auswirkungen des Winkelschnittes auf den Verlauf der kinematischen Variablen gering ist. Für Bereiche niedriger Energie ist auffallend, dass weiterhin eine Abweichung vom konstanten Verlauf besteht. Für eine Abschätzung des Wirkungsquerschnittes 2006 wird daher der Schnitt auf die D^0 -Energie von 20 GeV auf 25 GeV gesetzt, um die Bereiche niedriger Energien auszuschließen.

4. Datenanalyse

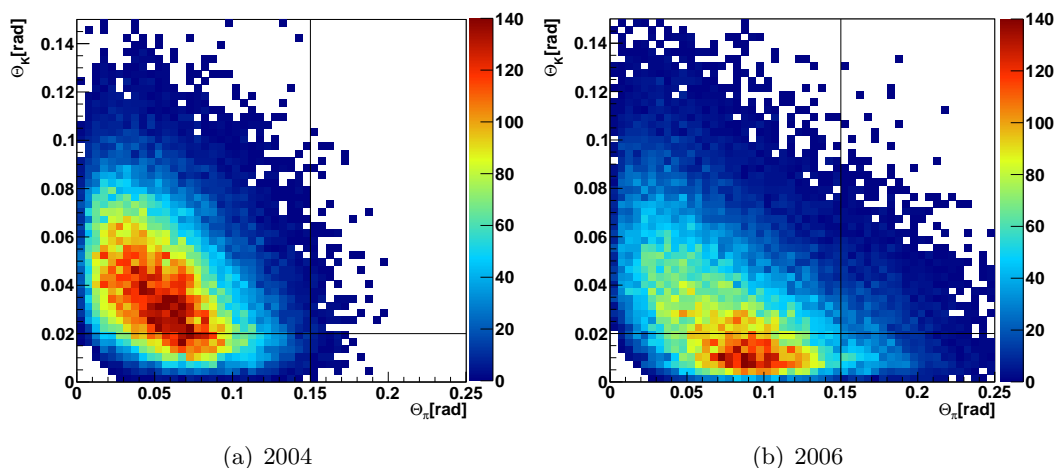


Abbildung 4.13.: Winkelverteilung der Pionen aufgetragen gegen Winkelverteilung der Kaonen

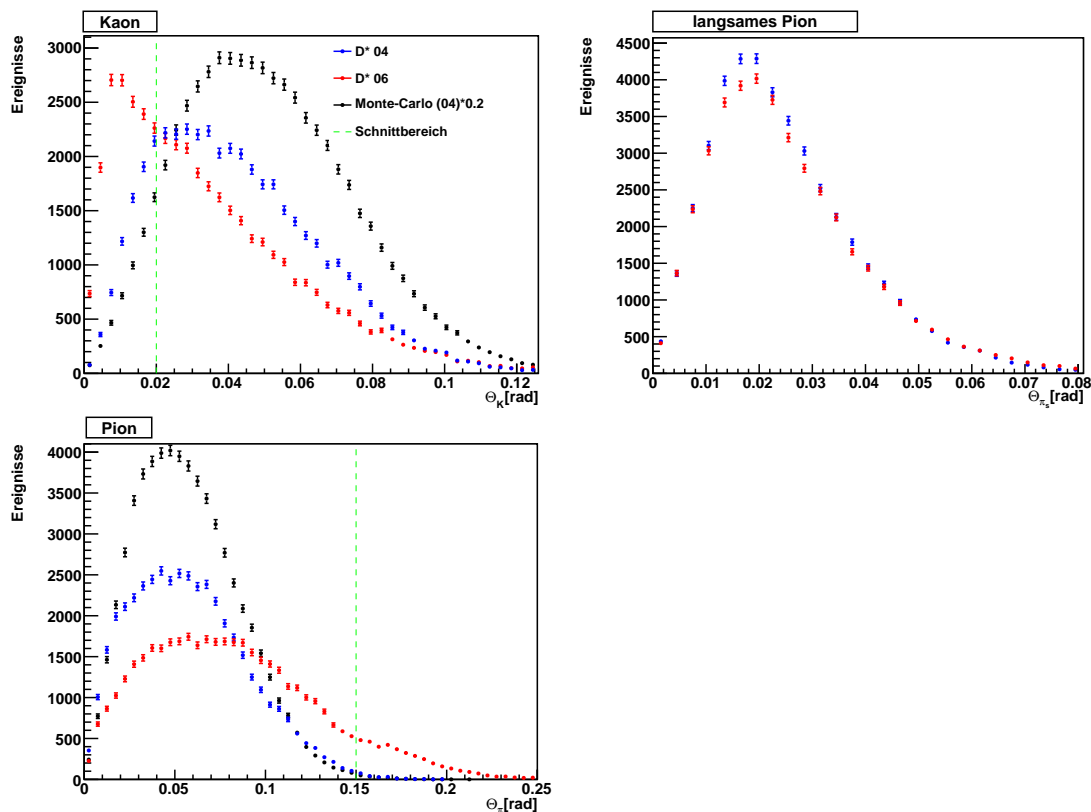


Abbildung 4.14.: Winkelverteilungen (in rad) der drei verschiedenen Zerfallsprodukte; Monte-Carlo Daten sind mit einem Faktor 0,2 skaliert.

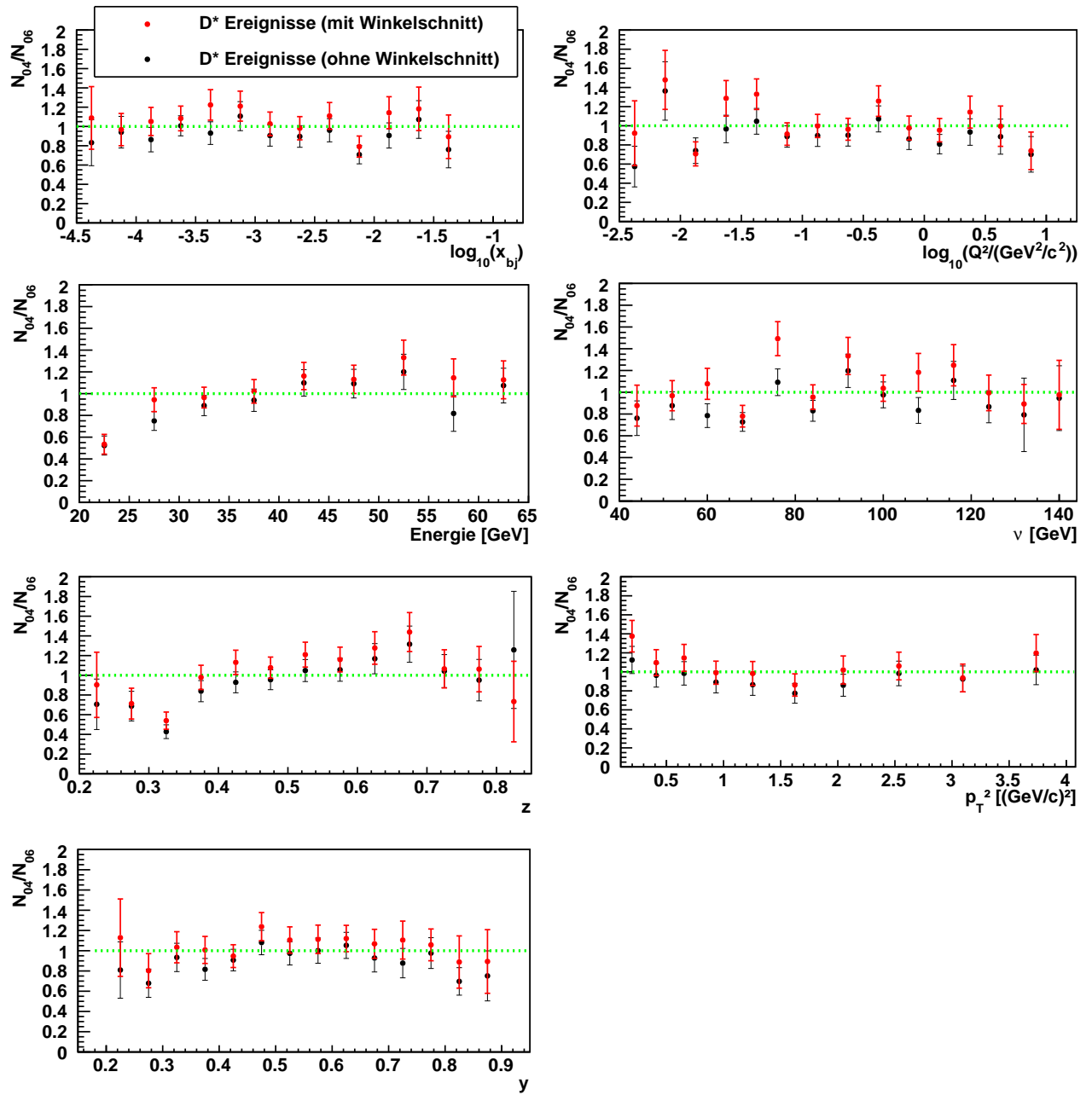


Abbildung 4.15.: Verhältnis der Anzahl der D^* Ereignisse für 2004 zu 2006 mit und ohne Winkelschnitte

4.6. Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

In diesem Abschnitt wird der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Jahre 2004 und 2006 bestimmt, wobei für beide Datensätze die gleiche Akzeptanz verwendet werden muss. Es ist daher notwendig, die Daten mit der Winkelbeschränkung zu verwenden. Die Bineinteilung die dabei für den differentiellen Wirkungsquerschnitt verwendet wird, wurde bereits in Kap. 4.3 beschrieben.

Bestimmung der integrierten Luminosität

Die integrierte Luminosität fließt direkt in die Berechnung des Wirkungsquerschnittes ein. Sie lässt sich durch das Produkt aus der Anzahl einlaufender Strahlteilchen pro Zeit \dot{N}_1 mit der Teilchenflächendichte beschreiben.

$$L = \dot{N}_1 \frac{N_2}{A} \quad (4.15)$$

Der Myonfluss \dot{N}_1 lässt sich experimentell durch ein Szintillator messen, der die gleiche Querschnittsfläche wie das Target hat und direkt vor dem Target sitzt. Auf Grund der großen Divergenz des Myonstrahls gibt es jedoch Myonen, die das Target nicht komplett durchdringen, was zu einem geometrischen Korrekturfaktor führt [7]. Weitere Korrekturfaktoren berücksichtigen die Totzeit der Datenaufnahme, die für 2004 etwa 10% und für 2006 etwa 20% beträgt [20]. Andere Faktoren wie die Triggertotzeit, werden bereits in der Monte-Carlo-Simulation berücksichtigt.

Die Teilchenflächendichte des Targetmaterials beträgt für 2004 $3,49 \cdot 10^{25} \frac{\text{Nukleonen}}{\text{cm}^2}$ [7].

Der Wert, der sich für die integrierte Luminosität 2004 ergibt, beträgt $L=669,8 \frac{1}{\text{pb}} \pm 15\%$. Der Fehler ergibt sich hierbei hauptsächlich aus experimentellen Unsicherheiten der Teilchendichten Bestimmung und der Myonfluss Bestimmung und ist somit als systematischer Fehler zu werten.

2006 hat sich zwar die Aufteilung des Targets geändert, aber nicht die Zusammensetzung des Materials, weswegen für die Teilchenflächendichte der gleiche Wert wie für 2004 benutzt wird. Der totale Myonfluss von 2006 beträgt $3,7 \cdot 10^{13}$ pro Spill [20], der jedoch noch Totzeit und Geometrie korrigiert werden muss. Für die integrierte Luminosität 2006 ergibt sich dann:

$$L = 3,7 \cdot 10^{13} \cdot \underbrace{0,58}_{\text{geom. Korrektur}} \cdot \overbrace{0,8}^{\text{Totzeitkorrektur}} \cdot 3,49 \cdot 10^{25} \cdot 10^{-36} \frac{1}{\text{fb}} = 599,2 \frac{1}{\text{fb}} \quad (4.16)$$

Als systematischer Fehler werden 15% verwendet, wie für die Luminosität 2004.

Differentieller Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt lässt sich aus den kinematischen Verteilungen, der Luminosität und der Akzeptanz bestimmen.

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{N_{bin}}{L \cdot B \cdot \epsilon \cdot \Delta^{bin}} \quad (4.17)$$

$$\sigma = \sum_i \frac{d\sigma_i}{dx_i} \Delta_i^{bin} \quad (4.18)$$

Die Variablen haben dabei folgende Bedeutungen:

x : jeweilige kinematische Variablen

σ : Wirkungsquerschnitt

N_{bin} : Anzahl der Ereignisse im jeweiligen Bin

L : Luminosität

ϵ : Akzeptanz des jeweiligen Bin

Δ^{bin} : Breite des Bins

B : Verzweungsverhältniss

Das Verzweungsverhältnis bestimmt sich aus dem Verzweungsverhältnis von $D^* \rightarrow D^0\pi$ mit $(67,7 \pm 0,5)\%$ [5] und $D^0 \rightarrow K\pi$ mit $(3,87 \pm 0,05)\%$ [5] zu $(2,63 \pm 0,04)\%$. Das Ergebnis für den differentiellen Wirkungsquerschnitt ist für die Daten von 2004 und 2006 in Abb. 4.16² dargestellt. Der eingezeichnete Fehler ergibt sich durch Gauß'sche Fehlerfortpflanzung, wobei nur die statistischen Fehler der beitragenden Größen beachtet wurden. Es ist zu erkennen, dass in den meisten Bins der kinematischen Variablen die Abweichungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte für 2004 und 2006 mit dem statistischen Fehler vertretbar sind. Auch für niedrige Energien wurde durch den Schnitt der D^0 -Energie mit $E_D > 25$ GeV erreicht, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt vergleichbar ist.

Durch Multiplikation des differentiellen Wirkungsquerschnittes und anschließender Summierung (vgl. Gl. 4.18) kann der Gesamtwirkungsquerschnitt der einzelnen kinematischen Variablen bestimmt werden. Die Resultate der Gesamtwirkungsquerschnitte sind in folgender Tabelle dargestellt.

kin. Variable	σ [nb] für 2004	σ [nb] für 2006	$\sigma_{04} - \sigma_{06}$ [nb]
x_{bj}	$1,65 \pm 0,05$	$1,66 \pm 0,05$	-0,008
Q^2 [(GeV/c) ²]	$1,81 \pm 0,054$	$1,82 \pm 0,06$	-0,01
<i>Energie</i> [GeV]	$1,64 \pm 0,053$	$1,63 \pm 0,06$	0,009
ν [GeV]	$1,69 \pm 0,05$	$1,69 \pm 0,06$	-0,007
z	$1,75 \pm 0,06$	$1,75 \pm 0,07$	-0,0009
p_T^2 [(GeV/c) ²]	$1,63 \pm 0,05$	$1,59 \pm 0,05$	0,03
y	$1,69 \pm 0,05$	$1,70 \pm 0,06$	-0,008

²Die Zahlenwerte für die einzelnen Bins der kinematischen Variablen befinden sich im Anhang unter A.1.

4. Datenanalyse

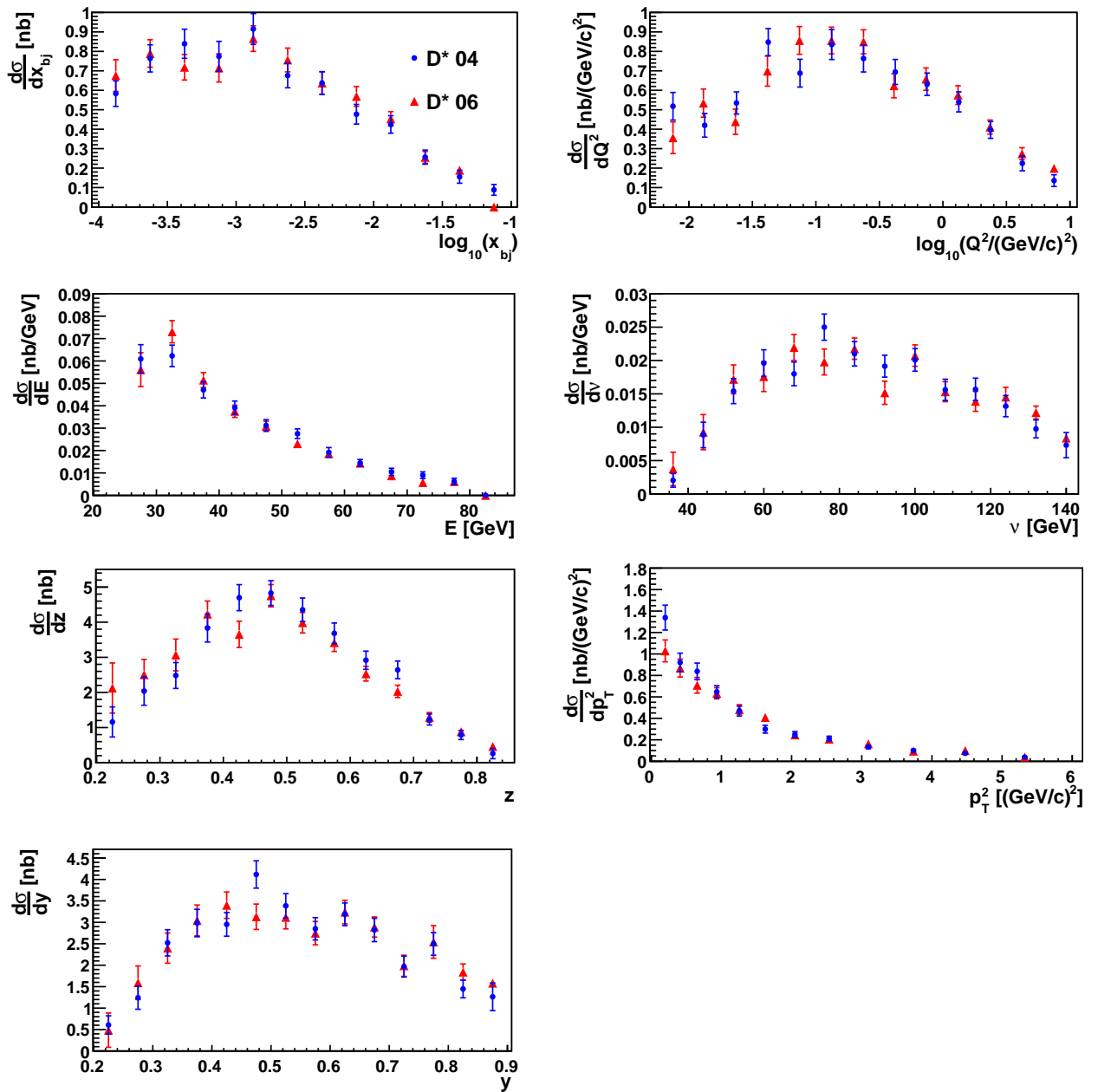


Abbildung 4.16.: Differentieller Wirkungsquerschnitt mit Winkeleinschränkungen

4.6. Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

Es zeigt sich im Vergleich der Werte von 2004 und 2006, dass die Differenz der Wirkungsquerschnitte in allen Fällen geringer als der statistische Fehler ist.

Die Tatsache, dass die Werte der einzelnen kinematischen Variablen für jeweils ein Jahr untereinander eine größere Schwankung als ihren Fehlerintervall aufweisen, kann ein Indiz für einen systematischen Fehler bei der Akzeptanzbestimmung sein [19]. Die Akzeptanzbestimmung ist hier auf Grund der Statistik eindimensional durchgeführt worden. Für eine genaue Bestimmung der Akzeptanz müsste man mehrere kinematische Variablen gleichzeitig betrachten, sodass Abhängigkeiten der Variablen untereinander mit beachtet werden. Bei eindimensionaler Akzeptanzbetrachtung einer bestimmten kinematischen Variable mittelt das Modell der Monte-Carlo-Simulation über alle weiteren kinematischen Variablen. Die resultierende Werte des Wirkungsquerschnittes der einzelnen kinematischen Variablen ergeben also unterschiedliche Resultate, je nach dem welche betrachtet werden. Durch die Streuung der Wirkungsquerschnitte kann der systematische Fehler der Akzeptanzbestimmung abgeschätzt werden.

Zusätzlich muss der Fehler der Luminosität von 15% berücksichtigt werden, sodass sich für den Gesamtwirkungsquerschnitt $\sigma(\mu N \rightarrow \mu D^* X)$ mit systematischen Fehler in einem Energiebereich von $25 \text{ GeV} < E_D < 80 \text{ GeV}$ ergibt:

$\sigma_{04} \text{ [nb]}$	$\sigma_{06} \text{ [nb]}$
$1,69 \pm 0,07 \pm 0,25$	$1,69 \pm 0,08 \pm 0,25$

Der erste Fehler folgt aus der systematischen Akzeptanzunsicherheit und den statistischen Fehlern, der zweite Fehler ist die systematische Unsicherheit der Luminosität. Als Gesamtfehler ergibt sich durch quadratisches Aufaddieren 2004 und 2006 ein Wert von 0,3 nb. Es zeigt sich, dass der Wert der Messung von 2004 durch die hier getroffene Abschätzung für 2006 bestätigt werden. Diese Abschätzung gilt jedoch nur in einem Energiebereich zwischen 25 GeV und 80 GeV der D^0 -Mesonen. Es wäre daher lohnenswert eine Monte-Carlo-Simulation von 2006 zu erstellen, denn so kann zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes ein größerer Bereich der Energie verwendet werden. Außerdem könnte man die volle Statistik von 2004 und 2006 benutzen und müsste sich nicht auf einen Winkelbereich vergleichbarer Akzeptanz beschränken.

5. Zusammenfassung

Das Ziel dieser Bachelorarbeit war, die Unterschiede des experimentellen Aufbaus zwischen 2004 und 2006 anhand der Daten zu betrachten und eine Abschätzung für den Wirkungsquerschnitt 2006 zu erzielen. Zu Beginn hat sich gezeigt, dass eine vergleichbare Statistik in beiden Jahren vorliegt. Durch den Vergleich der Verteilung kinematischer Größen wurde deutlich, dass der Verlauf der meisten kinematischen Größen ähnlich ist. Abweichungen sind allerdings in Bereichen niedriger Energie und z festzustellen. Diese begründen sich hauptsächlich durch eine größere Winkelakzeptanz in 2006, die durch den größeren Targetsolenoid bedingt ist. Die Unterschiede im Verlauf zwischen Untergrund und D^* -Signal konnten auf die unterschiedlichen Ursprünge der Teilchen zurückgeführt werden.

Die Bestimmung der Detektorakzeptanz für 2004, in Abhängigkeit der verschiedenen kinematischen Variablen, hat ergeben, dass eine Einschränkung der D -Meson Energie eine Akzeptanz-Erhöhung auf ungefähr 10% bewirkt. Da keine Monte-Carlo Simulation für 2006 vorhanden ist, konnte diese Akzeptanzbestimmung für 2006 nicht durchgeführt werden.

Eine Betrachtung der Winkelverteilungen der einzelnen Zerfallsprodukte des D^* zeigte, dass es möglich ist, Einschränkungen an diese Winkel, sowie die Energie, zu treffen, sodass die Detektorakzeptanz für 2006 mit der für 2004 vergleichbar ist. Dadurch konnte für den differentiellen Wirkungsquerschnitt 2006 eine Abschätzung vorgenommen werden, wofür die gleichen Akzeptanzen benutzt wurden. Für den totalen Wirkungsquerschnitt ergab sich für 2004 und 2006 ein Wert von $\sigma = 1,7 \pm 0,3$ nb, in einem Energiebereich des D^0 -Meson von 25 GeV - 80 GeV. Es zeigt sich daher, dass die Abschätzung des Wirkungsquerschnittes von 2006, mit den getroffenen Einschränkungen, den Wert von 2004 bestätigt.

Für eine genauere Bestimmung des Wirkungsquerschnittes von 2006 wäre es erforderlich, eine Monte-Carlo Simulation vom Aufbau des Spektrometers in 2006 zu bestimmen. Denn nur so kann eine genauere Bestimmung der Akzeptanz von 2006 vorgenommen werden und die volle Statistik der 2006er Daten verwendet werden.

Literaturverzeichnis

- [1] M. WILFERT: *Bestimmung von F_2^{cc} aus offener Charmproduktion bei COMPASS*. Diplomarbeit, Universität Mainz, Juli 2011.
- [2] B. POVH, K. RITH: *Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer, 7. Auflage, 2006, S. 86 ff.
- [3] MARTIN BREIDENBACH ET AL.: *Observed Behavior of Highly Inelastic electron-Proton Scattering*. Phys. Rev. Lett., 23:935–939, 1969.
- [4] S. WEINBERG: *Dynamics at Infinite Momentum*. Physical Review 150 (1966), S. 1313
- [5] N. NAKAMURA ET AL (PARTICLE DATA GROUP): *Review of Particle Physics*. *Journal of Physics G* 37 075021, 2010
- [6] COMPASS COLLABORATION: *The Deuteron Spin-dependent Structure Function g_1^d and its First Moment*. Phys. Lett. B 647 , 1 (2007) 8-17
- [7] SUSANNE KOBLITZ: *Determination of the Gluon Polarisation from Open Charm Production at COMPASS*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2008
- [8] 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)
- [9] CORAL WEBSITE: <http://coral.web.cern.ch/coral/>. Version: August 2011
- [10] COMPASS COLLABORATION: *The COMPASS Experiment at CERN*. In: *CERN-PH-EP 2007* (2007)
- [11] A. MEIER: *^6LiD für das Polarisierete Target des COMPASS-Experiments* Ph.D. thesis, Ruhr- Universität Bochum, Germany (2001).
- [12] A. ABRAGAM: *The Principles of Nuclear Magnetism*, The Clarendon Press. Oxford, 1961.
- [13] KONRAD KLEINKNECHT: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner, 4. Auflage, 2005
- [14] JASINSKI, PROMETEUSZ: *Vortrag im Gruppenseminar am 16.03.2011*.
- [15] ALEXANDER ZVYAGIN: *D-meson production by muons in the COMPASS experiment at CERN*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diss., 2010
- [16] G. BOHM, G. ZECH: *Einführung in Statistik und Messwertanalyse für Physiker*. Springer, 2006, S. 129 ff.
- [17] ROOFIT WEBSITE: <http://root.cern.ch/drupal/content/roofit>. Version: August 2011

Literaturverzeichnis

- [18] ROOT WEBSITE: <http://root.cern.ch/drupal/>. Version: August 2011
- [19] COMPASS COLLABORATION: *D* and D0 Production in Muon Nucleon Interactions at 160GeV/c*. 2011.
- [20] INTERNE MITTEILUNG
- [21] S. TRIPPEL: *Aufbau einer Messeinrichtung zur Bestimmung des Myonenflusses bei COMPASS*. Diplomarbeit, Universität Freiburg, March 2005.
- [22] J. BALL: *Nucl. Instr. and Meth. A* 526 (2004) 7.

A. Anhang

A.1. Differentielle Wirkungsquerschnitte

$\log_{10}(x_{bj,min})$	$\log_{10}(x_{bj,max})$	$\frac{d\sigma}{dx_{bj}}$ für 2004	$\frac{d\sigma}{dx_{bj}}$ für 2006
-4,00	-3,75	$0,58 \pm 0,07$	$0,68 \pm 0,08$
-3,75	-3,50	$0,76 \pm 0,07$	$0,79 \pm 0,07$
-3,50	-3,25	$0,84 \pm 0,07$	$0,72 \pm 0,07$
-3,25	-3,00	$0,77 \pm 0,08$	$0,72 \pm 0,07$
-3,00	-2,75	$0,92 \pm 0,08$	$0,87 \pm 0,07$
-2,75	-2,50	$0,68 \pm 0,06$	$0,76 \pm 0,06$
-2,50	-2,25	$0,64 \pm 0,06$	$0,64 \pm 0,06$
-2,250	-2,00	$0,48 \pm 0,05$	$0,57 \pm 0,05$
-2,00	-1,75	$0,42 \pm 0,05$	$0,45 \pm 0,04$
-1,75	-1,50	$0,26 \pm 0,04$	$0,26 \pm 0,03$
-1,50	-1,25	$0,16 \pm 0,03$	$0,189 \pm 0,004$
-1,25	-1,00	$0,09 \pm 0,03$	$0,00 \pm 0,00$

$\log_{10}(Q_{min}^2/(GeV^2/c^2))$	$\log_{10}(Q_{max}^2/(GeV^2/c^2))$	$\frac{d\sigma}{dQ^2}$ für 2004	$\frac{d\sigma}{dQ^2}$ für 2006
-2,50	-2,25	$0,005 \pm 0,002$	$0,006 \pm 0,004$
-2,25	-2,00	$0,52 \pm 0,07$	$0,35 \pm 0,08$
-2,00	-1,75	$0,42 \pm 0,06$	$0,53 \pm 0,07$
-1,75	-1,50	$0,53 \pm 0,06$	$0,43 \pm 0,07$
-1,50	-1,25	$0,85 \pm 0,07$	$0,69 \pm 0,08$
-1,25	-1,00	$0,69 \pm 0,07$	$0,85 \pm 0,07$
-1,00	-0,75	$0,84 \pm 0,08$	$0,85 \pm 0,07$
-0,75	-0,50	$0,76 \pm 0,07$	$0,85 \pm 0,06$
-0,50	-0,25	$0,69 \pm 0,06$	$0,62 \pm 0,06$
-0,25	0,00	$0,63 \pm 0,06$	$0,65 \pm 0,06$
0,00	0,25	$0,54 \pm 0,05$	$0,57 \pm 0,05$
0,25	0,50	$0,40 \pm 0,04$	$0,41 \pm 0,04$
0,50	0,75	$0,22 \pm 0,04$	$0,27 \pm 0,03$
0,75	1,00	$0,14 \pm 0,03$	$0,198 \pm 0,004$

A. Anhang

E_{min} [GeV]	E_{max} [GeV]	$\frac{d\sigma}{dE}$ für 2004	$\frac{d\sigma}{dE}$ für 2006
25	30	$0,061 \pm 0,006$	$0,056 \pm 0,008$
30	35	$0,062 \pm 0,005$	$0,073 \pm 0,005$
35	40	$0,047 \pm 0,004$	$0,051 \pm 0,003$
40	45	$0,039 \pm 0,003$	$0,038 \pm 0,003$
45	50	$0,031 \pm 0,003$	$0,031 \pm 0,002$
50	55	$0,028 \pm 0,002$	$0,023 \pm 0,002$
55	60	$0,019 \pm 0,002$	$0,019 \pm 0,001$
60	65	$0,014 \pm 0,002$	$0,014 \pm 0,001$
65	70	$0,010 \pm 0,002$	$0,009 \pm 0,001$
70	75	$0,009 \pm 0,002$	$0,006 \pm 0,001$
75	80	$0,006 \pm 0,001$	$0,0062 \pm 0,0001$

ν_{min} [GeV]	ν_{max} [GeV]	$\frac{d\sigma}{d\nu}$ für 2004	$\frac{d\sigma}{d\nu}$ für 2006
32	40	$0,002 \pm 0,001$	$0,004 \pm 0,003$
40	48	$0,009 \pm 0,002$	$0,009 \pm 0,003$
48	56	$0,015 \pm 0,002$	$0,017 \pm 0,002$
56	64	$0,020 \pm 0,002$	$0,018 \pm 0,002$
64	72	$0,018 \pm 0,002$	$0,022 \pm 0,002$
72	80	$0,025 \pm 0,002$	$0,020 \pm 0,002$
80	88	$0,021 \pm 0,002$	$0,022 \pm 0,002$
88	96	$0,019 \pm 0,002$	$0,015 \pm 0,002$
96	104	$0,020 \pm 0,002$	$0,021 \pm 0,002$
104	112	$0,016 \pm 0,002$	$0,015 \pm 0,001$
112	120	$0,016 \pm 0,002$	$0,014 \pm 0,001$
120	128	$0,013 \pm 0,002$	$0,015 \pm 0,001$
128	136	$0,010 \pm 0,001$	$0,012 \pm 0,001$
136	144	$0,007 \pm 0,002$	$0,0084 \pm 0,0002$

z_{min}	z_{max}	$\frac{d\sigma}{dz}$ für 2004	$\frac{d\sigma}{dz}$ für 2006
0,20	0,25	$1,2 \pm 0,4$	$2,1 \pm 0,7$
0,25	0,30	$2,0 \pm 0,4$	$2,5 \pm 0,4$
0,30	0,35	$2,5 \pm 0,4$	$3,1 \pm 0,5$
0,35	0,40	$3,8 \pm 0,4$	$4,2 \pm 0,4$
0,40	0,45	$4,7 \pm 0,4$	$3,7 \pm 0,4$
0,45	0,50	$4,8 \pm 0,4$	$4,8 \pm 0,3$
0,50	0,55	$4,4 \pm 0,3$	$4,0 \pm 0,3$
0,55	0,60	$3,7 \pm 0,3$	$3,4 \pm 0,2$
0,60	0,65	$2,9 \pm 0,3$	$2,5 \pm 0,2$
0,65	0,70	$2,6 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,2$
0,70	0,75	$1,2 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,1$
0,75	0,80	$0,8 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$
0,80	0,85	$0,3 \pm 0,1$	$0,46 \pm 0,01$

A.1. Differentielle Wirkungsquerschnitte

$p_{T,min}^2$ [(GeV/c) ²]	$p_{T,max}^2$ [(GeV/c) ²]	$\frac{d\sigma}{dp_T^2}$ für 2004	$\frac{d\sigma}{dp_T^2}$ für 2006
0,100	0,297	1,503 ± 0,119	1,086 ± 0,092
0,297	0,524	0,949 ± 0,086	0,859 ± 0,082
0,524	0,784	0,897 ± 0,082	0,777 ± 0,067
0,784	1,083	0,636 ± 0,056	0,637 ± 0,049
1,083	1,427	0,464 ± 0,044	0,469 ± 0,039
1,427	1,821	0,325 ± 0,035	0,375 ± 0,029
1,821	2,274	0,252 ± 0,026	0,246 ± 0,023
2,274	2,795	0,218 ± 0,021	0,204 ± 0,018
2,795	3,393	0,137 ± 0,016	0,145 ± 0,012
3,393	4,080	0,106 ± 0,012	0,088 ± 0,011
4,080	4,869	0,071 ± 0,009	0,094 ± 0,008
4,869	5,776	0,037 ± 0,006	0,031 ± 0,001

y_{min}	y_{max}	$\frac{d\sigma}{dy}$ für 2004	$\frac{d\sigma}{dy}$ für 2006
0,20	0,25	0,6 ± 0,2	0,5 ± 0,4
0,25	0,30	1,2 ± 0,3	1,6 ± 0,4
0,30	0,35	2,5 ± 0,3	2,4 ± 0,4
0,35	0,40	3,0 ± 0,3	3,0 ± 0,4
0,40	0,45	3,0 ± 0,3	3,4 ± 0,3
0,45	0,50	4,1 ± 0,3	3,1 ± 0,3
0,50	0,55	3,4 ± 0,3	3,1 ± 0,3
0,55	0,60	2,9 ± 0,3	2,7 ± 0,3
0,60	0,65	3,2 ± 0,3	3,2 ± 0,3
0,65	0,70	2,8 ± 0,3	2,9 ± 0,2
0,70	0,75	2,0 ± 0,2	2,0 ± 0,2
0,75	0,80	2,5 ± 0,3	2,5 ± 0,4
0,80	0,85	1,4 ± 0,2	1,8 ± 0,2
0,85	0,90	1,3 ± 0,3	1,58 ± 0,03

A.2. Massenspektrum

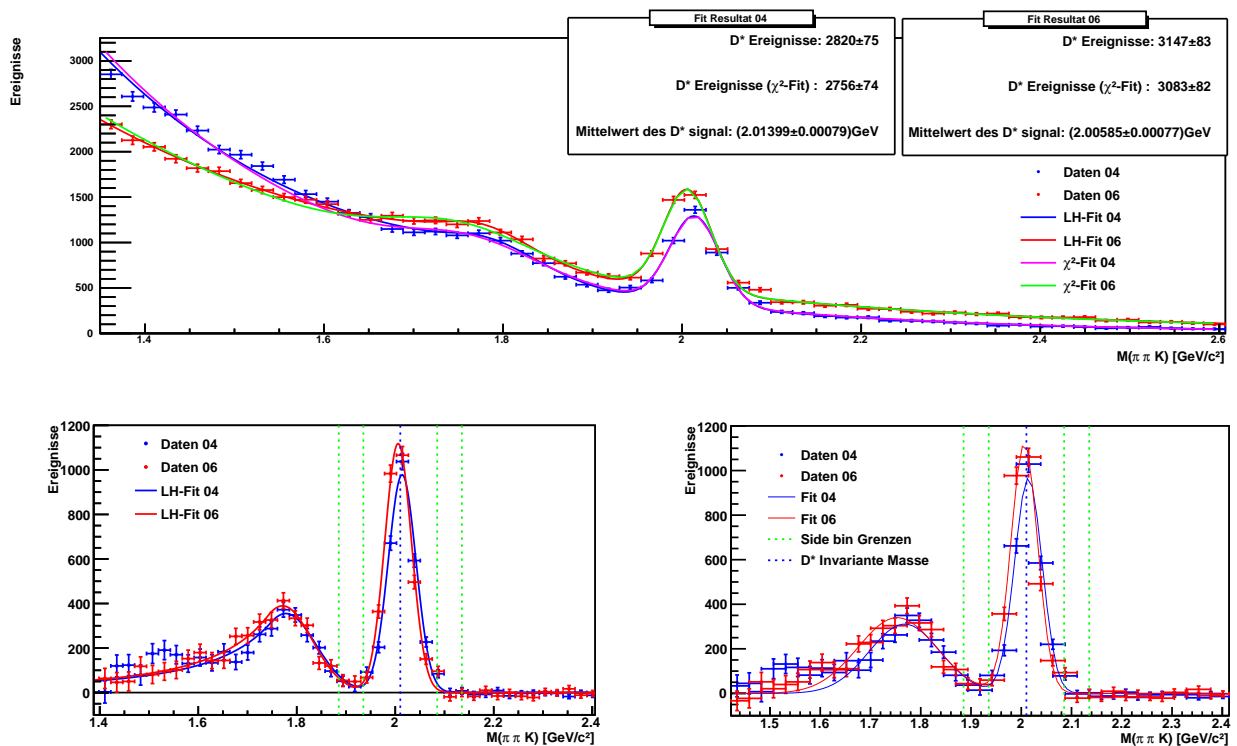


Abbildung A.1.: **oben:** gefittete Massenspektren der $K\pi\pi$ Paare mittels zwei verschiedenen Methoden. **unten links:** Untergrundbereinigtes Massenspektrum mittels Likelihoodfitmethode. **unten rechts:** Untergrund bereinigtes Massenspektrum mittels χ^2 -Fitmethode. (Literaturwert der invarianten Masse von $(2010,27 \pm 0,17) \text{ MeV}/c^2$ aus [5])