

Messung diffraktiver ϕ -Produktion mit dem HERMES-Rückstoßdetektor

Measurement of Diffractive ϕ -Production
with the HERMES Recoil Detector

Bachelorarbeit

im Fach Physik

vorgelegt von

Erik Etzelmüller*

aus Gießen

II. Physikalisches Institut
Justus-Liebig-Universität Gießen
AG Düren

17. August 2010

*erik.etzelmueler@physik.uni-giessen.de

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	5
2. Theoretische Grundlagen	6
2.1. Die geometrische Gestalt von Hadronen	6
2.1.1. Geometrie der elektromagnetischen Wechselwirkung	6
2.1.2. Geometrie der starken Wechselwirkung	7
2.1.3. Generalisierte Parton-Verteilungen	8
2.2. Kinematik	10
3. Das Experiment	12
3.1. Das HERMES-Experiment	12
3.1.1. HERA am DESY	12
3.1.2. HERMES-Vorwärtsspektrometer	13
3.2. Der Rückstoßdetektor	15
3.2.1. Anforderungen	15
3.2.2. Aufbau und Funktion	16
3.2.3. Leistungsmerkmale	17
4. Analyse	18
4.1. Selektion der Daten	18
4.2. Vergleich der Tracking-Methoden	18
4.3. Nachweis exklusiver Reaktionen	19
4.4. Verbesserungen durch den HERMES-Rückstoßdetektor	21
4.4.1. Erweiterte Datenselektion	21
4.4.2. Verfahren bei Mehrfachspuren	24
4.5. Bestimmung des b -Slope-Parameters	25
5. Diskussion der Ergebnisse	31
6. Zusammenfassung	33
Literaturverzeichnis	34
Abbildungsverzeichnis	36
Tabellenverzeichnis	36
A. Anhang	37

1. Einleitung

Vom *Pudding zum Quark* wäre ein die Geschichte über Struktur und Form von Materie und ihre Bausteine sicherlich treffend beschreibender Titel. Ob das zu Beginn des 20. Jahrhunderts vorgestellte *Plum pudding-Modell* Thomsons, welches sich als fehlerhaft herausstellte, das danach folgende *Bohr'sche Atommodell*, oder die Entdeckung, dass die den Atomkern bildenden Nukleonen aus noch kleineren Teilchen, den so genannten Quarks, bestehen - alle hatten ein gemeinsames Ziel: Die uns umgebende Materie in ihren Strukturen und Eigenschaften zu verstehen.

Hierzu wurden und werden immer neue technische Möglichkeiten geschaffen, um noch tiefer in bis dato unbekannte Regionen und immer kleinere Maßstäbe vorzudringen. Neben der Erforschung der Struktur und Form rückten die anderer Eigenschaften - allen voran die der Wechselwirkungen zwischen Teilchen oder auch der Herkunft der Masse und die Frage nach der Verteilung der Spins - immer mehr in den Vordergrund.

Um zu letzterem einen Beitrag zu leisten, wurde das HERMES-Experiment am HERA des DESY in Hamburg gebaut, an welchem man Leptonen an einem Fixed-Target aus Wasserstoff und Deuterium streute. Es konnte gezeigt werden, dass die Spins der Quarks und Gluonen einen geringen Anteil zum Gesamtspin des Protons beitragen.

HERMES war bis 2007 in Betrieb und wurde am Ende seiner Laufzeit mit einem zusätzlichen Detektor zum besseren Nachweis der gestreuten Targetteilchen ausgestattet: dem HERMES-Rückstoßdetektor. Wie wir sehen werden, können exklusive Teilchenproduktionen dadurch mit einer höheren Genauigkeit nachgewiesen werden. Diese Prozesse sind ein wichtiger Zugang zu den Funktionen der Generalisierten Partonverteilungen.

In der hier vorliegenden Arbeit wird eine Analyse diffraktiver ϕ -Mesonen durchgeführt. Es werden zunächst theoretische Grundlagen und die wichtigsten Teile des Experiments kurz beschrieben. Zu Beginn der Analyse werden die vorhandenen Tracking-Methoden verglichen, um unter ihnen die beste für die anstehende Auswertung zu ermitteln.

Im Anschluss wird ausführlich auf den Nachweis exklusiver ϕ -Mesonen eingegangen. Dazu werden Daten mit und ohne Berücksichtigung des Rückstoßdetektors ausgewertet und verglichen. Am Ende der Analyse steht die Bestimmung des b -Slope-Parameters

$$b = \frac{1}{3} \left(\langle r_\phi^2 \rangle + \langle r_p^2 \rangle \right),$$

welcher Aufschluss über die transversale Größe der an der diffraktiven Streuung beteiligten Hadronen gibt. Die Ergebnisse werden schließlich mit bereits existierenden verglichen und diskutiert.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Die geometrische Gestalt von Hadronen

2.1.1. Geometrie der elektromagnetischen Wechselwirkung

Form und Gestalt von Materie war von jeher eine der zentralen Fragen der Physik und naturwissenschaftlicher Forschung im Allgemeinen. Eine entscheidende Antwort lieferte Ernest Rutherford in seinem berühmten Streuversuch. Er zeigte, dass sich die Masse eines Atoms nahezu vollständig in dessen Atomkern befindet. Die daraus hergeleitete *Rutherford'sche Streuformel* legte den Grundstein zu weiteren Überlegungen und Erklärungen (alle in Abschnitt 2.1.1 gezeigten Formeln sind aus [Pov+09]):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Rutherford}} = \frac{(zZe^2)^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot (4E_{kin})^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (2.1)$$

Rückstoß sowie Spins der Streupartner blieben zunächst unberücksichtigt. Letztere sind im *Mott-Wirkungsquerschnitt* mit einbezogen, welcher Gleichung 2.1 ergänzt zu:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}}^* = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Rutherford}} \cdot \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right). \quad (2.2)$$

Der experimentelle Wirkungsquerschnitt stimmt jedoch nur für Fälle mit verschwindend geringem Impulsübertrag (Q^2) mit dem *Mott-Wirkungsquerschnitt* überein. Die Geometrie bzw. Ausdehnung der Kerne spielt hierbei eine entscheidende Rolle, da mit größerem Impulsübertrag auch die Auflösung zunimmt und das Streuteilchen dann nur noch einen Teil der Ladung sieht. Die Ladungsverteilung $f(\mathbf{x})$ entspricht den Fouriertransformierten der Formfaktoren $F(\mathbf{q}^2)$:

$$f(\mathbf{x}) = \int F(\mathbf{q}^2) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{x}\hbar} d^3 q. \quad (2.3)$$

Über den Zusammenhang

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}}^* \cdot |F(\mathbf{q}^2)|^2 \quad (2.4)$$

lässt sich die Ladungsverteilung $f(\mathbf{x})$ genauer untersuchen.

Um weitere Einblicke - auch in die Struktur der Nukleonen - zu erhalten, sind höhere Energien notwendig, welche in der Größenordnung der Ruhemasse des Targetteilchens, dem Proton, liegen. Bei der elastischen Streuung bei hoher Energie ist der Rückstoß nicht mehr vernachlässigbar. Des Weiteren ist neben der Wechselwirkung der vorhandenen Ladungen auch die Wechselwirkung zwischen dem Strom des Elektrons und dem magnetischen Moment des Nukleons zu berücksichtigen. Dies leistet die *Rosenbluth-Formel* 2.5, die mit $G_E(Q^2)$ und $G_M(Q^2)$ als *elektrische* und *magnetische Formfaktoren* den Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Elektrons an einem Nukleon beschreibt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Rosenbluth}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}}^* \cdot \frac{E'}{E} \cdot \left[\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (2.5)$$

Die Formfaktoren lassen hierbei Rückschlüsse auf die räumliche Verteilung der Ladung und des magnetischen Moments zu.

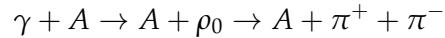
Den nächsten Schritt stellt die tiefinelastische Streuung dar, welche erneut höhere Energien erfordert. Als zusätzlicher Parameter kommt die Anregungsenergie des Protons hinzu, so dass der tiefinelastische Wirkungsquerschnitt beschrieben wird durch:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}}^* \cdot \left[W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (2.6)$$

Die dimensionsbehafteten Strukturfunktionen $W_1(Q^2, \nu)$ und $W_2(Q^2, \nu)$ lassen sich durch die dimensionslosen Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2) = Mc^2 W_1(Q^2, \nu)$ und $F_2(x, Q^2) = \nu W_2(Q^2, \nu)$ ausdrücken. Messungen zeigten, dass F_1 und F_2 bei festem x (*Bjorken'sche SkalenvARIABLE*) nicht von Q^2 abhängen. Damit war gezeigt, dass Nukleonen eine Unterstruktur aus punktförmigen Teilchen (zunächst Partonen genannt) besitzen.

2.1.2. Geometrie der starken Wechselwirkung

Bisher wurden nur Ergebnisse anhand von elektromagnetischer Wechselwirkung und den sich daraus ergebenden Formfaktoren, beispielsweise für die Ladungsverteilung, gezeigt. Eine weitere Frage nach dem Wirkungsquerschnitt der starken Wechselwirkung und der Verteilung der Partonen innerhalb des Nukleons wurde u.a. in [Alv+70] behandelt. Hierbei wurden am DESY (3.1.1) die durch Bremsstrahlung erfolgte Photoproduktion von ladungsneutralen ρ_0 -Mesonen



gemessen, wobei A insgesamt 13 verschiedene Elemente repräsentiert (u.a. Be, C, Ag, Au und U). Aus diesen Daten konnte der Radius eines stark wechselwirkenden Kerns ermittelt werden:

$$R = (1,12 \pm 0,02)A^{1/3} \text{ fm}. \quad (2.7)$$

Zum Vergleich: Der Kernradius für elektromagnetische Wechselwirkung wurde mit $R = 1,07A^{1/3}$ fm bestimmt. Neuere Messungen liefern sehr präzise Aussagen über die elektrischen und magnetischen Formfaktoren und die dazugehörigen Radii. Referenz [Brn+10] gibt diese mit $\langle r_E^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 0,879 \pm 5 \pm 4 \pm 2 \pm 4$ fm und $\langle r_M^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 0,777 \pm 13 \pm 9 \pm 5 \pm 2$ fm an.

Das additive Quark-Modell stellt eine Möglichkeit dar, Wirkungsquerschnitte für Hadronen zu erklären, lässt sich aber nicht mit der Formabhängigkeit des elastischen Wirkungsquerschnitts verbinden. Povh und Hüfner zeigten, dass der totale Wirkungsquerschnitt des Hadrons vor allem ein geometrischer Effekt ist und nicht primär von der Zahl und Art der Valenzquarks abhängt [Pov+87]. Hierzu wurde der Slope-Parameter b_{hp} der elastischen Hadron-Proton-Streuung

$$b_{hp} = \frac{d}{dt} \ln \left(\frac{d\sigma_{hp}^e}{dt} c \right) = R_h^2 + R_p^2 \quad (2.8)$$

bestimmt (die Indizes stehen für Hadron (h) und Proton (p), σ^e stellt den Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung dar, c ist eine dimensionsbehaftete Konstante). R_i steht hierbei für den effektiven Radius einer Hadronensorte. Die hierzu gesammelten Daten stammten aus Hadron-Proton-Experimenten bei Energien E_{Lab} zwischen 50 und 200 GeV. Für den totalen Wirkungsquerschnitt wurde daraus

$$\sigma_{hp}^t = g \left(b_{hp} - \frac{1}{2} b_{pp} \right) \frac{1}{2} b_{pp} = g R_h^2 R_p^2 \quad (2.9)$$

abgeleitet (mit $g = 75 \text{ fm}^{-2}$). Der Zusammenhang zwischen effektivem Radius R und elektromagnetischem Radius lautet $\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 3R$. Aufgrund des Zusammenhangs in Gleichung 2.9 können somit die hadronischen, unter Umständen auch elektromagnetischen, Radien direkt aus dem Wirkungsquerschnitt berechnet werden:

$$\langle r_h^2 \rangle / \langle r_p^2 \rangle = \sigma_{hp}^t / \sigma_{pp}^t. \quad (2.10)$$

Ein weiterer Zugang stellt die Messung des b -Slope-Parameters dar:

$$b_{hp} = \frac{1}{3} \left(\langle r_h^2 \rangle + \langle r_p^2 \rangle \right). \quad (2.11)$$

Der b -Slope-Parameter entspricht somit anschaulich der transversalen Größe der an einer diffraktiven Streuung beteiligten Hadronen.

2.1.3. Generalisierte Parton-Verteilungen

Eine wichtige Entwicklung auf dem Weg zum Verständnis der Materie sind Generalisierte Partonverteilungen bzw. englisch *Generalized Parton Distributions* (GPDs). Sie kombinieren die Informationen über die transversale Ladungsverteilung und die longitudinale Impulsverteilung und bilden einen Zusammenhang von Formfaktoren und Strukturfunktionen. Für gewöhnlich werden die Funktionen mit H^q, \tilde{H}^q, E^q und \tilde{E}^q angegeben, wobei q für den jeweiligen Quark-Flavour steht und \sim die polarisierten Verteilungen kennzeichnet. Eine gewöhnliche Partonverteilung liefert die Wahrscheinlichkeit für ein Parton mit dem longitudinalen Impulsbruchteil x innerhalb eines sich schnell bewegenden Hadrons. Im Fall der GPDs betrachtet man anstelle eines festen x ein- und auslaufende Wellenfunktionen mit den longitudinalen Impulsbruchteilen $x + \xi$ und $x - \xi$. Dabei ist ξ der so genannte *skewedness* (Verzerrungs-) Parameter. Die dritte Variable der GPDs ist die Lorentz-invariante Mandelstamvariable $-t = (p - p')^2$, welche dem Quadrat des Impulsübertrags (im Fall der diffraktiven ϕ -Produktion an das Proton als Targetteilchen) entspricht. In Abbildung 2.1a ist ein so genanntes Handbag-Diagramm in der Form eines Feynman-Diagramms dargestellt, welches die eben beschriebenen Variablen enthält. Die Variable x läuft von -1 bis 1 , wobei positive (negative) Werte für Quarks (Antiquarks) stehen. Demnach repräsentieren bei $x > \xi$ ($x < \xi$) beide an die Blase gekoppelten Partonen Quarks (Antiquarks). Im Fall von $-\xi < x < \xi$ liegen ein Quark und ein Antiquark vor. Betrachtet man für die GPDs H und \tilde{H} für $\xi \rightarrow 0$ und $t \rightarrow 0$, so ergibt sich

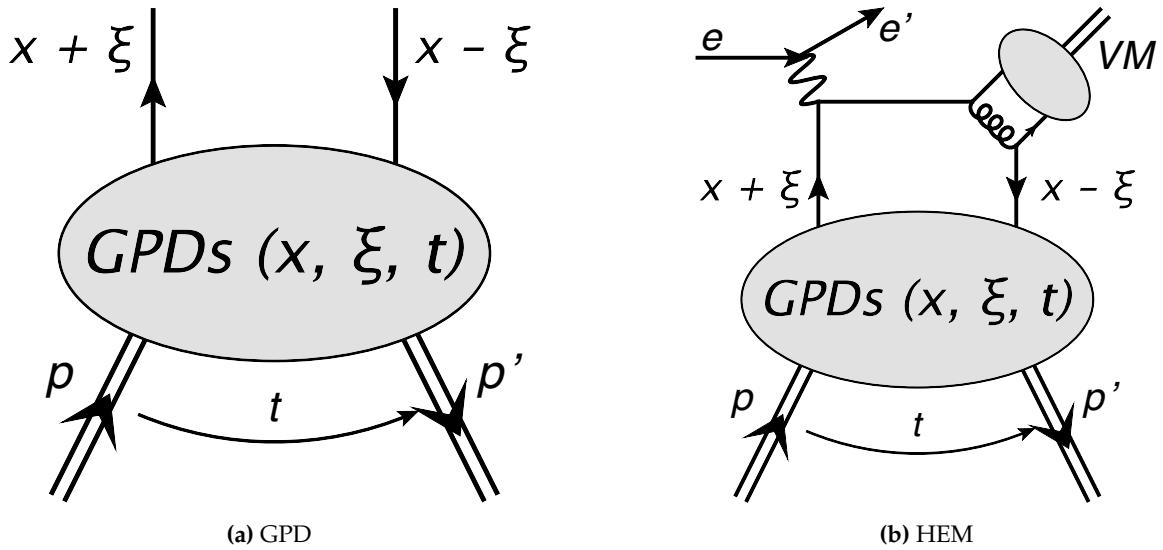


Abbildung 2.1.: Feynman-Diagramm für Generalisierte Partonverteilungen und den Spezialfall der harten, exklusiven Meson-Produktion.

direkt die Quark-Dichte-Verteilung $q(x)$ bzw. Quark-Helastizitäts-Verteilung $\Delta q(x)$:

$$H^q(x, 0, 0) = \begin{cases} q(x), & x > 0, \\ -\bar{q}(-x), & x < 0. \end{cases} \quad (2.12)$$

$$\tilde{H}^q(x, 0, 0) = \begin{cases} \Delta q(x), & x > 0, \\ \Delta \bar{q}(-x), & x < 0. \end{cases} \quad (2.13)$$

Weiter ergeben sich nach Integration über x die bereits bekannten Formfaktoren:

$$\int_{-1}^{+1} dx H^q(x, \xi, t) = F_1^q(t), \quad \text{Dirac-Formfaktor} \quad (2.14)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx E^q(x, \xi, t) = F_2^q(t), \quad \text{Pauli-Formfaktor} \quad (2.15)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx \tilde{H}^q(x, \xi, t) = g_A^q(t), \quad \text{axialer Formfaktor} \quad (2.16)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx \tilde{E}^q(x, \xi, t) = h_A^q(t), \quad \text{pseudo-skalarer Formfaktor} \quad (2.17)$$

Sowohl Dirac- als auch Pauli-Formfaktor waren bereits implizit in Gleichung 2.6 enthalten.

Einen weiteren Zugang zu den GPDs stellt die harte, exklusive Meson-Produktion dar. Diese eröffnet neue Möglichkeiten zur Untersuchung von Flavour- und C-Parität-Kombinationen gewöhnlicher Parton-Verteilungen. Abbildung 2.1b zeigt ein mögliches Feynman-Diagramm. Aufgrund des nun zusätzlich auftretenden Gluons, als Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, ist allerdings eine erweiterte Formulierung der GPDs notwendig [Dre06, Goe+01].

Eine Beschreibung der Produktion von Vektor-Mesonen an polarisierten Targets ist in [Kop+07] zu finden.

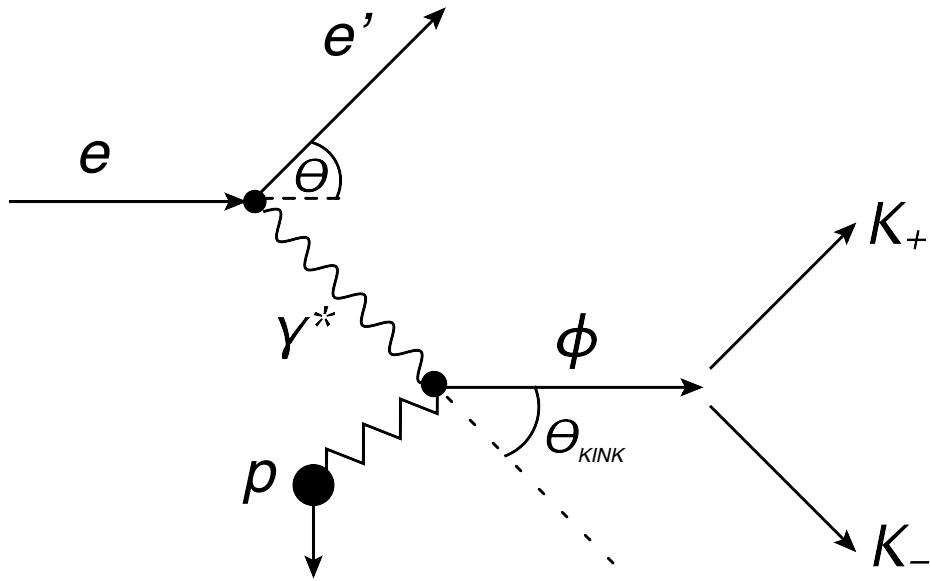


Abbildung 2.2.: Schema der Elektron-Proton-Streuung und ϕ -Produktion mit Zerfall. Produktion und Zerfall des ϕ -Mesons liegen im Allgemeinen nicht in einer Ebene.

In der vorliegenden Thesis ist die Produktion von exklusiven ϕ -Mesonen anhand von Elektron-Proton-Streuung von besonderem Interesse. Kapitel 3 beschreibt das zugehörige Experiment, in Kapitel 4 folgt die Analyse mit anschließender Diskussion der Ergebnisse in Kapitel 5.

2.2. Kinematik

Das ϕ -Meson ist ein sehr kurzelebiges, instabiles Teilchen mit einer Ruhemasse von 1020 MeV. Es zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 49 % in ein K^+ und ein K^- . Im vorliegenden Experiment (siehe Kapitel 3) wurden die ϕ -Mesonen durch Streuung von Elektronen an ruhenden Protonen erzeugt. Über die Bestimmung der invarianten Masse 2.18 der gemessenen Kaonen können die ϕ -Mesonen identifiziert und alle nötigen kinematischen Informationen gewonnen werden.

$$m_{\text{inv}}c^4 = \left(\sum_{i=1}^2 \sqrt{m_i^2 c^4 + \mathbf{p}_i^2 c^2} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^2 \mathbf{p}_i \right)^2 c^2. \quad (2.18)$$

Die Produktion und der Zerfall verlaufen nach dem folgenden Schema (illustriert in Abbildung 2.2):

$$e + P \rightarrow e' + P' + \phi,$$

$$\underbrace{e - e'}_{\gamma^*} + P \rightarrow P' + \phi \rightarrow P' + K_+ + K_-.$$

Dabei gilt für die beteiligten Impulse (in Klammern):

$$e(l) + P(p) \rightarrow e'(l') + P'(p') + \phi(q').$$

Im HERMES-Experiment trifft der Elektronenstrahl mit einer Energie von $E_e = 27,6 \text{ GeV}$ auf ein ruhendes Target ($p = (m_p, \mathbf{0})$). Als Schwerpunktenergie ergibt sich näherungsweise:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(l + p)^2} \stackrel{\text{lab}}{\approx} \sqrt{m_p^2 + 2m_p E_e} = 7,26 \text{ GeV}. \quad (2.19)$$

Wichtige Variablen für die spätere Analyse sind zum einen der Impulsübertrag durch das gestreute Elektron an das virtuelle Photon:

$$Q^2 = -q^2 = -(l - l')^2 \stackrel{\text{lab}}{\approx} 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2.20)$$

wobei E (E') für die Energie des Elektrons vor (nach) dem Stoß steht und θ den Streuwinkel des Elektrons repräsentiert. Zum anderen spielt der quadrierte Viererimpulsübertrag an das Target, die *Mandelstam Variable* t eine wichtige Rolle:

$$-t = (p - p')^2 = (q - q')^2 \stackrel{\text{lab}}{\equiv} 2m_p(m_p - E_{p'}). \quad (2.21)$$

Dieser enthält einen minimalen Anteil t_{min} :

$$-t_{min} = (E_{\gamma^*} - E_\phi)^2 - (|\mathbf{q}| - |\mathbf{q}'|)^2 \quad (2.22)$$

und einen transversalen Anteil t' :

$$t' = t - t_{min}. \quad (2.23)$$

Ebenfalls von Interesse ist der transversale Impuls p_t des ϕ -Mesons. Würde das ϕ -Meson der aus den Elektronenimpulsen errechneten Bahn des virtuellen Photons folgen, so wäre dieser gleich 0. Wie in Schema 2.2 angedeutet, existiert in der Realität ein messbarer Knick in der Trajektorie, ein so genannter *Kink*. p_t ist somit der Impuls senkrecht zu dem des virtuellen Photons und berechnet sich zu:

$$p_t = |\mathbf{p}_\phi| \sin(\arccos(\theta_{\text{KINK}})). \quad (2.24)$$

Anhand von Gleichung 2.21 lässt sich auch die Bedingung für einen exklusiven Prozess ($\Delta E = 0$) ableiten. Man erhält:

$$\Delta E = \frac{M_x^2 - m_p^2}{2m_p} = \frac{(p + q - (p_{K_1} + p_{K_2}))^2 - m_p^2}{2m_p} \stackrel{\text{Lab}}{\equiv} E_{\gamma^*} - E_\phi + \frac{t}{2m_p}. \quad (2.25)$$

Dabei entspricht $E_{\gamma^*} = \nu = E - E'$ der vom gestreuten Elektron abgegebenen Energie, E_ϕ der des produzierten ϕ -Mesons und $\frac{t}{2m_p}$ der kinetischen Energie des Rückstoßprotons.

3. Das Experiment

3.1. Das HERMES-Experiment



Abbildung 3.1.: Luftaufnahme des DESY in Hamburg. Das Bild verschafft einen Eindruck über die Dimension der HERA. Das HERMES-Experiment befindet sich im östlichen Teil des Beschleunigerrings. Das ursprüngliche DESY ist innerhalb des PETRA-Beschleunigers angesiedelt.

Das HERMES-Experiment nutzt den HERA-Beschleuniger. Im folgenden Teil werden die (auch im Rahmen dieser Arbeit) wichtigsten Komponenten vorgestellt. Im darauffolgenden Teil [3.2](#) wird dann der HERMES-Rückstoßdetektor näher betrachtet.

3.1.1. HERA am DESY

Die HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) war ein Lepton-Proton-Collider am DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg. Das DESY wurde 1959 mit dem Vorhaben gegründet, grundlegende physikalische Fragen zur Struktur und zum Verhalten elementarer Teilchen zu beantworten und damit verbunden die Entwicklung und Verbesserung von Teilchenbeschleunigern voranzutreiben.

HERA selbst wird von mehreren Vorbeschleunigern, wie dem in Abbildung 3.1 gezeigten PETRA-Beschleuniger, welcher u.a. zur Entdeckung des Gluons beitrug, gefüllt. Bestehend aus zwei konzentrischen Ringen mit einem Umfang von jeweils 6336 m, welche Protonen und Leptonen (hier: Elektronen oder Positronen) entgegengesetzt beschleunigen, war HERA von 1992 bis 2007 im Forschungsbetrieb. Neben HERMES im Osten sind noch die Experimente ZEUS (im Süden), HERA-B (im Westen) und H1 (im Norden) um die Anlage verteilt. Während ZEUS und H1 Proton- und Elektron-Strahl kollidierten ließen, nutzten HERMES und HERA-B nur einen der beiden Strahlen für Fixed-Target-Experimente.

Im Fall von HERMES traf der polarisierte Elektronen-Strahl mit einer Energie von 27,6 GeV auf ein Fixed-Target, bestehend aus einer mit gasförmigen, longitudinal sowie transversal polarisiertem Wasserstoff bzw. longitudinal polarisiertem Deuterium, He^3 , He^4 , N, Ne, Kr und Xe gefüllten Target-Zelle (siehe auch Abbildung 3.2).

Die Umlauffrequenz des HERA-Beschleunigers betrug 47,3 kHz. Die injizierten Elektronen waren innerhalb des Rings in etwa 170 etwa 8 mm lange Bunche (Teilchenpakete) eingeteilt, welche mit einem Abstand von 96 ns durch den Beschleuniger liefen. Dies entsprach einer Bunchfrequenz von 10,4 MHz, mit der auch die Datenentnahme von HERMES synchronisiert war [DES08, Due95, HER93].

3.1.2. HERMES-Vorwärtsspektrometer

Aufbau

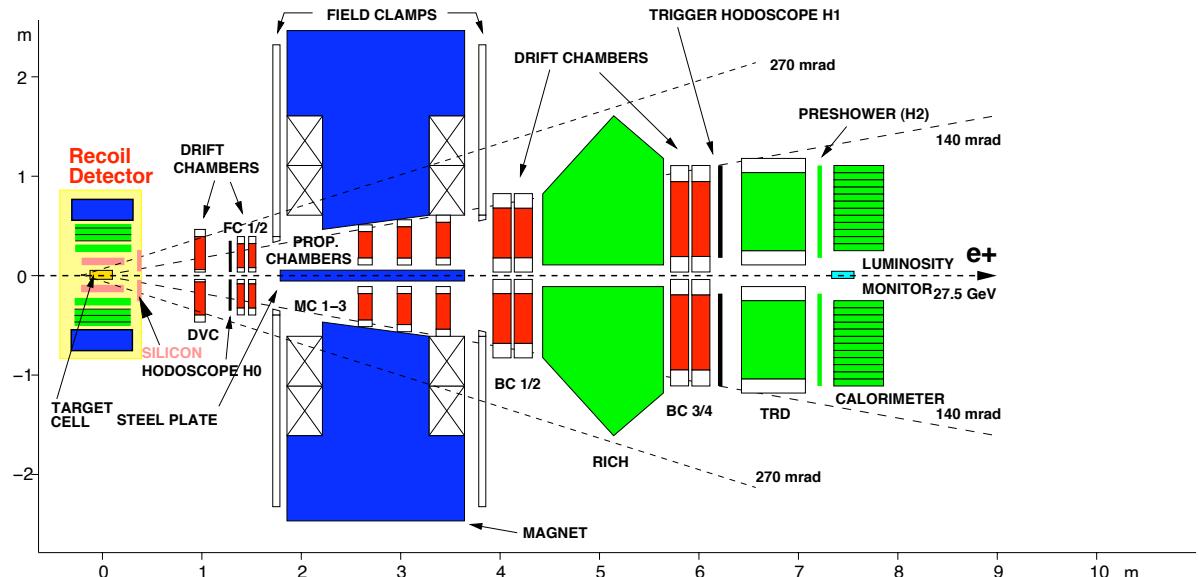
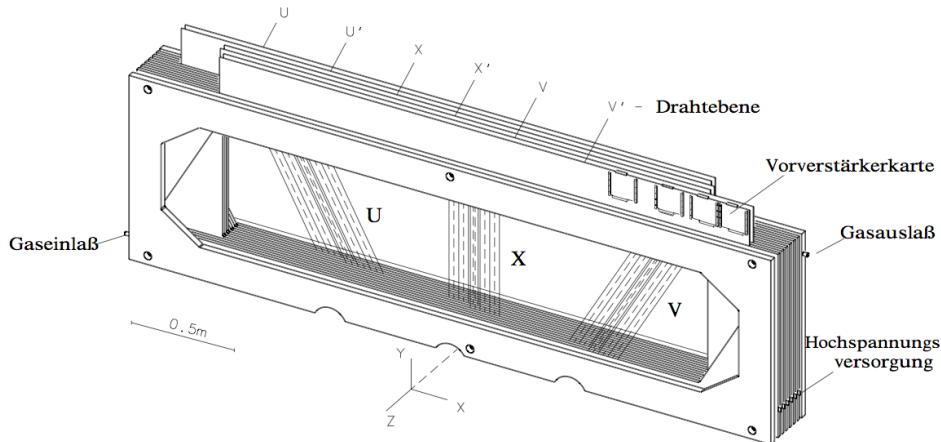


Abbildung 3.2.: Seitenansicht des Vorwärtsspektrometers. Links ist der gelb untermalte Rückstoßdetektor zu erkennen, welcher die Target-Zelle umschließt.

Das Vorwärtsspektrometer bestand aus zwei symmetrischen, durch die Strahlrohre getrennten Hälften. Diese ließen sich in einen vorderen und hinteren Teil trennen, zwischen welchen sich der Spek-

trometermagnet mit einer integrierten Feldstärke von 1,3 Tm befindet. Um die Strahlrohre abzuschirmen, wurden diese durch eine Eisenplatte geführt, welche gleichzeitig die minimale vertikale Winkelakzeptanz von HERMES auf ± 40 mrad einschränkte. Die maximale Winkelakzeptanz betrug ± 170 mrad (horizontal) und ± 140 mrad (vertikal).

Spurrekonstruktion



BC - Modul

Abbildung 3.3.: Schematischer Aufbau einer Driftkammer (hier der Back Chambers).

Zur Spurrekonstruktion wurden im Vorwärtsspektrometer hauptsächlich Drahtkammern verwendet. In Abbildung 3.2 sind diese rot eingefärbt und befinden sich vor (**Drift Vertex Chambers**, **Front Chambers**), in (**Magnetic Chambers**) und hinter (**Back Chambers**) dem Spektrometer Magneten. Die Drahtkammern waren aus insgesamt sechs Ebenen aufgebaut, wobei immer zwei hintereinander liegende Drahtebenen die gleiche Ausrichtung besaßen. Die Drähte der Ebenen X und X' verliefen vertikal, während die der U- und V-Ebenen hierzu um $\pm 30^\circ$ rotiert waren (siehe auch Abbildung 3.3). Diese Anordnung erlaubte eine Auflösung von Mehrdeutigkeiten und verbesserte die beim Spannen der Drähte nötige Präzision. Die Gasfüllung bestand zu 90% aus Argon sowie Kohlendioxid und Tetrafluormethan (jeweils 5%). Die hiermit erzielte Ortsauflösung betrug $\approx 300\mu\text{m}$. Die Spurrekonstruktion selbst ist in mehrere Schritte unterteilt. Mit Hilfe einer schnellen Baumsuche wurden zunächst die geradlinigen Spuren vor und hinter der MC getrennt ermittelt und dann in einem weiteren Schritt zusammengesetzt (eine Ergänzung ist dem Abschnitt 4.2 zu entnehmen) [Ber+98, Rak98, Wan97].

Teilchenidentifikation

Für die Identifikation der Teilchen standen mehrere Detektoren zur Verfügung. Der RICH (**R**ing **I**maging **C**herenkov Detektor) nutzt die charakteristische Abstrahlung von Čerenkov-Licht beim

Durchgang der Teilchen um Pionen, Kaonen und Protonen ab Impulsen von $1\frac{\text{GeV}}{c}$ zu trennen. Der HERMES-RICH verwendete hierbei zwei Radiatoren mit den Brechzahlen $n = 1,0005$ (C_4F_{10}) und $n = 1,03$ (Aerogel) [Maa00].

Daneben half der TRD (Transition Radiation Detektor, Übergangsstrahlungs-Detektor), zusammen mit Daten aus den Hodoskopen sowie dem Kalorimeter, durch Messung des γ -Faktors Elektronen von Pionen zu trennen.

Weitere Subdetektoren

Des Weiteren sind die Hodoskope zu erwähnen. Diese, bestehend aus **H0**, **H1** und **H2**, bilden zusammen mit dem Kalorimeter den HERMES-Trigger. Der zur Luminositätsmessung verwendete Luminositätsmonitor (LUMI) nutzt zwei aus strahlungsfesten Čerenkov-Kristallen bestehende Kalorimeter, welche an beiden Seiten des Strahlrohres angebracht sind.

Ausführliche Beschreibungen sind unter anderem hier zu finden: [HER93, Due95].

3.2. Der Rückstoßdetektor

3.2.1. Anforderungen

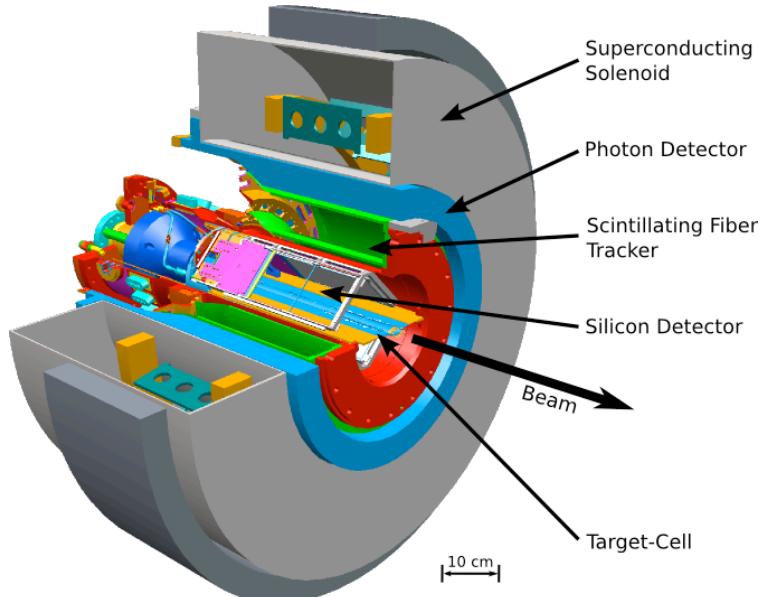


Abbildung 3.4.: CAD Modell des Rückstoßdetektors und Blick auf die Komponenten.

Um die zur besseren Selektion exklusiver Prozesse wichtigen Rückstoßteilchen mit meist kleinem Impulsübertrag und großem Winkel direkt nachweisen zu können, wurde 2006 das HERMES-Experiment mit dem Rückstoßdetektor (*RECOIL-Detector*) erweitert. Dieser umschließt die hierzu modifizierte Targetzelle vollständig, um die Winkelakzeptanz zu maximieren. Abbildung 3.4 zeigt einen schematischen Schnitt durch den Rückstoßdetektor mit seinen Komponenten.

3.2.2. Aufbau und Funktion

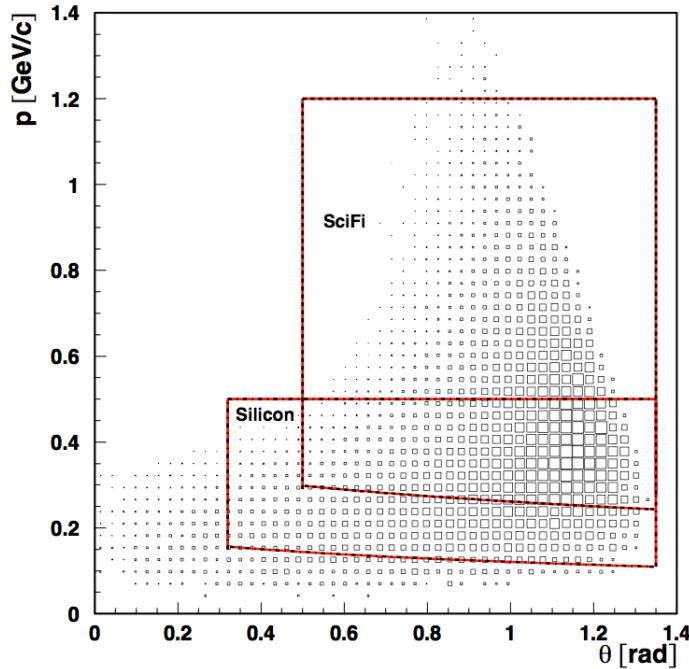


Abbildung 3.5.: Berechnete Impuls- und Winkelverteilung des Rückstoßprotons bei tief-virtueller Comptonstreuung. Die markierten Bereiche geben die Akzeptanz des Rückstoßdetektors an.

Um die Targetzelle war der aus vier quadratisch angeordneten Modulen gebaute Siliziumzähler (*Silicon Detector*) angebracht. Dieser war in der Lage, vor allem Protonen mit kleinen Impulsen bis zu $0,125 \frac{\text{GeV}}{c}$ nachzuweisen [Vog08]. Die nächste Schicht bestand aus einem Fasertracker (**SciFi**, *Scintillating Fiber Tracker*), der an der JLU Gießen - bestehend aus zwei Hohlzylindern mit jeweils 4 Lagen szintillierender Fasern - gebaut wurde [Hoe98, Ker08, Per10]. Diese sind ähnlich den Drahtkammern paarweise in zwei Schichten (parallel und um 10° zum Strahl verschoben) angeordnet. Hiermit konnten größere Impulse bis zu $1,6 \frac{\text{GeV}}{c}$ nachgewiesen werden. Bei kleinen Impulsen ist so des Weiteren eine Trennung von Protonen und Pionen anhand der Energiedeposition möglich. Somit konnten auch Zerfallsprodukte der Δ -Resonanz ($\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$) nachgewiesen werden, was den Untergrund zu reduzieren half. Ebenfalls aus diesem Grund war der Photonenzähler installiert worden. Dieser half Ereignisse wie den Zerfall des Pions ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) nachzuweisen und somit zwischen Ereignissen mit und ohne Anregung der Δ -Resonanz zu unterscheiden [Rie07]. Die äußerste Schicht wurde von einem supraleitenden Magnet gebildet. Dieser bestand aus zwei Spulen, welche teilweise durch ein Heliumbad oder durch eine mit diesem in Kontakt stehende Kupferummantelung gekühlt wurden. Das Magnetfeld sorgte zum einen für eine Krümmung der Teilchenbahnen, was eine Bestimmung der Ladung und des Impulses ermöglichte. Zum anderen schützte es die Detektoren im Inneren vor einer zu großen Bestrahlung von an Hüllenelektronen des Target-Gases gestreuten Strahlteilchen und verhinderte so eine ungewollte Beschädigung [Hul09].

3.2.3. Leistungsmerkmale

Einen guten Eindruck zur Güte der Messungen erhält man in Abbildung 3.5. Die Verteilung entspricht Impulsen und Winkeln von Rückstoßprotonen. Zusätzlich sind die Bereiche maximaler Akzeptanz von Siliziumzähler und Fasertracker eingezeichnet. Wie zu sehen ist, ergänzen sich beide hervorragend für die ihnen zugewiesenen Aufgaben (die Abbildung zeigt eine Verteilung für tief-virtuelle Comptonstreuung, welche aber der für exklusive Produktion von ϕ -Mesonen ähnelt). Tabelle 3.1 bestätigt diesen Eindruck. Lediglich die Akzeptanz für Impulse unterhalb von 135 MeV/c konnte nicht erreicht werden (siehe auch [HER01, Vil08]).

Parameter	Ideale Güte	Detektor Güte
p Akzeptanz	50 – 1400 MeV/c	135 – 450 MeV/c SSD 250 – 1400 MeV/c SFT
ϑ Akzeptanz	0,1 – 1,35 rad	0,4 – 1,35 rad SSD 0,7 – 1,35 rad SFT
φ Akzeptanz	2π	4,8 rad SSD 2π SFT
p Auflösung	< 10%	3 – 9% ($p < 500$ MeV/c) 13% ($p > 500$ MeV/c)
t Auflösung	< 0,07 GeV ²	0,01 – 0,07 GeV ² ($t < 0,3$) 0,07 – 0,2 GeV ² ($0,3 < t < 1,0$)
φ Auflösung	< 0,05 rad	0,031 rad SSD 0,008 rad SFT
Δ^+ Unterdrückung	> 90%	95%

Tabelle 3.1.: Übersicht zur Akzeptanz und Auflösung des Rückstoßdetektors.

4. Analyse

Die zur Analyse verwendeten Daten stammen aus dem Jahr 2007 (07c2). Das unpolarisierte Wasserstofftarget wurde dabei mit hoher und normaler Dichte betrieben. Die Daten waren als Nebenprodukt im Rahmen einer Dissertation zum Thema exklusiver ρ -Mesonen [Per10] bereits aus den ursprünglichen uDST ($\mu/\text{Micro - Data Summary Tape}$) vorselektiert und in `.root`-Dateien zur Verfügung gestellt. Diese wurden anhand des Analyseprogramms ROOT¹ mit Hilfe von C++-Makros weiterverarbeitet.

4.1. Selektion der Daten

Der folgende Abschnitt beinhaltet alle notwendigen Bedingungen (auch *Cuts* genannt), die zur Selektion exklusiver Prozesse im Vorwärtsspektrometer verwendet wurden. Die in den `.root`-Dateien zur Verfügung gestellten Ereignisse (*Events*) bestanden nur noch aus Ereignissen mit mindestens einem Lepton, zwei Hadronen (diese werden anhand des RICH als Kaonen identifiziert) und einem Hadron im Rückstoßdetektor. Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht über weitere Bedingungen.

Bedingung	Beschreibung
$2\text{cm} < htzvz < 22\text{cm}$	Ereignisvertex befindet sich innerhalb der Target-Zelle.
$p_{K_1} \cdot p_{K_2} < 0$	Im Vorwärtsspektrometer gefundene Hadronenspuren sind entgegengesetzt geladen.
RICH-Typ ist Kaon	Die RICH-Methode hat beide Hadronen im Vorwärtsspektrometer als Kaonen identifiziert.
$-1\text{ GeV} < \Delta E < 1\text{ GeV}$	Selektion der exklusiven Ereignisse.
$1.0127\text{ GeV} < m_{KK} < 1.0273\text{ GeV}$	Selektion der Ereignisse, deren invariante Masse der des ϕ -Mesons entspricht.

Tabelle 4.1.: Bedingungen zur Datenselektion von exklusiven ϕ -Mesonen im Vorwärtsspektrometer.

4.2. Vergleich der Tracking-Methoden

Im ersten Schritt der Analyse wurden die zur Verfügung stehenden Tracking-Methoden des Vorwärtsspektrometers miteinander verglichen. Es handelt sich hierbei um HRC (**H**ERMES **R**e**C**onstruction) und HTC (**H**ERMES **T**racking **C**ode).

Die HRC-Methode findet eine Spur unter der Annahme, dass der einlaufende Elektronenstrahl mit der festgelegten z-Richtung übereinstimmt. Da der Detektor aus einem vorderen und einem hinteren Teil besteht, welche durch den Magneten getrennt sind, lassen sich die detektierten Spuren

¹ <http://root.cern.ch/>

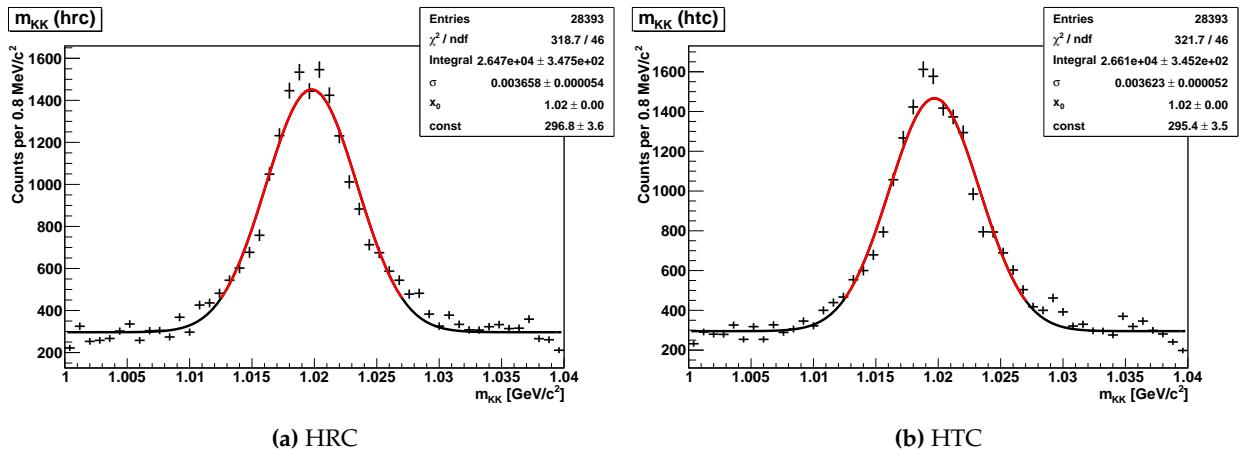


Abbildung 4.1.: Die Tracking-Methoden im Vergleich am Beispiel der invarianten Masse der Kaonen.

unabhängig voneinander in beiden, magnetfeldfreien Teilen rekonstruieren. Diese werden dann in den Magneten verlängert, wo sie sich für ein Match kreuzen müssen (long tracks). Sehr langsame Teilchen mit Impulsen zwischen 1,5 und 4,5 GeV werden durch den Magneten so stark abgelenkt, dass sie den hinteren Detektorteil nicht mehr erreichen (short tracks). Diese Spuren können mit Hilfe der sich im Magnetfeld befindlichen Detektoren (MC) rekonstruiert werden.

Der HTC stellt eine Verbesserung gegenüber der HRC dar. Dabei werden die HRC-Spuren mit der Kenntnis über die Position des einlaufenden Elektronenstrahls neu gefittet. Dies geschieht außerdem unter Berücksichtigung des inhomogenen Rückstoßdetektor-Magneten. Somit erhält man keine zusätzlichen Spuren, aber eine bessere Fit-Qualität für die rekonstruierten Spuren und deren Vertices [HER10].

In Abbildung 4.1 sind die mit Hilfe der Rekonstruktionsmethoden berechneten invarianten Massen der gemessenen Kaonen zu sehen. Es handelt sich dabei um eine statistische Verteilung in Gauß-Form. Der Fit mit einer Gauß-Funktion plus Polynom ersten Grades aufgrund des Hintergrunds zeigt, dass die durch Benutzung des HTC erreichte Verbesserung nicht signifikant ist. Dies liegt vor allem in der sehr kurzen Lebensdauer des ϕ -Mesons, so dass der Zerfallsvertex mit dem Elektronenstrahl zusammenfällt. Alle folgenden Spurinformationen sind aufgrund der leicht größeren Anzahl an verwertbaren Messdaten anhand des HTC berechnet.

4.3. Nachweis exklusiver Reaktionen

Da zur Analyse nur exklusiv produzierte ϕ -Mesonen benötigt werden, ist es von entscheidender Bedeutung, diese Prozesse aus den gesammelten Daten zu extrahieren. Ein exklusiver Prozess liegt vor, wenn die gesamte Energie des virtuellen Photons ausschließlich zur Erzeugung eines neuen Teilchens sowie zur Beschleunigung des Protons aufgewendet wird (siehe auch Gleichung 2.25). In Abbildung 4.2 ist die Verteilung von ΔE gezeigt, welche in zwei Schritten gefittet wurde. Als Resultat ist sowohl ein rot ummantelter Hintergrund aus (semi-)inklusiven Prozessen als auch eine

asymmetrische Gauß-Verteilung um 0 zu erkennen, welche gemeinsam die grün gefärbte Funktion ergeben. Die Asymmetrie des Gauß' (der Peak ist bei 0,1842 GeV und er ist nach rechts deutlich

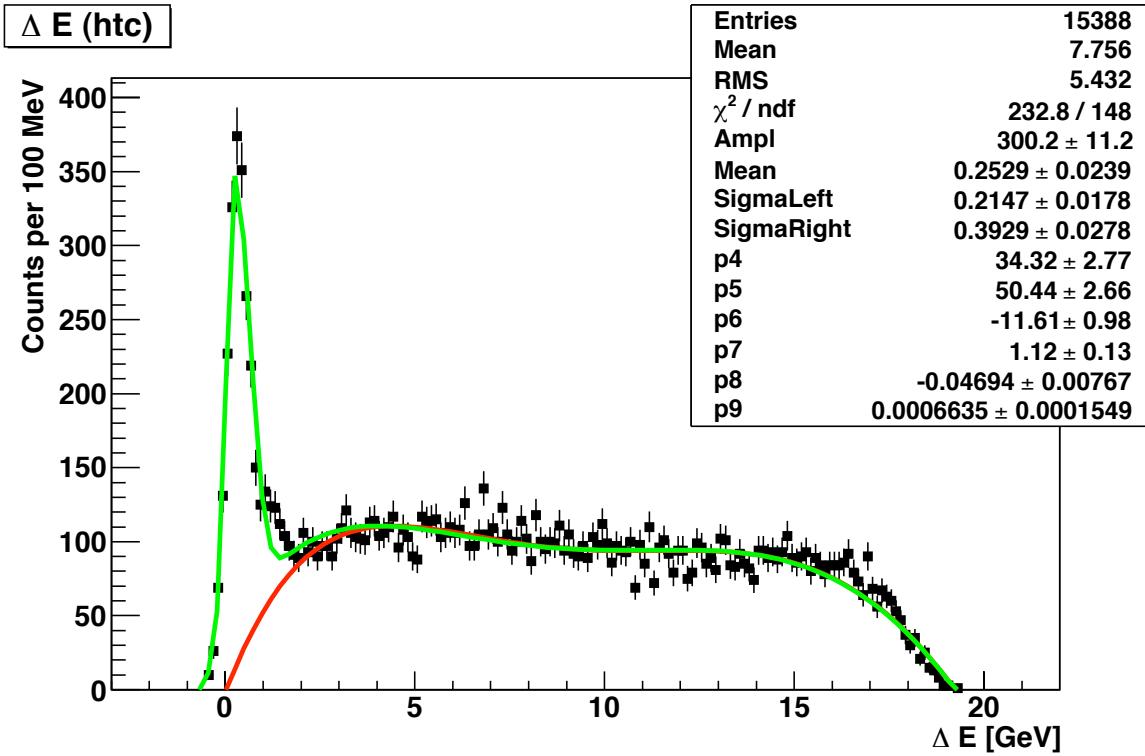


Abbildung 4.2.: Gefittete Verteilung von ΔE . Neben dem asymmetrischen Gauß-Peak um 0 ist noch ein längerer Schweif zu erkennen, welcher die semi-inklusiven Prozesse wiedergibt.

breiter als nach links) ist damit zu erklären, dass der Impuls der Elektronen nur kurz vor und nach der Streuung gemessen werden kann. Zwischen den Messpunkten tritt beispielsweise eine spontane Emission von γ -Quanten auf, was zu ungewollten Energieverlusten führt. Das Vorkommen von negativen Energieverlusten ist auf Verschmierungen der Detektormessungen zurückzuführen. Da sich die exklusive und semi-inklusive Verteilung überschneiden und keine vollständige Trennung möglich ist, wird die Methode zur Filterung dahingehend vereinfacht, dass man alle Prozesse mit $-1 \text{ GeV} < \Delta E < 1 \text{ GeV}$ als exklusiv betrachtet. In Abbildung 4.3 ist erneut das bereits bekannte Spektrum der invarianten Masse gezeigt. Daneben ist das anhand der Bedingung $-1 \text{ GeV} < \Delta E < 1 \text{ GeV}$ bereinigte Spektrum zu sehen. Wichtig ist hierbei die Reduzierung des Untergrunds von über 95% auf ein Minimum. Der rot markierte Bereich der Funktion entspricht der doppelten Standardabweichung und ist im Bezug auf die weitere Selektion der Daten von Bedeutung (siehe Tabelle 4.1).

Bei den bisherigen Betrachtungen wurden lediglich die registrierten Kaonenspuren sowie die Spuren des gestreuten Elektrons verwendet. Das an der Streuung beteiligte Proton blieb dagegen aufgrund seines niedrigen Impulses und seiner geringen Reichweite bisher unberücksichtigt. Sein Nachweis würde einen zusätzlichen Informationsgewinn bringen, welcher die geforderte Exklusivität weiter erhöhen würde.

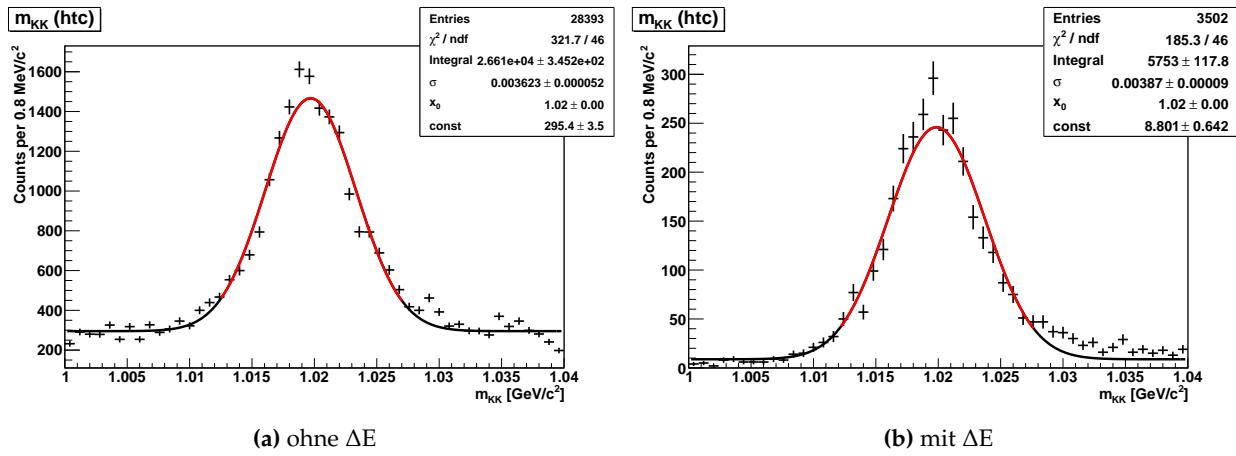


Abbildung 4.3.: Vergleich der invarianten Masse mit und ohne Berücksichtigung von ΔE . Es ist eine deutliche Reduzierung des Untergrunds zu erkennen.

4.4. Verbesserungen durch den HERMES-Rückstoßdetektor

4.4.1. Erweiterte Datenselektion

Die anhand des Vorwärtsspektrometers gewonnenen Daten lassen Rückschlüsse auf Bahn und Impuls des Protons zu. Ein Vergleich mit den tatsächlich gemessenen Werten führt daher zu einer erneuten Verbesserung der Selektion exklusiver Prozesse. Der Rückstoßdetektor ermöglicht dies, indem er einen direkten Nachweis der Rückstoßteilchen und damit im vorliegenden Fall der Protonen liefert (siehe dazu auch Abschnitt 3.2).

In Tabelle 4.2 sind neben den Bedingungen aus Tabelle 4.1 noch den Rückstoßdetektor betreffende

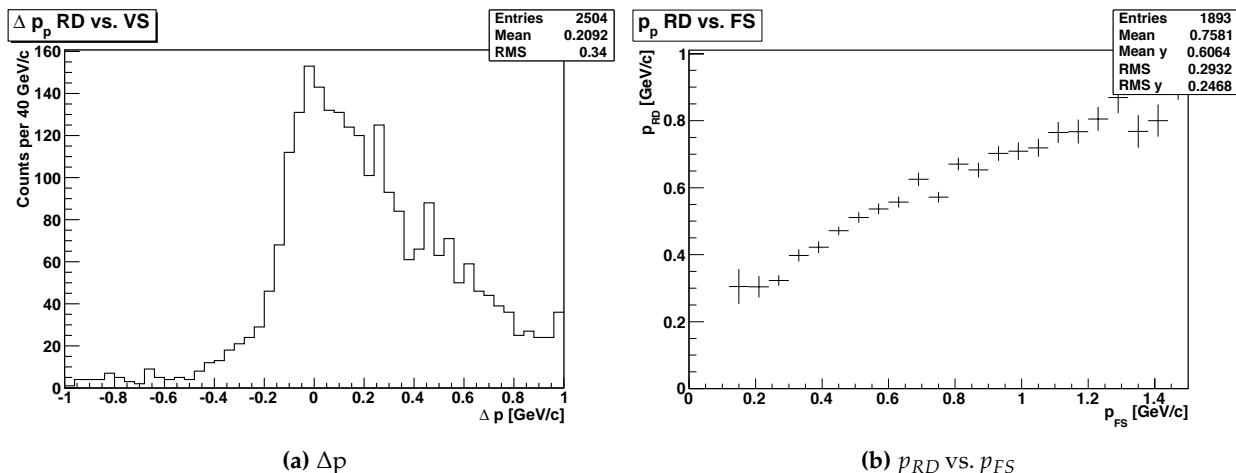


Abbildung 4.4.: Vergleich der Protonen-Impulse berechnet aus den Daten des Vorwärtsspektrometers und den im Rückstoßdetektor gemessenen. Die linke Abbildung zeigt die Differenz, welche wie erwartet deutlich ins positive verschoben ist. Das rechts gezeigte Profil verdeutlicht diese Annahme.

Bedingung	Beschreibung
$2 \text{ cm} < htzvz < 22 \text{ cm}$	Ereignisvertex befindet sich innerhalb der Target-Zelle.
$p_{K_1} \cdot p_{K_2} < 0$	Im Vorwärtsspektrometer gefundene Hadronenspuren sind entgegengesetzt geladen.
RICH-Typ ist Kaon	Die RICH-Methode hat beide Hadronen im Vorwärtsspektrometer als Kaonen identifiziert.
$-1 \text{ GeV} < \Delta E < 1 \text{ GeV}$	Selektion der exklusiven Ereignisse.
$1,0127 \text{ GeV} < m_{KK} < 1,0273 \text{ GeV}$	Selektion der Ereignisse, deren invariante Masse der des ϕ -Mesons entspricht.
$p_{Proton} > 0 \text{ GeV}$	Im Rückstoßdetektor nachgewiesenes Hadron ist positiv geladen.
RD-RICH-Typ ist Proton	Rückstoßdetektor PID hat Hadron als Proton identifiziert.
Vertex-Probability $> 0,001$	Wahrscheinlichkeit für gemeinsame Vertices von Leptonen- und Hadronenspuren ist größer als 0,1%.
$-1 \text{ GeV} < \Delta p_{Proton} < 1 \text{ GeV}$	Differenz des im Rückstoßdetektor gemessenen und des aus den Daten des Vorwärtsspektrometers berechneten Protonenimpulses.
$-0,1 \text{ rad} < \Delta \varphi_{Proton} < 0,1 \text{ rad}$	Differenz des im Rückstoßdetektor gemessenen und des aus den Daten des Vorwärtsspektrometers berechneten Azimutalwinkel des Protons.

Tabelle 4.2.: Bedingungen zur Datenselektion von exklusiven ϕ -Mesonen unter Berücksichtigung des Rückstoßdetektors.

Ergänzungen zu finden. Im Folgenden werden die letzten beiden Bedingungen genauer betrachtet. Δp_{Proton} entspricht der Differenz des anhand des Vorwärtsspektrometers berechneten und des im Rückstoßdetektor gemessenen Protonenimpulses. Die Berechnung erfolgt durch:

$$p_{Proton} = p_{\gamma^*} - p_{\phi}. \quad (4.1)$$

Somit wird hier angenommen, dass keine Energie- und Impulsbruchteile in Form von γ -Quanten oder semi-inklusiven Prozessen verloren gehen. Auch wenn solche Ereignisse aufgrund der Bedingung $-1 \text{ GeV} < \Delta E < 1 \text{ GeV}$ weitestgehend vermieden wurden, sind sie nicht vollständig auszuschließen. Dies wird in Abbildung 4.4a deutlich. Die Verteilung ist deutlich hin zu positiven Werten verschoben, wonach der berechnete Protonenimpuls meist einen zu großen Wert aufweist. Gleichermaßen zeigt auch der flache Verlauf im Profil in Abbildung 4.4b.

Nach dem gleichen Prinzip wurde im Fall des Winkels verfahren. Dabei gilt für die Berechnung des

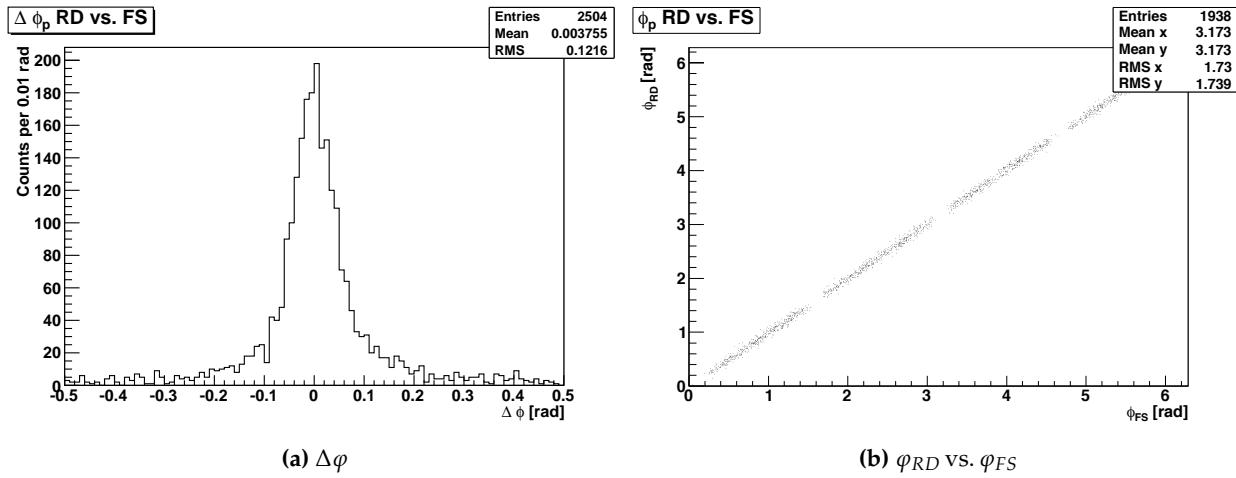


Abbildung 4.5.: Vergleich der Azimuthalwinkel der Protonen berechnet aus den Daten des Vorwärtsspektrometers und den im Rückstoßdetektor gemessenen Daten.

Winkel anhand der Daten des Vorwärtsspektrometers:

$$\phi_{Proton} = \arctan \left(\frac{p_{Proton,x}}{p_{Proton,y}} \right). \quad (4.2)$$

Hier ist die Verteilung wie erwartet symmetrisch (Abbildung 4.5). Deutlich zu erkennen sind Akzeptanzlöcher durch den aus vier Einzelteilen zusammengesetzte Siliziumzähler des Rückstoßdetektors in Abbildung 4.5b. In Abständen von $\frac{\pi}{2}$ sind Bereiche ohne Ereignisse zu sehen. An diesen Stellen befanden sich die Verbindungsstücke der Teilkomponenten des Siliziumzählers.

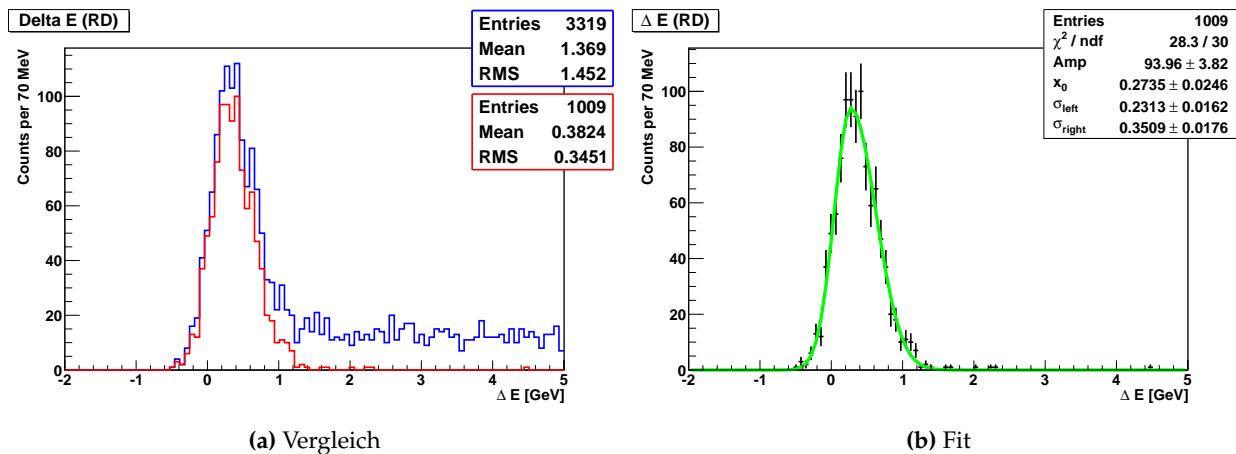


Abbildung 4.6.: Verbesserung von ΔE anhand der zusätzlichen Bedingungen. Das Histogramm mit blauem Rand zeigt die Verteilung ohne Bedingungen, das Histogramm mit rotem Rand die mit den Bedingungen $-1 \text{ GeV} \leq$

$\Delta p_{Proton} < 1 \text{ GeV}$ und $-0,1 \text{ rad} < \Delta\varphi_{Proton} < 0,1 \text{ rad}$. Rechts ist der dazugehörige Fit zu sehen. Die Parameter stimmen mit denen des vorherigen Fits überein (siehe Abbildung 4.2).

Die Grenzen der beiden Bedingungen sind so gewählt, dass semi-inklusive Prozesse möglichst aus-

geschlossen werden, ohne dabei die Zahl der exklusiven Prozesse zu verringern (genauere Betrachtungen sind u.a. in [Per10] zu finden). Abbildung 4.6 zeigt das hiermit gewonnene Ergebnis. Die Verteilung entspricht nun der Form einer asymmetrischen Gauß-Verteilung ohne Hintergrund. Auch wenn keine Verbesserung bezüglich der Parameter erreicht wurde, so ist nun davon auszugehen, dass die betrachteten Prozesse mit hoher Wahrscheinlichkeit exklusiven Prozessen entsprechen.

4.4.2. Verfahren bei Mehrfachspuren

Die Produktionsrate von ϕ -Mesonen während des Experiments war geringer als beispielsweise der von ρ_0 -Mesonen, was eine schletere Statistik zur Folge hat. Aufgrund der zusätzlich gestellten Bedingungen an die Exklusivität hat sich die Zahl der Kandidaten etwa halbiert (siehe auch Abbildung 4.7). Es ist daher von enormer Bedeutung, die Bedingungen sinnvoll zu wählen und nach Wegen zu suchen, die gesammelten Daten effektiv auszuwerten.

In denen zur Analyse bereitgestellten Daten traten häufig Mehrfachspuren im Rückstoßdetektor

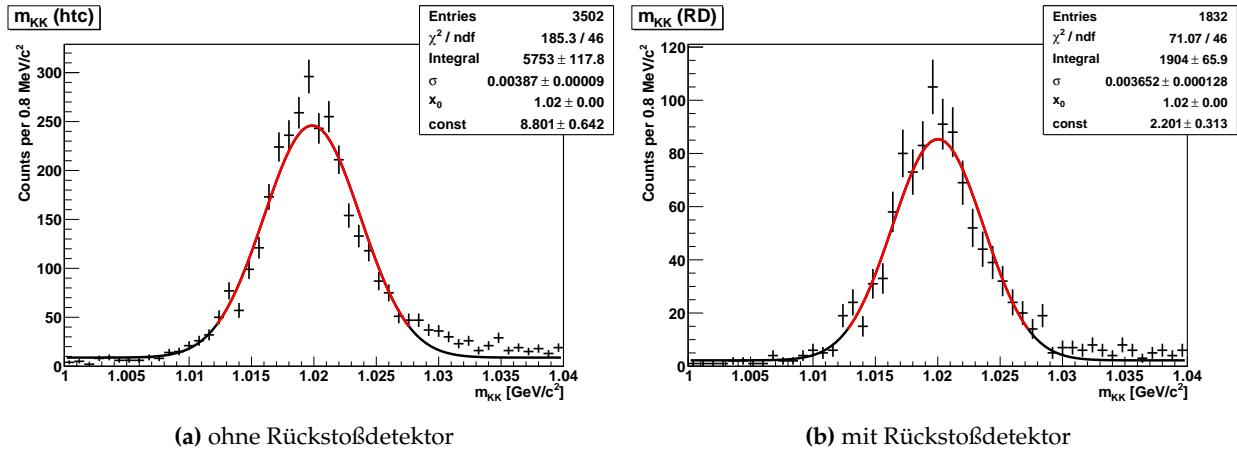


Abbildung 4.7.: Die linke Abbildung zeigt erneut das Spektrum der invarianten Masse unter alleiniger Berücksichtigung der Spuren im Vorwärtsspektrometer, während rechts die neu gewonnene Selektion anhand von Spuren im Rückstoßdetektor abgebildet ist.

auf. Nur eine dieser Spuren kann dem tatsächlichen Proton entsprechen, während die anderen oft auf Geisterspuren (*Ghost Tracks*) oder Messfehler zurückzuführen sind. Eine Möglichkeit zur Behandlung dieser besteht darin, das erste der Gruppe eines Mehrfachereignisses auszuwählen und alle restlichen zu ignorieren. Hierbei ist jedoch die gewonnene Spur im Allgemeinen nicht die gewünschte und erfüllt demnach auch oftmals nicht die weiteren Bedingungen. Die Methode ist daher dahingehend zu verbessern, dass die tatsächliche Spur selektiert wird. Im Rahmen der hier durchgeföhrten Analyse wird die Spur mit der kleinsten gemessenen Abweichung zum berechneten Azimuthalwinkel des Protons verwendet. Somit ist die Wahrscheinlichkeit, dass es sich tatsächlich um den gesuchten Prozess handelt, erhöht, was sich auch in der Anzahl der Events widerspiegelt. In Abbildung 4.8 ist die Verbesserung anhand der Histogramme für die invariante Masse und den Transversalimpuls

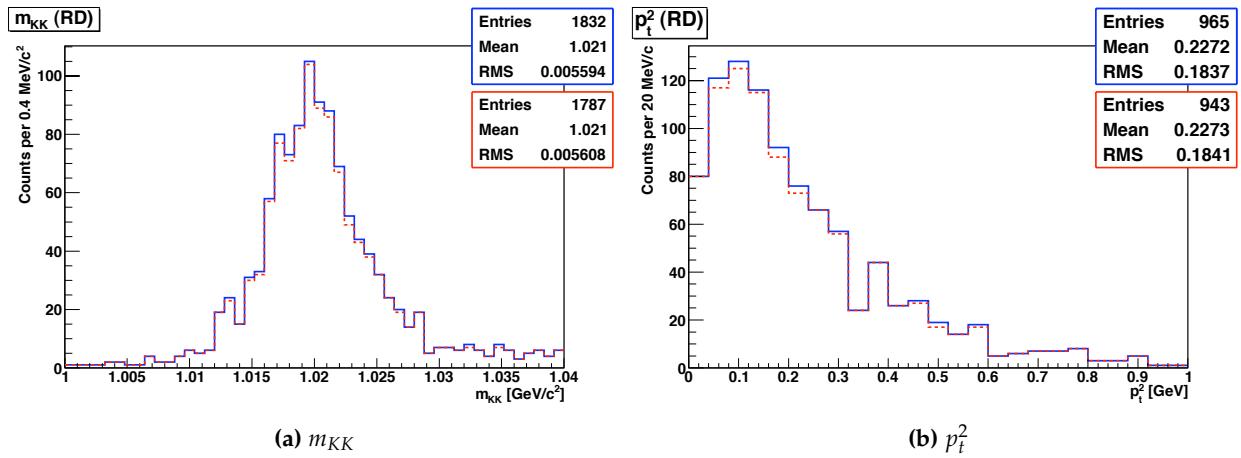


Abbildung 4.8.: Vergleich der Selektionsmethoden anhand der invarianten Masse (linkes Bild) und des Transversalimpulses (rechtes Bild). Das Histogramm der Standard-Selektion ist durch die rot gestrichelte Linie gezeichnet. Dahinter befindet sich das blaue Histogramm der verbesserten Selektion. Es ist dabei eine leichte Steigerung in der Anzahl der Ereignisse zu sehen.

gezeigt. Die rot gezeichneten Histogramme entsprechen der ersten Möglichkeit (erste Spur auswählen) und liegen innerhalb der blau gezeichneten Histogramm, welche die beste Spur auswählen und endgültige Daten darstellen.

4.5. Bestimmung des b -Slope-Parameters

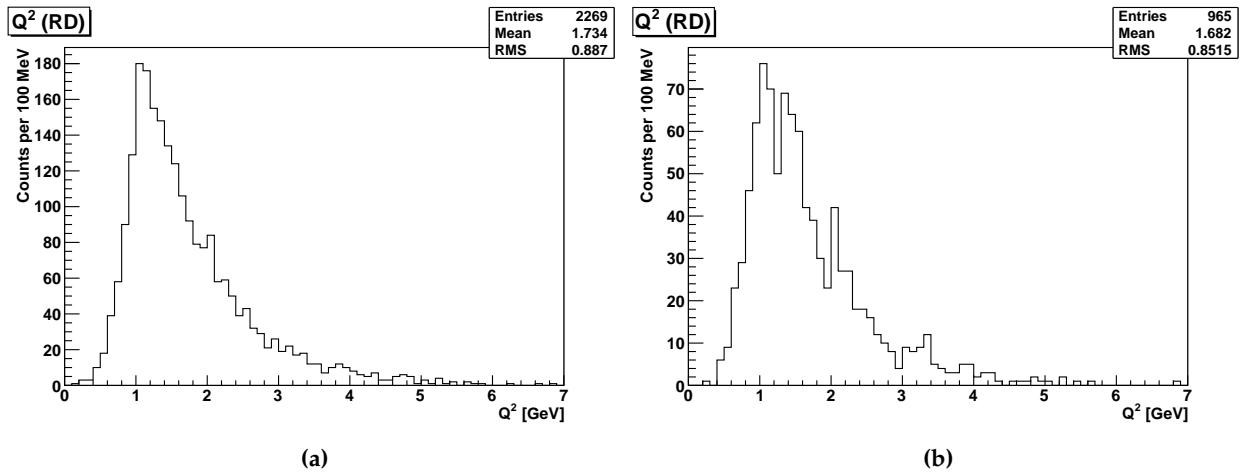


Abbildung 4.9.: Die Q^2 -Verteilungen ohne (FS) und mit Berücksichtigung (RD) des Rückstoßdetektors.

Anhand des b -Slope-Parameters sollen nun Informationen bezüglich der transversalen Größe von ϕ -Mesonen bei diffraktiver Streuung mit Protonen gewonnen werden (siehe dazu Gleichung 2.11). Hierzu stehen zwei Möglichkeiten zur Verfügung. Betrachtet man die Verteilungen des quadrierten Transversalimpulses p_t^2 oder des transversalen quadrierten Viererimpuls-Übertrags t' , so besteht

zwischen ihren Verteilungen N und dem Slope-Parameter b der Zusammenhang $N(p_t^2) = Ae^{-b_p \cdot p_t^2}$ und $N(t_p) = Ae^{-b_t \cdot t_p}$ (siehe auch [Bal+07]).

Der Slope-Parameter wird in Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q^2 angegeben. Abbildung 4.9 zeigt die gemessene Verteilung für die berücksichtigten (exklusiven) Prozesse mit und ohne Hinzunahme des Rückstoßdetektors. In Abbildung 4.10a und 4.10b ist ein erster Fit für p_t^2 von 0 bis 1 GeV

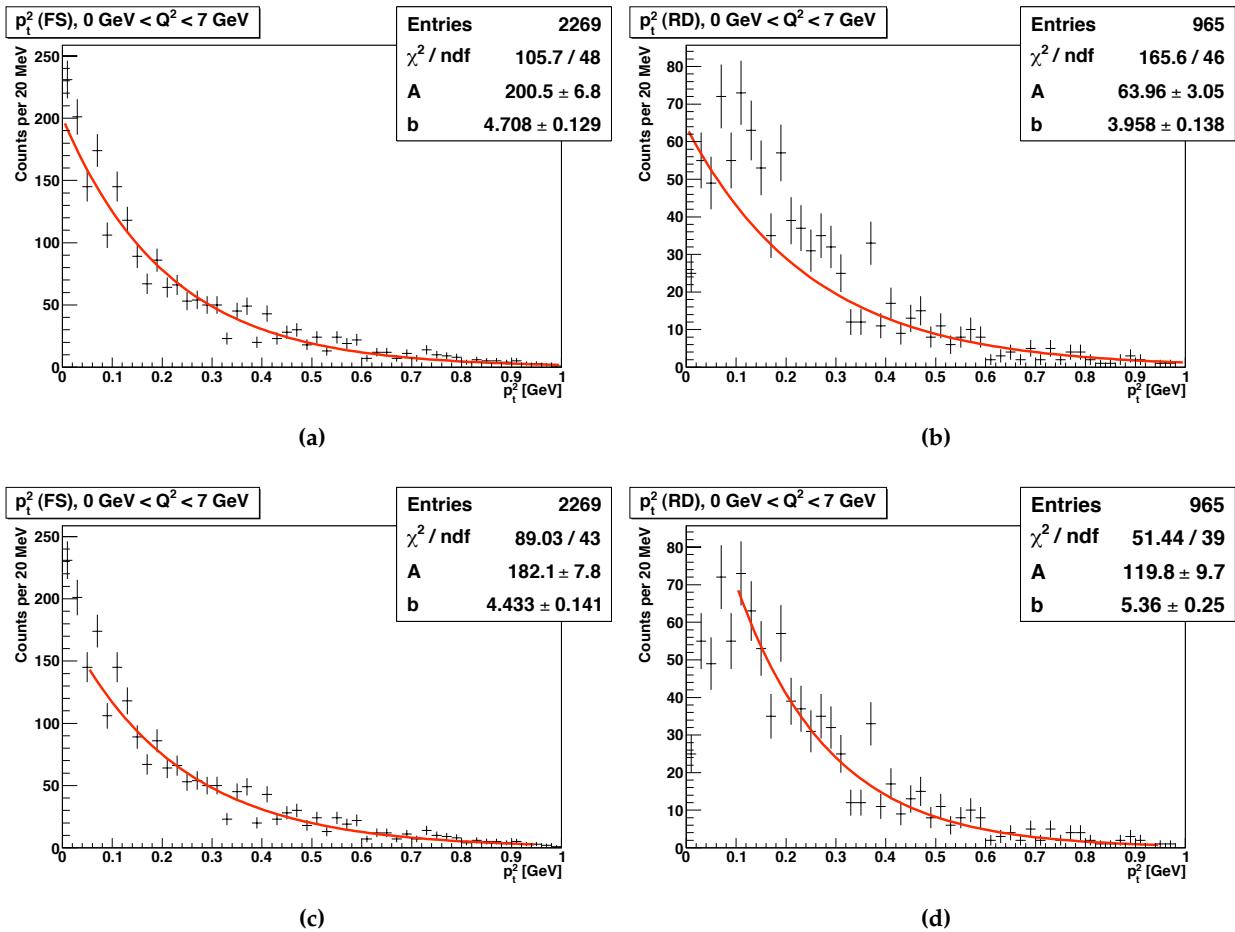


Abbildung 4.10.: Die Transversalimpulsverteilungen mit und ohne Berücksichtigung des Rückstoßdetektors. Die Fits sind vor (oben) und nach (unten) den Überlegungen zum Startwert entstanden.

zu sehen. Die Ergebnisse mit und ohne Einbeziehung des Rückstoßdetektors unterscheiden sich deutlich. Der Grund dafür liegt vor allem an der mangelnden Akzeptanz des Rückstoßdetektors für kleine Impulse.

Hierzu wurden Überlegungen bezüglich des besten Q^2 -Startwertes für die Fits gemacht (siehe dazu Abbildungen A.2 und A.1 im Anhang). Im Fall des Rückstoßdetektors bleibt b für große Startwerte zunächst unabhängig vom Startwert, während sich der statistische Fehler mit zunehmender Anzahl an Messpunkten verkleinert. Unterhalb von $0,1 \text{ GeV}^2$ fällt b dann ab, so dass dies als Startwert für alle den Rückstoßdetektor betreffenden Fits gewählt wurde.

Beim Vorwärtsspektrometer ist der Verlauf wie erwartet weitestgehend unabhängig vom Startwert und variiert weniger stark. Als Fit-Startwert wurde hier $0,05 \text{ GeV}^2$ gewählt. Um eine Aussage über

den Verlauf von $b(Q^2)$ zu erhalten, wurden die Messwerte in zwei Q^2 -Bins aufgeteilt. Dabei war darauf zu achten, dass sie in etwa die gleichen statistischen Fehler aufweisen. Die gewählten Q^2 -Bereiche sind $0 - 1,5 \text{ GeV}^2$ und $1,5 - 7 \text{ GeV}^2$. Die Verteilungen und deren Fit-Parameter sind den Abbildungen 4.11 und 4.12 zu entnehmen.

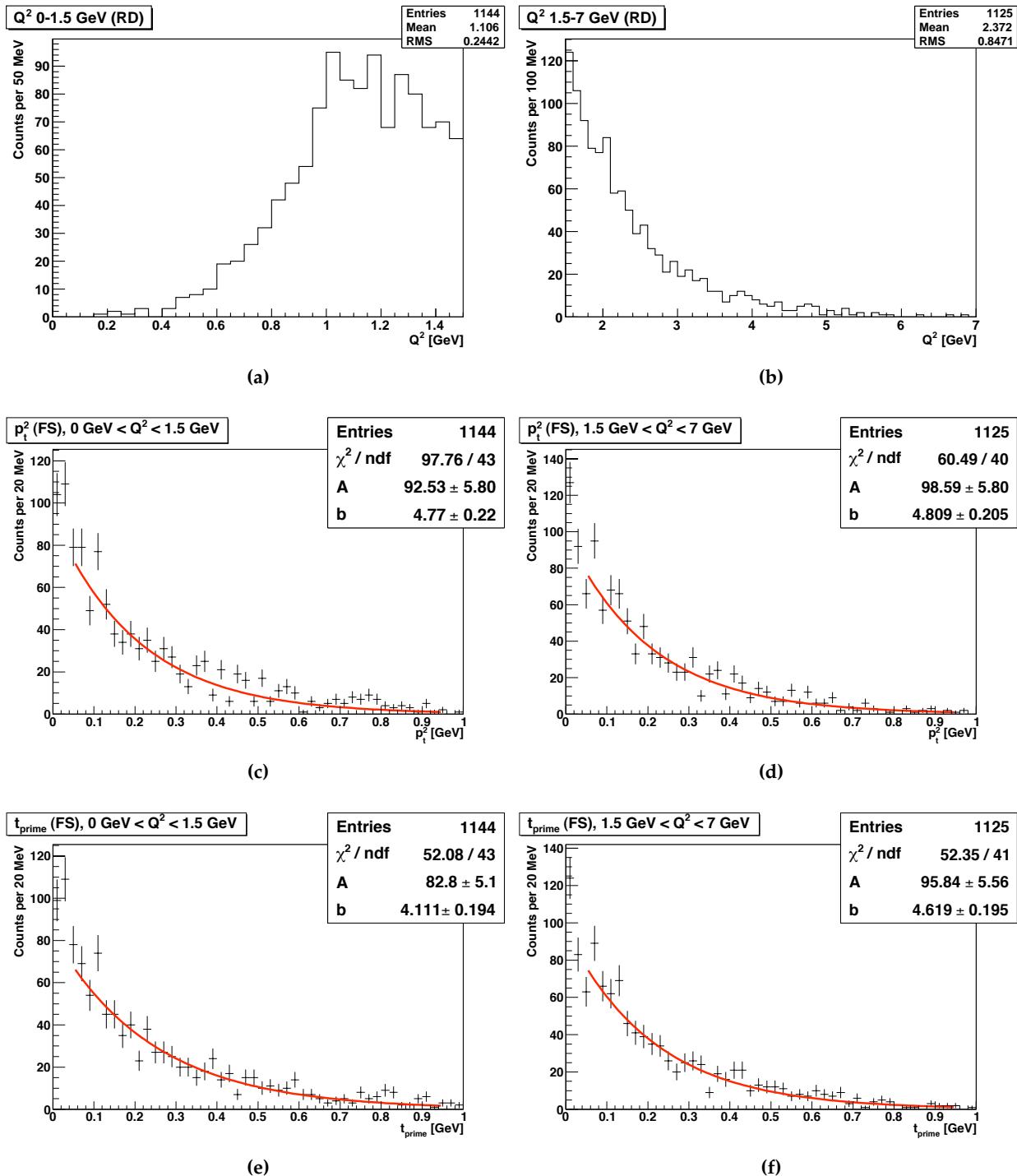


Abbildung 4.11.: Um eine bessere Aussage über $b(Q^2)$ zu erhalten, wurden die b -Slope-Parameter für die Spektren von p_t^2 und $-t_p$ für zwei verschiedene Intervalle von Q^2 betrachtet. Die hier gezeigten Spektren stammten aus Messdaten des Vorwärtsspektrometers.

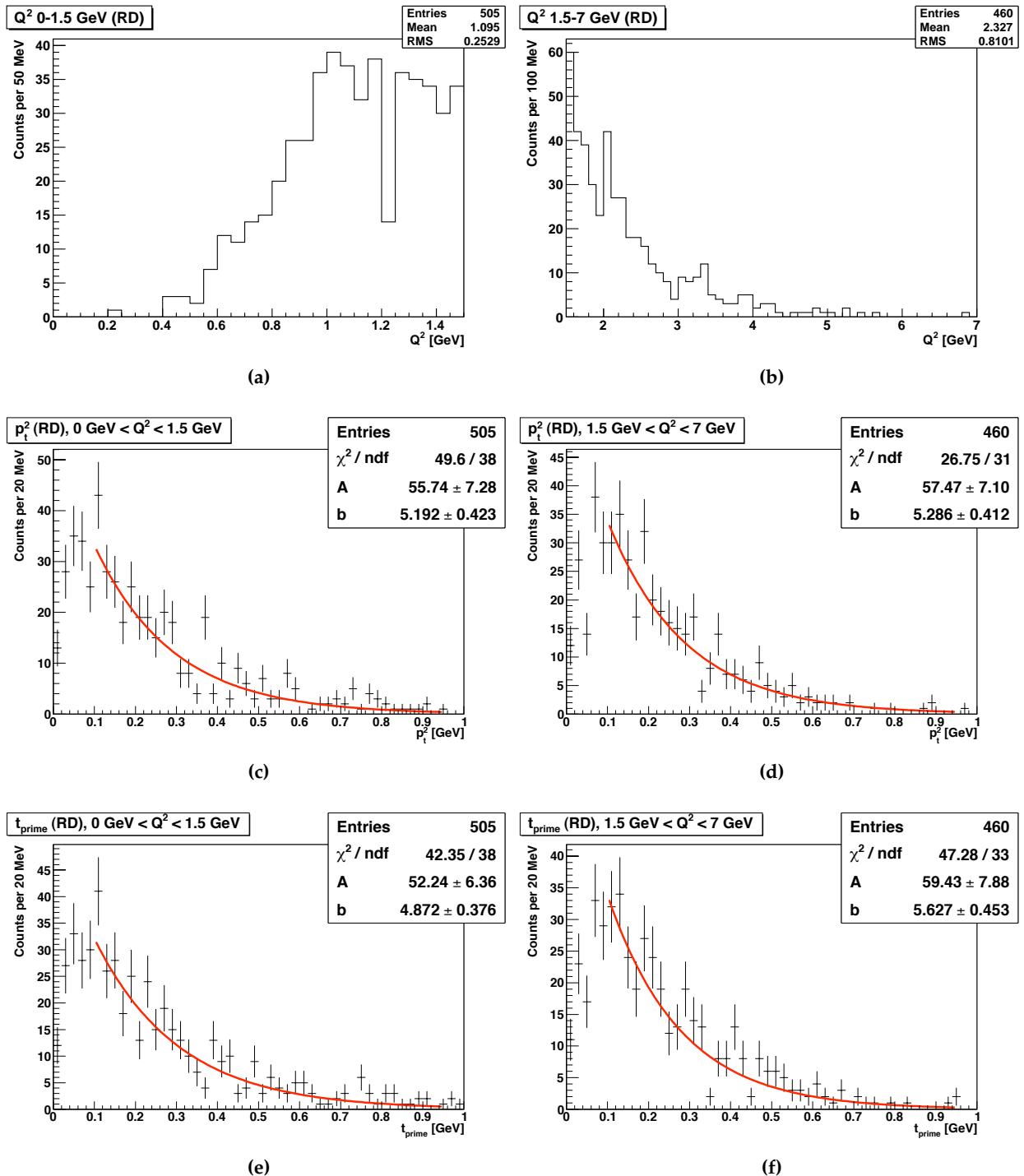


Abbildung 4.12.: Nach dem gleichen Verfahren wie in Abbildung 4.11 und unter Berücksichtigung des Rückstoßdetektors ermittelte b -Slope-Parameter.

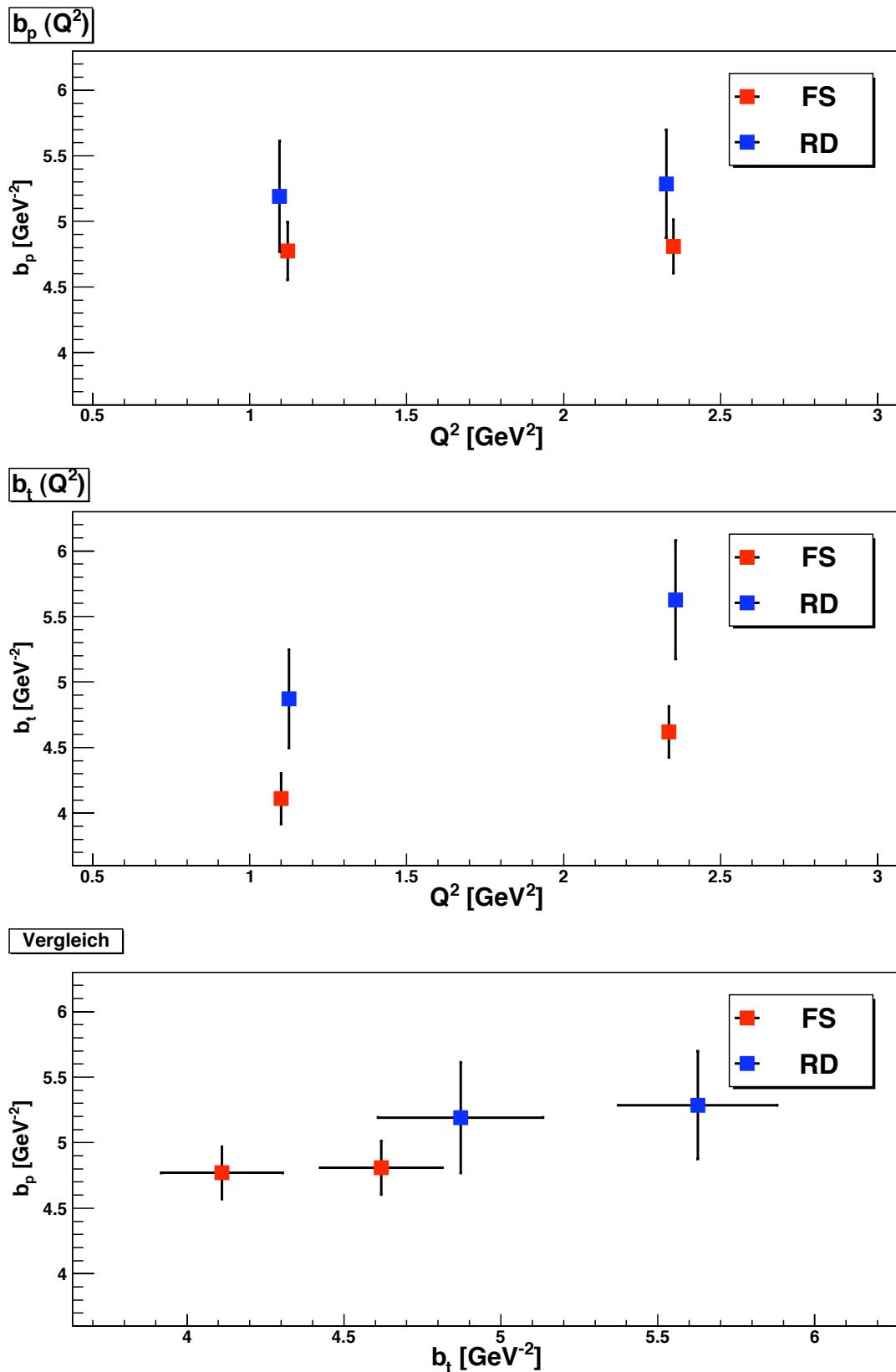


Abbildung 4.13.: Übersicht der gemessenen b -Slope-Parameter für p_t^2 und t' in Abhängigkeit von Q^2 . Die untere Abbildung zeigt die Parameter im direkten Vergleich.

5. Diskussion der Ergebnisse

Eine Übersicht der ermittelten b -Slope-Parameter ist in Abbildung 4.13 dargestellt (die Parameter sind in den Tabellen A.1 und A.2 zusammengefasst). Die oberen beiden Abbildungen zeigen den Zusammenhang $b(Q^2)$ für p_t und t_p in den gewählten Intervallen. Die angegebenen Werte für Q^2 entsprechen jeweils dem arithmetischen Mittelwert. Die dritte Abbildung zeigt eine direkte Gegenüberstellung der extrahierten Parameter.

Die Ergebnisse in Abhängigkeit von p_t und t_p unterscheiden sich nur leicht voneinander. Vor allem im Fall des Transversalimpulses p_t ist ein konstanter Verlauf zu erkennen. Die Messung in Abhängigkeit des transversalen Vierer-Impulsübertrags t_p lässt dagegen einen steigenden Verlauf vermuten. Die Abbildungen ermöglichen zusätzlich einen direkten Vergleich der Ergebnisse mit und ohne Berücksichtigung des Rückstoßdetektors. Es zeigt sich, dass die Verläufe in beiden Fällen harmonieren und die Verfahren somit kompatibel zueinander sind.

In Abbildung 5.1 sind b -Slope-Parameter anderer Experimente mit den hier ermittelten im Ver-

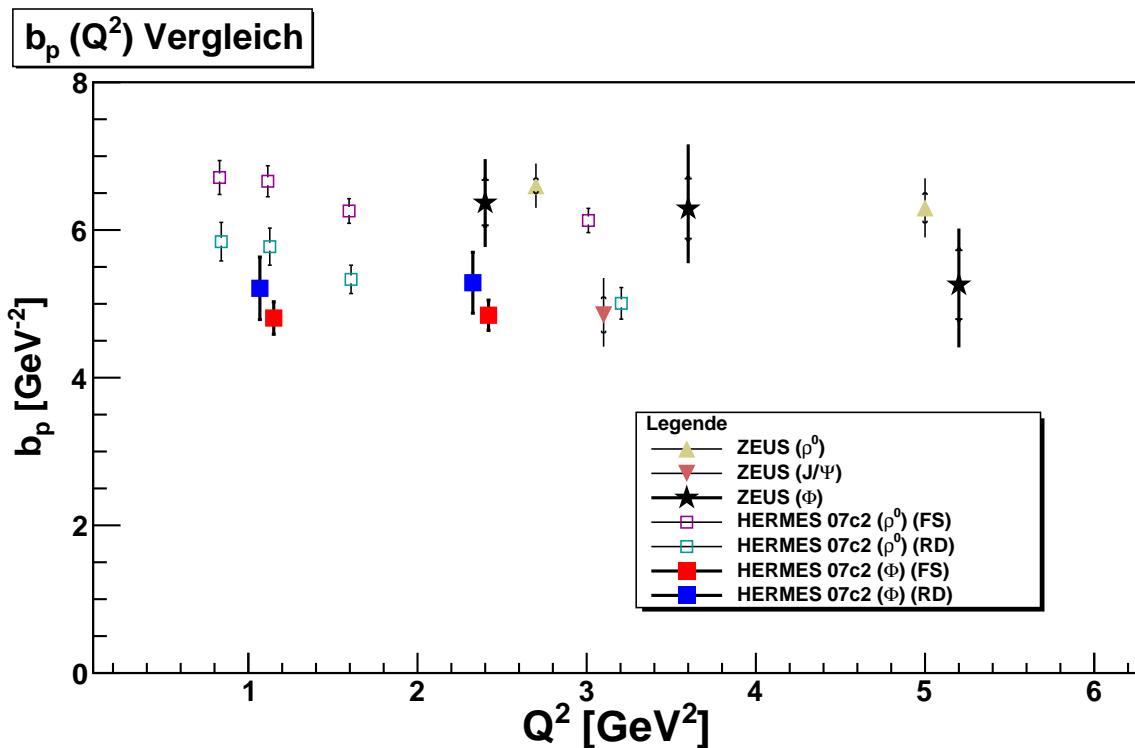


Abbildung 5.1.: Vergleich der gemessenen b -Slope-Parameter mit vorherigen Experimenten am HERA. Neben Ergebnissen für ϕ -Mesonen sind noch weitere Hadronen-Sorten eingezeichnet.

gleich zu sehen. Dabei sind auch andere Vektormesonen wie das ρ_0 und J/Ψ berücksichtigt, deren Daten dem ZEUS-Experiment entstammen [ZEU98, ZEU04, ZEU05, ZEU07]. Des Weiteren sind Ergebnisse einer Analyse mit ρ_0 bei HERMES enthalten, welche ebenfalls eine Betrachtung mit und ohne Berücksichtigung des Rückstoßdetektors enthalten [Per10].

Im Vergleich zur Analyse mit ρ -Mesonen weichen b -Slope-Parameter mit und ohne Berücksichti-

gung des Rückstoßdetektors nur wenig voneinander ab. Die fehlende Akzeptanz scheint anhand der Überlegungen gut kompensiert zu sein (Abbildungen A.1 und A.2).

Alle hier gezeigten HERMES Ergebnisse sind vorläufig und müssen mit Hilfe von *Monte Carlo-Simulationen* auf mögliche weitere Akzeptanzeffekte hin korrigiert werden, bis entgültige Schlüsse über die Q^2 -Abhängigkeit des b -Slope-Parameters gezogen werden können.

6. Zusammenfassung

Der 2006 installierte Rückstoßdetektor ermöglichte einen direkten Nachweis der gestreuten Targetteilchen und damit eine verbesserte Selektion exklusiver Prozesse. Diese bieten einen einzigartigen Zugang zur Geometrie der starken Wechselwirkung und damit auch zu den Generalisierten Partonverteilungen. Die Bestimmung des b -Slope-Parameters ($b_{hp} = \frac{1}{3}(\langle r_h^2 \rangle + \langle r_p^2 \rangle)$), welcher als Maß für die transversale Größe der bei diffraktiven Streuung beteiligter Hadronen steht, stellt den zentralen Aspekt dieser Arbeit dar. Betrachtet wurden dabei nur Ereignisse, denen die Produktion exklusiver ϕ -Mesonen nachgewiesen wurde.

Nach dem Vergleich der Tracking-Methoden wurden die zur exklusiven Selektion nötigen Schritte erläutert. Dabei wurden sowohl Daten mit als auch ohne Berücksichtigung des Rückstoßdetektors ausgewertet, um einen Vergleich zuzulassen. Aufgrund der geringeren Anzahl an Ereignissen - beispielsweise im Vergleich zur Analyse mit ρ^0 -Mesonen am HERMES-Rückstoßdetektor - konnte keine präzise Aussage über den Verlauf des b -Slope-Parameters in Abhängigkeit von Q^2 gemacht werden. Auch eine Verbesserung der Selektion durch die besondere Berücksichtigung von Mehrfachereignissen lieferte nur einen kleinen Informationsgewinn. Damit ist eine Bestätigung der allgemeinen Vermutung, dass die Größe der Vektormesonen bei zunehmendem Impulsübertrag abnehme, nicht möglich.

Bereits in vorherigen Analysen unter Berücksichtigung des Rückstoßdetektors wurde ein Unterschied der Ergebnisse im Verlauf gegenüber denen anderer Experimente deutlich. Die Ergebnisse liegen für ρ^0 -Mesonen bei Messungen mit dem HERMES-Rückstoßdetektor deutlich unterhalb denen des ZEUS-Experiments. Das gleiche Verhalten ist auch für die in dieser Arbeit analysierten ϕ -Mesonen zu beobachten.

Eine verbesserte Bestimmung des b -Slope-Parameters erfordert eine genauere Kenntnis über die Akzeptanz des Rückstoßdetektors. Besonders in Regionen kleiner Impulsüberträge ist diese Akzeptanz gering, was eine genaue Analyse und den Vergleich der Parameter erschwert. Dies ist unter anderem daran zu erkennen, dass bereits kleine Veränderungen der Fit-Startwerte Unterschiede in den Resultaten hervorrufen können.

Eine endgültige Analyse zur Bestimmung des b -Slope-Parameters erfordert *Monte Carlo*-Simulationen für die Produktion von ϕ -Mesonen in Zusammenhang mit dem HERMES-Rückstoßdetektor. Diese könnten das Verständnis über die geometrische Gestalt von Mesonen verbessern und somit eine Optimierung des Modells der Generalisierten Partonverteilungen liefern.

Literaturverzeichnis

- [Alv+70] *Determination of Strong-Interaction Nuclear Radii*
H. Alversleben, *et al*, Phys. Rev. Lett. **24** (1970) 792 [7](#)
- [Bal+07] *Slope Extraction and Separation of Exclusive ρ_L^0 and ρ_T^0*
B. Ball, A. Airapetian, W. Lorenzon, internal report (2007) [26](#)
- [Ber+98] *The HERMES Back Drift Chambers*
S. Bernreuther, *et al*, Nucl. Instr. and Meth., A416 (1998) [14](#)
- [Brn+10] *High-precision determination of the electric and magnetic form factors of the proton*
J. C. Bernauer, *et al*, arXiv:1007.5076v1 (2010) [7](#)
- [DES08] *Super-Elektronenmikroskop HERA*
DESY, Homepage <http://www.desy.de> (2008) [13](#)
- [Dre06] *Exclusive vector meson production at HERMES*
J. Dreschler, Conference Proceedings, Czech. J. Physics, Vol 56 (2006) 299 [9](#)
- [Due95] *The HERMES Experiment: From the Design to the First Results*
M. Dueren, Habilitation Thesis, DESY-HERMES 95-02 (1995) [13, 15](#)
- [Goe+01] *Hard Exclusive Reactions and the Structure of Hadrons*
B. Goeke, M. V. Polyakov, M. Vanderhaeghen, Prog. Part. Nucl. Phys. **47** (2001) 401 [9](#)
- [HER93] *Technical Design Report*
Hermes Collab., Proposal (1993) [13, 15](#)
- [HER01] *A large acceptance recoil detector for HERMES*
Hermes. Collab., Internal Report, DESY-HERMES-01-17 (2001) [17](#)
- [HER10] *HERMESwiki*
Hermes. Collab., Homepage <http://hermes.desy.de/> [19](#)
- [Hoe98] *Design and Construction of a Scintillating Fibre Tracker for measuring Hard Exclusive Reactions at HERMES*
M. Hoek, Dissertation, Universität Giessen (1998) [16](#)
- [Hul09] *The HERMES recoil detector*
C. Van Hulse, Conference Proceedings, TIPP 09 (2009) [16](#)
- [Ker08] *Detection of Exclusive Reactions in the Hermes Fiber Tracker*
T. Keri, Dissertation, Universität Gießen, DESY-THESIS-2008-021 (2008) [16](#)
- [Kop+07] *Production of Polarized Vector Mesons off Nuclei*
B. Z. Kopeliovich, J. Nemchik, I. Schmidt, Phys. Rev. C **76** (2007) 025210 [9](#)

- [Maa00] *Detection of Exclusive Reactions in the Hermes Fiber Tracker*
A. Maas, Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt (2000) [15](#)
- [Per10] *Exclusive ρ^0 Production Measured with the Hermes Recoil Detector*
R. F. Pérez Benito, Dissertation, Universität Giessen (2010) [16, 18, 24, 31](#)
- [Pov+87] *Geometric Interpretation of Hadron-Proton Total Cross Sections and a Determination of Hadronic Radii*
B. Povh, J. Hüfner, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1612-1615 [7](#)
- [Pov+09] *Teilchen und Kerne*
B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, 8.Auflage, Springer (2009) [6](#)
- [Rak98] *Study of Front Drift Chamber Resolution and Efficiency*
G. Rakness, Internal Report, DESY-HERMES-98-037 (1998) [14](#)
- [Rie07] *Recoil Detector Studies on Particle Identification*
C. Riedl, Internal Report, DESY-HERMES-07-019 (2007) [16](#)
- [Vil08] *Detection of Low Momentum Protons with the New HERMES Recoil Detector*
I. Vilardi, Dissertation, University of Bari, DESY-THESIS-2008-003 (2008) [17](#)
- [Vog08] *Kalibration von Siliziumdetektoren für den HERMES Rückstoßdetektor*
C. Vogel, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (2008) [16](#)
- [Wan97] *Reconstruction of High Energy Scattering Events in the HERMES Experiment*
W. Wander, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1997) [14](#)
- [ZEU98] *Exclusive electroproduction of ρ^0 and J/Ψ mesons at HERA*
Zeus Collab., J. Breitweg, *et al*, DESY 98-107, Eur. Phys. J. **C6** (1999) [31](#)
- [ZEU04] *Exclusive electroproduction of J/Ψ mesons at HERA*
Zeus Collab., S. Chekanov, *et al*, DESY-04-052, Nucl. Phys. **B695** (2004) 3-37 [31](#)
- [ZEU05] *Exclusive electroproduction of Φ mesons at HERA*
Zeus Collab., S. Chekanov, *et al*, DESY-05-038, Nucl. Phys. **B718** (2005) 3-31 [31](#)
- [ZEU07] *Exclusive ρ^0 production in deep inelastic scattering at HERA*
Zeus Collab., S. Chekanov, *et al*, DESY-07-118, PMC Physics **A1**,6 (2007) [31](#)

Abbildungsverzeichnis

2.1. Feynman-Diagramme für GPDs	9
2.2. Schema der Elektron-Proton-Streuung	10
3.1. Luftaufname des DESY	12
3.2. Seitenansicht des Vorwärtsspektrometers	13
3.3. Schematischer Aufbau einer Driftkammer	14
3.4. CAD-Modell des Rückstoßdetektors	15
3.5. Akzeptanz des Rückstoßdetektors	16
4.1. Vergleich der Tracking-Methoden	19
4.2. ΔE -Verteilung mit Fit	20
4.3. Vergleich mit und ohne Berücksichtigung von ΔE	21
4.4. Vergleich der Proton-Impulse	21
4.5. Vergleich der Azimuthalwinkel der Protonen	23
4.6. ΔE -Verteilung mit Rückstoßdetektor	23
4.7. Vergleich mit und ohne Berücksichtigung des Rückstoßdetektors	24
4.8. Verbesserung durch Algorithmus	25
4.9. Q^2 -Verteilung für Rückstoßdetektor und Vorwärtsspektrometer	25
4.10. Verschiedene Fits zur b_p -Bestimmung	26
4.11. b -Slope-Parameter für Vorwärtsspektrometer	28
4.12. b -Slope-Parameter für Rückstoßdetektor	29
4.13. Übersicht der gemessenen b -Slope-Parameter	30
5.1. Vergleich der Messwerte mit anderen Experimenten	31
A.1. Bestimmung des Startwertes für b -Slope-Parameter-Fit ohne Rückstoßdetektors.	37
A.2. Bestimmung des Startwertes für b -Slope-Parameter-Fit mit Rückstoßdetektoren.	37

Tabellenverzeichnis

3.1. Übersicht zur Akzeptanz und Auflösung des Rückstoßdetektors.	17
4.1. Bedingungen zur Datenselektion von exklusiven ϕ -Mesonen im Vorwärtsspektrometer.	18
4.2. Bedingungen zur Datenselektion von exklusiven ϕ -Mesonen unter Berücksichtigung des Rückstoßdetektors.	22
A.1. b -Slope-Parameter ohne Berücksichtigung des Rückstoßdetektors.	38
A.2. b -Slope-Parameter mit Berücksichtigung des Rückstoßdetektors.	38

A. Anhang

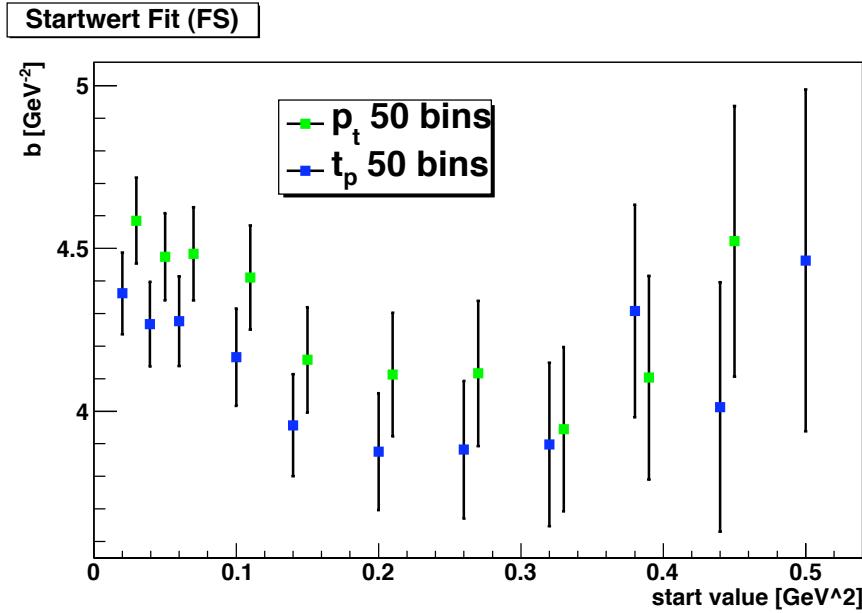


Abbildung A.1.: Bestimmung des Startwertes für b -Slope-Parameter-Fit ohne Rückstoßdetektor. Mit kleineren Startwerten verbessert sich der statistische Fehler erwartungsgemäß aufgrund der Zunahme von Messwerten. Gleichzeitig steigt der gemessene b -Slope-Parameter an. Um $0,05 \text{ GeV}^2$ ist ein kleines Plateau zu erkennen, welches als Startwert dient.

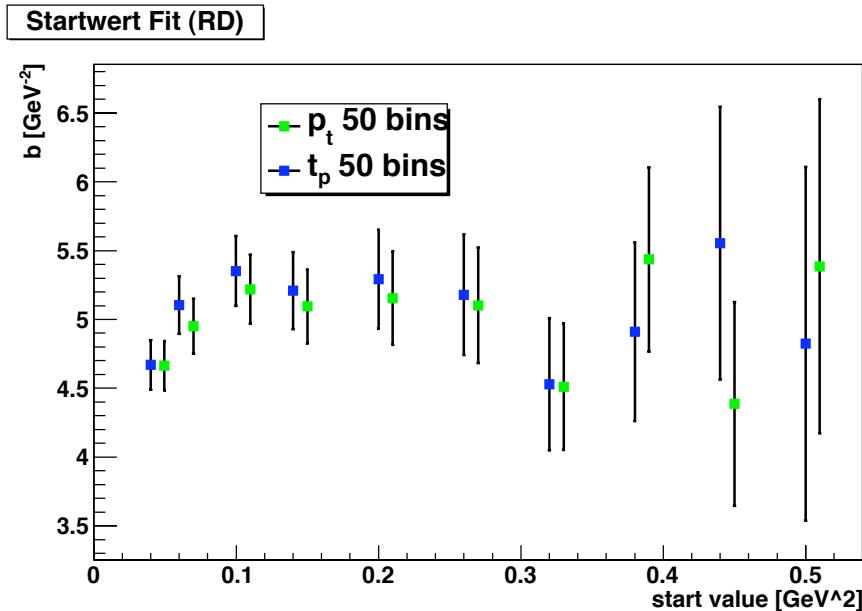


Abbildung A.2.: Bestimmung des Startwertes für b -Slope-Parameter-Fit mit Rückstoßdetektor. Bezuglich des statistischen Fehlers ist der gleiche Effekt wie in A.1 zu erkennen. Bei zu kleinen Startwerten fällt der b -Slope-Parameter ungewollt ab, was anhand der fehlenden Akzeptanz des Rückstoßdetektors für kleine Impulse zu erklären ist. Das Plateau endet etwa bei $0,1 \text{ GeV}^2$ der als Startwert gewählt wurde.

Q^2 bin [GeV 2]	Q^2 [GeV 2]	b_p [GeV $^{-2}$]	b_p [GeV $^{-2}$]
0 – 1,5	1,100	$4,770 \pm 0,220$	$4,111 \pm 0,194$
1,5 – 7	2,335	$4,809 \pm 0,205$	$4,619 \pm 0,195$

Tabelle A.1.: b -Slope-Parameter ohne Berücksichtigung des Rückstoßdetektors.

Q^2 bin [GeV 2]	Q^2 [GeV 2]	b_p [GeV $^{-2}$]	b_p [GeV $^{-2}$]
0 – 1,5	1,095	$5,192 \pm 0,423$	$5,286 \pm 0,412$
1,5 – 7	2,327	$4,872 \pm 0,376$	$5,627 \pm 0,453$

Tabelle A.2.: b -Slope-Parameter mit Berücksichtigung des Rückstoßdetektors.

Danksagungen

Die hier vorliegende Bachelorarbeit stellt das Ende meines ersten Studienabschnitts dar und ich möchte die Gelegenheit nutzen, um Danke zu sagen.

Danke zunächst an Prof. Dr. Michael Düren, der von Anfang an ein offenes Ohr für Fragen oder Probleme hatte und der mich mit seinen Anregungen immer weiterbrachte. Egal ob im Meeting oder zwischen den Vorlesungen, er nahm sich Zeit und sorgte für eine Atmosphäre, in der man gerne arbeitete und sich wohlfühlen konnte.

Danke an Dr. Avetik Hayrapetyan, der als mein Betreuer immer der erste Ansprechpartner bei Fragen war und somit gerade in der Anfangszeit kaum eine ruhige Stunde an seinem Schreibtisch verbringen konnte. Die Zusammenarbeit mit ihm hat mir viel Spaß gemacht und ich konnte gleichzeitig eine Menge von ihm lernen.

Ebenfalls Danke an die Kollegen in der Arbeitsgruppe, die immer freundlich und hilfsbereit waren. Aufgrund der individuell stark variierenden Arbeitszeiten war glücklicherweise immer ein Mitarbeiter vor Ort, der kompetent weiterhelfen konnte.

Danke auch an meine Kommilitonen, die seit Studienbeginn immer für die nötige Abwechslung gesorgt haben. Gerne erwähnen möchte ich Marian Stahl, der mit mir zusammen im Mai 2010 das DESY besuchte und am Anfang mit den gleichen Problemen beim Einarbeiten in ROOT zu kämpfen hatte, was zu einer fruchtbaren Zusammenarbeit führte.

Danke an meine Eltern Christina und Klaus, die mich während den Semestern so unterstützten, dass ich mich auf mein Studium konzentrieren und gleichzeitig auch andere Interessen verfolgen konnte.

Ebenso danken möchte ich meiner Freundin Anke, die in den vergangenen sechs Semestern nicht nur immer für mich da war, sondern mich auch mal vom Arbeiten abhielt, wenn es denn zu viel wurde.

Vielen Dank Euch allen!

Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Thesis selbständig geschrieben und deren Inhalte wissenschaftlich erarbeitet habe. Außer der angegebenen Literatur habe ich keine weiteren Hilfsmittel verwendet.

Gießen, den 17. August 2010

Erik Etzelmüller