

Messung des  
 $D^*$ -Meson-Produktionsquerschnitts in  
tiefinelastischer Streuung mit dem  
H1-Experiment

Vom Fachbereich Physik  
der Universität Dortmund  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
genehmigte

**Dissertation**

von

Diplom-Physiker  
Marc-Oliver Bönig  
aus Dortmund

Dortmund  
April 2007



## Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird eine Messung des Wirkungsquerschnitts zur Produktion von  $D^*$ -Meson in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung bei einer Schwerpunktsenergie von 319 GeV vorgestellt. Der untersuchte kinematische Bereich erstreckt sich im Quadrat des Viererimpulsübertrags  $Q^2$  zwischen 5 GeV<sup>2</sup> und 100 GeV<sup>2</sup> und in der Inelastizität des Streueignisses von  $0,05 < y < 0,6$ .  $D^*$ -Mesonen werden ab einem minimalen Transversalimpuls von 1,5 GeV im Bereich der Pseudorapidität  $|\eta| < 1,5$  nachgewiesen.

Die verwendeten Daten sind in den Jahren 2004-2006 nach dem Umbau des HERA-Beschleunigers aufgezeichnet worden. Sie entsprechen einer Luminosität von 222 pb<sup>-1</sup>, so daß eine viermal höhere Statistik im Vergleich zur letzten Messung des H1-Experiments zur Verfügung steht. Die höhere Statistik ermöglicht es, systematische Fehlerquellen genauer zu untersuchen. Unter anderem führt dies zu einer besseren Beschreibung der Signalform und einem deutlich kleinerem systematischen Fehler der Signalextraktion. Außerdem ist es aufgrund der großen Statistik möglich, die einfach- und doppelt-differentiellen Produktionsquerschnitte in fein aufgelösten Intervallen zu untersuchen. Diese Wirkungsquerschnitte werden mit Vorhersagen der Rechnung in nächsthöherer Ordnung HVQDIS und der Monte-Carlo Generatoren RAPGAP und CASCADE, die Matrixelemente in niedrigster Ordnung implementieren, verglichen. Im allgemeinen sind die Monte-Carlo Generatoren und HVQDIS in der Lage die Messungen gut zu beschreiben, allerdings ist die Beschreibung durch HVQDIS etwas schlechter und weicht insbesondere bei der Pseudorapidität für  $\eta > 0,5$  leicht ab.

## Abstract

A cross-section measurement of the production of  $D^*$  mesons in deep inelastic scattering at a centre-of-mass energy of 319 GeV is presented. The explored kinematic region extends in momentum transfer squared from 5 GeV<sup>2</sup> to 100 GeV<sup>2</sup> and in inelasticity  $0.05 < y < 0.6$ .  $D^*$  mesons are detected above a minimal transverse momentum of 1.5 GeV and in the pseudorapidity range  $|\eta| < 1.5$ .

The analysed data were recorded in the year 2004-2006 after the upgrade of the HERA accelerator corresponding to an integrated luminosity of 222 pb<sup>-1</sup>, which is four times more statistics in comparison to the previous H1 measurement. The higher statistics facilitates a better understanding of the sources of systematic errors. Among other things, this leads to a better description of the signal shape and therefore to a smaller systematic error for the signal extraction. Furthermore, due to the higher statistics the single and double differential productions cross section can be investigated using a finer granularity. The production cross sections are compared to the next-to-leading order calculation HVQDIS and the leading order Monte Carlo generators RAPGAP and CASCADE. In general both the Monte Carlo generators and the HVQDIS calculation are able to describe the measurement. However, the description by the HVQDIS calculation is not as good as by the Monte Carlo predictions, in particular revealing a small discrepancy in the pseudorapidity distribution at  $\eta > 0.5$ .

Ein Lächeln ist das Kleingeld des Glücks (Heinz Rühmann)

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1. Tiefinelastische Streuung und Produktion schwerer Quarks</b>	<b>4</b>
1.1. Kinematik der Elektron-Proton-Streuung . . . . .	4
1.2. Tiefinelastische Streuung und QCD . . . . .	6
1.2.1. Das naive Quark-Parton-Modell . . . . .	6
1.2.2. Quantenchromodynamik . . . . .	7
1.2.3. Renormierung und Faktorisierung . . . . .	8
1.2.4. Evolutionsschemata . . . . .	8
1.3. $D^*$ -Meson Produktionsmechanismus in DIS . . . . .	10
1.3.1. Fragmentation . . . . .	12
1.3.2. Eigenschaften des $D^*$ -Mesons . . . . .	13
1.4. Ereignisgeneratoren und Detektor-Simulation . . . . .	14
1.5. HVQDIS . . . . .	16
<b>2. Der HERA-Speicherring und das H1-Experiment</b>	<b>18</b>
2.1. Der HERA-Speicherring . . . . .	18
2.2. Der H1-Detektor . . . . .	19
2.3. Die zentralen Spurkammern . . . . .	20
2.3.1. Zentraler Silizium-Detektor . . . . .	22
2.3.2. Innere Proportional-Kammer . . . . .	23
2.3.3. Zentrale Jet-Kammer . . . . .	24
2.3.4. Äußere Z-Kammer . . . . .	24
2.3.5. Rückwärtige Proportional-Kammer . . . . .	25
2.3.6. Spurrekonstruktion . . . . .	25
2.4. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter . . . . .	26
2.5. Das Spagetti-Kalorimeter . . . . .	27
2.6. Luminositätsmessung . . . . .	29
2.7. Trigger . . . . .	29
2.7.1. Der Spurtrigger: $DCr\phi$ . . . . .	31
<b>3. Der Fast Track Trigger</b>	<b>33</b>
3.1. Die erste Triggerstufe . . . . .	33
3.2. Die zweite Triggerstufe . . . . .	35
3.3. Die dritte Triggerstufe . . . . .	36
<b>4. Daten-Selektion</b>	<b>38</b>
4.1. Selektion der Datennahme-Perioden . . . . .	39
4.2. Selektion tiefinelastischer Ereignisse . . . . .	40
4.2.1. Trigger-Selektion . . . . .	41
4.2.2. Level 1 Trigger-Effizienzen . . . . .	42

4.2.3.	Rekonstruktion tiefinelastischer Ereignisse . . . . .	47
4.2.4.	Überprüfung der SpaCal Energie-Messung . . . . .	50
4.3.	Selektion von $D^*$ -Mesonen . . . . .	54
4.3.1.	Spur-Qualitätsschnitte . . . . .	54
4.3.2.	Rekonstruktion von $D^*$ -Kandidaten . . . . .	55
4.4.	Definition des sichtbaren Meßbereich . . . . .	57
4.5.	Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo Simulation für $D^*$ -Mesonen . . . . .	59
4.5.1.	Spuren der Zerfallsteilchen . . . . .	60
4.5.2.	Die $\Delta M$ -Verteilung in Daten und Simulation . . . . .	65
4.5.3.	$z$ -Vertex Verteilung . . . . .	66
<b>5.</b>	<b>Bestimmung des Wechselwirkungsquerschnitts</b>	<b>69</b>
5.1.	Berechnung des Wirkungsquerschnitts . . . . .	69
5.2.	Signal-Extraktion . . . . .	70
5.2.1.	Statistische Subtraktion . . . . .	70
5.2.2.	Fit an die $\Delta M$ -Verteilung . . . . .	72
5.2.3.	Reflektionen . . . . .	77
5.3.	Akzeptanz und Effizienz des H1-Detektors . . . . .	81
5.4.	Reinheit und Stabilität der Analyse-Intervalle . . . . .	84
5.5.	Systematische Unsicherheiten . . . . .	87
5.5.1.	Fehler der Spureffizienzen . . . . .	88
5.5.2.	Schnitt auf $p_t$ des langsamen Pions . . . . .	97
5.5.3.	Systematischer Fehler des $\Delta M$ -Fit . . . . .	97
5.5.4.	$D^0$ -Massenschnitt . . . . .	100
5.5.5.	Systematische Fehler der Elektron-Messung . . . . .	102
5.5.6.	Weitere systematische Fehler . . . . .	104
5.5.7.	Zusammenfassung der systematischen Fehler . . . . .	105
<b>6.</b>	<b>Ergebnisse der Messung</b>	<b>106</b>
6.1.	Totaler Wirkungsquerschnitt . . . . .	106
6.2.	Differentielle Wirkungsquerschnitte . . . . .	107
6.3.	Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte . . . . .	111
6.4.	Zusammenfassung des Meßergebnisses . . . . .	114
<b>7.</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>116</b>
<b>A.</b>	<b>Ergebnis-Tabellen</b>	<b>117</b>
<b>B.</b>	<b>Das Auslesesystem des FTT</b>	<b>121</b>
B.1.	Hardware . . . . .	122
B.1.1.	PPC-Rechenkarten . . . . .	122
B.1.2.	Ethernet Switch . . . . .	123
B.1.3.	FastCard . . . . .	123
B.1.4.	SlowCard . . . . .	124
B.1.5.	FanOut Karte . . . . .	125
B.1.6.	TAXI-Karte . . . . .	125
B.1.7.	Service-Module . . . . .	127

---

B.1.8. IO-Register . . . . .	127
B.2. Programmierung . . . . .	128
B.2.1. Initialisierung der Auslese . . . . .	129
B.2.2. Start / Stopp eines Run . . . . .	131
B.2.3. Ringbuffer-Struktur . . . . .	131
B.2.4. Auslese des STC-Crates . . . . .	132
B.2.5. Auslese der Slave-Crates . . . . .	134
B.3. Leistungsfähigkeit der Auslese . . . . .	135
<b>C. Das Kontrollsystem für den FTT</b>	<b>139</b>
C.1. Server-Programm: fttMaster . . . . .	139
C.2. Rechenkarten-Code . . . . .	142
C.3. Graphisches Benutzer Interface . . . . .	144
<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>148</b>
<b>Danksagung</b>	<b>160</b>



## Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die große Vielfalt der bisher entdeckten Teilchen sehr erfolgreich mittels elementarer massiver Fermionen, den Quarks und Leptonen, und drei Wechselwirkungen, die durch Eichbosonen vermittelt werden. Eine dieser drei Wechselwirkungen ist die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks, die theoretisch im Rahmen der **Quantenchromodynamik** (QCD) durch Austausch von Gluonen beschrieben wird. Eine wichtige Eigenschaft der starken Wechselwirkung ist es, daß nicht nur die Quarks sondern auch die Gluonen miteinander wechselwirken. Infolge dessen steigt die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  zu größeren Abständen an, so daß Quarks nur in gebundenen Zuständen beobachtet werden können (Confinement). Die Größe der Kopplungskonstante und ihre Eigenschaft zu kleinen Energien hin anzuwachsen, ermöglicht eine störungstheoretische Berechnung von Prozessen nur für große Skalen  $\mu$ . Deshalb ist die Struktur des Protons störungstheoretisch nicht vorhersagbar. Allerdings kann die Entwicklung der Protonstruktur in Abhängigkeit einer Skala  $\mu$  berechnet werden; also kann eine gemessene Protonstruktur bei einer Skala  $\mu_1$  mit Hilfe einer störungstheoretischen Rechnung der QCD zu einer anderen Skala  $\mu_2$  extrapoliert werden. Messungen bei verschiedenen Skalen  $\mu$  erlauben so die Überprüfung der Vorhersagen der QCD.

Der HERA-Speicherring ist der einzige Teilchenbeschleuniger, an dem hochenergetische Elektronen/Positronen<sup>1</sup> mit Protonen zur Kollision gebracht werden. Bei Strahlenergien von 27,6 GeV und 920 GeV für den Elektron- bzw. Protonstrahl wird eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \approx 320\text{GeV}$  erreicht. An einem der zwei Kollisionpunkte befindet sich der H1-Detektor, mit dem die Wechselwirkungen zwischen den Elektronen und Protonen untersucht werden. In tiefinelastischer Streuung (DIS<sup>2</sup>) kann die Struktur des Protons untersucht werden. Dabei wechselwirkt ein virtuelles Photon, das vom Elektron abgestrahlt worden ist, mit einem elektrisch geladenen Quark im Proton. Dieser Prozess ist ausschließlich sensitiv auf die Quarks im Proton, da die ebenfalls im Proton enthaltenen Gluonen elektrisch neutral sind. Der Beitrag der Gluonen zur Protonstruktur kann bei dieser Messung nur indirekt (aus der Skalenverletzung) bestimmt werden.

Der intrinsische Anteil schwerer Quarks im Proton ist aufgrund ihrer großen Massen sehr klein, so daß schwere Quarks zum überwiegenden Teil in der harten Wechselwirkung zwischen dem Elektron und Proton in sogenannten Boson-Gluon-Fusionsprozessen (BGF) erzeugt werden. In einem BGF-Prozess wechselwirkt das virtuelle Photon vom Elektron mit einem Gluon aus dem Proton durch den Austausch eines Quarks. Zu den Quarks, die fast ausschließlich im BGF-Prozess erzeugt werden, gehört das schwere Charm-Quark mit einer Masse von  $m_c \approx 1,5\text{ GeV}$ . Durch den Nachweis von Charm-Quarks im Endzustand selektiert man BGF-Prozesse und ist so auf die Gluon-Verteilung im Proton sensitiv. Die Untersuchung von Charm-Ereignissen ermöglicht somit eine Überprüfung der Gluon-Dichte im Proton, die mit Hilfe von inklusiven Mes-

---

<sup>1</sup>Im folgenden wird der Begriff Elektron synonym für Elektron und/oder Positron verwendet

<sup>2</sup>DIS: **D**eep **I**nelastic **S**cattering

sungen bestimmt worden ist.

Die große Masse der Charm-Quarks stellt eine ausreichend große Skala  $\mu$  dar, so daß die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  klein genug ist und störungstheoretische Vorhersagen der QCD möglich sind. Im Rahmen der QCD gibt es unterschiedliche störungstheoretische Modelle, deren Vorhersagen anhand der Untersuchung der Charm-Quark-Produktion überprüft werden können. In tiefinelastischer Streuung werden diese Rechnungen gegebenenfalls durch weitere große Skalen, wie den Transversalimpuls des Charm-Quarks oder den Viererimpulsübertrag vom Elektron, erschwert (Multi-Skalen Problem).

In der vorliegenden Arbeit werden  $D^{*+}$ -Mesonen, die aus einem  $c$ -Quark und  $d$ -Anti-Quark bestehen (bzw.  $D^{*-}$  aus  $\bar{c}d$ ), verwendet, um Ereignisse mit Charm-Quark-Produktion zu selektieren. Dazu wird nur der sogenannte goldene Zerfall des  $D^*$ -Mesons berücksichtigt:

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

Bei diesem Zerfallskanal sind alle Teilchen im Endzustand elektrisch geladenen und können in Spurdetektoren präzise vermessen werden. Das ‐langsame‐  $\pi_{\text{slow}}$ -Meson wird aufgrund der geringen Massendifferenz zwischen dem  $D^*$ -Meson und dem  $D^0$ -Meson nur knapp oberhalb seiner Massenschwelle erzeugt und erhält durch den Zerfall nur einen kleinen Impuls.

Die Differenz der invarianten Massen zwischen dem Drei- und dem Zwei-Körperfall

$$\Delta M = M(K\pi\pi_{\text{slow}}) - M(K\pi)$$

unterdrückt viele der Meßungenauigkeiten. Die Variable  $\Delta M$  ist experimentell von der Impulsauflösung des langsamen  $\pi$ -Mesons dominiert, weil sich die Meßungenauigkeiten des Kaons und Pions in beiden invarianten Massen ähnlich auswirken und sich bei der Berechnung der Differenz größtenteils herausheben.

Bisher war die Untersuchung dieses Prozesses bei H1 vor allem statistisch limitiert. Der inklusive Charm-Wirkungsquerschnitt ist relativ groß und trägt bis zu 30% zur inklusiven DIS-Wechselwirkungsrate bei. Allerdings beträgt die Wahrscheinlichkeit, für ein Charm-Quark in ein  $D^*$ -Meson zu fragmentieren, etwa 25% und das Verzweigungsverhältnis für den hier untersuchten Zerfall im goldenen Kanal etwa 2,5%. Außerdem wird die Ereignisanzahl durch die limitierte Detektorakzeptanz weiter reduziert. Die hier vorgestellte Analyse basiert auf Daten aus den Jahren 2004 bis 2006, die nach dem Umbau des HERA-Speicherrings zur Erhöhung der Luminosität mit dem H1-Detektor aufgezeichnet worden sind. Die Luminosität der Daten beträgt  $\mathcal{L} \approx 222 \text{ pb}^{-1}$  und ist damit um einen Faktor 4 höher als bei vorherigen Messungen, so daß der statistische Fehler deutlich reduziert werden kann. Diese hohe Statistik ermöglicht detaillierte Untersuchungen mit mehr Analyse-Intervallen der einfach- und doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte als bei vorherigen Messungen.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Nach einem kurzem Überblick über die Theorie der tiefinelastischen Streuung von Elektronen an Protonen und der Produktion schwerer Quarks im Kapitel 1, wird der H1-Detektor eingeführt. Dabei liegt der Schwerpunkt im Kapitel 2 auf den Detektorkomponenten, die für die vorliegenden Analyse von Bedeutung sind. Der schnelle Spurtrigger, der für die Echtzeit-Selektion der Ereignisse benutzt worden ist, wird in Kapitel 3 dargestellt. Die Auswahlkriterien der Ereignisse zur weiteren Analyse werden im Kapitel 4 erläutert. Im Kapitel 5 wird die Extraktion des Signals und die Korrekturen der Detektor-Akzeptanz und Effizienz

---

zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte beschrieben. Hier werden auch die systematischen Unsicherheiten der Messung aufgezeigt. Zuletzt werden im Kapitel 6 die Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Im Anhang der Arbeit im Teil A befinden sich die Tabellen mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten. Im Anschluß daran wird die Auslese (Anhang B) und das Kontrollsystems (Anhang C) des schnellen Spurtriggers beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt worden sind.

## Kapitel 1

# Tiefinelastische Streuung und Produktion schwerer Quarks

Das vorliegende Kapitel führt knapp in die theoretischen Grundlagen der Produktion schwerer Quarks in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung ein. Nachdem die grundlegenden Variablen zur Beschreibung der Ereignis-Kinematik eingeführt worden sind, wird die Parametrisierung der Elektron-Proton Streuung anhand von Strukturfunktionen des Protons erläutert. Weiterhin werden Vorhersagen des Quark-Parton-Modells und der Quantenchromodynamik im Hinblick auf die Evolution der Protonstruktur besprochen. Nach der Beschreibung der Produktion schwerer Quarks wird kurz auf die Fragmentation von Charm-Quarks in  $D^*$ -Mesonen eingegangen. Am Schluß des Kapitels werden theoretische Vorhersagen anhand von Monte-Carlo Generatoren und einer Rechnung nächsthöherer Ordnung der Störungsreihe erklärt.

### 1.1. Kinematik der Elektron-Proton-Streuung

Die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Protonen wird in erster Ordnung Störungsrechnung als Austausch eines virtuellen Eichbosons beschrieben, wie in der Abbildung 1.1 als Feynman-Diagramm dargestellt. Im Fall des geladenen  $W^\pm$ -Bosons geht das Elektron am Elektron-Vertex in ein ungeladenes Neutrino über. Für den Fall eines neutralen Eichbosons,  $\gamma$  oder  $Z^0$ , bleibt das Elektron erhalten. Mit  $k$  und  $k'$  sind die Impulse des einlaufenden bzw. des auslaufenden Leptons bezeichnet. Auf der Protonseite ist der einlaufende Impuls mit  $p$  und der des auslaufenden hadronischen Endzustandes mit  $P_x$  bezeichnet. Der negative quadrierte Viererimpuls  $-q^2$  wird auch als Virtualität  $Q^2$  des ausgetauschten Eichbosons bezeichnet:

$$Q^2 = -q^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 \quad . \quad (1.1)$$

Die zusätzlichen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt durch den Austausch eines  $W^\pm$ - oder  $Z^0$ -Bosons sind im Vergleich zum Photonaustausch mit  $Q^2/M_{Z^0, W^\pm}^2$  unterdrückt. Aufgrund der hohen  $Z$ - und  $W$ -Massen ( $M_{W^\pm} \approx 80$  GeV und  $M_{Z^0} \approx 91$  GeV) kann somit dieser Beitrag für  $Q^2 < 1.000$  GeV<sup>2</sup> vernachlässigt werden. Im Breit-System kann das negative Viererimpulsquadrat  $Q^2$  als Wellenlänge des virtuellen Photons  $\lambda \approx 1/Q$  interpretiert werden, so daß das Auflösungsvermögen des Photons zur Untersuchung der Protonstruktur durch  $Q^2$  gegeben ist.

Aus den Viererimpulsen bei der Elektron-Proton-Streuung können außerdem noch die folgenden lorentzinvarianten Größen abgeleitet werden:

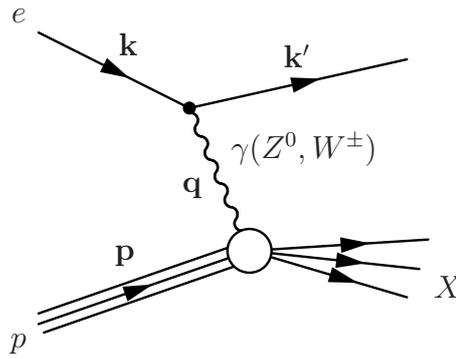


Abbildung 1.1.: Schematische Darstellung der tiefinelastischen Elektron-Proton Streuung.

- Die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  des Proton-Elektron-Systems:

$$s = (\mathbf{k} + \mathbf{p})^2 \quad . \quad (1.2)$$

- Im Quark-Parton-Modell (siehe Kapitel 1.2) ist Björken  $x$  der Impulsbruchteil des gestreuten Partons im Proton:

$$x = \frac{Q^2}{2\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}} \quad . \quad (1.3)$$

- Die Inelastizität  $y$  ist im Protonruhesystem der Energiebruchteil des Elektrons, der vom Photon übertragen wird:

$$y = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}} \quad . \quad (1.4)$$

- Die Schwerpunktsenergie  $W_{\gamma p}$  im  $\gamma p$ -System ist durch

$$W_{\gamma p}^2 = (\mathbf{q} + \mathbf{p})^2 \quad (1.5)$$

gegeben.

Unter Vernachlässigung der Elektron- und Protonmassen kann aus den obigen Formeln die beiden folgenden Gleichungen ableiten werden:

$$Q^2 \approx sxy \quad (1.6)$$

$$W_{\gamma p}^2 = y \cdot s - Q^2 \quad . \quad (1.7)$$

Die obigen Gleichungen, mit denen die Kinematik der gesamten Wechselwirkung beschrieben wird, beinhalten also nur drei unabhängige Größen.

Das kinematische Gebiet bei einer Photonvirtualität  $Q^2 \approx 0$  wird als Photoproduktion und der Bereich von  $Q^2 \geq 2 \text{ GeV}$  als tiefinelastische Streuung (DIS) bezeichnet. Die folgenden Betrachtungen beschränken sich auf den Bereich der tiefinelastischen Streuung für mittlere  $Q^2 \approx (2 - 100) \text{ GeV}^2$ .

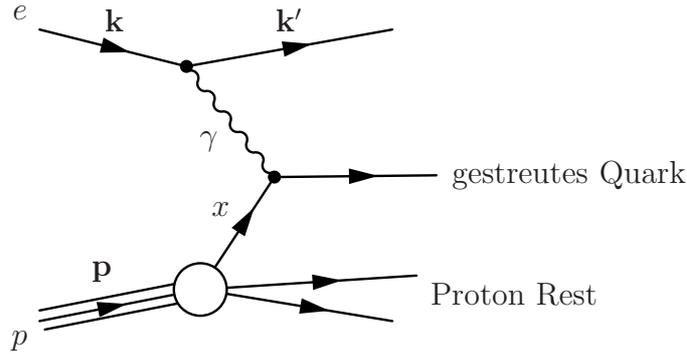


Abbildung 1.2.: Feynman Graphen der tiefinelastischen Streuung an einem Quark des einlaufenden Protons im Quark-Part Modell.

## 1.2. Tiefinelastische Streuung und QCD

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Elektron-Proton Streuung kann in der Quantenelektrodynamik (QED) als Funktion von  $x$  und  $Q^2$  durch

$$\frac{d^2\sigma(e^\pm p \rightarrow e^\pm X)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [(1 + (1 - y)^2)F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2)] \quad (1.8)$$

mit

$$F_L(x, Q^2) = F_2 - 2xF_1$$

beschrieben werden. Hier ist  $\alpha$  die elektromagnetische Kopplungskonstante. Da das Proton, im Gegensatz zum Elektron, nicht punktförmig ist und eine a priori unbekannte Ladungsverteilung besitzt, wird die Struktur des Protons durch die beiden unabhängigen Strukturfunktionen  $F_1(x, Q^2)$  und  $F_2(x, Q^2)$  beschrieben. Die longitudinale Strukturfunktion  $F_L(x, Q^2)$  ist verbunden mit dem Austausch von longitudinal polarisierten Photonen und trägt zum Wirkungsquerschnitt nur für Inelastizitäten  $y \approx 1$  bei und kann ansonsten vernachlässigt werden. Die Protonstruktur kann somit durch eine inklusive Messung des Elektron-Proton Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von  $x$  und  $Q^2$  bestimmt werden [Beh06, Var06].

### 1.2.1. Das naive Quark-Parton-Modell

Im naiven Quark Parton Modell, das von Feynman vorgeschlagen worden ist [Fey69], besteht das Proton aus drei punktförmigen Partonen mit Spin 1/2, um den Gesamtdrehimpuls des Proton erklären zu können. Die Streuung von Elektronen an Protonen kann man sich also bei ausreichend hohen  $Q^2$  als Streuung des Elektron an einem freien Parton im Proton vorstellen, wie in der Abbildung 1.2 dargestellt. Ohne Wechselwirkung zwischen den Partonen im Proton ist der Impulsbruchteil am Protonimpuls für jedes Parton zeitlich konstant. Wie von Bjorken vorhergesagt ([Bjo69a]), wird folglich erwartet, daß die Strukturfunktion skaleninvariant ist, also nicht von  $Q^2$  sondern nur von  $x$  abhängig ist:

$$F_2(x) = x \sum_i e_i^2 f_i(x) \quad (1.9)$$

Die Summe geht über alle Partonen  $i$  mit ihrer elektrischen Ladung  $e_i$ , und  $f_i(x)$  beschreibt die Wahrscheinlichkeit ein Quark mit dem Impulsbruchteil  $x$  zu finden.

Außerdem wird im naiven Quark-Parton-Modell aufgrund der Helizitätserhaltung für masselose Spin 1/2 Partonen die Callan-Gross Relation  $F_2(x) = 2xF_1(x)$  vorhergesagt [Cal69], weshalb longitudinale Strukturfunktion  $F_L$  gleich null ist. Erste Messungen der Proton-Strukturfunktion  $F_2$  bei  $x \approx 0.25$  [Fri72] haben die Hypothese der Skaleninvarianz (Gleichung 1.9) gestützt.

Letztendlich sind von Bjorken und Paschos die Partonen des Protons den Quarks zugeordnet worden [Bjo69b].

### 1.2.2. Quantenchromodynamik

Wenig später wurde experimentell in Myon-Nukleon-Streuung [Fox74] und in Neutrino-Nukleon Streuung [dG79] eine Verletzung der Skaleninvarianz festgestellt. Diese Tatsache kann nicht mehr durch das naive Quark-Parton-Modell beschrieben werden. Außerdem kann es nicht erklären, warum Quarks immer nur in gebundenen Zuständen beobachtet werden. Diese beiden Phänomene können durch die Quantenchromodynamik (QCD) erklärt werden [Glu98]. In der QCD wird jedem Quark analog zur elektrischen Ladung eine Farbladung rot, grün oder blau (bzw. den Anti-Quarks eine entsprechende Anti-Farbladung) zugeordnet. Die Summe der Farbladungen innerhalb eines gebundenen Zustand ist nach außen immer neutral.

Kopplungskonstante  $\alpha_s$  ist deutlich größer als die der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung, weshalb die Wechselwirkung auch als “starke Wechselwirkung” bezeichnet wird. Sie wird durch masselose Eichbosonen, die Gluonen, übertragen. Die Gluonen tragen eine Kombination aus einer Farb- und Anti-Farbladung. Deshalb können die Gluonen, im Gegensatz zu den Photonen in der QED, mit sich selber wechselwirken und z. B. in ein Gluon-Paar aufspalten. Diese Selbstwechselwirkung führt dazu, daß die Größe von  $\alpha_s$  zu großen Abständen (kleine  $Q^2$ ) ansteigt und zu kleinen Abständen (große  $Q^2$ ) abfällt. Also sind die Quarks bei kleinen Abständen quasi frei (asymptotische Freiheit) und auf der anderen Seite führt der Anstieg von  $\alpha_s$  zum sogenannten Confinement; also der Tatsache, daß Quarks nie ungebunden beobachtet werden.

Ein großer Impulsbruchteil ( $\sim 1/2$ ) des Protons wird von den Gluonen getragen [Per75]. Außerdem können die Gluonen des Protons in ein Quark- Anti-Quark-Paar fluktuieren. Dieses Quarks werden zur Unterscheidung von den drei Valenzquarks als See-Quarks bezeichnet. Die Virtualität  $Q^2$  ist ein Maß für das Auflösungsvermögen des virtuellen Photon, so daß bei ansteigenden  $Q^2$  immer mehr dieser Fluktuationen aufgelöst werden können, und die Anzahl der See-Quarks zu kleinen  $x$  stark ansteigt.

Aufgrund der Größe der starken Wechselwirkungskonstanten  $\alpha_s$  kann die Proton-Strukturfunktion nicht mit perturbativer QCD (pQCD) berechnet werden. Allerdings kann die Entwicklung der Protonstruktur als Funktion von  $Q^2$  mit pQCD vorhergesagt werden.

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist nur in Anwesenheit großer Skalen klein genug, um Vorhersagen mit der perturbativen QCD machen zu können. Deshalb ist die Produktion schwerer Quarks in DIS ein idealer Prozess, um die pQCD zu testen, weil aufgrund der Massen der Quarks  $m_{c,b,t}$  immer eine große Skala im Streuprozess vorhanden ist. Allerdings kann es in DIS weitere großen Skalen, wie der Virtualität  $Q^2$  oder der Transversalimpuls des Quarks  $p_t(Q)$ , geben, was die Rechnung erschwert (Multi-Skalen Problem [Beh05]).

### 1.2.3. Renormierung und Faktorisierung

Mit Hilfe der perturbativen QCD kann man den harten Subprozess auf Partonniveau z.B. für Elektron-Quark-Streuung berechnen. Die dabei auftretenden ultravioletten Divergenzen werden mit Hilfe des Renormierungsparameters  $\mu_r$  behandelt. Dieser Parameter ist unphysikalisch und seine Wahl sollte das Ergebnis der Rechnung nicht beeinflussen; die Stabilität des Ergebnisses unter Variation des Parameters ist also ein Maß für die Güte des Störungsreihe.

Der inklusive Wechselwirkungsquerschnitt von Elektron-Proton-Streuung, unter Berücksichtigung der Prozesse “innerhalb” des Protons, kann mit einem Faktorisierungsansatz berechnet werden. Dabei teilt man die Wechselwirkung in den harten Subprozess und die “weichen” Prozessen ein, wie in der Abbildung 1.3 schematisch dargestellt. Die Faktorisierungsskala  $\mu_f$  differenziert zwischen dem mittels pQCD berechenbaren harten Matrixelement und den “weichen” Prozessen des Partons vom Proton vor der harten Wechselwirkung. Diese weichen Prozesse werden in die Parton Dichteverteilungen (PDF<sup>1</sup>) hineingenommen, und nicht zusammen mit dem harten Matrixelement berechnet. Das Problem bei diesen Prozessen ist die Abstrahlung von weichen Gluonen kollinear mit dem erzeugenden Quark, was divergente logarithmische Terme in der Störungsreihe verursacht. Der Wirkungsquerschnitt läßt sich mit dem Faktorisierungsansatz wie folgt schreiben:

$$\sigma(ep \rightarrow eX) = \sum_i \int dx f_i(x, \mu_f^2) \hat{\sigma}_i(\hat{s}, \alpha_s(\mu_r), \mu_r, \mu_f) \quad (1.10)$$

Hier ist  $\hat{\sigma}_i$  der störungstheoretisch berechenbare “harte” Wirkungsquerschnitt auf Partonlevel, der von der Schwerpunktenenergie  $\sqrt{\hat{s}}$  im Parton-System nach der Evolution, der Renormierungsskala  $\mu_r$  sowie der Faktorisierungsskala  $\mu_f$  abhängt. Die Gültigkeit des Faktorisierungsansatzes ist bis jetzt nicht allgemeingültig bewiesen. Auch für die tiefinelastische Streuung ist der Faktorisierungsansatz unter anderem nur im “Bjorken Limit”, in dem  $Q$  für konstante  $x$  groß wird, unter Vernachlässigung von Korrekturen bewiesen [Col87].

Die PDF  $f_i(x, \mu_f^2)$  ist unabhängig vom untersuchten harten Streuprozess und hängt nur von der Art des Hadrons ab. Die Trennung zwischen dem harten und den weichen Subprozessen ist nicht eindeutig, sondern wird erst durch die Wahl des Faktorisierungsschema definiert. Die am häufigsten benutzten sind das DIS und Minimal Subtraction  $\overline{\text{MS}}$  Schema; die Berechnung des harten Subprozesses muß an das verwendete Schema angepaßt sein. Bei inklusiven Prozessen wird die Renormierungs- und Faktorisierungsskala normalerweise zu  $\mu_f^2 = \mu_r^2 = Q^2$  gewählt [Wal01].

### 1.2.4. Evolutionsschemata

Die PDF beschreibt die Wahrscheinlichkeit, an einem Quark oder Gluon vom Proton mit einem Impulsbruchteil  $x$  für ein gegebenes  $Q^2$  zu streuen. Wie schon gesagt, ist es mit pQCD nicht möglich die PDF bei kleinen Skalen zu berechnen; sie muß experimentell gemessen werden. Dazu paßt man die Strukturfunktionen an die gemessene

<sup>1</sup>engl. Akronym für **P**arton **D**ensity **F**unction

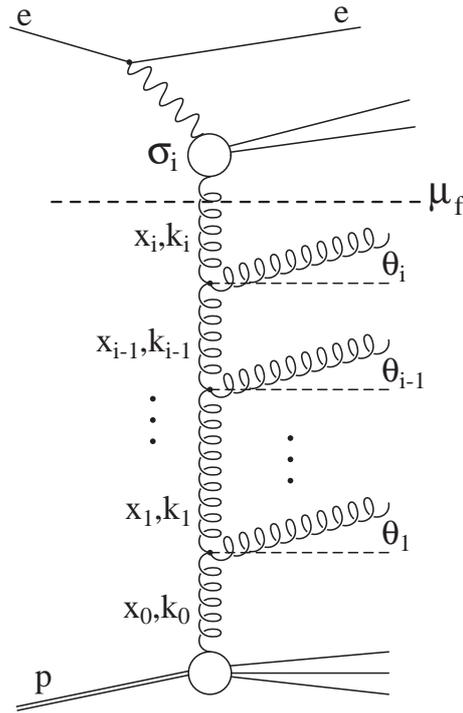


Abbildung 1.3.: Schematische Darstellung des Faktorisierungsansatzes, der die harte Wechselwirkung  $\hat{\sigma}_i$  an der Stelle  $\mu_f$  von von der ebenfalls dargestellten Partonevolution trennt.

Daten bei einer Startskala  $\mu_0$  an, so daß die Strukturfunktionen auch mit weiteren Messungen bei anderen Skalen übereinstimmen. Die dazu verwendeten Evolutionsgleichungen berücksichtigen mögliche Gluonabstrahlung(en) vom Quark und Gluon-Teilung in Quark- oder Gluon-Paare bevor das Parton in den harten Subprozess eingeht. Solche Abstrahlungen können mehrfach auftreten, so daß man eine Parton-Leiter erhält, die exemplarisch für ausschließlich Gluonen in Abbildung 1.3 dargestellt ist. Alle diese Beiträge durch Abstrahlung eines Quarks oder Gluons müssen aufsummiert werden; dabei ergeben sich bei unterschiedlichen Ansätzen verschiedene Reihenfolgen der Abstrahlungen. Die Beiträge durch die Abstrahlungen werden anhand des longitudinalen Impuls  $x_i$ , des transversalen Impuls  $k_{t,i}$  oder des Winkels  $\theta_i$ , unter dem das Quark oder Gluon abgestrahlt wird, geordnet. Diese Approximationen ergeben unterschiedlichen Entwicklungsschemata, die auch verschiedene Eingangsverteilungen der PDF benötigen. Im folgenden wird nur kurz das am häufigsten verwendete Schema DGLAP und anschließend auf das Schema CCFM eingegangen, weil diese beiden Entwicklungsschemata von den in dieser Analyse verwendeten Monte-Carlo Generatoren benutzt werden (siehe Kapitel 1.4)

**DGLAP:** Der DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi) Zugang [Gri72, Lip75, Alt77, Dok77] ist das am häufigsten verwendete Evolutionsschema. Es benutzt in erster Ordnung von  $\alpha_s$  insgesamt vier Aufspaltungsfunktion (splitting functions)  $P_{ab}(z)$ , die die Wahrscheinlich angeben, daß das Parton b ein neues Parton a mit dem Impulsbruchteil  $z$  abstrahlt. Damit ist es möglich die Partonverteilung im Proton ausgehend von der Startskala  $Q_0^2$  für eine anderen

Skala  $\mu_f^2 > Q_0^2$  zu berechnen. Die Form der Protonstruktur in  $x$  an der Startskala wird nicht vorhergesagt und muß durch Messungen bestimmt werden. Da der Impulsbruchteil des abgestrahlten Partons immer kleiner als der ursprüngliche Impuls ist, muß die Integration der Evolutionsgleichungen nicht ab  $x = 0$  sondern erst ab einem minimalen  $x_0$  erfolgen. Eine der Annahmen bei DGLAP ist, daß die transversalen Impulse  $k_{t,i}$  der abgestrahlten Gluonen entlang der Gluonleiter ansteigend geordnet sind:  $k_{t,i}^2 \gg k_{t,i-1}^2$ . Außerdem müssen die longitudinalen Impulse  $x_i$  groß gegenüber dem transversalen Impuls sein, d.h. daß die Gluonen nahezu kollinear abgestrahlt werden. Diese Bedingung ist nur für nicht zu kleine  $x$  erfüllt. Man erwartet also, daß der DGLAP Ansatz für sehr kleine  $x$  seine Gültigkeit verliert.

**CCFM:** Eine weitere Möglichkeit PDFs von einer Startskala zu anderen Skalen zu entwickeln, ist die Verwendung der CCFM (Ciafaloni, Catani, Fiorani und Marchesini) Gleichung [Cia88, Cat90a, Cat90b, Mar95]. Dazu werden in der Evolution nur Gluonen berücksichtigt. Anstelle der Ordnung der Gluonleiter in  $k_t$  sind hierbei die Winkel  $\theta_i$  der emittierten Gluonen aufsteigend geordnet:  $\theta_i > \theta_{i-1}$ . Für Emission unter kleinen Winkel und nicht zu kleinen  $x$  wird dabei die gleiche Reihenfolge wie in DGLAP erreicht, da für den Transversalimpuls  $q$  des emittierten Gluons  $i$  gilt:  $q_i > z_{i-1}q_{i-1}$  und  $z_i = x_{x_i}/x_{i-1} \simeq 1$ . Für kleine  $x$  nähert sich die Beschreibung der BFKL Gleichung [Kur77, Bal78] an, und beschleunigt den Anstieg der Partondichten für kleine  $x$ . Die von CCFM benötigte unintegrierte Guondichte-Verteilung  $A(x_g, k_t^2, \mu_f^2)$  ist neben  $x$  auch noch vom Transversalimpuls  $k_t$  und der Faktorisierungsskala  $\mu_f$  abhängig. Die Partonen besitzen, im Gegensatz zum DGLAP Ansatz, also einen intrinsischen Transversalimpuls, bevor sie in den harten Subprozesses eingehen, und man erwartet Unterschiede im Transversalimpuls der Teilchen im Endzustand.

Messungen der Strukturfunktionen bei HERA konnten bis jetzt sehr erfolgreich mit dem DGLAP-Ansatz bis hin zu den kleinsten erreichbaren  $x \simeq 1 \times 10^{-4}$  beschrieben werden [Adl03, Che04]. Der Hauptunterschied zwischen dem DGLAP- und dem CCFM-Zugang, der experimentell zugänglich ist, ist die strikte Ordnung im Transversalimpuls bei DGLAP im Gegensatz zur Ordnung im Winkel  $\theta$  bei CCFM, die zur einer weniger strikten Anordnung in  $k_t$  führt. Hinweise auf eine bessere Beschreibung durch CCFM wurden bislang in Forwärts-Jet Produktion gefunden [Adl97].

Die inklusive Protonstrukturfunktion  $F_2$  beinhaltet einen großen Beitrag von bis zu 30% durch Ereignissen mit Charm-Quarks im Endzustand. In der Messung dieses Beitrags, der analog als  $F_2^{c\bar{c}}$  bezeichnet wird, ergeben sich Hinweise darauf, daß die Verteilungen bei kleinen  $x$  besser durch CCFM als durch DGLAP beschrieben werden können [Adl02].

### 1.3. $D^*$ -Meson Produktionsmechanismus in DIS

Die geladenen  $D^*$ -Mesonen, deren Produktion in DIS in dieser Arbeit untersucht wird, bestehen aus den zwei Quarks  $c\bar{d}$  bzw.  $\bar{c}d$ . Der intrinsische Anteil schwerer Quarks (charm, beauty bzw. top) im Proton ist mit  $1/m_q$  unterdrückt. Man erwartet, daß der

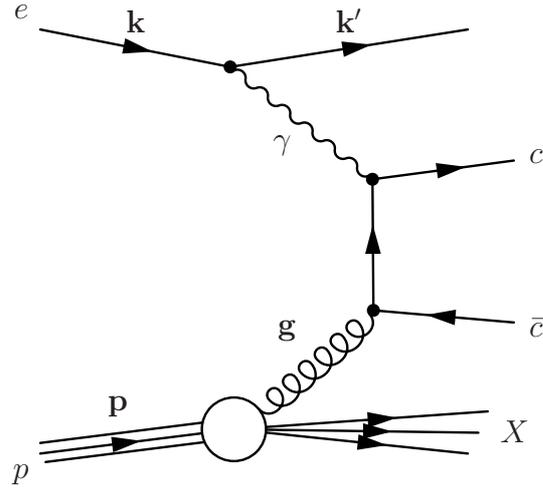


Abbildung 1.4.: Feynman Graph der Boson-Gluon Fusion in erster Ordnung von  $\alpha_s$  für DIS von Elektronen an Protonen.

über den Phasenraum integrierte Anteil von Charm-Quarks im Proton etwa 1% beträgt [Bro80]. Allerdings trägt er nur bei großen Bjorken  $x > 0,3$  und großen Virtualitäten  $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$  bei und kann deshalb in dieser Arbeit sicher vernachlässigt werden [Vog00]. Also müssen die Charm-Quarks in der harten Wechselwirkung erzeugt werden.

Bei der Schwerpunktenenergie von HERA trägt die Produktion von Charm-Quarks bis zu 30% zu  $F_2(x, Q^2)$  bei. Die Produktion von Beauty-Quarks ist aufgrund ihrer großen Masse stark unterdrückt, und der Beitrag liegt bei etwa  $10^{-3} - 10^{-2}$ . Top-Quarks können aufgrund ihrer Masse nicht paarweise erzeugt werden. Der Hauptprozess für die Produktion von Charm in niedrigster Ordnung ( $\alpha_s^1$ ) ist die Boson-Gluon Fusion, wie in der Abbildung 1.4 dargestellt. Dabei wechselwirkt das virtuelle Photon mit einem Gluon aus dem Proton, wobei ein Quark- Antiquark-Paar erzeugt wird. Ereignisse mit Charm-Produktion sind demnach direkt sensitiv auf die Gluonen und ihre Impulsverteilung im Proton. Hier wird vorausgesetzt, daß das Photon punktförmig ist und keine Parton-Struktur aufweist [Glu95].

Die große Masse des Charm-Quarks stellt im gesamten Phasenraum eine harte Skala für perturbative QCD-Rechnungen zur Verfügung. Deshalb erwartet man, daß diese Rechnungen in der Lage sind die Meßergebnisse bis zu kleinen Transversalimpulsen und  $Q^2$  gut zu beschreiben. Allerdings wird die Rechnung bei großen Transversalimpulsen und/oder  $Q^2$  wegen der Anwesenheit mehrerer großer Skalen komplizierter [Beh05].

Die Boson-Gluon Fusion wird mit dem sogenannten Fixed Flavour Numbering Schema (FFNS) berechnet. Dabei wird angenommen, daß die Charm-Quarks ausschließlich bei der harten Wechselwirkung erzeugt werden. Im FFNS werden die Massen der Quarks berücksichtigt, so daß das Schwellenverhalten bei der Charm-Quark Masse korrekt beschrieben wird. Diese Rechnung funktioniert gut für kleine  $Q^2$ . Allerdings treten für große  $Q^2$  in der Rechnung Terme  $\ln(Q^2/m_c^2)$  auf [Dev04], die bei großen  $Q^2$  die Konvergenz behindern, was aber für den in dieser Arbeit betrachteten  $Q^2$ -Bereich sicher vernachlässigt werden kann.

In Bereich von  $m_c^2 \ll Q^2$  erwartet man, daß charm-Quarks nicht mehr ausschließlich durch BGF produziert werden, sondern auch während der Evolution der PDFs erzeugt werden. Da beim DGLAP-Ansatz in Evolutionsleiter auch Quarks berücksichtigt wer-

den, wird dieser Effekt berücksichtigt. Bei CCFM ist dies nicht möglich, da bei der Evolution nur Gluonen verwendet werden und alle Quark-Arten mittels BGF erzeugt werden müssen.

### 1.3.1. Fragmentation

Etwa  $25,5 \pm 1,7\%$  aller erzeugten Charm-Quarks werden anschliessend als  $D^*$ -Mesonen beobachtet [Abr00]. Als Fragmentation wird der Vorgang bezeichnet, bei dem die farbgeladenen Quarks in farblose Hadronen übergehen. Dabei unterscheidet man zwei Schritte: Die virtuellen Quarks aus dem hartem Matrixelement strahlen so lange neue Teilchen ab, bis sie quasi reell sind. Dieser Schritt wird als Parton-Schauer bezeichnet und ist mit pQCD berechenbar, indem man ähnliche Aufspaltungsfunktionen benutzt wie bei der Evolution vor der harten Wechselwirkung. Der zweiten Schritt, auch Hadronisierung genannt, ist der Übergang der so erzeugten quasi reellen Partonen zu Hadronen. Die Monte-Carlo Generatoren, die in dieser Analyse verwendet werden, benutzen beide das Lund-String-Modell für die Hadronisierung der leichten Quarks  $u$ ,  $d$  und  $s$ .

Die grundlegende Idee beim Lund-String-Modell zur Hadronisierung [Art74, Bow81, And83] besagt folgendes: Die beiden Teilchen eines  $q\bar{q}$ -Paares bewegen sich nach einer Wechselwirkung voneinander weg. Dabei wird das entstehende Farbfeld in einem schmalen Schlauch komprimiert, dem sogenannten String. Sobald ausreichend Energie in dem String gespeichert ist, kann der String aufgebrochen und ein neues  $q\bar{q}$ -Paar erzeugt werden. Gluonen erzeugen dabei Knicke in den Strings, die Einfluß auf die Winkelverteilung der erzeugten Hadronen haben.

Neben dem Lund-String Modell gibt es noch weitere Ansätze wie das Cluster-Modell [Web84, Mar88] oder die "unabhängigen Fragmentations-Modelle" [Fie78] (z.B. Bowler- oder Peterson-Fragmentation). Die beiden verwendeten Monte-Carlo Generatoren, RAP-GAP und CASCADE, benutzen das Bowler-Modell für die Fragmentation der schweren Quarks, während HVQDIS die Peterson-Fragmentation verwendet. Deshalb werden diese beiden Modelle hier kurz eingeführt. Sie beschreiben den Übergang von einem Quark  $Q$  in ein Hadron  $H$ , wobei die Impulse des Quarks und des Hadrons den Fragmentationsprozeß vollständig charakterisieren und weitere mögliche Einflüsse z.B. des Protonrests nicht berücksichtigt werden.

Ein gebundener  $Q\bar{q}$ -Zustand entsteht, indem ein leichtes Anti-Quark  $\bar{q}$  aus dem Vakuum erzeugt wird und an das schwere Quark gebunden wird. Da die Massendifferenz zwischen den Quarks sehr groß ist, erwartet man, daß das schwere Quark dabei nur wenig abgebremst wird. Folglich sollte die Energie des schweren Quarks und des entstehenden Hadrons annähernd gleich sein.

Die Peterson-Parametrisierung der Fragmentation geht davon aus, daß die Wahrscheinlichkeit für die Fragmentation schwerer Quarks ausschließlich vom Energietransfer zwischen dem Anfangs- und Endzustand  $\Delta E = E_H + E_q - E_Q$  abhängig ist. Hier sind  $E_H$  und  $E_q$  die Energien des erzeugten Hadrons  $H$  und des leichten Quarks  $q$ , und  $E_Q$  ist die Energie des einlaufenden schweren Quarks  $Q$ . Die Wahrscheinlichkeit  $D_{Q \rightarrow H}^{np}$ , eines schweren Quarks in ein Hadron zu fragmentieren, ist dann umgekehrt proportional zum Quadrat der Energiedifferenz des Anfangs- und Endzustands  $\Delta E$ . Unter Berücksichtigung eines eines zusätzlichen Faktors  $z^{-1}$  für den longitudinalen

Phasenraum ergibt sich die folgende Fragmentationsfunktion [Pet83]:

$$D_{Q \rightarrow H}^{np} = \frac{N}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)^2}. \quad (1.11)$$

Mit  $z$  wird der Impulsbruchteil bezeichnet, der vom schweren Quark  $Q$  auf das erzeugte Hadron übertragen wird und der Parameter  $N$  normiert die gesamte Wahrscheinlichkeit auf eins. Der Parameter  $\epsilon_Q$  beschreibt die Härte der Fragmentation für ein schweres Quark  $Q$  und man erwartet für schwerere Quarks eine härtere Fragmentation als für leichte Quarks. Im Prinzip ist der Parameter  $\epsilon_Q$  proportional zum Verhältnis der Quadrate der Quark-Massen  $M_q^2/M_Q^2$ . Allerdings wird er in der Praxis meist als freier Parameter betrachtet, da die Quark-Massen nicht exakt bekannt sind.

Eine weitere Parametrisierung der Fragmentation schwerer Quarks ist die sogenannte Bowler-Fragmentations-Funktion [Bow81]:

$$D_{Q \rightarrow H}^{np} = N \frac{1}{z^{1+bm_Q^2}} (1-z)^a \exp\left(\frac{bm_\perp^2}{z}\right) \quad (1.12)$$

Hier sind  $a$  und  $b$  freie Parameter, die aus Daten bestimmt werden müssen. Die transversale Masse ist durch  $m_\perp = \sqrt{p_t^2 + m_Q^2}$  mit dem Transversalimpuls  $p_t$  gegeben. Es gibt Anhaltspunkte, daß die zusätzliche Berücksichtigung der transversalen Masse zu einer verbesserten Beschreibung der Fragmentation im Vergleich zu anderen Parametrisierungen führt [Lan06].

Experimentell ist die Fragmentationsvariable  $z$  nicht direkt zugänglich. Allerdings mißt die Inelastizität des  $D^*$ -Mesons  $z_{D^*}$  den Bruchteil der Photon-Energie im Protonruhesystem, den das  $D^*$ -Meson erhält:

$$z_{D^*} = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{p}_{D^*}}{\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}} = \frac{(E - p_z)_{D^*}}{2y_e E_e} \quad (1.13)$$

Hier ist  $\mathbf{p}_{D^*}$  der Viererimpuls des  $D^*$ -Mesons. Die Größe  $(E - p_z)_{D^*}$  ist die Differenz der Energie und des Impulses in  $z$ -Richtung des  $D^*$ -Mesons.  $E_e$  ist die Energie des einlaufenden Leptonstrahls und  $y_e$  ist die Inelastizität (siehe auch Kapitel 4.2.3).

Auch bei der Variablen  $z_{D^*}$  wird erwartet, daß das  $D^*$ -Meson einen sehr großen Anteil der Energie des Ereignisses trägt, so daß nur wenige  $D^*$ -Mesonen mit einem kleinen  $z_{D^*}$  erzeugt werden.

### 1.3.2. Eigenschaften des $D^*$ -Mesons

Das  $D^*$ -Meson ist einfach elektrisch geladen und besteht entweder aus den Quarks  $c\bar{d}$  bzw.  $\bar{c}d$ . Es ist der niedrigste angeregter Zustand des geladenen  $D$ -Mesons. Das  $D^*$ -Meson gehört mit seinen Quantenzahlen  $I(J^P) = 1/2(1^-)$  zu den Vektormesonen; hier sind  $I$  der Isospin,  $J$  der Drehimpuls und  $P$  die Parität. Es hat eine Masse von  $(2010,0 \pm 0,4)$  MeV [Yao06], die sich nur um wenig mehr als eine Pion-Masse von der Masse des  $D^0$ -Mesons von  $(1864,5 \pm 0,4)$  MeV unterscheidet. Das  $D^*$ -Meson zerfällt über die starke Wechselwirkung entweder durch Abstrahlung eines ungeladenen  $\pi$ -Mesons oder Photons in ein  $D^\pm$  oder durch die Emission eine geladenen  $\pi$ -Mesons

Zerfallskanal	Anteil
$D^0\pi^\pm$	$(67,7 \pm 0,5)\%$
$D^\pm\pi^0$	$(30,7 \pm 0,5)\%$
$D^\pm\gamma$	$(1,6 \pm 0,4)\%$

Tabelle 1.1.: Die Zerfallskanäle des geladenen  $D^*$ -Meson laut [Yao06]

in ein ungeladenes  $D^0$ . Die Zerfallskanäle und Verzweigungsverhältnisse sind in der Tabelle 1.1 zusammengefaßt.

In dieser Analyse wird nur der Zerfall in  $D^0\pi^\pm$  untersucht, da hier das entstehende Pion geladen ist. Aufgrund der geringen Massendifferenz zwischen dem  $D^*$ - und dem  $D^0$ -Meson wird das Pion mit einer Masse von  $139,57018 \pm 0,00035$  MeV mit einem geringen Impuls im Ruhesystem des  $D^*$ -Mesons erzeugt. Deshalb wird das Pions auch langsames Pion  $\pi_{\text{slow}}$  bezeichnet.

Das  $D^0$  zerfällt über die schwache Wechselwirkung nach einer mittleren Lebensdauer  $\tau = (410,1 \pm 1,5)10^{-15}$  s unter anderem in die in der Tabelle 1.2 aufgelisteten Kanälen<sup>2</sup>. Der Zerfall des  $D^0$ -Meson in die beiden geladenen Teilchen  $K^\pm\pi^\mp$  wird hier als Nachweiskanal genutzt. Die gesamte Zerfallskette des  $D^*$ -Mesons hat somit nur geladene Teilchen in Endzustand, die alle mit den Spurdetektoren nachgewiesen werden können. Außerdem kann man die geringe Massendifferenz  $\Delta M = M(D^*) - M(D^0)$  zur Rekonstruktion der  $D^*$ -Mesonen ausnutzen. Aus diesen Gründen wird dieser Zerfall als der goldene Zerfallskanal bezeichnet.

Zerfallskanal	Anteil
$K^\pm\pi^\mp$	$(3,80 \pm 0,07)\%$
$K^\pm K^\mp$	$(3,84 \pm 0,10) \cdot 10^{-3}$
$\pi^\pm\pi^\mp$	$(1,364 \pm 0,032) \cdot 10^{-3}$
$K^\pm l^\mp \nu_l$	$(6,7 \pm 0,4)\%$
$\pi^\pm\pi^\mp\pi^0$	$(1,31 \pm 0,06)\%$

Tabelle 1.2.: Auswahl von  $D^0$ -Zerfallsmoden, die für die vorliegenden Analyse relevant sind [Yao06].

Die weiteren aufgelisteten Kanälen tragen als sogenannte Reflektionen zum Untergrund bei, da sie bei Verwechslung einer der beiden Zerfallsteilchen des  $D^0$  ein sehr ähnliches Signal im gleichen Massenbereich erzeugen. Dieser Untergrund wird in Kapitel 5.2.3 genauer behandelt.

## 1.4. Ereignisgeneratoren und Detektor-Simulation

Ein Monte-Carlo Ereignisgenerator (MC) ist ein Computer-Programm zur Modellierung einer hochenergetischen Wechselwirkung zwischen den einlaufenden Teilchen,

<sup>2</sup>Die vielen weiteren, nicht aufgezählten Zerfallskanäle des  $D^0$ -Mesons sind für die vorliegende Arbeit nicht relevant.

wobei versucht wird, die gesamte Wechselwirkung vom Anfangszustand bis hin zum vollständigen Endzustand bestehend aus stabilen Hadronen zu simulieren. MC Ereignisgeneratoren benutzen Zufallszahlen, um einzelne Ereignisse gemäß ihrer theoretisch berechneten Wahrscheinlichkeit zu erzeugen. Daran schließt sich eine detaillierte Simulation des gesamten Detektors an, bei der die Antwort des Detektors für den jeweiligen physikalischen Endzustand möglichst realitätsgetreu nachgebildet wird. Die Simulation des physikalischen Prozesses zusammen mit der sich daran anschließenden Simulation der Detektorantwort wird benötigt, um die Akzeptanz und Effizienz des Detektors für den simulierten Physikprozeß zu bestimmen, indem man das Ergebnis der Simulation der Wechselwirkung und der Detektorantwort identisch zu den Daten rekonstruiert.

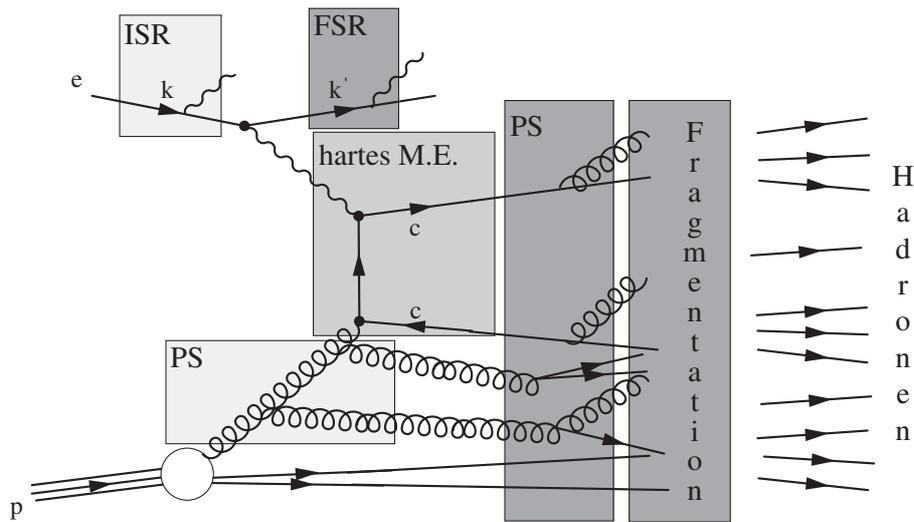


Abbildung 1.5.: Darstellung der aufeinanderfolgenden Schritten bei der Simulation von Physik-Ereignissen durch einen Monte Carlo Generator

Die Generation von Physik-Ereignissen ist logisch in drei Teile aufgeteilt, die dem Faktorisierungsansatz der QCD entsprechen. Diese Aufteilung ist der Abbildung 1.5 farblich codiert dargestellt. Die Behandlung des Anfangszustandes beinhaltet Parton-Schauer ( $PS$ ) insbesondere mit Gluonabstrahlung. Daran schließt sich das harte Matrixelement ( $M.E.$ ) an, das störungstheoretisch in führender Ordnung berechnet wird. Der Endzustand wird wiederum durch Parton-Schauer mit der anschließenden Hadronisierung gebildet. Der Vollständigkeit halber ist die Abstrahlung im Anfangs- und Endzustand (Initial und Final State Radiation  $ISR$  und  $FSR$ ) an den Elektron-Vertices eingezeichnet. Der Endzustand des Generators beinhaltet ausschließlich stabile Teilchen, deren Lebensdauer größer als  $10^{-8}$  s ist. Spätere Zerfälle werden in der Detektor-Simulation berücksichtigt.

In dieser Analyse werden zwei unterschiedliche MC-Generatoren eingesetzt: RAPGAP [Jun06] in der Version 3.1 wird zur Korrektur und Vergleich mit den Daten verwendet. Es benutzt die DGLAP-Evolutionsgleichungen und für die Parametrisierung der PDF des Protons wurde der Fit CTEQ6L [Pum02] gewählt. Die Renormierungsskala wurde zu  $\mu_r^2 = Q^2$  gesetzt. CASCADE [Jun98] in der Version 1.2 dient ausschließlich zum Vergleich mit Daten. Es benutzt  $k_t$ -Faktorisierung für die initiale Parton-Kaskade und ist

eine Implementierung der CCFM-Evolutionsgleichung, die nur die Gluonen bei der Evolution betrachtet. Als Parametrisierung der unintegrierten Gluondichte wurde J2003 set 3 [Han03] verwendet und die Renormierungsskala wurde zu  $\mu_r = 4m_q^2 + p_t^2$  gesetzt. Beide MC-Generatoren benutzen das Lund-String Modell für die Fragmentation der leichten Quarks. Für die schweren Quarks wird die Bowler-Fragmentations-Funktion verwendet. Die Parameter der Funktion 1.12 werden zu  $a = 0,437$  und  $b = 0,850$  gesetzt.

Für die Analyse werden drei verschiedene RAPGAP Monte-Carlo Datensätze für den Vergleich mit Daten verwendet. Beim Signal-Monte-Carlo Datensatz wird vor der Rekonstruktion der Ereignisse auf Generator-Niveau nach dem Zerfall eines  $D^*$ -Mesons im goldenen Kanal gesucht, weil die Simulation des H1-Detektors und die Rekonstruktion des Ereignisses sehr viel Rechenzeit benötigen. Mit der Vorselektion war es möglich, einen großen Monte-Carlo Datensatz entsprechend einer Luminosität von  $\mathcal{L} = 89501 \text{ pb}^{-1}$  zu erzeugen, der für die Bestimmung der Akzeptanz und Effizienz benötigt wird.

Beim zweiten Monte-Carlo Datensatz werden ausschließlich Charm-Quarks im harten Matrixelement mit Boson-Gluon-Fusion erzeugt. Im Gegensatz zum Signal-Monte-Carlo Datensatz werden hier auch alle anderen Hadronen mit Charm-Quarks gemäß ihrer Fragmentationswahrscheinlichkeiten erzeugt. Außerdem sind auch alle anderen Zerfallskanäle des  $D^*$ -Mesons enthalten. Dieser Charm-Monte-Carlo Datensatz wird unter anderem für die Abschätzung des Anteils am Signal von  $D^*$ -Mesonen aus anderen Zerfallskanälen verwendet (siehe Kapitel 5.2.3). Dieser Charm-Monte-Carlo Datensatz entspricht einer Luminosität von  $\mathcal{L} = 143 \text{ pb}^{-1}$ .

Für den dritten Monte-Carlo Datensatz werden zusätzlich Ereignisse generiert, bei denen ausschließlich leichte Quarks (u,d und s) erzeugt werden. Dieser Datensatz wird dann mit dem Charm-Monte-Carlo Datensatz gemischt, um eine voll inklusive Simulation unter Berücksichtigung aller physikalischen Prozesse zu erhalten. Hier werden die Anteile aus Beauty-Produktion vernachlässigt, weil sie aufgrund der hohen Masse des b-Quarks unterdrückt sind. Dieser Datensatz wird für systematische Studien zum direkten Vergleich mit Daten verwendet (siehe Kapitel 5.5.3) und weist eine Luminosität von  $\mathcal{L} = 98 \text{ pb}^{-1}$  auf.

## 1.5. HVQDIS

Das Computer-Programm HVQDIS [Har95, Har98] implementiert die theoretische Berechnung der Produktion schwerer Quarks in nächstführender Ordnung ( $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ ). Dazu verwendet die Rechnung das Fixed Flavour Numbering Schema unter Berücksichtigung der Massen der schweren Quarks. Der dominierende Prozeß zur Erzeugung von Charm-Quarks ist die Boson-Gluon-Fusion, allerdings sind in der Rechnung auch Anteile von Prozessen mit leichten Quarks enthalten, bei denen ein abgestrahltes Gluon in ein Charm-Anti-Charm-Paar aufspaltet. Die Renormierungs- und Faktorisationskala muß gleich gewählt werden:  $\mu_r = \mu_f = 4m_c^2 + Q^2$ . Als zentraler Wert für die Charm-Masse wird 1,4 GeV gewählt. Es wird die PDF CTEQ5F3 [Lai00] verwendet, weil sie im Gegensatz zur PDF, die für die MC-Generatoren verwendet wird, keine Beiträge von schweren Quarks beinhaltet.

Da die Rechnung vollständig differentiell durchgeführt ist, erhält man als Ergebnis

die Vierer-Vektoren der Quarks. So ist es möglich, die Quarks anhand der Peterson-Fragmentations-Funktion in  $D^*$ -Mesonen zu überführen. Die Fragmentation der Quarks erfolgt im  $\gamma p$ -Schwerpunktsystem. Der Peterson-Fragmentationsparameter ist zu  $\epsilon_c = 0,045$  gewählt worden. Der Anteil der Charm-Quarks, die in ein  $D^*$ -Meson fragmentieren, ist zu  $f(c \rightarrow D^*) = 0,255$  gesetzt [Abr00]. Somit sind die Vierervektoren des hadronischen Endzustandes bekannt, so daß eine theoretische Vorhersage im gleichen kinematischen Bereich (in  $Q^2$ ,  $y$ ,  $p_t(D^*)$  und  $\eta_{D^*}$ ) wie bei der Messung möglich ist.

Der Unsicherheit der theoretischen Vorhersage wird durch Variation der Masse der Charm-Quarks im Bereich von 1,3-1,6 GeV abgeschätzt. Für die Variation der Renormierungs-  $\mu_r$  und Faktorisierungsskala  $\mu_f$  wird ein ähnlich großer Beitrag [Adl02] erwartet, der aber für die vorliegende Messung im entsprechenden kinematischen Bereich noch nicht abgeschätzt worden ist. Der Beitrag durch Beauty-Quarks zur  $D^*$ -Meson Produktion wird in der theoretischen Vorhersage vernachlässigt. Es wird erwartet, daß er etwa 3% zum Wirkungsquerschnitt bei [Akt07a] beiträgt.

## Kapitel 2

# Der HERA-Speicherring und das H1-Experiment

Im folgenden Kapitel wird der Aufbau des H1-Experimentes beschrieben. Dazu wird zunächst kurz auf den HERA-Speicherring und auf die Eigenschaften des Elektron- und Protonstrahls eingegangen. Anschließend wird der H1-Detektor dargestellt, wobei hier der Schwerpunkt auf den für diese Analyse wichtigen Komponenten liegt. Insbesondere wird auf die Spurdetektoren, das rückwärtige Kalorimeter und das Trigger-System eingegangen.

### 2.1. Der HERA-Speicherring

Die **H**adron-**E**lektron **R**ing **A**nlage (HERA) hat einen Umfang von 6336 m und besteht aus zwei getrennten Ringen für die Elektronen (bzw. Positronen) und die Protonen. In der Abbildung 2.1 ist eine schematische Darstellung von HERA und den dazugehörigen Vorbeschleunigern gezeigt. In der Mitte der vier geraden Beschleunigungsstrecken befinden sich die Wechselwirkungspunkte, an denen die Strahlen zu Kollision gebracht werden können. Zwei der insgesamt vier Experimente nutzen nur einen der beiden Strahlen. Das HERMES-Experiment nutzt den Elektronenstrahl, der mit einem polarisierten Gastarget zur Kollision gebracht wird, um unter anderem die Spin-Struktur des Protons zu untersuchen. Das HERA-B Experiment erzeugte Nukleon-Proton-Wechselwirkungen an bis zu acht Drahttargets. Das Ziel des inzwischen abgeschlossenen Experiments war es, die CP-Verletzung im B-System nachzuweisen. Die zwei Vielzweck-Experimente H1 und ZEUS untersuchen die Kollisionen zwischen dem Elektronen- und Protonenstrahl.

Das Füllschema von HERA hat insgesamt 220 Hochfrequenzabschnitte, die Buckets genannt werden. Sie haben einen zeitlichen Abstand von 96 ns zueinander. Nur 180 der 220 Buckets werden mit Teilchenpaketen, sogenannten Bunchen, gefüllt. Die so entstehende zeitliche Lücke wird für die Extraktion der Strahlen benötigt.

Die Protonen werden in insgesamt drei Schritten beschleunigt, bevor sie von PETRA<sup>1</sup> bei 40 GeV nach HERA injiziert werden. Der HERA-Speicherring faßt bis zu drei dieser PETRA-Züge, die aus jeweils 60 Bunchen bestehen. Anschließend werden die Protonen mit einer Hochfrequenzspannung von 52 MHz auf 920 GeV beschleunigt. Diese Hochfrequenzspannung ist mit einem 208 MHz System überlagert, um die Proton-Bunchlänge zu komprimieren. Dadurch ergibt sich eine typische Bunchlänge von etwa 1 ns (FWHM), aber es werden auch Seitenbunche, die auch als Satellitenbunche bezeichnet werden, in Abständen von 4,8 ns vor und nach dem Hauptbunch erzeugt.

---

<sup>1</sup>PETRA: Positron Elektron Tandem Ring Anlage

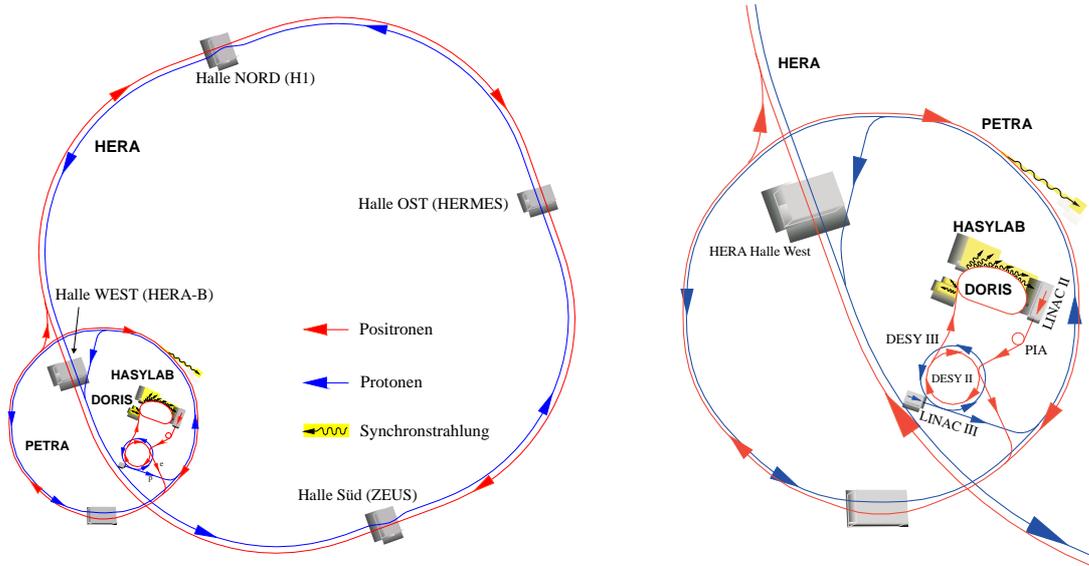


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung des HERA-Speicherrings und seiner Vorbeschleuniger. In den eingezeichneten Hallen befinden sich die angegebenen Experimente.

Die Elektronen durchlaufen insgesamt 3 Vorbeschleuniger und werden bei einer Energie von 12 GeV aus PETRA nach HERA injiziert und dort auf 27,6 GeV beschleunigt. Die Bunche sind ohne weitere Maßnahmen kurz genug und besitzen ein gaußförmiges Strahlprofil in Strahlrichtung.

Am Anfang und am Ende der PETRA-Züge gibt es die sogenannte Elektron bzw. Proton Pilot Bunche. Sie besitzen keinen entsprechenden Kollisionspartner und werden für die Bestimmung des strahlinduzierten Untergrundes benutzt. Dies ist insbesondere für die Messung der Luminosität wichtig.

Nach der erfolgreichen Datennahme 1992-2000 (HERA I) ist der Speicherring umgebaut worden, um eine höhere spezifische Luminosität zu erreichen. Dafür sind die Strahlquerschnitte der beiden Strahlen um einen Faktor drei auf  $\sigma_x \times \sigma_y = 118 \mu\text{m} \times 32 \mu\text{m}$  verringert worden, wobei die Energien der beiden Strahlen beibehalten worden sind. Diese Maßnahme erforderte unter anderem den Einbau von supraleitenden Magneten innerhalb des Detektorvolumens von H1 und ZEUS, so daß die inneren Bereiche der Detektoren umgebaut werden mußten.

Nach dem Umbau von HERA begann die Datennahme bei H1 Anfang des Jahres 2004, wobei zu Beginn insbesondere der hohe Untergrund die Datennahme stark beeinträchtigte. Deshalb mußten in diesem Zeitraum die Strahlströme und die Anzahl der gefüllten Bunche reduziert werden.

## 2.2. Der H1-Detektor

Der H1-Detektor ist ein Vielzweckdetektor zur Untersuchung der Elektron-Proton Wechselwirkung. Der Detektor ist in der Abbildung 2.2 in der Seitenansicht dargestellt. Die

Protonen durchqueren den H1-Detektor entlang der  $z$ -Achse und die Elektronen in entgegengesetzter Richtung. Sie kollidieren im Wechselwirkungspunkt in der Mitte des Detektors miteinander. Der H1-Detektor ist so konstruiert, daß er möglichst den gesamten Raumwinkel von  $4\pi$  um den Wechselwirkungspunkt abdeckt. Allerdings ist er asymmetrisch aufgebaut und besitzt vor allem in Protonrichtung eine größere Instrumentierung, um den asymmetrischen Strahlenergien Rechnung zu tragen.

Das Koordinatensystem ist wie folgt definiert: Die positive  $z$ -Richtung zeigt entlang der Flugrichtung des Protonstrahls und wird auch als Vorwärtsrichtung bezeichnet. Die  $xy$ -Ebene ist dazu senkrecht, wobei  $x$  in die Richtung zum Mittelpunkt des Ringes und  $y$  nach oben zeigt. Der Ursprung des Koordinatensystems ist der nominelle Wechselwirkungspunkt. Der Polarwinkel  $\theta$  wird zwischen einer Trajektorie und der  $z$ -Achse aufgespannt;  $\phi$  ist der Azimutalwinkel in der  $xy$ -Ebene wobei  $\phi = 0$  der  $x$ -Achse entspricht.

Der H1-Detektor ist schalenförmig aufgebaut. Im Inneren befinden sich die Spurdetektoren, gefolgt von einem elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter. Die supraleitende Magnetspule erzeugt ein fast homogenes Magnetfeld von 1,15 T und befindet sich außerhalb des Kalorimeters, um die Energiemessung insbesondere der gestreuten Elektronen nicht negativ zu beeinflussen. Das Eisenjoch zur Rückführung des Magnetfeldes ist instrumentiert und dient als Myondetektor. Eine Liste der Detektorkomponenten ist in der Tabelle 2.2 gegeben.

In den Jahren 2001-2003 ist der H1-Detektor aufgerüstet worden. Insbesondere sind der Spurdetektor in Vorwärtsrichtung und die Trigger-Systeme für die erhöhte Wechselwirkungsrate überarbeitet worden. Der Schnelle Spurrtrigger (FTT<sup>2</sup>) ist eines dieser Projekte [Bai99b, Bai99a]; er selektiert online Ereignisse anhand ihrer Spursignatur. Im Kapitel 3 wird genauer auf alle drei Triggerstufen des FTT eingegangen.

Im folgenden werden die für diese Analyse wichtigen Detektorkomponenten, wie die zentralen Spurkammern und das rückwärtige Kalorimeter, beschrieben. Eine vollständige Beschreibung des Detektors befindet sich hier [Abt97a, Abt97b].

### 2.3. Die zentralen Spurkammern

Im inneren Teil des H1-Detektors befinden sich die Spurkammern, mit denen die Flugbahnen (Spuren) von geladenen Teilchen und der Ereignis-Vertex bestimmt werden. Aufgrund des Magnetfeldes sind die Spuren gekrümmt, und aus der Krümmung kann der Impuls der Teilchen ermittelt werden. Das zentrale Spurkammer-System von H1 ist in der Abbildung 2.3 in der  $r\phi$ -Ebene dargestellt. Es besteht von innen nach außen aus den folgenden Detektorkomponenten: Der zentrale Silizium-Spur-Detektor CST (Abb. 2.3: 1) wird in Vorwärts- und in Rückwärtsrichtung von den zwei weiteren Silizium-Spurdetektoren FST bzw BST (Abb. 2.2: 2 & 3) unterstützt. Die zentrale innere Proportionalkammer CIP (Abb. 2.3: 2) dient der online Ereignis-Selektion anhand der Bestimmung des Ursprungs der Spuren in  $z$ -Richtung. Daran schließt sich die aus den zwei konzentrischen Kammern CJC1 und CJC2 bestehende zentralen Jet Kammer (Abb. 2.3: 3 & 5) an. Sie vermisst die Spuren mit hoher Auflösung in  $r\phi$  und erreicht nur eine mäßige Auflösung in  $z$ -Richtung. Deshalb befindet sich zwischen den

---

<sup>2</sup>Fast Track Trigger

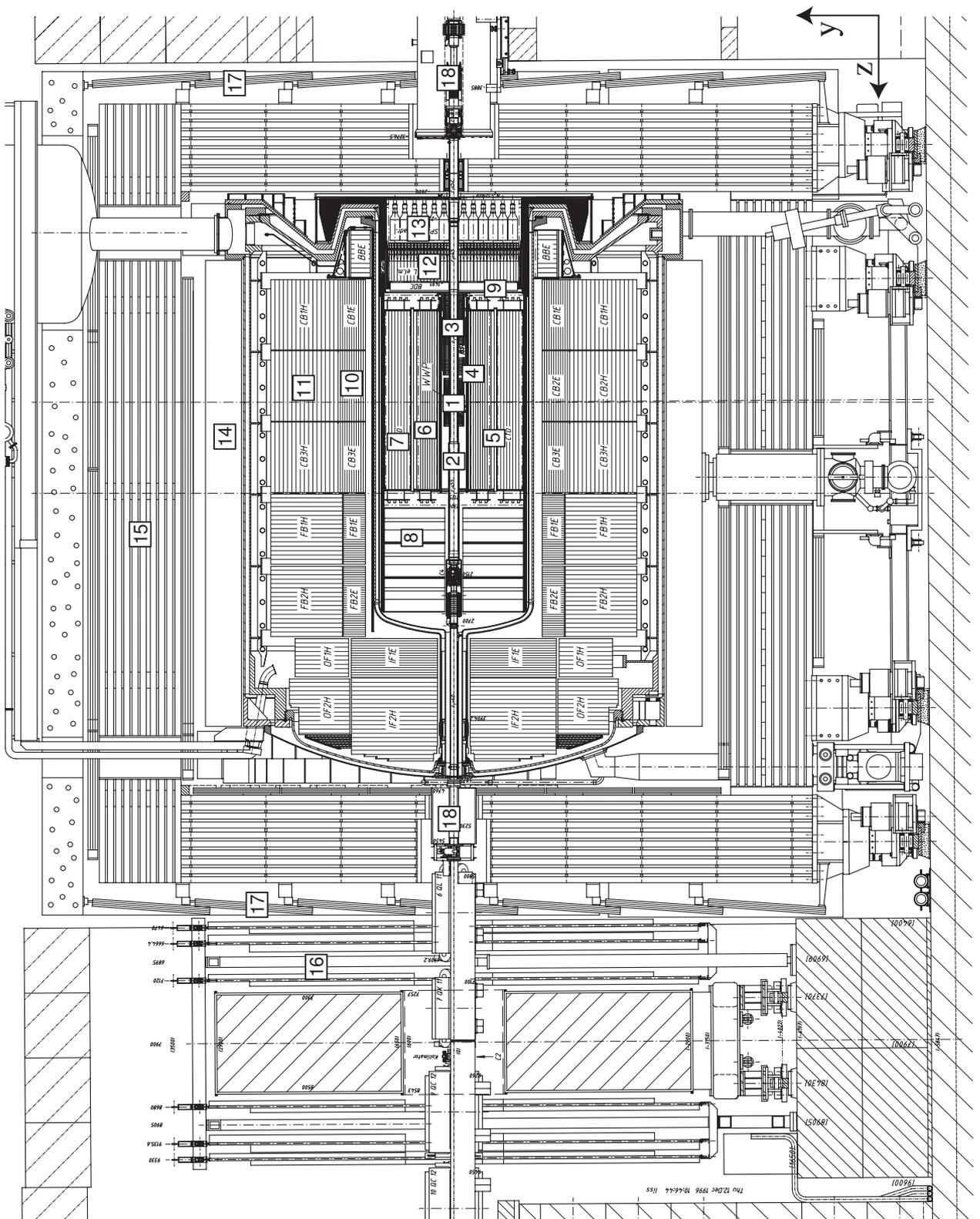


Abbildung 2.2.: Technische Zeichnung der zentralen Komponenten des H1 Detektors. Die nummerierten Detektorkomponenten sind in der Tabelle 2.2 aufgelistet.

Nummer	Name	Abkürzung
<b>Spurkammer-System</b>		
1	Zentraler Siliziumdetektor	CST
2	Vorwärts-Siliziumdetektor	FST
3	Rückwärts-Siliziumdetektor	BST
4	Zentrale innere Proportional-Kammer	CIP
5	Zentrale äußere Z-Kammer	COZ
6	Innere zentrale Jet-Kammer	CJC 1
7	Äußere zentrale Jet-Kammer	CJC 2
8	Vorwärts-Spurkammer	FTD
9	Rückwärtige Proportional Kammer	BPC
<b>Kalorimeter-System</b>		
10	elektromagnetisches flüssig Argon Kalorimeter	LAr elm. (ECAL)
11	hadronisches flüssig Argon Kalorimeter	LAr had. (HCAL)
12	elektromagnetisches Spagetti Kalorimeter	SpaCal elm.
13	hadronisches Spagetti Kalorimeter	SpaCal had.
<b>Weitere Systeme</b>		
14	surpaleitender Solenoid	
15	instrumentiertes Eisen (zentraler Muon Detektor & Tail Catcher)	CMD
16	Vorwärts Muon Detektor	FMD
17	Flugzeit-System	TOF
18	neue supraleitende Fokussiermagnete	

Tabelle 2.1.: *List der Detektorkomponenten von H1 (vgl. auch Abbildung 2.2).*

beiden Kammern die zentrale äußere  $z$ -Kammer COZ (Abb. 2.3: 4), um die exakte Position in  $z$ -Richtung zu bestimmen. In Rückwärtsrichtung gibt es eine weitere Proportionalkammer, die BPC, die dazu dient, den Winkel des gestreuten Elektrons exakt zu vermessen.

Im folgenden wird auf die angesprochenen Detektoren im Detail eingegangen. Davon ausgenommen sind der BST und FST, weil diese in der Datennahmeperiode 2005 ausgebaut waren und in der vorliegenden Analyse nicht verwendet werden. Die Vorwärts-Spurkammern FTD (Abb. 2.2: 8) werden ebenfalls nicht benötigt und werden aus diesem Grund nicht weiter beschrieben.

### 2.3.1. Zentraler Silizium-Detektor

Der CST [Pit00] liefert exakte Vertex- und Spur-Informationen anhand von Präzisionsmessungen der Spuren geladener Teilchen in der Nähe des Wechselwirkungspunktes. Er besteht aus zwei Lagen, die um das Strahlrohr in einem Abstand von etwa 5 cm und 10 cm angebracht sind. Aufgrund der elliptischen Form des Strahlrohr ist auch der CST elliptisch angeordnet. Der CST kann Spuren nicht alleine messen, da er nur zwei Detektor-Lagen besitzt. Er wird dazu verwendet, vorhandene Spuren, die in der CJC1

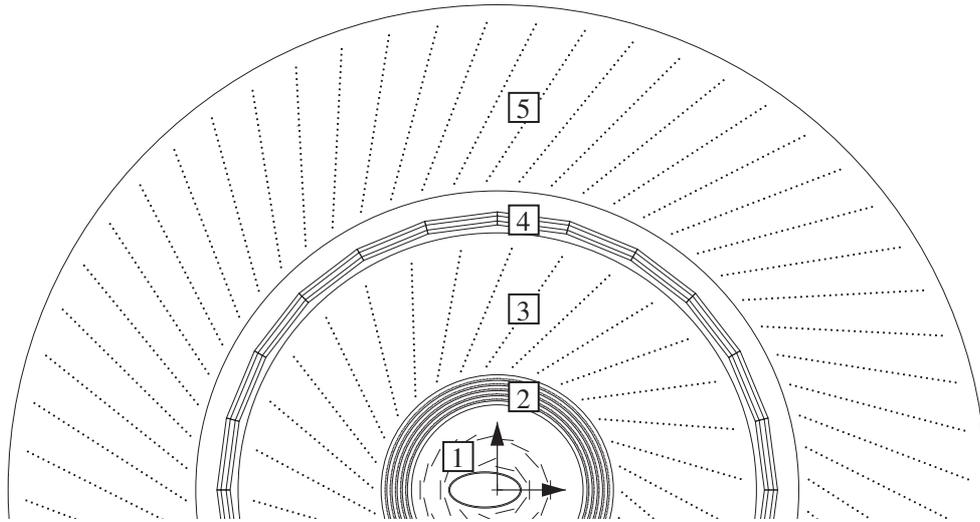


Abbildung 2.3.: Radiale Ansicht der zentralen Spurkammern des H1 Experiments. Dargestellt sind von innen nach außen: CST (1), CIP (2), CJC1 (3), COZ (4) und CJC2 (5). In der CJC 1 & 2 sind die Signaldrähte, die entlang der Strahlrichtung gespannt sind, als Punkte dargestellt.

und CJC2 rekonstruiert worden sind, zu verbessern. Die Sensoren sind doppelseitig und liefern so Spur-Punkte in  $r\phi$  und  $z$ . Mit der p-dotierten Seite wird die Position in der  $r\phi$ -Ebene gemessen. Zusammen mit der CJC erreicht der CST eine Spur-Auflösung zum Vertex von  $\sim 40 \mu\text{m}$ . Mit der n-Seite wird die  $z$ -Position der Spur bestimmt, wobei hier eine Auflösung von  $\sim 70 \mu\text{m}$  erreicht wird.

### 2.3.2. Innere Proportional-Kammer

Die neue zentrale innere Proportional-Kammer (CIP) [Cuj98, Urb04], die für HERA II installiert worden ist, besteht aus 5 aktiven Detektorlagen. Sie ist eine Vieldraht-Proportional-Kammer mit einer Pad-Auslese, deren Drähte parallel zum Strahl gespannt sind. Die CIP umschließt den CST kreisförmig mit einem Radius von  $r = (15,7 - 19,3)$  cm. In  $z$ -Richtung deckt sie einen Bereich von  $z = -112,7$  cm bis  $z = +104,3$  cm ab und erreicht so eine Abdeckung in  $\theta$  von  $11^\circ - 169^\circ$ . Aufgrund der schnellen Antwortzeit des Detektors von  $\sim 75$  ns wird diese Kammer für die online Ereignis Selektion verwendet und kann sogar den Ereigniszeitpunkt  $t_0$  festlegen. Mit Hilfe von Masken werden die Spuren rekonstruiert und für die Triggerentscheidung ihre  $z$ -Vertex Position verwendet.

Die CIP kann prinzipiell für die Spurrekonstruktion, insbesondere für die Messung in  $z$ -Richtung, verwendet werden. Momentan ist diese Möglichkeit aber nicht in der Software für die Spurrekonstruktion implementiert.

### 2.3.3. Zentrale Jet-Kammer

Die zentrale Jet-Kammer (CJC) ist die Hauptkomponente des Spurkammer-Systems bei H1. Die CJC besteht aus zwei getrennten Kammern: der inneren CJC1 und der äußeren CJC2. Beide Kammern haben eine gesamte Länge in  $z$  von  $-112,5$  cm bis  $+107,5$  cm. Sie umschließt die CIP mit einem inneren Radius von  $20,3$  cm und endet bei einem Radius von  $84,4$  cm. Unter der Bedingung, daß die Spur vollständig in zumindest der CJC1 enthalten sein muß, erreicht man eine Abdeckung in  $\theta$  von  $20^\circ - 160^\circ$ . Die wichtigsten Parameter der CJC sind in der Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

	CJC 1	CJC2
Gesamtlänge	2500 mm	
Aktive Länge	2200 mm	
Innerer Radius	203 mm	530 mm
Äußerer Radius	426 mm	844 mm
Anzahl der Zellen	30	60
Anzahl der Signaldrähte	720	1920
Maximale Driftstrecke innen	22,9 mm	28,5 mm
Maximale Driftstrecke außen	44,5 mm	43,1 mm
Driftgeschwindigkeit	$\approx 50\text{mm}/\mu\text{s}$	
Auflösung in $r\phi$	170 $\mu\text{m}$	
Auflösung in $z$	22 mm	

Tabelle 2.2.: Parameter der CJC 1 & 2 [Abt97b].

Die CJC1 (2) ist in 30 (60) Zellen unterteilt, in denen sich in der Mitte jeweils 24 (32) Signaldrähte befinden. Diese Zellen sind um  $30^\circ$  gekippt, damit die vom Magnetfeld gekrümmten Teilchenbahnen die Zellgrenzen zumindest einmal kreuzen und so in 2 Zellen vermessen werden können. Zur Ortsbestimmung werden die Driftzeiten der Ladungen vom Ort des Durchfluges zu den Signaldrähten gemessen. Die exakten Raumpunkte können dann aus der Position der Drähte, der Driftzeit und der Driftgeschwindigkeit berechnet werden. Da a priori nicht bekannt ist, von welcher Seite die Ladungen zum Draht driften, entsteht eine links-recht Ambiguität. Zu jedem echten Treffer wird deshalb ein sogenannter Spiegel-Treffer rekonstruiert. Diese Ambiguität kann für die meisten Spuren aufgrund der Verkippung der Zellen und der darin begründeten Kreuzung der Zellgrenzen aufgelöst werden.

Da die Teilchenbahnen vom Magnetfeld gekrümmt werden, kann aus der Rekonstruktion der Spur in der  $r\phi$ -Ebene der Transversalimpuls des Teilchens bestimmt werden. Die von der CJC erreichte Auflösung beträgt:  $\sigma_{p_t}/p_t^2 = 0,005 \text{ GeV}^{-1} \oplus 0,015$  [Akt07b].

Die CJC stellt die Eingangssignale für den Schnellen Spur Trigger (FTT) bereit, so daß es mit dieser Kammer trotz der langen Driftzeiten möglich ist, Triggersignale für die ersten drei Triggerstufen des H1-Triggersystems zu erzeugen (siehe Kapitel 3).

### 2.3.4. Äußere Z-Kammer

Die äußere  $z$ -Kammer COZ hat eine zylindrische Form und befindet sich zwischen den beiden Jet-Kammern CJC1 und 2. Sie ist auf einer Länge in  $z$ -Richtung von 2160 mm

aktiv und hat einen Innen- und Außendurchmesser von 920 mm bzw. 970 mm. So deckt die COZ einen Bereich in  $\theta$  von  $25^\circ - 155^\circ$  ab. Die CJC1 & 2 erreichen eine hohe Auflösung in  $r\phi$ , aber die  $z$ -Messung mittels Ladungsteilung erreicht nur eine unzureichende Auflösung von  $\sigma_z \approx 22$  mm für einen einzelnen Treffer. Die COZ ist eine Driftkammer; allerdings sind die Signaldrähte senkrecht zur  $z$ -Achse gespannt, so daß die  $z$ -Position über die Messung der Driftzeit exakt bestimmt werden kann.

Die Kammer ist in 24 identische Ringe mit einer Länge von jeweils 9 cm aufgeteilt. Jeder dieser Ringe ist von den Stützstreben in  $\phi$  in 24 Driftzellen unterteilt. In jeden Ring befinden sich drei Paare von Potential- und 4 Signaldrähte, insgesamt also 96 Signaldrähte. Die Signaldrähte sind nicht verkippt, da die Spur-Ambiguitäten durch eine Vertex-Bedingung aufgelöst werden können. Die Kammer erreicht eine Auflösung in  $z$  von  $\sigma_z \approx 350 \mu\text{m}$  [Abt97b].

Die COZ hat eine Materialdicke von  $1,5\% X_0$  für senkrecht durchgehende Teilchen, was zu Wechselwirkungen der Teilchen (Konversion und Energieverlust) zwischen der CJC1 und 2 führt. Diese Tatsache muß beim Spurfit für die Spuren, die durch die CJC1 und 2 gehen, berücksichtigt werden.

### 2.3.5. Rückwärtige Proportional-Kammer

Die rückwärtige Proportionalkammer BPC steht in  $z$ -Richtung direkt vor dem rückwärtigen Kalorimeter bei  $z = -146$  cm. Sie hat eine hexagonale Form mit einem Loch innen für das Strahlrohr mit einem Radius von etwa 140 mm. Der äußere Radius beträgt etwa 1600 mm. Die BPC ist in eine obere und untere Hälfte zweigeteilt, wodurch in der Mitte ein horizontaler, nicht sensitiver Streifen mit einer Breite von 80 mm entsteht. Die sechs Drahtlagen sind in drei Gruppen angeordnet und die Gruppen sind um jeweils  $60^\circ$  zueinander verdreht. Die Kammer hat eine Dicke von 136 mm, was  $0,116$  Strahlungslängen  $X_0$  entspricht.

Die BPC soll das rückwärtige Kalorimeter bei der Messung des Streuwinkels  $\theta$  unterstützen. Die Kammer erreicht eine Auflösung von  $\sigma_\theta = 0,5$  mrad, allerdings ergibt sich aus dem Alignment der Kammer ein systematischer Fehler von  $\sigma_\theta^{\text{sys.}} = 0,8$  mrad [Kap06].

### 2.3.6. Spurrekonstruktion

Die Teilchen werden bei H1 von dem entlang der  $z$ -Achse ausgerichteten Magnetfeld auf eine Kreisbahn in der  $r\phi$ -Ebene gezwungen. In  $z$ -Richtung fliegen die Teilchen entlang einer Geraden. Also kann man die Spuren durch eine Helix mit fünf Parameter  $(\kappa, dca, \phi, \theta, z_0)$  beschreiben.  $\kappa$  ist die Krümmung der Spur und ein Maß für den Transversalimpuls  $p_t$  des Teilchen. Es gilt die folgende Beziehung:

$$p_t = -Q \cdot 0,29979 B_z [T] \cdot \frac{1}{\kappa [m^{-1}]}, \quad (2.1)$$

wobei  $B_z$  das Magnetfeld in  $z$ -Richtung und  $Q$  die Ladung des Teilchens ist. Die Größe  $dca$  (distance of closest approach) ist der kleinste Abstand in der  $r\phi$ -Ebene zum Koordinatenursprung. Anstatt  $dca$  wird häufig der kleinste Abstand  $dca'$  der Spur vom primären Ereignisvertex verwendet. Der Azimuthalwinkel  $\phi$  ist der Winkel der Spur in

$r\phi$ -Ebene am  $dca$ . Der Polarwinkel  $\theta$  ist der Winkel zwischen der Teilchenspur und der  $z$ -Achse. Der Wert  $z_0$  gibt den Abstand in  $z$  vom Ereignisvertex am Punkt  $dca$  an.

Diese Parameter können durch einen Kreisfit in der  $r\phi$ -Ebene und der Anpassung einer Geraden in  $rz$  an die Meßpunkte der Spurdetektoren bestimmt werden. Das benutzte Verfahren ist kompliziert und beinhaltet vereinfacht zunächst die Zuordnung der Meßpunkte zu einer Spur [Blo03, Blo04]. Dies geschieht zunächst nur für die Punkte aus der CJC in der  $r\phi$ -Ebene. Nach einem vorläufigen Fit dieser Spuren werden anschließend die Messungen der anderen Spurdetektoren sukzessive hinzugenommen, und der Spur-Fit wird wiederholt. So erhält man zunächst Spuren ohne die Bedingung, daß sie auf einen gemeinsamen Ursprung, den Ereignis-Vertex, zeigen.

Anhand dieser Spuren kann dann der Ereignis-Vertex in der  $r\phi$ -Ebene bestimmt werden. Anschließend wird mit den Spuren des Ereignisses, die auf den Vertex in der  $r\phi$ -Ebene zeigen, die  $z$ -Position des Vertex ( $z$ -Vertex) bestimmt. Während die Vertex-Position in der  $r\phi$ -Ebene aufgrund der geringen radiale Ausdehnung der Strahlen nur wenige 100  $\mu\text{m}$  variieren kann, variiert die  $z$ -Vertex Position bis zu  $\pm 35$  cm. Die Auflösung, mit der der primären Ereignisvertex bestimmt werden kann, ist im allgemeinen sehr gut, da die Informationen vieler Spuren miteinander kombiniert werden. Für Spuren, die mit diesem Ereignis-Vertex verträglich sind und nicht von einem sekundären Zerfall stammen, wird der Spur-Fit mit dem Vertex als weiterer Stützstelle in  $r\phi$  und  $rz$  wiederholt.

Im Ergebnis erhält man zwei Sorten von Spuren: Die Vertex-gefitteten Spuren haben eine zusätzliche präzise Stützstelle, die eine Kombination vieler Spurinformaton darstellt. Die nicht Vertex-gefitteten Spuren benutzen diese zusätzliche Information nicht. Für diese Analyse wird die erste Klasse von Spuren verwendet, da sie eine bessere Auflösung erreichen.

## 2.4. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) deckt den Vorwärts- und Zentralbereich des H1-Detektors bei  $4^\circ < \theta < 153^\circ$  ab. Es besteht aus 2 Sektion: Mit der elektromagnetischen Sektion (ECAL) wird die Energie der Elektronen und Photonen gemessen. Die Energie der Hadronen wird mit der elektromagnetische und der hadronischen Sektion (HCAL) bestimmt (vgl. auch Abbildung 2.4).

Das LAr-Kalorimeter ist ein Sampling-Kalorimeter, wobei die aktiven Schichten aus flüssigem Argon und die Absorberschichten aus Blei beim ECAL und aus Stahl beim HCAL bestehen. Die Dicke des ECAL entspricht 20-30 Strahlungslängen und die des HCAL 4,7-7 Wechselwirkungslängen. Die beiden Sektionen schließen sich kontinuierlich aneinander an, da sich kein totes Material zwischen ihnen befindet. Das Kalorimeter ist in  $z$ -Richtung ein insgesamt acht Räder unterteilt, die jeweils aus acht identischen Oktanten bestehen. Die Orientierung der Absorberplatten ist so gewählt, daß Teilchen vom Wechselwirkungspunkt immer mit einem Winkel größer als  $45^\circ$  auftreffen.

Das gesamte Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten, um das Argon flüssig zu halten. Aufgrund der hohen Granularität von insgesamt  $\sim 45.000$  Kanälen ist eine hohe Winkelauflösung und eine gute Elektron/Pion-Separation gewährleistet. Die elektromagnetische Sektion erreicht eine Auflösung von  $\sigma_E/E \approx 11\% \sqrt{E/GeV} \oplus 1\%$ , die in Teststrahlungsmessungen bestimmt worden ist. Die hadronische Sektion hat eine Auflösung

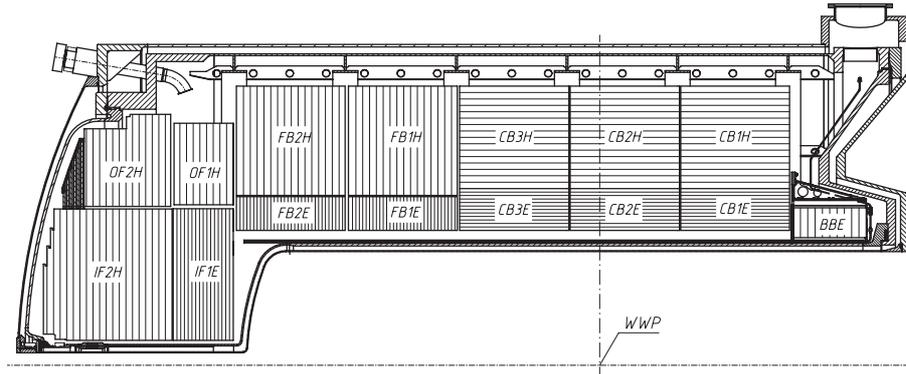


Abbildung 2.4.: Seitenansicht des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Die mit “E” bezeichneten Teile bilden die elektromagnetische Sektion, die mit “H” den hadronischen Teil. Außerdem erkennt man die Aufteilung in die einzelnen Räder.

von  $\sigma_E/E \approx 50\% \sqrt{E/GeV} \oplus 2\%$  [And93].

Trotz der hohen Anzahl von Kanälen und der zeitlich langen Signale können mit dem LAr-Kalorimeter Triggersignale für die online Ereignis Selektion innerhalb der Latenzzeit der ersten Triggerstufe von  $2,3 \mu\text{s}$  erzeugt werden. Dabei kann unter anderem auf eine hohe lokale Energiedeposition oder auf bestimmte Ereigniskonfiguration in gesamten Kalorimeter getriggert werden.

## 2.5. Das Spagetti-Kalorimeter

Im Rückwärtsbereich des H1-Detektors befindet sich das Spagetti-Kalorimeter (SpaCal). Es ist ein Sampling-Kalorimeter und benutzt Blei als Absorber-Material und szintillierende Fasern als aktives Material [App97]. Es steht direkt hinter der Spurkammer BPC bei  $z = -160 \text{ cm}$  und hat einen Durchmesser von  $160 \text{ cm}$ . Das SpaCal besteht aus einer elektromagnetischen und einer hadronischen Sektion; die Abbildung 2.5 zeigt die  $r\phi$  Aufsicht auf den elektromagnetischen Teil.

Die elektromagnetische Sektion besteht aus  $\sim 1150$  Zellen mit einer quadratischen Fläche von jeweils  $(40,5 \times 40,5) \text{ mm}^2$  und einer Tiefe von  $250 \text{ mm}$ . Diese Zellen sind paarweise in Submodule und acht Submodule wiederum in einem Modul zusammengefaßt. Die Tiefe entspricht einer Strahlungslänge von  $27,47 X_0$ , so daß Elektronen meistens ihre gesamte Energie innerhalb der elektromagnetischen Sektion des SpaCal deponieren.

Die szintillierenden Fasern sind entlang der  $z$ -Achse in den Blei-Absorber eingelassen. Sie haben einen Durchmesser von  $0,5 \text{ mm}$ , und das Verhältnis von Absorbermaterial zu Fasern beträgt  $2,27:1$ . Der Moliere Radius beträgt  $25 \text{ mm}$ , so daß sich ein elektromagnetischer Schauer zumeist über mehrere Zellen erstreckt, was die Auflösung der Clusterposition erheblich verbessert. Die Fasern selbst leiten das Licht nach hinten aus dem Detektor heraus, wo die Fasern einer einzelnen Zelle auf einem Lichtmischer vor dem Photomultiplier gebündelt werden. Der Photomultiplier erzeugt aus dem Licht einen elektrischen Puls, den er anschliessend verstärkt. Der verwendete Mesh-Type

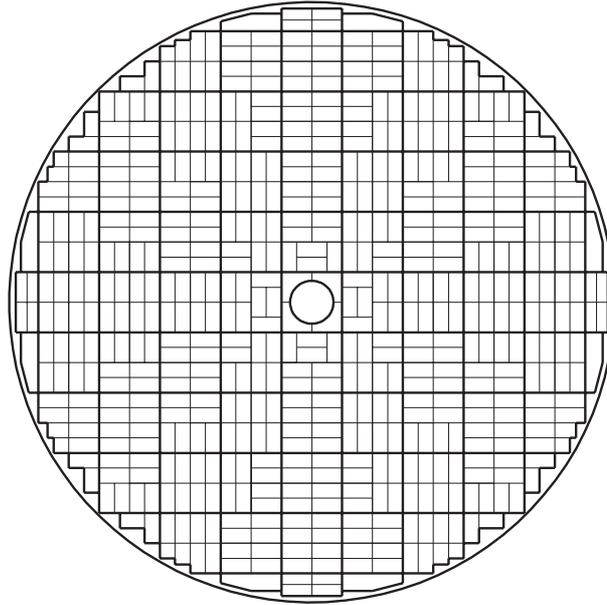


Abbildung 2.5.: Skizze des rückwärtigen Spagetti-Kalorimeters (SpaCal). Die dünnen Linien kennzeichnen die Einteilung in Submodule, von den jeweils acht zu Modulen zusammengefaßt sind (dicke Linien).

Photomultiplier kann aufgrund seiner Konstruktion auch in großen magnetischen Feldern bei ausreichender Verstärkung betrieben werden [Jan94].

Die erreichte Energieauflösung beträgt  $\sigma_E/E \approx 7\% \sqrt{E/GeV} \oplus 1\%$  [Nic96] und der Streuwinkel des Elektrons kann mit einer Auflösung von  $\sim 2$  mrad bestimmt werden. Die Zeitauflösung beträgt etwa 1 ns, so daß das SpaCal zum Triggern auf das gestreute Elektron prädestiniert ist. Außerdem ist es möglich, strahlinduzierten Untergrund, der nicht vom Wechselwirkungspunkt stammt, anhand der Zeitinformation zu unterdrücken.

Die hadronische Sektion ist sehr ähnlich aufgebaut. Die Zellen haben hier eine etwa viermal so große Kantenlänge wie bei der elektromagnetischen Sektion, und das Verhältnis von Absorber zu Szintillator beträgt 3,4:1. Die Tiefe beträgt wiederum 250 mm, was nur einer hadronischen Wechselwirkungslänge entspricht. Hauptsächlich wird die hadronische Sektion als Veto gegen Hadronen beim Nachweis von Elektronen verwendet.

Beim Umbau von HERA wurde der neue supraleitende Fokussiermagnet GG eingebaut, so daß der innere Bereich des SpaCal aus Platzgründen umgebaut werden mußte. In der hadronischen Sektion wurden einfach einige innere Zellen entfernt. Für die elektromagnetische Sektion wurde das sogenannte "Insert", der Bereich direkt um das Strahlrohr herum, neu gebaut, wobei der innere Radius deutlich vergrößert werden mußte. Das Aufbau des neue gestalteten inneren Bereichs ist in der Abbildung 2.6 dargestellt. Nach dem Umbau ist es nur noch möglich, bis zu Elektron-Streuwinkeln  $\theta > 174.5^\circ$  [Rey98] zu messen, so daß nur noch Photonvirtualitäten  $\gtrsim 4\text{GeV}^2$  erreichbar sind. Das Zentrum des SpaCal fällt nicht mehr mit dem  $xy$ -Koordinatenursprung zusammen, so daß die  $Q^2$ -Akzeptanz asymmetrisch in  $\phi$  ist.

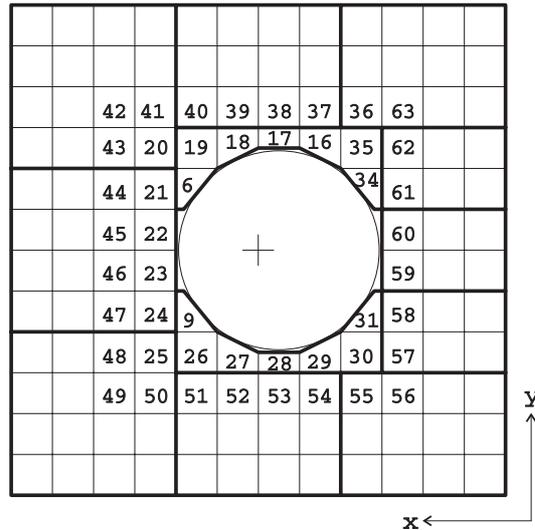


Abbildung 2.6.: Die Zellen im inneren Bereich des SpaCal nach dem Umbau für HERA II. Das Kreuz im inneren zeigt den Ursprung des Koordinatensystems in  $xy$ . Außerdem sind die Nummern der einzelnen Zellen gegeben.

## 2.6. Luminositätsmessung

Bei H1 wird die Luminosität durch eine Ratenmessung des Bethe-Heitler-Prozesses bestimmt [Bet34]. Der Bethe-Heitler-Prozess  $ep \rightarrow ep\gamma$  ist theoretisch sehr präzise in QED berechenbar und eignet sich deshalb gut für die Bestimmung der Luminosität.

Das erzeugte Photon wird im Photodetektor bei  $z = -101,8$  m nachgewiesen. Der Detektor ist ein Sampling-Kalorimeter aus Quarz-Fasern mit Wolfram als Absorber [HC96]. Zur Unterdrückung von Untergrund befindet sich vor dem Photodetektor ein Beryllium-Filter und ein Wasser-Cherenkov-Zähler [And02].

Die gestreuten Elektronen treffen nicht auf den Photodetektor, sondern werden von der HERA-Magnetstruktur abgelenkt. Wegen des Energieverlusts bei der Streuung befinden sie sich nicht auf dem Soll-Orbit und können deshalb im Elektrontragger bei  $z = -5.4$  m in einen bestimmten Energieverlustbereich nachgewiesen werden [And02]. Der Elektrontragger wird bei der Bestimmung der Luminosität nur zur Kontrolle des Photodetektors verwendet. Außerdem dient er zum Nachweis des gestreuten Elektrons in Photoproduktionsereignissen.

## 2.7. Trigger

Die nominelle Bunchcrossing-Rate bei HERA beträgt etwa 10 MHz (vgl. Kapitel 2.1) und man erwartet eine Rate von Elektron-Proton-Streuungen von etwa 1 kHz. Untergrundereignisse erzeugen bis zu 1.000 mal häufiger Signale im H1-Detektor als die gesuchten Physikereignisse. Die Auslese des H1-Detektors für ein Ereignis dauert im Durchschnitt etwa 1,4 ms, und während dieser Zeit ist der H1-Detektor nicht in der Lage weitere Ereignisse zu registrieren. Die maximale Ausleserate des Detektors ist auf

höchstens 50 Hz beschränkt, um eine Totzeit des Detektors von weniger als 10% zu erreichen [Weg03]. Der Trigger muß also in der Lage sein, sowohl den Untergrund wirksam zu unterdrücken, als auch aus den Physikereignissen nur die für eine spätere Analyse interessanten Ereignisse auszuwählen.

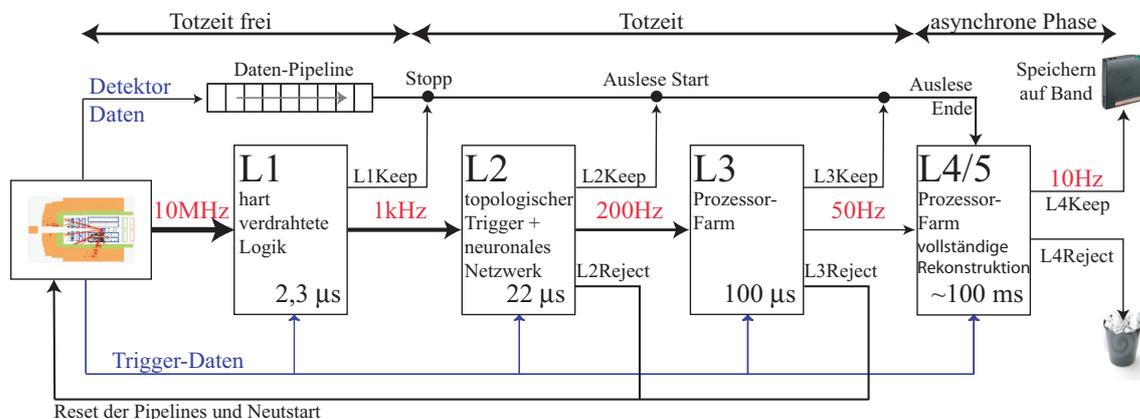


Abbildung 2.7.: Das vierstufige Triggersystem von H1: Die ersten drei Stufen sind synchron mit der Datennahme, wobei nur die erste Triggerstufe totzeitfrei ist. Die vierte Stufe selektiert die Ereignisse nach einer vollständigen Ereignisrekonstruktion.

Das in der Abbildung 2.7 dargestellte Triggersystem von H1 ist vierstufig ausgebaut [Els92]. Auf jeder Stufe wird die Eingangsrate sukzessive verringert und die zur Verfügung stehende Zeit zur Analyse der Ereignisse erhöht. So kann jede Triggerstufe immer komplexere Untersuchungen und mehr Detektorinformationen für die Triggerentscheidung verwenden. Die vierte Triggerstufe selektiert Ereignisse nach der vollständigen Auslese des Detektors und hat keinen direkten Einfluß auf die Totzeit. Insgesamt wird so eine Ratenreduktion von 10 MHz auf etwa 10 Hz, mit der die Daten dauerhaft gespeichert werden, erreicht.

**Erste Triggerstufe (L1):** Die erste Triggerstufe ist totzeitfrei, da alle Subdetektoren ihre Daten in Pipelines mit einer Länge von  $2,3 \mu\text{s}$  zwischenspeichern. Innerhalb dieser Zeit muß die L1-Triggerentscheidung gefällt werden. Sie basiert auf bis zu 256 Trigger-Elementen (TE), die von den Subdetektoren erzeugt werden. Aufgrund der sehr geringen Latenzzeit werden die TE für L1 meist durch Überschreitung bestimmter Schwellen (z.B. Energiedeposition im SpaCal) gebildet. Diese TE werden an die zentrale Trigger-Logik (CTL) weitergeleitet und können dort durch einfache logische Operatoren zu Subtriggern miteinander kombiniert werden. Für jedes Bunchcrossing überprüft die CTL, ob wenigstens einer der 128 möglichen Subtrigger ausgelöst worden ist. Wenn ja, werden die Daten-Pipelines angehalten und die Totzeit beginnt. Die L1-Ausgangsrate sollte 1 kHz nicht überschreiten, da sonst die Latenzzeit der zweiten Triggerstufe signifikant zur Totzeit beiträgt [Sef95].

**Zweite Triggerstufe (L2):** Nach einer positiven L1-Triggerentscheidung (L1Keep) beginnt die zweite Triggerstufe mit ihren Berechnungen. Dazu stellen die L1-Systeme

ihre Daten den L2-Triggersystemen zur Verfügung. Der topologische Trigger [Biz97] und der Neuronale-Netz-Trigger [Köh97] kombinieren die Informationen verschiedener Subsysteme miteinander. Der Spurtrigger verfeinert seine L1-Entscheidung (siehe Kapitel 3.2). Die drei Systeme übermitteln ihre Entscheidungen in Form von bis zu 96 TE an die CTL, die die TE wiederum miteinander kombiniert, um die vorherige Triggerentscheidung zu validieren. Typischerweise validiert ein L2-Subtrigger genau einen L1-Subtrigger. Nach einer positiven Triggerentscheidung (L2 Keep) beginnt die Auslese des H1-Detektors. Die L2Keep Rate sollte 200 Hz nicht überschreiten.

**Dritte Triggerstufe (L3):** Die dritte Triggerstufe ist Rahmen des FTT implementiert worden (siehe Kapitel 3.3). Sie besteht aus bis zu 16 Rechenkarten; die Spuren vom FTT-L2 System und die Daten der anderen Triggersystem dienen als Eingangsdaten. Jeder der Prozessoren führt eine Analyse der Daten durch und schickt seine Entscheidung der CTL, die bis zu 48 TE von L3 verarbeiten kann. Diese TE werden zur Validierung der L1- und L2-Entscheidung verwendet. Falls alle Rechenkarten zu einer negativen Entscheidung gekommen sind und kein Subtrigger ohne L3-Bedingung gesetzt ist, schickt die CTL das L3Reject Signal an alle Systeme, woraufhin die Datenauslese abgebrochen wird. Die L3-Entscheidung muß der CTL innerhalb von 100  $\mu$ s vorliegen.

**Vierte Triggerstufe (L4):** Nach Beendigung der Auslese werden die gesamten Ereignis-Daten an eine Rechnerfarm weitergeleitet. Dort werden die Ereignisse vollständig rekonstruiert und anschliessend in sogenannte Ereignisklassen eingeteilt. Anhand dieser Klassifizierung wird entschieden, ob das Ereignis verworfen wird oder nicht. Für Kontrollzwecke wird ein kleiner Bruchteil verworfener Ereignisse gekennzeichnet und trotzdem aufbewahrt. Am Ende werden die Ereignisse mit einer Rate von bis zu 10 Hz permanent gespeichert.

Mit dem oben vorgestellten Triggersystem ist es nicht immer möglich, die benötigten Ratenreduktionen zu erreichen. Erschwerend kommt dabei hinzu, daß die Raten der einzelnen Subtrigger von der instantanen Luminosität und vom momentanen Untergrund stark abhängig sind. Um die konstante Bandbreite möglichst optimal bei variierenden Bedingungen auszunutzen, wurden sogenannte Prescale-Faktoren eingeführt [Egl97]. Dabei hat ein bestimmter Subtrigger den Prescale Faktor  $i$ , so daß nur jedes  $i$ -te Ereignis dieses Subtriggers akzeptiert wird. In der Analyse muß man dann die Ereignisse entsprechend dem Prescale-Faktor  $i$  gewichten. Die Prescales werden dynamisch an die variierenden Bedingungen bei H1 angepaßt [SC99], so daß sich eine nahezu konstante L4-Eingangsrates ergibt. Mit Hilfe von Gewichtsfaktoren zur Priorisierung kann die zur Verfügung L4-Eingangsrates auf die einzelnen Subtrigger automatisch aufgeteilt werden.

### 2.7.1. Der Spurtrigger: $DCr\phi$

Der Spurtrigger  $DCr\phi$  ist Anfang des Jahres 2005 vom schnellen Spurtrigger FTT (siehe Kapitel 3) abgelöst worden. Die verwendeten Daten aus dem Jahr 2004 sind allerdings noch mit dem  $DCr\phi$ -Trigger genommen worden.

Der  $DCr\phi$ -Trigger verwendet von den insgesamt 56 Drahtlagen der zentralen Jet-Kammer nur sieben Lagen aus der CJC 1 und 3 Lagen aus der CJC 2 [Rie95]. Für Spuren, die vom Vertex stammen, entsteht ein charakteristisches Signalmuster, das zur Rekonstruktion der Spuren mit etwa 10.000 Masken verglichen wird. So wird eine grobe Einteilung der Spuren in Bereiche des Azimuthalwinkels und des Transversalimpuls erreicht. Für Spuren mit einem Transversalimpuls kleiner als 1 GeV kann zusätzlich auch noch die Ladung bestimmt werden.

Die  $DCr\phi$ -Trigger-Elemente zählen die Anzahl der Spuren oberhalb eines  $p_t$  von 400 MeV und 800 MeV. Aufgrund der Vertex-Bedingung der Spuren werden Untergrundereignisse verworfen, die nicht vom Vertex in der  $r\phi$ -Ebene stammen.

## Kapitel 3

# Der Fast Track Trigger

Der schnelle Spurtrigger (FTT<sup>1</sup>) trifft anhand von Informationen der zentralen Jet-Kammern (CJC 1 & 2) Triggerentscheidungen für die drei ersten Stufen des zentralen Triggersystems des H1-Detektors. Aufgrund der geringen Latenzzeit von 2,3  $\mu\text{s}$  der ersten Triggerstufe basiert die Triggerentscheidung des FTT auf einer relativ groben Bestimmung der Spurkrümmung  $\kappa \propto 1/p_t$  und des Azimuthalwinkels  $\phi$ . Auf der zweiten Triggerstufe ist es aufgrund der größeren Latenzzeit möglich, einen dreidimensionalen Spurfit zu durchzuführen und Entscheidungen zu treffen, die auf den präzise bestimmten Spurparametern basieren. Der dritten Triggerstufe dienen diese präzisen Spurparameter und weitere Informationen anderer Trigger-Systeme (z.B. der Muon-Trigger und Jet-Trigger) als Eingangsdaten. Innerhalb der Latenzzeit von 100  $\mu\text{s}$  können Teilchenzerfälle z.B. anhand ihrer invarianten Masse, die aus Kombinationen der Spuren bestimmt wird, erkannt werden.

Im folgenden Kapitel wird der Aufbau der drei Triggerstufen des schnellen Spurtriggers beschrieben.

### 3.1. Die erste Triggerstufe

Der FTT benutzt von den 56 Drahtlagen der zentralen Jet-Kammern nur 12 Lagen, die in vier Triggerlagen mit je drei Drahtlagen zusammengefaßt sind (siehe Abbildung 3.1). Drei Drähte innerhalb einer Driftzelle in einer Triggerlage bilden eine sogenannte Triggerzelle. Somit besteht eine Triggerlage aus 30 Triggerzellen in der CJC1, bzw. aus 60 Triggerzellen in der CJC2. Damit auch Spuren, die die Zellgrenzen schneiden, bestimmt werden können, werden der innerste Draht der links benachbarten Zelle und der äußerste Draht der rechts benachbarten Zelle zu einer Triggerzelle hinzugefügt. Die z-Position entlang des Drahtes, die erst auf der zweiten Triggerstufe benutzt wird, wird mit Hilfe der Ladungsteilung bestimmt. Dazu werden beide Drahtenden ausgelesen.

Die insgesamt 900 analogen Signalkanäle der beiden CJC's werden auf den **Front End Modulen** (FEM) von einem 80 MHz FADC<sup>2</sup> kontinuierlich digitalisiert. Der sich daran anschließende sogenannte Front-FPGA<sup>3</sup> sucht mittels eines DOS-Algorithmus<sup>4</sup> nach Treffern [San98]. Diese Treffer werden in ein mit 20 MHz fortlaufendes Schieberegister gefüllt, wobei die Frequenz durch ein logisches "Oder" aus vier 80 MHz Zeitscheiben verringert wird. Gleichzeitig wird für die zweite Triggerstufe ein mit 80 MHz getaktetes Schieberegister gefüllt.

---

<sup>1</sup>FTT: Fast Track Trigger

<sup>2</sup>FADC: Fast/Flash Analog-to-Digital Converter

<sup>3</sup>FPGA: Field Programmable Gate Array

<sup>4</sup>DOS: Difference of Samples

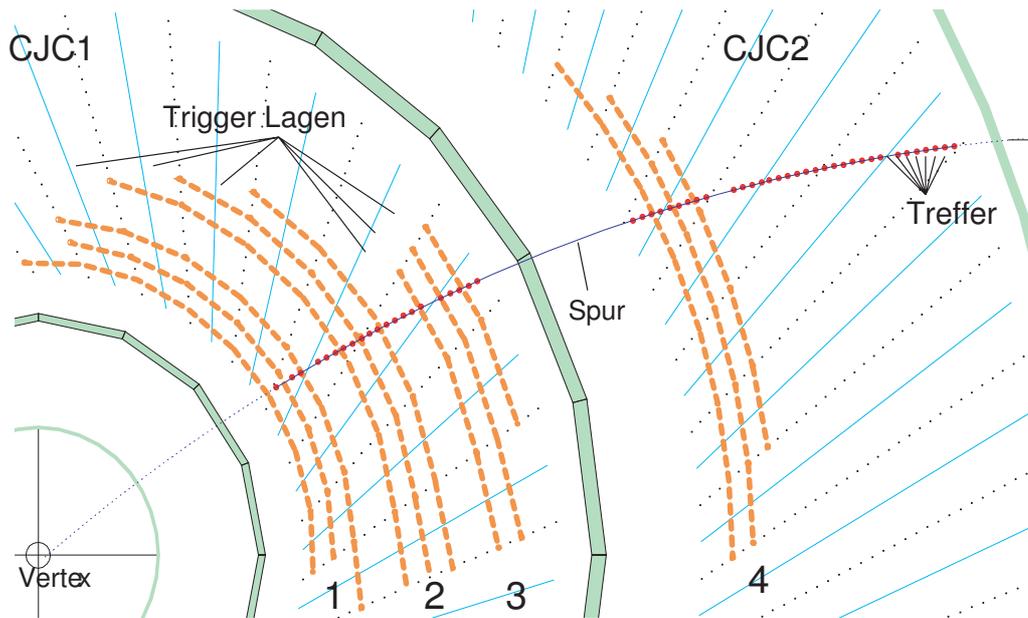


Abbildung 3.1.: Die  $r\phi$ -Ansicht der beiden zentralen Jet-Kammern. Eingezeichnet sind die vier Triggerlagen des FTT bestehend aus jeweils 3 Drähten. Die ersten drei Lagen befinden sich innerhalb der CJC1 und die vierte in der CJC2.

In der  $r\phi$ -Ebene wird der exakte Abstand der Spur vom Signaldraht über die Driftzeit der Ladung zum Draht bestimmt. Für Spuren, die vom Vertex kommen, entsteht in den Schieberegistern der einzelnen Zellen ein charakteristisches Muster, wie in der Abbildung 3.2 schematisch dargestellt. Das entstandene Muster in den Schieberegistern wird synchron zum HERA-Takt alle 96 ns mit vorberechneten Masken verglichen, die in einem sogenannten CAM<sup>5</sup> gespeichert sind. Ein CAM eignet sich besonders gut zur Mustererkennung, da nur ein Taktzyklus benötigt wird, um das Muster im Speicher zu finden und die vorher berechneten Spurparameter  $\kappa$  und  $\phi$  zu erhalten. Erst der Einsatz dieses Typs von Speicher ermöglicht die Vielzahl der hier benötigten Vergleiche in der zur Verfügung stehenden Zeit von 2,3  $\mu$ s.

Diese kurzen Spurstücke innerhalb einer Triggerzelle heißen Spursegmente. Um zufällige Koinzidenzen bei der Spursegmentsuche effektiv zu unterdrücken, muß man diese Spursegmente zu Spuren zusammensetzen. Deshalb werden alle Spursegmente, die auf den FEMs parallel gefunden worden sind, auf dem L1-Linker, einem Multi-Purpose Board (MPB), zusammengeführt. Diese Boards werden an vielen Stellen für unterschiedliche Aufgaben im FTT eingesetzt. Sie besitzen einen großen FPGA und können bis zu vier Aufsteckkarten für In- und Output aufnehmen. Außerdem können sie mit vier Floating Point DSPs<sup>6</sup> und einem weiteren FPGA als DSP-Controller bestückt werden [Wis03]. Bei der Verwendung als L1-Linker trägt der FPGA auf dem MPB die gefundenen Spursegmente aller vier Triggerlagen in jeweils ein  $\kappa - \phi$  Histogramm mit 16x60 Bins ein. Mittels einer sogenannten "Sliding Window"-Technik wird dann nach Koinzidenzen in  $\kappa$  und  $\phi$  von mindestens zwei aus vier möglichen Spursegmenten

<sup>5</sup>CAM: Content Adressable Memory

<sup>6</sup>Floating Point DSP: Digitaler Signal Prozessor, mit einem Rechenwerk für Fließkomma-Zahlen

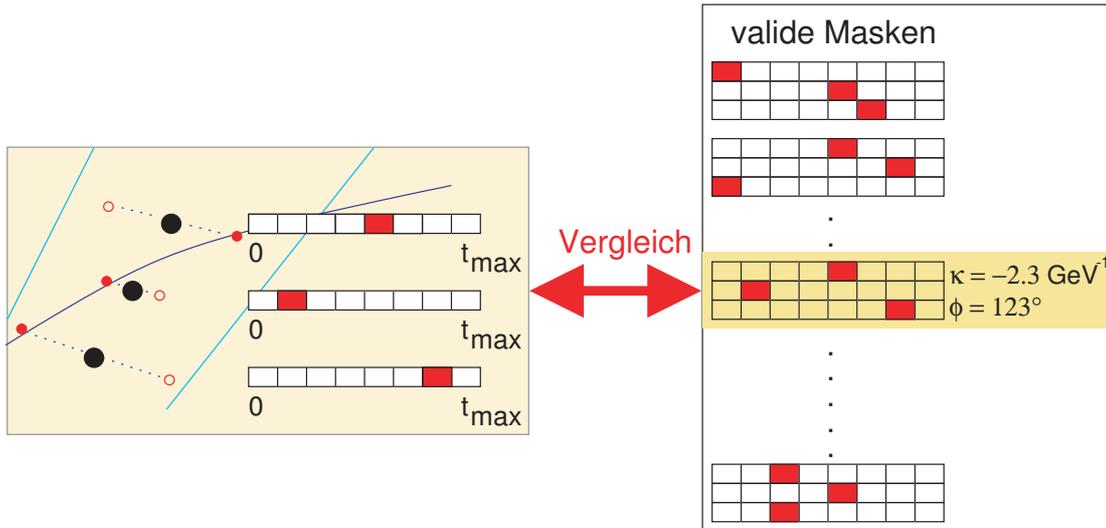


Abbildung 3.2.: Sobald ein Treffer auf einem Draht gefunden wird, wird diese Information in das assoziierte Schieberegister links eingetragen. Die Treffer sind als gefüllte Punkte und die korrespondierenden Spiegeltreffer als offener Punkte dargestellt. Die drei Schieberegister einer Triggerzelle werden mit einer Frequenz von 20MHz nach rechts verschoben. So bilden sich in den Schieberegistern Muster, die mit vorberechneten Masken verglichen werden. Für jede dieser Masken sind die Spurparameter  $\kappa$  und  $\phi$  bekannt.

gesucht und zu Spuren zusammengefügt. Die Auflösung dieser Spuren wird von der geringen Anzahl der Bins begrenzt.

Für die Trigger-Entscheidung wird die Anzahl der Spuren oberhalb bestimmter  $p_t$ -Schwellen berechnet. Aufgrund der höheren Auflösung im Vergleich zum  $DCr\phi$ -Trigger können bis zu fünf frei wählbare Schwellen verwendet werden. Die unterste Schwelle ist bei  $p_t = 100$  MeV; mit dem  $DCr\phi$ -Trigger war es nur möglich Spuren mit einem  $p_t$  oberhalb von 400 MeV nachzuweisen. Daneben wird die Ladungssumme der Teilchen aus den Vorzeichen der Krümmung der vermessenen Spuren bestimmt. Auch die Topologie der Spuren wird für die Triggerentscheidung ausgenutzt. Diese Informationen wird in Trigger-Elementen (TE) kodiert an die zentrale Trigger-Logik übermittelt, wo die FTT-Elemente noch mit weiteren Trigger-elementen anderer L1-Triggersubsysteme mittels einfacher logischer Operationen miteinander zu Subtriggern verknüpft werden.

## 3.2. Die zweite Triggerstufe

Nach einer positiven L1-Triggerentscheidung beginnt der FTT sofort mit der Berechnung seiner L2-Entscheidung, die innerhalb von  $22 \mu\text{s}$  erfolgen muß. Auch bei der zweiten Triggerstufe wird zuerst nach Spursegmenten innerhalb der Triggergruppen gesucht. Um eine höhere Auflösung zu erreichen, werden jetzt die 80 MHz Schieberegister benutzt, die parallel mit den von L1 benutzten 20 MHz Schieberegistern gefüllt worden sind. Das Muster in diesen 80 MHz Schieberegistern wird auf den FEMs mit vorberechneten L2-Masken verglichen, und man erhält so deutlich höher aufgelöste

Spurparameter  $\kappa$  und  $\phi$  für die von L2 validierten Spursegmente. Bei diesem Vergleich ist die Anzahl der vorberechneten Masken deutlich größer, so daß eine Implementierung in den FPGAs mit CAMs die Kapazitäten der FPGAs überschreitet. Aus diesem Grund werden herkömmliche Speicherbausteine, RAM<sup>7</sup>, eingesetzt. Wie schon auf L1 werden anschliessend alle gefundenen Spursegmente auf den sogenannten L2-Linker, ein MPB mit einem größerem FPGA, übertragen. Dort werden die Segmente in ein  $\kappa - \phi$ -Histogramm mit 40x640 Bins eingetragen, und es wird erneut nach Koinzidenzen von mindestens zwei aus vier Spursegmenten gesucht.

Die Parameter dieser Spuren haben schon jetzt eine deutlich bessere Auflösung als auf der ersten Triggerstufe; allerdings kann man die Auflösung noch weiter verbessern, indem man einen Kreisfit mit den Ortskoordinaten der Spursegmente und der Vertexplosion in der  $r\phi$ -Ebene durchführt [Wis03]. Anschliessend werden die  $z$ -Positionen der Treffer benutzt, um noch einen linearen Fit in der  $rz$ -Ebene durchzuführen. Technisch werden dazu die Spuren vom L2-Linker auf die sechs sogenannten "Fitter Karten" verteilt. Diese Fitter Karten sind MPBs, die mit je vier DSPs bestückt sind. Jeder dieser DSPs ist in der Lage zwei Spurfits innerhalb der L2 Latenzzeit zu berechnen. Die verwendeten Algorithmen sind in [Wis03] im Detail erklärt.

Insgesamt ist der FTT also in der Lage die Spurparameter von bis zu 48 Spuren mit einer sehr guten Auflösung zu bestimmen. Für das Jahr 2006 ergibt sich die Auflösung, wobei die vollständige Ereignisrekonstruktion als Referenz verwendet worden ist, zu:  $\sigma_{\frac{\Delta\kappa}{\kappa}} = 4,080 \pm 0,009 \%$ ,  $\sigma_{\phi} = 3,49 \pm 0,01$  mrad und  $\sigma_{\theta} = 68,1 \pm 0,4$  mrad (siehe [Ben07]). Hier ist  $\Delta\kappa = \kappa_{\text{FTT}} - \kappa_{\text{Offline}}$ , also die Differenz zwischen der Krümmung  $\kappa_{\text{Offline}}$ , die von der vollständigen Rekonstruktion bestimmt wird, und der Krümmung  $\kappa_{\text{FTT}}$ , die vom FTT gemessen wird. Im Vergleich zur sehr hohen Auflösung in  $\kappa$  und  $\phi$  ist die Auflösung in  $\theta$  deutlich schlechter. Dies ist durch die  $z$ -Messung mittels Ladungsteilung auf dem Draht bedingt, die nur eine Auflösung von ca. 6 cm erreicht. Außerdem ist die  $\theta$ -Messung stark von der Bestimmung des  $z$ -Position des Vertex abhängig, die – im Gegensatz zum  $r\phi$ -Position – für jedes Ereignis einzeln vom FTT bestimmt werden muß.

Zur Berechnung der L2-Entscheidung transferieren die Fitter-Karten ihre Ergebnisse sofort nach Beendigung jedes einzelnen Fits an die L2-Decider-Karte, für die ein MPB verwendet wird. Die L2-Triggerelemente vom FTT entsprechen im wesentlichen denen auf der ersten Triggerstufe. Auch hier wird die Anzahl von Spuren oberhalb verschiedener  $p_t$ -Schwellen gezählt. Daneben können schon auf der zweiten Triggerstufe Teilchenzerfälle anhand ihrer invarianten Masse selektiert werden. Allerdings ist es aufgrund der geringen L2-Latenzzeit nur möglich Zwei-Körperzerfälle in Ereignisse mit wenigen Spuren zu finden [Ber07].

### 3.3. Die dritte Triggerstufe

Wird ein Ereignis von der zweiten Stufe des zentralen Triggers akzeptiert, werden alle Spuren des FTT von der zweiten zur dritten Stufe des FTTs transferiert. Zusätzlich sind auch noch Daten anderer L1 Triggersubsysteme, wie z.B. die des Myon-Triggers, verfügbar. Die Hauptaufgabe des L3-Systems ist es, anhand dieser Daten exklusive

---

<sup>7</sup>RAM: Random Access Memory

Endzustände z.B. mittels der Berechnung von invarianten Massen innerhalb einer Zeit von  $100 \mu\text{s}$  zu selektieren. Das L3-System besteht aus einer Farm von bis 16 Power-PC VME-Karten. Auf jeder dieser Karten läuft ein anderer Algorithmus, der z.B. nach den drei Zerfallsteilchen des  $D^*$ -Mesons im goldenen Zerfallskanal sucht. Dazu werden zuerst zwei Spuren unter den entsprechenden Massenhypothesen zu einem  $D^0$ -Kandidaten kombiniert. Falls diese invariante Masse innerhalb eines Massenfenster der  $D^0$ -Masse entspricht, wird unter den verbleibenden Spuren nach einem passenden Spurkandidaten für das langsame  $\pi$ -Meson gesucht. Die Entscheidung wird dann anhand von  $\Delta M$  getroffen.

Da dieser Algorithmus nach einer Kombination dreier Spuren sucht, ist die Kombinatorik besonders bei einer großen Spurmultiplicität hoch. Nichtsdestotrotz kann dieser Algorithmus bei geschickter Ausnutzung von Näherungen und Vermeidung rechenintensiver mathematischer Operationen einen  $D^*$ -Kandidaten innerhalb der L3 Latenzzeit finden.

Anhand der Trigger-Informationen des Muon-Systems wird z.B. die L1-Trigger Entscheidung zur Selektion von Muonen validiert. Dazu wird eine Koinzidenz mit einer Spur im Myon-System mit einer räumlich entsprechenden Spur des FTT gebildet [Sau06a]. Diese Koinzidenz erreicht eine Effizienz von annähernd 100%. Die resultierende Reduktion der Trigger-Rate konnte dazu genutzt werden, die geometrische Akzeptanz der Muon-Trigger zu erweitern.

Die Triggerentscheidung wird direkt nach Beendigung des Algorithmus von jeder PowerPC-Rechenkarte über das sogenannte Trigger-Bit-Board im L3-Crate an den zentralen Trigger übermittelt. Dies muß innerhalb von  $100 \mu\text{s}$  nach dem L2Keep Signal geschehen. Gelingt dies aufgrund der hohen Multiplicität eines Ereignisses für aufwendige Suchen nicht, wird das Ereignis verworfen und die Auslese abgebrochen.

Für eine detaillierte Beschreibung des FTT L3 Systems siehe [Nau03] und [Jun04].

## Kapitel 4

# Daten-Selektion

In der vorliegenden Analyse wird der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Charm-Quarks in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung untersucht. Solche Ereignisse werden über den Nachweis von  $D^*$ -Mesonen identifiziert, wobei ausschließlich der  $D^*$ -Zerfall im goldenen Kanal  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_{\text{slow}}^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi_{\text{slow}}^\pm$  verwendet wird. Das ‐langsame‐  $\pi_{\text{slow}}$ -Meson hat nur einen kleinen Transversalimpuls, weil es nur knapp oberhalb seiner Massenschwelle aufgrund der geringen Massendifferenz zwischen dem  $D^*$ - und  $D^0$ -Meson erzeugt wird. Um auf den gesamten  $D^*$ -Wirkungsquerschnitt zurückzuschließen, werden Verzweigungsverhältnisse aus Messungen anderer Experimente benötigt; diese sind in den Tabellen 1.1 und 1.2 zusammengestellt.

Für Untersuchungen dieses Zerfallskanals wird meist die Massendifferenz zwischen dem gesamten Drei-Körperzerfall und dem Zwei-Körperzerfall des  $D^0$ -Mesons verwendet:

$$\Delta M = M(K\pi\pi_{\text{slow}}) - M(K\pi) . \quad (4.1)$$

In der Abbildung 4.1 ist auf der linken Seite das  $\Delta M$ -Histogramm und rechts die invariante  $K\pi$ -Masse aller in dieser Analyse gefundenen  $D^*$ -Kandidaten dargestellt. Die dazu verwendeten Selektionsschnitte werden in diesem Kapitel im folgenden erläutert. Die  $D^*$ -Kandidaten sind als Punkte dargestellt; das gesuchte Signal ist farblich hinterlegt. Dieser Datensatz wird im folgenden als Signal-Datensatz bezeichnet.

In der  $\Delta M$ -Verteilung erkennt man die Schwelle bei der Pion-Masse  $m_\pi \approx 0,1395$  GeV. Das Signal befindet sich nur wenig oberhalb dieser Schwelle bei  $m_{m(D^*)} - m(D^0) \approx 0,1452$  GeV. In der Verteilung der invarianten Masse  $M(K\pi)$  der Tochterteilchen des  $D^0$ -Mesons ist das Signal bei etwa 1,864 GeV deutlich zu erkennen. Links davon bei einer etwas geringeren Masse befindet sich ein zweites Signal, das mit  $S_0$  bezeichnet wird. Hier werden  $D^0$ -Mesonen rekonstruiert bei den das  $D^0$ -Meson in mehr als zwei Teilchen zerfällt, von denen aber nur zwei unter der Annahme des Zerfalls  $D^0 \rightarrow K\pi$  bei der Berechnung der invarianten Masse benutzt werden.

Die Form des Untergrunds in der  $\Delta M$ -Verteilung insbesondere im Bereich des Signals kann anhand des Signal-Datensatzes nur schwer bestimmt werden. Deshalb selektiert man Ereignisse bei denen das Kaon und das Pion die gleiche Ladung haben, so daß sie sicher nicht aus einem echten  $D^0$ -Zerfall stammen. Es wird also nach Ereignisse mit einer Drei-Spurkombination  $K^\pm \pi^\pm \pi_{\text{slow}}^\mp$  gesucht, die die gleichen Selektions-Kriterien wie beim Signal-Datensatz erfüllen. Der Datensatz mit der falschen Ladungskombination des Kaons und Pions wird im folgenden als falsch geladener Untergrund bezeichnet. Er in der Abbildung 4.1 als durchgezogenes Histogramm eingezeichnet.

Da der kombinatorischer Untergrund im Signal-Datensatz unvermeidbar ist, ist es nicht möglich das  $D^*$ -Mesons im jeweiligen Ereignis eindeutig zu identifizieren. Somit muß die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen im Signal-Datensatz mit statistischen Methoden

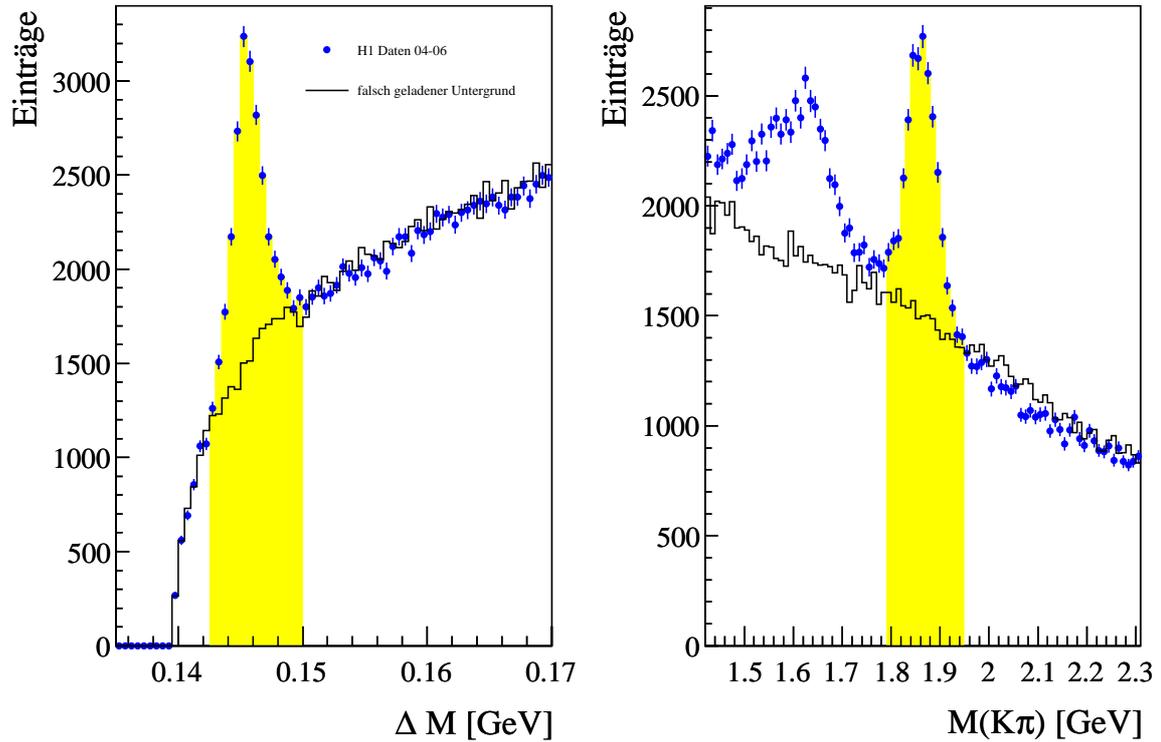


Abbildung 4.1.: Verteilung von  $\Delta M$  (links) der und invariante  $K\pi$ -Masse (rechts) aller  $D^*$ -Meson Kandidaten, die in dieser Analyse selektiert worden sind. Zusätzlich ist der falsch geladene Untergrund eingezeichnet. Der Signal-Bereich ist in gelb hinterlegt.

bestimmt werden, die im Kapitel 5.2 beschrieben sind.

Tiefinelastische ep-Streuung wird über den Nachweis des gestreuten Elektrons im SpaCal selektiert. In diesem Kapitel werden die dazu verwendeten Trigger und Offline-Selektionskriterien zuerst vorgestellt, bevor darauf basierend die Offline-Selektion von  $D^*$ -Kandidaten erläutert wird. Abschliessend wird die Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo Simulation untersucht, damit gewährleistet ist, daß die für die Analyse benötigten Effizienzen aus der Monte-Carlo Simulation bestimmt werden können.

## 4.1. Selektion der Datennahme-Perioden

In der vorliegenden Analyse werden die Daten aus den Jahren 2004 bis zur Mitte des Jahres 2006 verwendet. Zu Beginn dieser Datennahme-Periode kollidierten Positronen mit Protonen; Anfang des Jahres 2005 ist der Leptonstrahl auf Elektronen umgeschaltet worden. Insgesamt hat der HERA-Beschleuniger in diesem Zeitraum etwa eine Luminosität von  $\mathcal{L} \approx 235 \text{ pb}^{-1}$  für H1 erzeugt.

Die Datennahme des H1-Detektors ist in Perioden, sogenannte “Runs”, unterteilt. Innerhalb eines solchen Runs werden die meisten äußeren Bedingungen, wie die Anzahl

der ausgelesenen Detektorkomponenten und die Prescale-Faktoren der Trigger, konstant gehalten. Aufgrund der sich kontinuierlich ändernden Strahlbedingungen dauern die Runs meist nicht länger als eine Stunde. Die in dieser Analyse verwendeten Runs müssen die folgenden Qualitätskriterien erfüllen:

- Jeder Run wird als gut, mittel oder schlecht abhängig vom Zustand der Subdetektoren und der Strahlqualität des Elektron- und Protonstrahls klassifiziert; zum Beispiel werden Runs, in denen eine wichtige Detektorkomponente (die CJC, das Luminositäts-System oder eines der Kalorimeter) nicht funktionstüchtig war, als schlecht eingestuft. In dieser Analyse werden nur Runs, die als gut oder mittel klassifiziert sind, verwendet.
- Die folgenden Detektorkomponenten müssen eingeschaltet und in die Auslese eingebunden sein: Die beiden zentralen Spurkammern CJC 1 & 2, die Kalorimeter SpaCal und LAr, das Lumi-System, die Flugzeitsysteme TOF und die Vetoähler.
- Die integrierte Luminosität der einzelnen Runs muß  $0,1 \mu\text{b}^{-1}$  übersteigen.
- Der Trigger-Mix ist abhängig von der Trigger-Phase, die anhand des aktuellen HERA-Status gewählt wird. Für die Analyse wird die Trigger-Phase 2 (Luminositäts-Run) verlangt.

Die Hochspannungsversorgung der Spurkammern, insbesondere der CJC 1 und 2, kann auch während eines Runs ausgeschaltet werden, um die Kammer vor zu großen Strömen aufgrund von ansteigendem Untergrund zu schützen. Solche Perioden innerhalb eines Runs werden bei der Analyse und der Berechnung der Luminosität nicht berücksichtigt [Lev06b].

Die gesamte Luminosität  $\mathcal{L}$  des so selektierten Datensatz ergibt sich nach Korrektur des Prescales vom verwendeten Produktionstrigger zu  $\mathcal{L} = (222,4 \pm 3,3) \text{ pb}^{-1}$ . Zur Luminosität tragen auch Wechselwirkungen in den Satellitenpakten bei. Da diese Wechselwirkungen in der Analyse verworfen werden, ist ihr Beitrag zur Luminosität korrigiert worden.

## 4.2. Selektion tiefinelastischer Ereignisse

Tiefinelastische Streueignisse werden in dieser Analyse über den Nachweis des gestreuten Elektrons im SpaCal selektiert. Analog verlangt der verwendete Trigger S61 eine hohe lokale Energiedeposition im elektromagnetischen Teil des SpaCal in Koinzidenz mit mindestens einer Spur des hadronischen Endzustand in der zentralen Spurkammer des Detektors.

Bei einem DIS-Ereignis wechselwirkt das einlaufende Elektron über den Austausch eines virtuellen Photons mit einem Parton aus dem Protons, so daß die Kinematik der Streuung bei bekannter Schwerpunktsenergie aus der Messung der Energie und des Streuwinkels vom Elektron bestimmt werden kann. Die Rekonstruktion der Kinematik ist deshalb unter anderem von der Kalibration des elektromagnetischen Teils des SpaCals abhängig, die mit einer unabhängigen Methode kontrolliert wird. Die anschließende Selektion von  $D^*$ -Meson Kandidaten erfolgt basierend auf den so ausgewählten DIS-Ereignissen.

### 4.2.1. Trigger-Selektion

Zur Online-Selektion von  $D^*$ -Ereignissen in tiefinelastischer Streuung werden nur die erste und vierte Triggerstufe verwendet. Die weiteren zur Verfügung stehenden Triggerstufen des H1-Experiments werden nicht benötigt, weil die Triggerrate schon nach der ersten Triggerstufe klein genug ist, um alle selektierten Ereignisse auslesen zu können.

**erste Triggerstufe (L1):** Der Produktionstrigger ist der Subtrigger S61, der sich aus Triggerinformationen zweier Detektorkomponenten zusammensetzt. Zum einen wird eine Energiedeposition im SpaCal von mindestens 9 GeV ((SPCLe\_IET > 2) || SPCLe\_IET\_Cen\_3) verlangt. Die zweite Bedingung ist, daß der Spurtrigger mindestens eine Spur in der zentralen Spurkammern CJC 1 und 2 nachweist. Im Jahr 2004 ist dafür der  $DCr\phi$ -Trigger verwendet worden und es wurde mindestens eine Spur mit einem Transversalimpuls oberhalb von 800 MeV (DCRPh\_THig) verlangt. In den darauf folgenden Jahren ist der FTT verwendet worden, wobei nun eine Spur mit einem Transversalimpuls von mindestens 900 MeV (FTT\_mul\_Td>0) verlangt wird. Für eine kurze zeitliche Periode direkt nach der Umstellung auf den FTT wurden 2 Spuren oberhalb von 400 MeV (FTT\_mul\_Tc>1) gefordert. Da diese Bedingung ein sehr ähnliches Verhalten wie die letztendlich gewählte Bedingung aufweist [Loh06], und die Periode sehr kurz war, wird sie in der vorliegenden Analyse nicht gesondert behandelt.

Der durchschnittliche Prescale Faktor dieses Triggers beträgt 1,02 für die gesamte untersuchte Datennahmepériode. Die Effizienz des Triggers wird in Kapitel 4.2.2 untersucht.

**vierte Triggerstufe (L4):** Der vierten Triggerstufe stehen alle Detektorinformationen nach einer vollständigen Rekonstruktion des Ereignisses zur Verfügung. Zuerst werden offensichtliche Untergrundereignisse (Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Wechselwirkungen) verworfen, und anschliessend sortieren Such-Algorithmen die Ereignisse verschiedenen Klassen zu. Ereignisse, die keiner Klasse zugeordnet werden können, werden verworfen; allerdings wird ein kleiner Bruchteil für Kontrollzwecke gespeichert.

Der hier relevante Algorithmus sucht basierend auf den rekonstruierten Spuren nach einem  $D^*$ -Meson-Kandidaten; der hier verwendete Such-Algorithmus ist dem in der Analyse verwendeten sehr ähnlich. Dabei sind die verwendeten Schnitte (siehe Tabelle 4.2.1) weicher als die finalen Analyse-Schnitte. Es werden zwei verschiedene Schnitte auf den Transversalimpuls der  $D^*$ -Kandidaten gemacht: Bei einem Schnitt von  $\pm 100$  MeV um die nominelle  $D^0$ -Masse wird ein minimaler Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons von 1,0 GeV verlangt. Bei dem weicheren Schnitt von  $\pm 400$  MeV auf die  $D^0$ -Masse ist im Gegenzug der Schnitt auf den Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons auf 1,4 GeV erhöht. Diese Bedingungen sind in der analysierten Datennahme-Periode sukzessive gelockert worden; die hier angegebenen Schnitte sind die restriktivsten Kriterien. Neben dem Signal akzeptiert die vierte Triggerstufe auch den falsch geladenen Untergrund, so daß dieser der Analyse zur Verfügung steht.

Falls ein Ereignis nicht vom Such-Algorithmus für  $D^*$ -Mesonen selektiert worden ist, wird das Ereignis von weiteren Algorithmen klassifiziert. Für diese Analyse ist

Schnitt	Wert
$\Delta M$	$< 180 \text{ MeV}$
<b>K- und <math>\pi</math>-Meson:</b>	
$p_t(K), p_t(\pi)$	$> 150 \text{ MeV}$
Spurlänge	$> 15 \text{ cm}$
<b><math>\pi_{\text{slow}}</math>-Meson:</b>	
$p_t(K), p_t(\pi)$	$> 100 \text{ MeV}$
Spurlänge	$> 10 \text{ cm}$
<b>Szenario 1:</b>	
$p_t(D^*)$	$> 1,0 \text{ GeV}$
$ M(K\pi) - M(D^0) $	$< 100 \text{ MeV}$
<b>Szenario 2:</b>	
$p_t(D^*)$	$> 1,4 \text{ GeV}$
$ M(K\pi) - M(D^0) $	$< 400 \text{ MeV}$

Tabelle 4.1.: Selektionsschnitte der Level 4 Filter Farm.

die weitere Klassifizierung der Ereignisse anhand des Nachweises des gestreuten Elektrons im SpaCal relevant. Falls ein Elektron im SpaCal nachgewiesen werden kann und das Ereignis eine Virtualität  $Q_e^2$  von mindestens  $5 \text{ GeV}^2$  hat, wird das Ereignis trotzdem dauerhaft gespeichert.

Die vierte Triggerstufe speichert immer einen Bruchteil der verworfenen Ereignisse mit einem entsprechenden Gewicht, so daß in der Analyse die L4-Effizienz über das Ereignisgewicht berücksichtigt werden kann. Dies ist in der vorliegenden Analyse nicht notwendig, weil alle selektierten Ereignisse ein L4-Gewicht von eins haben. Folglich ist die L4-Selektion zu 100% effizient.

### 4.2.2. Level 1 Trigger-Effizienzen

Die L1 Trigger-Effizienzen werden als Funktion aller Meßgrößen aus den Daten bestimmt und zur Korrektur der Messungen herangezogen. Die Monte-Carlo Simulation wird dafür nicht verwendet, weil der aus Daten bestimmte Fehler der Effizienz aufgrund der hohen Statistik im Vergleich mit anderen korrelierten Fehlerquellen (z.B. den Spureffizienzen) klein ist.

Zur Bestimmung der Trigger-Effizienz in Daten benötigt man einen Referenz-Datensatz ( $R_{DS}$ ), der vom zu untersuchenden Trigger unabhängig selektiert worden ist. Basierend auf diesem Referenz-Datensatz wird mit dem zu untersuchenden Subtrigger ( $ST_{DS}$ ) zunächst ereignisweise ein logisches "UND" gebildet und die Ereignisse, die diese Bedingung erfüllen, werden gezählt. Die Effizienz ist dann durch das Verhältnis

$$\epsilon = \frac{ST_{DS} \ \&\& \ R_{DS}}{R_{DS}} \quad (4.2)$$

gegeben, wo die Anzahl der in beiden Datensätzen erhaltene Ereignisse durch die Anzahl aller Ereignisse im Referenz-Datensatz dividiert ist. Hierbei ist zu beachten, daß

die Selektionkriterien für den Referenzdatensatz, möglichst genau den Selektionskriterien der Analyse entsprechen. Andernfalls kann die gemessene Effizienz falsch sein. Falls sich z.B. im Referenz-Datensatz Untergrund befindet, der vom untersuchten Trigger nicht selektiert wird, ist die gemessene Effizienz zu klein. Also müssen die Analyse-Schnitte mindestens auch den Untergrund unterdrücken, der der untersuchten Trigger schon online nicht selektiert hat. Eine zu hohe Effizienz erhält man, falls die Trigger des Referenz-Datensamples nicht unabhängig vom zu untersuchenden Subtrigger sind. Ein weiteres Problem tritt auf, falls die Trigger-Effizienz von der Variablen  $\Delta M$  abhängig ist. Da der kombinatorische Untergrund nicht vollständig unterdrückt werden kann, muß in diesem Fall die Trigger-Effizienz mit Hilfe von statistischen Methoden zur Bestimmung der Anzahl der  $D^*$ -Mesonen berechnet werden. Letzteres ist untersucht worden und in der vorliegenden Analyse nicht notwendig.

Wie in Kapitel 4.2.1 beschrieben, besteht der Subtrigger S61 aus einer Konizidenz von SpaCal-Triggerelementen mit einem FTT- bzw DCr $\phi$ -Triggerelement. Da die beiden Bedingung von zwei verschiedenen Detektorkomponenten stammen, ist die Korrelation zwischen den beiden Elementen gering. Deshalb ist es möglich, die Effizienzen der Triggerelemente vom SpaCal und FTT (DCr $\phi$ ) einzeln zu bestimmen. Geringfügige Korrelation zwischen den Triggerelementen können auftreten, weil die Anzahl der Spuren unter anderem von der Inelastizität  $y$  und somit von der Elektron-Energie  $E'_e$  und vom Streuwinkel  $\theta_e$  abhängt (siehe Kapitel 4.2.3 Gleichung 4.4). Die Effizienz, insbesondere der SpaCal Trigger-Elemente, erreicht jedoch annähernd 100%, so daß diese Korrelationen nicht berücksichtigt werden müssen.

Die Abbildung 4.2 zeigt die Trigger-Effizienz der SpaCal Trigger-Elemente als Funktion von Variablen, die aus der Messung der gestreuten Elektrons im SpaCal berechnet werden. Die verwendeten Selektionsschnitte für DIS-Ereignisse sind in Kapitel 4.2.3 erklärt. Um die Statistik deutlich zu erhöhen, wird kein  $D^*$ -Kandidat im Ereignis verlangt, so daß die eingezeichneten statistischen Fehler meist kleiner als die Datenpunkte sind. Die verwendeten Referenztrigger basieren größtenteils auf Triggerelementen des LAr-Kalorimeters und des FTT, aber nicht auf SpaCal-Triggerelementen und sind somit unabhängig vom SpaCal.

Bei der Messung der Effizienz als Funktion der Elektron-Energie  $E'_e$  (Abb. 4.2a) sind die Schnitte auf die Elektron-Energie  $E'_e$ , die Inelastizität  $y_e$  und die Virtualität  $Q_e^2$  weggelassen worden, so daß man die Trigger-Schwelle bei 9 GeV erkennen kann. Die Effizienz erreicht für Werte  $E'_e > 11$  GeV, wie in der Analyse verwendet, ein Plateau; insbesondere für die Daten aus dem Jahr 2004 ist die Effizienz bei 10 GeV noch deutlich unterhalb dieses Plateaus. Für die weiteren dargestellten Variablen des gestreuten Elektrons ist die Effizienz nahezu unabhängig von den Variablen (Abb. 4.2b-f). Nur bei großen Radien und korrespondierend bei kleinen Streuwinkeln  $\theta_e$  erkennt man einen geringfügigen Abfall der Effizienz im untersten Bin auf  $\sim 98\%$ . Allerdings ist die Effizienz der Variablen  $Q_e^2(e)$  und  $y_e(f)$ , die zur Messung des Wirkungsquerschnitts verwendet werden, flach und bewegt sich immer oberhalb von 99%. Für die vorliegende Analyse wird die Effizienz des SpaCal-Trigger nicht weiter korrigiert und ein Fehler von 1% auf die gemessenen Wirkungsquerschnitte angenommen.

Die Effizienzen der Trigger-Elemente vom DCr $\phi$  und FTT sind getrennt voneinander in den Abb. 4.3 und 4.4 als Funktion kinematischer Größen der  $D^*$ -Kandidaten und der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie  $W_{\gamma p}$  dargestellt. Als Referenz-Trigger werden

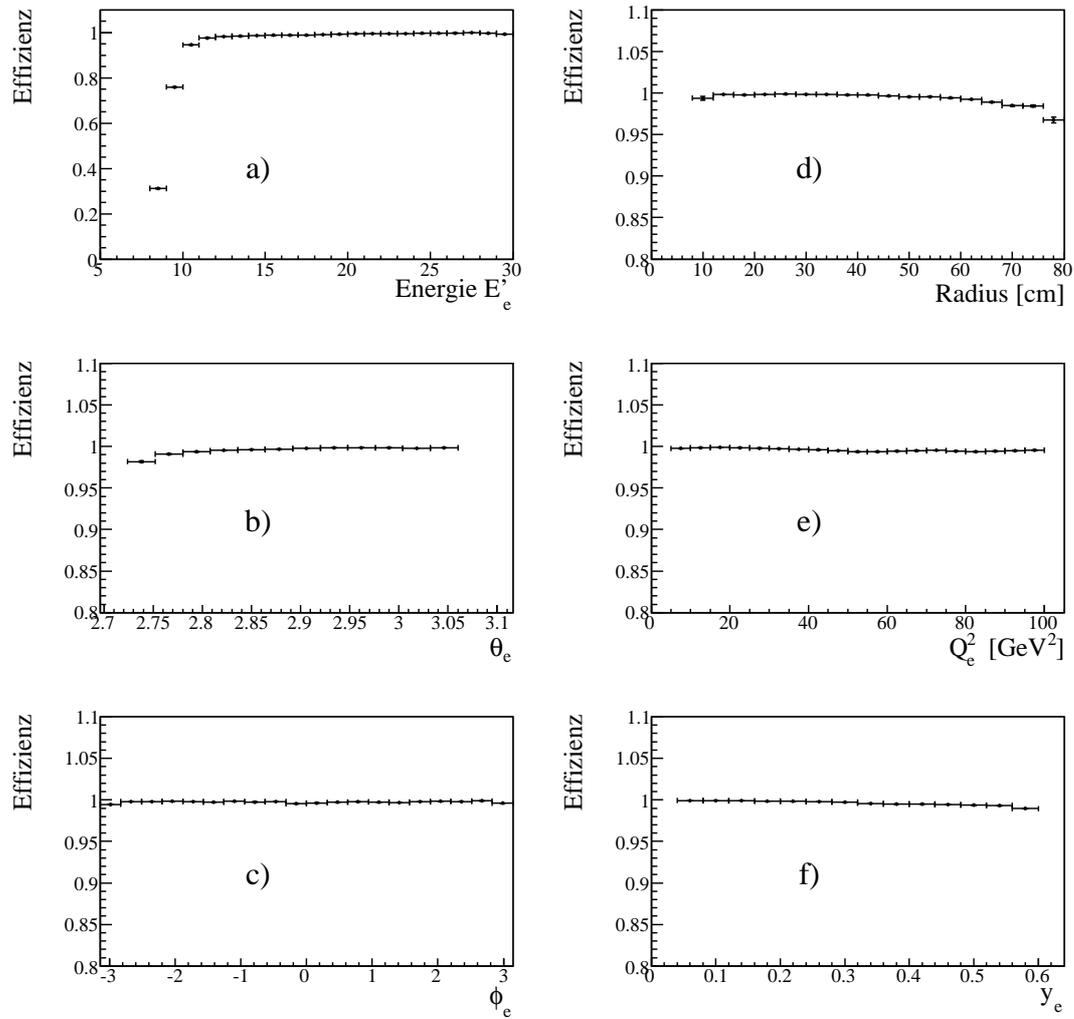


Abbildung 4.2.: Die Trigger-Effizienz der SpaCal-Bedingung des Subtrigger 61 für verschiedenen Variablen, die direkt von der Messung des gestreuten Elektrons abhängen. Bei der Effizienz als Funktion der Elektron-Energie sind die Schnitt auf die Energie  $E_e'$ , die Inelastizität  $y_e$  und die Virtualität  $Q_e^2$  entfernt worden.

die SpaCal-Trigger S0, S3 und S9 verwendet; sie decken, wie die Trigger-Elemente in S61, das gesamte SpaCal räumlich ab. Es ist also der gleiche  $Q^2$ -Bereich wie in der Messung zugänglich. Die Schnitte zur Ereignis- und  $D^*$ -Meson-Selektion sind identisch zu den Schnitten der eigentlichen Analyse (siehe Tabellen 4.2, 4.3 und 4.4).

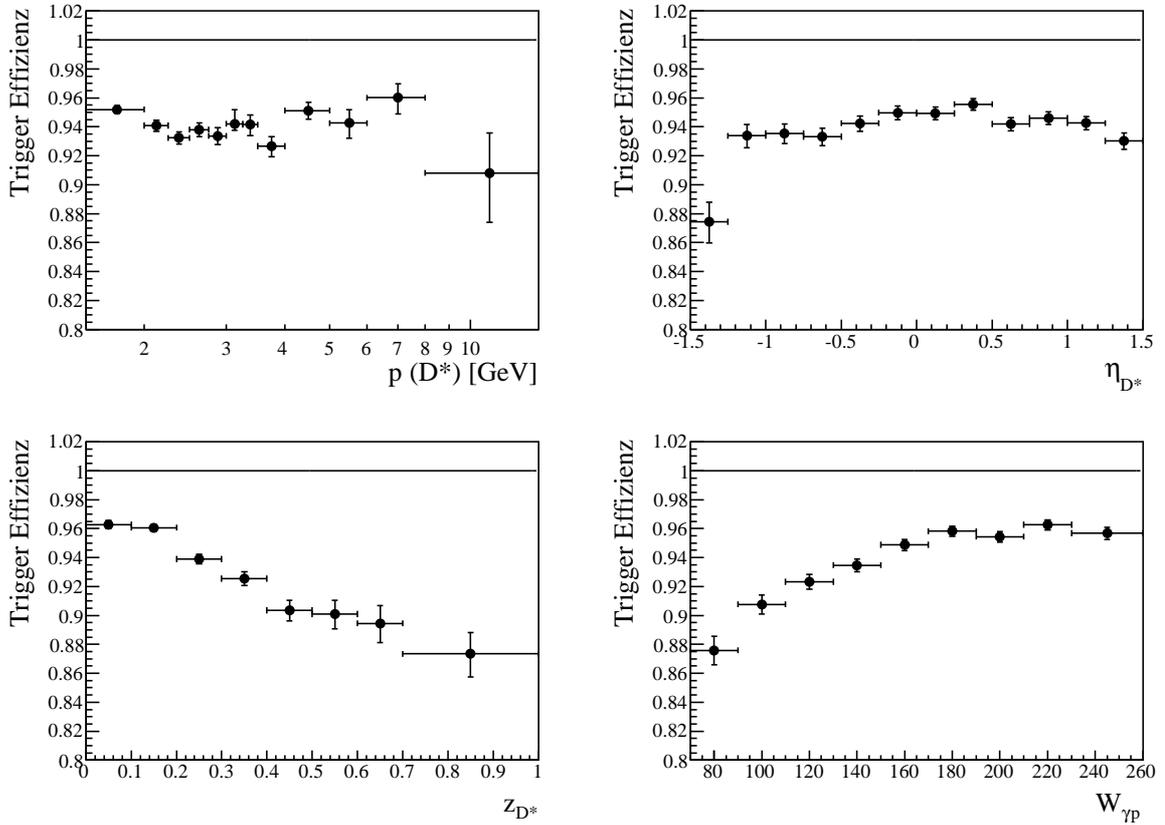


Abbildung 4.3.: Die Trigger-Effizienz der Spur-Bedingung des S61 in Abhängigkeit kinematischer Variablen des  $D^*$ -Mesons und der Schwerpunktsenergie im Photon-Proton System  $W_{\gamma p}$  für den  $DCr\phi$ -Trigger.

Die Effizienz des FTT zur Selektion von  $D^*$ -Mesonen wurde bereits vor dieser Analyse ausführlich untersucht und optimiert [Loh06]. Hier sei nur kurz erwähnt, daß der FTT im Vergleich zum  $DCr\phi$ -Trigger deutlich effizienter ist. Der FTT hat eine bessere Ein-Spur-Effizienz insbesondere für Spuren bei kleinerem Transversalimpuls  $p_t$  als der  $DCr\phi$ -Trigger. Folglich werden auch Ereignisse mit geringerer Multiplizität ähnlich effizient selektiert wie Ereignisse mit einer hohen Spur-Multiplizität. Also ist die Abhängigkeit der Effizienz von der Inelastizität des  $D^*$ -Mesons  $z_{D^*}$  (siehe Formel 1.13) und von der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes  $W_{\gamma p}$  beim FTT gering. Zusätzlich ist die Effizienz des  $DCr\phi$ -Triggers aufgrund eines Hardware-Defekts in einem Quadranten im Azimutalwinkel  $\phi$  seit Herbst des Jahres 2004 reduziert gewesen.

Die Trigger-Effizienz ist in allen Analyse-Bins sowohl für die Signal-Region in  $\Delta M$  wie für die das Seitenband oberhalb des Signals getrennt bestimmt worden. Es ergibt sich keine Änderung der Trigger-Effizienz innerhalb der statischen Fehler, so daß die

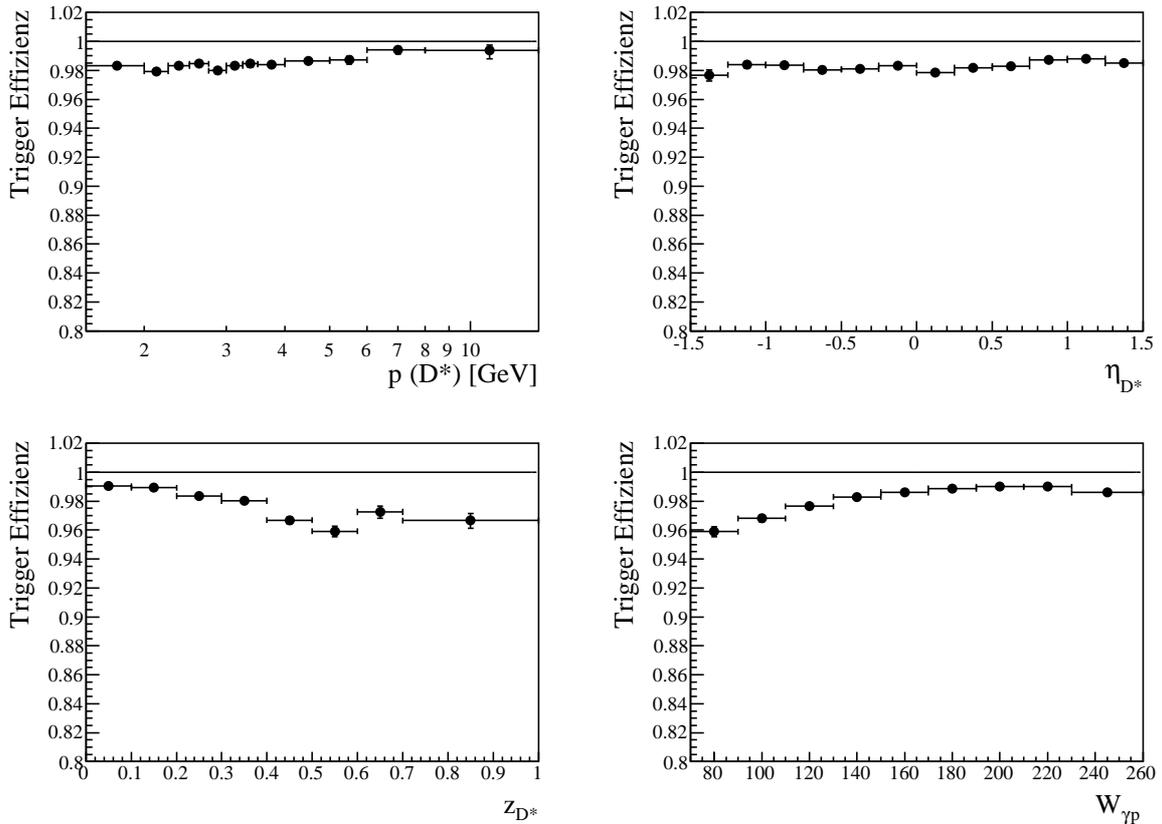


Abbildung 4.4.: Die Trigger-Effizienz der Spur-Bedingung des S61 in Abhängigkeit kinematischer Variablen des  $D^*$ -Mesons und der Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System  $W_{\gamma p}$  für den FTT-Trigger.

Effizienz als unabhängig vom  $\Delta M$  angenommen werden kann.

Die Trigger-Effizienzen vom  $DCr\phi$  und FTT zusammengenommen erreichen immer Werte oberhalb von 90%, wobei die Effizienz im Durchschnitt 97% beträgt. Da die Effizienzen nicht in allen Variablen flach sind, wird die Trigger-Effizienz aus Daten in Abhängigkeit von allen betrachteten Observablen bestimmt, und die gemessenen Wirkungsquerschnitte werden dementsprechend korrigiert. Als Fehler auf diese Korrektur wird dabei global 1% angenommen.

In Abbildung 4.5 ist die Produktionsrate von  $D^*$ -Mesonen in Intervallen annähernd gleicher Luminosität gegen die fortlaufende Run-Nummer aufgetragen. Dafür ist die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen mit einem Fit an die Daten (siehe Kapitel 5.2.2) bestimmt und durch die Luminosität des jeweiligen Intervalls dividiert worden. Allerdings wurden keine Korrekturen der Detektor-Akzeptanz und -Effizienz vorgenommen. Man erwartet, daß die Produktionsrate für konstante Bedingungen gleich bleibt. Die beiden wichtigsten Änderungen während der untersuchten Datennahme-Periode waren die Umschaltung des Leptonstrahls von Positronen nach Elektronen und die Inbetriebnahme des FTT anstelle des  $DCr\phi$ -Triggers. Diese beiden Änderungen sind als Linien in der Abbildung 4.5 eingetragen. Die beiden horizontalen schwarzen Linien entsprechen dem Mittelwert der  $D^*$ -Meson Produktion links für den  $DCr\phi$ -Trigger und rechts für den

FTT. Die erhöhte Produktionsrate ergibt sich aufgrund der höheren Trigger-Effizienz des FTT. Innerhalb der Fehler ist die Produktionsrate in beiden Bereichen konstant. Die Akzeptanz und Effizienz des Detektors ist also erwartungsgemäß innerhalb der Meßgenauigkeit zeitlich konstant.

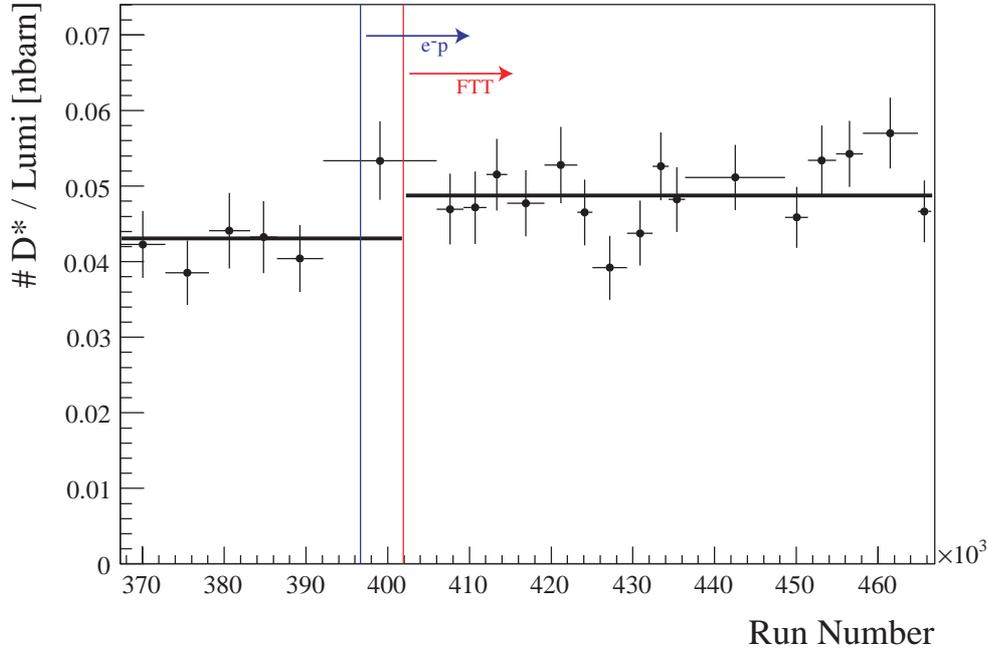


Abbildung 4.5.: Darstellung der  $D^*$ -Meson Produktionsrate in Intervallen annähernd gleicher Luminosität als Funktion der Run-Nummer. Bei der linken horizontalen Linie ist von  $e^+p$  nach  $e^-p$  umgestellt worden. Ab der rechten Linie hat der FTT den  $DCr\phi$ -Trigger abgelöst.

### 4.2.3. Rekonstruktion tiefinelastischer Ereignisse

In der vorliegenden Analyse werden die tiefinelastischen Streueignisse über den Nachweis des gestreuten Elektron im SpaCal identifiziert. Aus der Messung des Streuwinkels  $\theta_e$  und der Energie  $E'_e$  des gestreuten Elektrons kann bei fester Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  die gesamte Ereigniskinematik mit der Elektron-Methode berechnet werden:

$$Q_e^2 = E_e E'_e (1 + \cos \theta_e) \quad (4.3)$$

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{2E_e} (1 - \cos \theta_e) \quad (4.4)$$

$$x_e = \frac{Q_e^2}{y_e \cdot s} \quad (4.5)$$

Hier ist  $E_e$  die Energie des einlaufenden Elektronstrahls von etwa 27,6 GeV. Der tiefgestellte Index  $e$  an den Größen weist darauf hin, daß sie mit der Elektron-Methode

berechnet worden sind. Es gibt noch weitere Methoden, wie z.B. die  $\Sigma$ - und Hadron-Methode, mit denen unter Verwendung des hadronischen Endzustandes ebenfalls die Kinematik berechnet werden kann [Bas95]. Allerdings besitzt die Elektron-Methode für den gesamten hier betrachteten kinematischen Bereich die beste Auflösung.

Bei der Identifizierung des gestreuten Elektrons wird angenommen, daß das Elektron den energiereichsten Cluster des Ereignisses im SpaCal erzeugt. Um Hadronen nicht fälschlicherweise als Elektronen zu identifizieren, darf der Anteil an der Gesamtenergie des Clusters, der im hadronischen Teil des SpaCal deponiert worden ist, 15 % nicht überschreiten. Außerdem wird deswegen verlangt, daß der energiegewichtete Cluster-Radius höchstens 4 cm beträgt, da hadronische Schauer in der Regel breiter als elektromagnetische Schauer sind.

Der Streuwinkel des Elektrons muß innerhalb von  $153^\circ < \theta_e < 177^\circ$  liegen, damit das Elektron im SpaCal nachgewiesen werden kann. Das Loch in der Mitte des SpaCal für das Strahlrohr und den neuen supraleitenden Fokussiermagneten hat einen Radius von etwa 10 cm, wobei der Ursprung des Lochs um eine halbe SpaCal-Zelle relativ zum Ursprung des Koordinatensystems seitlich verschoben ist (vgl. Abb. 2.6). Falls das Elektron nah am Rand des SpaCal auftrifft, kann es passieren, daß Teile des Schauers nicht im SpaCal nachgewiesen werden. Dies führt zu einer zu geringen Energiemessung  $E'_e$  und einer falschen Bestimmung des Streuwinkels  $\theta_e$ . Deshalb wird verlangt, daß der Abstand des Clusters von Zentrum des SpaCal-Lochs mindestens 12 cm beträgt. Auf der rechten äußeren Seite ergibt sich so ein Mindestabstand von 14,025 cm vom Ursprung des H1 Koordinatensystems. Im Bereich des kinematischen Peaks bei  $E'_e > 20$  GeV erreicht man hier eine minimale Virtualität von  $Q^2 = 5$  GeV<sup>2</sup>. Um eine möglichst symmetrische Akzeptanz in  $Q^2$  zu erhalten, wird mindestens dieser Wert gefordert. Die Akzeptanz des SpaCals endet bei einem Elektron-Streuwinkel von  $153^\circ$ , so daß nur Werte von  $Q^2 < 100$  GeV<sup>2</sup> erreichbar sind.

Wie in Kapitel 4.2.2 gezeigt, muß aufgrund der Trigger-Bedingungen eine Mindestenergie des gestreuten Elektrons von 11 GeV verlangt werden, so daß nur Werte von  $y_e < 0,6$  erreicht werden können. Für kleinere Werte als 0,05 kann  $y_e$  nicht mehr mit der erforderlichen Auflösung rekonstruiert werden. Außerdem befindet sich bei kleinen  $y$  der hadronische Endzustand in Vorwärtsrichtung des Detektor, so daß die Akzeptanz für  $D^*$ -Mesonen, die mit den zentralen Spurkammern nachgewiesen werden, deutlich sinkt. Alle Schnitte zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse sind in der Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

Schnitt	Wert
Streuwinkel $\theta_e$	$153^\circ < \theta_e < 177^\circ$
Elektron Energie $E'_e$	$> 11$ GeV
Cluster-Radius	$< 4$ cm
Abstand zum Zentrum des SpaCal-Lochs	$> 12$ cm
<b>Kinematik:</b>	
Virtualität	$5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$
Inelastizität $y_e$	$0,05 < y_e < 0,6$

Tabelle 4.2.: Schnitte zur Selektion von DIS-Ereignissen

Es gibt Bereiche im SpaCal, die aufgrund von Problemen mit der Elektronik keine Trigger-Signale erzeugen aber ansonsten einwandfrei funktionieren. Zusätzlich haben einige der SpaCal-Zellen einen defekten Photomultiplier, so daß diese Zellen keine Trigger-Signale erzeugen und bei der Energiemessung nicht verwendet werden dürfen. Deswegen ist die untersuchte Datennahmeperiode in drei Bereiche unterteilt worden und das SpaCal ist für jeden dieser Bereiche auf tote oder ineffiziente Zellen hin untersucht worden. Für tote Trigger-Zellen werden exakt diese Bereiche in dem Daten und im Monte-Carlo Datensatz herausgeschnitten. Für defekte Photomultiplier wird zusätzlich verlangt, daß der Cluster in anliegenden Zellen mindestens 1 cm Abstand von der defekten Zelle hat, um den Einfluß auf die Energiemessung zu minimieren. Dieses Vorgehen ist notwendig, um eine gute Beschreibung der Akzeptanz des SpaCal durch die Simulation zu erreichen, weil die toten Bereiche des SpaCal im Monte-Carlo Simulation nicht korrekt implementiert sind.

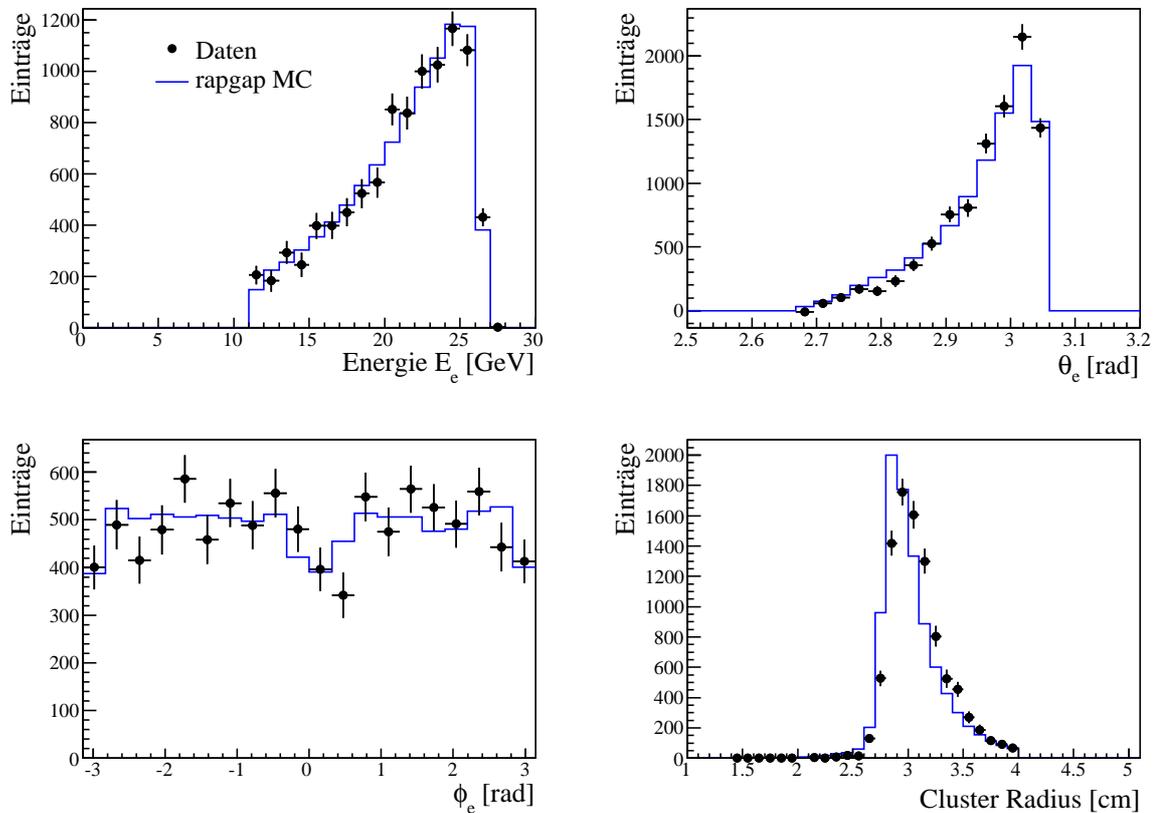


Abbildung 4.6.: Kontrollverteilungen zur Überprüfung der Simulation des SpaCal. Dargestellt sind die rekonstruierte Energie, der Streuwinkel  $\theta_e$ , der Azimuthal-Winkel  $\phi_e$  und der Cluster-Radius des gestreuten Elektrons. Der Untergrund ist mittels statistischer Subtraktion abgezogen worden.

In der Abbildung 4.6 sind Kontrollverteilungen für die Messung des gestreuten Elektrons im SpaCal gezeigt. Die Daten sind als schwarze Punkte dargestellt und werden mit einer Monte-Carlo Simulation (durchgezogenes Histogramm) verglichen. Für diesen Vergleich sind neben der DIS-Selektion auch  $D^*$ -Kandidaten selektiert worden

(siehe Kapitel 4.3). Mit dem Monte-Carlo Generator RAPGAP 3.1 wurden über Boson-Gluon-Fusion ausschließlich  $D^*$ -Mesonen generiert, die anschliessend im goldenen Kanal zerfallen (vgl. Kapitel 1.4). Deshalb existiert in der Monte-Carlo Simulation nahezu kein Untergrund, und der unvermeidliche kombinatorische Untergrund in den Daten muß abgezogen werden, um die Daten mit der Monte-Carlo Vorhersage vergleichen zu können. Dieser Untergrund wird mit der Methode der statistischen Subtraktion, die im Kapitel 5.2.1 beschrieben ist, in den Meßdaten abgezogen. Allerdings gibt es Variablen, für die dieses Vorgehen nicht möglich ist, da die Form und Höhe des Untergrunds abhängig von der untersuchten Variablen stark variiert. In diesen Fällen wird der Untergrund durch einen Fit an die Daten und den Monte-Carlo Datensatz berücksichtigt (siehe Kapitel 5.2.2). Welches der beiden Verfahren angewendet worden ist, ist für jede Abbildung jeweils vermerkt. Die Normierung des Monte-Carlo Datensatzes zu den Daten erfolgt für alle im folgenden gezeigten Verteilungen anhand der Anzahl der gemessenen Ereignisse in Daten.

In der Abbildung 4.6 sind (von links oben nach rechts unten) die Energie  $E'_e$ , der Streuwinkel  $\theta_e$ , der Azimutalwinkel  $\phi_e$  und der Cluster-Radius des gestreuten Elektrons dargestellt. Die Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo Simulation in den vier Variablen ist innerhalb der statistischen Fehler gut. In der  $\phi_e$ -Verteilung erkennt man zwei Abfälle in der Verteilung bei  $\phi \approx 0$  und  $\phi \approx \pm\pi$ . Dies ist durch zwei ausgeschaltete Trigger-Zellen links und rechts an inneren Rand des SpaCal bedingt. Der Cluster Radius in Daten ist im Vergleich zur Monte-Carlo Simulation leicht zu größeren Werten verschoben. Trotz dieses kleinen Unterschieds kann man davon ausgehen, daß die Monte-Carlo Simulation die Detektorantwort gut beschreibt.

Basierend auf der Messungen der Energie und des Streuwinkels des Elektrons wird die Kinematik des Ereignisses rekonstruiert. In der Abbildung 4.7a-c sind die Daten mit der Simulation für die kinematischen Variablen  $Q_e^2$ ,  $y_e$  und  $x_e$  dargestellt. Auch hier ist die Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo Simulation sehr gut.

Zusätzlich ist in der Abbildung 4.7 d die Variable  $E - p_z$  dargestellt. Sie ist durch

$$E - p_z = \sum_{\text{Had}} (E - p_z) - E'_e(1 - \cos\theta_e) \quad (4.6)$$

gegeben. Die Summe läuft über alle Hadronen im Endzustand. Falls alle Teilchen nachgewiesen werden, ist diese Größe erhalten und man erwartet unter Vernachlässigung der Ruhemassen einen Wert von  $2E_e = 55$  GeV. Geringe Abweichungen nach unten entstehen durch Verluste von Hadronen in der Vorwärtsrichtung, was zu der beobachteten asymmetrischen Form der Verteilung führt. Falls es sich bei dem Ereignis um Photoproduktion handelt, ist ein Hadron als Elektron fehlidentifiziert worden und das gestreute Elektron ist somit nicht nachgewiesen worden. Deshalb ergibt sich für  $E - p_z$  ein deutlich kleinerer Wert. Für die Messungen der Strukturfunktionen des Protons wird typischerweise auf  $E - p_z > 35$  GeV geschnitten, um Photoproduktion zu unterdrücken. Da es nahezu keine Einträge im Histogramm  $< 35$  GeV gibt, wird dieser Schnitt hier nicht benötigt.

#### 4.2.4. Überprüfung der SpaCal Energie-Messung

Neben der Elektron-Methode zur Berechnung der kinematischen Variablen gibt es die sogenannte Doppelwinkelmethode (double angle: DA) [Bas95], die auf der Messung

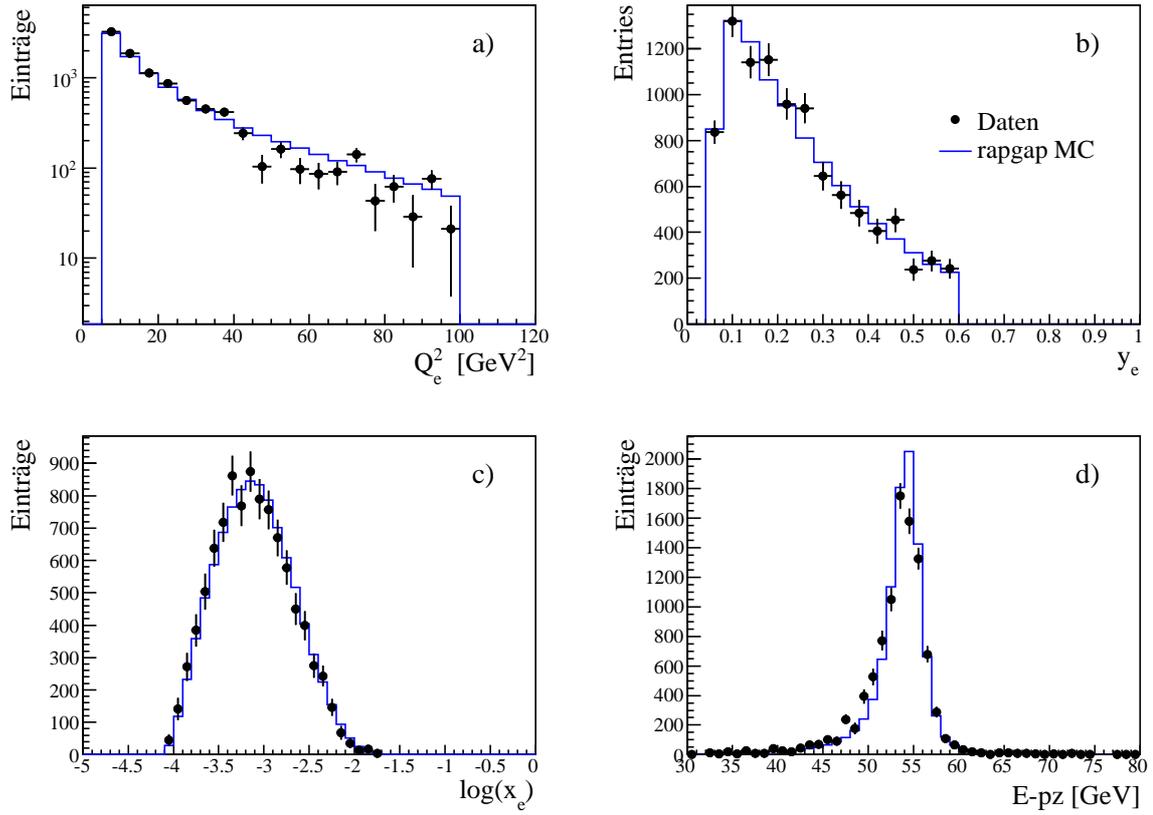


Abbildung 4.7.: Kontrollverteilungen zur Rekonstruktion einiger kinematischer Variablen, die vorwiegend aus Messungen des SpaCal berechnet werden. Der Untergrund ist mittels statistischer Subtraktion abgezogen.

der Streuwinkel des Elektrons  $\theta_e$  und des hadronischen Endzustands  $\theta_{\text{Had}}$  basiert. Dies erlaubt die Rekonstruktion der Elektron-Energie unabhängig von der SpaCal-Messung; die Elektron-Energie  $E_{\text{DA}}$  ist durch folgende Beziehung gegeben:

$$E_{\text{DA}} = E_e \frac{1 - y_{\text{DA}}}{\sin^2 \theta_e / 2} \quad (4.7)$$

Hier ist  $E_e$  die Energie des einlaufenden Elektrons und  $y_{\text{DA}}$  ist die Inelastizität, die mit der Doppelwinkelmethode bestimmt worden ist:

$$y_{\text{DA}} = \frac{\tan(\theta_{\text{Had}}/2)}{\tan(\theta_{\text{Had}}/2) + \tan(\theta_e/2)} \quad (4.8)$$

Wie man diesen Formeln entnehmen kann, ist die Doppelwinkel-Methode nahezu unabhängig von Energiemessungen in den Kalorimetern. Außerdem ist die Auflösung der Doppelwinkelmethode vor allem bei großen Elektron-Energie  $E'_e$  besser als die Auflösung des SpaCal, weshalb die Doppelwinkelmethode für die Kalibration des SpaCal verwendet wird. Dazu werden vergleichsweise restriktive Selektionsschnitte benötigt, wobei insbesondere eine große Elektron-Energie verlangt wird. Diese Schnitte weichen stark von den in dieser Analyse verwendeten Schnitten zur Selektion von tiefinelastischen Streueignissen ab. Um zu überprüfen, ob die Doppelwinkel-Kalibration des

SpaCal auch für die vorliegende Analyse gültig ist, wird sie für den Datensatz dieser Analyse überprüft.

Da die Doppelwinkelmethode ausschließlich auf der Messung der beiden Winkel basiert, muß sichergestellt werden, daß diese nicht aufgrund von Akzeptanzen des Detektors systematisch falsch gemessen werden. Deshalb wird verlangt, daß der Winkel des hadronischen Endzustands  $10^\circ < \theta_{\text{Had}} < 150^\circ$  beträgt, und daß der Transversalimpuls des gestreuten Elektrons größer als 1 GeV ist. Ansonsten verläßt ein Teil des Endzustands den Detektor unbemerkt durch das Strahlrohr, was zu einer systematischen Verschiebung der  $\theta$ -Messung des Endzustands führt. Um Untergrund zu unterdrücken, wird ein Schnitt auf die CJC-Messung des Ereigniszeitpunkts  $t_0$  von  $\pm 5$  ns und ein Schnitt auf  $35 < E - p_z < 70$  GeV gemacht. Ebenfalls wird verlangt, daß der z-Vertex des Ereignisses nur maximal  $\pm 35$  cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt abweicht. Ansonsten werden die gleiche Schnitte zur Selektion von DIS wie bei der oben beschriebenen Ereignis Selektion gemacht. Allerdings wird anstelle von  $y_e$  auf  $y_{\text{DA}} < 0,5$  geschnitten. Eine Selektion von  $D^*$ -Meson wird nicht gemacht, um die Statistik nicht unnötig zu reduzieren.

In der Abbildung 4.8 ist das Verhältnis zwischen der Elektron-Energie  $E_{\text{DA}}$ , die mit der Doppelwinkelmethode berechnet ist, und der im SpaCal gemessenen Elektron-Energie  $E'_e$  in Abhängigkeit von der Elektron-Energie  $E_{\text{DA}}$  und dem SpaCal-Radius der Cluster-Position dargestellt. Die Daten (gefüllte Kreise) sind die mit der inklusiven Monte-Carlo Simulation (offene Kreise) verglichen. Als Generator ist, wie beim Signal-Monte-Carlo, RAPGAP 3.1 verwendet worden. Allerdings sind nicht nur Charm-Quarks, die in ein  $D^*$ -Mesonen fragmentieren und anschliessend im goldenen Kanal zerfallen, generiert worden, sondern es sind auch alle anderen Quark-Arten im Proton bei der Wechselwirkung berücksichtigt worden. Der inklusive Monte-Carlo Datensatz ist somit von Wechselwirkungen unter Beteiligung von leichten Quarks ( $u$ ,  $d$  und  $s$ ) dominiert.

Falls die beiden Rekonstruktionsmethoden im selektierten kinematischen Bereich gültig sind, ist das Verhältnis im Mittel eins. In jedem Bin wird eine Gauß-Funktion angepaßt und der Erwartungswert eingezeichnet. Dabei wird der Fitbereich auf  $1 \pm 0,1$  eingeschränkt, weil die Verteilungen meistens stark asymmetrisch sind und der Mittelwert in diesem Fall nicht dem wahrscheinlichsten Wert entspricht. Die eingezeichneten Fehler sind die Fehler auf den Erwartungswert der Gauß-Funktion und sind bei der Kurvenanpassung bestimmt worden.

Man erkennt, daß die Daten und die Monte-Carlo Simulation des H1-Detektors systematisch um bis zu 3% nach oben abweichen. Dieser Effekt ist allerdings bei der Monte-Carlo Simulation noch etwas ausgeprägter. Allerdings ist für die systematischen Fehler nur der Unterschied zwischen Daten und Monte-Carlo Simulation und nicht die absolute Kalibration relevant. In der Monte-Carlo Simulation steht das SpaCal um 2,9 cm näher am Wechselwirkungspunkt als in Wirklichkeit. Dieser Unterschied wird bei der Berechnung des Streuwinkels  $\theta_e$  nicht berücksichtigt. Deshalb wird in der Monte-Carlo Simulation der Winkel des gestreuten Elektrons um etwa 2% zu groß und die Inelastizität  $y_{\text{da}}$  bis 2% zu klein rekonstruiert. Folglich weicht die Elektron-Energie  $E_{\text{da}}$  bei großen Winkeln  $\theta_{\text{Had}}$  bis zu 0,5% nach oben ab; bei kleinen Winkeln  $\theta_{\text{Had}}$  ist dieser Effekt vernachlässigbar. Für die Monte-Carlo Simulation wurde bei einem Vergleich der Elektron-Energie  $E_{\text{DA}}$  mit der generierten Energie des gestreuten Elektrons

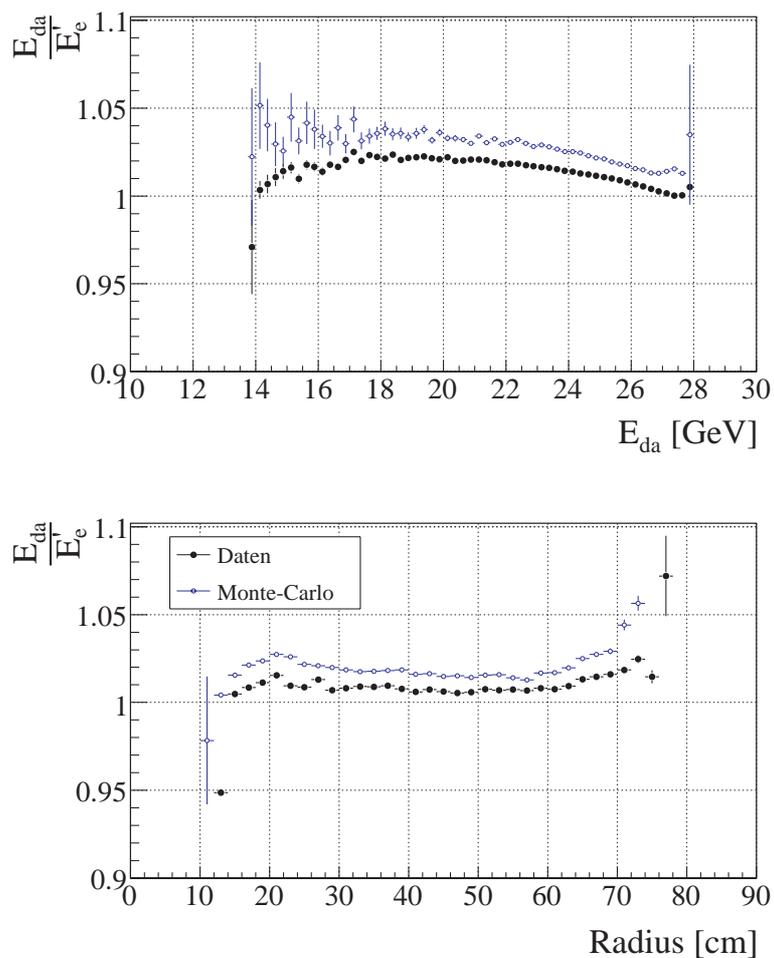


Abbildung 4.8.: Kontrolle der SpaCal-Kalibration mit der Doppelwinkel-Methode als Funktion der Elektron-Energie und des SpaCal-Radius. Die Daten sind als schwarze Punkte eingezeichnet; die blauen, offenen Punkte sind eine inclusive Monte-Carlo Simulation (RAPGAP).

eine leichte systematische Verschiebung um etwa 0,5% nach oben beobachtet. Dieser Effekt kann also den Unterschied zwischen der Monte-Carlo Simulation und den Daten von  $\sim 1\%$  nur teilweise erklären.

Die Abweichung der Daten zur Monte-Carlo Simulation, mit Ausnahme des ersten Daten-Punktes, beträgt etwa 1%. Bei der Doppelwinkel-Kalibration des SpaCal sind viele der inneren Zellen nicht berücksichtigt worden, was zu der hier beobachteten großen Abweichung bei kleinen Radien führt. Um die Auswirkungen der systematischen Verschiebung zwischen Daten und Monte-Carlo Simulation abzuschätzen, wird die Elektron-Energie  $E'_e$  bei der Bestimmung der Effizienz um  $\pm 1\%$  variiert (siehe Kapitel 5.5.5).

### 4.3. Selektion von $D^*$ -Mesonen

Basierend auf der oben dargestellte Selektion von DIS-Ereignissen wird nach  $D^*$ -Mesonen gesucht.  $D^*$ -Mesonen, die im goldenen Kanal zerfallen, werden anhand der Spuren ihrer Zerfallsteilchen in den zentralen Spurkammern identifiziert. Die dazu verwendeten Spuren müssen von ausreichend hoher Qualität sein, um eine gute Rekonstruktion des  $D^*$ -Mesons zu gewährleisten, und um den Untergrund möglichst gut zu unterdrücken. Zusätzlich dazu werden Schnitte auf die Transversalimpulse vom  $D^*$ -Meson und seiner Zerfallsteilchen gemacht. Ein Schnitt auf die Masse des  $D^0$ -Kandidaten  $M(D^0)$  ist unverzichtbar, um Untergrund im  $\Delta M$ -Histogramm zu unterdrücken.

#### 4.3.1. Spur-Qualitätsschnitte

Die für die Rekonstruktion verwendeten Spuren müssen eine minimale Qualität besitzen. Im wesentlichen werden die H1-Standard-Schnitte für "selektierte Spuren" verwendet. Bei diesen Spuren beträgt der minimale Transversal-Impuls 0,07 GeV. Spuren unterhalb dieses Wertes können aufgrund der starken Krümmung nur sehr schwer rekonstruiert werden; zudem werden viele dieser Teilchen vom Strahlrohr absorbiert und erreichen die Spurkammern nicht. Damit die Spuren innerhalb der zentralen Spurkammern nachgewiesen werden können, muß ihr Polarwinkel  $\theta$  im Bereich von  $20^\circ - 160^\circ$  liegen. Die minimale Spurlänge darf nicht weniger als 10 cm betragen und die Spur muß innerhalb der CJC spätestens bei einem Radius von 50 cm, das heißt in der CJC1, beginnen. Eine Mindestanzahl von Treffern in den Spurkammern wird nicht verlangt.

Alle Qualitätsschnitte auf die Spuren der Zerfallsteilchen vom  $D^*$ -Meson sind in der Tabelle 4.3 zusammengefaßt.

Name	Wert
Tranversalimpuls $p_t$	$> 0,07 \text{ GeV}$
Polarwinkelbereich $\theta$	$20^\circ - 160^\circ$
Spurlänge	$> 10 \text{ cm}$
Startradius	$< 50 \text{ cm}$

Tabelle 4.3.: Qualitätsschnitte der verwendeten Spuren

### 4.3.2. Rekonstruktion von $D^*$ -Kandidaten

Zur Rekonstruktion des  $D^*$ -Mesons im Kanal  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_{\text{slow}}^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi_{\text{slow}}^\pm$  wird zuerst nach dem Zerfall des  $D^0$ -Mesons in ein Kaon und ein entgegengesetzt geladenes Pion gesucht. Dazu wird die invariante Masse aller möglichen Kombinationen von zwei Spuren im Ereignis unter der Massenhypothese eines Kaons bzw. eines Pions berechnet. Entspricht diese invariante Masse innerhalb eines Fensters von 400 MeV der Masse des  $D^0$ -Mesons von  $M(D^0) = 1864,5 \pm 0,4$  GeV [Yao06], so wird unter den verbliebenen Spuren nach dem langsamen Pion  $\pi_{\text{slow}}$  gesucht. Hierzu wird für jede der verbliebenen Teilchen-Spuren die Masse eines Pions angenommen und die invariante Masse der Drei-Teilchen-Kombinationen  $M(K\pi\pi_{\text{slow}})$  berechnet. Anstatt auf diese Variable zu schneiden, berechnet man die Massendifferenz zwischen dem Drei-Körperzerfall und dem Zwei-Körperzerfall des  $D^0$ -Mesons:

$$\Delta M = M(K\pi\pi_{\text{slow}}) - M(K\pi) . \quad (4.9)$$

Da bei einem Fit an die Verteilung auch der Untergrund gut beschrieben werden muß, verlangt man für einen  $D^*$ -Kandidaten ein  $\Delta M < 0,170$  GeV. Die Variable  $\Delta M$  wird verwendet, weil sich hier viele der Meßfehler herausheben, so daß die Auflösung in  $\Delta M$  fast ausschließlich von den Meßfehlern der Spur des langsamen Pions bestimmt wird. Die nominelle Wert beträgt  $\Delta M = (145,421 \pm 0,010)$  MeV [Yao06].

Ausgehend von diesem Datensatz macht man für die  $\Delta M$ -Verteilung (siehe auch Abbildung 4.1) zusätzlich einen deutlich engeren Schnitt von  $\pm 80$  MeV um die nominelle  $D^0$ -Masse, was einer Breite von etwa 2,5 Standard-Abweichungen entspricht. Dieser Schnitt reduziert den Untergrund deutlich, so daß die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen für die Messung des Wirkungsquerschnittes durch einen Fit an die  $\Delta M$  Verteilung (siehe Kapitel 5.2) bestimmt werden kann. Für die  $M(K\pi)$ -Verteilung wird nicht der engere Schnitt auf die  $K\pi$ -Masse gemacht, sondern es wird auf ein Fenster um den nominellen  $\Delta M$ -Peak von  $\pm 4$  MeV geschnitten. Die Verteilung der invarianten  $K\pi$ -Masse der  $D^*$ -Kandidaten dient nur zu Kontrollzwecken.

Wie schon in der Einleitung dieses Kapitels erwähnt, wird auch der falsch geladene Untergrund selektiert. Bei der Selektion verlangt man, daß das Kaon und Pion die gleiche Ladung besitzen. So ist es ausgeschlossen, daß tatsächlich ein echtes  $D^0$ -Meson selektiert wird. Der falsch geladene Untergrund besitzt die gleiche Kombinatorik und die gleiche funktionale Form in  $\Delta M$  wie der kombinatorische Untergrund im Signal-Datensatz. Er wird für die statistische Subtraktion verwendet, und beim Fit erhält man durch ihn weitere Einschränkungen auf die Form des Untergrundes.

Die Spurkammern des H1-Detektors können Spuren nur ab einem gewissen Transversalimpuls effizient nachweisen, so daß auf das  $D^*$ -Meson und seine Zerfallsteilchen  $p_t$ -Schnitte gemacht werden müssen. Außerdem kann so weiterer Untergrund unterdrückt werden, weil der Untergrund mit abnehmendem  $p_t$  der Spuren stark ansteigt. Teilchen, die nicht aus einem Teilchenzerfall eines schweren Mesons stammen, haben meist einen deutlich kleineren Transversalimpuls als die Zerfallsteilchen eines schweren Mesons. Folglich steigt die Anzahl der Teilchen, die nicht vom Zerfall des  $D^*$ -Mesons stammen, mit abnehmendem Transversalimpuls stark an. Insbesondere das langsame Pion muß somit in einer Vielzahl von Spuren mit geringem Transversalimpuls gefunden.

In der Abbildung 4.9 ist den Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons gegen die Transversalimpulse der drei Zerfallsteilchen für das Signal-Monte-Carlo aufgetragen. Dabei sind

nur die oben dargestellten Spur-Qualitäts- und DIS-Selektions-Schnitte gemacht worden. In der Abbildung 4.9c erkennt man, daß die Anzahl langsamer Pionen unterhalb von 120 MeV stark abnimmt, weil die Effizienz der Spurdetektoren in diesem  $p_t$ -Bereich stark abnimmt. Das  $p_t$  des langsamen Pions ist mit dem vom  $D^*$ -Meson korreliert, was zu einem Rückgang in der Anzahl der  $D^*$ -Mesonen unterhalb von 2 GeV führt, obwohl der Wirkungsquerschnitt zu kleinen  $p_t$  weiter ansteigt. Unterhalb von 1,5 GeV ist dieser Rückgang eklatant, weswegen man  $p_t(\pi_{\text{slow}}) > 120$  MeV und somit  $p_t(D^*) > 1,5$  GeV verlangt. Diese Schnitte sind als Linien in den Abbildungen eingezeichnet.

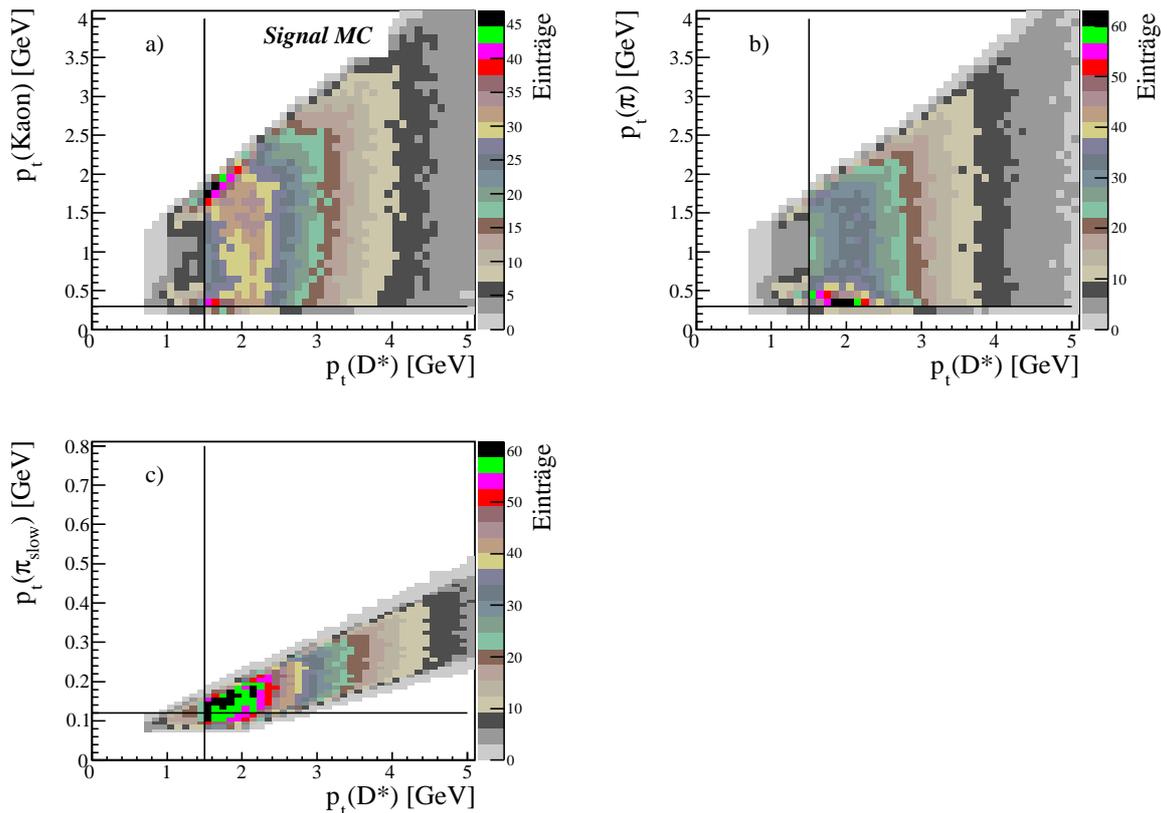


Abbildung 4.9.: Korrelation der Transversalimpulse  $p_t$  von den drei Zerfallsteilchen,  $K$ ,  $\pi$ , und  $\pi_{\text{slow}}$ , mit dem  $p_t$  des  $D^*$ -Mesons. Die  $p_t$ -Schnitte sind als schwarze Linien eingezeichnet.

In den beiden Abbildungen 4.9a und b ist die Korrelation der Transversalimpulse zwischen dem Kaon bzw. Pion und dem  $D^*$ -Meson dargestellt. Im Vergleich zur Korrelation mit dem langsamen Pion ist sie deutlich weniger stark ausgeprägt. Man erkennt aber, daß Kaonen und Pionen unterhalb von 300 MeV für  $D^*$ -Mesonen oberhalb von 1,5 GeV kaum noch beitragen. Deswegen wird  $p_t(K, \pi) > 300$  MeV verlangt; dieser Schnitt ist ebenfalls als schwarze Linie in den Abbildungen eingetragen.

Der kombinatorische Untergrund kann effizient mit einem Schnitt auf die skalare Summe der Transversalimpulse von Kaon und Pion  $p_t(K) + p_t(\pi)$  unterdrückt werden, weil die Teilchen einen zusätzlich Impuls aus dem Zerfall des  $D^0$ -Mesons erhalten. In der Abbildung 4.10 ist die Korrelation dieser skalaren Summe mit dem Transversalimpuls vom  $D^*$ -Meson für Daten und Monte-Carlo Simulation dargestellt. In der

Simulation von Signal-Ereignissen befinden sich fast keine Ereignisse unterhalb von  $p_t(K) + p_t(\pi) < 2$  GeV für  $p_t(D^*) > 1,5$  GeV. Im Gegensatz dazu gibt viele  $D^*$ -Kandidaten in den Daten unterhalb dieses skalaren Summenschnitts. Da die Daten durch Untergrund dominiert sind, kann man also durch einen Schnitt auf die skalare Summe der Transversalimpulse vom Kaon und Pion den Untergrund reduzieren, ohne die Anzahl der echten  $D^*$ -Mesonen deutlich zu verringern.

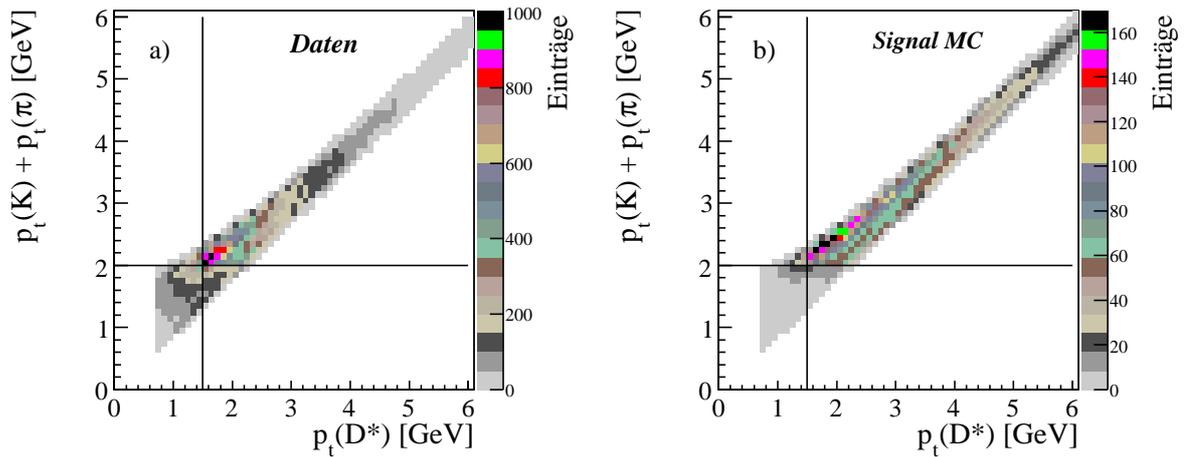


Abbildung 4.10.: Motivation des Schnittes auf die Skalare Summe des  $p_t$  vom Kaon und Pion. Der Untergrund in Daten ist nicht abgezogen.

Die Richtung des  $D^*$ -Mesons ist insbesondere mit der Richtung des langsamen Pions, aber auch mit der vom Pion und Kaon korreliert. Da die Spuren der Zerfallsteilchen ausschließlich mit dem zentralen Spurkammernsystem nachgewiesen werden, muß auch der Bereich der Pseudorapidität  $\eta$  der  $D^*$ -Mesonen entsprechend eingeschränkt werden. Die Pseudorapidität  $\eta$  ist mit dem Polarwinkel  $\theta$  wie folgt verknüpft:

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)) \quad (4.10)$$

Mit den verwendeten Spur-Schnitten der Zerfallsteilchen kann das  $D^*$ -Meson nur im Bereich von  $|\eta(D^*)| < 1,5$  effizient nachgewiesen werden.

Alle oben beschriebenen Schnitte auf die  $D^*$ -Kandidaten und ihrer Zerfallsteilchen sind in der Tabelle 4.4 zusammengefaßt.

## 4.4. Definition des sichtbaren Meßbereich

Aufgrund der Akzeptanz des H1-Detektors ist es nicht möglich, den Wirkungsquerschnitt für die  $D^*$ -Meson-Produktion im gesamten kinematischen Phasenraum zu messen. Anstelle des gesamten Wirkungsquerschnittes wird der sogenannte sichtbare Wirkungsquerschnitt angegeben; die Daten werden nicht mit Hilfe von MC-Vorhersagen auf den gesamten Phasenraum extrapoliert. Statt dessen werden bei den Vorhersagen die Sichtbarkeitsschnitte berücksichtigt, um einen Vergleich zu ermöglichen. Die Verluste aufgrund aller weiteren Schnitte werden mit Hilfe der MC-Simulation korrigiert (siehe Kapitel 5.3).

Name	Wert
$p_t(D^*)$	$> 1,5 \text{ GeV}$
$ \eta(D^*) $	$< 1,5$
$p_t(K)$	$> 0,3 \text{ GeV}$
$p_t(\pi)$	$> 0,3 \text{ GeV}$
$p_t(\pi_{\text{slow}})$	$> 0,120 \text{ GeV}$
$p_t(K) + p_t(\pi)$	$> 2,0 \text{ GeV}$
$ M(K\pi) - M(D^0) $	$< 0,08 \text{ GeV}$
$\Delta M$	$< 0,170 \text{ GeV}$

Tabelle 4.4.: Die verwendeten Schnitte auf die invarianten Massen, die Transversalimpulse  $p_t$  und die Pseudorapidität  $\eta$  der  $D^*$ -Kandidaten und ihrer Zerfallsteilchen.

Die vier Sichtbarkeits-Schnitte entsprechen den oben vorgestellten Analyse-Schnitten und werden im folgenden kurz motiviert:

- Der Bereich der Pseudorapidität  $\eta$  vom  $D^*$ -Meson ist auf  $-1,5 < \eta < 1,5$  beschränkt, da sonst die Zerfallsteilchen nicht mehr mit hoher Effizienz in den zentralen Spurkammersystem nachgewiesen werden können.
- Der minimale Transversalimpuls des  $D^*$ -Meson  $p_t(D^*)$  muß  $1,5 \text{ GeV}$  überschreiten. Für kleinere Transversalimpulse des  $D^*$ -Mesons ist der durchschnittliche Transversalimpuls des langsamen Pions zu klein (vgl. Abbildung 4.9c), um es effizient in den Spurkammern nachzuweisen.
- Der Meßbereich der Photonvirtualität  $Q^2$  erstreckt sich von  $5$  bis  $100 \text{ GeV}^2$ . Dieser Bereich ist bei Verwendung des SpaCal zum Nachweis des gestreuten Elektron mit hoher Effizienz zugänglich.
- Die Inelastizität  $y$  ist auf den Bereich von  $0,05$  bis  $0,6$  beschränkt, um eine gute Rekonstruktion der kinematischen Variablen der tiefinelastischen Streuung zu gewährleisten (siehe auch Kapitel 4.2.3).

Alle Sichtbarkeits-Schnitte sind in der Tabelle 4.5 zusammengefaßt.

Name	Wert
$p_t(D^*)$	$> 1,5 \text{ GeV}$
$ \eta(D^*) $	$< 1,5$
Virtualität	$5 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$
Inelastizität	$0,05 < y < 0,6$

Tabelle 4.5.: Definition des sichtbaren Meßbereichs.

## 4.5. Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo Simulation für $D^*$ -Mesonen

In vorhergehenden Analysen zur Produktion von  $D^*$ -Mesonen am H1-Experiment konnte die verwendete Monte-Carlo Simulation die gemessenen  $p_t$ -Verteilungen vom  $D^*$ -Meson und seiner Zerfallsteilchen nicht gut beschreiben, so daß die Monte-Carlo Simulation im Transversalimpuls vom  $D^*$ -Meson umgewichtet werden mußte [Sch04]. Insbesondere bei niedrigen Transversalimpulsen erwartet man, daß eine Theorie-Rechnung in niedrigster Ordnung, wie sie in der verwendeten Monte-Carlo Simulation implementiert ist, zu steil ist. Wie man allerdings der Abbildung 4.11 entnehmen kann, ist dies für die vorliegende Analyse nicht der Fall. Die Daten werden hier mit dem Signal-Monte-Carlo Datensatz verglichen, bei dem ausschließlich  $D^*$ -Mesonen mit anschließenden Zerfall im goldenen Kanal generiert worden sind. Der kombinatorische Untergrund in den Daten ist hier, wie in allen folgenden  $p_t$ -Kontrollverteilungen, durch einen Fit abgezogen worden. Die Monte-Carlo Vorhersage ist auf die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen in Daten normiert worden. Im linken Histogramm ist die  $p_t$ -Verteilungen in Daten mit der Monte-Carlo Vorhersage verglichen und auf der rechten Seite ist das Verhältnis der Daten zur Monte-Carlo Vorhersage gegen  $p_t$  aufgetragen. Im Rahmen der Fehler kann man keine systematische Abweichung zwischen den Daten und der Monte-Carlo Vorhersage erkennen. Im Vergleich zu vorherigen Analysen, in denen ein Bereich in der Photonvirtualität von  $2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$  zugänglich gewesen ist, beginnt die vorliegende Messung erst bei  $Q^2 > 5 \text{ GeV}^2$ . Dies könnte eine Ursache für bessere Übereinstimmung sein.

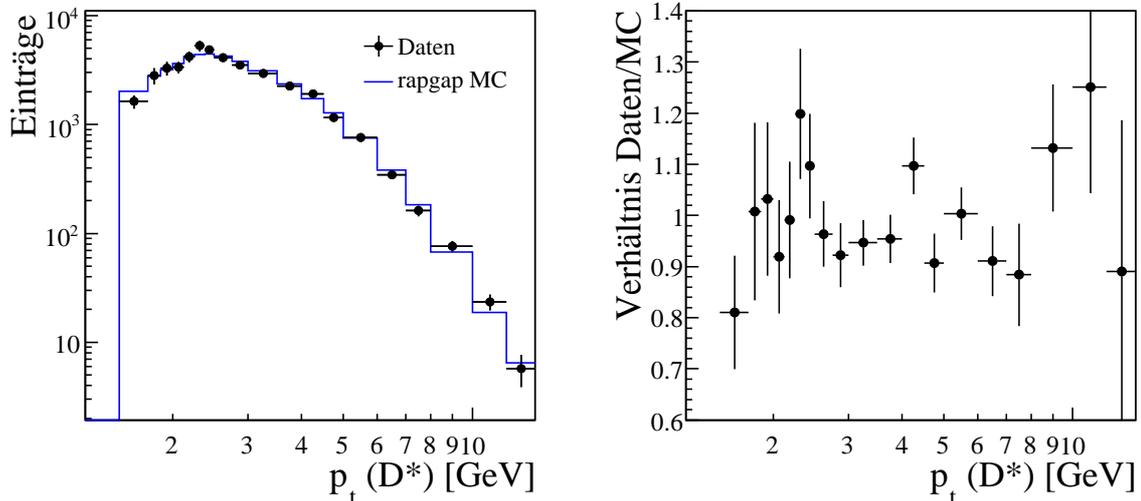


Abbildung 4.11.: Im linken Histogramm sind die Daten (schwarze Punkte) mit der Singal-Monte-Carlo Vorhersage (blaues Histogramm) in Abhängigkeit des Transversalimpulses des  $D^*$ -Mesons verglichen. Rechts ist das Verhältnis von Daten zur Monte-Carlo Vorhersage dargestellt; im Rahmen der Fehler ist keine Abhängigkeit von  $p_t(D^*)$  zu erkennen. Der Untergrund ist durch einen Fit an die  $\Delta M$ -Verteilung abgezogen.

Sowohl bei  $p_t(D^*)$  als auch bei  $p_t(D^0)$  (Abbildung 4.12) erkennt man bei einem  $p_t$  von etwa 2,3 GeV einen leichten Überschuß in den Daten in zwei aneinander angrenzenden Bins. Allerdings ist dieser Überschuß kleiner als  $2\sigma$  bzw.  $1\sigma$ . Insgesamt werden demnach die beiden Spektren in Daten gut von der Monte-Carlo Simulation beschrieben. In der Monte-Carlo Simulation ist also sowohl der Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons bei der Produktion in tiefinelastischer  $ep$ -Streuung als auch sein Zerfall in das  $D^0$ -Meson gut beschrieben. Ausserdem muß für diese Übereinstimmung auch die Nachweiseffizienz der Zerfallsteilchen in Abhängigkeit von  $p_t$  beschrieben werden. Dies wird im folgenden noch weiter untersucht.

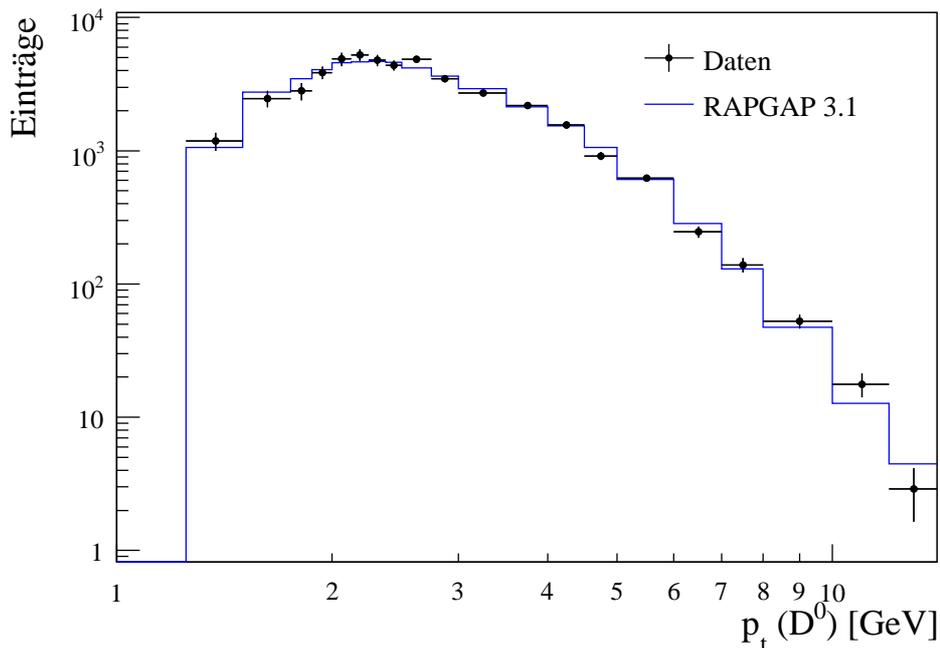


Abbildung 4.12.: Vergleich des  $p_t$ -Spektrums der Daten mit der Monte-Carlo Vorhersage für  $D^0$ -Mesonen aus dem  $D^*$ -Zerfall. Der Untergrund ist durch einen Fit an die  $\Delta M$ -Verteilung abgezogen worden.

#### 4.5.1. Spuren der Zerfallsteilchen

Die  $p_t$ -Spektren der Zerfallsteilchen des  $D^*$ -Mesons sind in der Abbildung 4.13a-c dargestellt. Zusätzlich ist in der Abbildung 4.13d die skalare Summe der Transversalimpulse vom Kaon und Pion gezeigt. Alle diese Verteilungen werden sehr gut vom Monte Carlo beschrieben. Besonders wichtig ist die Beschreibung bei kleinen  $p_t$ , da hier die Effizienz der Spur-Rekonstruktion am kleinsten ist und somit die Korrekturfaktoren aus der Monte-Carlo Simulation am größten sind. Außerdem fallen die  $p_t$ -Verteilungen der Zerfallsteilchen exponentiell ab, so daß eine gute Beschreibung der Form und der Steigung notwendig ist. Aufgrund der logarithmischen Darstellung ist der Fehlerbalken beim ersten Bin des  $p_t$ -Spektrum des Pions nicht zu erkennen; die Monte-Carlo Vorhersage weicht etwa 1,8 Standardabweichung nach unten ab. Insgesamt kann man also davon ausgehen, daß im Rahmen der statistischen Fehler sowohl die generierten

$p_t$ -Spektren wie auch die Effizienz der Spur-Rekonstruktion in Abhängigkeit von  $p_t$  von der Monte-Carlo Simulation gut beschrieben werden. Die Spur-Effizienzen werden gesondert im Kapitel 5.5.1 untersucht.

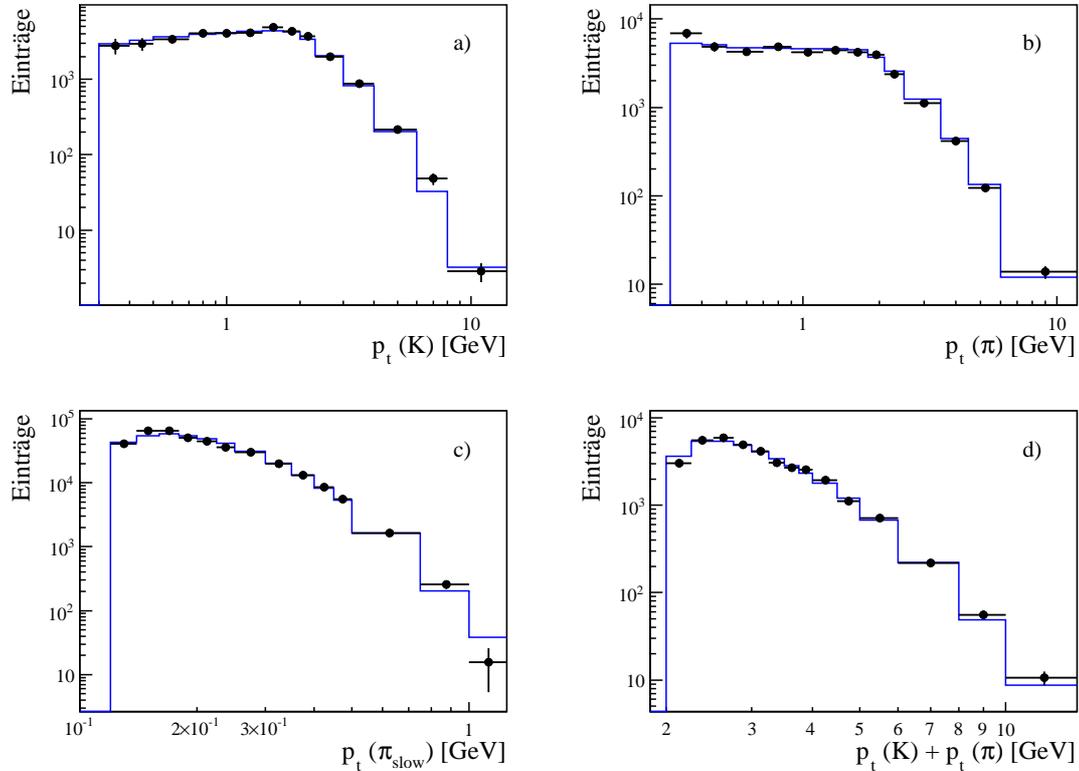


Abbildung 4.13.: Die  $p_t$ -Spektren der drei Zerfallsteilchen des  $D^*$ -Mesons und die skalare  $p_t$ -Summe von Kaon und Pion verglichen mit der Monte-Carlo Vorhersage. Der Untergrund ist durch Fits an die  $\Delta M$ -Verteilungen abgezogen worden.

Um auszuschließen, daß es örtliche begrenzte Ineffizienzen des Detektors gibt, die nicht korrekt von der Monte-Carlo Simulation beschrieben werden, sind die Spuren der Zerfallsteilchen des  $D^*$ -Mesons auch in Abhängigkeit von ihrem Azimutalwinkel  $\phi$  und Polarwinkel  $\theta$  untersucht worden. Die Abhängigkeit von  $\phi$  ist in der Abbildung 4.14a-c und von  $\theta$  in 4.14d-f für die drei Zerfallsteilchen  $K$ ,  $\pi$  und  $\pi_{\text{slow}}$  getrennt dargestellt. Erwartungsgemäß sind die Verteilungen für den Polarwinkel  $\phi$  im Rahmen der Fehler flach.

Für große und kleine Werte von  $\theta$  nimmt die Anzahl der Spuren in den Verteilungen schnell ab, da hier die Akzeptanz der zentralen Spurkammer endet. Für das Kaon und das Pion ist die Verteilung im Zentralbereich des Detektors flach. Beim langsamen Pion geht die Anzahl der Spuren zum Zentrum des H1-Detektors wieder etwas zurück, da Spuren, die senkrecht zum Strahlrohr die Spurkammern durchqueren, weniger Ladung im Volumen der Kammer deponieren. Somit ist die auf dem Draht induzierte Ladung geringer, was zu einer reduzierten Treffer-Effizienz und dem beobachteten Abfall in der  $\theta$ -Verteilung führt. Im Prinzip betrifft dieser Effekt auch die Spuren vom Kaon und Pion. Da aber diese Spuren, im Gegensatz zur Spur des langsamen Pions, fast immer

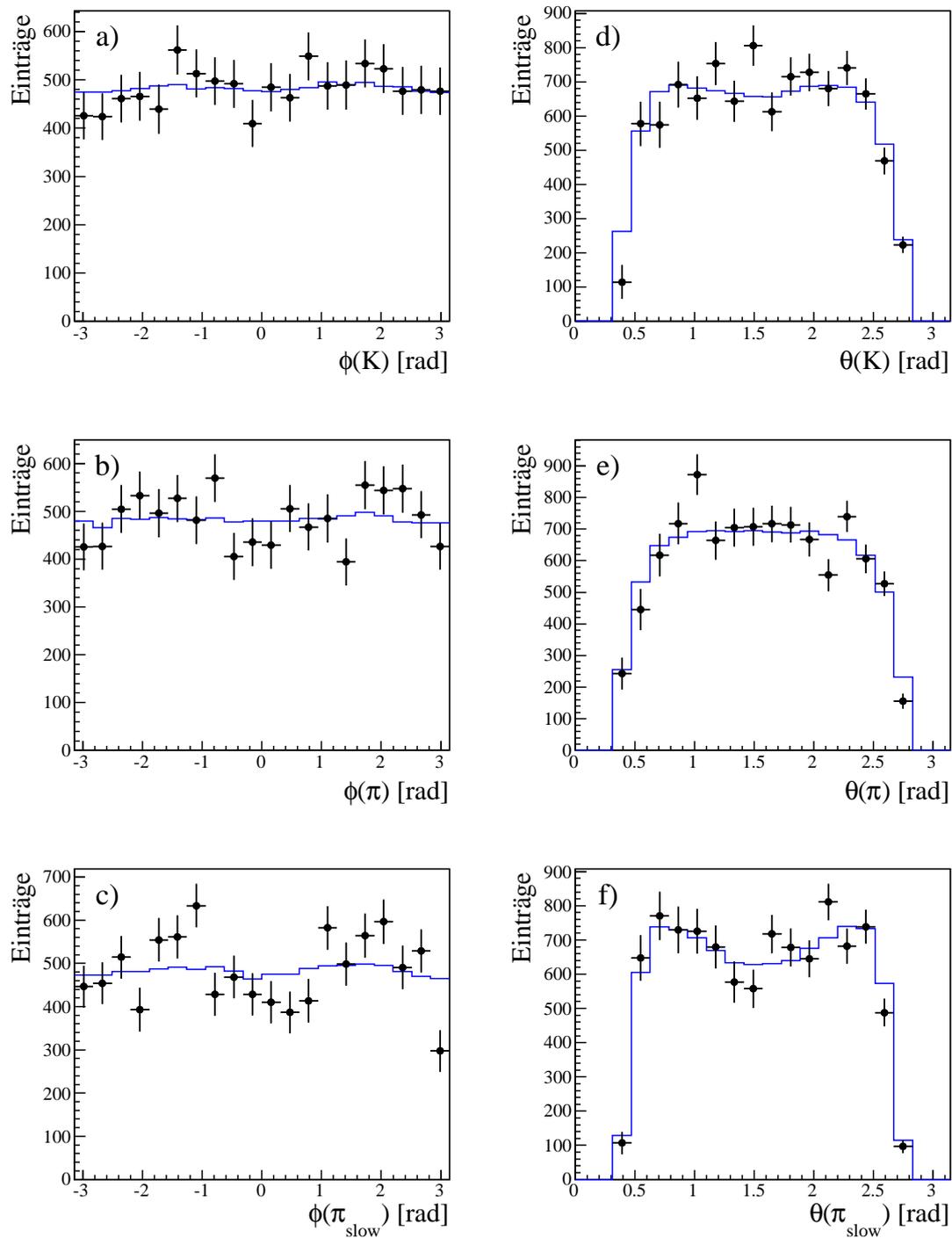


Abbildung 4.14.: Die Verteilungen im Azimutalwinkel  $\phi$  auf der linken Seite und im Polarwinkel  $\theta$  auf der rechten Seite für die drei Zerfallsteilchen des  $D^*$ -Mesons. Der kombinatorische Untergrund ist durch statistische Subtraktion abgezogen worden.

die CJC1 und CJC2 durchqueren (siehe hierzu die Abbildung 4.15), ist dieser Effekt nicht sichtbar. Der Effekt wird in der Simulation der Spurkammer berücksichtigt, so daß auch die  $\theta$ -Verteilung des langsamen Pions gut von der Monte-Carlo Simulation beschrieben ist.

Der dominierende systematische Fehler dieser Messung ist die Beschreibung der Spureffizienzen durch die Simulation der Spurdetektoren. Hier sind insbesondere die Spurkammern CJC1 und CJC2 von zentraler Bedeutung, da die Spur-Erkennung im zentralen Detektor nur auf diesen beiden Kammern basiert. Weitere Treffer in anderen Kammern und Detektoren werden zwar beim Spurfitt verwendet, sie sind aber für die Effizienz, eine Spur zu erkennen, nicht relevant.

Die Effizienz, eine Spur zu finden, hängt unter anderem von der Anzahl der Treffer auf den Signaldrähten der CJC1 und CJC2 ab. In der Abbildung 4.15 in der linken Spalte ist die Anzahl der Treffer in den Spurkammern für die drei Zerfallsteilchen des  $D^*$ -Mesons dargestellt. Die Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo Simulation ist im allgemeinen sehr gut. Allerdings ist die Beschreibung beim langsamen Pion etwas schlechter als beim Kaon und Pion aus dem  $D^0$ -Zerfall. Für das langsame Pion ist die Anzahl der Spuren mit mehr als 50 Treffern in der Monte-Carlo Simulation etwas höher als in den Daten.

Die deutlich sichtbare Doppelpeak-Struktur wird durch die zweigeteilte Spurkammer verursacht. Aufgrund der Zweiteilung kann es passieren, daß die Spur in nur einer der beiden Spurkammern gefunden wird, oder die beiden Spurteile aus den beiden Kammern nicht zusammengefügt werden konnten. Außerdem kann das Teilchen im toten Material zwischen den Spurkammern absorbiert werden. Solche Spuren erzeugen den Peak bei etwa 22 Treffern. Spuren, die in beiden CJC's rekonstruiert worden sind, haben dagegen bis zu 60 Treffer.

In der rechten Spalte der Abbildung 4.15 ist die Spurlänge der drei Zerfallsteilchen aufgetragen. Da die Anzahl der Treffer mit der Spurlänge korreliert ist, erkennt man auch hier die Doppelpeak-Struktur. Die beiden Peaks bei 20 und 60 cm entsprechen den Abmessungen der CJC1 und CJC2. Die Verteilungen des Kaons und des Pions werden sehr gut von der Monte-Carlo Simulation beschrieben. Der erste Peak ist sehr klein, weil die meisten dieser Spuren beide Spurkammern durchqueren. Bei den Spuren des langsamen Pions ist der erste Peak deutlich ausgeprägter, da aufgrund der geringeren Impulse mehr langsame Pionen im Material zwischen den Kammern gestoppt werden. In der Monte-Carlo Simulation gibt es für das langsame Pion weniger kurze und dafür mehr lange Spuren als in Daten. Entweder sind in der Monte-Carlo Simulation die Verluste im toten Material geringer oder die Spuren in den beiden Kammern werden effizienter als in den Daten zusammengefügt. Die Auswirkungen der Verluste im toten Material auf die Spur-Finde-Effizienz wird im Kapitel 5.5.1 untersucht. Dabei ergibt sich ein Unterschied zwischen der Effizienz in den Daten und der Monte-Carlo Simulation von etwa 1,5%. Allerdings kann dieser Effekt den hier beobachteten Unterschied nicht vollständig erklären.

Aufgrund der guten Übereinstimmung zwischen der Monte-Carlo Simulation und den Daten in Bezug auf die Spurlänge und Anzahl der Treffer einer Spur erwartet man eine gute Beschreibung der Spur-Effizienzen in der Monte-Carlo Simulation auf wenige Prozent pro Spur. Da die Unsicherheiten der drei Spuren korreliert sind, ist dies der dominierende systematische Fehler dieser Messung, der im Kapitel 5.5.1 detailliert

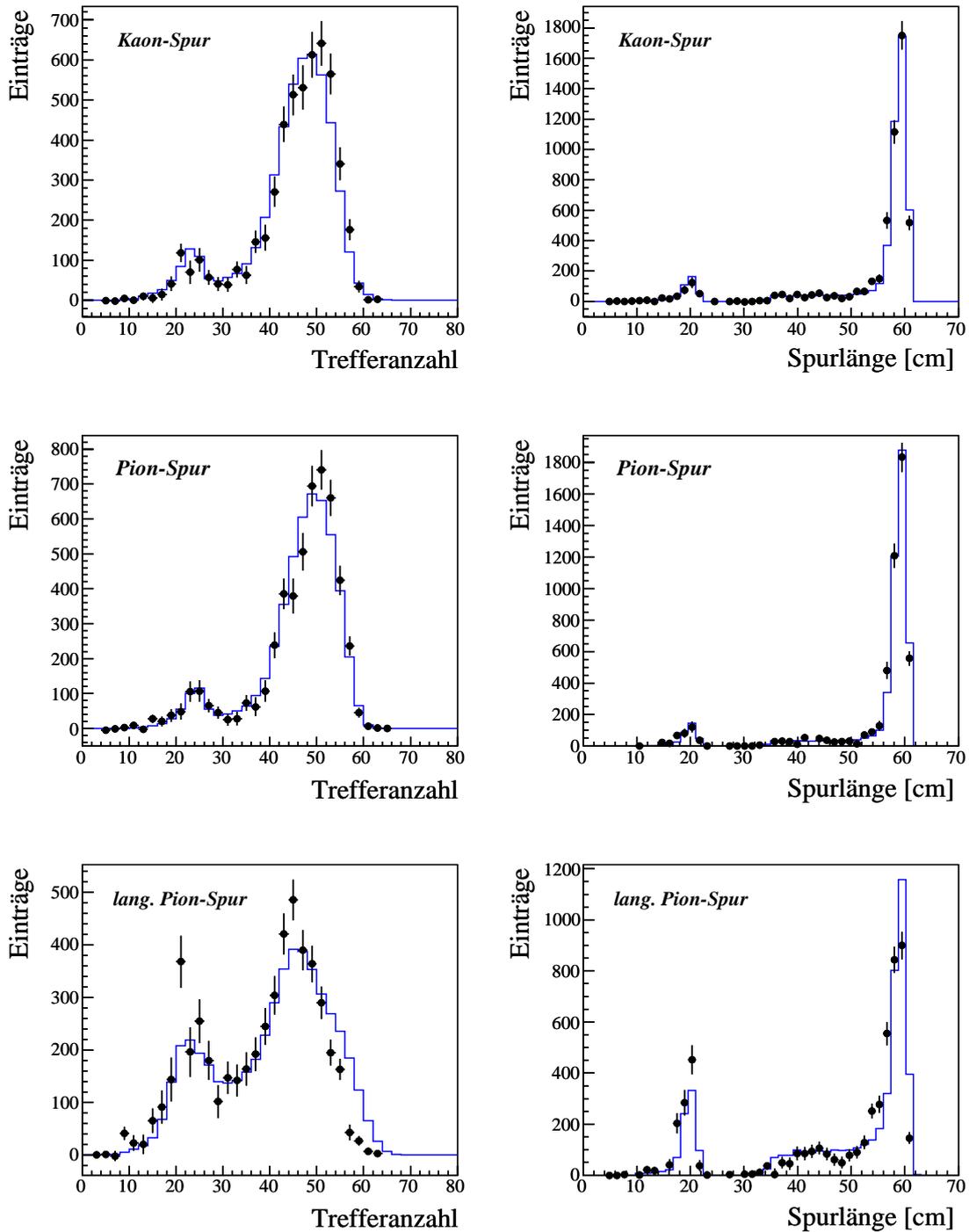


Abbildung 4.15.: Auf der linken Seite ist die Anzahl der Treffer entlang einer Spur und auf der rechten Seite die Länge der Spuren für das Kaon, Pion und langsame Pion dargestellt. In den Daten ist der kombinatorische Untergrund mit der statistischen Subtraktion abgezogen worden.

untersucht wird.

### 4.5.2. Die $\Delta M$ -Verteilung in Daten und Simulation

Das Signal in der  $\Delta M$ -Verteilung ist im Monte-Carlo Datensatz im Vergleich zu den experimentellen Daten um etwa einen Faktor 1,5 schmaler. Die Auflösung des Signals hängt von der Auflösung der Spuren und damit von der Anzahl der Treffer in den Spurkammern und der Präzision ab, mit der diese Treffer gemessen werden. Von der CJC1 und CJC2 wird die Position der Treffer in der  $r\phi$ -Ebene über die Messung der Driftzeit mit einer Auflösung von  $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$  sehr genau bestimmt [Abt97b]. Die  $z$ -Koordinate der Treffer wird mittels Ladungsteilung entlang des Drahtes bestimmt. Die dabei erreichte Einzel-Treffer Auflösung von  $\sigma_z = 22 \text{ mm}$  ist etwa um einen Faktor 130 schlechter als in der  $r\phi$ -Ebene. Deshalb befindet sich zwischen den CJs die COZ zur exakten Messung der  $z$ -Koordinate der Spur. Sie erreicht eine Einzel-Treffer Auflösung von  $\sigma_z \approx 350 \mu\text{m}$  [Abt97b] und verbessert so die Auflösung einer Spur in  $z$ -Richtung etwa um den Faktor 10.

Die Verbesserung der Auflösung des Signals durch die COZ ist in der Abbildung 4.16 illustriert. Oben ist die  $\Delta M$ -Verteilung für die Daten (links) und die Monte-Carlo Simulation (rechts) dargestellt, wobei nur Spuren mit mindestens einem Treffer in der COZ benutzt worden sind. Unten ist im Vergleich das  $\Delta M$ -Signal für Spuren ohne Treffer in der COZ dargestellt. Man erkennt, daß in den Daten die Breite der Verteilung deutlich variiert. Die Breite des Signals ist demnach also stark davon abhängig, ob die  $z$ -Koordinate der Spur durch Treffer in der COZ verbessert werden kann. Außerdem ist im Datensatz ohne COZ-Treffer der Untergrund deutlich höher als im Datensatz mit COZ-Treffern. Allerdings impliziert die Forderung nach Treffern in der COZ intrinsisch, daß die Spuren durch die CJC1 und CJC2 gehen und deshalb im Durchschnitt länger als in der Standard-Selektion sind. Diese Tatsache führt zu weniger Untergrund in Datensatz und alleine wegen der höheren Trefferanzahl zu einer etwas besseren Auflösung. Im Monte-Carlo Datensatz erkennt man ebenfalls eine Verbreiterung des Signals, allerdings ist der Effekt hier nicht ganz so stark ausgeprägt. Im Vergleich zu Daten ist das Signal im Monte-Carlo Datensatz in beiden Fällen deutlich schmaler.

In der Abbildung 4.17 ist die Anzahl der COZ-Treffer entlang der Spur des langsamen Pions aus dem  $D^*$ -Meson Zerfall dargestellt. Man erkennt, daß im Monte-Carlo Datensatz deutlich mehr Spuren mindestens einen Treffer in der COZ haben. Außerdem ist die Anzahl der Treffer in der COZ höher sobald die Spuren überhaupt Treffer in dieser Kammer haben. Diese deutliche Diskrepanz kann nicht mit der zu hohen Anzahl der Spuren im Monte-Carlo Datensatz, die sowohl die CJC1 und CJC2 durchqueren, erklärt werden, da diese Abweichung nicht stark genug ausgeprägt ist (vergl. Abbildung 4.15). Eine andere Ursache kann die schlechte Beschreibung der Effizienz und der toten Bereiche der COZ sein. Allerdings ist die Effizienz der COZ in der Monte-Carlo Simulation für die untersuchte Run-Periode angepaßt worden. Dies hat zu einer Verbesserung der Beschreibung geführt, allerdings ist die hier beschriebene Diskrepanz verblieben.

Die schlechte Beschreibung der COZ-Effizienz erklärt nur teilweise den Unterschied der Breite des Signal in der  $\Delta M$ -Verteilung, da die Breite in der Monte-Carlo Simulation auch ohne jegliche Treffer in der  $z$ -Kammer deutlich schmaler als in Daten ist. Ein möglicher Grund für diesen Unterschied ist eine schlechte Beschreibung der Viel-

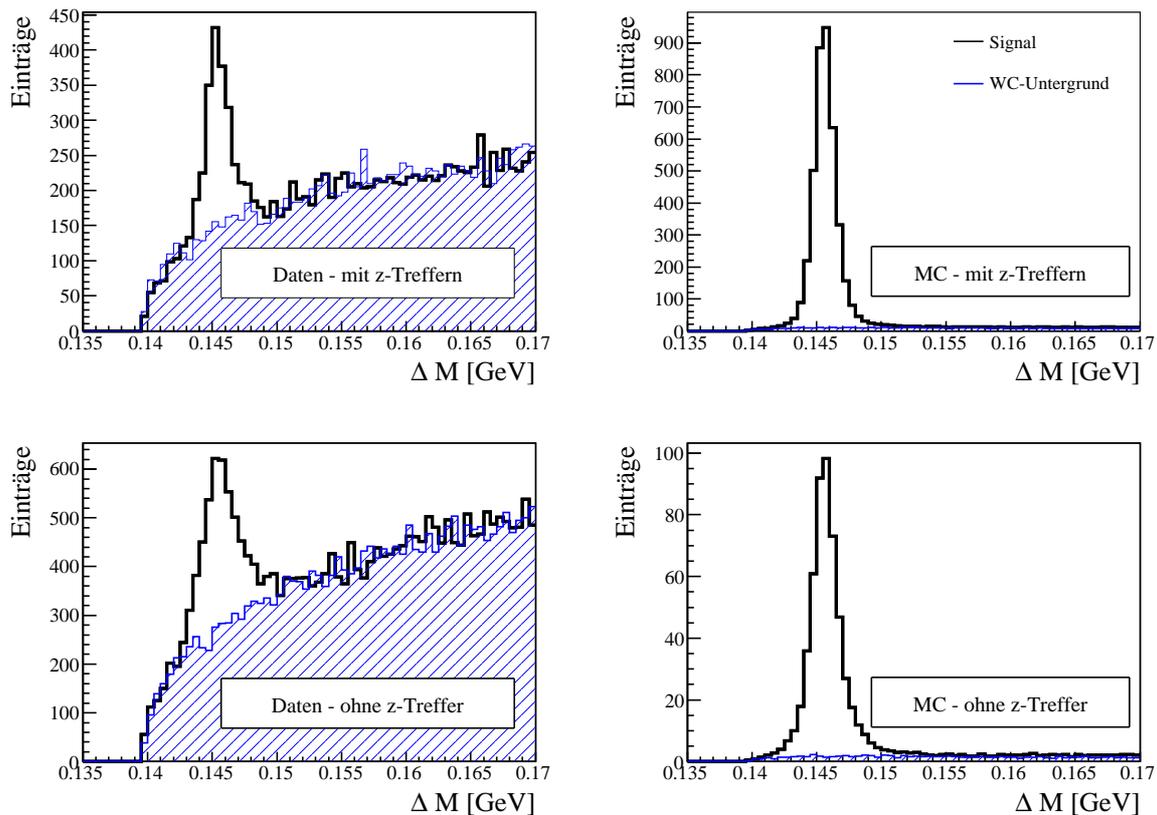


Abbildung 4.16.: Die  $\Delta M$ -Verteilung für die Daten (linke Spalte) und den Monte-Carlo Datensatz (rechte Spalte). Für die oberen Histogramme wird verlangt, daß alle drei Spuren der Zerfallsteilchen mindestens einen z-Treffer haben, und unten, daß keine der Spuren einen z-Treffer hat.

fachstreuung der Teilchen im toten Material durch die Monte-Carlo Simulation (siehe hierzu das Kapitel 5.5.4).

Die Spur-Suche erfolgt in der  $r\phi$ -Ebene ausschließlich mit Treffern in der CJC1 und CJC2. Die schlechte Beschreibung der Auflösung der Spurparameter insbesondere in  $z$ -Richtung hat demnach, wenn überhaupt, nur einen geringen Einfluß auf die Beschreibung der Spur-Effizienzen. Die Spur-Effizienzen in den Daten und der Monte-Carlo Simulation werden detailliert im Kapitel 5.5.1 untersucht, da sie den dominierenden systematischen Fehler dieser Messung verursachen.

### 4.5.3. $z$ -Vertex Verteilung

Untergrund, der durch Wechselwirkung vor allem der Protonen mit dem Restgas oder dem Strahlrohr entsteht, wird mit einem Schnitt von  $\pm 35$  cm auf den Abstand in  $z$ -Richtung des rekonstruierten Ereignis- zum nominellen Run-Vertex unterdrückt. In der Abbildung 4.18 ist die  $z$ -Vertex Verteilung für die Daten und die Monte-Carlo Simulation dargestellt. Die Breite und Form dieser Verteilung ist vor allen durch die longitudinale Bunchstruktur der Protonen bedingt; die Elektronbunche sind deutlich kürzer. Ein Protonbunch bei HERA hat eine fast gaußförmige Verteilung in  $z$  und ist

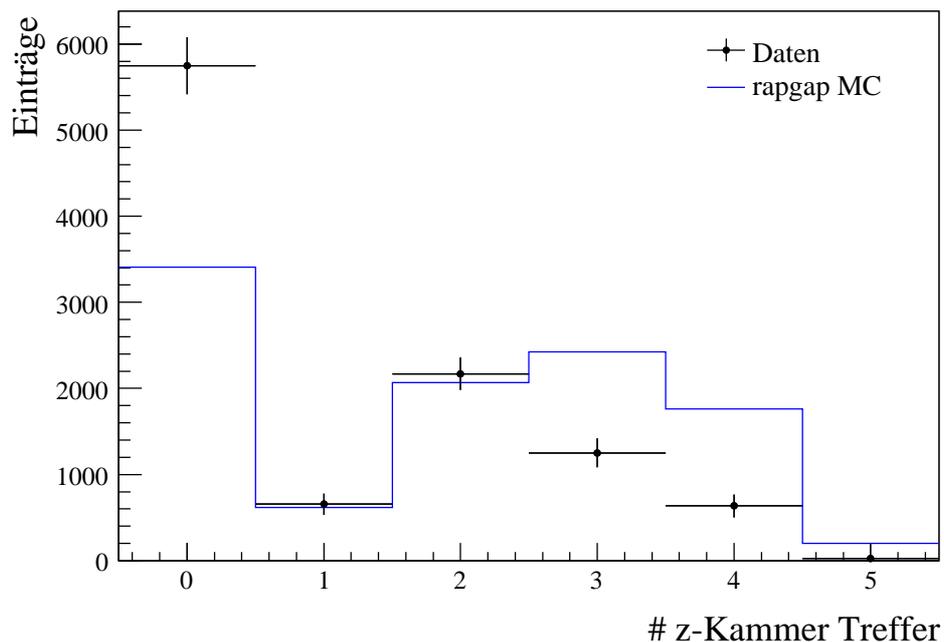


Abbildung 4.17.: Die Anzahl der Treffer auf der Spur des langsamen Pions. Der kombinatorische Untergrund ist durch statistische Subtraktion abgezogen worden.

etwa 2 ns lang, was sich in der  $z$ -Vertex Verteilung widerspiegelt. Die Verteilung ist ohne weitere Ungewichtung der Monte-Carlo Simulation gut beschrieben, was für die korrekte Ermittlung der Effizienzen aus der Monte-Carlo Simulation unerlässlich ist.

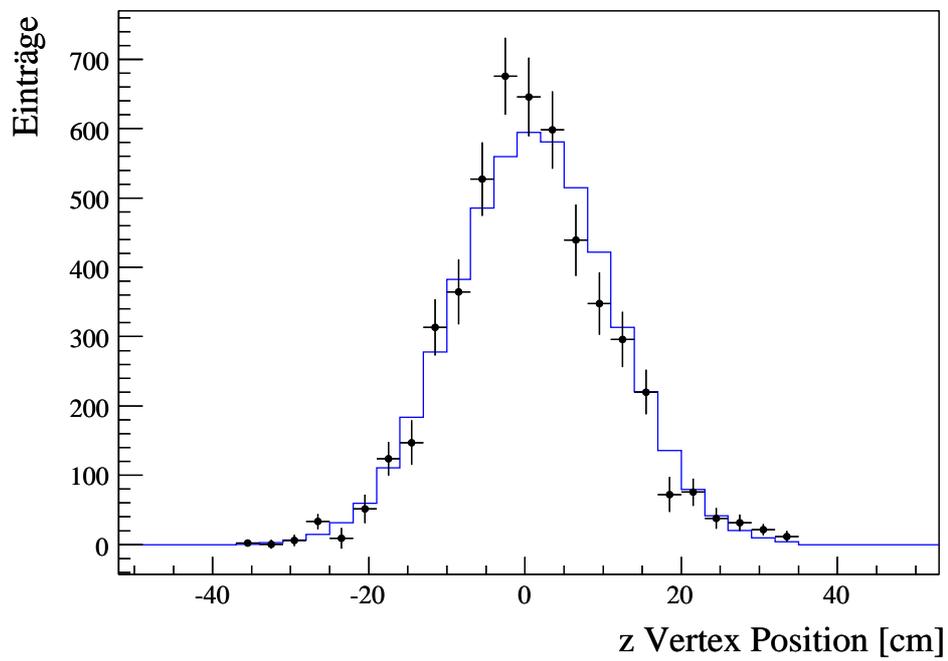


Abbildung 4.18.: Darstellung des Abstand in  $z$ -Richtung des rekonstruierten Ereignis- zum nominellen Run-Vertex . Der kombinatorische Untergrund ist durch statistische Subtraktion abgezogen worden.

## Kapitel 5

# Bestimmung des Wechselwirkungsquerschnitts

In diesem Kapitel wird zuerst die Berechnung des Wirkungsquerschnittes beschrieben. Dazu werden die möglichst genauen Anzahlen der selektieren  $D^*$ -Mesonen benötigt, die mit zwei statistischen Methoden bestimmt werden. Im vorherigen Kapitel ist gezeigt worden ist, daß die Monte-Carlo Simulation in der Lage ist Daten sehr gut im Rahmen der statistischen Fehler zu beschreiben. Deshalb kann die Monte-Carlo Simulation dazu verwendet werden, Korrekturfaktoren für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts zu bestimmen. Am Ende des Kapitel werden die identifizierten systematischen Fehlerquellen dargestellt und ihre Auswirkungen auf die vorliegende Messung quantifiziert.

### 5.1. Berechnung des Wirkungsquerschnitts

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für  $D^*$ -Produktion benötigt man die Anzahl der Ereignisse mit mindestens einem  $D^*$ -Meson und die Luminosität  $\mathcal{L}$  während der Messung. Der Wirkungsquerschnitt ist durch das Verhältnis der Ereignisanzahl zur Luminosität gegeben:

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{vis}} = \frac{N_{D^*}}{\mathcal{L} \cdot \mathcal{B}(D^* \rightarrow K\pi\pi_{\text{slow}}) \cdot A_{\text{Detektor}} \cdot \epsilon_{\text{Detektor}} \cdot \epsilon_{\text{Trigger}}} . \quad (5.1)$$

Um vom Nachweis der  $D^*$ -Mesonen im goldenen Zerfallskanal auf den gesamten Wirkungsquerschnitt zurückzuschließen, benötigt man das Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(D^* \rightarrow K\pi\pi_{\text{slow}})$ , das angibt, wie häufig ein  $D^*$ -Meson im golden Kanal zerfällt (siehe Tabellen 1.1 und 1.2).

Das  $D^*$ -Meson kann aufgrund der Akzeptanz  $A_{\text{Detektor}}$  und Effizienz  $\epsilon_{\text{Detektor}}$  des H1-Detektors nicht im gesamten Phasenraum gleich gut nachgewiesen werden. Die sich daraus ergebenden Verluste müssen mit Hilfe der Monte-Carlo Simulation korrigiert werden. Die Bestimmung der Detektor-Akzeptanz und Effizienz wird in diesem Kapitel in Abschnitt 5.3 beschrieben. Ein weiterer Korrekturfaktor ist die Triggereffizienz  $\epsilon_{\text{Trigger}}$ , die die Verluste bei der Online-Selektion der Ereignisse spezifiziert. Die Triggereffizienz ist im Kapitel 4.2.2 bestimmt worden.

Die vorliegende Analyse beschränkt sich darauf, das gestreute Elektron im SpaCal und das  $D^*$ -Meson in den zentralen Spurkammern oberhalb eines Transversalimpulses von 1,5 GeV nachzuweisen. Wegen der beschränkten Akzeptanz des Detektors ist die Messung der Wirkungsquerschnitte nur in einem sichtbaren kinematischen Bereich möglich; es sind in etwa 30% des gesamten Phasenraum experimentell zugänglich [Lip07]. Die Definition des sichtbaren Bereiches ist in der Tabelle 4.5 zu finden. Auf

die Extrapolation des Wirkungsquerschnitts auf den gesamten Phasenraum mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation wird im Rahmen dieser Arbeit verzichtet.

Die Anzahl der Ereignisse mit einem  $D^*$ -Meson kann nicht durch ein einfaches Zählexperiment bestimmt werden, da das Signal vom Untergrund nicht für jedes Ereignis einzeln getrennt werden kann. Deshalb werden statistische Methoden verwendet, die im folgenden Kapitel 5.2 beschrieben sind. Bei diesen Methoden ist nicht bekannt, ob die  $D^*$ -Mesonen aus unterschiedlichen Ereignissen stammen. Da aber das Verzweigungsverhältnis klein ist, ist der Effekt durch die doppelte Zählung von Ereignissen ( $\mathcal{B}_{(D^* \rightarrow K\pi\pi_{\text{slow}})}^2 \approx 5 \cdot 10^{-3}$ ) vernachlässigbar. Außerdem wird dieser Effekt von der Monte-Carlo Simulation beschrieben und wird über die Effizienzkorrektur indirekt berücksichtigt.

## 5.2. Signal-Extraktion

Der Zerfall des  $D^*$ -Mesons kann nicht eindeutig anhand der Zerfallsteilchen identifiziert werden, weil man bei der Rekonstruktion auch kombinatorischen Untergrund selektiert. Beim H1-Experiment ist es nicht möglich, die Teilchen eindeutig zu identifizieren, so daß der größte Teil der selektierten  $D^*$ -Kandidaten Untergrund ist. Daher muß die Trennung von Untergrund und Signal mittels statistischer Methoden erfolgen. In dieser Arbeit werden zwei verschiedene Methoden verwendet: Mit der ersten Methode der statistischen Subtraktion werden ausschließlich Kontrollverteilungen erstellt. Die zweite Methode, bei der eine Funktion an die  $\Delta M$ -Verteilung angepaßt wird, wird ebenfalls für Kontrollverteilungen und zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte verwendet. Beide Methoden werden im folgenden beschrieben.

### 5.2.1. Statistische Subtraktion

Mit der Methode der statistischen Subtraktion ist man in der Lage, die  $D^*$ -Meson Produktion differentiell zu untersuchen. Wenn man die Anzahl der  $D^*$ -Meson Kandidaten gegen die zu untersuchende Größe  $x$  aufträgt, so erhält man eine Verteilung  $x(\Sigma)$ , die sich aus der Summe aus der Signalverteilung  $x(D^*)$  und dem kombinatorischen Untergrundsverteilung  $x(U)$  zusammensetzt:

$$x(\Sigma) = x(D^*) + x(U) . \quad (5.2)$$

Der kombinatorische Untergrund sowie die Signalverteilung sind nicht getrennt voneinander zugänglich. Dieser Analyse steht der sogenannte “falsch geladene Untergrund” (WC<sup>1</sup>) zur Verfügung. Der falsch geladene Untergrund wird nahezu identisch selektiert; der einzige Unterschied ist, daß gleich geladene  $K$ - und  $\pi$ -Kandidaten zu einem falsch geladenem  $D^0$ -Kandidaten kombiniert werden. Deshalb ist ausgeschlossen, daß der falsch geladene Untergrund echte  $D^*$ -Mesonen beinhaltet. Er entspricht aber ansonsten den kinematischen Eigenschaften des kombinatorischen Untergrund im Signal-Datensatz, der zusätzlich einen Beitrag bestehend aus zwei Spuren aus einem  $D^0$ -Mesonen Zerfall im Kombination mit einer weiteren Spur bei niedrigen Transversalimpuls enthält. Dieser zusätzliche Beitrag zum kombinatorischen Untergrund im

---

<sup>1</sup>WC: Wrong Charged background

Signal-Datensatz ist allerdings klein. Folglich kann man davon ausgehen, daß der falsch geladene Untergrund  $x(\text{WC})$  bis auf eine Normierung  $b$  dem kombinatorischen Untergrund im Signal-Datensatz entspricht:

$$x(U) = b \cdot x(\text{WC}) . \quad (5.3)$$

Der Normierungsfaktor  $b$  sollte annähernd 1 sein. Sowohl der Signal-Datensatz als auch der falsch geladene Untergrund besteht aus einer drei Spur-Kombination, die in beiden Fällen aus zwei gleich geladenen und einem unterschiedlich geladenem Teilchen zusammengesetzt ist. Unterschiede in der Normierung aufgrund einer ungleichen Anzahl von positiv und negativ geladenen Teilchen in der Spurkammer sind also nicht zu erwarten. Für die Effizienz der Spurrekonstruktion erwartet man geringe Unterschiede für Spuren von positiv und negativ geladenen Teilchen [Dau06]. Auch dieser Effekt sollte nur einen kleinen Einfluß auf den Normierungsfaktor  $b$  haben.

Die exakte Bestimmung des Normierung-Faktors  $b$  erfolgt durch eine Anpassung einer Untergrund-Parametrisierung an den falsch geladenen Untergrund und gleichzeitig an den Signal-Datensatz; bei letzterem wird aber nur der Bereich  $\Delta M > 0.152$  berücksichtigt. Die verwendete Granet-Parametrisierung ist im Kapitel 5.2.2 beschrieben. Bei diesem Fit ist die Form der Funktion für die beiden Datensätze identisch, aber ihre jeweiligen Normierungen sind unabhängig. Der Normierungsfaktor  $b$  entspricht dann dem Verhältnis der beiden Normierungen des Fits an den Untergrund.

Die differentielle Signal-Verteilungen  $x(D^*)$  ist also durch die Differenz aus der Verteilung  $x(\Sigma)$  und dem falsch geladenen Untergrund  $x(\text{WC})$ , der mit  $b$  gewichtet ist, gegeben:

$$x(D^*) = x(\Sigma) - b \cdot x(\text{WC}) . \quad (5.4)$$

Wenn man das gesamte  $\Delta M$ -Histogramm von 0,135-0,170 GeV bei der Berechnung der Differenz betrachtet, bestimmt man die relativ geringe Anzahl von  $D^*$ -Mesonen aus einer Differenz zweier großer Zahlen mit einem entsprechend großem Fehler. Um diesen Fehler deutlich zu reduzieren, wird nur der Signalbereich des  $\Delta M$ -Histogramms bei der Differenz berücksichtigt; bei einer Breite des Signals von  $\sigma \approx 1,1$  MeV wird bei  $\pm 4$  MeV um die nominelle Massendifferenz  $m_{D^*} - m_{D^0}$  geschnitten.

Ein Beispiel dieser Methode ist in der Abb. 5.1 dargestellt. Auf der linken Seite sind die Verteilungen für den Signal-Datensatz als gefüllte Punkte und für den falsch geladenen Untergrund als offene Punkte dargestellt. Man erkennt, daß beide Verteilungen in der Form deutlich voneinander abweichen. Durch die Subtraktion des falsch geladenen Untergrund vom Signal-Datensatz erhält man die Signalverteilung ohne Untergrundergebnisse, die auf der rechten Seite dargestellt ist.

Diese Methode wird für die Kontrollverteilungen verwendet, um die Übereinstimmung der Monte-Carlo Simulation mit den Daten zu überprüfen. Im Signal Monte-Carlo Datensatz ist nahezu kein kombinatorischer Untergrund enthalten (siehe Kapitel 1.4), und die Monte-Carlo Verteilungen können direkt ohne statistische Subtraktion verwendet werden.

Die Methode der statistischen Subtraktion ist nicht für alle Kontrollverteilungen anwendbar. Dies betrifft insbesondere die Verteilung des Transversalimpulses des  $D^*$ -Mesons und seiner Zerfallsteilchen. Hier ist die Form und die Höhe des Untergrundes im  $\Delta M$ -Histogramm stark vom jeweils betrachteten  $p_t$ -Intervall abhängig und der Normierungsfaktor  $b$  ist nicht konstant. Für die  $p_t$ -Spektren ergeben sich daher mit der

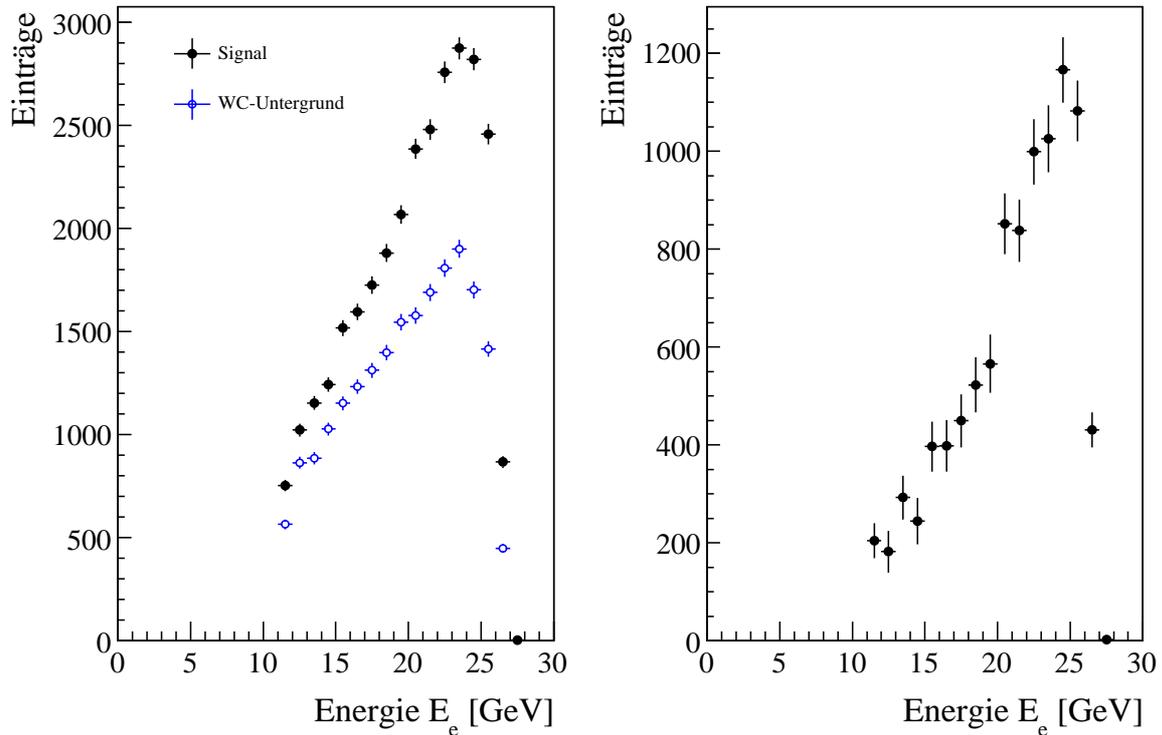


Abbildung 5.1.: *Illustration der statistischen Subtraktions-Methode am Beispiel der Energie  $E'_e$  des gestreuten Elektrons. Im linken Histogrammen sind die beiden Verteilungen vor der Subtraktion dargestellt. Mit gefüllten Punkten ist das richtig geladene Signal und mit offenen Punkten der falsch geladene Untergrund dargestellt. Auf der rechten Seite ist die Differenz der beiden Verteilungen gezeigt.*

statistischen Subtraktion falsche Ergebnisse. In diesen Fällen wird der Untergrund mit Hilfe einer Kurvenanpassung an das  $\Delta M$ -Histogramm in Intervallen der untersuchten Größe subtrahiert. Dieses Verfahren wird im folgenden erläutert.

### 5.2.2. Fit an die $\Delta M$ -Verteilung

Die zweite Methode zur Bestimmung der Anzahl der  $D^*$ -Mesonen benutzt  $\Delta M$ -Histogramme in Intervallen von der zu untersuchenden Variablen. In jedem Intervall der jeweiligen Variable wird eine Funktion angepaßt, die aus einer Parametrisierung für den Untergrund und einer weiteren für das Signal besteht. Aus der Funktion für das Signal bestimmt man durch Integration die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen.

Um eine gute Trennung von Signal und Untergrund zu erreichen, müssen sowohl das Signal als auch der Untergrund insbesondere in der Signalregion gut beschrieben werden. Mit der gewählten Granet-Parametrisierung [Gra78] kann die Form des Untergrunds im betrachteten Massenintervall gut beschrieben werden:

$$f(m) = (m - m_\pi)^{p_1} \cdot \exp(-p_2 m - (p_3 m^2)) \quad (5.5)$$

Hier ist  $m$  die Laufvariable und  $m_\pi$  die Masse des geladenen Pions, die die Schwelle der Funktion bestimmt. Die freien Parameter  $p_{1-3}$  beschreiben die Form des Untergrundes. Bei der Kurvenanpassung an die Daten werden nur die ersten beiden Parameter  $p_1$  und  $p_2$  benötigt, und es wird  $p_3 = 0$  gesetzt.

Die Form des Untergrunds ist beim Signal-Monte-Carlo Datensatz im Vergleich zu den Daten unterschiedlich, da hier nur falsch identifizierte Zerfallsteilchen echter  $D^*$ -Mesonen zum Untergrund beitragen. Deshalb ist der Untergrund bei großen  $m$  stärker unterdrückt und es wird die folgende Parametrisierung für den Untergrund des Signal-Monte-Carlo Datensatzes verwendet:

$$f_{Gr}(m) = (m - m_\pi)^{p_1} \cdot \exp(-p_2(m - m_\pi) - p_3(m - m_\pi)^2) \quad (5.6)$$

Der veränderte Term im Exponenten, zusammen mit dem hier verwendeten quadratischen Term, führt zu einer stärkeren Dämpfung bei großen  $m$ . So kann die Form des Untergrundes besser beschrieben werden, und der Fit konvergiert trotz des einen zusätzlichen Parameters besser als bei der Verwendung der Granet-Parametrisierung.

Bei der Suche nach einer Funktion zur Beschreibung des Signals in der  $\Delta M$ -Verteilung, wird zunächst die Form des Signals genauer untersucht. Dazu wird die Granet-Parametrisierung (Gleichung 5.5) an den falsch geladenen Untergrund im gesamten Bereich und an die Signalverteilung oberhalb des Peaks im Bereich  $\Delta M > 0,152$  GeV angepaßt. So erhält man die Form und die Normierung des Untergrundes im Signal-Datensatz. Anschliessend ist die Funktion vom Signal-Datensatz subtrahiert worden, wobei der Fehler der Fit-Funktion bei der Differenzbildung nicht berücksichtigt wird. Die sich so ergebene Verteilung ist in der Abbildung 5.2 für die experimentellen Daten dargestellt. Zwar ist das Signal glockenförmig, aber es hat einen Ausläufer auf der rechten Seite und ist somit asymmetrisch. Die Form des Signals in der Monte-Carlo Simulation ist sehr ähnlich, allerdings ist das Signal etwas schmaler.

Die Form des Signals kommt durch eine Überlagerung mehrerer Beiträge mit unterschiedlichen Auflösungen zustande. Die  $\Delta M$ -Verteilung wird über die Messung der drei Spuren der Zerfallsteilchen der  $D^*$ -Mesons bestimmt. Dabei ist man aufgrund der Bildung der Differenz von der Auflösung der Spur des langsamen Pions dominiert. Die Auflösung der Spuren variiert mit der Anzahl der Treffer in den Spurkammern. Dabei macht es insbesondere einen Unterschied, ob es neben den Treffern in der CJC, die exakte Messungen in der  $r\phi$ -Ebene liefert, auch noch genaue  $z$ -Messungen von COZ oder von den n-dotierte Seiten des CST gibt (siehe auch Abbildung 4.16). Insbesondere das langsame Pion erreicht oft die COZ zwischen der CJC1 und CJC2 nicht, sondern wird vorher in der Außwand der CJC1 absorbiert. Das  $\Delta M$ -Signal befindet sich knapp oberhalb der Massenschwelle zur Erzeugung des langsamen Pions des  $D^*$ -Mesons, so daß sich die Signalfunktion nur zu höheren Massen verschieben kann. Die Überlagerung dieser verschiedenen Signalfunktionen ergibt keine Gauß-Verteilung, sondern sie ist links vom Maximum nahezu gaußförmig und hat rechts einen Ausläufer zu größeren Massen.

Aufgrund dieser Form ist für die Beschreibung des Signals in der  $\Delta M$ -Verteilung die asymmetrische Wahrscheinlichkeitsdichte-Verteilung "Crystal Ball"<sup>2</sup> gewählt worden

<sup>2</sup>Die Crystal Ball Verteilung ist nach der Crystal Ball Kollaboration benannt, die als erste diese Funktion zur Beschreibung des Signals bei  $J/\Psi \rightarrow e+e-$  benutzt hat, wobei sich hier der Ausläufer bei kleinen Massen befindet.

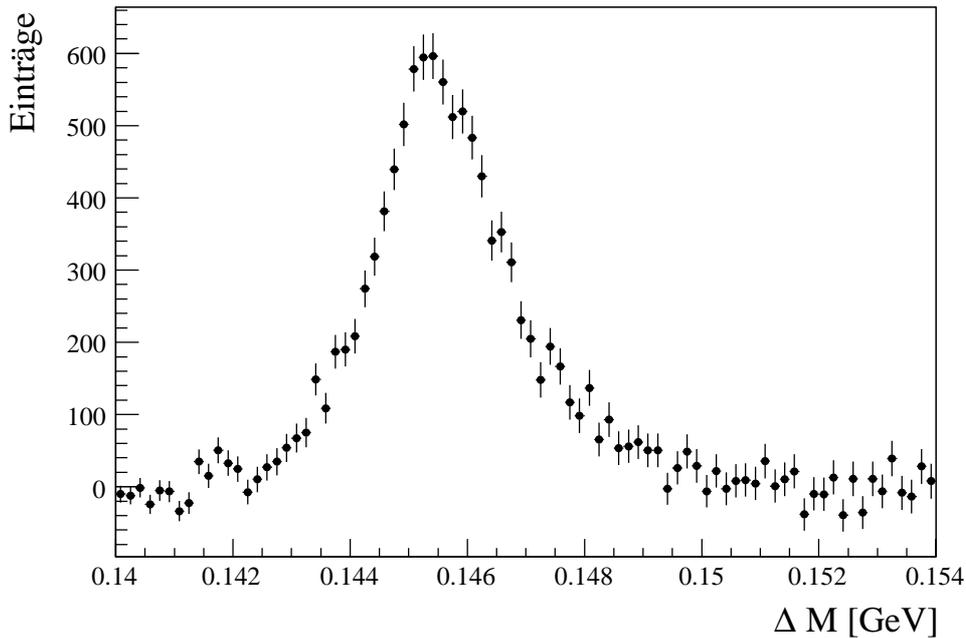


Abbildung 5.2.: Darstellung der Signalregion der  $\Delta M$ -Verteilung für Daten. Der Untergrund unter dem Signal ist mit der Granet-Parameterisierung subtrahiert worden. Dabei ist der Fehler aus der Kurvenanpassung auf die Granet-Parameterisierung nicht berücksichtigt worden.

[Gai82]:

$$f_{CB}(m) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{m-\mu}{\sigma}\right)^2\right) & \text{if } \frac{m-\mu}{\sigma} \geq -\alpha \\ \frac{\left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \exp\left(-\frac{1}{2}\alpha^2\right)}{\left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - \frac{m-\mu}{\sigma}\right)^n} & \text{if } \frac{m-\mu}{\sigma} < -\alpha, \end{cases} \quad (5.7)$$

Im Prinzip handelt es sich bei dieser Funktion um eine Gauß-Verteilung, mit den Parametern  $N$  als Normierung,  $\mu$  als wahrscheinlichster Wert und  $\sigma$  als Breite, an die an einer Seite ein abfallendes Potenz-Gesetz mit den Parametern  $n$  und  $\alpha$  angesetzt ist. Der Übergang von der einen zur anderen Funktion passiert an der Stelle, wo der Funktionswert und die erste Ableitung identisch sind, so daß die Gesamt-Funktion stetig differenzierbar bleibt. Für negative Werte von  $\alpha$  befindet sich das abfallende Potenz-Gesetz auf der rechten Seite der Glockenkurve. Leider ist diese Funktion nicht analytisch integrierbar, so daß die Bestimmung der Anzahl der  $D^*$ -Mesonen mit einer numerischen Integration der Signalfunktion erfolgt.

Die Kurvenanpassung an den Signal-Datensatz und an den falsch geladenen Untergrund erfolgt gleichzeitig. Dabei sind die zwei bzw. drei Parameter für die Form des Untergrunds in beiden Kurven identisch; die Normierungen der Untergrundfunktionen sind hingegen unabhängig. Dieses Verfahren ist gewählt worden, um die Form des Untergrundes bestmöglich unter Verwendung aller zur Verfügung stehenden Informationen bestimmen zu können. Das Ergebnis eines solchen Fits ist in der Abb. 5.3

dargestellt. Man erkennt, daß die asymmetrische Signalfunktion und die Parametrisierung des Untergrundes die Daten gut beschreibt. Es ist also eine gute Trennung des Signals vom Untergrund möglich, und die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen kann zuverlässig bestimmt werden. Allerdings ist bei  $\Delta M \approx 0,147$  GeV eine geringfügige Abweichung zwischen dem falsch geladenen Untergrund und dem Ergebnis der Kurvenanpassung zu erkennen. Diese Abweichung wird in Kapitel 5.2.3 diskutiert.

Wie man der Abbildung 5.3 entnehmen kann, werden insgesamt über 10.000  $D^*$ -Mesonen nach allen Analyse-Schnitten gefunden. Der Untergrund im Signalebereich (0,142 GeV - 0,152 GeV) beträgt etwa 29640 Ereignisse, was einem Signal zu Untergrund Verhältnis von 0,36 entspricht.

Für die Anpassung der Kurve an die Daten ist das Software Fit-Paket ‘‘RooFit’’ verwendet worden [Ver05, Ver]. Die Parameter der Kurve werden durch einen negativen Log-Likelihood (NLL) Fit an die nicht gebinneten Daten im  $\Delta M$ -Histogramm bestimmt. RooFit-Paket stellt dabei insbesondere die numerische Integration des Signals und des Untergrundes bei jedem Iterationsschritt zur Verfügung. Als zusätzliche Bedingung für die Anpassung wird gefordert, daß das Integral der Summe aus Signal und Untergrund gleich der Anzahl der Einträge im Histogramm seien muß. Als Paket zur Minimierung des Abstandsparameters wird ‘‘MINUIT’’ [Jam] verwendet. Ein Fit an gebinnete Daten konvergiert aufgrund der asymmetrischen Verteilungsfunktion und der damit begründeten größeren Anzahl der freien Parameter nicht mehr. Als statistischer Fehler wird der Fehler der Kurvenanpassung für den Normierungsparameter  $N$  der Signalfunktion verwendet.

Der ungebinnte NLL-Fit ist nicht sensitiv auf den Parameter  $n$  des Signalfunktion, so daß sich beim Fit eine große Korrelation dieses Parameters mit dem Parameter  $\alpha$  ergibt, und der Fit deshalb nicht konvergiert. Aufgrund dessen ist der Parameter  $n$  für die Fits an Daten zu  $n = 120$  gewählt worden, da für diesen Wert der Fit am schnellsten konvergiert. Das Fitergebnis und insbesondere die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen ändert sich bei Variation von  $n$  nur marginal, wie man der Tabelle 5.1 entnehmen kann. Für die Monte-Carlo Simulation ist  $n = 10$  gewählt worden, da das Signal in der Monte-Carlo Simulation deutlich schmaler als in Daten ist (siehe Kapitel 4.5.2). Auch hier ist das Fitergebnis nur marginal von dieser Wahl abhängig.

Parameter $n$	rel. Abweichung
120	0 %
50	0,2%
80	0,1%
100	0,01%
110	0,01%
130	0,1%
140	0,01%

Tabelle 5.1.: Die relative Abweichung der bestimmten Anzahl der  $D^*$ -Mesonen in Daten bei Variation des Parameters  $n$ . Für die Signalextraktion ist  $n = 120$  gewählt worden. Oberhalb von  $n = 145$  konvergiert der Fit nicht mehr.

Für die Bestimmung der Anzahl der  $D^*$ -Mesonen in Intervallen wird aufgrund der

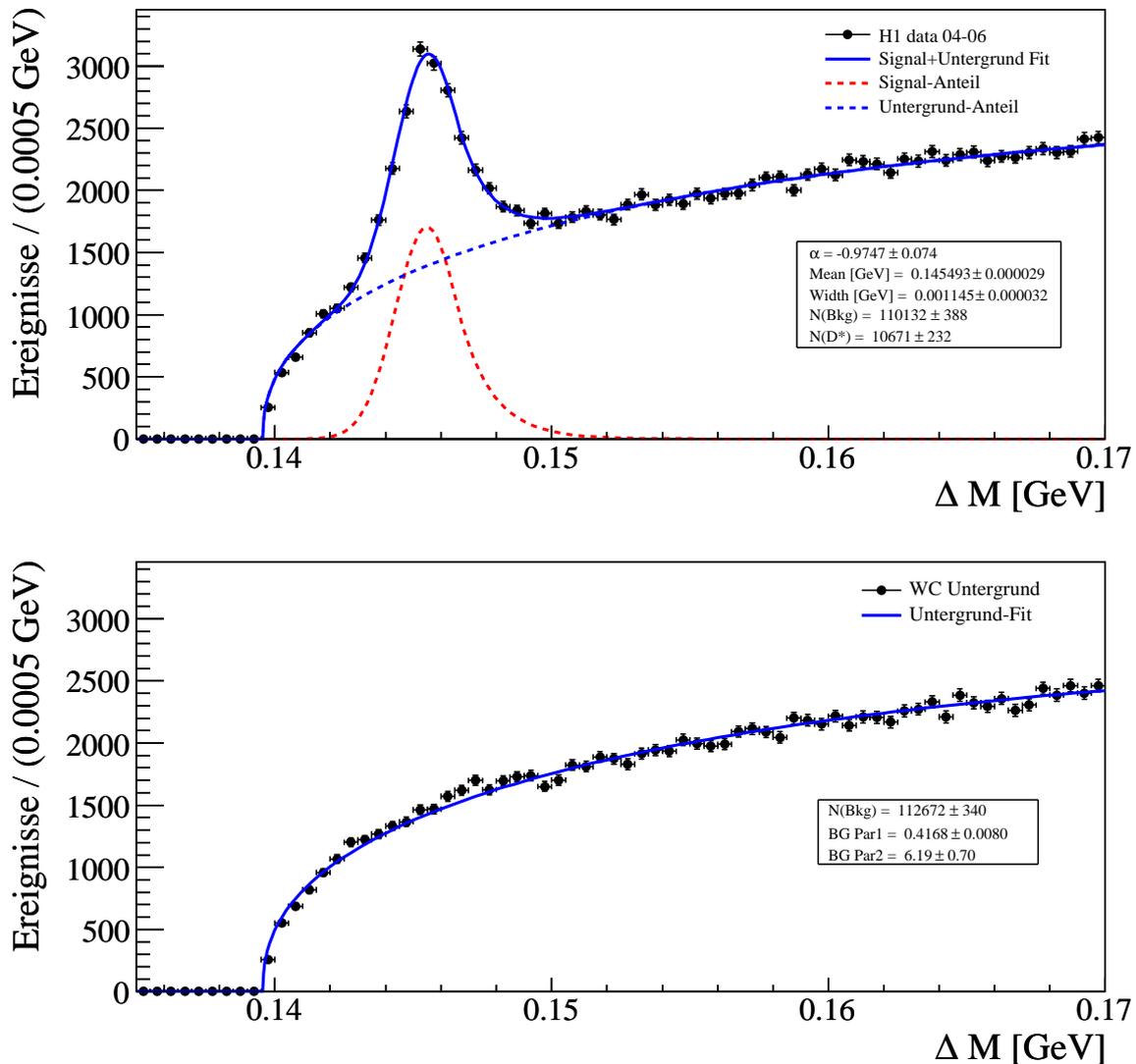


Abbildung 5.3.: Der  $\Delta M$ -Plot für die den Signal-Datensatz (oben) und den falsch geladenen Untergrund (unten). Als durchgezogene Line ist der gleichzeitige Fit an beide Verteilungen dargestellt. Als Funktion ist die Summe aus einer "Crystal-Ball"-Verteilung für das Signal und einer Granet-Parametrisierung für den Untergrund benutzt worden. Die Form der Untergrund-Funktion ist für beide Histogramme gleich, ihre Normierungen sind dagegen unabhängig. Die Fit-Parameter und ihre Fehler sind in den beiden Boxen angegeben.

geringeren Statistik der Parameter  $\alpha$ , der die Form der Exponentialkurve und damit die Asymmetrie des Signals beschreibt, auf den Wert aus dem Fit an das gesamte Signal gesetzt. Alle anderen Parameter, insbesondere die Breite des Signals, sind frei und können von Bin zu Bin durchaus signifikant variieren, da die Auflösung der Spuren unter anderem vom Transversalimpuls  $p_t$  abhängig ist.

### 5.2.3. Reflektionen

Das  $D^0$ -Meson zerfällt nur in 3,8 % der Fälle in ein  $K$ - und  $\pi$ -Meson. Von den vielen weiteren Zerfallskanälen tragen die Zerfälle

$$D^* \rightarrow D^0 \pi_{\text{slow}} \rightarrow (KK, \pi\pi, \pi\pi\pi^0, Kl\nu_l)\pi_{\text{slow}} \quad (5.8)$$

zum Signal bei. Wie der goldene Zerfallskanal haben diese Kanäle ebenfalls drei geladene Teilchen im Endzustand, allerdings ist ihr Verzweigungsverhältnis deutlich kleiner (siehe auch Tabelle 1.2). Der Beitrag der Reflektionen zum Signal muß abgezogen werden, weil auf das Verzweigungsverhältnis des goldenen Zerfalls korrigiert wird.

Bei der Suche nach dem  $D^0$ -Zerfall macht man die Annahme, daß ein Teilchen ein Kaon und das andere ein Pion ist. Wenn nun das  $D^0$ -Meson nicht im goldenen Kanal, sondern in einem der oben genannten Kanäle zerfallen ist, weicht die berechnete  $K\pi$ -Masse nur relativ wenig von der nominellen  $D^0$ -Masse ab. In der Abbildung 5.4 ist die  $\Delta M$ -Signalregion (0,140-0,152 GeV) gegen die invariante Masse  $M(K\pi)$  aufgetragen. Auf der linken Seite sind auf Generator-Niveau  $D^*$ -Mesonen im goldenen Zerfall und auf der rechten die Zerfallskanäle, die zu den Reflektionen beitragen, selektiert worden. Die Verteilungen in Abhängigkeit der invarianten  $K\pi$ -Masse der Reflektionen sind relativ breit, so daß sie nicht vollständig durch den in dieser Analyse verwendeten Massenschnitt auf die nominelle  $D^0$ -Masse von  $\pm 80$  GeV unterdrückt werden können. Nach der Kombination mit dem  $\pi_{\text{slow}}$  zum  $D^*$ -Kandidaten ergibt sich im  $\Delta M$ -Histogramm ein Peak an der nominellen Position (siehe auch Abbildung 5.5). Allerdings ist die Verteilung für die Reflektionen aufgrund der falschen Massenhypothese bei der Rekonstruktion des  $D^0$ -Kandidaten breiter als im Signal-Datensatz. Von den obigen Reflektionen tragen insbesondere die Zwei-Körperzerfälle des  $D^0$ -Mesons fälschlicherweise zum Signal bei, da hier – im Gegensatz zu den Drei-Körperzerfällen –  $\Delta M$  aus allen am Zerfall beteiligten Teilchen rekonstruiert wird.

Die Reflektionen sind vollständig vom eigentlichen Signal überlagert und folglich ist man nicht in der Lage die Beiträge der Reflektionen anhand der Daten zu bestimmen. Daher wird der inklusive Charm-Monte-Carlo Datensatz verwendet, bei dem keine  $D^*$ -Selektion auf den goldenen Zerfallskanal erfolgt ist. In der Abbildung 5.5 ist das  $\Delta M$ -Histogramm einer solchen Simulation dargestellt, wobei ausschließlich die oben genannten Zerfallskanäle auf Generator-Niveau selektiert wurden. Die anschließende Selektion von  $D^*$ -Kandidaten ist unverändert zum normalen Vorgehen. An die sich so ergebene  $\Delta M$ -Verteilungen ist eine Funktion aus der Summe der Granet-Funktion für den Untergrund und einer Gauß-Kurve

$$f_{\text{Gauß}}(m) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{m-\mu}{\sigma}\right)^2\right), \quad (5.9)$$

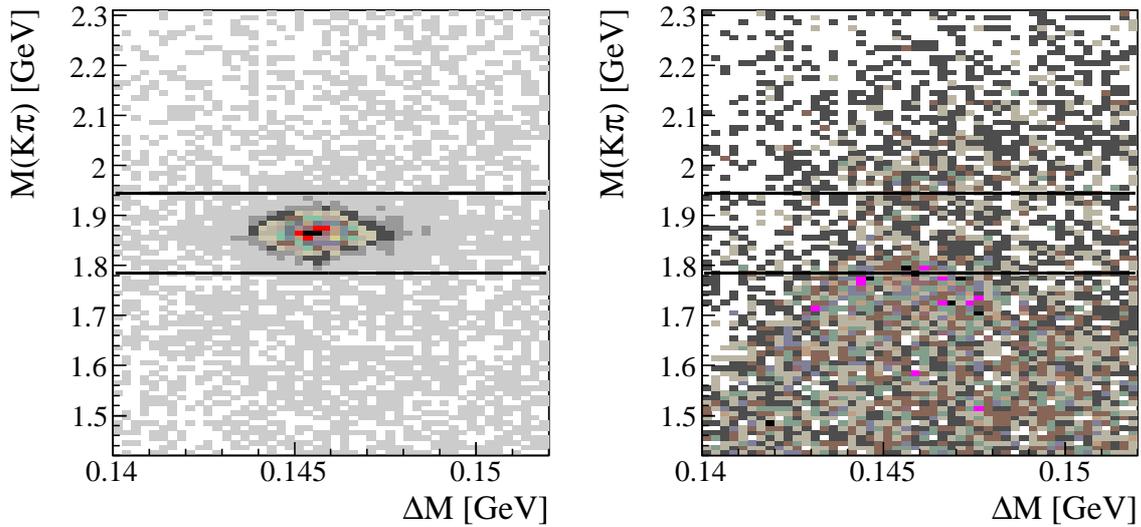


Abbildung 5.4.: Darstellung der  $\Delta M$ -Signalregion gegen die invariante Masse des  $D^0$ -Mesons für den Charm-Monte-Carlo Datensatz. Auf der linken Seite sind auf Generator-Niveau  $D^*$ -Mesonen im goldenen Zerfall und auf der rechten Seite  $D^*$ -Mesonen in den Zerfallskanälen  $D^* \rightarrow (KK, \pi\pi, \pi\pi\pi^0, Kl\nu_l)\pi_{\text{slow}}$  selektiert worden. Die beiden Linien illustrieren den Schnitt auf die  $D^0$ -Masse.

angepaßt worden, wobei  $\sigma$  die Breite und der  $\mu$  der wahrscheinlichste Wert ist. Die Gauß-Kurve wird aufgrund der geringen Statistik verwendet; sie hat im Vergleich zur Crystal Ball Funktion weniger Parameter, so daß der Fit besser konvergiert. Aus der Kurvenanpassung ergibt sich die Anzahl der Reflektionen zu  $N(\text{Refl.}) = 288 \pm 28$ . Der Fit an die gleiche Verteilung, wie in Kapitel 5.2.2 beschrieben, ohne die ausschließliche Selektion der Reflektionen ergibt  $7440 \pm 119$   $D^*$ -Mesonen. Die Reflektionen führen also dazu, daß gemessene Signal um  $(4,0 \pm 0,5(\text{stat.}) \pm 3,0(\text{sys.}))\%$  zu groß ist. Der systematische Fehler von  $\pm 3\%$  wird angenommen, weil der Beitrag der Reflektionen in Abhängigkeit des Transversalimpulses des  $D^*$ -Mesons in diesem Bereich variiert (siehe unten). Allerdings reicht die Statistik des Monte-Carlo Datensatzes nicht aus, um diese Abhängigkeit mit der benötigten Präzision genauer zu untersuchen.

Unter anderem wird eine Abhängigkeit der Reflektionen vom Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons erwartet. Die Auflösung der Spuren ist bei geringen Transversalimpulsen aufgrund von Vielfachstreuung limiert. Bei höheren Transversalimpulsen ist die Auflösung davon begrenzt, wie gut die Krümmung der Spuren im Magnetfeld noch bestimmt werden kann. Folglich wird erwartet, daß Beitrag der Reflektionen aufgrund der abnehmenden Transversalimpuls-Auflösung für große  $p_t$  des  $D^*$ -Meson leicht ansteigt. Im Gegensatz zur Monte-Carlo Simulation, wo sich die Auflösung des  $D^0$ -Massenpeaks in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons im Bereich von 1,5 GeV bis 14 GeV um etwa einen Faktor 1,5 verschlechtert, kann man in Daten keine Verbreiterung des  $D^0$ -Signals für große  $p_t(D^*)$  erkennen (siehe Abb. 5.19).

Der Beitrag der Reflektionen in Abhängigkeit des Transversalimpulses des  $D^*$ -Mesons ist in der Abbildung 5.6 dargestellt. Leider ist diese Monte-Carlo Studie von der

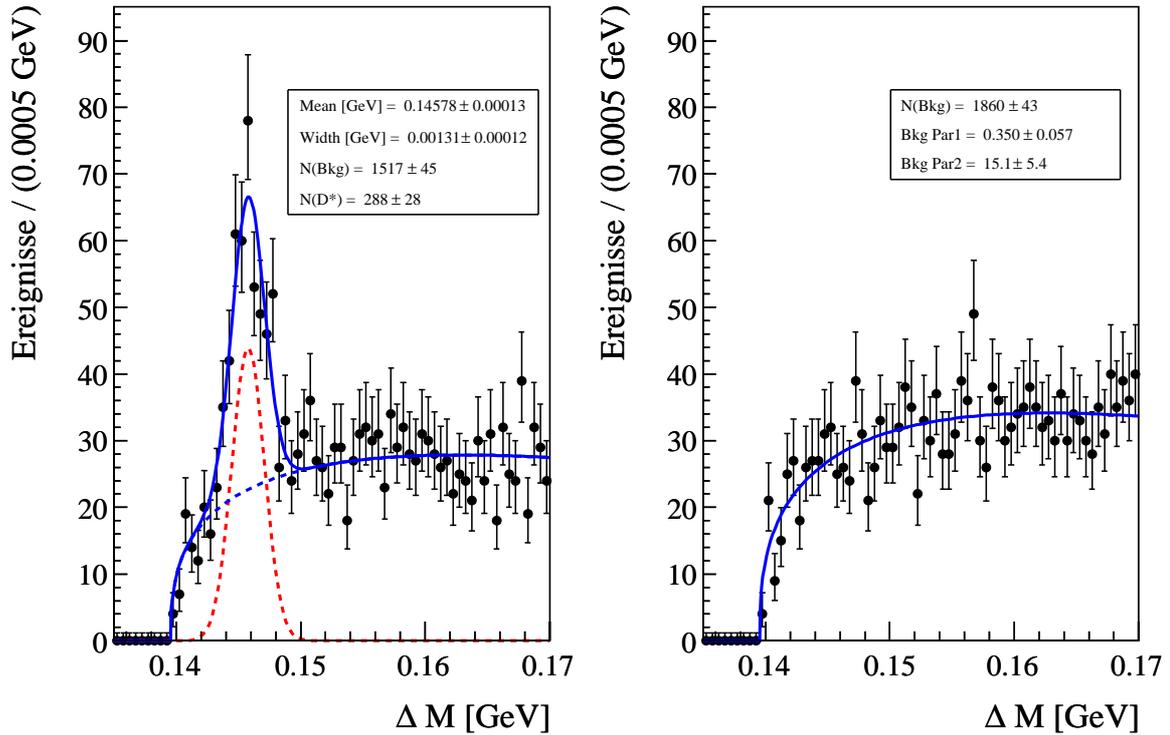


Abbildung 5.5.: Die  $\Delta M$ -Verteilung einer Monte-Carlo Simulation, wobei ausschließlich Charm-Ereignisse generiert und anschliessend spezielle Zerfällskanäle auf Generator-Niveau (siehe Formel 5.8) selektiert worden sind. An die Verteilungen ist die Summe aus der Granet-Funktion für den Untergrund und einer Gauß-Funktion zur Beschreibung des Signals angepaßt.

zur Verfügung stehenden Statistik limiert. Man erkennt die Tendenz, daß der Anteil zu großen Transversalimpulsen der  $D^*$ -Mesons ansteigt. Allerdings wird dieser Effekt vollständig vom systematischen Fehler von  $\pm 3\%$  abgedeckt. Deshalb wird für diese Analyse angenommen, daß der Anteil der Reflektionen am Signal innerhalb der Fehler flach ist.

Der Beitrag der Reflektionen zum Signal wird in den Daten durch einen weiteren Term  $f_{\text{Gauß}}$  in der Fit-Funktion zur Beschreibung der Reflektionen berücksichtigt:

$$f(m) = f_{\text{CB}} + f_{\text{Gr}} + f_{\text{Gauß}} \quad (5.10)$$

Bei der Anpassung dieser Funktion an die Daten werden die Parameter der Gauß-Funktion aus dem Fit Ergebnis an den selektierten Monte-Carlo Datensatz abgeleitet: Die Breite des Signals ist in der  $\Delta M$ -Verteilung für MC etwa einen Faktor 1,5 mal schmaler, weswegen die Breite der Gauß-Funktion für Daten mit 1,5 multipliziert wird. Die Normierung der Gauß-Funktion wird auf 4,0% der Normierung der Crystal Ball Funktion fixiert. Das Ergebnis dieser Kurvenanpassung ist in der Abbildung. 5.7 dargestellt. Die Anzahl der gefundenen  $D^*$ -Mesonen ist erwartungsgemäß etwa 4,0% kleiner

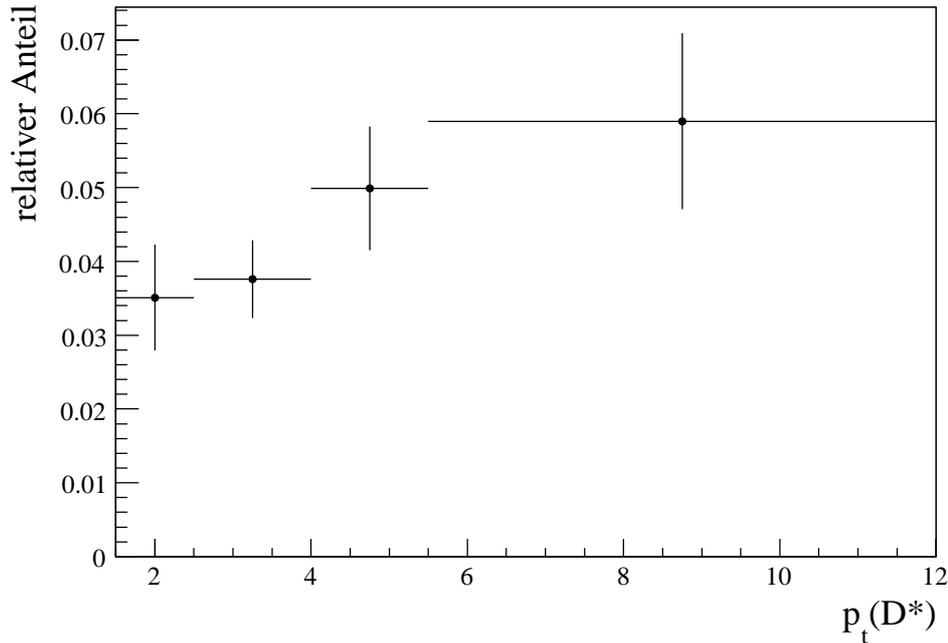


Abbildung 5.6.: Der relative Anteil der Reflektionen am Signal in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesosn. Diese Studie ist von der zur Verfügung stehenden Statistik der Monte-Carlo Simulation limitiert.

als ohne Berücksichtigung der Reflektionen im Fit, und der statistische Fehler des Fits bleibt nahezu unverändert.

Die Berücksichtigung der Reflektionen mit einer weiteren Gauß-Funktion funktioniert aufgrund der verringerten Statistik bei den Fits in Bins leider nicht. Deshalb wird dort die Kurvenanpassung ohne Berücksichtigung der Beiträge von den Reflektionen gemacht und anschließend ihr Beitrag von 4,0% abgezogen. Dabei wird ebenfalls ein systematischer Fehler von  $\pm 3\%$  angenommen.

In der Verteilung des falsch geladenen Untergrunds unterschätzt die Granet-Parametrisierung bei  $\Delta M \approx 0,147$  GeV die Daten leicht (siehe Abbildung 5.7). Der einzige bekannte Zerfallskanal, der einen Peak im falsch geladenen Untergrund erzeugen kann, ist der folgende:  $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ . Bei der Rekonstruktion der  $(K\pi)$ -Masse kann ein Pion mit der Massenhypothese eines Kaons zusammen mit dem zweiten gleich geladenen Pion des Zerfalls zu einem falsch geladenen  $D^0$ -Kandidaten kombiniert werden. Falls diese rekonstruierte Masse trotz der beiden nicht berücksichtigten Pionen innerhalb des Schnitts auf die  $K\pi$ -Masse liegt, ergibt sich ein Peak in der  $\Delta M$ -Verteilung des falsch geladenen Untergrunds, weil die zwei nicht berücksichtigten Pionen in den beiden invarianten Massen  $M(K\pi\pi_{\text{slow}})$  und  $M(K\pi)$  des Zwei- bzw. des Drei-Körperzerfalls fehlen. Das Verzweungsverhältnis dieses Zerfallskanals beträgt  $(7,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$  [Yao06], und ist somit um einen Faktor 5,2 seltener als der untersuchte Zerfall  $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ . Insgesamt wird also erwartet, daß dieser Zerfallskanal, wenn überhaupt, nur sehr wenig beiträgt. Ob dieser Zerfallskanal ursächlich für die beobachtete geringe Abweichung ist, müßte anhand einer Monte-Carlo Studie mit größerer Statistik untersucht werden. In der dieser Analyse zur Verfügung stehenden Statistik des Charm-Monte-Carlo Daten-

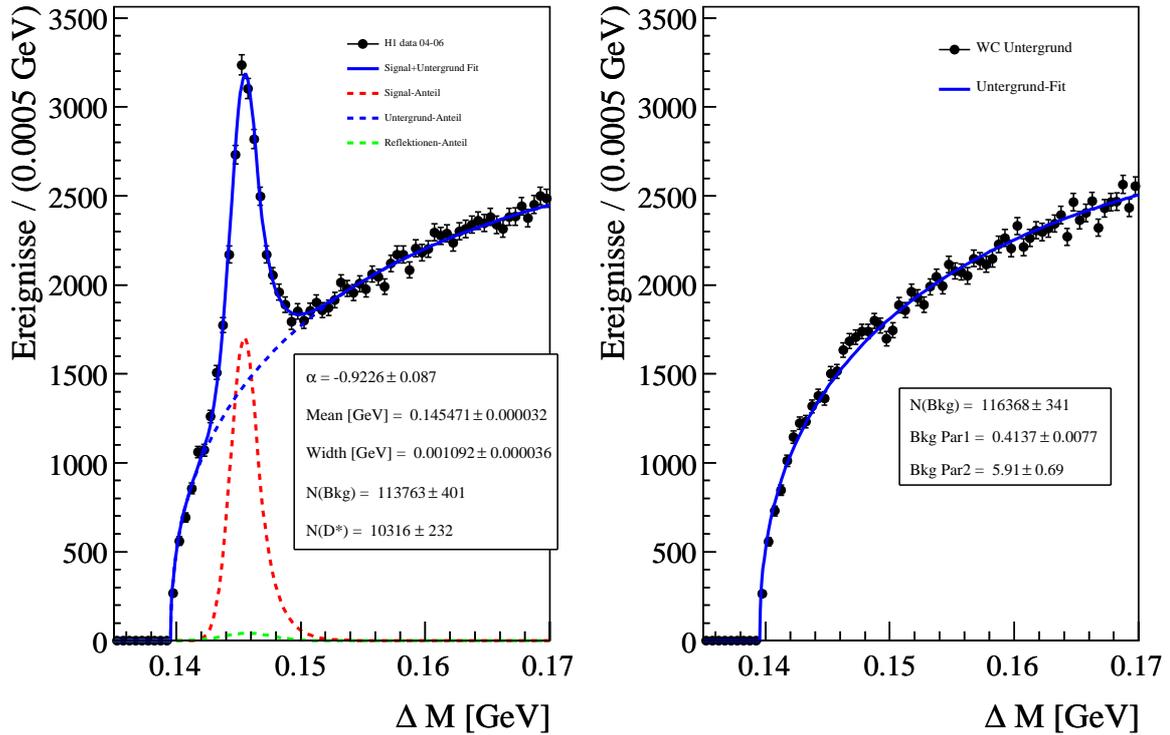


Abbildung 5.7.: Anpassung der Funktion 5.10 an die Daten unter Berücksichtigung der Reflektionen, die mit einer Monte-Carlo Studie bestimmt worden sind. Die dazu zusätzlich verwendete Gauß-Funktion ist in grün eingezeichnet.

satzes ist keine Abweichung in der  $\Delta M$ -Verteilung des falsch geladenen Untergrunds zu erkennen. Aufgrund der geringen Größe der Abweichung ist es allerdings auch möglich, daß die beobachtete Abweichung in den Daten eine statistische Fluktuation ist und nicht durch einen Zerfallsprozess verursacht wird.

### 5.3. Akzeptanz und Effizienz des H1-Detektors

Zur Berechnung des Wechselwirkungsquerschnittes werden die Korrekturen für die Akzeptanz und Effizienz des H1-Detektors benötigt. Diese Korrekturen werden ausschließlich mit Hilfe der Monte-Carlo Simulation bestimmt. Dazu wird der Signal-Monte-Carlo Datensatz verwendet, bei dem auf Generator-Niveau  $D^*$ -Mesonen im goldenen Zerfall selektiert worden sind. Für diesen Monte-Carlo Datensatz ist in Kapitel 4.2.3 und 4.5 gezeigt worden, daß die Kontrollverteilungen gut mit den Daten übereinstimmen.

Mit der Akzeptanz bezeichnet man die Verluste von Ereignissen, die Aufgrund der Geometrie des Detektors auftreten. Die Akzeptanz ist das Verhältnis der Anzahl von Ereignissen innerhalb Detektor-Akzeptanz zu der gesamten Anzahl der generierten

Ereignisse:

$$A_{\text{Detektor}} = \frac{N_{MC, \text{ gen \&\& akz}}}{N_{MC, \text{ gen}}} \quad (5.11)$$

Bei der gesamten Anzahl sind schon die Sichtbarkeitsschnitte (siehe Tabelle 4.5) gemacht; ansonsten würde man den Wirkungsquerschnitt auf den Phasenraum, für den die Monte-Carlo Simulation generiert worden ist, extrapolieren müssen. Für die Zerfallsteilchen des  $D^*$ -Mesons ist die Akzeptanz im wesentlichen durch die geometrische Akzeptanz der CJC festgelegt. Die Akzeptanz für das gestreute Elektron wird von der SpaCal-Geometrie bestimmt. Die Schnitte für die Akzeptanz-Bestimmung werden auf Generator-Niveau gemacht; sie sind in der Tabelle 5.2 gegeben.

Name	Wert
Transversalimpuls des Kaons	$p_t(K) > 0,3 \text{ GeV}$
Transversalimpuls des Pions	$p_t(\pi) > 0,3 \text{ GeV}$
Transversalimpuls des lang. Pions	$p_t(\pi_{\text{slow}}) > 0,120 \text{ GeV}$
$\theta(\text{Spur})$	$20^\circ < \theta < 160^\circ$
Energie des gestreuten Elektrons	$E'_e > 11 \text{ GeV}$
Winkel des gestreuten Elektrons	$153^\circ < \theta_e < 177^\circ$

Tabelle 5.2.: *Definition der Detektor-Akzeptanz. Die Schnitte werden auf Generator-Niveau gemacht.*

Die Akzeptanz ist als Funktion des Transversalimpulses und der Pseudorapidität vom  $D^*$ -Meson in der Abbildung 5.8 a und c dargestellt. Man erkennt, daß die Akzeptanz zu kleinen Transversalimpulsen bis auf 45% abfällt, da hier das langsame Pion bei einem zu kleinen Transversalimpulse unterhalb von 120 MeV nicht nachgewiesen werden kann. Um die Messung zu kleineren  $p_t(D^*)$  auszudehnen, müßte man das langsame Pion unterhalb von 120 MeV nachweisen. Dies ist prinzipiell möglich, allerdings ist es in der vorliegenden Arbeit nicht gemacht worden, weil die Spureffizienz unterhalb von 120 MeV steil abfällt und nicht ausreichend gut simuliert wird. In der  $\eta$ -Verteilung fällt die Effizienz zu großen beziehungsweise kleinen Werten hin ab, da in diesen Bereichen eines der drei Zerfallsteilchen des  $D^*$ -Mesons die Polarwinkel-Akzeptanz der Spurkammer verläßt.

In der Abbildung 5.8 b und d ist die Detektor-Akzeptanz als Funktion der Photonvirtualität  $Q_e^2$  und Bjorken  $x$  gezeigt. Diese Akzeptanzen sind annähernd flach; sie steigen nur ganz leicht zu größeren Werten von  $Q_e^2$  und  $x$  hin an, da hier keine Akzeptanz-Verluste durch zu kleine Elektron-Energien auftreten.

Die Detektor-Effizienz ist als die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse im Verhältnis zur Anzahl der Ereignisse in der Detektor-Akzeptanz definiert:

$$\epsilon_{\text{Detektor}} = \frac{N_{MC, \text{ rek}}}{N_{MC, \text{ gen \&\& akz}}} \quad (5.12)$$

Zur Bestimmung der Anzahl der rekonstruierten Ereignisse sind alle Analyse-Schnitte (siehe die Tabellen 4.2 und 4.4) gemacht worden und anschließend ist die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen mit einem Fit an die  $\Delta M$ -Verteilung bestimmt worden. Bei der Definition

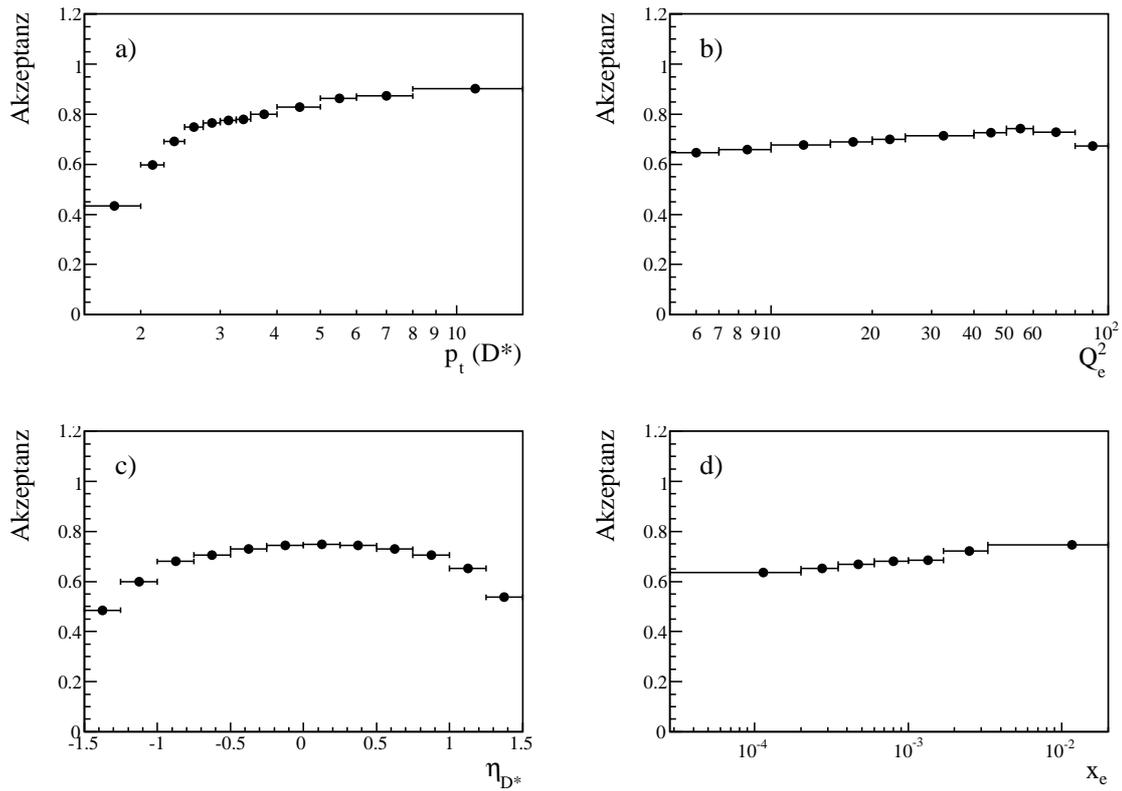


Abbildung 5.8.: Die Akzeptanz des H1-Detektors, die mit Hilfe der Monte-Carlo Simulation bestimmt ist, als Funktion von des Transversalimpulses des  $D^*$ -Mesons  $p_t(D^*)$ , der Photonvirtualität  $Q_e^2$ , der Pseudorapidität  $\eta_{D^*}$  und der Bjorken-Variablen  $x_e$ .

der Effizienz sind Migrationen zwischen den Bins für die rekonstruierten Variablen enthalten, weil die Ereignisse nicht im selben Bin generiert wie rekonstruiert seien müssen.

In der Abbildung 5.9 a und c ist die Effizienz als Funktion des Transversalimpulses und der Pseudorapidität des  $D^*$ -Mesons dargestellt. Ähnlich zur Akzeptanz fällt die Effizienz zu kleinen Transversalimpulsen des  $D^*$ -Mesons ab, da das langsame Pion für kleine  $p_t$  immer schwerer nachgewiesen werden kann. Die  $\eta$ -Verteilung dagegen ist fast flach, allerdings ist eine leichte Wellenform zu erkennen, bei der die Effizienz in Rückwärtsrichtung etwas geringer ist als in Vorwärtsrichtung. Der mittlere Transversalimpuls der  $D^*$ -Mesonen ist in Rückwärtsrichtung kleiner als in Vorwärtsrichtung, so daß die Effizienz aufgrund ihrer  $p_t$ -Abhängigkeit in Rückwärtsrichtung abnimmt. Dieser Effekt wird überlagert von der  $\theta$ -Abhängigkeit der Spur-Effizienz insbesondere des langsamen Pions (siehe Kapitel 4.5.1), die zu kleinen und großen Werten von  $\eta$  leicht ansteigt. Insgesamt führen diese Effekte zur beobachteten Wellenform. Die Effizienz in Abhängigkeit von der Photonvirtualität  $Q_e^2$  (Abbildung 5.9b) und von Bjorken  $x_e$  (Abbildung 5.9d) ist erwartungsgemäß flach.

Die gesamte Effizienz  $\epsilon_{\text{ges}}$  ein  $D^*$ -Meson nachzuweisen, ergibt aus der Multiplikation

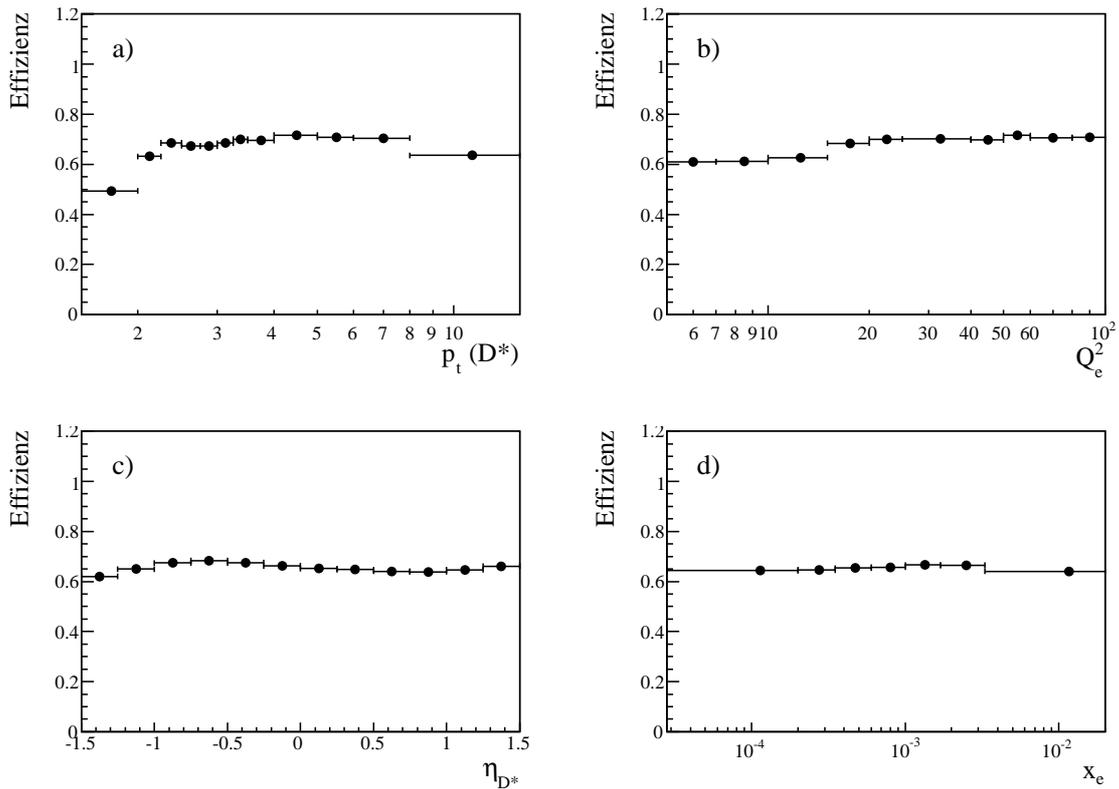


Abbildung 5.9.: Die Effizienz des H1-Detektors, die mit Hilfe der Monte-Carlo Simulation bestimmt ist.

der Akzeptanz mit der Detektor- und Trigger-Effizienz:

$$\epsilon_{\text{ges}} = A_{\text{Detektor}} \cdot \epsilon_{\text{Detektor}} \cdot \epsilon_{\text{Trigger}} \quad (5.13)$$

In der Abbildung 5.10a-c ist die Detektor-Akzeptanz und Effizienz sowie die Trigger-Effizienz in Abhängigkeit des Transversalimpulses des  $D^*$ -Meson dargestellt. Die gesamte Nachweis-Effizienz nach Multiplikation, die sich aus der Multiplikation dieser drei Korrekturen ergibt, ist in der Abbildung 5.10d dargestellt. Die gesamte Effizienz ist, wie aufgrund der Detektor-Akzeptanz erwartet wird, bei kleinen Transversalimpuls am geringsten. Sie erreicht hier nur Werte knapp oberhalb von 20%. Anschliessend steigt die Nachweis-Effizienz kontinuierlich auf bis zu 60 % an. Der leichte Rückgang zum höchsten  $p_t(D^*)$ -Bin liegt an der geringeren Auflösung der Spuren bei hohen Transversalimpulsen.

## 5.4. Reinheit und Stabilität der Analyse-Intervalle

Die Einteilung der Intervalle für die untersuchten Variablen erfolgt anhand mehrerer Kriterien. Einerseits soll die Anzahl der Bins für die gegebene Variable möglichst groß sein, um die Form der Verteilung bestimmen zu können. Andererseits muß die Statistik in jedem einzelnen Bin ausreichend groß sein, um die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen mit dem Fit an das  $\Delta M$ -Histogramm mit guter Genauigkeit bestimmen zu können. Im Regelfall

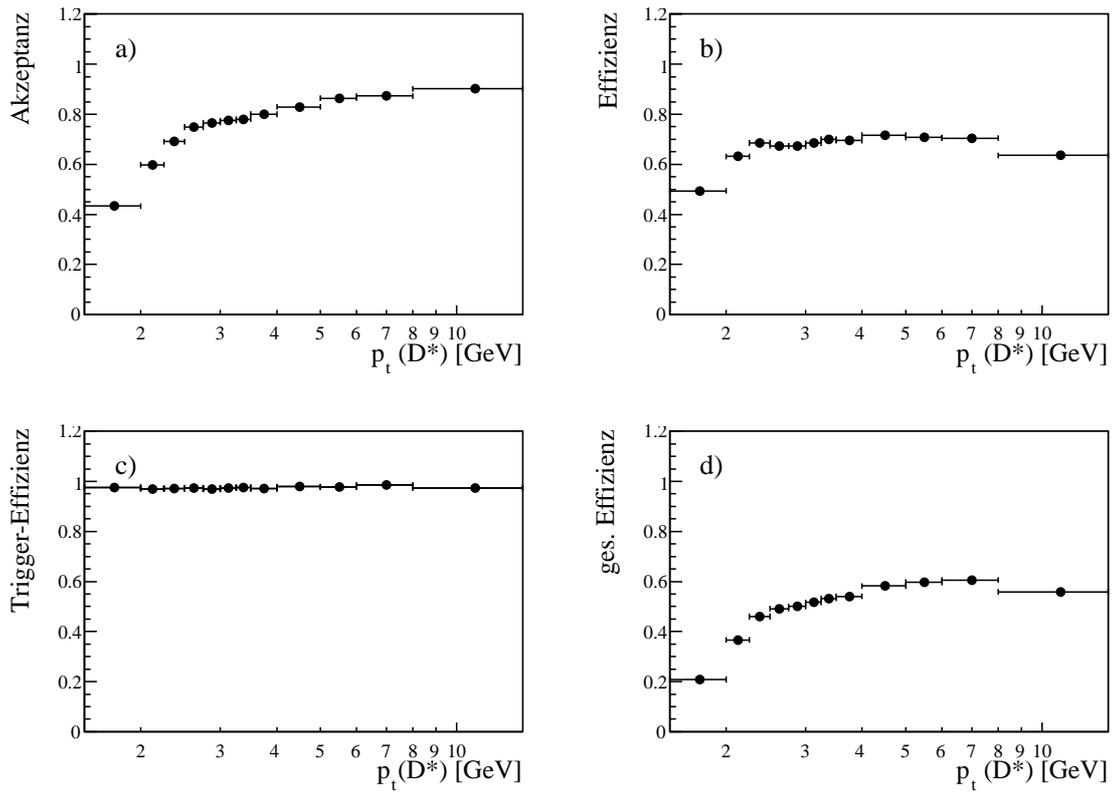


Abbildung 5.10.: Zusammenstellung der der Detektor-Akzeptanz (a), -Effizienz (b) und Trigger-Effizienz (c) zur Berechnung der gesamten Nachweis-Effizienz (d).

ist die minimale Größe der Bins durch diese Bedingung gegeben. Ein weiterer Grund, nicht zu kleine Bins zu wählen, sind Migrationen von einem Bin in benachbarte Bins. Diese Migrationen entstehen durch die endliche Detektor-Auflösung der untersuchten Variablen. Zu kleine Analyse-Intervalle führen zu großen Migrationen zwischen den Bins, die das Meßergebnis beeinflussen können. Dieses Kriterium ist zum Beispiel für die Wahl der Bins in Bjorken  $x$  oder der Inelastizität des  $D^*$ -Mesons  $z_{D^*}$  ausschlaggebend.

Die Größe der Migrationen wird anhand von zwei Variablen, der Stabilität  $S$  und Reinheit  $R$ , in jedem Bin mit Hilfe der Monte-Carlo Simulation bestimmt. Sie sind als die folgende Verhältnisse definiert:

$$S = \frac{N_{MC, gen \ \&\& \ rec}}{N_{MC, gen \ \&\& \ akz}} \quad (5.14)$$

$$R = \frac{N_{MC, gen \ \&\& \ rec}}{N_{MC, rec}} \quad (5.15)$$

Hier ist  $N_{MC, gen \ \&\& \ rec}$  die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen, die im jeweiligen Bin sowohl generiert wie rekonstruiert worden ist. In den Nennern der beiden Verhältnisse steht die Anzahl der generierten  $N_{MC, gen \ \&\& \ akz}$  bzw. rekonstruierten  $N_{MC, rec}$   $D^*$ -Mesonen im jeweiligen Bin. Für alle verwendeten Größen werden die Sichtbarkeits- und die Akzeptanz-Schnitte (siehe Tabelle 4.5 und 5.2) gemacht.

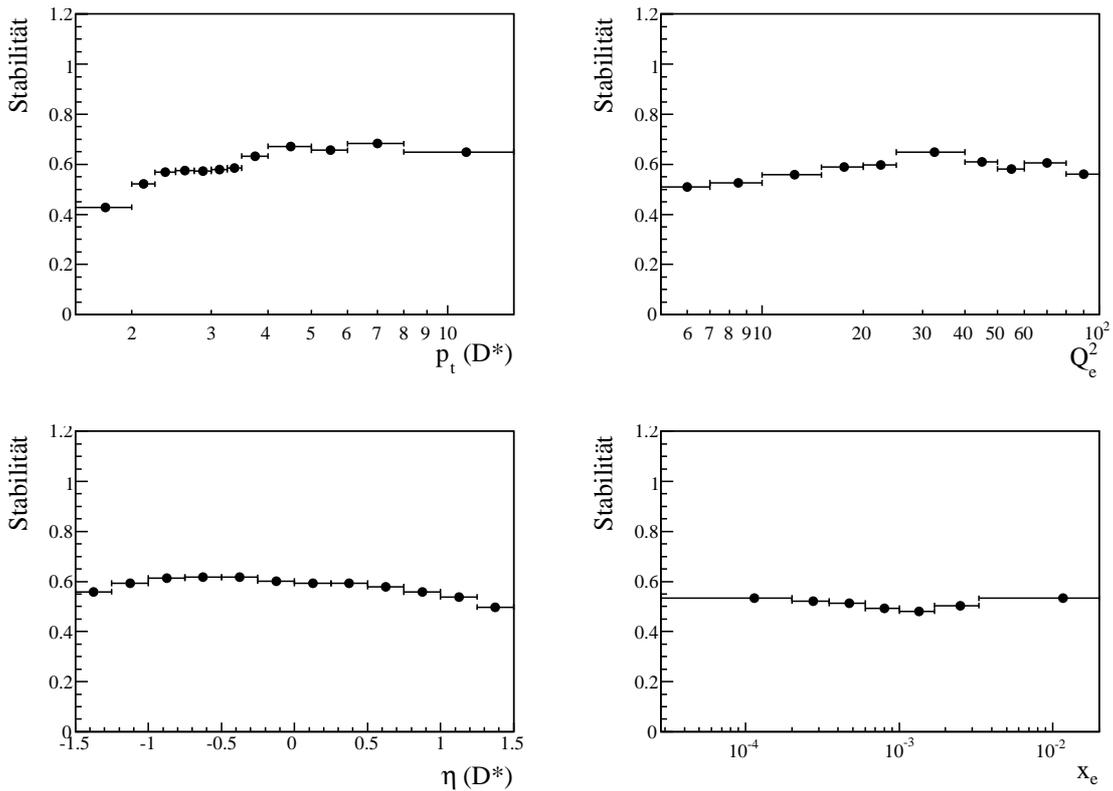


Abbildung 5.11.: Die Stabilität in den Analyse-Intervallen, die mit Hilfe der Monte-Carlo Simulation bestimmt ist.

Bei Bestimmung des Zählers muß ereignisweise ein logisches “UND” zwischen der generierten und der rekonstruierten Größe gebildet werden. Allerdings ist es mit der Kurvenanpassung nicht möglich den Untergrund ereignisbasiert vom Signal zu trennen. Deshalb wird angenommen, daß es sich bei jedem rekonstruierten  $D^*$ -Meson Kandidaten auch tatsächlich um ein  $D^*$ -Meson handelt. Diese Vernachlässigung des kombinatorischen Untergrunds ist für den Signal-Monte-Carlo Datensatz, bei dem nur  $D^*$ -Mesonen im goldenen Zerfall generiert worden sind (siehe Kapitel 1.4), bis auf weniger als  $\sim 1\%$  erfüllt.

Die Stabilität gibt die Wahrscheinlichkeit an, ob ein Ereignis in einem gegebenen Bin generiert und auch dort rekonstruiert worden ist. Somit ist die Größe ein Maß für die Migrationen aus dem Bin heraus. Hingegen gibt die Reinheit die Wahrscheinlichkeit an, ob ein rekonstruiertes Ereignis in einem gegebenen Bin auch in diesem Bin generiert worden ist. Somit beschreibt diese Größe die Migrationen in das gegebene Bin aus den anliegenden Bins hinein.

In der Abbildung 5.11 ist die Stabilität und in Abbildung 5.12 die Reinheit für die gewählten Bin-Größen als Funktion des Transversalimpulses des  $D^*$ -Mesons  $p_t(D^*)$ , der Photonvirtualität  $Q_e^2$ , der Pseudorapidität  $\eta(D^*)$  und der Bjorken-Variablen  $x_e$  gegeben. Man erkennt, daß die Stabilität sich, mit Ausnahme weniger Bins mit  $> 40\%$ , zwischen  $50\%$  und  $60\%$  bewegt, hingegen die Reinheit meist Werte oberhalb von  $60\%$  erreicht. Dieser Unterschied ergibt sich aufgrund der Beziehung  $\epsilon_{\text{Detektor}} = S/R$ , so daß

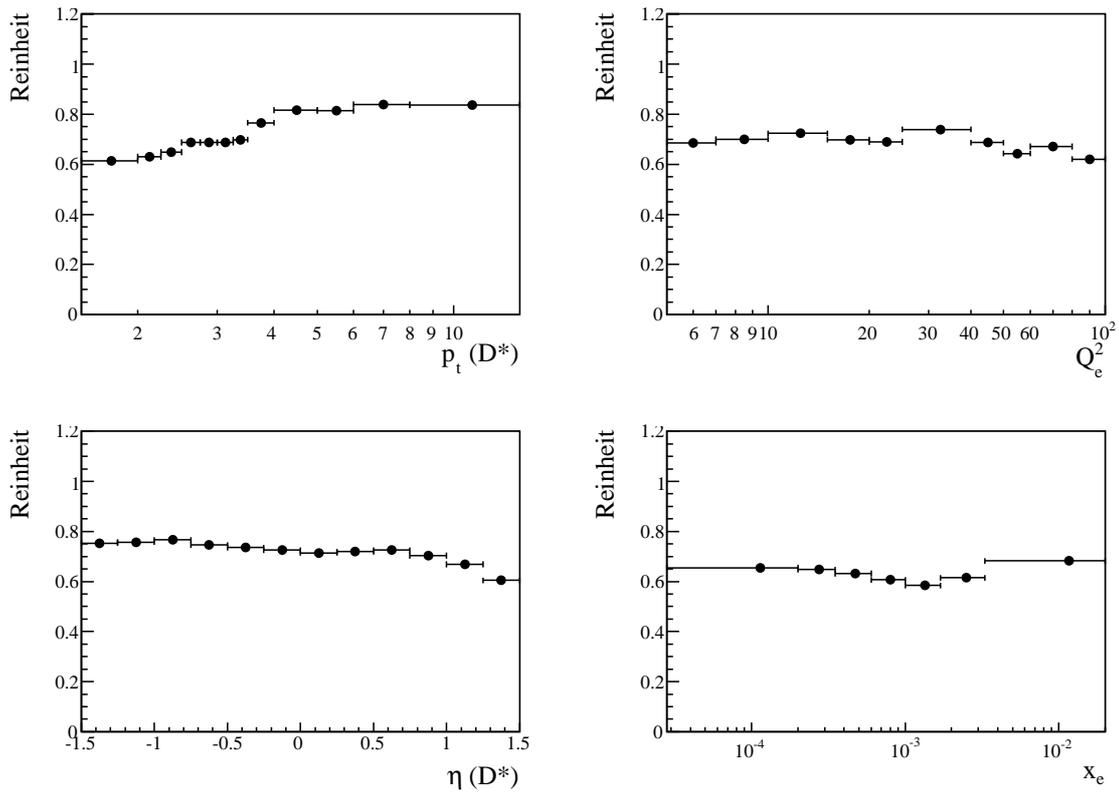


Abbildung 5.12.: Die Reinheit in den Analyse-Intervalle, die mit Hilfe der Monte-Carlo Simulation bestimmt ist.

für  $R < 1$  die Beziehung  $\epsilon_{\text{Detektor}} > S$  folgt (vergleiche die Formeln 5.12, 5.14 und 5.15). Da die Effizienz meist Werte knapp oberhalb von 60% erreicht, erwartet man bei der Stabilität etwas kleinere Werte als bei der Reinheit. Dieser Effekt ist auch der Grund für die geringe Stabilität im ersten  $p_t(D^*)$ -Bin, weil in diesem Bin die Effizienz nur etwa 50% erreicht.

Für alle Analyse-Intervalle, in denen der Wirkungsquerschnitt bestimmt wird, ist kontrolliert worden, daß die Stabilität mindestens 40% und die Reinheit Werte vom mindestens 60% erreicht. Für die verwendeten zweidimensionale Analyse-Bins werden ebenfalls Werte von mindestens 40% beziehungsweise mindestens 60% erreicht.

## 5.5. Systematische Unsicherheiten

Die vorliegende Messung ist in fast allen kinematischen Bereichen von den systematischen Fehlern dominiert. Nur für  $Q^2 > 50 \text{ GeV}^2$  oder  $p_t(D^*) > 8 \text{ GeV}$  überragt der statistische den systematischen Fehler. Aus diesem Grund ist in der vorliegenden Analyse ein Schwerpunkt auf die Untersuchung der systematischen Fehlerquellen gelegt worden.

Die systematischen Fehler sind in 2 Klassen unterteilt: die korrelierten und die unkorrelierten Fehler. Unkorrelierte Fehler sind z.B die Unsicherheit der Trigger-Effizienz, da es hier keine Korrelation zwischen den einzelnen Analyse-Bins gibt. Als korrelierte

Fehler bezeichnet man die Fehler, für die sich korrelierte Abweichungen in unterschiedlichen Bins der Messung ergeben. Die elektromagnetische Energieskala ist ein typisches Beispiel dafür. Eine Verschiebung der Energieskala führt zu einer korrelierten Änderung der Messergebnisse für die meisten der Meßgrößen. Bei der Luminosität ist der systematische Fehler vollständig positiv korreliert und ist ein Fehler auf die Normierung. Da die Korrelationen der anderen Unsicherheiten a priori nicht bekannt sind, wird für jede dieser Fehlerquellen einzeln die jeweilige Meßgröße in der Monte-Carlo Simulation um die Unsicherheit sowohl nach oben wie nach unten verschoben und der Wirkungsquerschnitt erneut bestimmt. Der relative Fehler ergibt sich dann aus der Differenz zur Messung beim zentralen Wert  $\sigma^0$ :

$$\delta_{\text{rel}}^{\pm} = \frac{|\sigma^{\pm} - \sigma^0|}{\sigma^0} . \quad (5.16)$$

Bei den Unsicherheiten der Spur-Effizienzen ist a priori nicht bekannt, welcher Klasse sie angehören. Um dies zu untersuchen, werden die Effizienzen meist als Funktion des Transversalimpulses untersucht. Falls sich hier ein flaches Verhalten zeigt, wird angenommen, daß die Unsicherheit zu den unkorrelierten Fehlern gehört. Bei der Addition der verschiedenen Fehlerquellen zum gesamten systematischen Fehler der Messung wird angenommen, daß die Fehlerquellen untereinander unkorreliert sind.

Im folgenden Kapitel werden alle identifizierten, relevanten Fehlerquellen besprochen. Ein besonderes Gewicht wird dabei auf die Unsicherheiten der Spureffizienzen der drei Zerfallsteilchen des  $D^*$ -Mesons gelegt, da sie den systematischen Fehler dieser Messung dominieren. Anschließend wird die Unsicherheit auf die funktionalen Form der Fit-Funktion ausführlich erklärt, weil die Unsicherheit im Vergleich zur vorherigen Analyse reduziert werden konnte, wo sie einer der dominierenden Fehler war. Die verbliebenen systematische Fehler werden abschliessend kurz erläutert.

### 5.5.1. Fehler der Spureffizienzen

Der systematische Fehler der Spureffizienzen ist der dominierende systematische Fehler dieser Messung. Um diesen Fehler genauer zu untersuchen, sind drei unabhängige Quellen identifiziert worden [Dau03]: Die eine Quelle ist das Verständnis der Effizienz, mit der eine Spur überhaupt von den Spurkammern und den verwendeten Rekonstruktionsalgorithmen gefunden wird. Die zweite Quelle ist die Qualität der Beschreibung von Wechselwirkungen der Teilchen im toten Material des Detektors durch die Monte-Carlo Simulation. Falls die Teilchen hier verloren gehen oder stark abgelenkt werden, können sie nicht mehr von den Spurkammern korrekt vermessen werden. Die letzte Quelle ist die Effizienz, mit der eine gefundene Spur unter Berücksichtigung des Ereignis-Vertex als zusätzliche Stützstelle erneut gefittet wird.

Es existieren weitere Verluste einzelner Spuren durch Zerfälle des Kaon oder eines der beiden Pionen, bevor sie eine mindestens 10 cm lange Spur in den zentralen Spurkammern erzeugen können. Spuren mit einer Länge von weniger als 10 cm entsprechen nicht den Qualitätskriterien (siehe Tabelle 4.3) und werden nicht zur Rekonstruktion von  $D^*$ -Mesonen verwendet. Geladene Pionen haben eine Lebensdauer von  $\tau = 2,6 \times 10^{-8}$  s [Yao06], so daß für  $p_t = 120$  MeV etwa 2% der Pionen zerfallen, bevor sie ein 10 cm lange Spur erzeugen können. Es wird angenommen, daß diese Verluste korrekt in der Monte-Carlo Simulation implementiert sind.

Die drei Quellen der oben genannten systematischer Unsicherheiten werden im folgenden genauer untersucht.

## Spur-Such-Effizienz

Die Bestimmung der Spur-Such-Effizienz erfolgt mit  $K^0$ -Zerfällen, deren theoretisch bekanntes Zerfallsspektrum ausgenutzt wird. Aufgrund der Drehimpulserhaltung ist der Zerfall  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  im Ruhesystem des  $K^0$  isotrop, da ausschließlich pseudoskalare Teilchen beteiligt sind. Die Effizienz erhält man dann durch den Vergleich der theoretisch erwarteten mit den gemessenen Spektren [Erd96]. Dabei muß man die Annahme machen, daß die Effizienz ausschließlich vom Transversalimpuls der Spuren abhängig ist. Da man das entstehende Gleichungssystem iterativ lösen muß, macht man zur weiteren Vereinfachung die Annahme, daß die Effizienz für Teilchen mit  $p_t > 400\text{MeV}$  nicht mehr vom Transversalimpuls abhängt. Im Laborsystem hängt der Impuls der beiden Pionen vom Zerfallswinkel zwischen der Flugrichtung des Kaon und der des erzeugten Pions ab. Ausgehend vom Pion mit dem größeren Transversalimpuls ist es möglich, die Spur-Such-Effizienz für das Pion mit dem kleineren Transversalimpuls bestimmen.

Mit Hilfe dieser Methode wird die Spur-Such-Effizienz für die zweite Datennahme bei HERA (HERA II) bestimmt. Erste Ergebnisse in der Abbildung 5.13a) zeigen, daß die Effizienzen unterhalb eines Transversalimpulses von 150 MeV stark zurückgeht [Bri06, Bri07a]. Bei  $p_t = 120$  MeV wird nur noch eine Effizienz von etwa 50% erreicht, die unterhalb von 100 MeV sogar auf Werte von etwa 30% zurückgeht. Die Monte-Carlo Simulation der Spurkammern zeigt ein sehr ähnliches Verhalten. Allerdings gibt es Anzeichen (siehe Abbildung 5.13b), daß die Effizienz bei kleinsten Transversalimpulsen ( $p_t < 100$  MeV) in der Monte-Carlo Simulation geringfügig zu groß ist. Da diese Studie noch nicht abgeschlossen ist, wird sie nicht zur Korrektur der Spur-Such-Effizienz in der Monte-Carlo Simulation verwendet. Allerdings gibt die Studie einen Hinweis darauf, daß das Verhältnis der Effizienzen in den Daten und der Monte-Carlo Simulation im Bereich des Transversalimpulses von 120 bis 400 MeV flach ist.

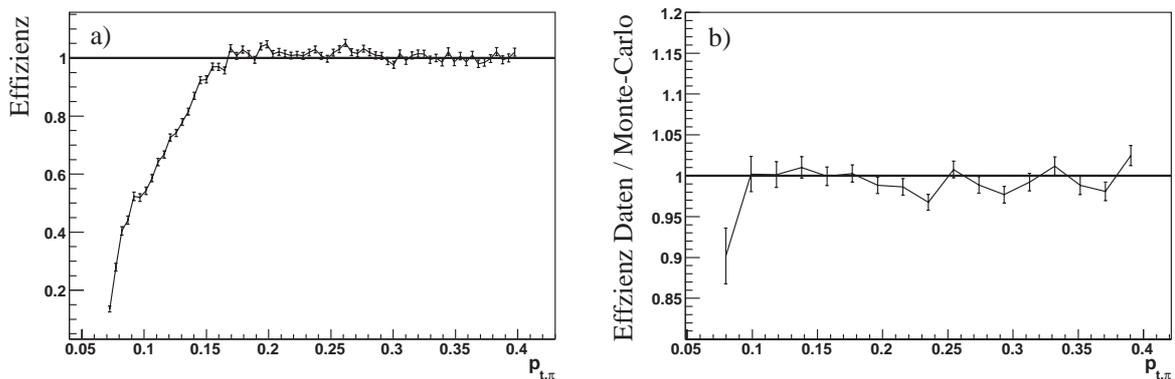


Abbildung 5.13.: Vorläufiges Ergebnis der Untersuchung der Spur-Such-Effizienz mit der  $K^0$ -Methode [Bri07a]. In a) ist die Spur-Such-Effizienz für Daten aus dem Jahr 2005 und in b) der Verhältnis der Effizienzen in den Daten und der Monte-Carlo Simulation gezeigt. Die durchschnittliche Effizienz der letzten 10 Bins ist auf eins gesetzt worden.

Die absolute Spur-Such-Effizienz kann mit der  $K^0$ -Methode nicht bestimmt werden. Für den hier untersuchten Transversalimpulsbereich unterhalb von 400 MeV ist es auch nicht möglich, andere Detektorkomponenten von H1 als Referenz zu verwenden. Deshalb werden stark gekrümmte Spuren untersucht, die aufgrund ihres geringen Transversalimpulses durch das Magnetfeld wieder zurück auf den Vertex gebogen werden. Das Rekonstruktionsprogramm von H1 benutzt die Hypothese, daß Teilchen vom Wechselwirkungspunkt kommen, und macht in der  $r\phi$ -Ebene aus einer solchen Spur zwei Spuren, die beide annähernd auf den Vertex zeigen. Somit es möglich, aus einem Vergleich, wie oft die Teilstücke gefunden werden, die absolute Spur-Such-Effizienz zu bestimmen. Allerdings ist die Selektion solcher Spuren schwierig, da der Untergrund in Daten schwer zu kontrollieren ist [Bri07b]. Diese Studie ist ebenfalls noch nicht abgeschlossen.

Bei größeren Transversalimpulsen kann man das LAr-Kalorimeter als Referenz benutzen. Dabei ist für Elektronen eine Diskrepanz bei der Spur-Such-Effizienz zwischen der Monte-Carlo Simulation und den Daten von 2% bestimmt worden [Sau06b]. Allerdings werden hier Elektronen mit einem Transversalimpuls von mehr als 2 GeV untersucht. Diese Abweichung in der Effizienz zwischen den Daten und der Monte-Carlo Simulation von 2% pro Spur kann für die vorliegende Analyse unter der Annahme verwendet werden, daß das Verhältnis der Effizienzen aus den Daten zur Monte-Carlo Simulation für Pionen bei  $p_t > 120\text{MeV}$  flach ist. Pionen und Elektronen deponieren bei hohen Energien ähnlich viel Ladung in den Spurkammern. Deshalb darf angenommen werden, daß sie bei großen Transversalimpulsen ähnliche Spur-Such-Effizienzen besitzen und daß die 2% ebenfalls für Pionen gelten. Die dabei gemachten Annahmen sind nicht überprüft worden, weswegen eine Unsicherheit von 100% auf die Korrektur von 2% unterstellt wird.

## Nukleare Wechselwirkungen

Die Spur-Effizienzen sind auch davon abhängig, wie oft ein Teilchen im Material vor oder zwischen den Spurkammern wechselwirkt und dabei gegebenenfalls absorbiert wird. Falls in der Monte-Carlo Simulation diese nuklearen Wechselwirkungen nur unzureichend implementiert sind, ist die aus der Monte-Carlo Simulation bestimmte Spur-Effizienz zu hoch, da mehr Teilchen als in Daten die Spurkammern erreichen und dann gefunden werden können.

Um die Wechselwirkungen von Pionen mit dem Detektormaterial zu untersuchen werden elastisch produzierte  $\rho^0$ -Mesonen benutzt, die in  $\pi^-\pi^+$ -Paare zerfallen [Dau05]. Bei diesem Datensatz ist die Ereignis-Topologie sehr sauber und der Untergrund ist deshalb klein. Somit kann bei der Untersuchung davon ausgehen werden, daß die beiden Spuren im Ereignis von Pionen erzeugt worden sind. In diesem Datensatz wird nun nach Ereignissen gesucht, in denen eine Wechselwirkung von einem der Teilchen mit der Materie zwischen der CJC1 und CJC2 stattgefunden hat. Eine nukleare Wechselwirkung wird folgendermaßen identifiziert: Zum einen geht die Spur aus der CJC1 nicht in der CJC2 weiter, oder der Winkel zwischen den beiden Spurstücken in der CJC1 und der CJC2 ist sehr groß. Ausserdem hat eine nukleare Wechselwirkung stattgefunden, wenn die Spurstücke in der CJC1 und CJC2 entgegengesetzt gekrümmt sind, also die Teilchen, die die Spur erzeugen, entgegengesetzte Ladung haben. Diese Signatur

kann zum Beispiel beim Prozess  $\pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rightarrow p\pi^-$  entstehen, wenn das erzeugte Pion anschließend im toten Material absorbiert wird und nur das Proton in der Spurkammer nachgewiesen wird.

Die Anzahl der so identifizierten Wechselwirkungen in Daten wird mit der Monte-Carlo Simulation unter anderem in Abhängigkeit von der Energie im Schwerpunktsystem der Pion-Nukleon-Streuung untersucht. Dabei sind Unterschiede insbesondere in der  $\Delta(1232)$ -Resonanzregion des Pions bei einem Impuls von etwa 230 MeV festgestellt worden. Dies versteht man, da die  $\pi N$ -Resonanzen von den Simulationpaket GHEISHA [Fes85], das innerhalb von GEANT die nuklearen Wechselwirkungen simuliert, nicht vollständig berücksichtigt werden. Somit stimmt die Simulation der Pion-Nukleon Wechselwirkungen sowohl beim totalen Wirkungsquerschnitt als auch für ihre Kinematik nicht mit den Daten überein. Insgesamt ist der resultierende Unterschied der Spur-Effizienzen zwischen den Daten und der Monte-Carlo Simulation kleiner als 1,5% bei einem Polarwinkel  $\theta = 90^\circ$  [Dau05].

Dieses Ergebnis bezieht sich auf die Materie zwischen der CJC1 und CJC2 und ist anhand der Materiebeschreibung in der Monte-Carlo Simulation um die Materie vor der CJC1 erweitert worden. Die endgültige Korrekturfunktion gibt den Unterschied der Effizienzen zwischen der Monte-Carlo Simulation und den Daten in Abhängigkeit vom Transversalimpuls, Polar- und Azimutalwinkel an. Die sich ergebenden Korrekturfaktoren sind in der Abbildung 5.14 in Abhängigkeit vom Impuls  $p$  und vom Polarwinkel  $1/\sin(\theta)$  des langsamen Pions aus dem Zerfall des  $D^*$ -Mesons dargestellt. In der Impulsverteilung sieht man, daß die Korrekturen bei  $\sim 300$  MeV und bei  $\sim 700$  MeV aufgrund der  $\Delta$ -Resonanz (1232) und der  $N$ -Resonanzen (1440,1520), die nicht in der Simulation enthalten sind, besonders groß sind. Das tote Material, das ein Teilchen durchquert, nimmt mit  $1/\sin(\theta)$  zu. Aus diesem Grund ergibt sich in der rechten Verteilung der Abbildung 5.14 ein annähernd linearen Zusammenhang. Man erkennt zwei Bänder, wobei das flachere Band sehr viel weniger Einträge hat als das steilere Band und somit kaum beiträgt. Das flache Band ist ausschließlich in Vorwärtsrichtung lokalisiert. Die mit dieser Korrekturfunktion erreichte Unsicherheit ist auf 0,5% für Pionen abgeschätzt worden [Dau05].

Die Wechselwirkungen von Kaonen in Materie und ihre Beschreibung durch die Monte-Carlo Simulation können im Prinzip ähnlich untersucht werden. Dabei verwendet man den Zerfall von  $\phi$ -Mesonen nach  $K^+ K^-$ . Diese Studie ist allerdings noch nicht abgeschlossen und deshalb muß ein Fehler von 1,5% auf die Spur-Effizienz des Kaons aufgrund der nuklearen Wechselwirkungen im toten Material angenommen werden [Mey05].

Insgesamt ergibt sich aufgrund der nuklearen Wechselwirkungen der drei Zerfallsteilchen des  $D^*$ -Mesons im toten Material ein systematischer Fehler 2,5%.

## Vertex-Fit-Effizienz

Nachdem die Spur-Rekonstruktion die Spur-Suche anhand von Treffern in der CJC1 und CJC2 in der  $r\phi$ -Ebene abgeschlossen hat, werden diese Spuren auch in der  $rz$ -Ebene gefittet und mit weiteren Treffern aus den anderen Spurkammern verbessert. Aus den resultierenden Spuren wird nach einer Qualitätsselektion der primäre Wechselwirkungspunkt des Ereignisses (Primärvertex) bestimmt. Anschliessend werden al-

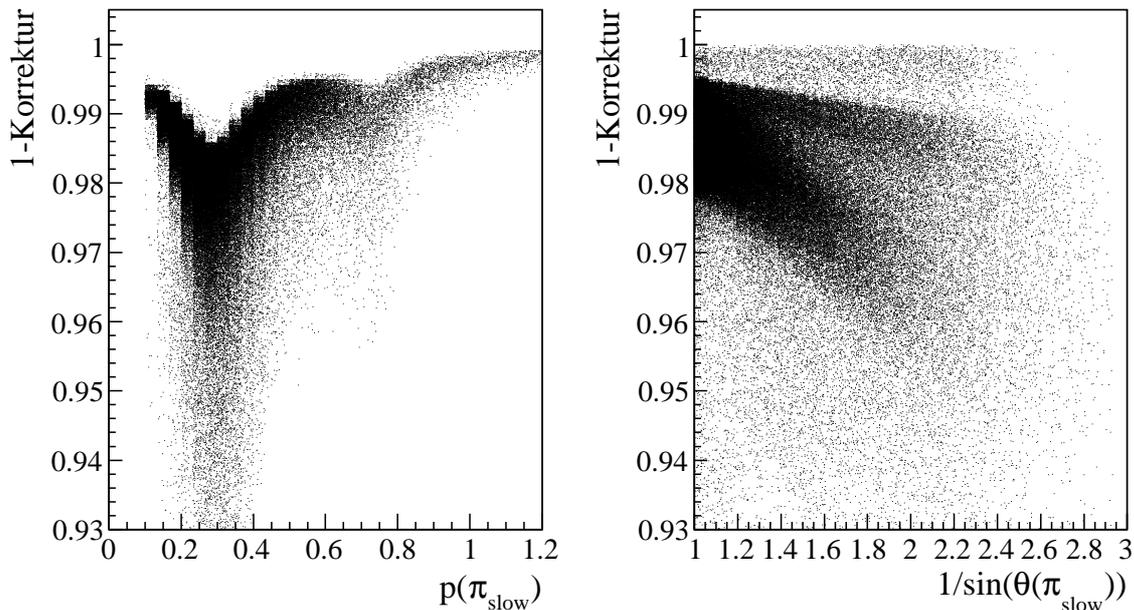


Abbildung 5.14.: Korrekturfaktoren für das langsame Pion aufgrund der schlechten Beschreibung der Pion-Nukleon Wechselwirkungen im toten Material.

le Spuren, die mit dem Primärvertex verträglich sind, unter Berücksichtigung des Primärvertex als Ursprung der Spur erneut gefittet. Die Entscheidung, ob eine Spur mit dem Primärvertex kompatibel ist, wird anhand zweier Variablen getroffen. Eine dieser beiden Variablen ist die Signifikanz des Abstands zum Primärvertex an der Stelle des geringsten Abstands in der  $r\phi$ -Ebene:

$$Sig_{dca'} = \frac{dca'}{\sigma'_{dca'}} . \quad (5.17)$$

Hier ist  $dca'$  der Abstand in der  $r\phi$ -Ebene von Primärvertex am Punkt des kleinsten Abstands und  $\sigma_{dca'}$  ist der Fehler auf  $dca'$ . Die zweite Variable, auf die für den Vertex-Fit geschnitten wird, ist der Abstand  $dz0$  in  $z$ -Richtung vom Primärvertex an der Stelle des  $dca'$ . Damit eine Spur auf den Vertex gefittet wird, muß  $Sig_{dca'} < 10$  und  $dz0 < 30$  cm sein. In folgenden wird untersucht, wie gut die Effizienz des Fits der Spuren auf den Primärvertex in Daten von der Monte-Carlo Simulation beschreiben wird.

Die Vertex-Fit-Effizienz soll für die Spuren der Zerfallsteilchen des  $D^*$ -Mesons untersucht werden. Deshalb ist der Rekonstruktionsalgorithmus für  $D^*$ -Mesonen umgeschrieben worden, um  $D^*$ -Mesonen auf Basis der nicht Vertex-gefitteten Spuren zu rekonstruieren. Um Untergrundereignisse möglichst ganz zu unterdrücken, wird für die Energie des gestreuten Elektrons  $E'_e > 15$  GeV und zur Unterdrückung von Photo-produktionsereignissen  $E - p_z > 35$  GeV gefordert. Zusätzlich wird verlangt, daß der Ereigniszeitpunkt  $t_0$ , gemessen von der CJC, nicht mehr  $\pm 5$  ns vom Zeitpunkt des Bunchcrossings abweicht. Zusammen mit den normalen Schnitten zur DIS-Selektion (siehe Tabelle 4.2) ergibt sich so ein Datensatz, der fast keinen Untergrund fehlidentifizierter DIS-Ereignisse beinhaltet.

Der Rekonstruktionsalgorithmus für  $D^*$ -Mesonen aus nicht Vertex-gefitteten Spuren verwendet die gleichen Selektions-Kriterien, wie sie bei der normalen  $D^*$ -Selektion (siehe Tabelle 4.4) verlangt werden. Allerdings stehen jetzt nur Größen zur Verfügung, die anhand der nicht Vertex-gefitteten Spur-Hypothese berechnet werden. In den Ereignissen befinden sich viele Spuren bei meist relativ geringen Transversalimpulsen, die durch Wechselwirkungen von Teilchen mit dem Detektormaterial entstehen. Deshalb gibt es für einen gefundenen  $D^0$ -Kandidaten sehr viele Spur-Kandidaten für das langsame Pion. Dies führt zu einem hohen kombinatorischen Untergrund. Um diesen Untergrund zu unterdrücken, wird auf Inelastizität des  $D^*$ -Mesons  $z_{D^*} > 0,35$  geschnitten. Dieser Untergrund kann auch durch Schnitte auf die Qualität der Spuren verringert werden. Hier darf allerdings nicht härter selektiert werden, als dies bei der Bestimmung der Spur-Such-Effizienz möglich ist. Deshalb wird als einziges Spur-Qualitätskriterium nur eine radiale Spurlänge von mindestens 10 cm verlangt.

Aus technischen Gründen sind die Daten aus dem Jahr 2005 nicht mit dem gleichen Spur-Rekonstruktions-Algorithmus wie die Daten aus den Jahren 2004 und 2006 rekonstruiert worden. Damit für die Untersuchung der Vertex-Fit-Effizienz ein konsistenter Datensatz benutzt wird, werden hier nur die Daten aus den Jahren 2004 und 2006 verwendet. Zusätzlich zu den Daten der ersten Hälfte des Jahres 2006 werden für diese Studie auch die Daten aus der zweiten Jahreshälfte verwendet, um die Statistik zu erhöhen. Der Unterschied zwischen den beiden Spur-Rekonstruktions-Algorithmen sollte klein sein und sich im Bereich von 1-2% befinden. Er ist innerhalb der großen Unsicherheiten auf die Spur-Finde-Effizienz berücksichtigt.

In der Abbildung 5.15 werden die Daten (Punkte) mit der Monte-Carlo Simulation (Histogramm) für Spuren des langsamen Pions in Abhängigkeit von der Signifikanz  $Sig_{dca'}$ , dem Abstand  $dz_0$ , dem Transversalimpuls  $p_t(\pi_{slow})$  und dem Polarwinkel  $\theta$  verglichen. Für diesen Vergleich wird der inklusive Monte-Carlo Datensatz verwendet, der aus zwei Monte-Carlo Datensätzen mit Ereignissen mit uds- bzw. charm-Quarks zusammengesetzt ist (siehe Kapitel 1.4). Ein Monte-Carlo Simulation mit ausschließlich Signal-Ereignisse oder Ereignissen mit charm-Quarks besitzt keinen kombinatorischen Untergrund aus leichten Quarks, was einen sichtbaren Einfluß auf die Form der dargestellten Verteilungen hat.

Die Beschreibung durch die inklusive Monte-Carlo Simulation insbesondere in der Signifikanz  $Sig_{dca'}$  und dem Transversalimpuls  $p_t(\pi_{slow})$  ist sehr gut. Bei der Signifikanz erwartet man anhand seiner Definition eine Gauß-Verteilung mit der Breite eins. Allerdings wird der Primärvertex teilweise aus den selben Spuren bestimmt, die auch im Histogramm eingetragen sind. Für diese Spuren ergibt sich deshalb eine Gauß-Verteilung mit einer geringeren Breite. Dieser Effekt ist für das langsame Pion nur schwach ausgeprägt, weil diese Spuren wegen ihres geringen Transversalimpulses nur selten für die Primärvertex-Bestimmung verwendet werden. Wie erwartet, ist die Verteilung in der Mitte schmal und annähernd gaußförmig. Zusätzlich hat sie große Beiträge durch Ausläufer bei hohen Signifikanzen. Die Monte-Carlo Simulation ist in der Lage, sowohl den zentralen Bereich wie die Ausläufer sehr gut zu beschreiben, was auf eine korrekte Beschreibung des  $dca'$  und des Fehlers aus dem Spurfit auf den  $dca'$  durch die Monte-Carlo Simulation zurückgeführt werden kann.

In der Verteilung des Polarwinkels  $\theta$  insbesondere in Vorwärtsrichtung und in der  $dz_0$ -Verteilung sind geringe Abweichung bei  $dz_0 > 10$  cm zu erkennen. Diese Abwei-

chungen kommen wahrscheinlich durch in der Monte-Carlo Simulation fehlender Spuren zustande, die durch Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial entstehen. Diese Spuren stammen nicht vom Vertex und dürfen deshalb auch nicht bei der Berechnung der Vertex-Fit-Effizienz berücksichtigt werden. Aus der guten Beschreibung von  $Sig_{dca}$  und  $dz0$  durch die verwendete Monte-Carlo Simulation kann man schließen, daß der Unterschied in der Effizienz zwischen Daten und Simulation klein sein sollte und sich im Bereich weniger Prozent befindet.

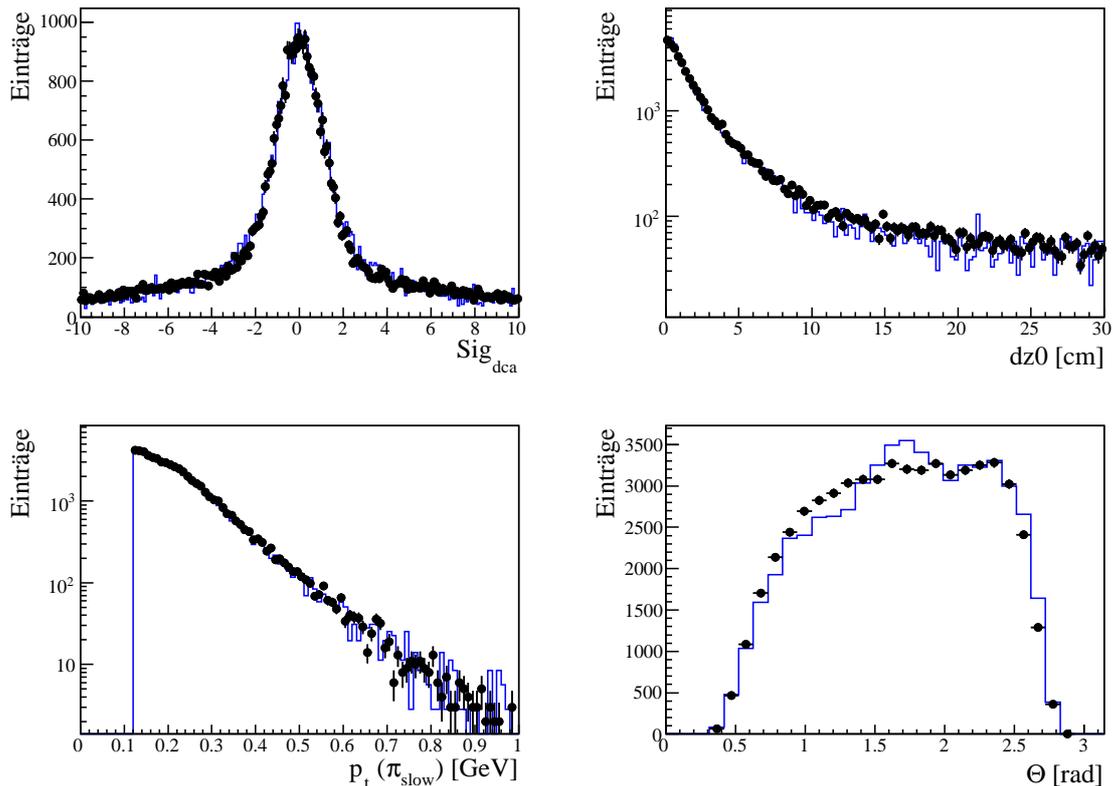


Abbildung 5.15.: Vergleich der Daten mit einer inklusiven Monte-Carlo Simulation (RAPGAP 3.1) für die Spuren des langsamen Pions des  $D^*$ -Meson Kandidaten in Abhängigkeit von der Signifikanz  $Sig_{dca}$ , dem Abstand  $dz0$ , dem Transversalimpuls  $p_t(\pi_{slow})$  und dem Polarwinkel  $\theta$ . Die  $D^*$ -Meson Kandidaten sind mit nicht Vertex-gefiteten Spuren rekonstruiert worden (Alle dargestellten Größen entsprechen den Meßwerten dieser Fit-Hypothese).

Die Vertex-Fit-Effizienz des kombinatorischen Untergrunds und des Signals sind stark unterschiedlich, weswegen der Untergrund zur Bestimmung der Vertex-Fit-Effizienz vollständig unterdrückt werden muß. Die einzige Möglichkeit den Untergrund ganz zu unterdrücken, ist mit einem Fit an die  $\Delta M$ -Verteilung der  $D^*$ -Meson Kandidaten. Der Nachteil dabei ist, daß der statistische Fehler aus dem Fit deutlich größer ist als der statistische Fehler eines Vergleichs der inklusiven Verteilungen. In der Abbildung 5.16 sind zwei  $\Delta M$ -Verteilungen für die Daten dargestellt. Auf der linken Seite sind die  $D^*$ -Meson Kandidaten aus nicht Vertex-gefiteten Spuren eingetragen. Rechts

wird zusätzlich gefordert, daß alle drei Spuren des  $D^*$ -Kandidaten auf den Vertex gefittet werden konnten. In beiden Fällen ist der  $\Delta M$ -Wert aufgetragen, der aus den nicht Vertex-gefitteten Spuren berechnet worden ist. An diese beiden Verteilungen ist eine Parametrisierung aus der Crystal-Ball Funktion für das Signal und der Granet-Funktion für den Untergrund angepasst worden. Die sich ergebenden Fit-Parameter sind in den Histogrammen gegeben. Der Vertex-Fit der Spuren reduziert den kombinatorischen Untergrund um mehr als einen Faktor zwei. Das Signal hier ist im Vergleich zur Abbildung 5.3, wo Vertex-gefittete Spuren verwendet werden, signifikant breiter, da der Vertex-Fit die Auflösung der Spuren deutlich verbessert.

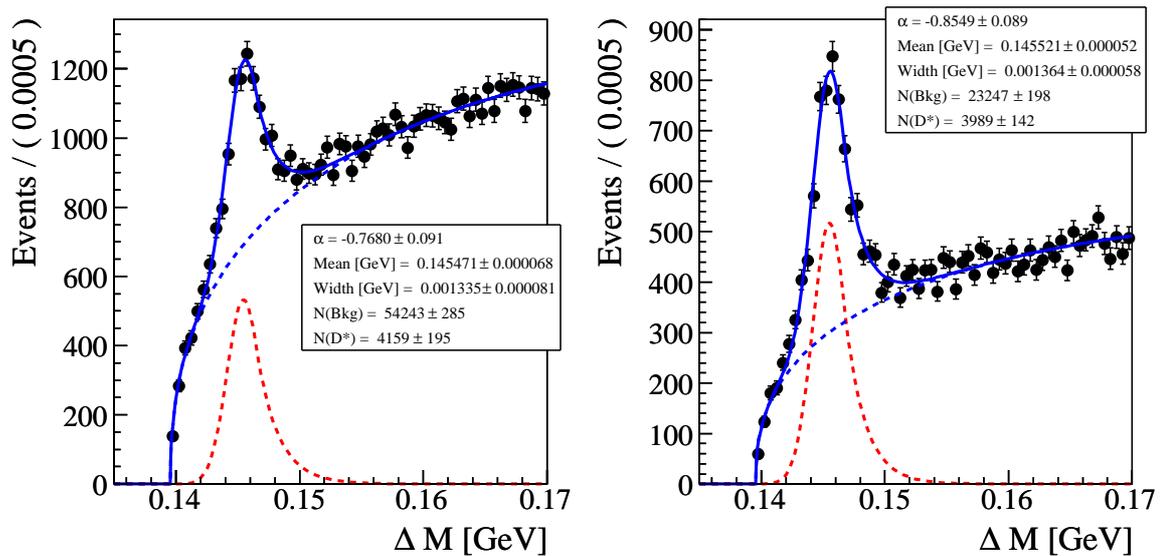


Abbildung 5.16.: Darstellung der beiden  $\Delta M$ -Verteilungen für Spuren ohne der Bedingung, dass die Spuren auf den Vertex gefittet werden können (links), und mit der Vertex-Fit-Bedingung (rechts). Die verwendeten Spur-Parameter entsprechen der nicht Vertex-gefitteten Spur-Hypothese.

Die Fehler der beiden Kurvenanpassungen mit und ohne Vertex-Fit-Bedingung sind nahezu vollständig korreliert, weil es sich bei den Einträgen im rechten Histogramm nur um eine Submenge der Einträge im linken Histogramm handelt. Die genaue Korrelation der Fehler ist wegen der Kurvenanpassung schwer zu bestimmen. Deshalb wird nur der größere der beiden Fehler für die Berechnung des Fehlers der Vertex-Fit-Effizienz verwendet. Die Vertex-Fit-Effizienz ergibt sich zu  $95,9 \pm 4,5\%$ . Die gleiche Untersuchung ist für den Signal-Monte-Carlo Datensatz gemacht worden, das hier aufgrund der viel größeren Statistik dem inklusiven Monte-Carlo Datensatz vorgezogen wird. In der Monte-Carlo Simulation ergibt sich eine Vertex-Fit-Effizienz von  $98,5\%$ , so daß man einen Unterschied in der Vertex-Fit-Effizienz zwischen den Daten und der Monte-Carlo Simulation von etwa  $2,5\%$  erhält. Der Fehler für die Vertex-Fit-Effizienz der Monte-Carlo Simulation kann aufgrund der hohen Statistik vernachlässigt werden.

Die Spur-Suche ist insbesondere bei kleinen Transversalimpulsen schwierig, weswegen die Vertex-Fit-Effizienz in Abhängigkeit des Transversalimpulses des langsamen Pions untersucht wird. Für diese Studie wird die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen mit und ohne

Vertex-Fit-Bedingung in Intervallen von  $p_t(\pi_{\text{slow}})$  mit der oben beschriebenen Kurvenanpassung an das  $\Delta M$ -Histogramm bestimmt. In der Abbildung 5.17a/b ist die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen gegen den Transversalimpuls des langsamen Pions  $p_t(\pi_{\text{slow}})$  links ohne und rechts mit Vertex-Fit-Bedingung aufgetragen. Ausschließlich für die Darstellung ist die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen im Monte-Carlo Datensatz auf die Anzahl in den Daten hier normiert. Beide Verteilungen können gut von der Monte-Carlo Simulation beschrieben werden.

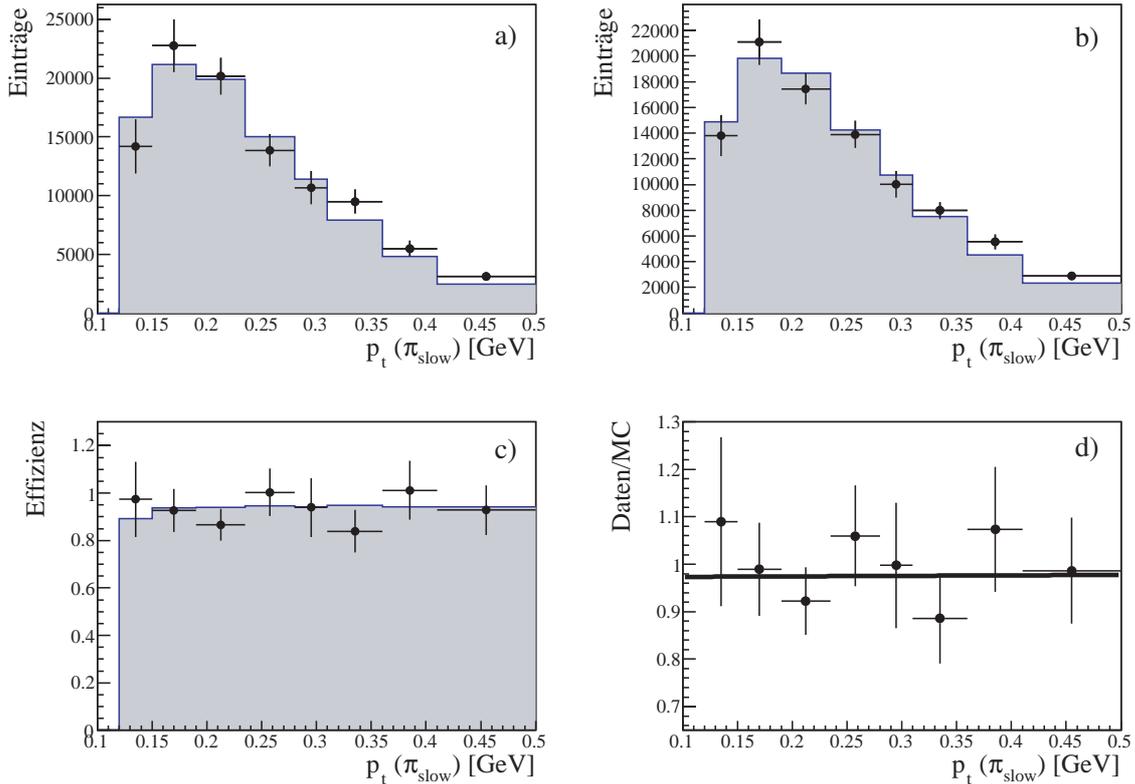


Abbildung 5.17.: Die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen, die mit einem Fit an die  $\Delta M$ -Verteilung bestimmt wird, a) ohne Vertex-Fit- und b) mit Vertex-Fit-Bedingung. In c) ist die Vertex-Fit-Effizienz in Daten mit der Monte-Carlo Simulation verglichen. Das Verhältnis der Effizienzen der Daten zur Monte-Carlo Simulation ist in d) dargestellt. Die verwendeten Spur-Parameter entsprechen in allen Fällen den Parametern der nicht Vertex-gefitteten Spur-Hypothese.

In der Abbildung 5.17c) ist die Effizienz des Vertex-Fit in Abhängigkeit von  $p_t(\pi_{\text{slow}})$  in den Daten mit der Monte-Carlo Simulation verglichen. Innerhalb der relativ großen statistischen Fehler der Daten ist die Vertex-Fit-Effizienz sowohl in den Daten wie in der Monte-Carlo Simulation flach. In der Abbildung 5.17d) ist das Verhältnis der Effizienz in den Daten und der Monte-Carlo Simulation gezeigt, an das eine Gerade angepasst worden ist. Ihre Steigung von  $a = 0,01 \pm 0,4 \text{ GeV}^{-1}$  ist innerhalb der Fehler gut mit Null verträglich. Der y-Achsenabschnitt beträgt  $b = 0,97 \pm 0,11$  und entspricht damit dem Ergebnis der Fits an die integrierte  $\Delta M$ -Verteilung.

Innerhalb der begrenzten Statistik kann also keine Abhängigkeit vom Transversalimpuls des langsamen Pions festgestellt werden. Deshalb werden die Messungen global um die Abweichung der Vertex-Fit-Effizienz zwischen den Daten und der Monte-Carlo Simulation von 2,5% korrigiert. Wegen der großen statistischen Fehler wird auf die Korrektur eine Unsicherheit von 100% angenommen.

### 5.5.2. Schnitt auf $p_t$ des langsamen Pions

Insbesondere bei kleinen Transversalimpulsen des  $D^*$ -Mesons wird erwartet, daß die Beschreibung der Effizienz der zentralen Spurkammern am schwierigsten ist. Um die Auswirkungen von Abweichungen bei der Beschreibung der Spur-Effizienzen durch die Monte-Carlo Simulation bei kleinen  $p_t$  auf die Messung zu untersuchen, wird der Transversalimpuls-Schnitt auf das langsame Pion um  $\pm 10$  MeV variiert. Dieser Schnitt wird sowohl bei der Bestimmung der Akzeptanz und Effizienz aus der Monte-Carlo Simulation sowie bei der Berechnung der Anzahl der  $D^*$ -Mesonen in den Daten geändert.

Man erwartet, daß es Abweichungen im Bereich kleiner Transversalimpulse des  $D^*$ -Meson für  $p_t(D^*) < 2,5$  GeV gibt (siehe Abbildung 4.9c). Die Akzeptanz des Detektors verhält sich erwartungsgemäß; für den höheren  $p_t$ -Schnitt ist die Akzeptanz bis zu 20% geringer und für den niedrigen  $p_t$ -Schnitt ist bis zu 15% höher. Die Effizienz bleibt nahezu konstant, weil die Schnitte auf die Transversalimpulse der Spuren schon in der Definition der Akzeptanz enthalten sind.

In Daten wird die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen durch den Fit an das  $\Delta M$ -Histogramm bestimmt. Hier werden für den kleineren  $p_t$ -Schnitt etwa  $\sim 8\%$  mehr und für den höheren  $p_t$ -Schnitt etwa 10% weniger  $D^*$ -Mesonen rekonstruiert. Dabei tritt das Problem auf, daß die Änderung des  $p_t$ -Schnitts neben dem Signal auch die Höhe und Form des Untergrundes beeinflusst. Deshalb fluktuiert die Anzahl der rekonstruierten  $D^*$ -Mesonen, was die Trennung des systematischen Fehlers vom statistischen Fehler erschwert. Eine ausreichende Trennung der beiden Fehler ist nur für den ersten Transversalimpuls-Bin von 1,5 - 2,0 GeV möglich. Deshalb wird ausschließlich für den ersten  $p_t(D^*)$ -Bin ein Fehler von  $\pm_{5}^{15}\%$  angenommen. Für den verbleibenden  $p_t$ -Bereich wird angenommen, daß der Fehler auf den  $p_t$ -Schnitt von den relativ großen systematischen Unsicherheiten auf die Spur-Effizienz abgedeckt wird.

Die Auswirkungen der Variation des Transversalimpuls-Schnittes auf die Meßgrößen, für die Wirkungsquerschnitte bestimmt werden, sind kontrolliert worden, um weitere Korrelationen auszuschließen. In keiner weiteren Meßgröße konnte eine eindeutige Korrelation festgestellt werden. Alle Abweichung bewegen sich ausschließlich im Rahmen der statistischen Fehler.

### 5.5.3. Systematischer Fehler des $\Delta M$ -Fit

Zur Bestimmung der Anzahl der  $D^*$ -Mesonen wird eine Parametrisierung an die  $\Delta M$ -Verteilung angepaßt, um so das Signal statistisch vom Untergrund zu trennen. Um zu überprüfen, welchen Einfluß die Wahl der Parametrisierung auf das Ergebnis hat, ist eine zweite Parametrisierung sowohl für das Signal wie für den Untergrund verwendet worden. Für das Signal wird eine Variation der sogenannten "Novosibirsk"-Funktion

benutzt [Ver]:

$$f_{\text{Novo}}(m) = \exp \left\{ -(\ln 2) \cdot \left[ \frac{\ln \left( 1 + 2\xi \sqrt{\xi^2 + 1} \cdot \frac{m - m_p}{\sigma_p \sqrt{2 \ln 2}} \right)}{\ln \left( 1 + 2\xi^2 - 2\xi \sqrt{\xi^2 + 1} \right)} \right]^2 \right\}. \quad (5.18)$$

Hier ist  $m_p$  die Position des Peaks,  $\sigma_p$  definiert die Breite der Verteilung und mit  $\xi$  wird die Asymmetrie der Verteilung beschrieben. An diese Verteilung werden zwei Exponential-Funktionen links und rechts angebracht, um Ausläufer der Verteilungen auf der linken und rechten Seite des Maximums zu beschreiben:

$$f_{\text{Exp1/2}}(x) = \exp \left\{ \frac{\xi \sqrt{\xi^2 + 1} \cdot (x - x_{1/2}) \sqrt{2 \ln 2}}{\sigma_p \cdot \left( \sqrt{\xi^2 + 1} \mp \xi \right)^2 \ln \left( \sqrt{\xi^2 + 1} + \xi \right)} + \rho_{1/2} \cdot \left( \frac{x - x_{1/2}}{x_p - x_{1/2}} \right) \right\} \quad (5.19)$$

mit den Werten  $x_{1/2}$ , an denen die Funktionen zusammengesetzt werden:

$$x_{1/2} = x_p + \sigma_p \sqrt{2 \ln 2} \cdot \left[ \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + 1}} \mp 1 \right]. \quad (5.20)$$

Mit den zwei weiteren freien Parametern  $\rho_{1/2}$  kann die Größe der Ausläufer der Verteilung links und rechts vom Maximum unabhängig gesteuert werden. Somit setzt sich die gesamte Funktion wie folgt zusammen:

$$f(x) = \begin{cases} f_{\text{Exp1}}(x) & \text{für } x < x_1, \\ f_{\text{Novo}}(x) & \text{für } x_1 < x < x_2, \\ f_{\text{Exp2}}(x) & \text{für } x_2 < x \end{cases} \quad (5.21)$$

Damit der Fit dieser Funktion an die Daten konvergiert, werden beiden die Parameter  $\rho_{1/2}$  beide auf  $1 \cdot 10^{-5}$  gesetzt. Dies ist möglich, da die zusätzlichen Ausläufer durch die additiven Terme in den beiden Exponential-Funktionen für die Beschreibung des Signal nicht benötigt werden. Die zusätzlichen Exponential-Funktionen konnten aus technische Gründen nicht vollständig vernachlässigt werden, da sonst die Kurvenanpassung nicht korrekt konvergiert.

Als alternative Parametrisierung des Untergrundes oberhalb der Schwelle bei der Pion-Masse wird hier die folgende Funktion verwendet:

$$f(m) = (m - m_\pi)^{p_1} \cdot (1 - (p_2 \cdot m^2)). \quad (5.22)$$

Hier ist  $m_\pi$  die Pion-Masse, die die Schwelle dieser Funktion angibt. Die Größen  $p_1$  und  $p_2$  sind freie Parameter der Funktion.

Das Ergebnis des Fits an die Daten unter Verwendung dieser beider Funktionen ist in der Abb. 5.18 dargestellt. Auch von diesen beiden Funktionen wird das Signal und der kombinatorische Untergrund gut beschrieben. Allerdings konvergiert der Fit für diese Wahl der Parametrisierung deutlich schlechter als bei der Verwendung der Crystal-Ball Funktion. Ob der Fit konvergiert, hängt insbesondere von der Wahl der Start-Parameter ab. Außerdem müssen die Werte-Bereiche der freien Parameter der

Novosibirsk-Funktion relativ stark eingeschränkt werden, damit der Fit konvergiert. Diese Tatsache führt zu den kleineren Fehlern verglichen mit der anderen Signal-Parametrisierung “Crystal Ball”. Die Form des Untergrunds ist hier essentiell, um die Fits in den Daten und der Monte-Carlo Simulation miteinander vergleichen zu können. Deshalb wird für diese Studie der voll inklusive Monte-Carlo Datensatz verwendet (siehe Kapitel 1.4), der auch den kombinatorischen Untergrund gut wiedergibt. Die Ergebnisse der Fits aller möglicher Kombinationen der zwei Signal- und der zwei Untergrundfunktionen sind in den Tabellen 5.3 und 5.4 zusammengefasst. Die Ergebnisse stimmen innerhalb der statistischen Fehler überein. Jedoch sind Tendenzen zwischen den verschiedenen Kombinationen zu erkennen. Daher wird ein systematischer Fehler in der Größe der maximalen Abweichung der Fit-Ergebnisse voneinander von 2% angenommen.

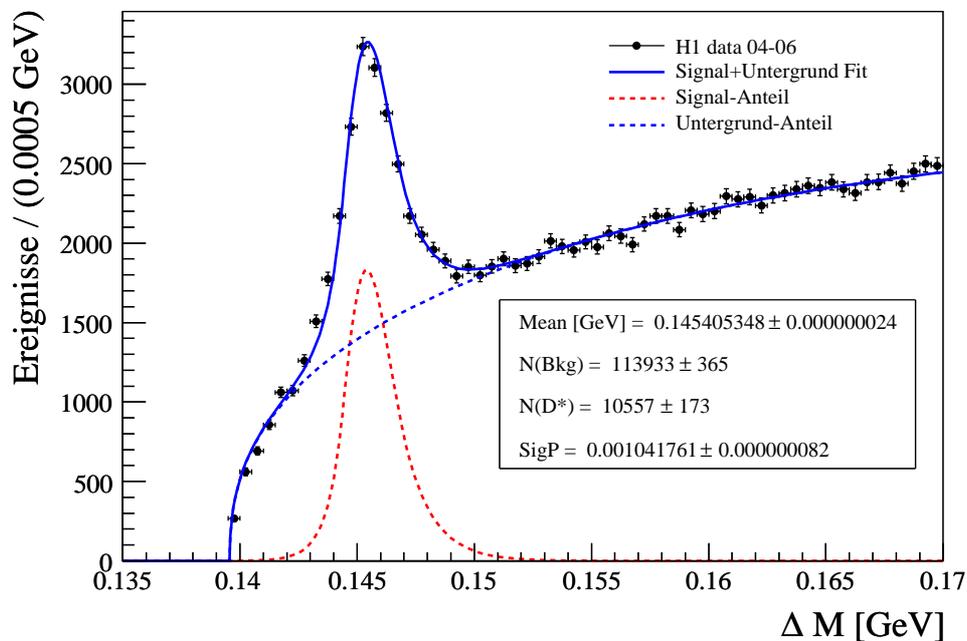


Abbildung 5.18.: Anpassung der variierten Novosibirsk Funktion zusammen mit der zweiten Untergrund-Parametrisierung an die Daten.

Daten	Crystal Ball	var. Novosibirsk
Granet Fkt.	$10671 \pm 232$	$10654 \pm 175$
Untergrund Fkt. 5.22	$10773 \pm 243$	$10557 \pm 173$

Tabelle 5.3.: Ergebnisse der Anpassungen der vier verschiedenen Kombinationen der Signal- und Untergrundparametrisierungen an die Daten.

<b>inkl. Monte-Carlo</b>	Crystal Ball	var. Novosibirsk
Granet Fkt.	$4766 \pm 118$	$4839 \pm 114$
Untergrund Fkt. 5.22	$4779 \pm 116$	$4743 \pm 102$

Tabelle 5.4.: *Ergebnisse der Anpassungen der vier verschiedenen Kombinationen der Signal- und Untergrundparametrisierungen an einen voll-inklusive Monte-Carlo-Datensatz.*

#### 5.5.4. $D^0$ -Massenschnitt

Wie schon in Kapitel 4.5.2 gezeigt, ist die Auflösung des Signals in der  $\Delta M$ -Verteilung in der Monte-Carlo Simulation besser als in Daten. Gleiches ist ebenfalls für die Auflösung der invarianten Masse  $M(K\pi)$  des  $D^0$ -Mesons aus dem Zerfall des  $D^*$ -Mesons gültig. Da auf die nominelle  $D^0$ -Masse bei  $\pm 80$  MeV geschnitten wird, kann die Effizienz dieses Schnitts in der Monte-Carlo Simulation höher als in Daten sein. Um die Größe dieses Unterschiedes abzuschätzen, ist eine Gauß-Kurve (siehe Formel 5.9) für das Signal und ein Polynom erster Ordnung für den Untergrund angepaßt worden. In der Abbildung 5.19 ist der Erwartungswert aus der Kurvenanpassung als schwarzer Punkt für die Daten und als roter, offener Punkt für die Monte-Carlo Simulation als Funktion des Transversalimpulses des  $D^*$ -Mesons aufgetragen. Die Breite der Gauß-Verteilung ist als Fehlerbalken am jeweiligen Punkt dargestellt. Zur besseren Sichtbarkeit sind die Punkte der Simulation leicht nach links versetzt.

Sowohl für die Daten wie für die Monte-Carlo Simulation variiert die Position des  $D^0$ -Signals nur leicht; in den Daten liegt sie allerdings leicht unterhalb der nominellen  $D^0$ -Masse. Die Breite des  $D^0$ -Signals ist in den Daten nahezu unabhängig vom Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons, so daß der Schnitt bei  $\pm 80$  MeV einem Abstand von etwa 2,5-3,0 Standardabweichungen unabhängig von  $p_t(D^*)$  entspricht. In der Monte-Carlo Simulation ist die Breite des Signals für kleine Transversalimpulse des  $D^*$ -Mesons am kleinsten und steigt zu großen  $p_t(D^*)$  an. Der Abstands des Schnitts von der nominellen  $D^0$ -Masse geht deshalb von 4,5 auf 2,5 Standardabweichung zurück. Bei größten Transversalimpulsen stimmen die Breiten des  $D^0$ -Peaks in den Daten und der Monte-Carlo Simulation gut überein, aber die Effizienz des  $D^0$ -Massenschnitts ist insbesondere bei kleinen  $p_t(D^*)$  in der Monte-Carlo Simulation höher als in Daten.

Dieser Unterschied ist wahrscheinlich in der schlechten Beschreibung der Vielfachstreuung in der Monte-Carlo Simulation begründet. Wie schon oben gesagt, dominiert die Vielfachstreuung die Auflösung der Spuren bei kleinen Transversalimpulsen. Um diesen Effekt zu unterdrücken, ist die Studie zur  $D^0$ -Massenauflösung mit einem höheren  $p_t$ -Schnitt für das Kaon und Pion von 500 MeV wiederholt worden. In diesem Fall ist die Breite des  $D^0$ -Signals in der Monte-Carlo Simulation sehr ähnlich zur Breite in den Daten. Diese Beobachtung untermauert die Vermutung, daß die schlechte Beschreibung der Vielfachstreuung in der Monte-Carlo Simulation tatsächlich die Ursache der schlechten Beschreibung der Auflösung sowohl des  $\Delta M$ - wie des  $D^0$ -Signals ist. Der Prozess der Vielfachstreuung ist theoretisch gut verstanden, und der Prozess sollte korrekt in der Monte-Carlo Simulation implementiert sein. Falls also die zu geringe Vielfachstreuung in der Monte-Carlo Simulation ursächlich für die zu gute Auflösung ist, müßte die Menge des toten Materials in der Monte-Carlo Simulation schlecht be-

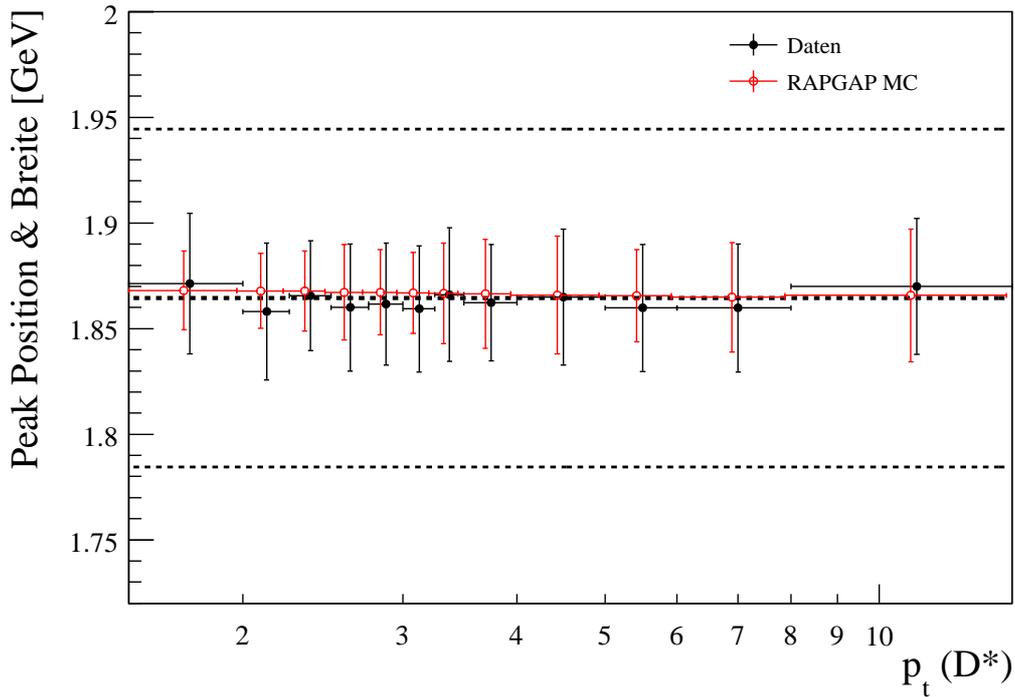


Abbildung 5.19.: Die Position des  $D^0$ -Massenpeaks als Funktion des Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons. Die Breite des  $D^0$ -Massenpeaks ist als Fehlerbalken am jeweiligen Punkt dargestellt. Die mittlere Linie markiert die nominelle Masse  $D^0$ -Masse; die beiden äußeren Linien sind die Position des Schnittes auf die  $D^0$ -Masse bei der  $D^*$ -Rekonstruktion. Die Monte-Carlo Simulation ist leicht nach links verschoben, damit man die beiden Verteilungen besser unterscheiden kann.

geschrieben sein.

Durch das Anheben des  $p_t$ -Schnitts wird allerdings auch die  $\pi N$ -Resonanzregion vermieden. Da diese Resonanzen in der Monte-Carlo Simulation nicht gut beschrieben sind (siehe oben), erwartet man in den Daten eine größere Anzahl von Spuren, die nur in der CJC1 und nicht auch in der CJC2 nachgewiesen sind. Die kurzen Spuren, die nur in der CJC1 nachgewiesen sind, haben eine geringe Auflösung als lange Spuren, die durch beide Spurkammern verlaufen, so daß auch die nuklearen Wechselwirkungen die mittlere Auflösung der Spuren reduzieren. Allerdings wird die Anzahl der Treffer einer Spur und die Spurlänge in den Daten gut von der Monte-Carlo Simulation beschrieben (siehe Abbildung 4.15), was gegen die  $\pi N$ -Resonanzen als Ursache der zu guten Auflösung spricht.

Um die Auswirkungen der unterschiedlichen Breiten des  $D^0$ -Signals in Daten und Monte-Carlo Simulation zu quantifizieren, sind die Verluste aufgrund des  $D^0$ -Massenschnitts mittels Integration des  $D^0$ -Signals berechnet worden. Der Unterschied in der Effizienz beträgt etwa 1,6% im untersten  $p_t(D^*)$ -Bin und fällt zum höchsten Bin auf 0,2% ab. Im Durchschnitt ergibt sich ein Unterschied von 0,7%. Da dieser Fehler verglichen mit den Unsicherheiten auf die Spureffizienz klein ist, erfolgt keine Korrektur der

Messung. Als Fehler wird 0,8%, die Hälfte der maximalen Abweichung, angenommen.

### 5.5.5. Systematische Fehler der Elektron-Messung

Das gestreute Elektron wird im rückwärtigen Kalorimeter SpaCal und der Spurkammer BPC nachgewiesen. Das SpaCal mißt sowohl die Energie  $E'_e$  wie auch den Streuwinkel  $\theta_e$ , der gegebenenfalls von der BPC verbessert wird. Wie in Kapitel 4.2.4 gezeigt, stimmt die Kalibration in Daten und Monte-Carlo Simulation bis auf 1% überein. Die  $\theta_e$ -Auflösung vom SpaCal und der BPC erreicht 1 mrad.

Diese Unsicherheiten dieser beiden Meßgrößen gehören zu den korrelierten Fehlern. Um die Auswirkung der Unsicherheiten auf die Messungen abzuschätzen, ist die rekonstruierte Elektron-Energie bei der Bestimmung der Detektor-Effizienzen aus der Monte-Carlo Simulation um  $\pm 1\%$  systematisch verschoben worden. Die sich daraus ergebende Abweichung der Meßergebnisse wird als systematischer Fehler verwendet. In der Abbildung 5.20a-f sind die relativen systematischen Fehler als Funktion der Meßgrößen  $Q^2$ ,  $p_t$ ,  $x$ ,  $W$ ,  $z_{D^*}$  und  $\eta_{D^*}$  dargestellt. Die Variationen nach unten und nach oben sind unterschiedlich schraffiert dargestellt. Für den totalen Wirkungsquerschnitt ergibt sich ein Fehler von etwa  $\pm 2\%$ . Die systematischen Fehler in Abhängigkeit von  $Q_e^2$  und  $p_t(D^*)$  liegt ebenfalls bei etwa  $\pm(2 - 3)\%$  und sind somit kleiner als der statistische Fehler in den Bins. Da die Variablen  $x_e$  und  $W_{\gamma p}$  fast ausschließlich von der Elektron-Energie-Messung abhängig sind, ist hier der Einfluß der systematischen Variation mit bis zu 6% relativem Fehler stärker ausgeprägt. Die größten Abweichungen von bis zu 35% bzw. 15% ergeben sich für die Inelastizität des  $D^*$ -Mesons  $z_{D^*}$  und die Pseudorapidität des  $D^*$ -Meson  $\eta_{D^*}$ . Für die Inelastizität des  $D^*$ -Mesons  $z_{D^*}$  ist dies in der Korrelation mit der Elektron-Energie begründet. Da die Elektron-Energie nach oben durch den Schnitt  $y_e > 0,05$  begrenzt ist, migrieren insbesondere für große und kleine Werte von  $z_{D^*}$  anteilig viele Ereignisse aus der Detektor-Akzeptanz heraus oder in die Detektor-Akzeptanz hinein. Ähnliches passiert bei großen Werten von  $\eta_{D^*}$ , die mit großen Werten der Elektron-Energie einhergehen. Deshalb und wegen des Anstiegs der Verteilung der Elektron-Energie zu großen Energien führt eine Variation der Elektron-Energie zu großen Migration für große Werte von  $\eta_{D^*}$ . Der Bereich von  $\eta_{D^*} < 0$  entspricht kleinen Werten der Energie des gestreuten Elektron, so daß die Variation der Elektron-Energie nur zu Abweichungen von  $< 2\%$  führt. Um in den Variablen  $z_{D^*}$  und  $\eta_{D^*}$  den systematischen Fehler deutlich zu reduzieren, müßte die Übereinstimmung der Kalibration in Daten und Monte-Carlo Simulation auf deutlich weniger als 1% verbessert werden.

Der Streuwinkel des gestreuten Elektron ist ebenfalls systematisch variiert worden. Das SpaCal erreicht alleine eine Winkelauflösung von  $\sim 2$  mrad (siehe Kapitel 2.5), die gegebenenfalls von der rückwärtigen Spurkammer BPC auf weniger als  $\sim 1$  mrad verbessert wird. Das Alignment der BPC erreicht einen systematischen Fehler von  $\pm 0,8$  mrad (siehe Kapitel 2.3.5). Deshalb ist der Winkel zur Bestimmung des systematischen Fehlers um  $\pm 1$  mrad verschoben worden. Die relative Abweichung zur nominalen Messung ist für die Variablen  $Q_e^2$  und  $p_t(D^*)$  in der Abb 5.21 dargestellt. Auch hier sind die Variationen nach oben und nach unten unterschiedlich schraffiert eingezeichnet. In den beiden gezeigten Variablen, wie in allen weiteren Meßgrößen ebenfalls, sind die Verteilungen nahezu flach und der systematische Fehler liegt meist zwischen

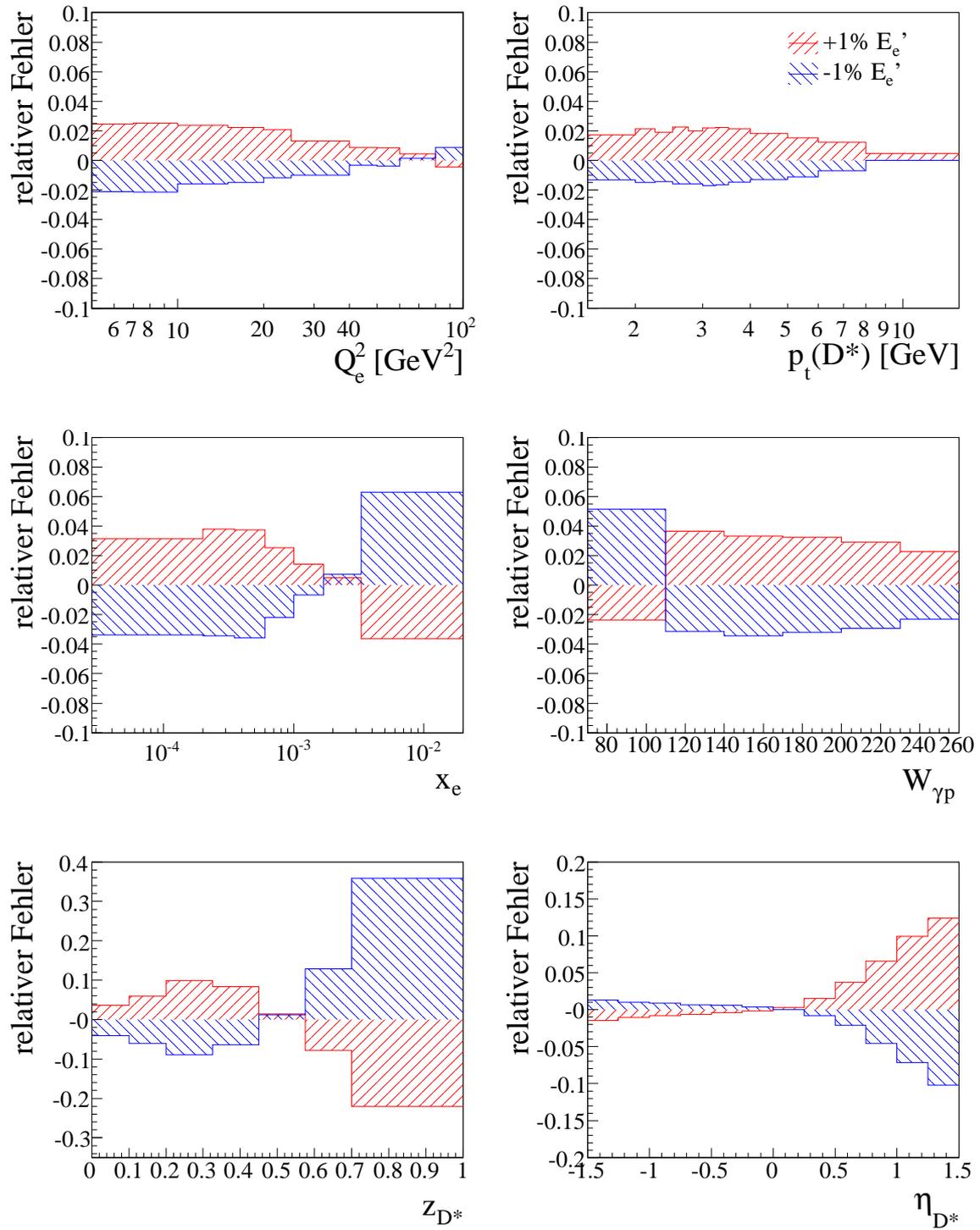


Abbildung 5.20.: Die relative Abweichung vom nominellen Meßwert nach Variation der Elektron-Energie um  $\pm 1\%$  bei der Bestimmung der Effizienz als Funktion von der Virtualität  $Q_e^2$ , des Transversalimpulses des  $D^*$ -Mesons  $p_t(D^*)$ , der Bjorken-Variablen  $x_e$ , der Schwerpunktsenergie  $W_{\gamma p}$  im Photon-Proton-Ruhsystem, der Inelastizität des  $D^*$ -Mesons  $z_{D^*}$  und der Pseudorapidität  $\eta_{D^*}$ . Die Variation nach oben und nach unten ist durch unterschiedliche Farben gekennzeichnet.

1% und 2%. Der Fehler auf den integrierten Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu 1%.

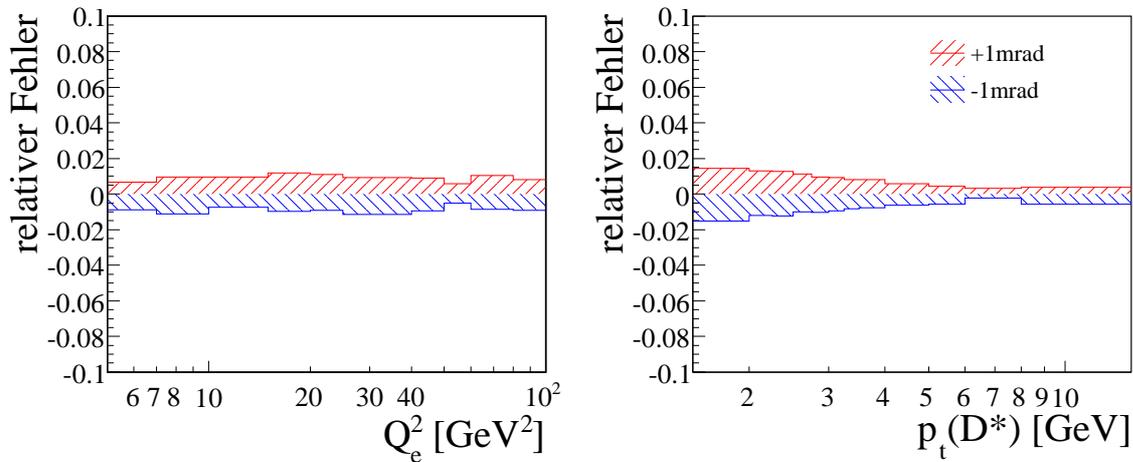


Abbildung 5.21.: Die relative Abweichung vom nominellen Meßwert nach Variation des Streuwinkels  $\theta_e$  des gestreuten Elektrons um  $\pm 1$  mrad bei der Bestimmung der Effizienz in Abhängigkeit von der Virtualität  $Q_e^2$  und des Transversalimpulses  $p_t(D^*)$  des  $D^*$ -Meson. Die Auswirkungen sind mit (1-2)% gering.

### 5.5.6. Weitere systematische Fehler

**Luminosität:** Für die in dieser Arbeit untersuchten Datennahmeperiode beträgt die Unsicherheit der Bestimmung der integrierten Luminosität 1,5%. Die dominierenden Unsicherheiten sind dabei die geometrische Akzeptanz des Photondetektors und die Bestimmung des Untergrunds von nicht ep-Wechselwirkungen, der mit Hilfe von Pilot-Bunchen bestimmt wird [Lev06a, Lev06b].

**Trigger-Effizienzen:** Die Effizienzen der verwendeten SpaCal Trigger-Elemente sind auf genauer als 1% bekannt. Auch für die Triggerbedingung des FTT ergibt sich ein systematischer Fehler von 1%, auch wenn hier die angewandten Korrekturen etwas größer sind (siehe Kapitel 4.2.2). Insgesamt liegt die Unsicherheit also bei 1,4%.

**Verzweigungsverhältnis:** Der Fehler auf das Verzweigungsverhältnis von  $D^*$ -Mesonen beträgt für den goldenen Zerfall 2,3% [Yao06].

**Photoproduktionsuntergrund:** Aufgrund des hohen Schnitts auf die Elektron-Energie im SpaCal wird erwartet, daß der Anteil von Photoproduktionsereignissen gering ist. Um den Anteil zu quantifizieren wird die gesamte Analyse auf einen Photoproduktions-Monte-Carlo Datensatz ( $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$ ) angewendet. Dabei werden  $0,15 D^*$ -Mesonen/ $\text{pb}^{-1}$  selektiert. Dies führt zu einem Beitrag von etwa 0,3% zum Wirkungsquerschnitt, der vernachlässigt werden kann.

Die meisten der dabei selektierten Ereignisse sind allerdings tatsächlich tiefinelastische Streueignisse mit einem generierten  $Q_e^2$  von  $2 - 4 \text{ GeV}^2$ . Sie werden meist

im SpaCal bei kleinsten Radien und mit einem rekonstruierten  $Q_e^2 \approx 5 \text{ GeV}^2$  nachgewiesen. Migrationen aus dem Bereich von  $Q_e^2(\text{gen}) = 4 - 5 \text{ GeV}^2$  werden von dem Signal-Monte-Carlo Datensatz, der bei der Korrektur der Daten verwendet wird, schon berücksichtigt.

Ein Kontrolle des Photoproduktions-Beitrages aus Daten ist schwierig, da der einzige Elektron-Tagger in HERA II, den man zur Identifizierung von Photoproduktionsereignissen verwendet, nur eine  $y$ -Akzeptanz bei  $y \sim 0,7$  aufweist. Deshalb gibt für vorliegende Messung keinen Überlapp im kinematischen Meßbereich, den man zur Normierung eines Photoproduktion-Monte-Carlo Datensatzes auf die Daten verwenden kann.

**Reflektionen:** Der Fehler auf den Beitrag zum Signal durch Reflektionen beträgt 3,5% (siehe Kapitel 5.2.3).

### 5.5.7. Zusammenfassung der systematischen Fehler

Die in den vorherigen Kapiteln besprochenen Quellen der systematischen Fehler sind in der Tabelle 5.5 zusammengefaßt. Der Fehler der Messung wird vor allem durch die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Spur-Effizienzen dominiert. Im ersten  $p_t$ -Bin des  $D^*$ -Mesons ragt der Fehler durch den Schnitt auf den Transversalimpuls des langsamen  $\pi$ -Mesons heraus. Für die Messung in Abhängigkeit von  $z_{D^*}$  und  $\eta_{D^*}$  überwiegt hingegen der systematische Fehler aufgrund der Unsicherheit auf die elektromagnetische Energieskala des SpaCal.

#### unkorrelierte Fehlerquellen:

Spur-Finde Effizienz	2%	pro Spur
Primär-Vertex-Fit Effizienz	2,5%	pro $D^*$ -Meson
Nukleare Wechselwirkungen	2,5%	pro $D^*$ -Meson
Reflektionen	3 %	
Signal-Extraktion	2%	
Trigger-Effizienz	1,5%	
$D^0$ -Meson Massenschnitt	0,7%	
Photoproduktions-Untergrund	$\sim 0,3\%$	

#### korrelierte Fehlerquellen:

$p_t$ -Schnitt vom $\pi_{\text{slow}}$	$\pm 10 \text{ MeV}$	$\pm 15\%$ (erstes $p_t(D^*)$ -Bin)
Luminosität		1,5%
Verzweigungsverhältnis		2,3%
elektromagnetische Energieskala	$\pm 1\%$	1-2,5% (bis 35% in $z_{D^*}$ )
Streuwinkel $\theta_e$	$\pm 1 \text{ mrad}$	$\sim 2\%$

Tabelle 5.5.: Zusammenstellung aller systematischen Fehler.

## Kapitel 6

# Ergebnisse der Messung

Aus der Anzahl der  $D^*$ -Mesonen, die nach der Selektion tiefinelastischer Ereignisse mit Hilfe einer Kurvenanpassung an das  $\Delta M$ -Histogramm bestimmt wird, kann unter Berücksichtigung der Detektor-Akzeptanz und Effizienz der Wirkungsquerschnitt für die  $D^*$ -Meson Produktion berechnet werden. Im folgenden Kapitel wird zuerst der totale sichtbare Wirkungsquerschnitt und anschliessend einfach und doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte gezeigt. Diese Ergebnisse werden mit zwei Monte-Carlo Ereignis-Generatoren in führender Ordnung, RAPGAP und CASCADE, und einer Rechnung in nächsthöherer Ordnung der Störungstheorie (HVQDIS) verglichen.

### 6.1. Totaler Wirkungsquerschnitt

Aus der Kurvenanpassung an das  $\Delta M$ -Histogramm unter Berücksichtigung der Reflexionen ergibt sich für die verwendete Ereignis-Selektion die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen zu:  $N(D^*) = 10316 \pm 232$  (siehe Abbildung 5.7). Die Breite des Signals von  $\sigma_{\text{Signal}} = 1,09 \pm 0,04$  MeV ist durch die Detektorauflösung definiert. Der Erwartungswert für die Massendifferenz beträgt  $\langle \Delta M \rangle = 0,14547 \pm 0,00003$  GeV und liegt leicht oberhalb des Literaturwerts von  $\langle \Delta M \rangle = 0,145421 \pm 0,000010$  GeV [Yao06].

Aus der Anzahl der rekonstruierten  $D^*$ -Mesonen zusammen mit der Luminosität  $\mathcal{L} = 222,4 \pm 3,3$  pb $^{-1}$  und mit den im vorherigen Kapitel bestimmten Korrekturfaktoren ergibt sich der sichtbare Wirkungsquerschnitt für  $D^*$ -Meson Produktion in tiefinelastischer Streuung zu:

$$\sigma_{\text{vis}}^{\text{tot}}(e^{\pm}p \rightarrow e^{\pm}D^{*\pm}X) = 4,23 \pm 0,09 \text{ (stat.)} \pm 0,37 \text{ (syst.) nb.} \quad (6.1)$$

Der sichtbare Bereich, in dem der Wirkungsquerschnitt gemessen ist, ist in der Tabelle 4.5 definiert. Für diesen Bereich sagt der Monte-Carlo Ereignis-Generator RAPGAP einen Wirkungsquerschnitt von  $\sigma_{\text{vis}}^{\text{tot}} = 4,40$  nb und CASCADE einen Wirkungsquerschnitt von  $\sigma_{\text{vis}}^{\text{tot}} = 4,29$  nb voraus. Beide Vorhersagen der Monte-Carlo Generatoren liegen leicht oberhalb der Messung, sind aber innerhalb der Fehler gut mit der Messung verträglich. Der verwendete Wert für die Charm-Quark Masse beträgt in beiden Fällen 1,5 GeV. Beide Monte-Carlo Ereignis-Generatoren berechnen die harte Wechselwirkung nur in niedrigster Ordnung der Störungsreihe. Korrekturen von höheren Ordnungen werden durch Parton-Schauer angenähert. Die beiden Monte-Carlo Generatoren benutzen zwei unterschiedliche Evolutionsgleichungen: RAPGAP verwendet die DGLAP-Gleichungen während CASCADE die CCFM-Gleichungen implementiert.

Das Programm HVQDIS implementiert eine Rechnung in nächstführender Ordnung der Störungsreihe im sogenannten Fixed Flavour Numbering Schema unter Berücksichti-

gung der Quark-Massen. Für die Vorhersagen ist die Parametrisierung der Protonstrukturfunktion CTEQ5F3 verwendet worden [Lai00]. Bei einer Variation der Charm-Quark Masse von 1,3 bis 1,6 GeV ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von 3,46-4,28 nb. Dabei ist der Beitrag von Beauty-Quarks zum Wirkungsquerschnitt vernachlässigt worden. Es wird erwartet, daß er etwa 3% beiträgt [Akt07a]. Innerhalb dieser Variation stimmt auch die Vorhersage von HVQDIS mit der Messung überein.

Ein direkter Vergleich des totalen Wirkungsquerschnitts mit vorherigen Messungen des H1-Experiments ist nicht möglich, weil sich der sichtbare Bereich nach dem Detektor-Umbau für HERA II verändert hat.

## 6.2. Differentielle Wirkungsquerschnitte

Im Vergleich zur vorherigen Messung am H1-Experiments, die ab  $Q_e^2 > 2 \text{ GeV}^2$  beginnt, ist der  $Q^2$ -Bereich der vorliegenden Messung kleiner und beginnt erst ab  $Q_e^2 > 5 \text{ GeV}^2$ . Deshalb ist ein Vergleich der beiden Messungen nur für den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Photonvirtualität  $Q_e^2$  möglich; dieser Vergleich ist in der Abbildung 6.1 dargestellt. Die vorherige Messung, die auf Daten aus den Jahren 1999 und 2000 vor dem Umbau des HERA-Beschleunigers und des H1-Experiments basiert, ist als Dreiecke eingezeichnet und wird mit der vorliegenden Messung (gefüllte Kreise) verglichen. Die inneren Fehlerbalken stellen den statistischen Fehler dar, und die äußeren Fehlerbalken entsprechen dem statistischen und systematischen Fehler, die quadratisch addiert worden sind.

Das erste Intervall der vorherigen Messung, das mit der vorliegenden Messung überlappt, beginnt schon bei  $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$  und nicht erst bei  $Q^2 > 5 \text{ GeV}^2$  (wie bei der vorliegenden Messung). Die drei folgenden Bins sind hingegen in beiden Messungen gleich groß. Wie erwartet, stimmen die beiden Messungen im Rahmen der Fehler gut überein. Der erste Bin der vorherigen Messung liegt etwas oberhalb der Ergebnisse der vorliegenden Analyse, was aufgrund des größeren Meßbereichs in  $Q^2$  und des Anstiegs des Wirkungsquerschnitts zu kleinen  $Q^2$  erwartet wird.

Die Vorhersagen der beiden Monte-Carlo Ereignis-Generatoren RAPGAP und CASCADE sind als gestrichelte beziehungsweise als gestrichelt-gepunktete Linie eingezeichnet. Die beiden Vorhersagen stimmen sehr gut mit der Messung überein.

Trotz des kleineren Phasenraums der vorliegenden Messung ist die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen im Vergleich zur vorherigen Messung etwa viermal größer. Deshalb kann die Messung mit einer deutlich größeren Anzahl von Bins wiederholt werden. Der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Photonvirtualität  $Q_e^2$  mit feineren Bins ist in der Abbildung 6.2 dargestellt. Zusätzlich zum Vergleich mit den beiden Ereignis-Generatoren ist die Vorhersage des HVQDIS-Programms eingetragen. Der Fehler ist, wie beim totalen Wirkungsquerschnitt, durch Variation der Charm-Masse von 1,3 bis 1,6 GeV abgeschätzt worden.

Alle drei Vorhersagen können die Messung gut beschreiben. Allerdings erkennt man bei kleineren  $Q_e^2$  bis zu  $40 \text{ GeV}^2$  die Tendenz, daß die Daten am oberen Rand der Vorhersage des HVQDIS-Programms liegen. Bei  $Q_e^2 > 40 \text{ GeV}^2$  liegen die Daten tendenziell unter den Vorhersagen der beiden Monte-Carlo Ereignis-Generatoren. Die Beschreibung der Daten durch HVQDIS ist in diesem Bereich etwas besser. Allerdings ist bei diesen Werten von  $Q^2 > 40 \text{ GeV}^2$  die Messung noch statistisch limitiert. Eine genauere

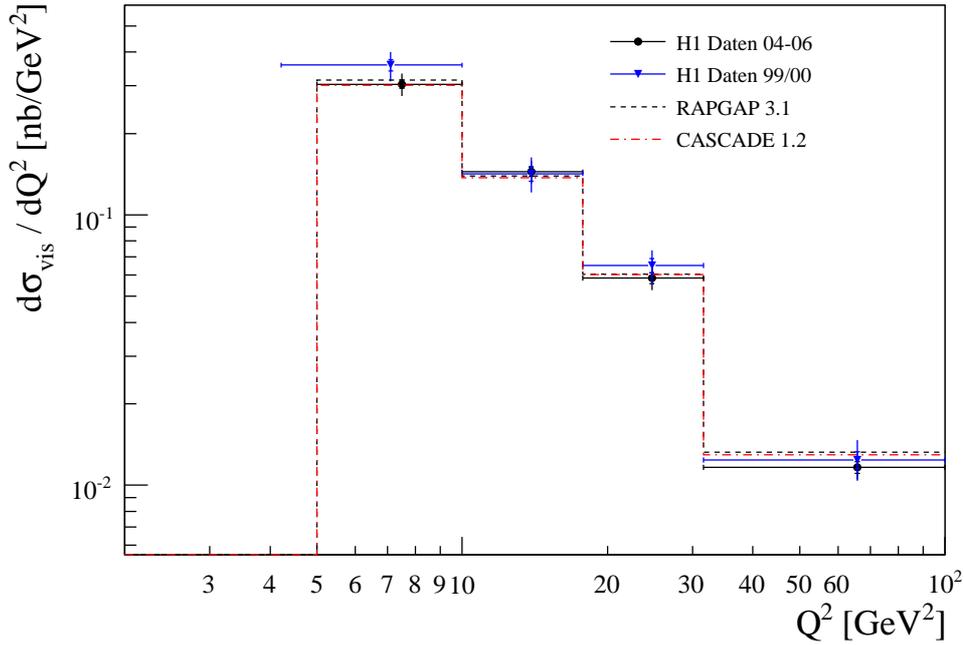


Abbildung 6.1.: Differentieller Wirkungsquerschnitt für  $D^*$ -Meson Produktion in Abhängigkeit der Photonvirtualität  $Q_e^2$ . Das Ergebnis dieser Messung ist verglichen mit der vorherigen H1-Messung, die auf Daten aus den Jahren 1999-2000 basiert [Akt07a]. Außerdem sind die zwei Monte-Carlo Generatoren CASCADE und RAPGAP eingezeichnet.

Untersuchung der Beschreibung durch die Modell-Vorhersagen sollte unter Verwendung aller Daten der Datennahme von HERA II möglich sein.

In der Abbildung 6.3 ist der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons dargestellt. Bei kleinen Transversalimpulsen fällt der Wirkungsquerschnitt nur langsam ab, und die Verteilung wird zu großen  $p_t(D^*)$  deutlich steiler. Sowohl RAPGAP als auch CASCADE sind in der Lage, die Normierung und Form der Daten sehr gut wiederzugeben. Die Vorhersage von HVQDIS reproduziert ebenfalls die Form der Verteilung gut, liegt allerdings bis auf bei höchstem  $p_t(D^*)$  leicht unterhalb der Daten.

Die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Pseudorapidität des  $D^*$ -Mesons  $\eta_{D^*}$ , der Inelastizität des  $D^*$ -Mesons  $z_{D^*}$ , der Bjorken-Variable  $x$  und der Schwerpunktsenergie im  $\gamma p$ -System  $W_{\gamma p}$  sind in der Abbildung 6.4a-d dargestellt. Die Verteilung in Bjorken  $x$  (Abb. 6.4c) kann gut von den drei Vorhersagen beschrieben werden. Der Rückgang des Wirkungsquerschnitt bei kleinen  $x_e$  ist erwartet, da diese Werte von  $x_e$  aufgrund des sichtbaren Meßbereichs nur für  $Q_e^2 \lesssim 20 \text{ GeV}^2$  zugänglich sind (siehe auch Abbildung 6.5a).

Die Verteilung der Schwerpunktsenergie  $W_{\gamma p}$  (Abb. 6.4d) wird im Rahmen der Fehler von den Monte-Carlo Generatoren beschrieben. Allerdings ist die Form bei kleinen Werten von  $W_{\gamma p}$  in den Vorhersagen etwas flacher als in Daten. Der Abfall bei großen  $W_{\gamma p}$  wird hingegen gut von den Monte-Carlo Vorhersagen beschrieben, während HVQDIS in diesem Bereich die Daten unterschätzt.

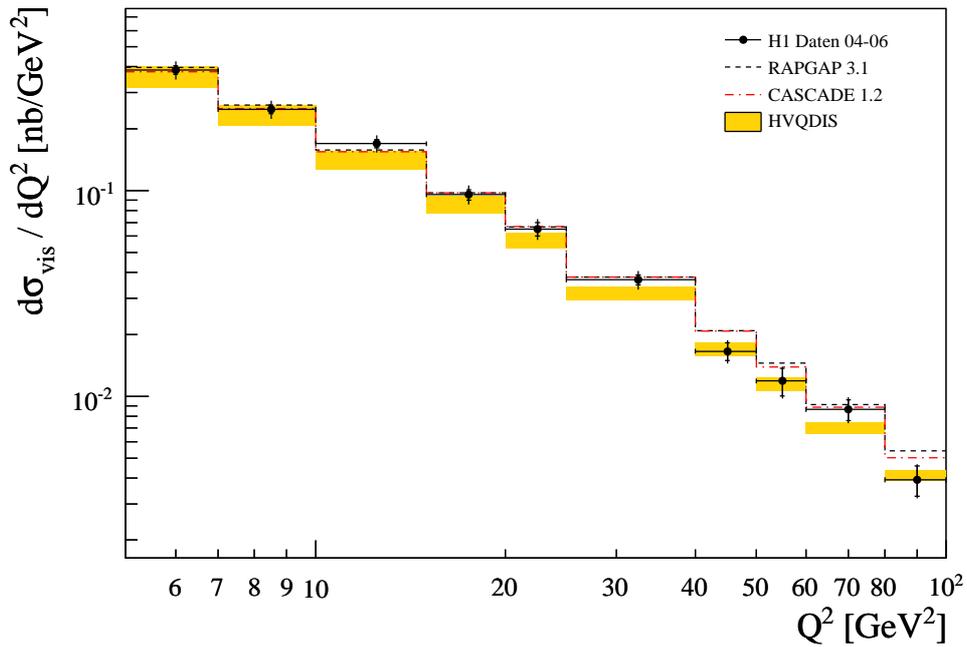


Abbildung 6.2.: Differentieller Wirkungsquerschnitt für  $D^*$ -Meson Produktion in Abhängigkeit der Photonvirtualität  $Q_e^2$  im Vergleich mit der Rechnung in nächsthöherer Ordnung der Störungsreihe HVQDIS und den Monte-Carlo Generatoren RAPGAP und CASCADE.

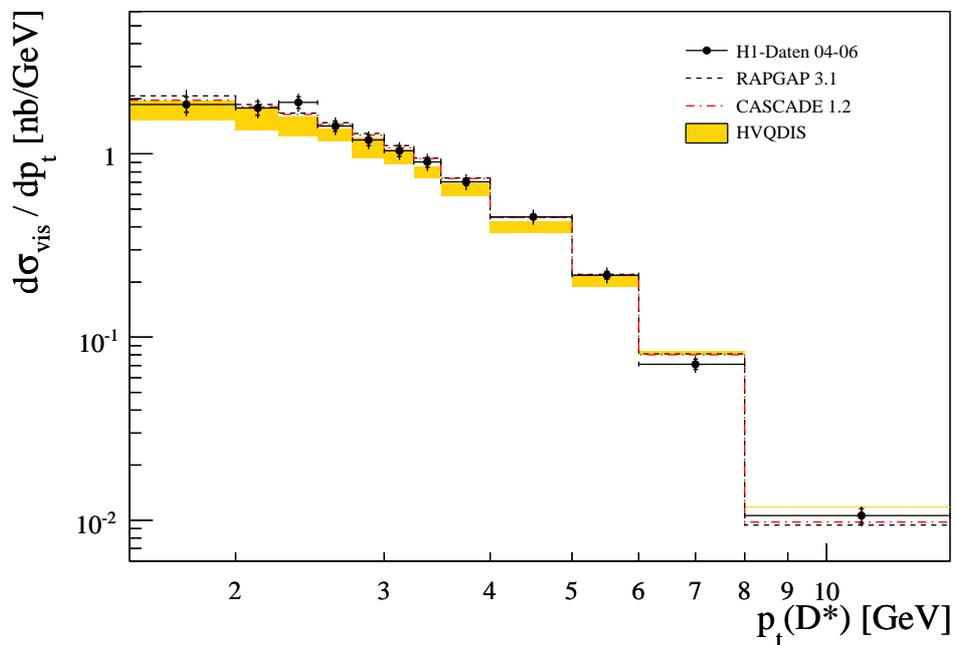


Abbildung 6.3.: Differentieller Wirkungsquerschnitt für  $D^*$ -Meson Produktion in Abhängigkeit des Transversalimpulses vom  $D^*$ -Meson im Vergleich mit theoretischen Vorhersagen.

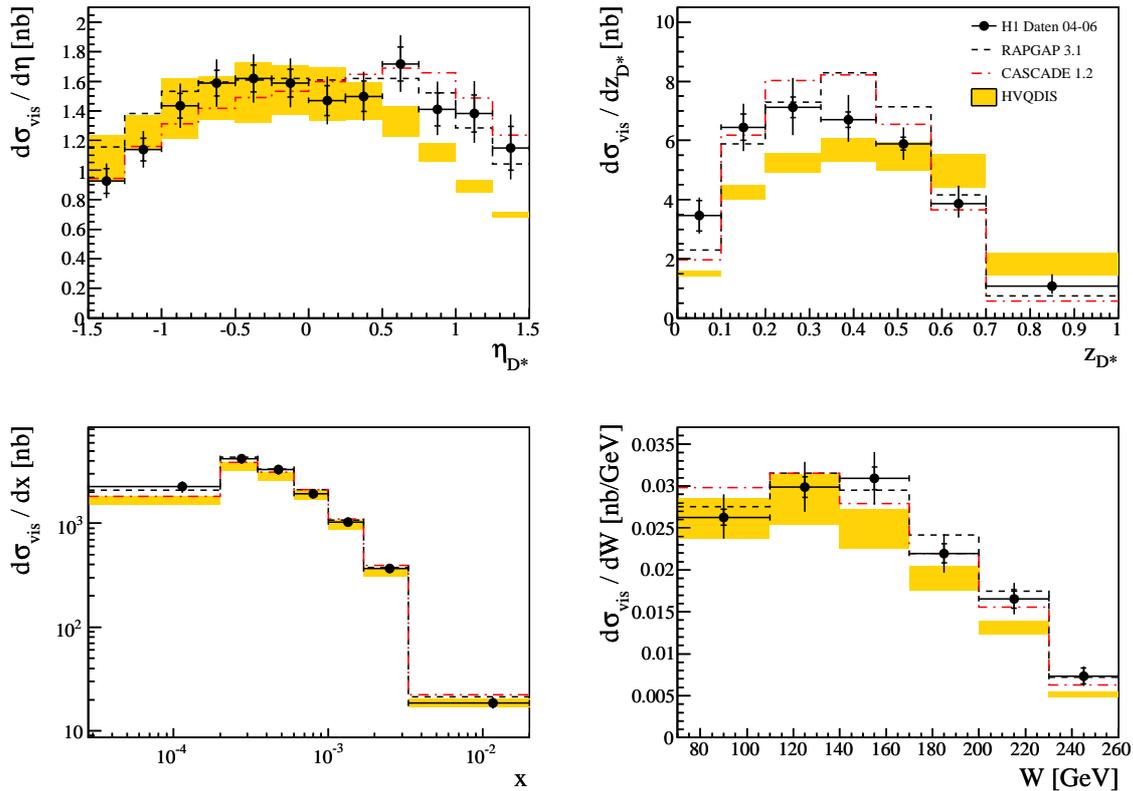


Abbildung 6.4.: Differentielle Wirkungsquerschnitte für  $D^*$ -Meson Produktion in Abhängigkeit von der Pseudorapidität des  $D^*$ -Mesons  $\eta_{D^*}$ , der Inelastizität des  $D^*$ -Mesons  $z_{D^*}$ , der Bjorken-Variablen  $x$  und der Schwerpunktsenergie im  $\gamma p$ -System  $W_{\gamma p}$  im Vergleich mit theoretischen Vorhersagen.

Die Pseudorapidität des  $D^*$ -Mesons (Abb. 6.4a) wird im Vorwärtsbereich ( $\eta > 0$ ) von beiden Monte-Carlo Generatoren gut beschrieben. Allerdings unterschätzt CASCADE die Daten in der Rückwärtsrichtung im Bereich von  $-1 < \eta < 0$  leicht. Hier ist RAPGAP etwas besser, aber der Abfall zu kleinen  $\eta_{D^*}$  ist auch hier etwas zu flach. HVQDIS ist nur in der Lage, die Daten in Rückwärtsrichtung und im zentralen Detektorbereich zu beschreiben. Im Vorwärtsbereich liegt es deutlich unterhalb der Messung. Dieses Problem konnte schon in der vorherigen H1-Messung [Akt07a] beobachtet werden.

Am schlechtesten wird die Inelastizität des  $D^*$ -Mesons  $z_{D^*}$  von den Vorhersagen beschrieben. Während HVQDIS die Form im gesamten Meßbereich nicht beschreiben kann, sind die Vorhersagen der beiden Monte-Carlo Generatoren deutlich besser. Die Ursache für die Diskrepanz ist wahrscheinlich die Fragmentation der Charm-Quarks zu  $D^*$ -Mesonen, die störungstheoretisch nicht zugänglich ist. Die Monte-Carlo Generatoren verwenden die Bowler- und HVQDIS die Peterson-Fragmentations-Funktion. Die Vorhersagen sind alle zu großen  $z_{D^*}$  hin verschoben, d.h. wahrscheinlich erhält das  $D^*$ -Meson beim Übergang von  $c \rightarrow D^*$  zu viel Energie. Insbesondere im Bereich kleiner  $z_{D^*}$ , wo das  $D^*$ -Meson nur einen kleinen Anteil des gesamten Impuls im Ereignis trägt, liegen die Vorhersagen zu niedrig. Allerdings ist dieser Bereich in den Daten aufgrund

des großen Untergrunds statistisch limitiert.

### 6.3. Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für Charm-Produktion in  $x$  und  $Q^2$  kann mit Hilfe des Beitrag von Charm-Quarks zur Proton-Struktur-Funktion  $F_2^{c\bar{c}}$  wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{d^2\sigma_{ep\rightarrow ec\bar{c}X}}{dx dQ^2} \approx \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [1 + (1+y)^2] F_2^{c\bar{c}}(x, Q^2). \quad (6.2)$$

Es ist somit möglich, den Beitrag von Charm-Quarks zur Struktur-Funktion des Protons mit einer doppelt differentiellen Messung in  $x$  und  $Q^2$  zu bestimmen. Allerdings muß vorher mit Hilfe einer theoretischen Vorhersage die Messung im sichtbaren Meßbereich auf den gesamten Phasenraum extrapoliert werden. Zusätzlich wird die Fragmentations-Wahrscheinlichkeit, ob ein Charm-Quark in ein  $D^*$ -Meson fragmentiert, aus Messungen anderer Experimente benötigt, um vom Wirkungsquerschnitt der  $D^*$ -Meson Produktion auf den Charm-Wirkungsquerschnitt zu schliessen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist auf diese Extrapolationen verzichtet worden. Allerdings wird im folgenden gezeigt, daß es möglich ist, den Wirkungsquerschnitt für  $D^*$ -Meson Produktion doppelt differenziell mit guter Präzision zu messen, also die Voraussetzungen für die Messung von  $F_2^{c\bar{c}}$  anhand der verwendeten Daten gegeben sind.

Die Wahl der Bins in der  $xQ^2$ -Ebene gestaltet sich allerdings schwierig, da der erreichbare Meßbereich einem schrägen Band in der  $xQ^2$ -Ebene entspricht (vergl. Abbildung 6.5a). Deshalb verläuft für rechteckige Bins in  $x$  und  $Q^2$  sehr oft die Kante der Akzeptanz schräg durch die Bins. Um dies Problem zu vermeiden, werden Bins anstelle in der  $xQ^2$ - in der  $yQ^2$ -Ebene gewählt. Hier treten solche Probleme nicht auf, wie man der Abbildung 6.5b entnehmen kann. Die gewählten Bin-Grenzen sind in der kinematischen  $yQ^2$ -Ebene eingezeichnet. Mit Hilfe der Gleichung  $Q^2 = sxy$  kann für jedes Bin in der  $yQ^2$ -Ebene ein effektiver  $x$ -Wert berechnet werden, um die Strukturfunktion  $F_2^{c\bar{c}}$  zu bestimmen.

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt in  $y_e Q_e^2$ -Bins ist in der Abbildung 6.6 dargestellt. Die Photonvirtualität  $Q_e^2$  steigt zu den unteren Histogrammen an. Man erkennt, daß die beiden Monte-Carlo Ereignis-Generatoren in der Lage sind, die Verteilungen für  $Q^2 < 45 \text{ GeV}^2$  gut zu beschreiben. Die schon in der einfach differentiellen Messung beobachtete Abweichung bei höheren  $Q^2$  ist hier ebenfalls zu erkennen. Sie ist bei  $Q^2 > 45$  und  $y_e < 0,16$  lokalisiert. Mit Hilfe der Messung der  $D^*$ -Meson Produktion für den gegebenen sichtbaren Bereich wird es schwierig sein, zwischen den beiden Monte-Carlo Vorhersagen, auch mit der gesamten Statistik von HERA II, zu differenzieren.

Die Monte-Carlo Generatoren implementieren nur eine Rechnung in niedrigster Ordnung der Störungstheorie, so daß Extrapolationen auf den gesamten Phasenraum mit den Monte-Carlo Generatoren mit großen Unsicherheiten verbunden sind. Die Vorhersage von HVQDIS beschreibt die Daten im Rahmen der Fehler gut. Allerdings sind die Verteilungen in Abhängigkeit von der Inelastizität etwas zu steil im Vergleich mit den Daten.

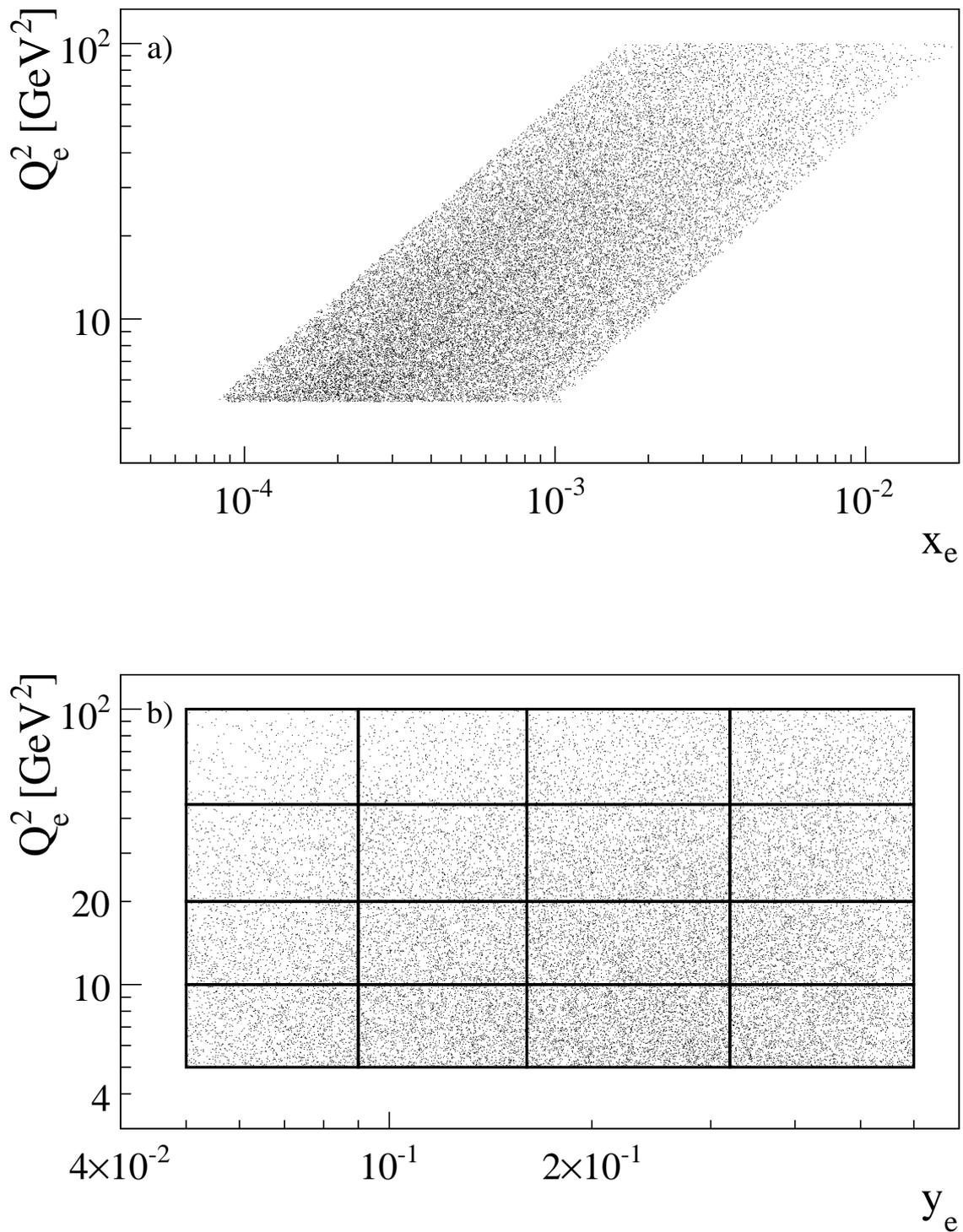


Abbildung 6.5.: Die kinematische Ebene (a) in Bjorken  $x$  und  $Q^2$  beziehungsweise (b) in der Inelastizität  $y$  und  $Q^2$ . Für die  $yQ^2$ -Ebene sind die verwendeten Bins eingezeichnet.

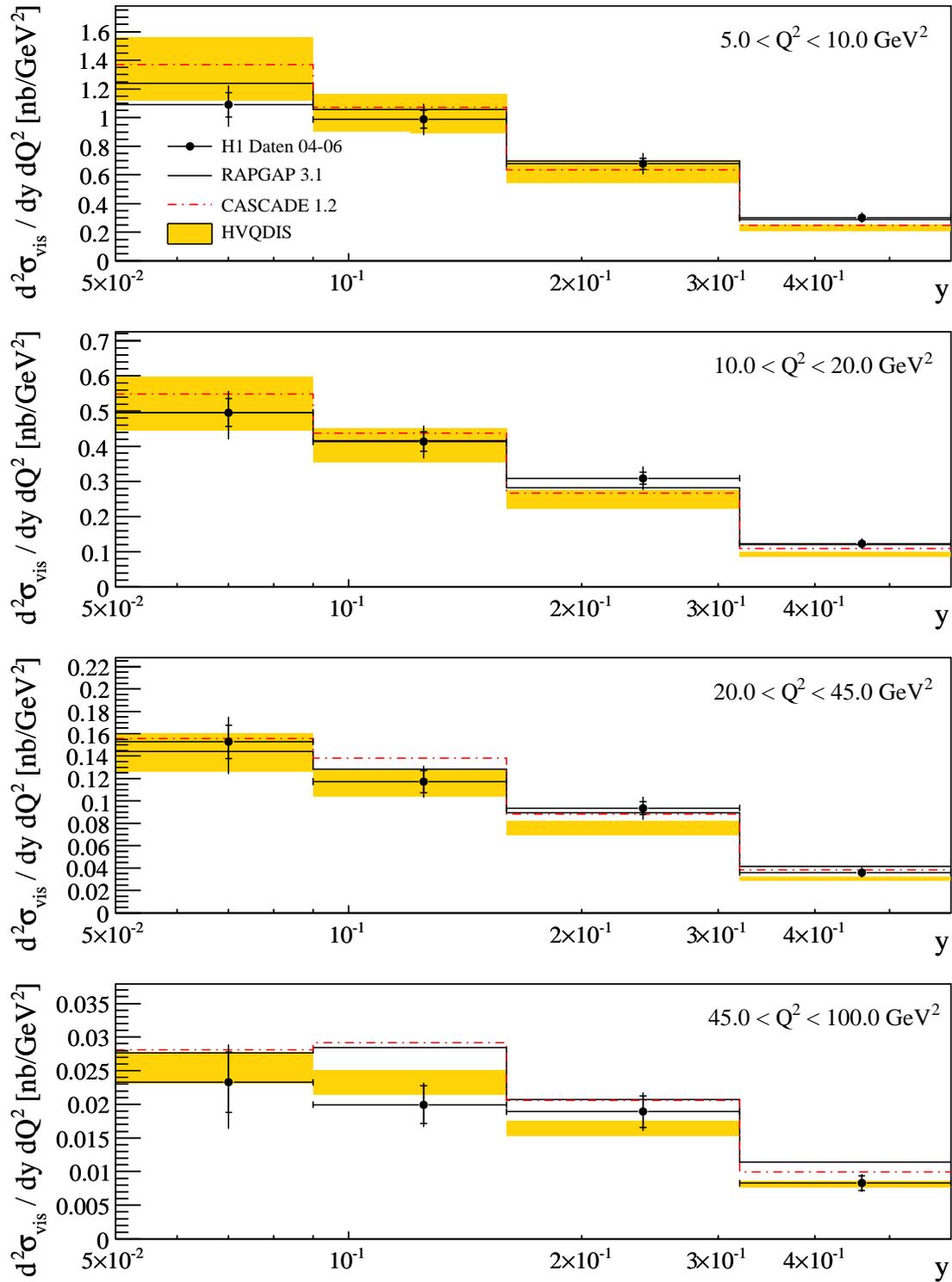


Abbildung 6.6.: Doppelt differenzieller Wirkungsquerschnitt in Bjorken  $y$  und  $Q^2$ , der mit den Monte-Carlo Generatoren RAPGAP und CASCADE verglichen wird.

Eine weitere Möglichkeit ist die Untersuchung des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit des Transversalimpuls und der Pseudorapidität des erzeugten  $D^*$ -Mesons. Die Idee dabei ist, daß man bei dieser Untersuchung sensitiv auf den Quark-Propagator der Boson-Gluon-Fusion ist (siehe Abbildung 1.4). Die Pseudorapidität  $\eta_{D^*}$  ermöglicht gegebenenfalls einen Rückschluß auf  $x$  des Quark-Propagators und der Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons ist dann proportional zur Virtualität des Quark-Propagators [Jun07].

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Transversalimpuls  $p_t(D^*)$  und der Pseudorapidität  $\eta_{D^*}$  des  $D^*$ -Mesons ist der Abbildung 6.7 dargestellt. Die Pseudorapidität steigt zu den unteren Histogrammen an. Die beiden Monte-Carlo Ereignis-Generatoren sind in der Lage, die Messung gut zu beschreiben. Auch HVQDIS gibt die Daten in Rückwärtsrichtung gut wieder, allerdings unterschätzt es, wie erwartet (siehe Abbildung 6.4), die Daten in Vorwärtsrichtung.

## 6.4. Zusammenfassung des Meßergebnisses

Insgesamt zeigt sich, daß sowohl die Monte-Carlo Ereignis-Generatoren wie auch HVQDIS, das eine Rechnung in nächsthöherer Ordnung der Störungstheorie implementiert, die hier präsentierten Ergebnisse gut beschreiben können. Naiv erwartet man von der NLO-Rechnung HVQDIS eine etwas bessere Beschreibung der Daten, was nur bei großen Photonvirtualitäten beobachtet werden kann. Größere Abweichungen werden nur in der Inelastizität des  $D^*$ -Mesons  $z_{D^*}$  beobachtet, die wahrscheinlich aufgrund der störungstheoretisch nicht zugänglichen Fragmentation der Charm-Quarks zu  $D^*$ -Mesonen auftreten. Auch kann die Verteilung der Pseudorapidität von HVQDIS insbesondere im Vorwärtsbereich nicht gut beschrieben werden, was aber den Monte-Carlo Ereignis-Generatoren gelingt.

Es ist gezeigt worden, daß es aufgrund der hohen Statistik, die dieser Messung zur Verfügung steht, möglich sein wird, den Beitrag von Charm-Quarks zur Strukturfunktion des Proton mit hoher Präzision zu bestimmen. Allerdings müssen dafür die Messung mit Hilfe theoretischer Vorhersagen auf den gesamten Phasenraum extrapoliert werden.

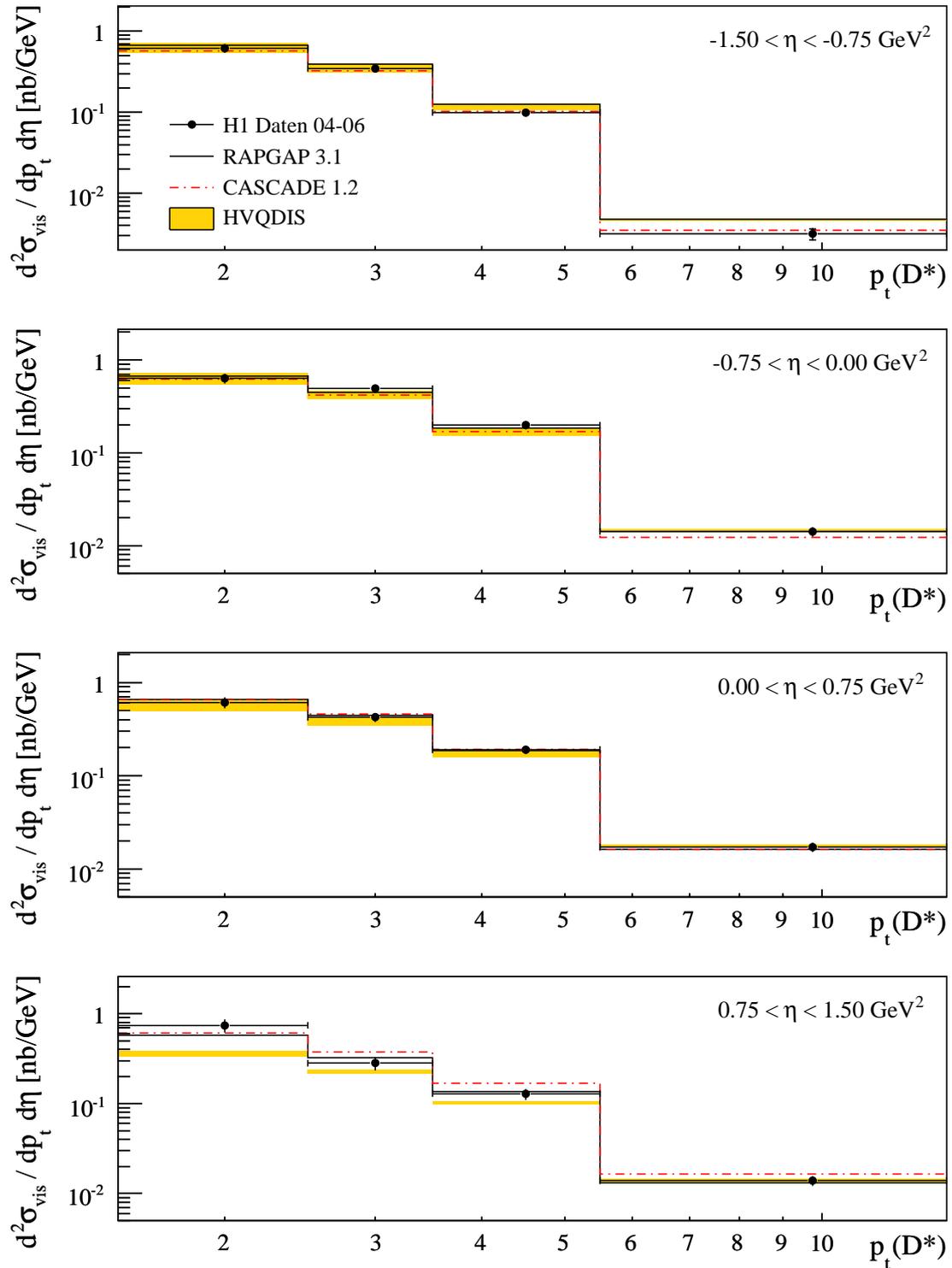


Abbildung 6.7.: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt in  $p_t(D^*)$  und  $\eta_{D^*}$  im Vergleich mit Vorhersagen der Monte-Carlo Generatoren RAPGAP und CASCADE.

## Kapitel 7

# Zusammenfassung

Die vorliegende Analyse der  $D^*$ -Meson Produktion in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung verwendet den goldenen Kanal  $D^* \rightarrow D^0 \pi_{\text{slow}} \rightarrow K \pi \pi_{\text{slow}}$  zum Nachweis. Die Analyse basiert auf Daten, die nach dem Umbau des HERA-Beschleunigers und des H1-Experiments in den Jahren 2004 bis 2006 gesammelt worden sind. Die zur Verfügung stehende Luminosität mit  $\mathcal{L} = 222,4 \pm 3,3 \text{ pb}^{-1}$  ist etwa viermal größer als bei der vorherigen Analyse. Insgesamt können mehr als 10.000  $D^*$ -Mesonen innerhalb der sichtbaren Meßbereichs identifiziert werden.

Der schnelle Spurtrigger FTT ist im Rahmen dieser Arbeit in Betrieb genommen worden und hat den alten Spurtrigger  $DCr\phi$  Anfang des Jahres 2005 ersetzt. Der FTT selektiert Ereignisse mit  $D^*$ -Mesonen deutlich effizienter als der  $DCr\phi$ -Trigger, und die Effizienz des FTT ist nahezu unabhängig von den relevanten kinematischen Variablen.

Die Statistik ist so groß, daß zum ersten Mal die Asymmetrie des Signals in der  $\Delta M$ -Verteilung berücksichtigt werden muß. Die gewählte Signalfunktion "Crystal-Ball" hat mehr Parameter als die vorher verwendete Gauß-Funktion, allerdings wird jetzt die Form des Signals deutlich besser beschrieben. Wegen der größeren Anzahl an Parametern erfolgt die Kurvenanpassung mit einem ungebinnten Log-Likelihood Fit. So konnte der ehemals dominierende systematische Fehler der Signalextraktion mehr als halbiert werden.

Als dominierender systematischer Fehler bleibt die Unsicherheit auf die Effizienz, eine Spur insbesondere bei den kleinen Transversalimpulsen des langsamen Pions nachzuweisen. In diesem Zusammenhang ist im Rahmen dieser Arbeit die Vertex-Fit Effizienz auf 2,5% genau bestimmt worden. Die weiteren Quellen systematischer Fehler sind meist gegenüber der Unsicherheit auf die Spur-Finde-Effizienz vernachlässigbar, die mit weiteren Studien reduziert werden kann.

Die Wirkungsquerschnitte für  $D^*$ -Meson Produktion stimmen mit der vorherigen Messung am H1-Experiment überein. Aufgrund der höheren Statistik können die Verteilungen feiner aufgelöst betrachtet werden. Sie werden mit zwei Monte-Carlo Ereignis-Generatoren und einer Rechnung in nächsthöherer Ordnung verglichen. Im allgemeinen stimmen die Ergebnisse gut mit den Vorhersagen überein. Allerdings überschätzen die beiden Monte-Carlo Vorhersagen bei großen  $Q^2$  die Daten leicht. Die Rechnung in nächsthöherer Ordnung hat Probleme, die Daten in Abhängigkeit von  $\eta_{D^*}$  und  $z_{D^*}$  zu beschreiben, was möglicherweise an der im Programm implementierten Fragmentationsfunktion liegt.

Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte in  $y$  und  $Q^2$  bzw. in  $p_t(D^*)$  und  $\eta_{D^*}$  erreichen in dem gewählten feinen Binning eine gute Auflösung. Sobald die vorliegende Messung vom sichtbaren Meßbereich auf den gesamten Phasenraum mit Hilfe theoretischer Vorhersagen extrapoliert ist, wird der Beitrag von Charm-Quarks zur Strukturfunktion des Protons bestimmt werden können. Weiterhin wird es daher möglich sein, die Gluonenverteilung im Proton genau zu untersuchen.

## Anhang A

### Ergebnis-Tabellen

Bin-Grenzen [GeV] <sup>2</sup>	$\frac{d\sigma}{dQ^2}$ [nb/GeV <sup>2</sup> ]	$\sigma_{\text{stat.}}$ [nb/GeV <sup>2</sup> ]	$\sigma_{\text{syst.}}$ [nb/GeV <sup>2</sup> ]
5.0 - 7.0	0.386	$\pm 0.019$	$\pm_{0.034}^{0.034}$
7.0 - 10.0	0.248	$\pm 0.012$	$\pm_{0.022}^{0.022}$
10.0 - 15.0	0.1692	$\pm 0.0074$	$\pm_{0.015}^{0.015}$
15.0 - 20.0	0.0956	$\pm 0.0055$	$\pm_{0.0083}^{0.0084}$
20.0 - 25.0	0.0650	$\pm 0.0049$	$\pm_{0.0056}^{0.0057}$
25.0 - 40.0	0.0368	$\pm 0.0020$	$\pm_{0.0032}^{0.0032}$
40.0 - 50.0	0.0166	$\pm 0.0016$	$\pm_{0.0014}^{0.0014}$
50.0 - 60.0	0.0119	$\pm 0.0018$	$\pm_{0.0010}^{0.0010}$
60.0 - 80.0	0.0086	$\pm 0.0010$	$\pm_{0.00074}^{0.00074}$
80.0 - 100.0	0.00393	$\pm 0.00066$	$\pm_{0.00034}^{0.00034}$

Tabelle A.1.: Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Photon-virtualität  $Q_e^2$ .

Bin-Grenzen [GeV]	$\frac{d\sigma}{dp_t(D^*)}$ [nb/GeV]	$\sigma_{\text{stat.}}$ [nb/GeV]	$\sigma_{\text{syst.}}$ [nb/GeV]
1.50 - 2.00	1.87	$\pm 0.18$	$\pm_{0.18}^{0.32}$
2.00 - 2.25	1.78	$\pm 0.15$	$\pm_{0.15}^{0.16}$
2.25 - 2.50	1.91	$\pm 0.14$	$\pm_{0.17}^{0.17}$
2.50 - 2.75	1.423	$\pm 0.095$	$\pm_{0.12}^{0.13}$
2.75 - 3.00	1.195	$\pm 0.081$	$\pm_{0.10}^{0.10}$
3.00 - 3.25	1.042	$\pm 0.071$	$\pm_{0.090}^{0.092}$
3.25 - 3.50	0.904	$\pm 0.058$	$\pm_{0.078}^{0.079}$
3.50 - 4.00	0.705	$\pm 0.035$	$\pm_{0.061}^{0.062}$
4.00 - 5.00	0.453	$\pm 0.018$	$\pm_{0.039}^{0.039}$
5.00 - 6.00	0.218	$\pm 0.011$	$\pm_{0.019}^{0.019}$
6.00 - 8.00	0.0713	$\pm 0.0046$	$\pm_{0.0061}^{0.0061}$
8.00 - 14.0	0.01058	$\pm 0.00096$	$\pm_{0.00090}^{0.00090}$

Tabelle A.2.: Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons  $p_t(D^*)$ .

Bin-Grenzen	$\frac{d\sigma}{d\eta_{D^*}}$ [nb]	$\sigma_{\text{stat.}}$ [nb]	$\sigma_{\text{syst.}}$ [nb]
-1.50 - -1.25	0.947	$\pm 0.085$	$\pm_{0.08}^{0.078}$
-1.25 - -1.00	1.140	$\pm 0.077$	$\pm_{0.10}^{0.098}$
-1.00 - -0.75	1.435	$\pm 0.085$	$\pm_{0.12}^{0.12}$
-0.75 - -0.50	1.588	$\pm 0.087$	$\pm_{0.14}^{0.14}$
-0.50 - -0.25	1.619	$\pm 0.090$	$\pm_{0.14}^{0.14}$
-0.25 - 0.00	1.589	$\pm 0.096$	$\pm_{0.14}^{0.14}$
0.00 - 0.250	1.47	$\pm 0.10$	$\pm_{0.13}^{0.13}$
0.25 - 0.50	1.50	$\pm 0.10$	$\pm_{0.13}^{0.13}$
0.50 - 0.75	1.72	$\pm 0.11$	$\pm_{0.15}^{0.16}$
0.75 - 1.00	1.41	$\pm 0.11$	$\pm_{0.14}^{0.15}$
1.00 - 1.25	1.38	$\pm 0.12$	$\pm_{0.15}^{0.18}$
1.25 - 1.50	1.15	$\pm 0.15$	$\pm_{0.15}^{0.17}$

Tabelle A.3.: Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Pseudorapidität  $\eta_{D^*}$ .

Bin-Grenzen	$\frac{d\sigma}{z_{D^*}}$ [nb]	$\sigma_{\text{stat.}}$ [nb]	$\sigma_{\text{syst.}}$ [nb]
0.000 - 0.100	3.46	$\pm 0.51$	$\pm_{0.33}^{0.32}$
0.100 - 0.200	6.45	$\pm 0.44$	$\pm_{0.68}^{0.67}$
0.200 - 0.325	7.13	$\pm 0.35$	$\pm_{0.88}^{0.93}$
0.325 - 0.450	6.71	$\pm 0.26$	$\pm_{0.71}^{0.80}$
0.450 - 0.575	5.89	$\pm 0.21$	$\pm_{0.51}^{0.51}$
0.575 - 0.700	3.85	$\pm 0.15$	$\pm_{0.44}^{0.59}$
0.700 - 1.000	1.08	$\pm 0.04$	$\pm_{0.25}^{0.40}$

Tabelle A.4.: Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Inelastizität des  $D^*$ -Mesons  $z_{D^*}$ .

Bin-Grenzen	$\frac{d\sigma}{dx_e}$ [nb]	$\sigma_{\text{stat.}}$ [nb]	$\sigma_{\text{syst.}}$ [nb]
0.000028 - 0.0002	2260	$\pm 190$	$\pm_{210}^{200}$
0.0002 - 0.00035	4200	$\pm 230$	$\pm_{390}^{390}$
0.00035 - 0.0006	3290	$\pm 150$	$\pm_{300}^{310}$
0.0006 - 0.001	1930	$\pm 84$	$\pm_{170}^{170}$
0.001 - 0.0017	1031	$\pm 48$	$\pm_{88}^{89}$
0.0017 - 0.0033	367	$\pm 19$	$\pm_{31}^{31}$
0.0033 - 0.02	18.6	$\pm 1.4$	$\pm_{1.7}^{2.0}$

Tabelle A.5.: Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Bjorken-Variablen  $x_e$ .

Bin-Grenzen [GeV]	$\frac{d\sigma}{W_{\gamma p}}$ [nb/GeV]	$\sigma_{\text{stat.}}$ [nb/GeV]	$\sigma_{\text{syst.}}$ [nb/GeV]
70- 110	0.02626	$\pm 0.00095$	$\pm_{0.0023}^{0.0026}$
110 - 140	0.0299	$\pm 0.0012$	$\pm_{0.0027}^{0.0028}$
140 - 170	0.0309	$\pm 0.0014$	$\pm_{0.0028}^{0.0028}$
170 - 200	0.0220	$\pm 0.0012$	$\pm_{0.0020}^{0.0020}$
200 - 230	0.0166	$\pm 0.0011$	$\pm_{0.0015}^{0.0015}$
230 - 260	0.00734	$\pm 0.00096$	$\pm_{0.00065}^{0.00064}$

Tabelle A.6.: Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie im  $\gamma p$ -System  $W_{\gamma p}$ .

Bin-Grenzen	$\frac{d^2\sigma}{dy_e dQ^2}$ [nb/GeV <sup>2</sup> ]	$\sigma_{\text{stat.}}$ [nb/GeV <sup>2</sup> ]	$\sigma_{\text{syst.}}$ [nb/GeV <sup>2</sup> ]
$Q^2$ -Bin: 5 – 10 GeV <sup>2</sup>			
0.05 - 0.09	1.089	$\pm 0.085$	$\pm_{0.11}^{0.13}$
0.09 - 0.16	0.987	$\pm 0.062$	$\pm_{0.090}^{0.093}$
0.16 - 0.32	0.678	$\pm 0.039$	$\pm_{0.064}^{0.063}$
0.32 - 0.60	0.301	$\pm 0.023$	$\pm_{0.028}^{0.028}$
$Q^2$ -Bin: 10 – 20 GeV <sup>2</sup>			
0.05 - 0.09	0.506	$\pm 0.040$	$\pm_{0.047}^{0.066}$
0.09 - 0.16	0.413	$\pm 0.028$	$\pm_{0.037}^{0.038}$
0.16 - 0.32	0.309	$\pm 0.017$	$\pm_{0.028}^{0.029}$
0.32 - 0.60	0.123	$\pm 0.010$	$\pm_{0.011}^{0.011}$
$Q^2$ -Bin: 20 – 45 GeV <sup>2</sup>			
0.05 - 0.09	0.153	$\pm 0.015$	$\pm_{0.017}^{0.025}$
0.09 - 0.16	0.1172	$\pm 0.0010$	$\pm_{0.0100}^{0.010}$
0.16 - 0.32	0.0936	$\pm 0.0059$	$\pm_{0.0084}^{0.0085}$
0.32 - 0.60	0.0361	$\pm 0.0034$	$\pm_{0.0032}^{0.0032}$
$Q^2$ -Bin: 45 – 100 GeV <sup>2</sup>			
0.05 - 0.09	0.0233	$\pm 0.0045$	$\pm_{0.0033}^{0.0052}$
0.09 - 0.16	0.0200	$\pm 0.0028$	$\pm_{0.0017}^{0.0017}$
0.16 - 0.32	0.0189	$\pm 0.0023$	$\pm_{0.0017}^{0.0017}$
0.32 - 0.60	0.0083	$\pm 0.0011$	$\pm_{0.0007}^{0.00073}$

Tabelle A.7.: Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Inelastizität  $y_e$  und der Photonvirtualität  $Q^2$ .

Bin-Grenzen [GeV]	$\frac{d\sigma}{d\eta_{D^*} dp_t(D^*)}$ [nb/GeV]	$\sigma_{\text{stat.}}$ [nb/GeV]	$\sigma_{\text{syst.}}$ [nb/GeV]
$\eta_{D^*}$ -Bin: -1.5 – -0.75			
1.5 - 2.5	0.615	$\pm 0.048$	$\pm_{0.053}^{0.053}$
2.5 - 3.5	0.348	$\pm 0.022$	$\pm_{0.0298}^{0.030}$
3.5 - 5.5	0.0100	$\pm 0.006$	$\pm_{0.0085}^{0.0085}$
5.5 - 14.0	0.00316	$\pm 0.00050$	$\pm_{0.00027}^{0.00028}$
$\eta_{D^*}$ -Bin: -0.75 – 0.0			
1.5 - 2.5	0.634	$\pm 0.055$	$\pm_{0.054}^{0.054}$
2.5 - 3.5	0.492	$\pm 0.024$	$\pm_{0.042}^{0.042}$
3.5 - 5.5	0.1981	$\pm 0.0087$	$\pm_{0.017}^{0.017}$
5.5 - 14.0	0.0141	$\pm 0.0011$	$\pm_{0.0012}^{0.0012}$
$\eta_{D^*}$ -Bin: 0.0 – 0.75			
1.5 - 2.5	0.610	$\pm 0.062$	$\pm_{0.053}^{0.054}$
2.5 - 3.5	0.425	$\pm 0.027$	$\pm_{0.037}^{0.038}$
3.5 - 5.5	0.1902	$\pm 0.010$	$\pm_{0.016}^{0.016}$
5.5 - 14.0	0.0172	$\pm 0.0013$	$\pm_{0.0015}^{0.0015}$
$\eta_{D^*}$ -Bin: 0.75 – 1.5			
1.5 - 2.5	0.742	$\pm 0.089$	$\pm_{0.081}^{0.091}$
2.5 - 3.5	0.282	$\pm 0.028$	$\pm_{0.0333}^{0.038}$
3.5 - 5.5	0.1289	$\pm 0.0097$	$\pm_{0.014}^{0.017}$
5.5 - 14.0	0.0139	$\pm 0.0011$	$\pm_{0.0013}^{0.0013}$

Tabelle A.8.: Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons  $p_t(D^*)$  und der Pseudorapidität  $\eta_{D^*}$ .

## Anhang B

# Das Auslesesystem des FTT

Alle drei Triggerstufen des schnellen Spurtrigger müssen zur Überwachung der Datenqualität und zur Bestimmung der Trigger-Effizienzen ausgelesen werden. Außerdem war es während der Inbetriebnahme nötig teilweise redundante Daten an unterschiedlichen Stellen auszulesen, um ihre Konsistenz zu überprüfen.

Die Auslese des FTT liest dabei Informationen aus den Elektronikarten des Triggers aus, die auf sechs Crates verteilt sind. Diese Informationen werden über Ethernet auf einer Rechnerkarte gesammelt und an die zentrale Auslese des H1-Detektors übermittelt. Diese Rechnerkarte, im folgenden als RO-Master bezeichnet, übernimmt auch die zentrale Steuerung der FTT-Auslese, die wiederum von den Signalen der zentralen Datennahme und des zentralen Triggers des H1-Experiments gesteuert wird. Die Auslese der fünf weiteren Crates wird von jeweils ähnlich programmierten Rechnerkarten erledigt. Diese werden als RO-Slaves bezeichnet.

Die in diesem Kapitel vorgestellte Auslese hat die alte Auslese des FTT [Nau03] ersetzt. Bei der alten Auslese waren die sechs Crates des FTT mit einem VMV-Bus über VIC-Karten [CES92] miteinander verbunden. Die Auslese der Crates wurde durch jeweils eine Rechnerkarte in jedem Elektronik-Crate gesteuert. Nach der Auslese des Crates legte die Rechnerkarte die Daten im internen Speicher der VIC-Karte ab. Von dort sammelte eine dedizierte Rechnerkarte die Daten aller Crates ein und übergab anschließend diese Daten der zentralen Auslese. Bei einer solchen Struktur ist es fast unvermeidbar, daß zwei Rechnerkarten gleichzeitig auf den Speicher in den VIC-Karten zugreifen. Dies wird in der VIC-Karte durch ein Dual-Ported-RAM-Interface ermöglicht. Es stellte sich aber heraus, daß dieses Interface fehlerhaft ist, und infolge dessen die Auslese vermehrt bei hohem Datendurchsatz abstürzt. Woraufhin die Auslese des gesamten H1-Detektors angehalten werden muß, um die Rechen- und VIC-Karten des FTT neu zu starten. Zusätzlich dazu funktionierte die automatische Erkennung der VIC-Karten innerhalb des VMV-Busses unzuverlässig. Dies erschwert einen Neustart des Systems, weil die Rechen- und VIC-Karten deshalb in unterschiedlichen Reihenfolgen eingeschaltet werden mußten, bis das System wieder alle VIC-Karten erkannt hat und funktionstüchtig war. Diese Probleme verhinderten eine effiziente Datennahme des FTT. Sie sind erst vermehrt aufgetreten, nachdem alle Crates des FTT eingebaut worden sind, so daß die Ursache des Problems, das fehlerhafte RAM-Interface, erst spät erkannt wurde.

Im folgenden Kapitel wird die Hardware und Software der neuen Auslese des FTT vorgestellt. Dabei wird insbesondere auf die Behandlung der Signale vom zentralen Trigger, dem Datentransfer zwischen den Crates und dem Zusammenfügen der Ereignisdaten der Crates eingegangen. Anschliessend wird die Leistungsfähigkeit des beschriebenen Systems dargestellt.

## B.1. Hardware

Der FTT besteht insgesamt aus über 80 Elektronikarten, die sich auf sechs inhomogen bestückte Elektronik-Crates verteilen. Sie sind in der Abbildung B.1 dargestellt. Alle diese Karten müssen innerhalb der vorgegebenen Zeit von weniger als 1,3 ms ausgelesen werden. Nur wenn die Auslese aller Subsysteme in dieser vorgegebenen Zeit abgeschlossen ist, kann der H1-Detektor mit einer Totzeit von weniger als 10% betrieben werden. Im folgenden Abschnitt werden die für die Auslese relevanten elektronischen Komponenten des FTT beschrieben.

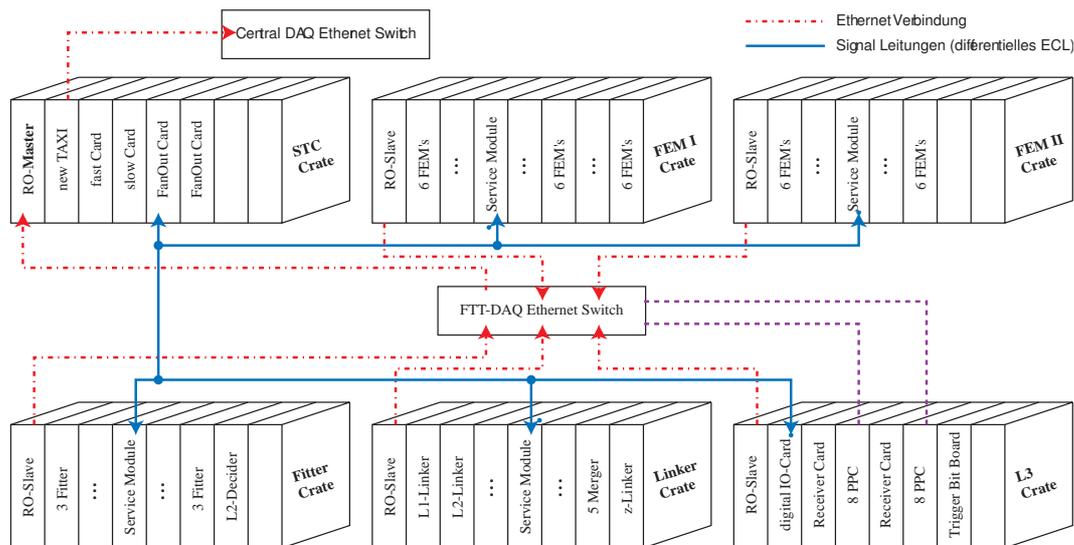


Abbildung B.1.: Übersicht über das gesamte Auslesesystem des FTTs. Die Steuerung der Datennahme erfolgt über Signale (durchgezogene Linien), die dem differentiellen ECL Standard entsprechen. Die Auslese-Daten werden asynchron via Ethernet (punkt-gestrichelte Linien) über den Ethernet-Switch an die Rechenkarte im STC-Crate übertragen.

### B.1.1. PPC-Rechenkarten

Als Rechenkarten werden PowerPC VME Karten des Typs mvme2400 [Mot] vom Hersteller Motorola verwendet. Der Hauptprozessor ist ein MPC750 [Fre97], der eine Takt rate von 450 MHz verwendet. Dieser Prozessor ist eine stromsparende Implementierung der RISC<sup>1</sup>-Architektur; sie bietet eine gute Rechenleistung bei geringer Wärme erzeugung, was eine der Hauptgründe für die Wahl der Rechenkarten war [Nau03]. Daneben verfügt die Karte über 32 MB RAM Hauptspeicher und ein 100 MBit Ethernet-Interface. Die VME Anbindung erfolgt über den Tundra II Chip [Tun02], der wieder-

<sup>1</sup>RISC: Reduced Instruction Set Complexity: Designstandard eines Mikroprozessors

um über den PCI<sup>2</sup>-Bus mit dem System-Controller und dem Prozessor verbunden ist. Als Betriebssystem wird das Echtzeitbetriebssystem vxWorks des Herstellers WindRiver [Win02] verwendet. Der Einsatz eines Echtzeitbetriebssystem ist unerlässlich, um eine garantierte Antwortzeit auf Ereignisse, sog. Interrupts, zu gewährleisten. Nur so kann die Auslese des FTT schnellstmöglich auf ein externes Signal hin gestartet werden. Außerdem wird VxWorks auf den identischen Rechenkarten des FTT-L3 Systems eingesetzt. So konnte bei der Entwicklung der Auslese von der Erfahrungen bei Programmierung des L3-Systems profitiert werden.

### B.1.2. Ethernet Switch

Die 6 Rechenkarten sind untereinander über den Fast-Ethernet-Switch Cisco 2950G [Cis04] miteinander verbunden; über diesen Switch werden die Daten zwischen den Rechenkarten für die Auslese übertragen. Außerdem verbindet der Switch die Rechenkarten der Auslese und des L3-Systems mit zwei redundanten Kontroll-PC's im Kontrollraum über zwei optische Verbindungen von jeweils 1 GBit/s. Dazu sind die beiden Erweiterungsteckplätze des Switches mit den entsprechenden optischen GBIC<sup>3</sup>-Modulen bestückt.

Dieser Ethernet Switch muß eine zuverlässige Datenverbindung zwischen den Rechenkarten gewährleisten. Bei einer Ereignisrate von 50 Hz bedeutet schon eine Unterbrechung der Datenübertragung von nur 1/2 s, daß die 20 lokalen Buffer der Rechenkarten voll laufen. Wenn das geschieht, muß der FTT die H1-Datennahme unterbrechen, bis die Datenübertragung wieder funktioniert und mindestens ein Buffer frei geworden ist. Solche Problem mit der Datenübertragung konnte nach Einbau dieses Switch nicht beobachtet werden.

### B.1.3. FastCard

Die "schnellen Signale", wie z.B. L1Keep, L2Keep oder das FastClear, werden vom zentralen Trigger (CTL<sup>4</sup>) an die sog. Fast-Card im STC-Crate geschickt (siehe auch Abbildung B.1). Von diesen Signalen ist nur das L2Keep-Signal für die Auslese des FTT relevant. Es wird über Kabel an der Backplane an die SlowCard und die FanOut-Karten weitergeleitet.

Während eines Runs wird der CTL nach Beendigung der Ereignisauslese des FTT durch das **FrontEndReady**-Signal (FER) mitgeteilt, daß der FTT bereit für das nächste Ereignis ist. Dies geschieht durch einen Schreib-Zugriff über VME auf ein bestimmtes Register auf der FastCard. Anschließend muß die Auslese des FTT in der Lage sein, sofort ein neues Ereignis zu bearbeiten.

In der FastCard befinden sich verschiedene Zähler, die von der CTL synchron in allen Auslesesystemen von H1 inkrementiert werden. Bei der Auslese des STC-Crates sind diese Zähler auszulesen und dem Datenstrom des FTT hinzuzufügen. So kann die Synchronisation der verschiedenen Subsysteme von H1 gewährleistet werden.

---

<sup>2</sup>PCI: **P**eripheral **C**omponent **I**nterconnect. Bus Standard zur Anbindung von Peripherie an den Systembus

<sup>3</sup>GBIC: **G**igabit **I**nterface **C**onverter

<sup>4</sup>CTL: **C**entral **T**rigger **L**ogik

### B.1.4. SlowCard

Die SlowCard empfängt von der CTL die “langsamen Signale”, die zur Steuerung der Auslese benutzt werden. Alle diese Signale können in einem VME-Register der SlowCard ausgelesen werden; daneben ist es möglich die SlowCard so zu konfigurieren, daß sie VME-Interrupts erzeugt, um die Ankunft eines Signales anzuzeigen. Von der FTT Auslese wird letztere Möglichkeit nur für das L2Keep-Signal verwendet, das von der FastCard an die SlowCard weitergeleitet wird.

Die zeitliche Abfolge der Signale von der CTL ist in der Abbildung B.2 dargestellt. Nach dem PrepareRun-Signal muß sich der FTT auf die Datennahme vorbereiten. Anschließend wird die Ereignisauslese mit einem L2Keep-Signal gestartet. Darauf folgt immer nach spätestens  $100 \mu\text{s}$  ein L3Keep oder ein L3Reject. Bei einem L3Reject muß die Auslese so schnell wie möglich abgebrochen werden. Bei einem L3Keep wird die Auslese bis zum Ende fortgesetzt. Nach erfolgreich beendeter Auslese muß das L2Keep FlipFlop in der SlowCard wieder zurückgesetzt werden. Die Datennahme wird durch das TermRun Signal beendet.

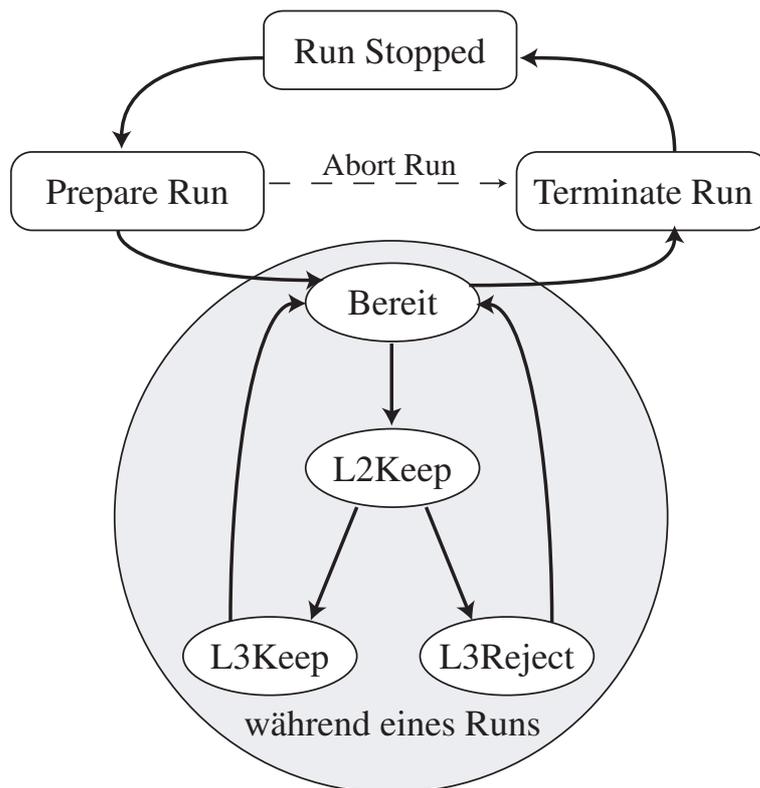


Abbildung B.2.: Die zeitliche Abfolge der Signale, die von der SlowCard an die Auslese des FTT übermittelt werden. In grau hinterlegt dargestellt sind die Signale für die Steuerung der Auslese während eines Runs.

### B.1.5. FanOut Karte

Signale, die von der FastCard oder der SlowCard empfangen werden, können über Drähte an der Crate-Backplane an die FanOut-Karte weitergeleitet werden. Dort werden diese Signale vervielfacht und über Flachbandkabel als differentielle ECL<sup>5</sup>-Signale an die fünf weiteren Crates des FTT übermittelt. Bei dieser Verbindung stehen für die Auslese nur zwei Signale hin und zwei Signale zurück zur Verfügung, da die weiteren Leitungen zur Steuerung der anderen Elektronikarten des FTT benötigt werden. Für die Auslese werden deshalb nur das L2Keep- und das L3Reject-Signal an die RO-Slaves übermittelt. Das L3Keep-Signal ist auf den RO-Slaves somit nicht verfügbar. Die RO-Slaves schicken nach Beendigung der Auslese ein Signal über eine der beiden Rückleitungen.

### B.1.6. TAXI-Karte

Die TAXI-Karte im STC-Crate ist ebenfalls eine VME-CPU, die die einzelnen Subsysteme des H1-Detektors mit der zentralen Datennahme (CDAQ) über Ethernet verbindet (siehe auch Abbildung B.1). Die Karte dient dazu die Daten des jeweiligen Detektor-Subsystems entgegenzunehmen und an den H1-Event-Builder weiterzuleiten, wo die Daten aller Subsysteme des H1-Experiments zusammengefügt werden.

Dazu stellt die TAXI-Karte jedem Subsystem sogenannte **Multi-Event-Buffer** (MEB) zur Verfügung; diese MEB sind ein über VME beschreibbarer Speicherbereich in der TAXI-Karte. Die benötigte Anzahl und Größe der MEB wird der TAXI-Karte bei jedem RunStart übermittelt. Nach erfolgter Auslese eines Ereignisses fordert der FTT ein MEB für das jeweilige Ereignis an. Die CPU in der TAXI-Karte übermittelt daraufhin die laufende Nummer und die Adresse des nächsten freien MEB, falls nicht alle Buffer noch von vorherigen Ereignissen belegt sind. Nach Erhalt eines MEB werden die Daten in die TAXI-Karte kopiert. Falls kein MEB mehr frei ist, muß man solange warten, bis die TAXI-Karte die Daten der vorherigen Ereignisse übertragen hat, und wieder ein MEB frei ist. Diese MEB werden auch für die Übertragung der RunStart- und RunEnd-Record in gleicher Weise verwendet.

Außerdem gibt es in der TAXI-Karte das *SYSMODE*-Register, in dem der aktuellen Status der CDAQ steht. Dieses Register muß in regelmäßigen Abständen abgefragt werden, um nach einer Status-Änderung entsprechend reagieren zu können. Die zeitliche Abfolge der möglichen Zustände ist in Abbildung B.3 dargestellt. Der normale Ablauf ist von oben nach unten:

- **Run Stopped:** Momentan wird kein System von der CDAQ ausgelesen. In diesem Zustand muß von der FTT-Auslese nur das *SYSMODE*-Register in regelmäßigen Abständen überprüft werden.
- **PrepareRun:** Sobald ein neuer Run gestartet wird, ändert sich zuerst das *SYSMODE*-Register in der TAXI-Karte. Ausgehend davon schickt die CTL ein redundantes PrepareRun-Signal über die SlowCard an alle Subsysteme. Jedes an der Auslese beteiligte System muß nun damit beginnen das System für die Datennahme vorzubereiten. Sobald die Vorbereitungen abgeschlossen sind, wird dies der

---

<sup>5</sup>ECL: **E**mitter **C**oupled **L**ogic; Emittergekoppelte Logik.

CDAQ mit einem VME-Zugriff auf ein bestimmtes Register in der TAXI-Karte mitgeteilt, und zusätzlich muß an die CTL das FER geschickt werden.

- **Schreiben des RunStart-Record:** Nachdem alle Subsysteme das PrepareRun beendet haben, beginnt die Datennahme. Die Synchronisation der Subsysteme wird nun von der CTL alleine gesteuert, wie in Abbildung B.2 dargestellt. Allerdings erwartet die CDAQ noch vor den ersten Ereignisdaten den RunStart-Record (siehe Kapitel B.2.2), der die beim RunStart gesammelten Daten enthält. Danach können die Ereignisdaten in die MEB der TAXI-Karte geschrieben werden.
- **Run läuft:** Alle Subsysteme haben den RunStartRecord geschrieben und es ist kein Fehler in einem der Subsysteme aufgetreten.

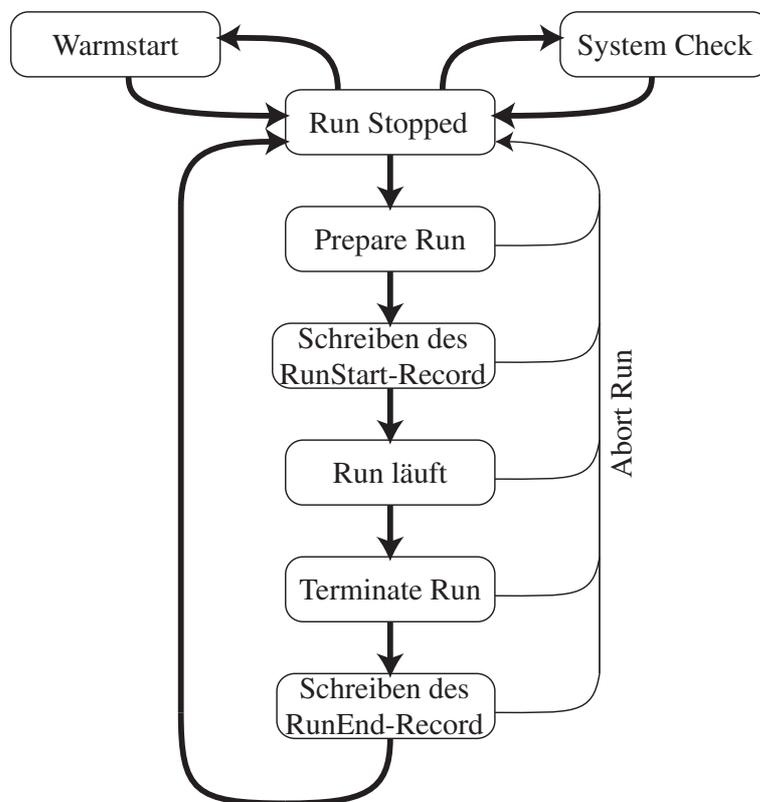


Abbildung B.3.: Der zeitliche Ablauf der Zustände, die von der TAXI-Karte im STC-Crate an den RO-Master über das SYSMODE Register übermittelt werden. Der normale Ablauf vom Starten bis zum Stoppen eines Run ist hier von oben nach unten dargestellt. Alle Vorgänge können durch ein AbortRun abgebrochen werden und der Status der Auslese springt direkt in den Zustand "Run Stopped".

- **Terminate Run:** Das Ende eines Run wird durch den Übergang des SYSMODE-Register der TAXI-Karte auf Terminate Run angezeigt. Auch dieses Signal wird zusätzlich von der CTL an die SlowCard übermittelt. Jedes Subsystem stoppt daraufhin die Datennahme, kopiert aber vorher die noch nicht an die TAXI-Karte

übertragenen Ereignisse. Die CDAQ erwartet zur Bestätigung des Terminate Run einen VME-Zugriff auf ein bestimmtes Register in der TAXI-Karte. Außerdem muß das Termrun Signal der CTL durch das FER bestätigt werden.

- **Schreiben des RunEnd-Record:** Nachdem alle Systeme den Termrun bestätigt haben, wartet die CDAQ auf den RunEndRecord (siehe Kapitel B.2.2), der die beim Terminate Run ausgelesenen Daten enthält.
- **Warmstart:** Der Warmstart ist ein besonderer Run. Hierbei werden keine Daten ausgelesen, sondern die Subsysteme sollen sich neu konfigurieren oder (teilweise) neu booten.
- **System Check:** Dies ist ebenfalls ein Run, bei dem keine Daten ausgelesen werden. Im Gegensatz zum Warmstart überprüfen die Subsysteme aber nur ihren Zustand, was deutlich schneller geht.

Diese letzten beiden Zustände dienen dazu, die Auslese nach aufgetretenen Problem zu überprüfen und/oder neu zu konfigurieren.

- **Das AbortRun-Signal:** Das AbortRun-Signal kann jederzeit übermittelt werden. Auf dieses Signal hin, sind alle Auslese-Prozesse - egal in welchem Zustand - sofort zu beenden. Dieses Signal wird nur durch einen VME-Zugriff auf ein Register der TAXI-Karte bestätigt; es werden keine weiteren Daten an die TAXI-Karte übermittelt.

### B.1.7. Service-Module

In den Elektronik-Crates FEM I+II, Merger, Linker und Fitter werden die Service-Module [Mer01] für den Empfang der Trigger-Signale L2Keep und L3Reject verwendet. Nach Erhalt eines dieser beiden Signale erzeugt die Karte einen VME-Interrupt, der vom RO-Slave im jeweiligen Crate abgearbeitet wird. Nach Beendigung der Auslese übermitteln die Service-Module das Front-End-Ready an die FanOut-Karte im STC-Crate.

### B.1.8. IO-Register

Im L3-Crate wird anstelle des Service-Moduls das digitale IO-Modul V977B vom Hersteller C.A.E.N. [C.A04] benutzt, da das L3-Crate - im Gegensatz zu den anderen Crates - eine Standard VME-Backplane verwendet. Mit dem IO-Modul ist es möglich bis zu 16 NIM<sup>6</sup>-Signale zu empfangen und zu versenden.

Die FanOut-Karte besitzt auf der Vorderseite neben den ECL-Ausgängen auch noch vier zusätzliche NIM-Ausgänge, von denen zwei mit dem IO-Modul zur Übertragung des L2Keep und L3Reject verbunden werden. Leider gibt es auf der FanOut-Karte keinen NIM-Eingang für die Übertragung des Front-End-Ready. Deshalb muß das NIM-Signal von einer Konverter Karte in ein differentielles ECL-Signal umgewandelt werden. Diese Karte befindet sich zusätzlich zum IO-Register im L3-Crate.

---

<sup>6</sup>NIM: Akronym für Nuclear Instrument Modules

## B.2. Programmierung

Die Programmierung der Rechenkarten ist zwischen dem RO-Master und den RO-Slaves zweigeteilt. Die RO-Slaves sind im wesentlichen alle identisch programmiert. Neben der Auslese des STC-Crates übernimmt der RO-Master die Steuerung der anderen Crates und die Einbindung in das H1-Datennahmesystem.

Die Zweiteilung der Programmierung spiegelt sich auch in der Struktur der verwendeten Programm-Bibliotheken (siehe hierzu Abbildung B.4) wieder. Links sind die Bibliotheken des RO-Master dargestellt und rechts die der RO-Slaves. In der oberen Zeile sind die beiden Bibliotheken aufgelistet, in der das Rahmenprogramm der Auslese implementiert ist. Das Rahmenprogramm benutzt dazu Funktionen zur Speicherverwaltung und Datenübertragung aus den Bibliotheken in der nächsten Zeile. Die Bibliothek "fttSlvLanUser" stellt eine einheitliche Schnittstelle zur Ausführung von Benutzer-Code dar, mittels derer die Elektronikarten des FTT in den Crates ausgelesen werden. Der Benutzer-Code befindet sich in anderen Programm-Bibliotheken, die spezifisch für die fünf Elektronik-Crates sind. Zur Auslese der Karten wird dem Benutzer unter anderem ein Speicherbereich bereitgestellt, in den die ausgelesenen Daten in Form von sogenannten BOS-Bänken [Blo01] kopiert werden. Um die weitere Verarbeitung und Datenübertragung muß der Benutzer sich nicht kümmern, sie wird vom Rahmenprogramm übernommen.

In der unteren Zeile sind die Bibliotheken mit den Hardware-Treibern aufgelistet. Sie stellen Schnittstellen bereit, mit denen die darüberliegenden Bibliotheken auf die Hardware zugreifen. In der Bibliothek "fttLanDaq" sind die Routinen zusammengefaßt, die sowohl von dem RO-Master als auch von den RO-Slaves verwendet werden.

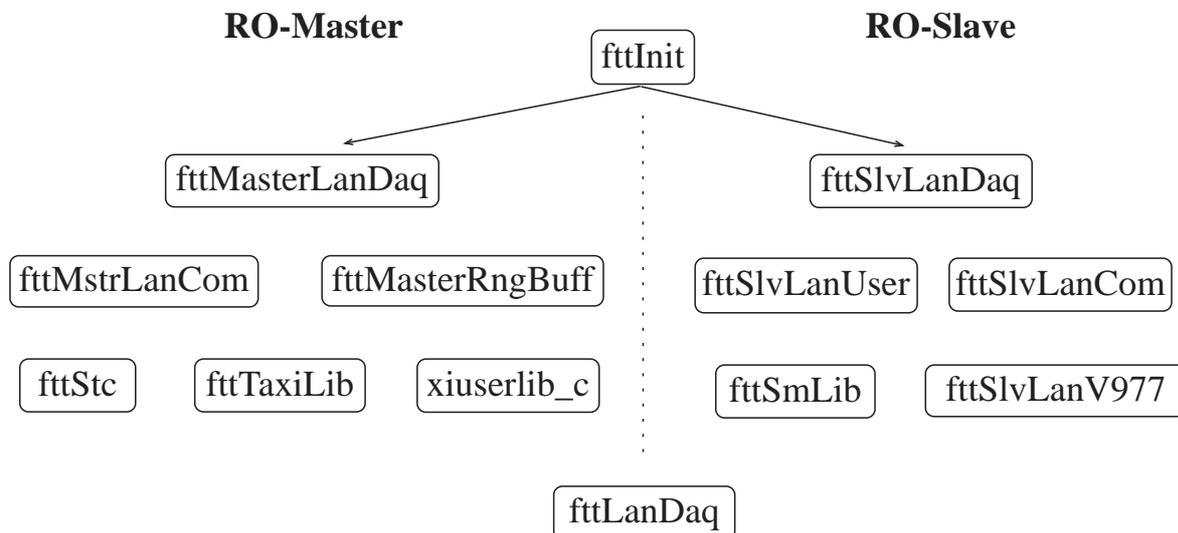


Abbildung B.4.: Die hierarchische Struktur der Auslese. Ausgehend von `fttInit` wird die Rechenkarte entweder als RO-Master (rechts) oder RO-Slave (links) verwendet. Die Bibliothek "fttLanDaq" wird von allen Rechenkarten verwendet.

Um die Totzeit des H1 Detektors möglichst klein zu halten, ist die Auslese sowohl

beim RO-Master als auch bei den RO-Slaves in einen synchronen und asynchronen Teil aufgeteilt. Während des synchronen Teils werden die Daten innerhalb der einzelnen Crates von den sechs Rechenkarten in ihren lokalen Speicher eingelesen und in sogenannten Ringbuffern zwischengespeichert. Erst in der asynchronen Phase werden die Daten auf dem RO-Master ebenfalls in einem Ringbuffer zusammengetragen und anschließend an die CDAQ übermittelt.

Die Auslese des RO-Master wird von drei Threads<sup>7</sup>, die in der Abbildung B.5 dargestellt sind, erledigt. Ein Thread übernimmt die synchrone Auslese, also die lokale Auslese des STC-Crates, die mit dem L2Keep Signal gestartet wird. Ein weiterer Thread, die asynchrone Auslese, wartet auf die Daten von den RO-Slaves und kopiert die vollständigen Ereignisdaten in die TAXI-Karte. Der dritte Thread fragt ständig den aktuellen Zustand der CDAQ in der TAXI-Karte ab und steuert ausgehend davon die Auslese des FTT.

Auf den RO-Slaves werden für die Auslese vier Threads benötigt, die ebenfalls in der Abbildung B.5 dargestellt sind. Die synchrone und asynchrone Auslese wird jeweils von einem eigenen Thread erledigt. Damit die synchrone Auslese nach einem L3Reject schnell abgebrochen werden kann, gibt es zusätzlich einen Thread, der auf einen L3Reject-Interrupt wartet, und daraufhin die synchrone Auslese sofort abbricht. Auch auf den RO-Slaves gibt es daneben noch den sysMode-Thread, der die Steuerdaten vom RO-Master entgegennimmt und die lokale Auslese steuert.

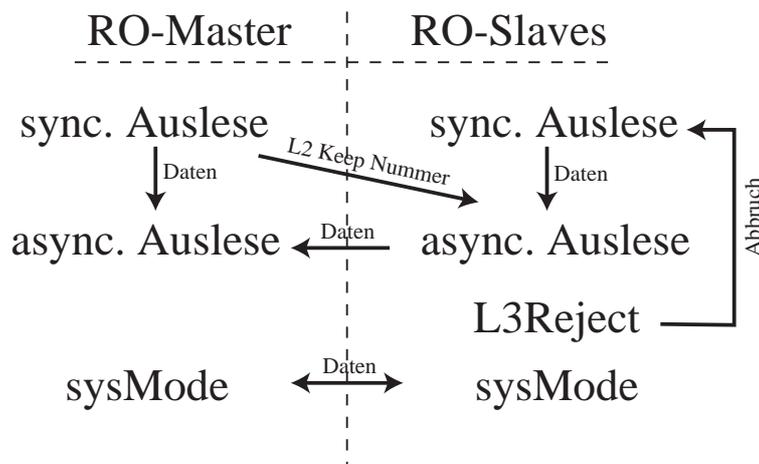


Abbildung B.5.: Die Auslese Threads vom RO-Master und RO-Slave. Die Pfeile deuten die Übertragung der Ereignisdaten zwischen den Threads und den Rechenkarten an.

### B.2.1. Initialisierung der Auslese

Nach Einschalten des Systems wird von allen Rechenkarten der gleiche Systemcode von einem FTP<sup>8</sup>-Server geladen. Nachdem das Betriebssystem vxWorks gebootet worden

<sup>7</sup>Thread: quasi gleichzeitig laufende Programmteile

<sup>8</sup>FTP: **F**ile **T**ransfer **P**rotokol: Protokoll zur Übertragung von Dateien über ein Netzwerk.

ist, wird von allen Rechenkarten zuerst die Funktion “fttInit” ausgeführt. Als erstes liest diese Funktion die IP-Nummer aus dem Flash-ROM der Rechenkarte aus. Anhand dieser Nummer erfolgt die Zuweisung des Typs der Rechenkarte. Außerdem wird so unterschieden, ob die Rechenkarten im Labor zu Testzwecken oder im Experiment eingesetzt werden. So kann für alle Einsatzzwecke der gleiche Systemcode verwendet werden.

Nachdem die “SlowControl” Verbindung (siehe hierzu Kapitel C) gestartet worden ist, wird vom RO-Master “fttMstrLanDaqInit” bzw. von den RO-Slaves “fttRoSlaveInit” aufgerufen. Diese beiden Routinen initialisieren alle benötigten Tasks, Interrupt Service Routinen (ISR) und Datenstrukturen. Der RO-Master initialisiert zusätzlich noch Slow-, Fast-, TAXI-, und Fanout-Karten im STC-Crate. Danach öffnet der RO-Master jeweils zwei TCP/IP<sup>9</sup>-Sockets für jeden der 5 RO-Slave. Das eine Socket wird zur Weiterleitung der langsamen Steuer-Daten - wie z.B. RunStart - benutzt, und das andere Socket wird hauptsächlich für die Übertragung der Ereignisdaten an den RO-Master verwendet (siehe Abbildung B.6).

Die RO-Slaves initialisieren zuerst die FanOut-Karte bzw. im Falle des L3-Crates das IO-Register. Anschliessend öffnen sie jeweils zwei Sockets und verbinden sich damit an die entsprechenden Sockets des RO-Master. Sobald alle Slave-Crates sich verbunden haben, schickt der RO-Master eine Nachricht über TCP/IP an den System-Supervisor im H1-Kontrollraum, daß der FTT mit dem Hochfahren des System fertig ist und die Datenahme des Detektors eingebunden werden kann.

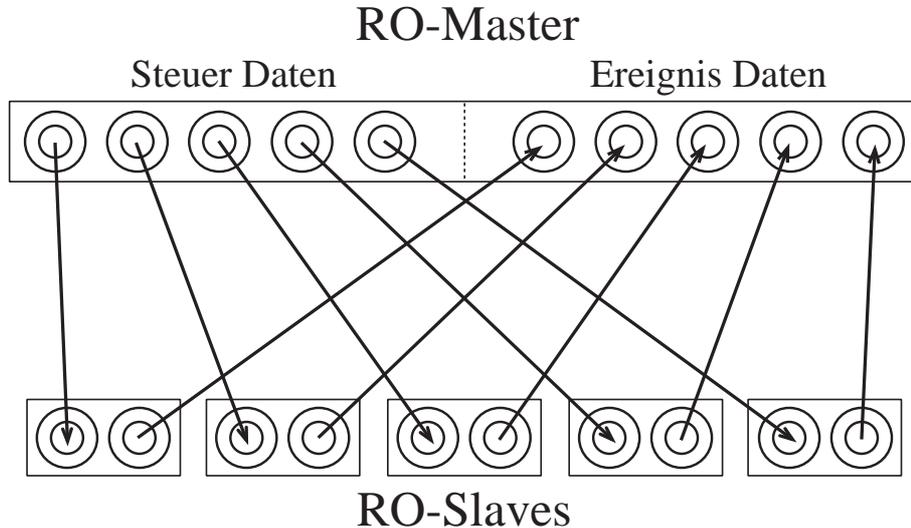


Abbildung B.6.: Schematische Darstellung der TCP/IP-Verbindungen der RO-Slaves mit dem RO-Master über jeweils 2 Sockets, eines für die Steuerung der Aulese und das zweite für die eigentliche Datenübertragung.

<sup>9</sup>TCP/IP: Transport-Schicht: Transmission Control Protocol und Internet-Schicht: Internet Protocol.

### B.2.2. Start / Stopp eines Run

Der RunStart wird an den RO-Master von der CDAQ durch das *SYSMODE*-Register übertragen. Ein redundantes Signal von der CTL wird an die SlowCard übertragen. Nach Erhalt des RunStart-Signals leitet der RO-Master dieses Signal über die Sockets für die Steuerdaten an alle RO-Slaves weiter und aktiviert den L2Keep-Interrupt in der Interrupt-Maske auf der SlowCard. Anschließend wartet der RO-Master auf die Antworten der RO-Slaves.

Sobald die Slaves vom RO-Master das Signal für den RunStart erhalten haben, wird zuerst Crate spezifischer Code des Benutzer ausgeführt, der die Elektronikkarten im Crate für den Run initialisiert. Die dabei gesammelten Daten schreibt der Benutzer in einen dafür vorgesehen Speicherbereich. Anschließend werden die Interrupts für das L2Keep und das L3Reject auf dem Service Module bzw. auf dem digitalen IO-Register aktiviert. Wenn alles fehlerfrei funktioniert hat, schickt der RO-Slave eine positive Antwort und überträgt danach die Daten vom RunStart an den RO-Master.

Falls alle RO-Slave keine Fehler melden, übermittelt der RO-Master als Zeichen des erfolgreich beendeten RunStart das FER an die CTL und initialisiert die TAXI-Karte. Die Daten vom RunStart werden in einen MEB geschrieben, sobald die TAXI-Karte mit dem *SYSMODE*-Register signalisiert, daß sie den RunStart-Record erwartet. Diese Daten werden von der CDAQ nicht dem normalen Datenstrom hinzugefügt, sondern werden gesondert in einer Datenbank gespeichert.

Die CDAQ signalisiert dem RO-Master das Ende des Runs wiederum mit einer Änderung des *SYSMODE*-Register. Damit die Auslese des letzten Ereignisses auf den RO-Slaves nicht von dem TermRun vorzeitig beendet wird, schickt der RO-Master das Signal mit einer Verzögerung von einer Sekunde über Steuerdatenverbindung an die RO-Slaves weiter. Für den TermRunRecord wird ein normaler RingBuffer (siehe Kapitel B.2.3) mit einer speziellen Ereignisnummer reserviert.

Nachdem die RO-Slaves den TermRun-Request erhalten haben, werden zunächst die Interrupts auf dem Service-Modul bzw. auf dem digitalen IO-Register ausgeschaltet. Anschließend kann (wie beim RunStart) Crate spezifischer Code der Benutzer ausgeführt werden. Die dabei gesammelten Daten werden in den RingBuffer der RO-Slaves kopiert und als TermRun-Record gekennzeichnet. Die asynchrone Auslese überträgt diese Daten genauso, wie normale Ereignisdaten an den RO-Master.

Die asynchrone Auslese des RO-Master speichert die TermRun-Daten der RO-Slaves in dem dafür vorgesehenen RingBuffer zwischen. Sobald die Daten aller RO-Slaves angekommen sind, übermittelt der asynchrone Auslese-Thread den TermRun-Record an die TAXI-Karte und signalisiert damit der CDAQ das erfolgreiche Beenden des Run. Außerdem muß noch das FER gegeben werden, um ebenfalls die CTL darüber zu informieren.

### B.2.3. Ringbuffer-Struktur

Die RO-Slaves übertragen die Daten an den RO-Master sobald ein Ereignis vollständig ausgelesen ist und die synchrone Auslese nicht aktiv ist. Es ist also a priori nicht bekannt, wann und in welcher Reihenfolge die Slaves die Daten an den RO-Master schicken. Um die auf dem RO-Master eingehenden Daten effizient sortieren und zwischenspeichern zu können, wird ein so genannter Ringbuffer verwendet, der in der

Abbildung B.7 dargestellt ist. Er besteht aus einer festgelegten Anzahl von Buffern (hier 20), die jeweils die Daten eines gesamten Ereignisses zwischenspeichern. Diese Buffer sind kreisförmig angeordnet und werden einer nach dem anderen beschrieben. Zur Verwaltung welche Buffer belegt und welche frei sind, werden nur zwei Zeiger auf den ersten und letzten benutzten Buffer benötigt, wie es in der Abbildung B.7 durch die zwei Pfeile auf die Buffer angedeutet ist. Mehr Informationen zur Verwaltung des Ringbuffers werden nicht benötigt.

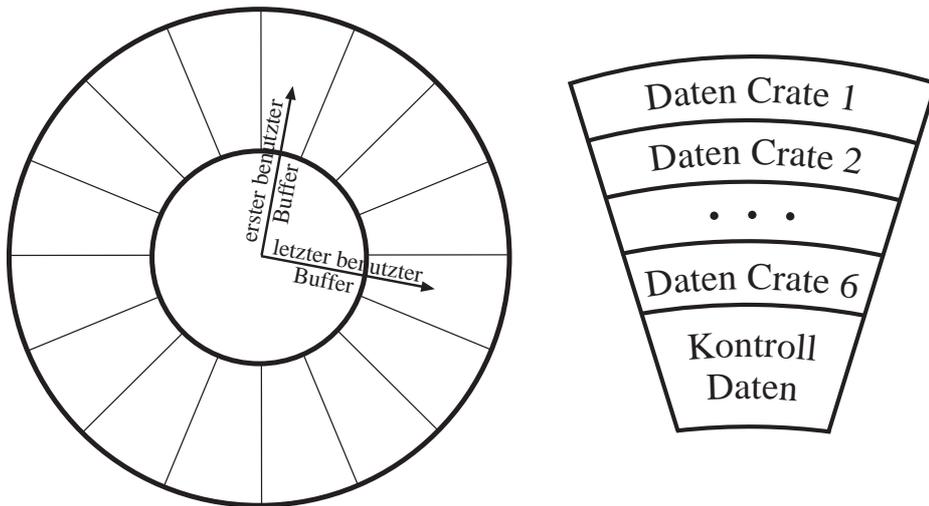


Abbildung B.7.: In den Ringbuffers des RO-Master werden die Daten aller 6 Crates zusammengeführt. Ausserdem werden hier Daten zwischengespeichert, bis alle Crates ihre Daten geschickt haben.

Jeder einzelne Ringbuffer enthält genug Speicherplatz, um die gesamten Daten aller Crates für das Ereignis zwischenspeichern. Zusätzlich zu den Ereignisdaten werden auch noch Kontrolldaten im Ringbuffer gespeichert. Dort ist unter anderem die L2Keep-Nummer des Ereignisses gespeichert und welche Crates, ihre Daten schon geschickt haben. Neu ankommende Daten der RO-Slaves werden anhand der L2Keep-Nummer zugeordnet und in den entsprechend Buffer kopiert. Sobald die Daten aller Crates gespeichert sind, ist das Ereignis vollständig und kann weiter verarbeitet werden.

Auf die Ringbuffer können zwei Threads, die synchrone und asynchrone Auslese, quasi zeitgleich zugreifen. Dies ist insbesondere während Änderungen an den zwei Pointern für die Verwaltung des Ringbuffers kritisch. Dies wird vermieden, indem eine frühzeitige Unterbrechung des Threads in den kritischen Bereichen unterbunden wird.

#### B.2.4. Auslese des STC-Crates

Die zeitliche Abfolge der CTL-Signale und die dazugehörige synchrone Auslese des FTT sind in der Abbildung B.8 dargestellt. Nach einem L2Keep-Interrupt beginnt der synchrone Thread mit der Auslese des STC-Crates. Zuerst werden die Zähler aus der FastCard ausgelesen und die L2Keep-Nummer mit der lokalen Ereignisnummer verglichen, um sicherzustellen, daß der FTT synchron mitläuft. Danach wird das L3Keep-Signal abgewartet und anschliessend ein RingBuffer für das Ereignis reserviert. Falls

kein RingBuffer mehr frei ist, wartet die synchrone Auslese darauf, daß der asynchrone Teil der Auslese wieder einen RingBuffer frei gibt. Nach Erhalten eines RingBuffers werden die Daten aus dem STC-Crate in den RingBuffer kopiert und den RO-Slaves wird die L2Keep-Ereignisnummer über das Socket für die Ereignisdaten geschickt. Das ist für die asynchrone Auslese der RO-Slaves das Zeichen, daß sie die Daten für dieses Ereignis schicken können. Bevor der RO-Master das FER an die CTL schickt, wartet er darauf, daß alle Slave-Crates nach Beedigung ihrer synchronen Auslese ein Signal an die FanOut Karten geschickt haben.

Im Falle eines L3Reject Signals wartet der RO-Master nur auf die Antworten der RO-Slaves, und liest weder das STC-Crate aus, noch reserviert er einen Ringbuffer für das Ereignis. Sobald die FER's der RO-Slaves angekommen sind, schickt der RO-Master das FER an die CTL.

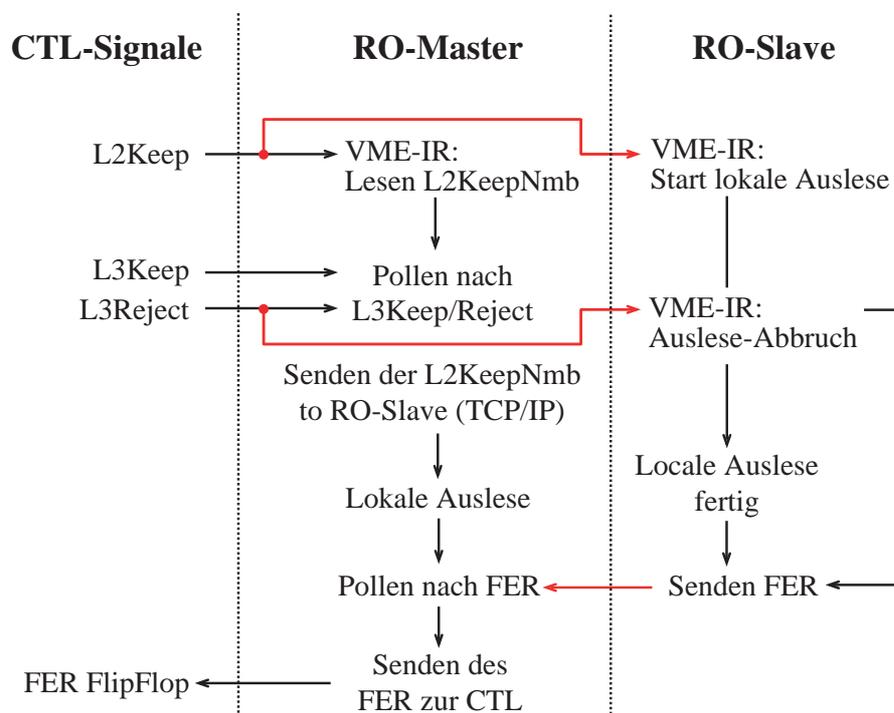


Abbildung B.8.: Die zeitliche Abfolge der Signale von der CTL und die zu gehörige synchrone Auslese des STC und der Slave-Crates.

Der asynchrone Thread des RO-Masters wartet darauf, daß die Slaves Daten via TCP/IP an das Socket für Ereignisdaten schicken. Diese Daten sind zweigeteilt: der erste Teil der Nachricht enthält die Menge der Daten und die Ereignisnummer zu der die Daten gehören. Anhand der Nummer des Socket erkennt der RO-Master von welchem Crate die Daten stammen. Mit Hilfe der Ereignisnummer sucht nun der asynchrone Thread den entsprechenden RingBuffer heraus und kopiert die Daten hinter die schon geschriebenen Daten im RingBuffer. Da der synchrone Thread die L2Keep-Nummer erst nach der Reservierung des RingBuffers an die Slaves schickt, muß es für alle eingehenden Daten schon einen reservierten RingBuffer geben. Am Schluß überprüft der asynchrone Thread, ob alle Crates die Daten für das entsprechende Ereignis übertragen

haben. Wenn das der Fall ist, fordert er einen MEB in der TAXI-Karte an und kopiert die Daten über VME in die TAXI-Karte. Da der asynchrone Thread eine niedrige Priorität hat, kann er jederzeit vom synchronen Thread unterbrochen werden. So ist gewährleistet, daß die synchrone Auslese immer so schnell wie möglich abgearbeitet werden kann und nicht von der asynchronen Datenübertragung blockiert wird.

### B.2.5. Auslese der Slave-Crates

Die Auslese der Slave-Crates wird durch einen L2Keep-Interrupt, der vom Service-Modul bzw. von der digitalen IO-Karte generiert wird, gestartet. Danach wird die eigentliche Auslese des Benutzers aufgerufen, die die Daten in einen vorher reservierten Speicherbereich kopiert. Nachdem die Auslese der Elektronikarten im Crate beendet ist, werden die Daten in den lokalen Ringbuffer kopiert. Währenddessen darf die synchrone Auslese nicht unterbrochen werden, da sonst eine unbekannte Anzahl von Daten in den Ringbuffer geschrieben worden wäre; die asynchrone Auslese wäre nicht mehr in der Lage, die Daten korrekt aus dem lokalen Ringbuffer zu lesen. Nachdem der Kopiervorgang abgeschlossen ist, wird die aktuelle Ereignisnummer und Anzahl der Datenworte in eine Message-Queue<sup>10</sup> geschrieben und das FER an den RO-Master geschickt. Damit ist die synchrone Auslese abgeschlossen und der RO-Slave ist bereit für das nächste Ereignis.

Bei einem L3Reject startet der entsprechende Thread sofort, da er eine höhere Priorität als die synchrone Auslese hat. Falls die synchrone Auslese noch die Elektronik Karten ausliest, also noch nicht damit begonnen hat, die Daten in den Ringbuffer zu kopieren, wird die synchrone Auslese abgebrochen. Dabei wird der Programmablauf des synchronen Threads unterbrochen und auf eine vorher festgelegte Sprungstelle, vor dem L2Keep-Interrupt, zurückgesetzt. Dabei gehen alle gesammelten Daten der synchronen Auslese verloren. Der L3Reject-Thread schickt nun das FER an den RO-Master als Zeichen, daß die Auslese abgebrochen worden ist, und der RO-Slave bereit für das nächste Ereignis ist. Falls die synchrone Auslese schon die Daten in den Ringbuffer kopiert, macht der L3Reject Thread nichts. Der synchrone Thread gibt am Ende der Auslese das FER an den RO-Master. Die Daten werden dann vom asynchronen Thread verworfen. Dies hat nur eine geringe zeitlich Verzögerung zur Folge, weil das Kopieren der Daten in den Ringbuffer sehr schnell ist.

Die asynchrone Auslese hat die niedrigste Priorität, sie ist also nur dann aktiv, wenn die synchrone Auslese nicht läuft. Der asynchrone Thread wartet darauf, daß in der Message-Queue eine Nachricht von der synchronen Auslese ankommt. Sobald dies geschehen ist, liest er die nächste Ereignisnummer vom RO-Master aus dem TCP/IP-Socket aus. Sollte diese Nummer noch nicht beim RO-Slave angekommen sein, ist der RO-Master noch nicht bereit, die Daten dieses Ereignisses entgegenzunehmen und der RO-Slave wartet bis zum Erhalt der Nummer. Nachdem die Ereignisnummer des RO-Master angekommen ist, vergleicht der RO-Slave sie mit der lokalen Ereignisnummer. Ohne L3Rejects kann über diesen Vergleich die Synchronisierung überprüft werden. Mit L3Rejects kann es vorkommen, daß das Ereignis trotzdem vom synchronen Thread vollständig abgearbeitet worden ist. In diesem Fall verwirft der asynchro-

---

<sup>10</sup>engl. für Nachrichten-Schlange. Sie wird für die Kommunikation zwischen zwei oder mehr Threads verwendet.

ne Thread nachträglich das Ereignis und liest die nächste Ereignisnummer aus der Message-Queue. Wenn die lokale Ereignisnummer mit der Ereignisnummer des RO-Master übereinstimmt, werden die Daten aus dem Ringbuffer ausgelesen und über die TCP/IP Verbindung an den RO-Master geschickt.

### B.3. Leistungsfähigkeit der Auslese

Die oben beschriebene Auslese des FTT hat die alte Auslese Anfang 2005 vollständig ersetzt. Seitdem läuft sie stabil und der FTT wird standardmäßig während der H1-Datennahme ausgelesen. Die Auslesedauer hat sich im Vergleich zur alten Auslese deutlich reduziert, was dazu führte, daß die Totzeit des H1-Detektors um ca. 1-2 % zurückgegangen ist. Dies wurde dazu benutzt, den Detektor bei einer höheren Ausleserate bei gleicher Totzeit zu betreiben.

In der Abbildung B.9 sind die Auslesezeiten der synchronen Auslese der sechs Crates des FTT dargestellt. Dazu wird auf jedem der sechs Crates als erstes nach Erhalt des L2Keep-Interrupts eine Zeitmessung gestartet, die kurz vor dem Senden des FER wieder gestoppt wird. Das Ergebnis wird dem Datenstrom jedes Crates hinzugefügt. Da der RO-Master immer darauf wartet, daß alle RO-Slaves ihre Auslese beendet haben, entspricht die dort gemessene Zeit, der Auslesedauer des gesamten Systems. Die eigentliche Auslesedauer des STC-Crates beträgt weniger als 100  $\mu$ s und trägt zur Gesamtdauer nicht bei.

Im Mittel beträgt die Auslesedauer des FTT 1,1 ms und der FTT kann in der H1 Auslese mitlaufen, ohne die Totzeit des gesamten Systems zu erhöhen. Allerdings erkennt man in der Abbildung B.9 Ausläufer von bis zu 3,5 ms, die größtenteils vom Merger-Crate verursacht werden.

Die Ausläufer werden von Ereignissen verursacht, bei denen deutlich mehr Daten ausgelesen werden. Damit die Auslesedauer nicht für alle Ereignisse so groß ist, werden einige zusätzliche Daten nicht immer sondern nur bei jedem zehnten oder 100. Ereignis ausgelesen. Wenn diese Daten bei jedem Ereignis ausgelesen werden würden, würde die Auslese des FTT die Totzeit des H1-Detektors deutlich erhöhen. Der limitierende Faktor der FTT-Auslese ist die Datenübertragung von den Elektronikarten auf die RO-Slaves, bei der nur ein 16 Bit breiter VME-Bus zur Verfügung steht. Die asynchrone Datenübertragung über Ethernet ist bei weitem nicht ausgereizt. Wie der Abbildung B.10 entnommen werden kann, schwankt die Ereignisgröße beim FTT zwischen 3 und 15 KBytes. Bei einer Ereignisrate von bis zu 50 Hz ergibt sich eine Datenrate von maximal 6 MBit/s. Die Ethernet-Verbindung hat eine nominelle Datenrate von 100 MBit/s. Kurzzeitige Fluktuationen der Ereignis-Rate werden von den Datenpuffer auf den RO-Slaves aufgefangen.

Bei der alten Auslese des FTT trug auch die asynchrone Datenübertragung zur Totzeit bei. Die Auslese der Elektronikarten durch die Benutzerfunktionen dauerte ähnlich lange wie bei der neuen Auslese, aber die von der CTL gemessene Antwortzeit stimmte nicht mit der Antwortzeit des RO-Master überein. Es gab also noch Beiträge von dem asynchronen Ausleseteil zur synchronen Auslesedauer. Bei der neuen Auslese stimmen die beiden Zeitmessungen, bis auf einen konstanten Abstand aufgrund von Signallaufzeiten zwischen dem FTT und der CTL überein.

Neben der Auslesedauer der Slave-Crates benötigt das Auslesesystem zusätzlich Zeit,

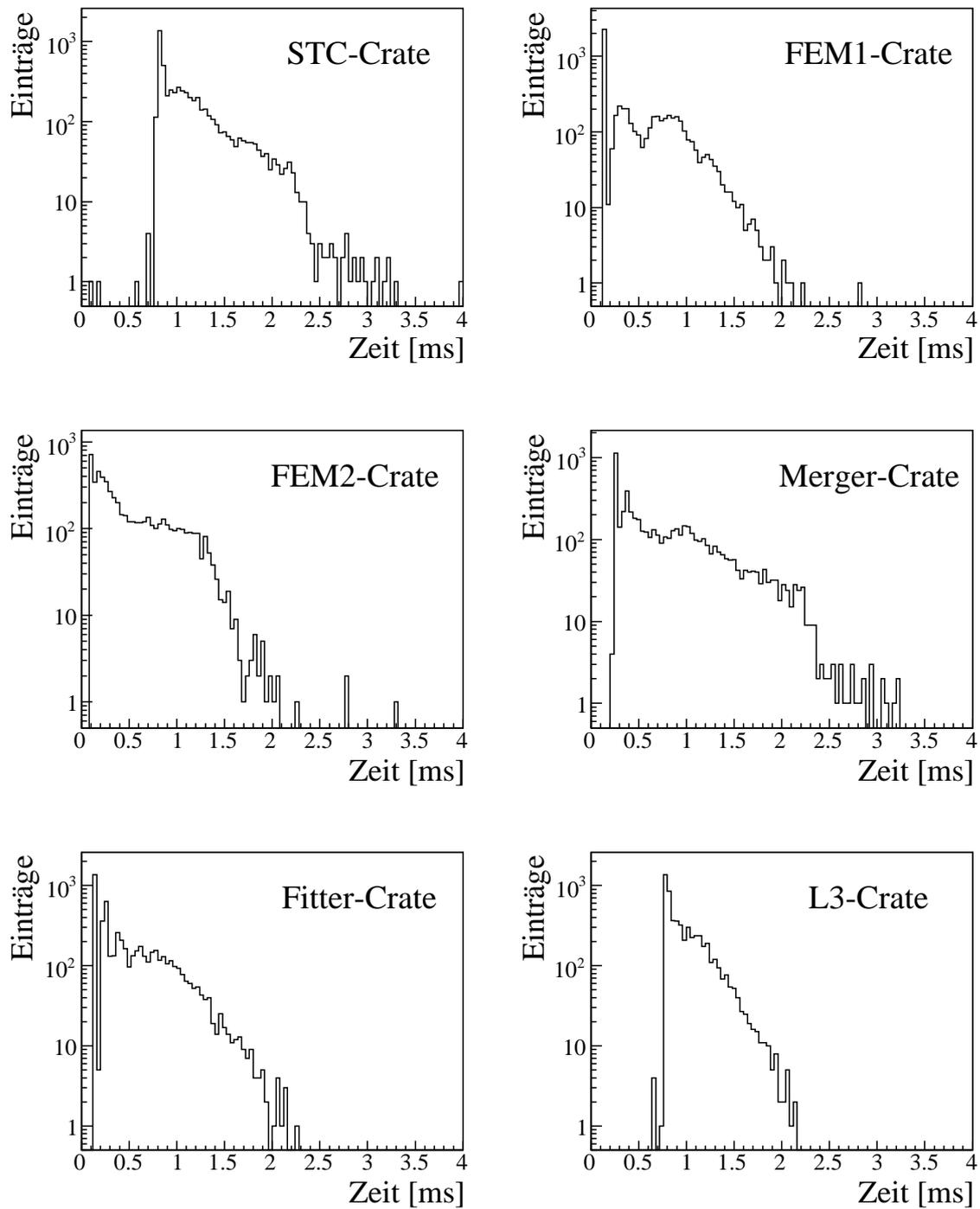


Abbildung B.9.: Die Dauer der Auslese für die sechs Crates des FTT. Der RO-Master im STC-Crate wartet immer auf die FER aller anderen Crates, so daß die dort gemessene Zeit der Auslesedauer des gesamten Systems entspricht.

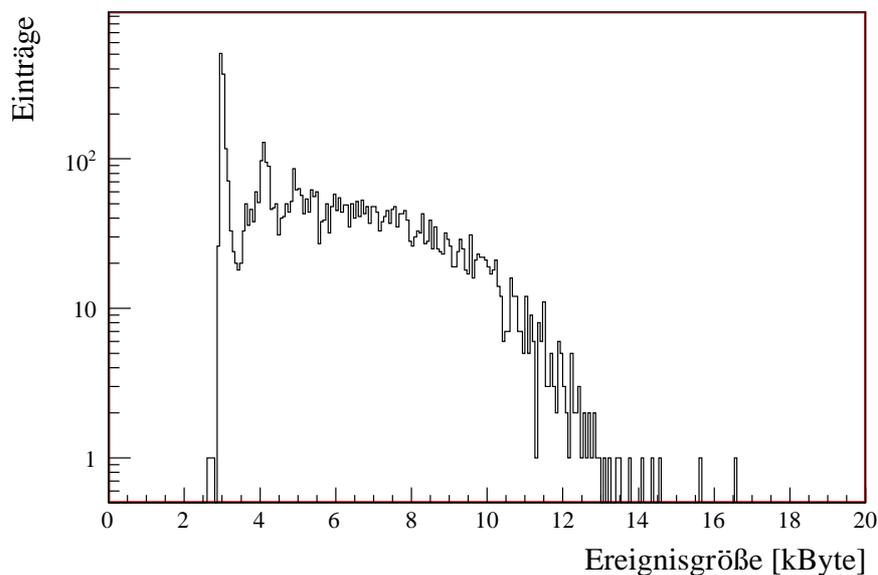


Abbildung B.10.: Die gesamte Ereignisgröße der Daten vom FTT, die von den RO-Slaves an den RO-Master via Ethernet übertragen werden.

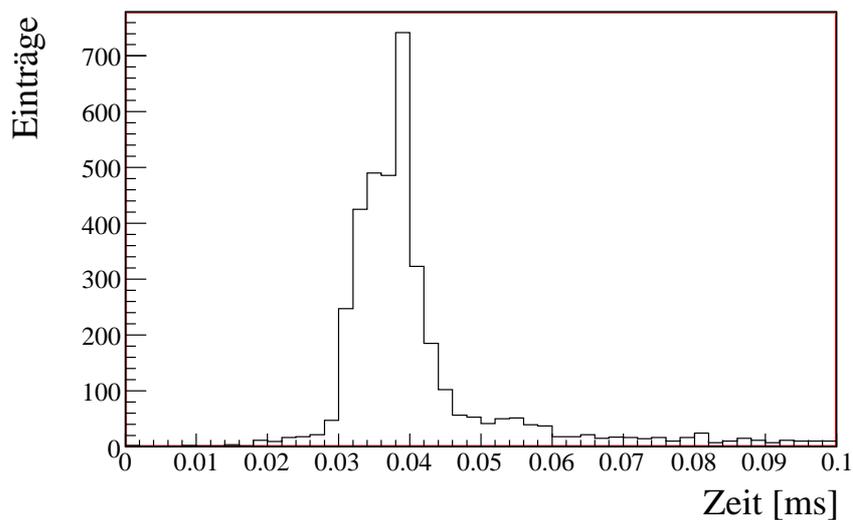


Abbildung B.11.: Darstellung der Zeit, die zusätzlich zu der Auslesedauer der Slave Crates noch vom RO-Master benötigt wird, um das FER an die zentrale Triggerlogik weiterzuleiten.

um die FER's der RO-Slaves zu bearbeiten und anschließend das FER an die zentrale Triggerlogik weiterzuleiten. Dieser Beitrag zur gesamten Auslesedauer ist in der Abbildung B.11 dargestellt. Der Mittelwert dieser Verteilung beträgt 0,04 ms und ist somit um zwei Größenordnungen kleiner als die gesamte Dauer der Auslese. Das Auslesesystem selbst trägt also zur Dauer der Auslese nicht signifikant bei. Die Auslesedauer wird ausschließlich durch die Zeit zur Auslese der Elektronikarten definiert. Ein L3Reject wird innerhalb von 12-15  $\mu$ s bearbeitet, was von der CTL online gemessen worden ist. Dieser Wert beinhaltet die Signallaufzeiten zwischen dem FTT und der CTL.

## Anhang C

# Das Kontrollsystem für den FTT

Der Verhalten und die Leistungsfähigkeit des FTT muß kontinuierlich überwacht werden. Zudem muß es eine Möglichkeit geben, den Status der Elektronikarten in den sechs Crates manuell zu kontrollieren und die Elektronikarten gegebenenfalls neu zu programmieren. Ein solches Kontrollsystem ist im Rahmen dieser Arbeit entwickelt worden.

Für diese Aufgabe werden die selben sechs Rechenkarten in den Crates verwendet, die auch die Auslese des gesamten Systems übernehmen (siehe Kapitel B). Alle diese Karten verbinden sich über Ethernet mit TCP/IP an einen Computer im Kontrollraum des H1-Experimentes. Auch die bis zu 16 Rechenkarten des L3-Systems verbinden sich dorthin. Auf diesem Computer läuft ein Server-Programm, im folgenden als *fttMaster* bezeichnet, das die Daten von den bis zu 22 Rechenkarten zusammenführt, um sie unter anderem an eine graphisches Benutzeroberfläche weiterzuleiten. Dafür bietet das Server-Programm neben den Schnittstellen für die Rechenkarten weitere TCP/IP Schnittstellen für die graphischen Benutzeroberfläche *fttGUI*<sup>1</sup>, siehe auch Abbildung C.1. Mit dem *fttGUI* [Ber07] ist es möglich, sich Informationen über den Zustand der verschiedenen Elektronikarten graphisch anzuzeigen, und sie, falls nötig, neu zu programmieren. Da die Rechenkarten in einem privaten Netzwerk betrieben werden, ist ein direkter Zugriff auf die Rechenkarten nicht möglich, sondern die Steuerung muß über den *fttMaster* erfolgen. Dieser ermöglicht Verbindungen von “quasi überall”, so daß der FTT problemlos gesteuert und überwacht werden kann, ohne dafür in den H1-Kontrollraum kommen zu müssen.

Im folgenden Kapitel wird die Funktionsweise des Sever-Programms *fttMaster* vorgestellt. Daran schließt sich eine Beschreibung der Programme auf den Rechenkarten an, die die Kommunikation mit dem *fttMaster* übernehmen. An Ende des Kapitels wird kurz auf das *fttGUI* eingegangen, das in [Ber07] im Detail vorgestellt ist.

### C.1. Server-Programm: *fttMaster*

Die Aufgaben des Programms *fttMaster* sind die Bereitstellung von TCP/IP-Sockets für alle Rechenkarten des FTT, wie in der Abbildung C.1 dargestellt. Diese Rechenkarten befinden sich alle in einem private Subnetz und sind über den schon in Kapitel B.1.2 beschriebenen Switch miteinander verbunden. Der Kontrollrechner ist ebenfalls über diesen Switch direkt an das privaten Subnetz mittels einer 1 GB/s optischen Verbindung angeschlossen. Ausserdem stellt das Programm weitere TCP/IP-Sockets für die Verbindungen der *fttGUI*'s bereit. Diese Sockets befinden sich nicht im privaten Sub-

---

<sup>1</sup>englisches Akronym für **G**rahical **U**ser **I**nterface.

netz und sind deshalb von überall her erreichbar. Nachrichten von den Rechenkarten werden vom *fttMaster* empfangen und mit einem Zeitstempel versehen. Anschließend werden die Nachrichten der Rechenkarten an alle momentan verbundenen *fttGUI* weitergeleitet, wo die Nachrichten in einem Fenster zeitlich geordnet dargestellt werden (siehe auch Kapitel C.3).

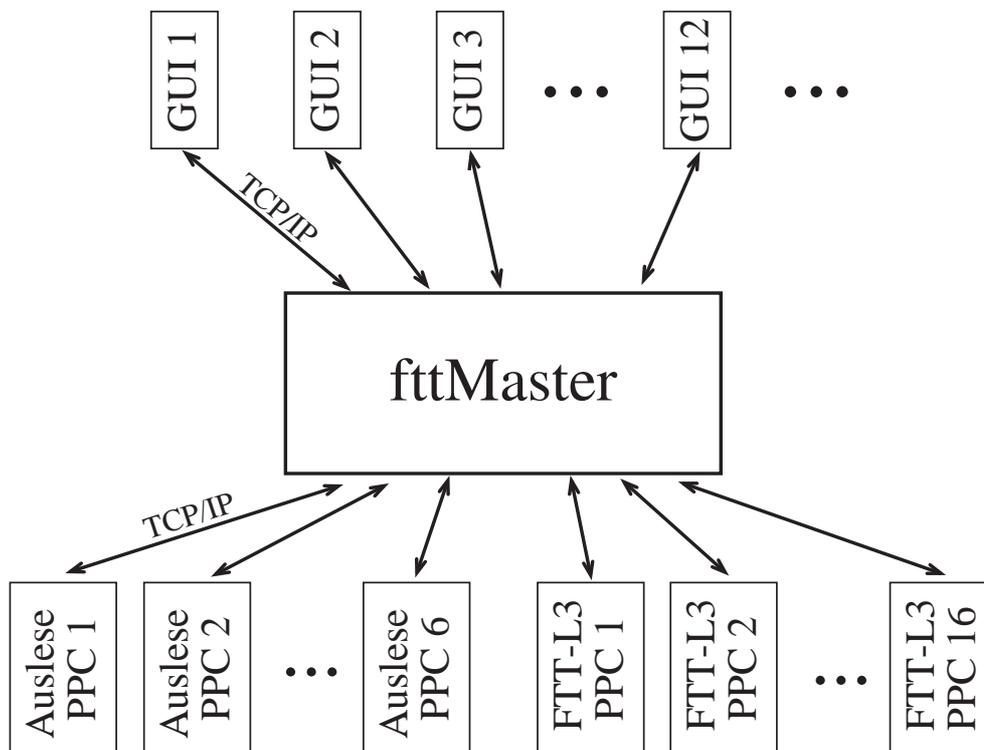


Abbildung C.1.: Aufbau des Kontrollsystems des FTT. Alle Rechenkarten verbinden sich mittels TCP/IP mit dem *fttMaster*, einem Server Programm, das alle eingehenden Informationen an die ebenfalls via TCP/IP verbundenen graphischen Benutzeroberflächen weiterleitet.

Die Rechenkarten schicken etwa alle 15 s eine Nachricht mit ihrem aktuellen Zustand an den *fttMaster*. Der *fttMaster* überprüft diese Nachrichten und falls eine der Rechenkarte länger als 30 s lang keine Nachricht geschickt hat, schickt der *fttMaster* eine Anfrage an die Rechenkarte und schließt dann gegebenenfalls das entsprechende Socket. Der so ermittelten Zustand der Rechenkarten wird an alle verbundenen *fttGUI*'s in einer Nachricht regelmäßig übermittelt und jede Änderung des Zustandes wird in einer gesonderten Datei gespeichert.

Das Programm *fttMaster* ist in vier Unterprogramme (sog. Threads) unterteilt, die in der Abbildung C.2 dargestellt sind. Zwei der Threads sind dafür zuständig, die Nachrichten von den *fttGUI*'s bzw. von den Rechenkarten aus den Buffern der TCP/IP Sockets auszulesen. Beide Threads kopieren diese Nachrichten in eine gemeinsame Message-Queue. Der zentrale Thread liest die Nachrichten aus dieser Message-Queue nacheinander aus, und entscheidet anhand des Typs und der Herkunft der Nachricht, wie sie weiterverarbeitet wird. Unabhängig davon was mit der Nachricht weiter ge-

schiebt, wird sie mit einer Zeitmarke und Herkunft versehen in eine Datei geschrieben. So können aufgetretene Probleme nachträglich untersucht werden. Falls die Nachricht von einem der *fttGUI*'s stammt, wird festgestellt, für welche der Rechenkarten sie bestimmt ist und dorthin weiterversendet. Falls die Nachricht von einer der Rechenkarten kommt, wird die entweder an alle *fttGUI*'s weitergeleitet, oder im Falle einer Statusnachricht vom *fttMaster* selber verarbeitet. Im letzteren Fall wird die Nachricht analysiert und der Status der entsprechenden Rechenkarte aktualisiert. Der letzte Thread liest den Status aller Rechenkarten regelmäßig aus und schickt eine Nachricht an die verbundenen *fttGUI*'s. Diese zeigen den Status aller Rechenkarten in einer kleinen Statusleiste an, so daß der Benutzer jederzeit über den Status informiert ist. Dieser Thread initiiert auch die Anfrage nach einer Statusnachricht an die Rechenkarten, falls eine der Rechenkarte seit mehr als 30 s von sich aus keine Nachricht mehr geschickt hat.

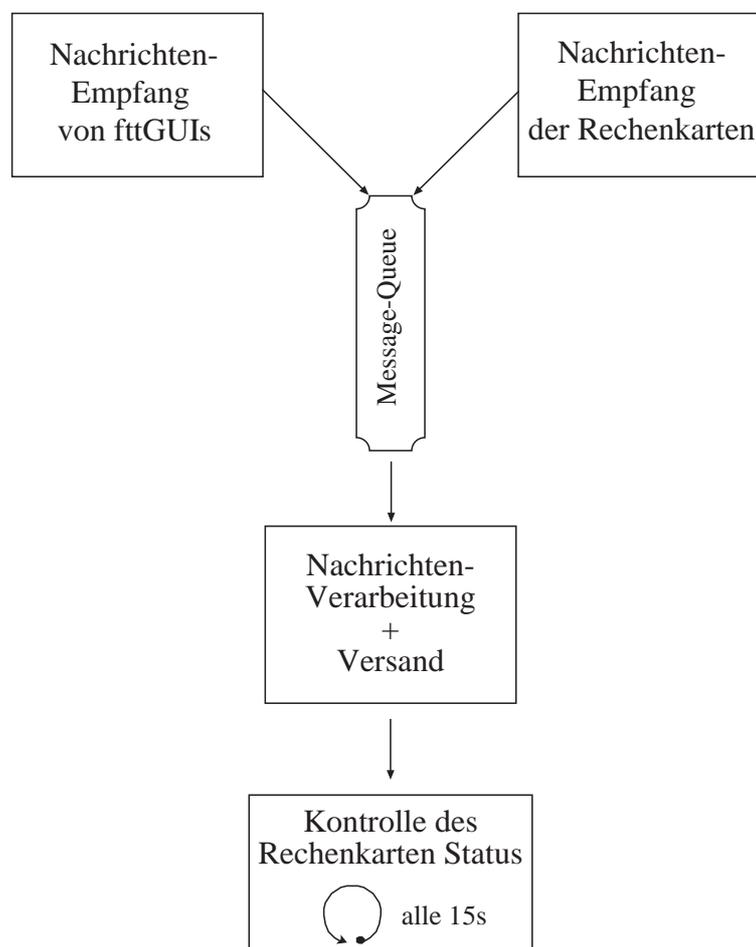


Abbildung C.2.: Das Programm *fttMaster* besteht aus den hier dargestellten vier Threads. Die Kommunikation zwischen den Threads erfolgt über eine Message-Queue.

## C.2. Rechenkarten-Code

Auf allen Rechenkarten, also sowohl auf den Karten für die Auslese als auch auf den L3-Karten, läuft ein entsprechender Code, der die Kommunikation mit dem *fttMaster* übernimmt. Nach dem Booten des Betriebssystems wird zuerst die TCP/IP Verbindung zum *fttMaster* aufgebaut, damit schon während der Initialisierung der VME-Karten und der Auslese Erfolgs- und Fehlermeldungen übertragen werden können. Diese Meldungen werden online vom *fttGUI* dargestellt (siehe Kapitel C.3), so daß eine Überwachung der gesamten Initialisierung des Systems möglich ist.

Dieses System ist schematisch in der Abbildung C.3 dargestellt. Es besteht aus fünf Threads (sechs im Fitter-Crate), die zwei Message-Queues für die Inter-Prozess-Kommunikation verwenden. Prinzipiell ist das System zweigeteilt: Der oben in Abbildung C.3 dargestellte Teil bearbeitet die eingehenden Nachrichten. Unten ist der Ablauf für die ausgehenden Nachrichten dargestellt.

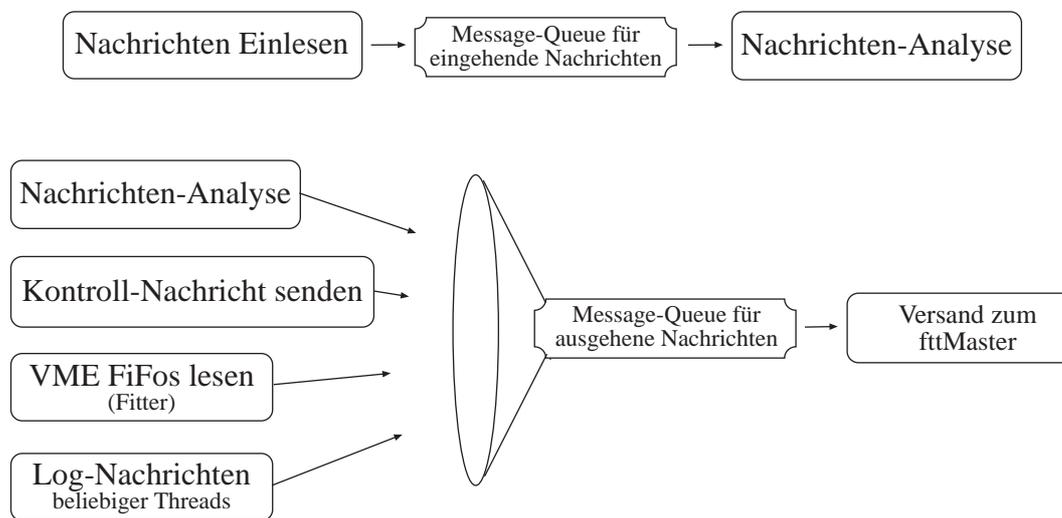


Abbildung C.3.: Die Threads zur Überwachung des Zustandes der Rechenkarten. Es werden zwei Threads zum Empfang und Versand der Daten via TCP/IP benötigt. Ein weiterer Thread analysiert die Nachrichten und führt die entsprechenden Befehle aus. Die Kommunikation zwischen den Prozessen erfolgt durch zwei Message-Queues.

Der Teil für die eingehenden Nachrichten besteht aus zwei Threads. Ein Thread wartet darauf, daß Daten auf dem Socket vom *fttMaster* eingehen. Sobald der Thread die ganze Nachricht aus dem Socket gelesen hat, kopiert er die Nachricht in die Message-Queue für eingehende Nachrichten. Der zweite Thread ist dafür zuständig, die Nachrichten zu analysieren und den entsprechenden Befehl auszuführen. Eine Liste der implementierten Befehle befindet sich in der Tabelle C.1. Anhand des in der linken Spalte aufgeführten Kommando Codes erkennt die Rechenkarte, welcher Befehl auszuführen ist. Die meisten der hier aufgelisteten Befehle sind im *fttGUI* implementiert, und können so durch den Benutzer intuitiv genutzt werden. So können auch komplizierte Befehle wie die Programmierung mehrerer FGPA's über VME einfach ausgeführt

werden.

Für ausgehende Nachrichten steht eine weitere Message-Queue zur Verfügung. In diese Message-Queue kann jeder beliebige Thread Nachrichten einfügen, die dann von einem weiteren Thread an den *fttMaster* via TCP/IP geschickt werden. Wie in der Abbildung C.3 dargestellt, wird z.B. das Ergebnis der Nachrichten-Analyse in die Message-Queue kopiert.

Die Kontroll-Nachrichten für den *fttMaster* werden alle 5 s von einem Thread erstellt und ebenfalls in die Message-Queue kopiert. Auf dem Fitter-Crate läuft zusätzlich ein Thread der die VME-FiFo's der Fitter-Karten ausliest. Innerhalb der Kette aus Fitter-Karten gibt es ein Nachrichten-System, mit dem 8-Byte lange Nachrichten an eine beliebige Adresse innerhalb der Kette verschickt werden können [Wis03]. Zur Fehlersuche auf den Fitter Karten können Nachrichten an das VME-FiFo der Karte adressiert werden. Dieses FiFo wird von dem oben angesprochenen Thread einmal pro Sekunde abgelesen. Die Nachricht wird gegebenenfalls in die Message-Queue kopiert.

Zur Fehlersuche in der Programmierung der Rechenkarten sind sogenannte Log-Nachrichten implementiert worden. Dazu wird ein Befehl aufgerufen, der eine Priorität und Zeichenkette entgegennimmt. Ausserdem können noch weitere Argumente, wie Zahlen, angehängt werden, die als Zeichen in die schon vorhandene Zeichenkette eingefügt werden (ähnlich dem C-Befehl: "printf()"). Anschliessend wird die Zeichenkette als Nachricht in die Message-Queue eingefügt. Der Vorteil zum Standard C-Befehl ist, daß hier die zeitaufwändige Ausgabe der Zeichenkette nicht innerhalb des aktuellen Threads erfolgt. Anstatt dessen wird die Nachricht von einem zweiten Thread an den *fttMaster* übertragen. Dieser arbeitet die Message-Queue nur dann ab, wenn der Prozessor sonst nicht andersweitig beschäftigt ist. Der Zeitaufwand von einer Log-Nachricht ergibt sich zu etwa 1  $\mu$ s. So können die Log-Nachrichten für die Fehlersuche auch innerhalb von zeitkritischen Aufgaben verwendet werden, was insbesondere für die Inbetriebnahme des L3-Systems hilfreich gewesen ist. Mit Hilfe der Priorität der Log-Nachrichten ist es möglich die Anzahl der auszugebenen Nachrichten global zu steuern.

Tabelle C.1.: *Aktuell implementierte Befehle an die Rechenkarten.*

Kommando-Code	Name
0x41	PPC MPB LOAD DSP CODE
0xC1	PPC MPB LOAD DSP CODE REPLY
0x43	PPC LOAD DSP CALIBRATION TABLE
0xC3	PPC LOAD DSP CALIBRATION TABLE REPLY
0x2	PPC SEND MSG TO MPB
0x82	PPC MPB REPLY
0x83	PPC MPB ERR FIFO REPLY
0x5	PPC MPB MESSAGE POLL
0x85	PPC MPB MESSAGE POLL REPLY
0x4	PPC MPB LOAD ROUTING
0x4B	PPC RELOAD CRATE MPB
0x45	PPC CHANNEL LINK TEST
0xC5	PPC CHANNEL LINK TEST REPLY

fortgesetzt ...

Kommando-Code	Name
0x47	PPC MPB PB CHANNEL LINK RESET
0xC7	PPC MPB PB CHANNEL LINK RESET REPLY
0x8	PPC MPB GENERATE ROUTING
0x88	PPC MPB GENERATE ROUTING REPLY
0x11	PPC MPB LOAD TOPO
0x91	PPC FEM LOAD TOPO REPLY
0x7F	PPC SHUTDOWN
0x48	PPC CONFIGURE DEVICE
0xC8	PPC CONFIGURE DEVICE COMPLETE
0xA	PPC GET STRING
0xB	PPC CHANGE ID
0x46	PPC WRITE2VME
0x6	PPC READFROMVME
0x86	PPC VME REPLY
0x84	PPC LOG MESSAGE
0x85	PPC SLOCO MESSAGE
0x7	PPC SLOCO INQUIRE
0x87	PPC SLOCO REPLY
0x8	PPC READ VME BLOCK
0x88	PPC READ VME BLOCK REPLY
0x98	PPC READ VME BLOCK COMPLETE
0x1E	PPC FEM START STC ENABLE
0x1C	PPC FEM EXIT STC ENABLE
0x4A	PPC RELOAD CRATE FEM
0xCA	RELOAD CRATE FEM COMPLETE
0x10	PPC FEM TSF TEST
0x90	PPC FEM TSF REPLY
0x11	PPC FEM LOAD MASKS
0x91	PPC FEM LOAD MASKS REPLY
0x31	PPC RO BANK RO MASK
0xB1	PPC RO BANK RO MASK REPLY
0x32	PPC RO BANK MONITOR MASK
0xB2	PPC RO BANK MONITOR MASK REPLY

### C.3. Graphisches Benutzer Interface

Das fttGUI ist eine graphische Benutzeroberfläche zur Steuerung und Kontrolle des FTT. Von hier aus kann der Zustand des Systems überwacht und alle Komponenten gesteuert und neu geladen werden. In diesem Abschnitt sollen nur kurz einige

Möglichkeiten des fttGUI exemplarisch dargestellt werden, damit sich ein vollständiges Bild des Kontrollsystems für den FTT in der vorliegenden Arbeit ergibt. Eine vollständige Beschreibung des fttGUI befindet sich hier: [Ber07].

Das fttGUI kann auf einem beliebigen Rechner gestartet werden. Es verbindet sich dann via TCP/IP an den fttMaster, so daß alle Rechenkarten in ihrem privaten Subnetz indirekt erreichbar sind.

In der Abbildung C.4 ist die Status-Leiste dargestellt. Hier erkennt man anhand der grünen Lämpchen welche Rechenkarte gerade mit dem fttMaster verbunden sind. Das große Lämpchen, das mit Master gekennzeichnet ist, gibt den Verbindungsstatus zum fttMaster an. Auf der linken Seiten werden kurze Textnachrichten dargestellt, die knapp über den aktuelle Befehl informieren.

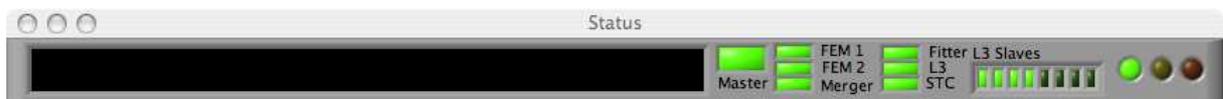


Abbildung C.4.: Die Status-Leiste des fttGUI. Sie gibt Aufschluß über den Status des FTT, insbesondere über den der Rechenkarten.

Die Log-Nachrichten aller Rechenkarten werden vom fttGUI in einem Fenster (siehe Abbildung C.5) dargestellt. In der linken Spalte steht der Name des Crates und die eigentliche Nachricht wird in der rechten Spalte dargestellt. Durch einen Farbcode wird die Priorität der Nachricht wiedergegeben. Rot und gelben stehen dabei für eine Fehlermeldung bzw. eine Warnung. Grüne Nachrichten dienen nur der weiteren Information über den Systemzustand.

Die Auslese, die in Kapitel B vorgestellt worden ist, kann über das Fenster in Abbildung C.6 gesteuert werden. Mit den grünen Lämpchen an der linken Seite des Fensters steuert man, an welche der Rechenkarten der Auslese die Steuerbefehle des fttGUI's übertragen werden. Mit den oberen Schaltern ist es möglich die Auslese einzelner Bänke ein- und auszuschalten. So kann die Menge und Art der auszulesenden Daten für bestimmte Tests und Untersuchungen gesteuert werden. Mit den vier Knöpfen unter der Schalterleiste, kann eine Standard-Bank-Auswahl geladen und an die Rechenkarte übergeben werden. Für Testzwecke und während der Inbetriebnahme von Crate war es sinnvoll, nur einzelne Crates auszulesen. Dies kann mit den Schaltern unten links gesteuert werden. Die alte Auslese konnte unabhängig von der zentralen H1 Auslese getestet werden; was mit Hilfe der Tasten unten rechts gesteuert wird. Dies wird für die neue Auslese des FTT nicht mehr benötigt.

Neben der Möglichkeit die Auslese mit dem fttGUI zu steuern, können mit dem fttGUI auch die Elektronikarten des L1-, L2- und L3-Systems kontrolliert und mittels einiger weniger Befehle z.B. alle FPGA's auf allen Elektronikarten eines Crates neu programmiert werden.



Abbildung C.5.: In dem dargestellten Fenster werden die Log-Nachrichten aller verbundenen Rechenkarte zeitlich geordnet dargestellt.

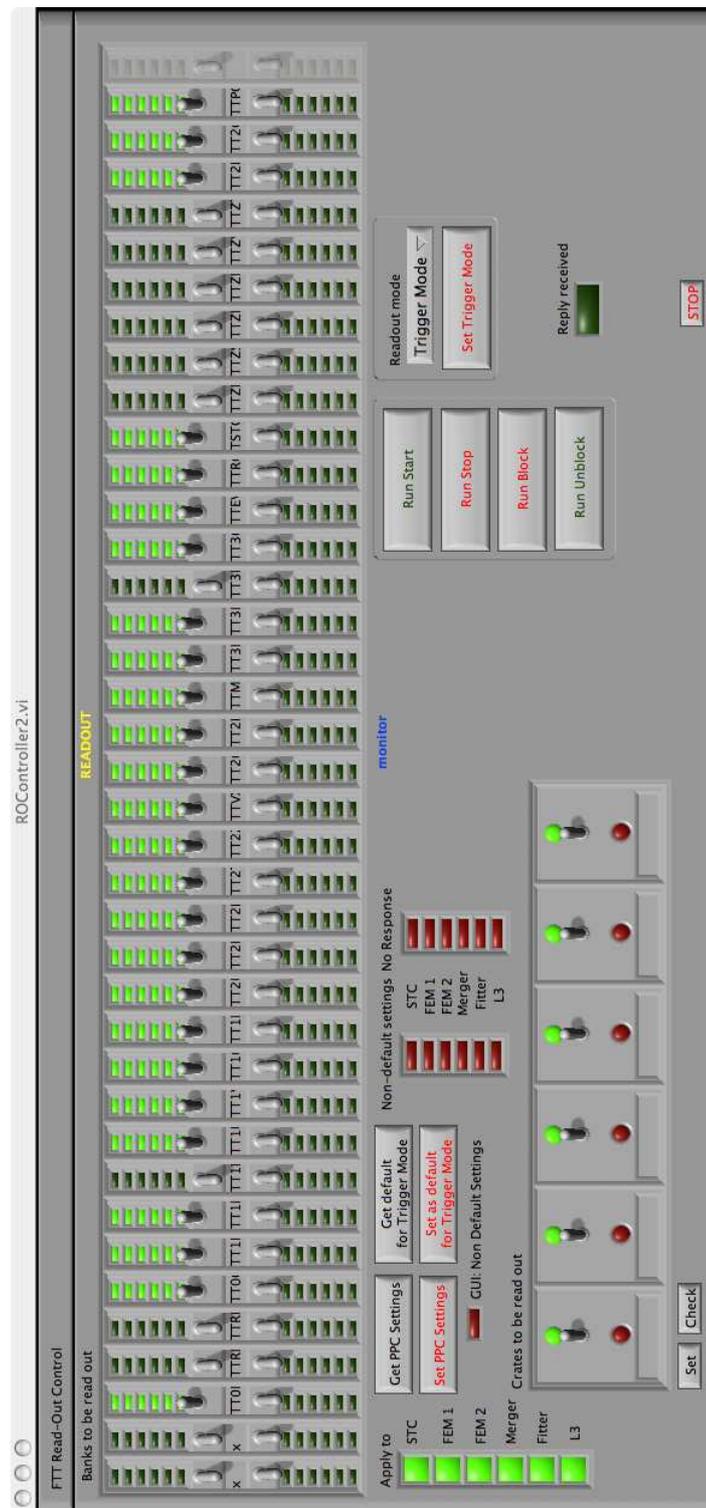


Abbildung C.6.: Fenster des fttGUI zur Steuerung der Auslese.

## Abkürzungsverzeichnis

**BOS** *Bank Object System*

Beim H1-Experiment verwendetes Datenformat. BOS ermöglicht die Verwendung dynamische Datenstrukturen. Die Daten sind dabei in so genannten Banken angeordnet.

**CAM** *Content Addressable Memory*

Schneller Speicher, der insbesondere bei zeitkritischen Anwendungen für Suchaufgaben verwendet wird.

**CDAQ** *Central Data Acquisition*

Zentrales System für die Detektorauslese.

**CPU** *Central Processing Unit*

Zentrale Rechen- und Steuereinheit eines Computers.

**CTL** *Central Trigger Logic*

Zentrale Steuerung und Taktgeber des H1-Datennahmesystems.

$d_{ca}$  *Distance of Closest Approach*

Minimaler Abstand zwischen einer Teilchenspur und dem Ereignisursprung.

**DC $r\phi$**  *Drift Chamber  $r\phi$*

Auf CJC-Informationen basierendes Triggersystem, das Spuren in der  $r$ - $\phi$ -Ebene identifiziert.

**DESY** *Deutsches Elektronen-Synchrotron*

Forschungsinstitut der Helmholtz-Gesellschaft in Hamburg. Keimzelle war der dort angesiedelte Elektronensynchrotronring.

**DSP** *Digital Signal Processor*

Spezieller Prozessortyp, der für die schnelle, digitale Bearbeitung von Signalen optimiert ist.

**ECL** *Emitter Coupled Logic*

Emittergekoppelte Logik. Differentielles ECL wird bei H1 meist zur Signalübertragung verwendet.

**FADC** *Flash Analog Digital Converter*

Schneller elektronischer Baustein, der Amplituden analoger Signale mißt und in digitaler Form ausgibt. Die Zahl der Bits auf der Ausgangsseite ist dabei ein Maß für das Auflösungsvermögen des FADC.

**FEM** *Front End Modul*

Bezeichnung für eine Elektronikarte, die bei der ersten Stufe des FTT zum Einsatz kommt. Mit einem FEM werden Spurkammersignale digitalisiert und Spursegmente in den CJCs gesucht.

**FER** *Front End Ready*

Signal, mit die Ausleseelektronik das Ende der Auslese signalisiert.

**FIFO** *First In First Out*

Elektronischer Speicherbaustein, aus dem Daten nur in der Reihenfolge des Beschreibens wieder ausgelesen werden können.

**FPGA** *Field Programmable Gate Array*

Elektronikbaustein mit programmierbaren Logikzellen, der in speziellen Programmiersprachen geschriebene Algorithmen mit hoher Geschwindigkeit ausführen kann.

**FTP** *File Transfer Protocol*

Protokoll zur Übertragung von Dateien über ein Netzwerk.

**FTT** *Fast Track Trigger*

Schneller Spurtrigger des H1-Experiments.

**fttGUI** *Fast Track Trigger Graphical User Interface*

Graphische Benutzeroberfläche zur Steuerung und Überwachung des FTT.

**GUI** *Graphical User Interface*

Graphische Benutzeroberfläche.

**GBIC** *Gigabit Interface Converter*

Modul zur Erweiterung eines Ethernet-Switches um einen optischen 1Gbit Anschluß.

**HERA** *Hadron-Elektron-Ring Anlage*

Elektron-Proton-Speicherring am DESY.

**IO-Register** *Input/Output-Register*

VME-Karte, mit der über den VME-Bus Signale empfangen und versendet werden können.

**ISR** *Interrupt Service Routine*

Routine, die nach Erhalt eines Interrupt-Signals so bald wie möglich vom Prozessor ausgeführt wird.

**L2KEEP**

Durch die CTL generierte Entscheidung, ein Ereignis über die zweite Triggerstufe hinaus zu bearbeiten.

**L2NN** *Level 2 Neuronal Network*

System der zweiten Triggerstufe, das mit neuronalen Netzen arbeitet.

**L2TT** *Level 2 Topological Trigger*

L2-Triggersystem, das Ereignisse unter topologischen Aspekten analysiert.

**L3KEEP**

Durch die CTL generierte Entscheidung, ein Ereignis über die dritte Triggerstufe hinaus zu bearbeiten.

**L3REJECT**

Durch die CTL generierte Entscheidung, ein Ereignis auf der dritten Triggerstufe zu verwerfen.

**MEB** *Multi Event Buffer*

Speicherbereich in der TAXI-Karte für die Daten eines Ereignisses.

**MPB** *Multi Purpose Board*

Elektronikkarte, die in verschiedenen Bestückungs- und Programmiervarianten in der zweiten Stufe des FTT zum Einsatz kommt. Sie bietet Steckplätze für maximal vier IO-Aufsteckkarten.

**MVME** *Motorola VME*

Prozessorkartenserie von Motorola, die eine Schnittstelle zu einer VME-Rückwandplatine haben.

**PCI** *Peripheral Component Interconnect*

Für Arbeitsplatzrechner entwickeltes Bus-System zur Anbindung von Peripheriegeräten an den Prozessor.

**NIM-Signal** *Nuclear Instrument Module Signal*

Standard für die Signalübertragung.

**Power-PC** *Performance Optimized With Enhanced RISC microprocessor architecture for Personal Computers*

Prozessorarchitektur von IBM/Motorola/Apple.

**PPC** *Power-PC*

Prozessorarchitektur von IBM/Motorola/Apple.

**RAM** *Random Access Memory*

Speicher, dessen Inhalt byteweise adressiert, beschrieben und ausgelesen werden kann.

**RISC** *Reduced Instruction Set Computer*

Bezeichnung für Prozessoren, die alle Befehle durch einen reduzierten Satz kurzer Instruktionen realisieren können.

**ROM** *Read Only Memory*

Generell Speicher, der nur ausgelesen, nicht aber beschrieben werden kann. Spezielle ROM-Bauarten sehen allerdings ein komplettes oder blockweises Beschreiben vor.

**RO-Master** *Readout-Master*

Rechenkarte zur Steuerung der Auslese des FTT.

**RO-Slave** *Readout-Slave*

Rechenkarte zur Auslese eines VME-Crates, die vom RO-Master gesteuert wird.

**STC** *Subsystem Trigger Controller*

Schnittstelle zwischen den verschiedenen H1-Subsystemen und der CTL.

**TAXI-Karte** *VME-TAXI-Karte*

VME-Karte der H1-Datenakquisition, die die Daten über TCP/IP an einen zentralen Computer weiterleitet.

**TCP/IP** *Transmission Control Protocol/Internet Protocol*

Das Protokoll dient unter anderem zur Datenübertragung innerhalb vernetzter PC-Systeme.

**TE** *Trigger Element*

Bitweise Informationen, in denen von den Triggersystemen bestimmte Ereignischarakteristika kodiert an die CTL gesendet werden.

**VIC** *Vertical Interconnection*

Elektronik-Karte der Firma CES, die zur Verbindung mehrerer VME-Systeme über einen VMV-Bus verwendet wird.

**VME** *VERSA module Eurocard*

Standartisiertes Bussystem für Rückwandplatinen.

**VMV**

Verticales Bus-System zur Verbindung mehrerer VME-Crates.

## Literaturverzeichnis

- [Abr00] P. ABREU et al. (DELPHI Kollaboration), *Determination of  $P(c \rightarrow D^{*+})$  and  $BR(c \rightarrow l^+)$  at LEP1*, Eur. Phys. J. **C12** (2000), 209.
- [Abt97a] I. ABT et al. (H1 Kollaboration), *The H1 detector at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A386** (1997), 310.
- [Abt97b] I. ABT et al. (H1 Kollaboration), *The Tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A386** (1997), 348.
- [Adl97] C. ADLOFF et al. (H1 Kollaboration), *Measurement of charged particle transverse momentum spectra in deep inelastic scattering*, Nucl. Phys. **B485** (1997), 3, hep-ex/9610006.
- [Adl02] C. ADLOFF et al. (H1 Kollaboration), *Measurement of  $D^{*+-}$  meson production and  $F_2(c)$  in deep inelastic scattering at HERA*, Phys. Lett. **B528** (2002), 199, hep-ex/0108039.
- [Adl03] C. ADLOFF et al. (H1 Kollaboration), *Measurement and QCD analysis of neutral and charged current cross sections at HERA*, Eur. Phys. J. **C30** (2003), 1, hep-ex/0304003.
- [Akt07a] A. AKTAS (H1 Kollaboration), *Production of  $D^{*+-}$  mesons with dijets in deep-inelastic scattering at HERA* (2007), hep-ex/0701023.
- [Akt07b] A. AKTAS et al. (H1 Kollaboration), *Tests of QCD factorisation in the diffractive production of dijets in deep-inelastic scattering and photoproduction at HERA* (2007), hep-ex/0703022.
- [Alt77] G. ALTARELLI und G. PARISI, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. **B126** (1977), 298.
- [And83] B. ANDERSSON, G. GUSTAFSON, G. INGELMAN und T. SJOSTRAND, *Parton Fragmentation and String Dynamics*, Phys. Rept. **97** (1983), 31.
- [And93] B. ANDRIEU et al. (H1 Calorimeter Group Kollaboration), *The H1 liquid argon calorimeter system*, Nucl. Instrum. Meth. **A336** (1993), 460.
- [And02] V. ANDREEV et al., *The New H1 Luminosity System For HERA II*, Proceedings to 8-th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics (2002).
- [App97] R. D. APPUHN et al. (H1 SPACAL Group Kollaboration), *The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. **A386** (1997), 397.

- [Art74] X. ARTRU und G. MENNESSIER, *String model and multiproduction*, Nucl. Phys. **B70** (1974), 93.
- [Bai99a] S. BAIRD et al., *Addendum to the proposal: A Fast Track Trigger with High Resolution for H1*, H1-09/99-576 (H1 interner Bericht) (1999).
- [Bai99b] S. BAIRD et al., *A Fast Track Trigger with High Resolution for H1*, DESY-PRC-99/06 und H1-06/99-573 (H1 interner Bericht) (1999).
- [Bal78] I. I. BALITSKY und L. N. LIPATOV, *The Pommeranchuk Singularity In Quantum Chromodynamics*, Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978), 822.
- [Bas95] U. BASSLER und G. BERNARDI, *On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA: The Sigma method*, Nucl. Instrum. Meth. **A361** (1995), 197, hep-ex/9412004.
- [Beh05] O. BEHNKE, *Production of Charm and Beauty Quarks at HERA*, Habilitation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2005).
- [Beh06] O. BEHRENDT, *Measurement of the Proton Structure Function  $F_2$  at Low  $Q^2$  at HERA*, Doktorarbeit, Universität Dortmund (2006).
- [Ben07] D. BENEKENSTEIN, *Effizienzstudie und Optimierung der dritten Stufe des schnellen Spurtriggers bei H1*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2007).
- [Ber07] N. BERGER, *Measurement of diffractive  $\phi$  meson photoproduction with the Fast Track Trigger at H1*, Doktorarbeit, ETH Zürich (2007).
- [Bet34] H. BETHE und W. HEITLER, *On the Stopping of fast particles and on the creation of positive electrons*, Proc. Roy. Soc. Lond. **A146** (1934), 83.
- [Biz97] J. BIZOT et al., *Strategy Studies for the H1 Topological L2 Trigger (L2TT)*, H1-01/97-508 (H1 interner Bericht) (1997).
- [Bjo69a] J. D. BJORKEN, *Asymptotic Sum Rules at infinite Momentum*, Phys. Rev. **179** (1969), 1547.
- [Bjo69b] J. D. BJORKEN und E. A. PASCHOS, *Inelastic Electron-Proton and  $\gamma$ -Proton Scattering and the Structure of the nucleon*, Phys. Rev. **185** (1969), 1975.
- [Blo01] V. BLOBEL, *The BOS System*, Universität Hamburg, 4. Auflage (2001).
- [Blo03] V. BLOBEL, *Central track finding and reconstruction in the H1 detector* (<http://www.desy.de/blobel/phystat.html>), Vortrag vor H1 (2003).
- [Blo04] V. BLOBEL, *Central Track Reconstruction*, Vortrag beim Tracking-Group-Meeting (<https://www-h1.desy.de/idet/itracker/TrackingGroup/AgnMin/Meet041103/blobel041103.pdf>) (2004).
- [Bow81] M. G. BOWLER,  *$e^+ e^-$  Production of Heavy Quarks in the String Modell*, Zeit. Phys. **C11** (1981), 169.

- [Bri06] M. BRINKMANN, *Tracking Efficiency Studies with  $K^0$ 's*, <https://www-h1.desy.de/idet/itracker/TrackingGroup/AgnMin/Meet061129/brinkmann.pdf> (2006).
- [Bri07a] M. BRINKMANN, *Analyse von Charm Produktion in tiefunelastischer Elektron-Proton Streuung bei HERA*, Vortrag auf der DPG-Frühjahrstagung T 312.8 (2007).
- [Bri07b] M. BRINKMANN, *persönliche Mitteilung* (2007).
- [Bro80] S. J. BRODSKY, P. HOYER, C. PETERSON und N. SAKAI, *The Intrinsic Charm of the Proton*, Phys. Lett. **B93** (1980), 451.
- [C.A04] C.A.E.N. S.P.A., *MOD. V977 , Technical Information Manual*, 1 Auflage (2004).
- [Cal69] J. CALLAN, CURTIS G. und D. J. GROSS, *High-energy electroproduction and the constitution of the electric current*, Phys. Rev. Lett. **22** (1969), 156.
- [Cat90a] S. CATANI, F. FIORANI und G. MARCHESINI, *QCD Coherence in Initial State Radiation*, Phys. Lett. **B234** (1990), 339.
- [Cat90b] S. CATANI, F. FIORANI und G. MARCHESINI, *Small  $x$  Behavior of Initial State Radiation in Perturbative QCD*, Nucl. Phys. **B336** (1990), 18.
- [CES92] CES CREATIVE ELECTRONIC SYSTEMS S.A., *VIC 8250 VMV to VME One Slot Interface - User's Manual*, 3.0 Auflage (1992).
- [Che04] S. CHEKANOV et al. (ZEUS Kollaboration), *High- $Q^2$  neutral current cross sections in  $e+p$  deep inelastic scattering at  $s^{1/2} = 318$ -GeV*, Phys. Rev. **D70** (2004), 052001, hep-ex/0401003.
- [Cia88] M. CIAFALONI, *Coherence Effects in initial Jets at small  $Q^2/s$* , Nucl. Phys. **B296** (1988), 49.
- [Cis04] CISCO SYSTEMS, INC., *CISCO CATALYST 2950 series switches with enhances image software* (2004).
- [Col87] J. C. COLLINS und D. E. SOPER, *The Theorems of perturbative QCD*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37** (1987), 383.
- [Cuj98] M. CUJE et al., *H1 high luminosity upgrade 2000 CIP and Level 1 vertex trigger*, DESY-PRC 98/02 and H1 internal note H1-01/98-535 (1998).
- [Dau03] K. DAUM, *Recent news from the CJC Simulation*, [https://www-h1.desy.de/h1/iww/iwork/ijets/haqpost/daum\\_210103.pdf](https://www-h1.desy.de/h1/iww/iwork/ijets/haqpost/daum_210103.pdf) (2003).
- [Dau05] K. DAUM, *Study of nuclear interactions of  $\pi$ 's from elastic  $\rho$ 's*, [https://www-h1.desy.de/idet/itracker/TrackingGroup/AgnMin/Meet051116/daum051116\\_nia.pdf](https://www-h1.desy.de/idet/itracker/TrackingGroup/AgnMin/Meet051116/daum051116_nia.pdf) (2005).
- [Dau06] K. DAUM, *persönliche Mitteilung* (2006).

- [Dev04] R. DEVENISH und A. COOPER-SARKAR, *Deep Inelastic Scattering*, Oxford University Press (2004).
- [dG79] J. G. H. DE GROOT et al., *Inclusive Interactions of High-Energy Neutrinos and Anti-Neutrinos in Iron*, Zeit. Phys. **C1** (1979), 143.
- [Dok77] Y. L. DOKSHITZER, *Calculation of the Structure Functions for the Deep Inelastic Scattering and  $e^+ e^-$  Annihilation by the perturbation theory in Quantum Chromodynamics.*, Sov. Phys. JETP **46** (1977), 641.
- [Egl97] S. EGLI et al., *Calculating Event Weights in Case of Downscaling on Trigger Levels 1-4*, H1-04/97-517 (H1 interner Bericht) (1997).
- [Els92] E. ELSSEN, *Aspects Of The H1 Trigger And Data Acquisition System*, 2nd Annual Conference on Electronics for Future Colliders (1992).
- [Erd96] W. ERDMANN, *Untersuchung der Photoproduktion von  $D^*$ -Mesonen am ep-Speicherung HERA*, Doktorarbeit, ETH Zuerich IPP (1996).
- [Fes85] H. FESEFELDT, *GHEISHA, The simulation of hadronic showers*, Pitha 85-02, RWTH-Aachen (1985).
- [Fey69] R. FEYNMANN, *Very High-Energy Collisions of Hadrons*, Phys Rev. Lett **23** (1969), 1415.
- [Fie78] R. D. FIELD und R. P. FEYNMAN, *A parametrization of the properties of quark jets*, Nucl. Phys. **B136** (1978), 1.
- [Fox74] D. J. FOX et al., *Test Of Scale Invariance In High-Energy Muon Scattering*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974), 1504.
- [Fre97] FREESCALE SEMICONDUCTOR, INC., *MPC750 RISC Microprocessor, Technical Summary* (1997).
- [Fri72] J. I. FRIEDMAN und H. W. KENDALL, *Deep inelastic electron scattering*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **22** (1972), 203.
- [Gai82] J. E. GAISER, *Charmonium Spectroscopy from radiative Decays of the  $J/\Psi$  and  $\Psi'^*$* , Doktorarbeit, Stanford University (1982).
- [Glu95] M. GLUCK, E. REYA und M. STRATMANN, *The Parton content of virtual photons*, Phys. Rev. **D51** (1995), 3220.
- [Glu98] M. GLUCK, E. REYA und A. VOGT, *Dynamical parton distributions revisited*, Eur. Phys. J. **C5** (1998), 461, hep-ph/9806404.
- [Gra78] P. GRANET et al. (French-Soviet Kollaboration), *Inclusive Production Cross-Sections of Resonances in 32-GeV/c  $K^+ p$  Interactions*, Nucl. Phys. **B140** (1978), 389.
- [Gri72] V. N. GRIBOV und L. N. LIPATOV, *Deep inelastic  $e p$  scattering in perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972), 438.

- [Han03] M. HANSSON und H. JUNG, *Status of CCFM: Un-integrated gluon densities* (2003), hep-ph/0309009.
- [Har95] B. W. HARRIS und J. SMITH, *Heavy quark correlations in deep inelastic electroproduction*, Nucl. Phys. **B452** (1995), 109, hep-ph/9503484.
- [Har98] B. W. HARRIS und J. SMITH, *Charm quark and  $D^{*+-}$  cross sections in deeply inelastic scattering at HERA*, Phys. Rev. **D57** (1998), 2806, hep-ph/9706334.
- [HC96] H1-COLLABORATION, *Contributed paper to the 28th International Conference on High Energy Physics*, paper pa17-026 (1996).
- [Jam] F. JAMES, *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis*, Computing and Networks Division, CERN Geneva, Switzerland.
- [Jan94] J. JANOTH et al., *Response of mesh type photomultiplier tubes in strong magnetic fields*, Nucl. Instrum. Meth. **A350** (1994), 221.
- [Jun98] H. JUNG, *CCFM prediction on forward jets and F2: Parton level predictions and a new hadron level Monte Carlo generator CASCADE* (1998), hep-ph/9908497.
- [Jun04] A. JUNG, *Inbetriebnahme der dritten Stufe des schnellen Spurtriggers für das H1 Experiment*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (2004).
- [Jun06] H. JUNG, *The RAPGAP Monte Carlo for Deep Inelastic Scattering*, DESY, Notkestr.85, 22603 Hamburg (2006).
- [Jun07] H. JUNG, *persönliche Mitteilung* (2007).
- [Kap06] M. KAPISHIN, *persönliche Mitteilung* (2006).
- [Kur77] E. A. KURAEV, L. N. LIPATOV und V. S. FADIN, *The Pommeranchuk Singularity In Nonabelian Gauge Theories*, Sov. Phys. JETP **45** (1977), 199.
- [Köh97] J. K. KÖHNE et al., *Realization of a second level neural network trigger for the H1 experiment at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A389** (1997), 128.
- [Lai00] H. L. LAI et al. (CTEQ Kollaboration), *Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions*, Eur. Phys. J. **C12** (2000), 375, hep-ph/9903282.
- [Lan06] J. S. LANGE (Belle Kollaboration), *Charmed hadrons from fragmentation and B decays*, Int. J. Mod. Phys. **A21** (2006), 5488, hep-ex/0608063.
- [Lev06a] S. LEVONIAN, *New offline lumi estimate for 2005 data*, report to ELAN WG meeting (2006).
- [Lev06b] S. LEVONIAN, *Status of the offline lumi corrections for e-p HERA2 data*, [https://www-h1.desy.de/idet/ilumi/online/levonian/lumi\\_06\\_ele.ps.gz](https://www-h1.desy.de/idet/ilumi/online/levonian/lumi_06_ele.ps.gz) (2006).

- [Lip75] L. N. LIPATOV, *The parton model and perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975), 94.
- [Lip07] K. LIPKA, *persönliche Mitteilung* (2007).
- [Loh06] K. LOHWASSER, *Optimisation of the selection capability of the H1 Fast Track Trigger*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (2006).
- [Mar88] G. MARCHESINI und B. R. WEBBER, *Monte Carlo Simulation of General Hard Processes with Coherent QCD Radiation*, Nucl. Phys. **B310** (1988), 461.
- [Mar95] G. MARCHESINI, *QCD coherence in the structure function and associated distributions at small  $x$* , Nucl. Phys. **B445** (1995), 49, hep-ph/9412327.
- [Mer01] D. MERCER und S. KOLYA, *Homepage of the H1 FTT Service Module*, <http://www.hep.grid.ac.uk/u/scott/projects/h1/ftt/service/servicehome.html> (2001).
- [Mey05] A. MEYER, *Notes from informal meeting*, <https://www-h1.desy.de/idet/itracker/TrackingGroup/treff/action050331.txt> (2005).
- [Mot] MOTOROLA INC COMPUTER GROUP, *MVME2400 Series, VMEbus Processor Modules*, Datenblatt.
- [Nau03] J. NAUMANN, *Entwicklung und Test der dritten Triggerstufe*, Doktorarbeit, Universität Dortmund (2003).
- [Nic96] T. NICHOLLS et al. (H1 SPACAL Group Kollaboration), *Performance of an electromagnetic lead / scintillating fiber calorimeter for the H1 detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A374** (1996), 149.
- [Per75] D. H. PERKINS, *International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Stanford (1975), 571–603.
- [Pet83] C. PETERSON, D. SCHLATTER, I. SCHMITT und P. M. ZERWAS, *Scaling Violations in Inclusive  $e^+ e^-$  Annihilation Spectra*, Phys. Rev. **D27** (1983), 105.
- [Pit00] D. PITZL et al., *The H1 silicon vertex detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A454** (2000), 334, hep-ex/0002044.
- [Pum02] J. PUMPLIN et al., *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*, JHEP **07** (2002), 012, hep-ph/0201195.
- [Rey98] D. REYNA, *Modifications to SpaCal for H1 High Luminosity Operation and the Effect on Acceptance*, h1-11/98-555 (H1 interner Bericht) (1998).
- [Rie95] J. RIEDLBERGER, *The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers*, H1-01/95-419 (H1 interner Bericht) (1995).
- [San98] D. P. C. SANKEY, *Proposed QT Algorithm for Fast Track Trigger*, Projektdokument, 1998 (H1 intern) (1998).

- [Sau06a] M. SAUTER, *Proposal for a new muon trigger using FTT L3*, [https://www-h1.desy.de/iwork/idq/workpages/sautem/triggermeeting-\\_FTT\\_Michel\\_Sauter.pdf](https://www-h1.desy.de/iwork/idq/workpages/sautem/triggermeeting-_FTT_Michel_Sauter.pdf) (2006).
- [Sau06b] E. SAUVAN und L. SCHOEFFEL, *New DVCS Analysis (T0 DVCS Document B Part 1)*, [https://www-h1.desy.de/icgi-h1wiki/moin.cgi/DiffractiveWorkingGroup/DVCS.HERA-2?action=AttachFile&do=get&target=T0DVCSDocumentB\\_part1.pdf](https://www-h1.desy.de/icgi-h1wiki/moin.cgi/DiffractiveWorkingGroup/DVCS.HERA-2?action=AttachFile&do=get&target=T0DVCSDocumentB_part1.pdf) (2006).
- [SC99] H. C. SCHULTZ-COULON, E. ELSSEN, T. NICHOLLS, J. COUGHLAN und H. RICK, *A general scheme for optimization of trigger rates in an experiment with limited bandwidth*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **46** (1999), 915.
- [Sch04] S. SCHMIDT, *Messung charminduzierter Zweijetereignisse in tief inelastischer ep-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA*, Doktorarbeit, Technische Universität München (2004).
- [Sef95] F. SEFKOW, E. ELSSEN, H. KREHBIEL, U. STRAUMANN und J. COUGHLAN, *Experience with the first level trigger of H1*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **42** (1995), 900.
- [Tun02] TUNDRA SEMICONDUCTOR CORPORATION, *VME-to-PCI Bus Bridge Manual, User Manual* (2002).
- [Urb04] M. URBAN, *The new CIP2k z-vertex trigger for the H1 experiment at HERA*, Doktorarbeit, Universität Zürich (2004).
- [Var06] A. VARGAS, *Determination of the Energy Scale Uncertainty for the Measurement of  $F_2$  at Low Values of  $Q^2$  Using the H1 Detector*, Doktorarbeit, Universität Dortmund (2006).
- [Ver] W. VERKERKE und D. KIRKBY, <http://roofit.sourceforge.net>, Internet Seite.
- [Ver05] *The RooFit toolkit for data modeling*, PhysStat 05 (2005).
- [Vog00] R. VOGT, *Physics of the nucleon sea quark distributions*, Prog. Part. Nucl. Phys. **45** (2000), S105, hep-ph/0011298.
- [Wal01] R. WALLNY, *A Measurement of the Gluon Distribution in the Proton and of the Strong Coupling Constant  $\alpha_s$  from Inclusive Deep-Inelastic Scattering*, Doktorarbeit, Universität Zürich (2001).
- [Web84] B. R. WEBBER, *A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference*, Nucl. Phys. **B238** (1984), 492.
- [Weg03] D. WEGENER und H. C. SCHULTZ-COULON, *Teilchendetektoren, Vorlesungs-Skript* (2003).
- [Win02] WIND RIVER SYSTEM, INC, *Tornado User's Guide (Windows Version) 5.5, Tornado Programmers Guide 5.5 und Tornado Network Programmers Guide 2.2* (2002).

- 
- [Wis03] C. WISSING, *Entwicklung eines Simulationsprogramms und Implementierung schneller Spurfitalgorithmen für den neuen H1-Driftkammertrigger*, Doktorarbeit, Universität Dortmund (2003).
- [Yao06] W. M. YAO et al. (Particle Data Group Kollaboration), *Review of particle physics*, J. Phys. **G33** (2006), 1.

## Danksagung

**Danke** an alle, die mir bei der Erstellung meiner Doktorarbeit geholfen oder irgendwie anderweitig daran beteiligt waren! Die Jahre hier in Hamburg waren eine tolle Zeit. Jetzt ist die Arbeit nahezu geschafft und ich habe immer noch nicht mit dem meist und meist zuerst gelesenen Kapitel, der Danksagung, begonnen. Nun aber mal los, damit das ganze nicht noch daran scheitert.

Zuerst danke ich meinen Doktorvater, Herrn Prof. Dr. D. Wegener, dafür, daß er die vorliegende Arbeit betreut und somit überhaupt erst ermöglicht hat. Er hat mir die Möglichkeit geboten hier in Hamburg am DESY zu arbeiten, was die Arbeit durch die vielen Diskussionen mit den "Experten" vor Ort bereichert hat.

Als zweitem, aber bestimmt nicht weniger, danke ich Herrn Prof. Dr. H.-C. Schultz-Coulon, der mich zu Beginn der Arbeit bei der Inbetriebnahme des FTT hier in Hamburg betreut hat. Ich freue mich darüber, daß er sich bereit erklärt hat, das Zweitgutachten dieser Arbeit zu erstellen

Bei Katja bedanke ich mich für die Betreuung der Analyse, die ohne ihre Unterstützung sicherlich noch viel mehr (unbeantwortete) Fragen aufgeworfen hätte. Mit den häufigen Diskussionen, warum mal wieder ein Plot "anders" aussieht, hat sie sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Sehr hilfreich waren auch ihre kritischen Kommentare zu den ersten Versionen dieser Arbeit (Ich wußte noch gar nicht wo man überall Bindestriche setzen kann). An dieser Stelle möchte ich mich auch bei Katerina und André bedanken, die ebenfalls Teile dieser Arbeit Korrektur gelesen haben.

Christoph und Jürgen haben mich in die Geheimnisse des FTT eingeführt und standen mir auch nach Beendigung ihrer Arbeit daran immer noch mit Rat und Tat zur Seite. Vielen Dank dafür.

Mit Olaf und Andrea habe ich mir fast die ganze Dauer der Promotion ein Büro geteilt. Währenddessen haben wir es mindestens zwei- oder dreimal von allen Altlasten befreit, woraufhin uns ein neues Büro zugeteilt wurde. Herzlichen Dank für die nette Zeit in 1d/32 und für die Gespräche und Diskussionen über was auch immer, kurz bevor ich nach Hause gehen wollte.

Den "ewigen" Dortmunder-Diplomanden (von den Schweizern DoDis genannt) Dirk, Andreas, Jesko, Stephan, Jörg, Klaus und später Kristin und Moritz danke ich für die Abende beim Grillen oder vor ihrem Kamin in ihrer Haus-WG. Auch bei den schon erwähnte Schweizern möchte ich an dieser Stelle bedanken. Mit Nik, Ronnie, Guillaume, Tobias und Michel habe ich viele schöne Stunden am Hamburger-Strand verbracht. Ebenfalls oft dabei waren meine alten HERA-B Kollegen, Mitch, Christopher und Martin (das Winter-Grillen an der Elbe werde ich wohl nie vergessen!).

Den beiden Mitstreitern beim Zusammenschreiben, Michael und Daniel, habe ich es zu verdanken, daß ich die Wochenenden nicht immer ganz allein im Büro verbracht habe.

Auch bei Herrn Prof. Dr. Spaan möchte ich mich bedanken. Er hat uns "Hamburger" in Dortmund nicht nur immer sehr herzlich empfangen, sondern hat uns auch noch quasi ein Einzelbüro zur Verfügung gestellt. Mehr kann man wohl nicht erwarten.

Das Graduiertenkolleg “Physik der Elementarteilchen an Beschleunigern und im Universum” hat mir durch finanzielle Unterstützung Besuche von Konferenzen und Schulen ermöglicht. Auch die Workshops in Dortmund und Bochum waren mitunter äußerst lehrreich und eine willkommene Abwechslung zum Alltagstrott in Hamburg.

Am Schluß bedanke ich mich für die Unterstützung meiner Eltern und meiner Geschwister Anna und Philipp, auf die ich mich jederzeit verlassen kann. Insbesondere unsere gemeinsamen Sonntage mit dem früh-abendlichen Essen sind inzwischen wohl fast schon zu einer Tradition geworden, an der wir unbedingt festhalten sollten.

Liebe Sylvia, vielen Dank dafür, daß Du jederzeit für mich da warst. Du hast es geschafft, daß der räumliche Abstand nie zwischen uns stand.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministerium für Bildung und Forschung unter Projektnummer 05 H16PEA gefördert.