Rekonstruktion von Υ–Mesonen mit Vertexdetektorinformation bei H1

Diplomarbeit

vorgelegt von

Markus Hamann

aus Hamburg

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
Oktober 1999

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1 Das Experiment **3**

1.1 Der HERA-Speicherring . . . 3
1.2 Der H1-Detektor . . . 3
1.2.1 Spurkammern . . . 6
1.2.2 Kalorimeter . . . 6
1.2.3 Das Myonsystem . . . 7
1.2.4 Weitere Komponenten . . . 8
1.2.5 Triggersystem . . . 8
1.2.6 Software: Ereignissimulation und -rekonstruktion . . . 9
1.3 Der Silizium-Vertexdetektor CST . . . 9
1.3.1 Silizium als Detektormaterial . . . 9
1.3.2 Aufbau und Funktionsweise des CST . . . 10
1.3.3 Spurrekonstruktion mit dem CST . . . 12

2 Theoretische Betrachtungen **15**

2.1 Positron–Proton–Streuung . . . 15
2.2 Erzeugung von Vektormesonen bei HERA . . . 17
2.3 Zerfall der Mesonen . . . 21
2.4 Der nichtresonante Untergrund . . . 21
2.5 Monte–Carlo–Simulation . . . 22
2.5.1 Monte–Carlo–Komposition des Υ–Signals . . . 23
2.5.2 Beschreibung des nichtresonanten Untergrundes . . . 24

3 Datenselektion **26**

3.1 Datenselektion zur Untersuchung des myonischen Zerfallskanals 26

3.1.1 Spurselektion 26

3.1.2 Myonerkennung 27

3.1.3 Schnitte gegen kosmische Myonen 28

3.1.4 Spuren mit Vertexdetektorinformation 30

3.1.5 Kinematische Schnitte und Triggerauswahl 32

3.2 Vergleich von MC–Ereignissen mit ep–Daten 32

3.3 Selektion für den elektronischen Zerfallskanal 36

3.4 Zusammenfassung der Selektionsschnitte 37

4 Auflösungsstudien **45**

4.1 Massenauflösung und Auflösung der Spurparameter 46

4.2 Primärvertexanpassung 46

4.3 MC und ep–Daten: Auflösung des CST im J/ψ–Massenbereich 46

4.3.1 Spurparameter 49

4.3.2 Massenauflösung 49

4.4 MC: Auflösung des CST im Υ–Massenbereich 50

4.4.1 Spurparameter 50

4.4.2 Massenauflösung 54

4.5 Zusammenfassung 56

5 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts **59**

5.1 Bestimmung der Selektionseffizienz 59

5.2 Anpassung des Massenspektrums 63

5.2.1 Anpassung des ep–Massenspektrums 63

5.2.2 Vergleich mit simulierten Spektren 63

5.3 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts in Photoproduktion 66

5.4 Vergleich mit bisherigen Ergebnissen 69

6 Zusammenfassung und Ausblick **71**

A Ereignisklasse 24 **73**

B Spur– und Myonselektion von Lee West **76**

B.1 Spurselektion 76

B.2 Myonselektion 77

C Formel zur Bestimmung der invarianten Masse **78**

Abbildungsverzeichnis **79**

Tabellenverzeichnis **81**

Literaturverzeichnis **82**

Einleitung

Die Hochenergiephysik untersucht die kleinsten Bausteine der Materie sowie deren fundamentalen Wechselwirkungen. Zu diesem Zweck werden in Beschleunigern und Speicherringen Teilchen auf hohe Energien beschleunigt und zu Kollisionen gebracht.
Am HERA–Speicherring des Deutschen Elektronen Synchrotrons, kurz DESY, treffen Elektronen bzw. Positronen mit einer Energie von $27,6\,\mathrm{GeV}$ mit Protonen einer Energie von $820\,\mathrm{GeV}$ aufeinander.
Das H1–Experiment befindet sich an einem der Kollisionsorte. Hier wird unter anderem die Erzeugung schwerer Quarks, gemeint sind das *Charm*– und das *Bottom*–Quark (c– bzw. b–Quark), untersucht. Der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung des b–Quarks ist aufgrund seiner großen Masse wesentlich kleiner als der zur Erzeugeung des leichteren c–Quarks.
Das hier untersuchte Υ–Meson wird als gebundener Zustand eines $b\bar{b}$–Paares interpretiert. Neben dem Grundzustand, dem $\Upsilon(1s)$, kommen auch weitere Resonanzen vor:$\Upsilon(2s)$ und $\Upsilon(3s)$. Das $\Upsilon(1s)$–Meson zerfällt zu ca. $2,5\,\%$ in Elektronen bzw. in Myonen, die höheren Zustände zu einem noch geringeren Anteil. Trotzdem werden diese Zerfälle für den Nachweis der Υ–Mesonen herangezogen, da die Zerfallsleptonen eine gut identifizierbare Signatur im Detektor hinterlassen.
Der 1997 in Betrieb genommene Siliziumvertexdetektor CST[1] ist dafür konstruiert, die bisherige, vom Spurkammersystem des Detektors gelieferte, Spurinformation in der unmittelbaren Nähe des ep–Wechselwirkungspunktes (Vertex) zu präzisieren. Eine verbesserte Vertexinformation ist vor allem bei Reaktionen von Interesse, bei denen am Kollisionsort Teilchen entstehen, deren Zerfallslänge so groß ist, daß Entstehungsort („Primärvertex") und Ort des Zerfalls („Sekundärvertex") räumlich aufgelöst werden können. Die Lebensdauer des Υ–Mesons ist jedoch so klein, daß eine Trennung von Primär– und Sekundärvertex nicht möglich ist.
Ein Teil dieser Analyse beschäftigt sich daher mit der Frage, inwieweit sich durch Verwendung von CST–Information eine Verbesserung der Spurrekonstruktion auch bei Ereignistopologien erreichen läßt, bei denen das entstandene Teilchen nahezu direkt am Entstehungsort zerfällt.
Insgesamt gliedert sich die Arbeit wie folgt:
Nach der Beschreibung des H1–Experimentes mit besonderer Berücksichtigung des Vertexdetektors (erstes Kapitel) folgt im Theorieteil (zweites Kapitel) eine Einführung in die HERA–Kinematik und eine Erläuterung der für diese Arbeit wichtigsten Modelle der Produktion von Vektormesonen. Insbesondere wird auf den Ansatz der störungstheoretischen

[1] engl.: **C**entral **S**ilicon **T**racker

Quantenchromodynamik eingegangen. Außerdem wird die Simulation der physikalischen Prozesse erklärt.
Das dritte Kapitel hat die Datenselektion zum Gegenstand. Hier wird der Weg von der Gesamtheit der gemessenen Ereignisse bis zum endgültigen Datensatz beschrieben. Dieser Datensatz bildet im Falle des myonischen Zerfallskanals die Grundlage der weiteren Untersuchungen. Der Zerfall der Mesonen in Elektronen wird hiernach nicht weiter untersucht.
Anhand des Zerfalls in Myonen werden im vierten Kapitel Auflösungsvermögen (und somit Qualität der Spurrekonstruktion) von Spuren mit und ohne CST–Information gegenübergestellt. Zum Vergleich wird dieselbe Untersuchung anhand von leichteren J/ψ–Mesonen durchgeführt.
Kapitel fünf enthält nach einer Abschätzung des Anteils der weiteren Υ–Resonanzen die Bestimmung des elastischen Wirkungsquerschnitts für die Erzeugung des $\Upsilon(1s)$ in Photoproduktion. Das Ergebnis wird mit bisherigen Messungen und theoretischen Vorhersagen verglichen. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick (Kapitel sechs).

Kapitel 1

Das Experiment

Dieses Kapitel enthält eine kurze Beschreibung des Speicherrings HERA (für **H**adron–**E**lektron–**R**ing–**A**nlage) und des H1–Detektors. Dem Siliziumvertexdetektor CST (engl.: **C**entral **S**ilicon **T**racker) ist ein eigener Abschnitt gewidmet. Eine detaillierte Beschreibung des gesamten H1–Detektors ist in [H1Coll97] zu finden.

1.1 Der HERA-Speicherring

Im HERA–Speicherring (Abb. 1.1) werden Elektronen (im Jahr 1997 Positronen) und Protonen, nachdem sie ein System von Vorbeschleunigern passiert haben, beschleunigt und in Paketen[1] gespeichert. Dies geschieht in zwei separaten Strahlrohren mit einem Umfang von je ca. 6,3 km. An zwei Stellen des Speicherrings werden die Positronen– und Protonenpakete im Abstand von ungefähr 96 ns miteinander zur Kollision gebracht[2], das entspricht einer Frequenz von 10,4 MHz. Die Elektronen erreichen eine Energie von 27,6 GeV, die Protonenenergie liegt bei 820 GeV. Die Schwerpunktenergie des ep–Systems beträgt $\sqrt{s} \approx 300$ GeV und das maximal übertragene Viererimpulsquadrat ist $Q^2 \approx 10^5\,\mathrm{GeV}^2$. An den Kollisionsorten sind zur Untersuchung der Teilchenreaktionen die Universaldetektoren H1 (Experimentierhalle Nord) und ZEUS (Experimentierhalle Süd) aufgebaut. Zwei weitere Experimente — HERMES und HERA B — nutzen nur den Elektronen– bzw. nur den Protonenstrahl für sogenannte „fixed target"–Experimente, bei denen die Wechselwirkung der Strahlteilchen mit einem ruhenden Kollisionspartner untersucht wird.

1.2 Der H1-Detektor

Dieser Abschnitt beschreibt die für die Arbeit wichtigsten Komponenten des H1-Detektors mit Ausnahme des Vertexdetektors, auf den in Abschnitt 1.3 gesondert eingegangen wird.

[1] engl.: bunches
[2] engl.: bunchcrossing

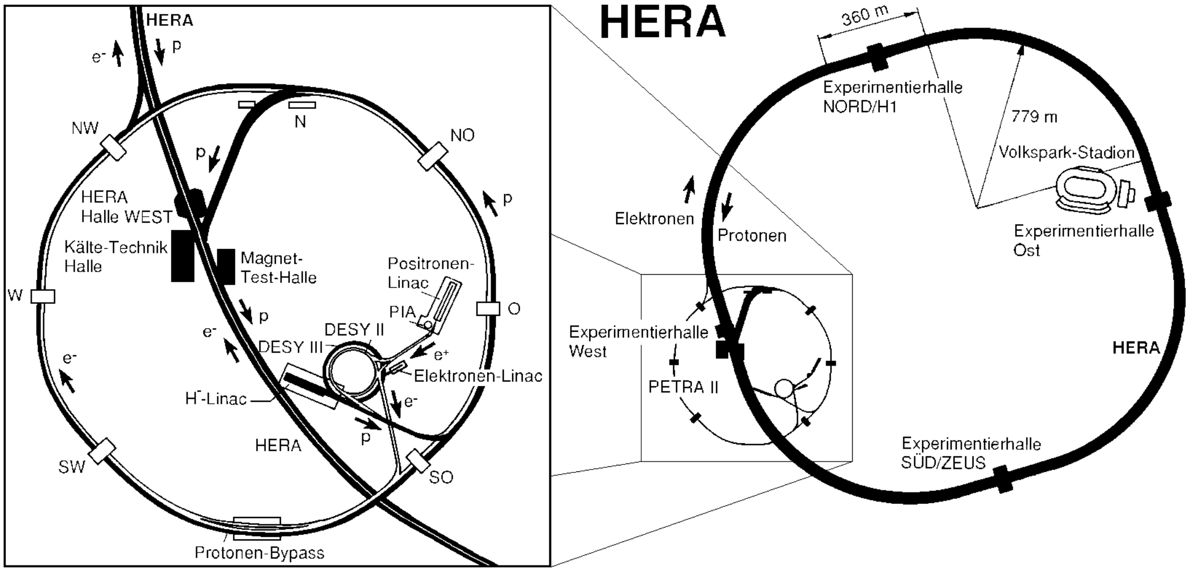

Abbildung 1.1: *Darstellung des Speicherrings HERA (rechts) und seiner Vorbeschleuniger (links).*

Außerdem wird die Weiterverarbeitung der vom Detektor aufgezeichneten Daten erläutert. Eine schematische Seitenansicht des H1–Detektors befindet sich in Abbildung 1.2. Von innen nach außen setzt sich der Detektor wie folgt zusammen: Dicht bei der Wechselwirkungszone befinden sich die Siliziumdetektoren CST und BST[3]. Letzterer deckt den Rückwärtsbereich ab und ist hier nur zur Vollständigkeit erwähnt. Es folgt das Spurkammersystem, das LAr–Kalorimeter[4], das SpaCal[5], und das Myonsystem. Zwischen LAr–Kalorimeter und instrumentiertem Eisen befindet sich eine supraleitende Spule, die in den Spurkammern ein nahezu homogenes axiales Magnetfeld erzeugt. In der Abbildung laufen die Positronen von links, die Protonen von rechts ein.
Für die Beschreibung von Teilchenreaktionen ist ein Koordinatensystem definiert (s. Abb. 1.3). Sein Ursprung befindet sich im nominellen ep–Wechselwirkungspunkt, die z–Achse zeigt in die Flugrichtung der Protonen, die y–Achse nach oben und die x–Achse horizontal zum HERA–Mittelpunkt. Es erweist sich als zweckmäßig, Polarkoordinaten (r, θ, ϕ) einzuführen, da die meisten Detektorkomponenten Radialsymmetrie aufweisen. Der Bereich kleiner Polarwinkel θ heißt auch *Vorwärtsbereich*, der Bereich großer θ *Rückwärtsbereich*. Aufgrund der unterschiedlichen Energien von Positron und Proton befindet sich der hadronische Endzustand oft im Vorwärtsbereich. Das Positron wird häufig nur wenig gestreut und ist erst für $Q^2 \gtrsim 1\,\mathrm{GeV}^2$ im Rückwärtsbereich nachweisbar. Der Detektor ist aufgrund dieser Topologie asymmetrisch aufgebaut.

[3]engl.: **B**ackward **S**ilicon **T**racker
[4]engl.: **L**iquid **Ar**gon
[5]engl.: **Spa**ghetti **Cal**orimeter

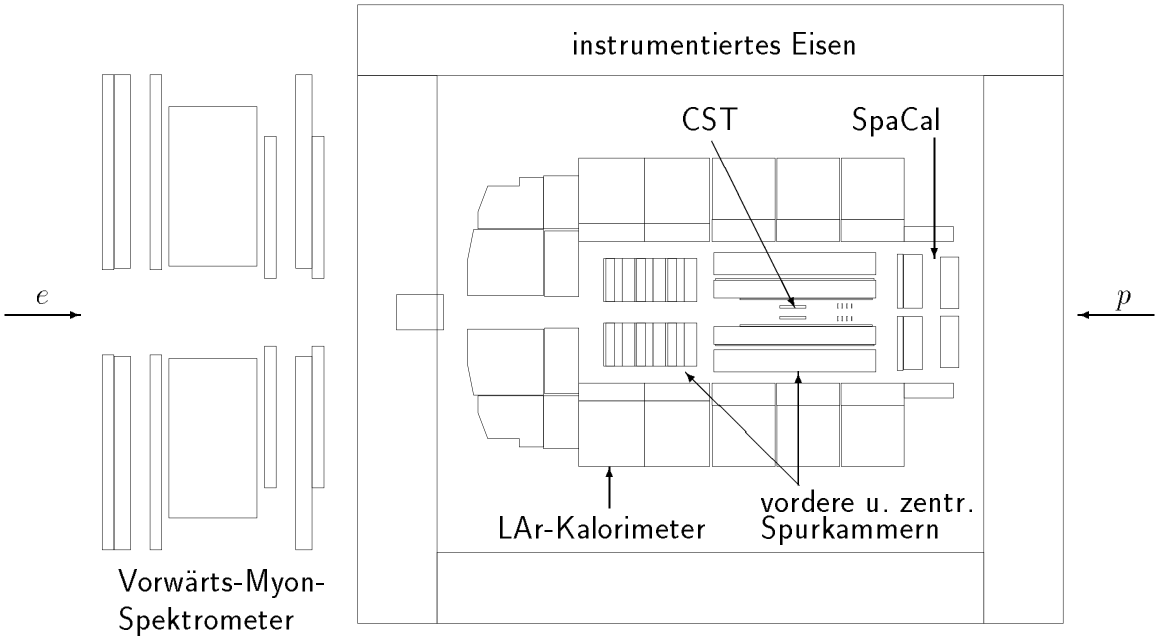

Abbildung 1.2: *Schematische Seitenansicht des H1-Detektors*

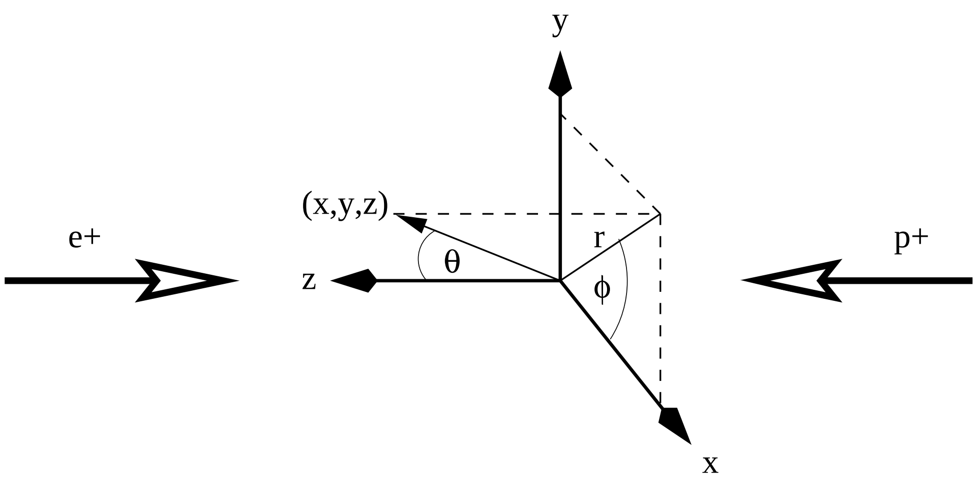

Abbildung 1.3: *Das H1-Koordinatensystem*

1.2.1 Spurkammern

Das Spurkammersystem (s. Abb. 1.4) dient der Bestimmung der Flugrichtung, der Ladung und des Impulses geladener Teilchen. Ladung und Impuls werden anhand der Ablenkung der Teilchen in dem ca. 1,2 T starken Magnetfeld bestimmt. Das Spurkammersystem setzt sich aus den zentralen Spurkammern CTD[6], den vorderen Spurkammern FTD[7] und der rückwärtigen Driftkammer BDC[8] zusammen.
Die zentralen Spurkammern decken einen Polarwinkelbereich von etwa $10° < \theta < 165°$ ab. Sie bestehen aus sechs Komponenten: Zwei Jet–Driftkammern CJC1 und CJC2[9] mit parallel zur Strahlachse verlaufenden Drähten (Auflösung in $r\phi \approx 150\,\mu$m, in $z \approx 3$ cm, [Kau98]). Für eine genauere Bestimmung der z–Koordinate sind inner– und außerhalb der CJC1 zylinderförmige Driftkammern mit azimutal verlaufenden Signaldrähten angeordnet (erreichbare Auflösung $\sigma_{rz} \approx 350\,\mu$m, [Kau98]). Sie heißen CIZ und COZ [10]. Schließlich dienen die Proportionalkammern CIP und COP[11] der Erzeugung schneller Triggersignale (s. Abschnitt 1.2.5).
Das vordere Spurkammersystem kann Spuren im Polarwinkelbereich $5° \lesssim \theta \lesssim 25°$ messen. Es besteht aus drei baugleichen Supermodulen, die in z–Richtung hintereinander angeordnet sind. Im wesentlichen bestehen diese Module jeweils aus einem planaren und radialen Modul zur Spurmessung und aus einer Vieldrahtproportionalkammer [12] zur Erzeugung von Triggersignalen. Da das axiale Magnetfeld Spuren, die den Vorwärtsbereich durchqueren, schwächer ablenkt als zentrale Spuren, ist die Impulsmessung im vorderen Spurkammersystem schwierig.
Die rückwärtige Driftkammer ist vom Koordinatenursprung aus vor dem SpaCal angeordnet. Sie deckt den Bereich $155° \lesssim \theta \lesssim 178°$ ab und dient vor allem der Messung des gestreuten Positrons.

1.2.2 Kalorimeter

Die Kalorimeter des H1–Detektors dienen der Energiemessung neutraler und geladener Teilchen und der Identifizierung von Myonen und Elektronen. Siezu bestehen aus einem elektromagnetischen Teil, der sich näher am Wechselwirkungspunkt befindet und einem hadronischen Teil.
Das LAr–Kalorimeter umschließt die vorderen und zentralen Spurkammern, es überdeckt einen Polarwinkelbereich von $4° \lesssim \theta \lesssim 153°$. Als Ionisationsmedium dient flüssiges Argon. Die Absorberplatten bestehen im elektromagnetischen Teil aus Blei, im hadronischen aus Edelstahl. Die Dicke des Kalorimeters variiert mit dem Polarwinkel θ. Die des elektromagnetischen Teils entspricht 20 bis 30 Strahlungslängen, die des gesamten Kalorimeters 5

[6]engl.: **C**entral **T**racking **D**etector
[7]engl.: **F**orward **T**racking **D**etector
[8]engl.: **B**ackward **D**rift **C**hamber
[9]engl.: **C**entral **J**et **C**hambers
[10]engl.: **C**entral **I**nner/**O**uter **Z** Chamber
[11]engl.: **C**entral **I**nner/**O**uter **P**roportional Chamber
[12]engl.: MWPC, kurz für **M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hamber

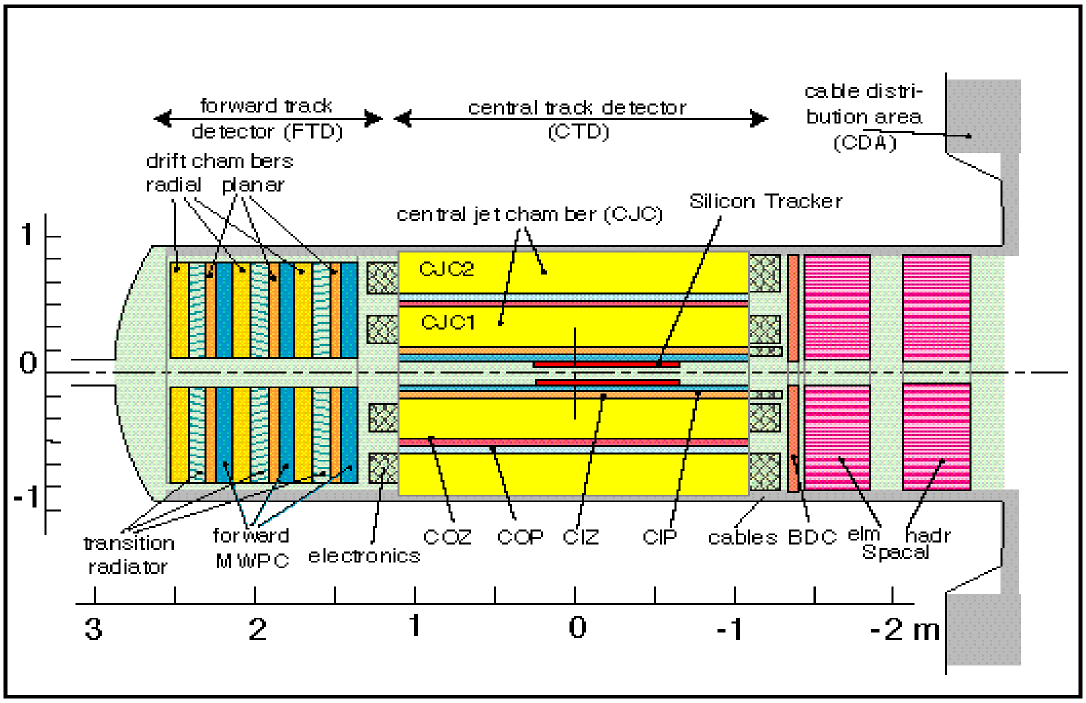

Abbildung 1.4: *Das H1–Spurkammersystem*

bis 8 hadronischen Wechselwirkungslängen.
Mit dem LAr–Kalorimeter werden in dieser Analyse Myonen (als minimal ionisierende Teilchen) und Elektronen identifiziert.
Das SpaCal befindet sich im Rückwärtsbereich hinter der BDC. Sein elektromagnetischer Teil besteht aus Blei als Absorber mit Szintillatorfasern als Nachweismedium. Mit dem SpaCal kann das gestreute Positron nachgewiesen werden.

1.2.3 Das Myonsystem

Das Myonsystem setzt sich aus dem zentralen Myondetektor (auch: „instrumentiertes Eisen“) und dem Vorwärts–Myon–Spektrometer FMD[13] zusammen. Der FMD wird in dieser Arbeit nicht benutzt. Das instrumentierte Eisen besteht aus einem Eisenjoch, das der Rückführung des magnetischen Flusses dient. Es ist derart mit Streamerrohrkammern ausgestattet („instrumentiert“), daß ein Myon bis zu 16 Kammern durchqueren kann. Der zentrale Myondetektor unterteilt sich in drei Bereiche: die vordere Endkappe[14] für den Polarwinkelbereich $5° \lesssim \theta \lesssim 35°$, den Zentralbereich[15] für $35° \lesssim \theta \lesssim 130°$ und die hintere Endkappe[16], die den Bereich $130° \lesssim \theta \lesssim 175°$ abdeckt.

[13] engl.: **F**orward **M**yon **D**etector
[14] engl.: **F**orward **E**nd**C**ap, FEC
[15] engl.: barrel
[16] engl.: **B**ackward **E**nd **C**ap, BEC

1.2.4 Weitere Komponenten

Die Bestimmung der Luminosität $\mathcal{L}$ geschieht mittels Ereignissen des Bethe–Heitler–Prozesses $ep \to ep\gamma$, wobei Positron und Photon bzw. nur das Photon im Endzustand gemessen werden [H1lumi]. Zu diesem Zweck gibt es bei $z = -33,4$ m den Kleinwinkel–Elektron–Detektor (engl.: Electron Tagger) und bei $z = -102,9$ m den Photon–Detektor.

1.2.5 Triggersystem

Wie anfangs erwähnt, beträgt die Kollisionsfrequenz der Positron– und Protonpakete ca. 10,4 MHz. Es finden jedoch nur bei einem kleinen Teil dieser Kollisionen physikalisch interessante Reaktionen statt. Die dominierenden Prozesse sind Untergrundprozesse, die durch die Wechselwirkung des Strahls mit Gasmolekülen und mit der Strahlrohrwand sowie durch kosmische Höhenstrahlung verursacht werden. Das Triggersystem hat die Aufgabe, physikalisch relevante Reaktionen herauszufiltern. Diese werden in Einheiten — sogenannten Runs — zusammengefaßt, die bis zu 350000 Ereignisse enthalten.
Das System besteht aus drei Stufen:

- Die erste Triggerstufe **L1** ist ein totzeitfreier Hardwaretrigger, der die Ereignisrate auf ungefähr 100 kHz senkt. Die Detektorkomponenten liefern 192 Triggerelemente, die zu 128 Subtriggern (s0–s127) zusammengesetzt werden. L1 verwirft Ereignisse, falls keiner der Subtrigger angesprochen hat. Um die Rate einzelner Subtrigger zu erniedrigen, werden diese mit einem Skalierungsfaktor d versehen (engl.: prescale). So wird nur jedes d-te Ereignis akzeptiert, die restlichen werden verworfen, sofern kein anderer Subtrigger angesprochen hat.
  In Photoproduktionsereignissen kann das gestreute Positron, da es kaum abgelenkt wird, oft nicht nachgwiesen werden. Der Trigger benutzt deshalb die Signatur des Endzustandes. Der für diese Analyse wichtige Subtrigger s34 fordert ein im Zentralbereich des instrumentierten Eisens nachgewiesenes Myon, mindestens ein Teilche mit einem Transversalimpus $p_t > 800$ MeV, ein negativ geladenes Teilchen mit $p_t > 450$ MeV sowie einen gemeinsamen Vertex als Ursprung der Spuren.

- Hat ein Ereignis die erste Triggerstufe passiert, so beginnt die zweite Stufe **L2** ihre Arbeit. Der L2–Trigger ist ebenfalls ein Hardwaretrigger, der in 20 μs eine Entscheidung trifft. Die Entscheidungen sind derart, daß die Rate einzelner L1–Subtrigger gezielt reduziert wird. Dafür gibt es topologische Bedingungen (L2TT) und neuronale Netze (L2NN). Typischerweise reduziert L2 die Ereignisrate auf etwa 50 Hz.

- Bei der dritten Triggerstufe **L4** handelt es sich um ein Mikroprozessorsystem, das in ca. 100 ms eine Entscheidung trifft. Der Trigger führt mit der gesamten Detektorinformation eine vereinfachte Ereignisrekonstruktion durch. Anhand des Rekonstruktionsergebnisses überprüft L4 die angesprochenen L1–Subtrigger bzw. die durch L2 verifizierten Subtrigger; spezielle Ereignistopologien werden verlangt. Außerdem verwirft L4 Untergrund durch Schnitte gegen kosmische Strahlung und gegen Ereignisse, bei denen der Strahl mit Gas oder mit dem Strahlrohr wechselwirkt. Die Ereignisrate beträgt nach L4 etwa 10 Hz.

Falls alle drei Triggerstufen ein Ereignis akzeptieren, wird es im sogenannten POT[17]–Format aufgezeichnet. Nach der folgenden vollständigen Rekonstruktion der Ereignisse werden diese in verschiedene physikalische Klassen eingeteilt (z.B. in die Myonklasse 24, siehe Anhang) und wiederum auf Magnetband, dem DST[18] gespeichert.

1.2.6 Software: Ereignissimulation und -rekonstruktion

Die wichtigsten für die Datenanalyse eingesetzten Softwarepakete sind H1REC und H1SIM. H1REC dient zur Rekonstruktion von Ereignissen. Es handelt sich hierbei zum einen um die von den Triggern akzeptierten ep–Ereignisse und zum anderen um Ereignisse der Monte–Carlo–Simulation. Für die Simulation wird das Programmpaket H1SIM benutzt. H1SIM ermittelt die Detektorantwort auf statistisch als Vierervektoren generierte Ereignisse. Die Simulation geschieht in drei Schritten:
Zunächst berechnet das GEANT-Software-Paket die Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie des Detektors, wobei das Detektormaterial in kleine Volumenelemente unterteilt wird. Es folgt die Ermittlung der Antwort der aktiven Detektorelemente (Paket H1DIGI) und schließlich die Simulation der Triggerentscheidungen (Paket H1TRIG).

Die MC– und ep–Information liegt in Form von Datenbanken vor. Wichtige (DST–)Datenbanken sind z.B. die DTNV–Bank, die Spuren des Spurkammersystems *ohne* Vertexanpassung enthält und die DTRA–Bank, in der die Spurinformation dieser Spuren *mit* Vertexanpassung gespeichert ist.

1.3 Der Silizium-Vertexdetektor CST

Dieser Abschnitt ist dem H1–Vertexdetektor gewidmet. Zu Beginn wird das Prinzip eines Siliziumdetektors erklärt, es schließt sich der Aufbau des CST und eine Erläuterung der Spurrekonstruktion mit CST–Information an.

1.3.1 Silizium als Detektormaterial

Der Halbleiter Silizium wird unter Ausnutzung seiner Ionisierbarkeit als aktives Detektormaterial verwendet [Ber68]. Dabei handelt es sich um einen pn–Kontakt, d. h. die eine

[17]engl.: **P**roduction **O**utput **T**ape
[18]engl.: **D**ata **S**ummary **T**ape

Hälfte des Halbleiters ist p–dotiert, die andere n–dotiert. Die Dotierung erzeugt an der Grenzschicht ein Konzentrationsgefälle der Elektronen bzw. der Löcher, so daß beide Ladungsträgerarten in den jeweils gegenüberliegenden Bereich diffundieren (s. hierzu erstes Bild in Abb. 1.5) und dort rekombinieren. Im Bereich der Grenzschicht entsteht eine Region, die an Ladungsträgern verarmt ist (Verarmungszone). Durch die Diffusion entsteht ein elektrisches Feld zwischen n– und p–Seite. Die Verarmungszone wächst so lange an, bis ein Gleichgewicht zwischen Feld und Konzentrationsgefälle ensteht (zweites Bild der Abb.1.5). Das Anlegen einer äußeren Spannung vergrößert die Verarmungszone (unteres Bild); dies entspricht einer in Sperrichtung geschalteten Diode.
Der vollständig an Ladungsträgern verarmte Bereich dient als aktives Medium: Ein durch den Halbleiter fliegendes geladenes Teilchen erzeugt Elektron–Loch–Paare analog der Ionisierung von Gasatomen. Die Elektronen driften nun entlang des elektrischen Feldes zur n–Seite, die Löcher zur p–Seite des Halbleiters. Die Ladungen werden dort weitergeleitet und registriert.
Die Anzahl Elektron–Loch–Paare bestimmt die Größe des Ladungspulses. In Silizium erzeugt ein geladenes Teilchen im Mittel ein Paar je 3,6 eV Energieverlust.

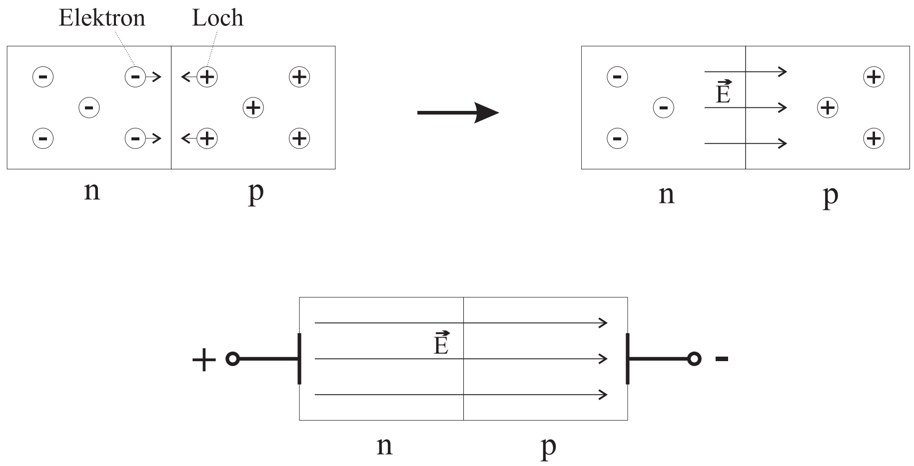

Abbildung 1.5: *pn-Übergang (aus [Ku98])*

1.3.2 Aufbau und Funktionsweise des CST

Der CST besteht aus zwei zylinderförmig um die Strahlachse angeordneten Lagen mit den Radien $R = 57,5$ mm und $R = 90$ mm (Abb. 1.6), so daß der nominelle Wechselwirkungspunkt genau in ihrer Mitte liegt. Mit einer Länge des aktiven Mediums der beiden Lagen von 385 mm ergibt sich (vom nominellen z–Vertex ausgehend) bezüglich des Polarwinkels eine Akzeptanz von $30° < \theta < 150°$ (vgl. Abb. 1.7). Die Akzeptanz in ϕ beträgt 100 % .
Die Lagen setzen sich aus sogenannten „Leitern"(engl.: ladder) zusammen: Die innere Lage besteht aus 12, die äußere aus 20 Leitern. Die Leitern sind jeweils 44,2 cm lang und

3,4 cm breit. Sie sind derart angeordnet, daß sie sich etwas überlappen. (s. Abb. 1.6), so daß ein Teilchen unter Umständen mehr als zwei Leitern durchquert.

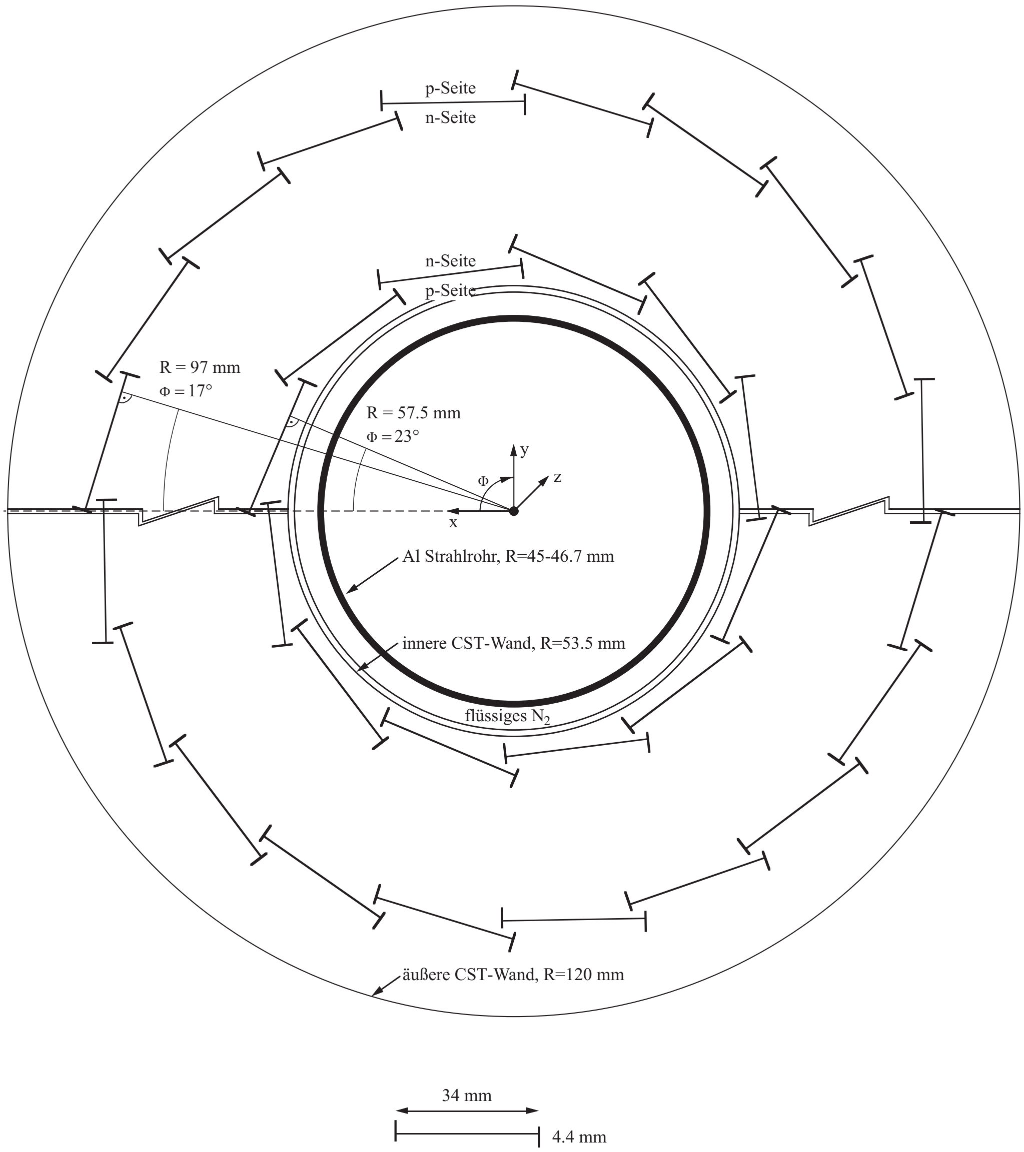

Abbildung 1.6: *Schematische $r\phi$–Ansicht des CST*

Eine Leiter unterteilt sich wiederum in zwei gleiche Teile, von denen einer in Abbildung 1.8 dargestellt ist. Die wichtigsten Komponenten dieser halben Leiter sind zum einen die Ausleseelektronik mit Vorverstärkern, die auf Keramiksubstraten (Hybriden) angebracht ist und zum anderen die drei das Signal liefernden Siliziumsensoren. Diese sind $5,9\,\text{cm}$ lang, $3,4\,\text{cm}$ breit und haben eine Dicke von $300\,\mu\text{m}$. Sie bestehen aus n–dotiertem Silizium.

Auf der sogenannten p–Seite der Sensoren befinden sich mit Bor dotierte p^+–Implantate (Abb. 1.8). Die Implantate sind in 1280 Streifen entlang der z–Achse angeordnet; sie haben einen Abstand von $25\,\mu\text{m}$. Die Auslese des Signals geschieht mittels Aluminiumstrei-

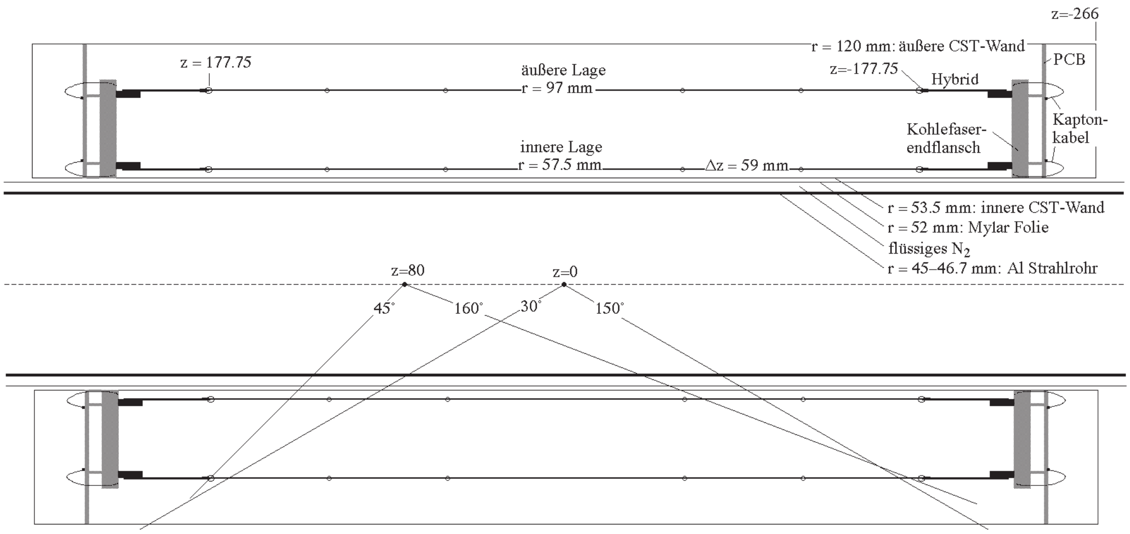

Abbildung 1.7: *Schematische Seitenansicht des CST*

fen, die auf den Implantaten angebracht sind, wobei nur jeder zweite Streifen ausgelesen wird. Es ergeben sich also 640 Auslesekanäle. Die p–Seite dient zur Bestimmung der $r\phi$–Koordinate.
Die gegenüberliegende n–Seite ist mit 640 Streifen (Abstand: 88 μm) ausgestattet, die aus mit Phosphor dotierten n^+–Implantanten bestehen. Die Streifen befinden sich senkrecht zur Strahlachse. Die n–Seite dient daher der Messung der z–Koordinate. Zur Auslese der Streifen sind senkrecht zu diesen Aluminiumstreifen derart angebracht, daß das Signal *dreier* Streifen der n–Seite von *einem* Aluminiumstreifen weitegeleitet wird (Abb. 1.8, unteres Bild). Diese Hintereinanderschaltung der Auslesekontakte hat zur Folge, daß die Information verloren geht, von welchem der drei Siliziumsensoren der elektrische Impuls stammt. Erst die Spurrekonstruktion kann diese Ambiguität des Signals auflösen.
Die Aluminiumstreifen stellen eine zweite Metallage dar, die die Kapazität des Auslesesystems und somit das elektronische Rauschen vergrößert [Pi94].
Mit n– und p–Seite zusammen kann ein dreidimensionaler Raumpunkt rekonstruiert werden. Die maximal erreichbare Ortsauflösung wurde in [Gass96] gemessen und beträgt in $r\phi$ für die innere und äußere Lage 12 μm bzw. 16 μm und für die z–Koordinate etwa 25 μm, wobei eine starke Abhängigkeit von dem Einfallswinkel des gemessenen Teilchens besteht. Eine ausführlichere Beschreibung der Auslese der CST–Signale befindet sich in [Kau98].

1.3.3 Spurrekonstruktion mit dem CST

Die Auslesepulse werden durch mehrere Störeffekte beeinflußt. Um ein verwertbares Signal ($Signal_i$) des Auslesestreifens i zu erhalten, muß der Anteil der Störungen subtrahiert werden. Zum einen handelt es sich hierbei um die Folge von Unterschieden in den Vorverstärkern und Ausleseleitungen. Dieser Effekt wird durch einen mittleren Basiswert

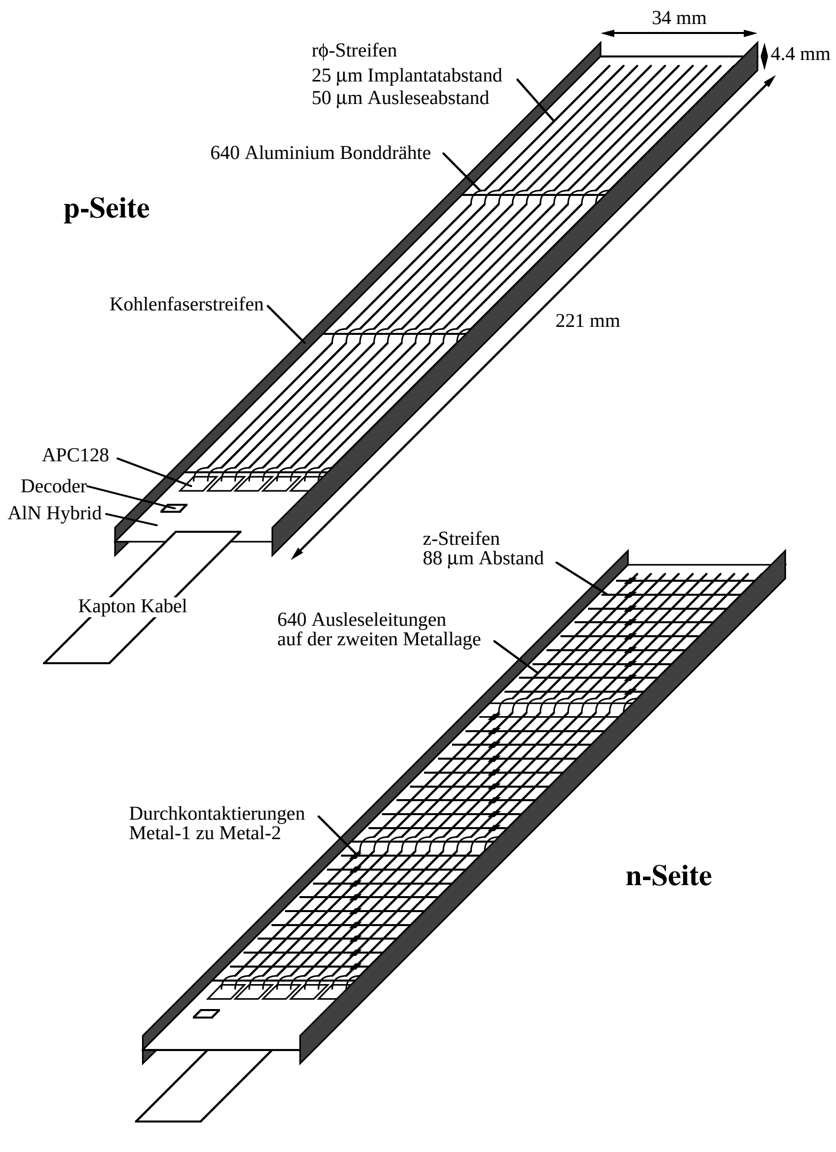

Abbildung 1.8: *Die beiden Seiten einer halben „Leiter"(aus [Gass96]).*

berücksichtigt, der für jeden Vorverstärker ermittelt wird (engl. Bezeichnung: CM für *Common Mode*). Weiter wird das Signal jedes Streifens i um einen Sockelwert (Ped_i von *Pedestal*) korrigiert, er entspricht dem Mittelwert der letzten 50 Ereignisse und kann zeitlich variieren. Hinzu kommt das elektronische Rauschen ($Noise_i$). Somit setzt sich das Rohdatensignal (RAW_i) wie folgt zusammen:

$$RAW_i = Signal_i + CM + Ped_i + Noise_i$$

Die Trefferrekonstruktion beginnt bereits während der Datennahme. Die Identifizierung von Treffern geschieht durch das Auffinden benachbarter Streifen, deren Signal deutlich

über dem mittleren Rauschniveau liegt. Eine Gruppe solcher Streifen heißt *Cluster*. Der Ladungsschwerpunkt eines Clusters gibt die Position des Treffers an. Um die Datenmenge zu reduzieren wird nur die Information der Cluster gespeichert.
Nach der Datennahme findet eine weitere Clustersuche — diesmal mit verschärften Kriterien — statt. Die auf der p– und n–Seite gefundenen Cluster werden in die CVLH–Bank geschrieben, indem jede Kombination von $r\phi$– und z–Treffern unter Berücksichtigung der dreifachen Ambiguität der n–Seiten–Information gebildet wird. Die dreidimensionalen Raumpunkte, die sich im folgenden unter Berücksichtigung der Lage der Siliziumsensoren errechnen, werden in die CVSP–Bank eingetragen.
Die erhaltenen Raumkoordinaten werden jetzt mit den von der CJC gemessenen Spuren verbunden (engl.: Linking). Erst hierdurch wird eine Trennung zwischen Punkten, die zu einer Spur gehören und solchen, die durch Rauschen entstanden sind, möglich. Das Linking wird mit an einen Vertex angepaßten CJC Spuren durchgeführt (DTRA–Bank), da diese Spuren sehr viel genauer sind als die ohne Vertexanpassung. Es findet getrennt in $r\phi$ (p–Seite) und für die z–Koordinate (n–Seite) statt. Auf der p–Seite findet die Zuordnung einer CJC–Spur zu einem CST–Treffer aufgrund des Residuums zwischen Treffer und Spurextrapolationspunkt statt. Auf der n–Seite fließt auch die Signalhöhe in die Entscheidung ein. Beim Linking kann es zu falschen Zuordnungen kommen. Das geschieht auf der n–Seite häufiger als auf der p–Seite, da das Signal–zu–Rausch–Verhältnis auf der n–Seite schlechter ist. Falsches Linking verfälscht die Spurinformation.
Mit den gefundenen CST–Treffern und *nicht* an einen Vertex angepaßten CJC–Spuren (DTNV–Bank) erfolgt nun eine Spuranpassung, auch hier getrennt in $r\phi$ und z. Die neuen Spurparameter bilden die Einträge der CSKR–Bank[19]. Der Faktor, um den diese Spuren die Auflösung im Vergleich zu *nicht* an einen Vertex angepaßten Spurkammerspuren verbessern, beträgt für den Transversalimpuls p_t 2,5, für ϕ 3,5 [Kau98]. Dort befindet sich auch eine detailliertere Beschreibung der CST–Rekonstruktion.

[19]Wenn im folgenden von CST–Spuren die Rede ist, sind die Spuren aus der CSKR–Bank gemeint.

Kapitel 2

Theoretische Betrachtungen

Dieses Kapitel beschreibt die Kinematik der Positron–Proton–Streuung bei HERA und gibt einen Überblick über die für diese Arbeit wichtigsten Prozesse der Erzeugung schwerer Vektormesonen bzw. deren Behandlung innerhalb verschiedener Modelle. Weiter wird auf den Zerfall des Υ–Mesons und auf die Entstehung des nichtresonanten Untergrundes eingegangen. Das Kapitel schließt mit der Beschreibung der in der Analyse verwendeten Monte–Carlo[1]–Generatoren.

2.1 Positron–Proton–Streuung

Die Wechselwirkung zwischen Positron und Proton kann in niedrigster Ordnung durch den Austausch eines virtuellen Eichbosons beschrieben werden [MS92, S95]. Bei Ereignissen des neutralen Stroms wird die Wechselwirkung durch ein Photon oder ein Z^0–Boson vermittelt, bei Ereignissen des geladenen Stroms durch ein $W^{\pm}$–Boson. Aufgrund der hohen Masse der schwach wechselwirkenden Bosonen ($m_W \approx 80\,\mathrm{GeV}$, $m_Z \approx 91\,\mathrm{GeV}$) ist ihr Austausch für $Q^2 \ll m_{W,Z}$ stark unterdrückt. Q^2 ist hierbei das Quadrat des Viererimpulsübertrages:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \ . \tag{2.1}$$

Hier bezeichnen q, k, k' die Viererimpulse des Photons, des einlaufenden und des gestreuten Positrons (s. Abbildung 2.1).
Es werden zwei kinematische Bereiche unterschieden:

- **Tiefunelastische Streuung** oder DIS[2]: Hier gilt $Q^2 \gg 1\,\mathrm{GeV}^2$. Das gestreute Positron kann im Detektor nachgewiesen werden.

[1] kurz: MC
[2] engl.: **D**eep **I**nelastic **S**cattering

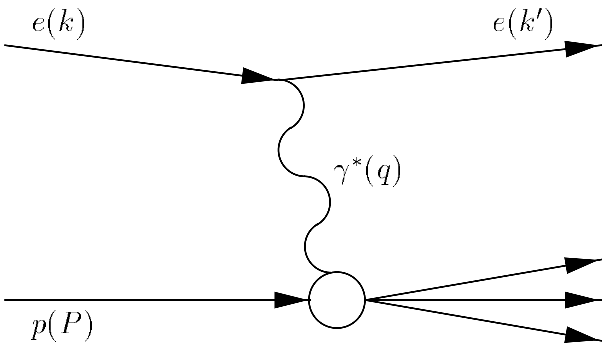

Abbildung 2.1: *Positron-Proton-Wechselwirkung bei HERA durch Austausch eines virtuellen Photons. In Klammern sind die Viererimpulse der Teilchen angegeben.*

- **Photoproduktion:** Es gilt $Q^2 \lesssim 1\,\mathrm{GeV}^2$. Das Positron wird sehr schwach gestreut und kann — wenn überhaupt — in speziellen Kleinwinkel–Elektron–Detektoren nachgewiesen werden.

Weitere kinematische Größen zur Beschreibung der Streuung sind das Quadrat der Positron–Proton–Schwerpunktenergie s, die Skalenvariable y und die Schwerpunktenergie im Photon–Proton–System $W_{\gamma p}$:

$$s = (P+k)^2 \tag{2.2}$$

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \tag{2.3}$$

$$W_{\gamma p} = \sqrt{(P+q)^2}\,. \tag{2.4}$$

P ist der Vierervektor des einlaufenden Protons, y gibt den Anteil der Photonen an der Positronenergie im Proton–Ruhesystem an. Unter Berücksichtigung der Impulserhaltung am Proton–Vertex folgt für die γp–Schwerpunktenergie

$$W_{\gamma p}^2 = (P+q)^2 = Q^2 \cdot \left(\frac{1}{x} - 1\right) + m_p^2 = y \cdot s - Q^2 + m_p^2\,. \tag{2.5}$$

m_p ist die Ruhemasse des Protons.
Das Positron wechselwirkt meist nicht mit dem Proton als ganzem, sondern nur mit einem Konstituenten, einem sogenannten *Parton*. Hierbei kann es sich um ein Quark oder ein Gluon handeln. Wird der Bruchteil des Proton–Impulses, den das wechselwirkende Parton trägt, mit x bezeichnet, so gilt für den Partonimpuls p

$$p = x \cdot P\,. \tag{2.6}$$

In Photoproduktion lassen sich nach der Weizsäcker–Williams–Approximation [B75, vW34, W34] Emissionen des Photons durch das Positron und Wechselwirkung des Photons mit dem Proton als unabhängige Prozesse betrachten. Deshalb faktorisiert der Positron–Proton–Wirkungsquerschnitt σ_{ep} in einen Faktor $f_{\gamma/e}(Q^2, y)$, der den Photonfluß beschreibt und den Photon–Proton–Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}(Q^2, y)$:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(Q^2, y)}{dydQ^2} = f_{\gamma/e}(Q^2, y)\sigma_{\gamma p}(Q^2, y)\,. \tag{2.7}$$

Rekonstruktion kinematischer Variablen

Photoproduktionsereignisse, also Ereignisse mit $Q^2 \approx 0$, werden in guter Näherung durch die Forderung selektiert, daß im Zentraldetektor[3] kein gestreutes Positron nachgewiesen werden kann.
Die γp–Schwerpunktenergie wird anhand der Information des hadronischen Endzustandes, mit der Methode von Jacquet und Blondel, rekonstruiert [Jac79]. Hierzu wird erst y bestimmt:

$$y = \frac{\sum_{had}(E - p_z)}{2E_e}\,. \tag{2.8}$$

Im Zähler wird über die Differenz der Energie E und der z–Komponente des Impulses p_z des hadronischen Endzustandes summiert. E_e ist die Energie des einlaufenden Positrons. Die Größe $\sum_{had}(E-p_z)$ berechnet sich anhand der Spuren in den zentralen Spurkammern und der im LAr–Kalorimeter und im SpaCal deponierten Energie. Energiedepositionen, die hinter einer Spur mit $p_t > 300\,\mathrm{MeV}$ liegen, werden hierbei nicht beachtet, da die entsprechende Energie des Teilchens schon mit der Spurkammerinformation in die Berechnung einfließt, ein doppeltes Zählen der Teilchenenergie wird vermieden.
Aus 2.5 folgt für die γp–Schwerpunktenergie

$$W_{\gamma p} \approx \sqrt{y \cdot s}\,. \tag{2.9}$$

Die Protonmasse m_p ist vernachlässigbar, da $y \cdot s \gg m_p$ gilt. In Photoproduktion ist Q^2 klein.

2.2 Erzeugung von Vektormesonen bei HERA

Bei HERA werden in ep–Kollisionen leichte und schwere Vektormesonen erzeugt. Zu letzteren gehören das J/ψ– und das Υ–Meson. Beide Teilchen besitzen die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$. Das Υ–Meson tritt in verschiedenen Resonanzen auf. Hier sind vor allem das Υ(1s), das Υ(2s) und das Υ(3s) zu nennen. Die entsprechenden Massen sind $M_{\Upsilon(1s)} = 9,460\,\mathrm{GeV}$, $M_{\Upsilon(2s)} = 10,023\,\mathrm{GeV}$ und $M_{\Upsilon(3s)} = 10,355\,\mathrm{GeV}$. Das J/ψ–Meson hat eine Ruhemasse von $M_{J/\psi} = 3,097\,\mathrm{GeV}$. Die Teilchen können als gebundener Zustand eines Quarks und seines Antiquarks interpretiert werden: Im Fall des Υ–Mesons liegt ein

[3]Hiermit ist der Detektor ohne außerhalb liegende Subdetektoren (wie den Kleinwinkel–Elektron–Detektor) gemeint.

$b\bar{b}$–System vor, im Fall des J/ψ–Mesons ein $c\bar{c}$–System.

Zur Beschreibung der Erzeugung von Vektormesonen wird eine weitere Größe, die Elastizität z, wie folgt definiert:

$$z = \frac{P_V \cdot P}{q \cdot P}\,. \tag{2.10}$$

P_V bezeichnet den Viererimpuls des Vektormesons.
Für $z \gtrsim 0,95$ entsteht ausschließlich das Vektormeson. Die Reaktion ist *diffraktiv*. Falls das Proton erhalten bleibt, handelt es sich um einen *elastischen* Prozeß. Wenn das Proton aufbricht, liegt ein Prozeß mit *Proton–Dissoziation* vor.
Für $z \lesssim 0,9$ ist die Erzeugung des Vektormesons *inelastisch*, d.h. neben dem Vektormeson entstehen weitere Teilchen. Auf inelastische Prozesse wird nicht weiter eingegangen.

Diffraktive Prozesse

Für diffraktive Reaktionen wird die Variable t eingeführt. Sie beschreibt den Impulsübertrag am Protonvertex:

$$t \;=\; (P - P')^2\,. \tag{2.11}$$

P' bezeichnet den Impuls des auslaufenden (ggf. dissoziierten) Protons.

Diffraktion kann innerhalb der **Regge–Theorie** beschrieben werden [C77]. Ausgehend von der Regge–Theorie befinden sich in [DL92] Berechnungen des totalen Photoproduktions–Wirkungsquerschnitts bei HERA–Energien. Die Wechselwirkung zwischen Photon und Proton wird hier durch den Austausch des *Pomerons* vermittelt (siehe Abb. 2.2). Das Pomeron trägt die Quantenzahlen des Vakuums, insbesondere ist es farblos.

Perturbative QCD

Neben der Regge–Theorie gibt es störungstheoretische (perturbative) Ansätze der Quantenchromodynamik (QCD) zur Beschreibung der Diffraktion. Hier ist es notwendig, daß die effektive Skala, die mit Q^2_{eff} bezeichnet wird, wesentlich größer als Λ_{QCD} ist. Bei Ryskin [Rys93] z.B. ist $Q^2_{\mathit{eff}} = \frac{Q^2+M_V^2}{4}$, mit M_V = Masse des Vektormesons. In führender Ordnung wird die Wechselwirkung durch den Austausch eines farblosen Zwei–Gluon–Systems vermittelt (siehe Abb. 2.3).
Ein grundlegendes Konzept der Herangehensweise ist die Faktorisierung des Prozesses in

- die Fluktuation des Photons in ein Quark–Antiquark–Paar lange vor der Wechselwirkung

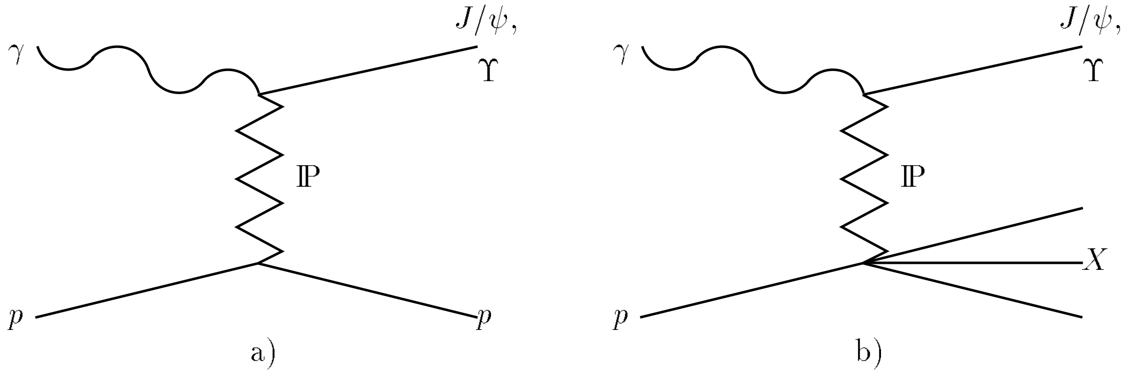

Abbildung 2.2: *Feynman–Graph der diffraktiven Erzeugung eines Vektormesons in der Regge–Theorie: (a) elastischer Prozeß und (b) Produktion mit Proton-Dissoziation, $I\!P$ bezeichnet das Pomeron*

- die Wechselwirkung zwischen dem Quark–Antiquark–Paar und dem Proton auf einer kurzen Zeitskala
- die Entstehung des Vektormesons lange nach der Wechselwirkung.

Frankfurt et al. [FKS98] berechnen für den Photon–Proton–Wirkungsquerschnitt

$$\left.\frac{d\sigma_{\gamma p}}{dt}\right|_{t=0} = \frac{12\pi^3 \Gamma_V M_V^3}{\alpha_{em}(Q^2+4m_q^2)^4} \cdot \left|\alpha_s(Q^2_{\mathit{eff}})(1+i\beta)xg(x,Q^2_{\mathit{eff}})\right|^2 \cdot \left(1+\epsilon\frac{Q^2}{M_V^2}\right) \cdot \mathcal{C}(Q^2)\,. \quad (2.12)$$

Hierbei bedeutet Γ_V die Zerfallsbreite des Vektormesons, α_{em} die elektromagnetische und α_s die starke Kopplungskonstante; m_q ist die Polmasse des Quarks im Vektormeson der

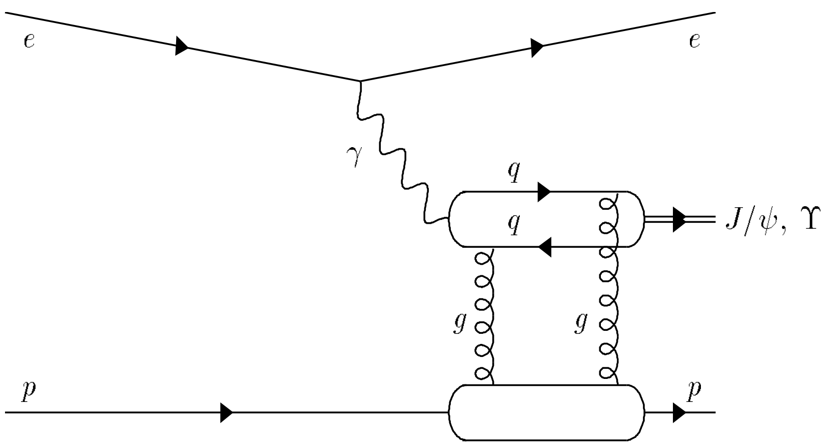

Abbildung 2.3: *Graph führender Ordnung für die Erzeugung elastischer Vektormesonen*

Masse M_V, ϵ beschreibt die Polarisation des Photons ($\epsilon = \frac{1-y}{1-y+y^2/2}$).
Für x gilt

$$x = \frac{Q^2 + M_V^2}{W_{\gamma p}^2} \, . \tag{2.13}$$

β ist der relative Beitrag des Realteils der Streuamplitude:

$$\beta = \frac{\mathrm{Re}\mathcal{A}}{\mathrm{Im}\mathcal{A}} \simeq \frac{\pi}{2} \frac{\partial \mathrm{ln}(xg(x, Q_{\mathit{eff}}^2))}{\partial \mathrm{ln} x} \, ; \tag{2.14}$$

$\mathcal{C}(Q^2)$ ist ein Faktor, der weitere Q^2–abhängige Korrekturen, wie z.B. die Masse der (virtuellen) Quarks innerhalb des Vektormesons, enthält.

Um die diffraktive Produktion von Υ–Mesonen in der QCD zu beschreiben, müssen Beiträge berücksichtigt werden, die bei der Berechnung der J/ψ–Wirkungsquerschnitte vernachlässigbar sind. Vor allem sind hier der Beitrag des Realteils der Streuamplitude und der Effekt nichtdiagonaler Elemente der Partondichte (auch engl.: skewed parton densities) zu nennen.
Im HERA–Energiebreich ist Q_{eff}^2 für die Produktion von Υ–Mesonen groß im Vergleich zur J/ψ–Produktion. Mit den ebenso relativ hohen Werten von x ($0,001 \lesssim x \lesssim 0,02$) ergibt sich ein großer Beitrag des Realteils der Amplitude (s. auch Gleichung 2.12). Frankfurt et al. [FMS99] und Martin et al. [MRT99] geben Korrekturfaktoren zu früheren Berechnungen des Wirkungsquerschnitts der Größenordnung 1,4 an.
Für die Berücksichtigung nichtdiagonaler Elemente der Partondichte wird die Größe ξ (auch engl.: skewedness) eingeführt. Sie gibt die Differenz der Impulsanteile des auslaufenden Gluons (x) und des einlaufenden Gluons ($x-\xi$) an, siehe hierzu auch das Diagramm in Abbildung 2.4. ξ ist durch folgende Gleichungen definiert:

$$x = \frac{m_{q\bar{q}}^2 + Q^2}{W_{\gamma p}^2 + Q^2} \, , \qquad x - \xi = \frac{m_{q\bar{q}}^2 - M_V^2}{W_{\gamma p}^2 + Q^2} \, , \tag{2.15}$$

$$\xi = \frac{M_V^2 + Q^2}{W_{\gamma p}^2 + Q^2} \, . \tag{2.16}$$

$m_{q\bar{q}}$ ist die Masse des (ungebundenen) Quark–Antiquark–Zwischenzustandes.
In Gleichung 2.16 wird deutlich, daß der Effekt der nichtdiagonalen Elemente in ξ mit steigender Masse des Vektormesons zunimmt ($\xi \propto V_m^2$). Dies gilt auch trotz des im Mittel höheren zugänglichen $W_{\gamma p}$–Bereiches der Υ–Produktion im Vergleich zur J/ψ–Produktion; ξ ist im Falle des Υ–Mesons um ungefähr einen Faktor zwei größer als für das J/ψ. Für Photoproduktionsereignisse im HERA–Energiebereich liegt $\xi \approx \frac{M_V^2}{W_{\gamma p}^2}$ zwischen $0,0011$ und $0,017$.
Nach Berücksichtigung der nichtdiagonalen Partondichten anstelle herkömmlicher geben Frankfurt et al. einen um den Faktor $2,6$ größeren Wirkungsquerschnitt an [FMS99]. Bei Martin et al. liegt der Korrekturfaktor bei $2,0$ [MRT99].

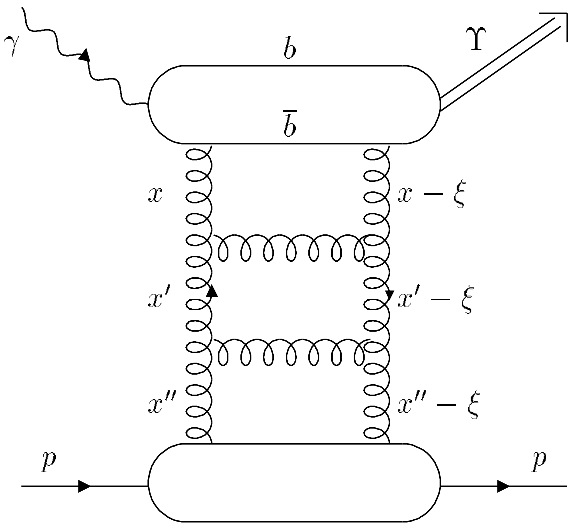

Abbildung 2.4: *Diagramm des Zwei–Gluon–Austausches mit Berücksichtigung der Nichtdiagonalelemente der Partondichte*

2.3 Zerfall der Mesonen

Neben dem dominierenden Zerfall in Hadronen zerfallen das J/ψ– und das Υ–Meson in Leptonen. Höhere Resonanzen (z.B. Υ(2s)) können auch über sogenannte *Kaskadenzerfälle* in Zustände geringerer Energie (z.B. Υ(1s)) zerfallen. In Tabelle 2.1 sind die für die vorliegende Analyse relevanten Zerfälle in Myonen und die wichtigsten Kaskadenzerfälle sowie das jeweilige Verzweigungsverhältnis (auch: BR[4]) angegeben [PDG98]. Weitere Zerfälle, wie die, an denen das χ– oder η–Teilchen beteiligt sind, sind aufgrund ihres geringen Beitrags vernachlässigbar.

2.4 Der nichtresonante Untergrund

Neben den Zerfallsleptonen gebundener Quark–Antiquark–Systeme entstehen Leptonen (l) auch durch die nichtresonante, quantenelektrodynamische Reaktion $\gamma\gamma \to l^+l^-$. Hierbei wird eines der Photonen vom Positron, das andere vom Proton abgestrahlt. Im Υ–Massenbereich liegt der Wirkungsquerschnitt für die nichtresonante Leptonpaarerzeugung in der gleichen Größenordnung wie der für die Erzeugung des Υ–Mesons. In Abbildung 2.5 sind die führenden Feynman–Diagramme des elastischen und des proton–dissoziativen nichtresonanten Prozesses dargestellt.

[4]aus dem Englischen: **B**ranching **R**atio

Zerfall	Verzweigungsverhältnis [%]
$J/\psi \to \mu\mu$	6,0
$\Upsilon(1s) \to \mu\mu$	2,5
$\Upsilon(2s) \to \mu\mu$	1,3
$\Upsilon(3s) \to \mu\mu$	1,8
$\Upsilon(2s) \to \Upsilon(1s)\pi^+\pi^-$	18,5
$\Upsilon(2s) \to \Upsilon(1s)\pi^0\pi^0$	8,8
$\Upsilon(3s) \to \Upsilon(2s)\pi^+\pi^-$	2,8
$\Upsilon(3s) \to \Upsilon(2s)\pi^0\pi^0$	2,0
$\Upsilon(3s) \to \Upsilon(2s)\gamma\gamma$	5,0
$\Upsilon(3s) \to \Upsilon(1s)\pi^+\pi^-$	4,5
$\Upsilon(3s) \to \Upsilon(1s)\pi^0\pi^0$	2,1

Tabelle 2.1: *Zerfallskanäle mit Verzweigungsverhältnis, aus [PDG98]*

2.5 Monte–Carlo–Simulation

Meßergebnisse müssen aufgrund der eingeschränkten Akzeptanz im Polarwinkelbereich und wegen Ineffizienzen der Analyse korrigiert werden. Hierzu werden Ereignisse als Vierervektoren durch sogenannte Monte–Carlo–Generatoren erzeugt.
Bei den in dieser Analyse benutzten Generatoren handelt es sich um den DIFFVM–Generator für die Beschreibung des J/ψ– und des Υ–Signals sowie den LPAIR–Generator für die Simulation des nichtresonanten Untergrundes.
DIFFVM generiert sowohl elastische als auch proton–dissoziative Ereignisse entsprechend

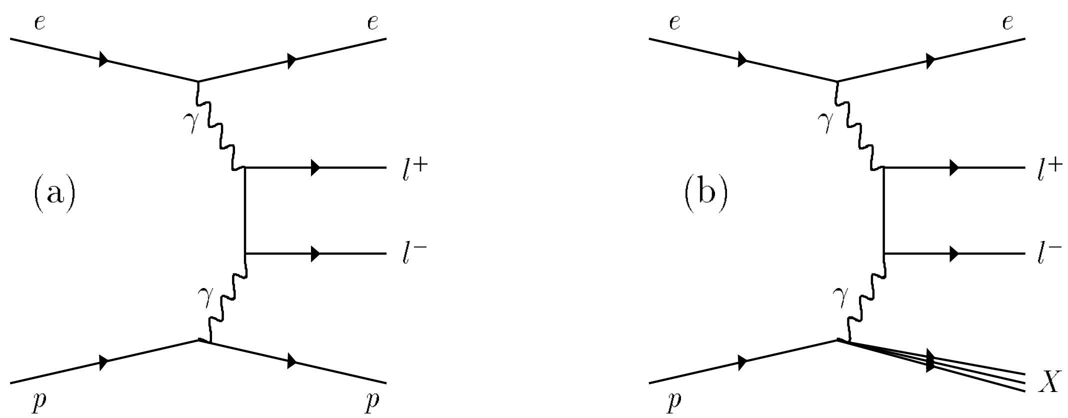

Abbildung 2.5: *Feynman–Graphen des QED–Zwei–Photon–Prozesses: (a) elastischer, (b) proton–dissoziativer Prozeß der nichtresonanten Leptonpaarerzeugung*

der Regge–Theorie. Der Generator LPAIR erzeugt Ereignisse gemäß der in Abbildung 2.5 dargestellten Graphen.
Da die Generatoren jeweils nur einen Reaktionsmechanissmus beschreiben (elastisch oder proton–dissoziativ) und im Fall von DIFFVM pro Generator nur eine der möglichen Υ–Resonanzen erzeugt wird, müssen Ereignisse verschiedener Generatoren gemischt werden, um die tatsächlichen Verhältnisse zu reproduzieren.

2.5.1 Monte–Carlo–Komposition des Υ–Signals

Der Anteil der verschiedenen Υ–Resonanzen wird nach [FMS99] bestimmt: Für das Produkt aus dem Verzweigungsverhältnis BR für den Zerfall in Myonen und dem jeweiligen Produktionswirkungsquerschnitt σ sind folgende Verhältnisse angegeben:

$$\begin{aligned} \sigma \cdot BR(\Upsilon(2s)) : \sigma \cdot BR(\Upsilon(1s)) &\approx 0,09 : 1\,, \\ \sigma \cdot BR(\Upsilon(3s)) : \sigma \cdot BR(\Upsilon(1s)) &\approx 0,06 : 1\,. \end{aligned}$$

Das $\Upsilon(1s)$ ist hier für ungefähr 85 % des Signals verantwortlich.
Weiter muß die richtige MC–Mischung die Beiträge des Signals berücksichtigen, die von den Kaskadenzerfällen Υ(3s) in Υ(2s) und Υ(2s) in Υ(1s) herrühren. Die durch diese Zerfälle entstandenen niedrigeren Resonanzen (1s und 2s) können wiederum in Myonen zerfallen. Da in dieser Analyse jedoch nur Ereignisse mit genau zwei (ggf. drei) Spuren zugelassen sind (s. Kapitel 3), finden nur *die* Kaskadenzerfälle Berücksichtigung, bei denen außer den Myonen keine weiteren geladenen Teilchen (π^+, π^-), die als Spuren nachweisbar wären, entstehen.
Hiermit ergibt sich für die effektiven Verzweigungsverhältnisse in Myonen BR_{eff}:

$$\begin{aligned} BR_{\mathit{eff}}(\Upsilon(1s) \to \mu\mu) &= 2,5\,\%\,, \\ BR_{\mathit{eff}}(\Upsilon(2s) \to \mu\mu) &= 1,5\,\%\,, \\ BR_{\mathit{eff}}(\Upsilon(3s) \to \mu\mu) &= 2,0\,\%\,. \end{aligned}$$

Mit Berücksichtigung der Kaskadenzerfälle ergibt sich für das Verhältnis der Produkte $\sigma \cdot BR_{\mathit{eff}}$ und somit für die Mischung der generierten Ereignisse (Index: gen):

$$\begin{aligned} Anzahl(\Upsilon_{gen}(2s)) : Anzahl(\Upsilon_{gen}(1s)) &= 0,10 : 1\,, \\ Anzahl(\Upsilon_{gen}(3s)) : Anzahl(\Upsilon_{gen}(1s)) &= 0,07 : 1\,. \end{aligned}$$

Proton–dissoziative und elastische Ereignissen werden im Verhältnis $0,7 : 1$ gemischt [Merk99]. Die Verteilungen einiger generierter Gößen der Υ–MC–Komposition sind in Abbildung 2.6 dargestellt.

2.5.2 Beschreibung des nichtresonanten Untergrundes

Der Generator LPAIR beschreibt den Untergrund, der durch nichtresonante Myonpaarerzeugung entsteht. Die Mischung von elastischen Ereignissen und solchen mit Proton–Dissoziation erfolgt in dieser Analyse gemäß dem jeweiligen Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \rightarrow \mu\mu)$ im Verhältnis 2,18 : 1 [H1MC].
Abbildung 2.7 zeigt die Spektren einiger generierter Spurparameter und kinematischer Variablen der LPAIR–MC–Mischung für generierte Massen $M_{gen} \geq 4,6\,\mathrm{GeV}$.

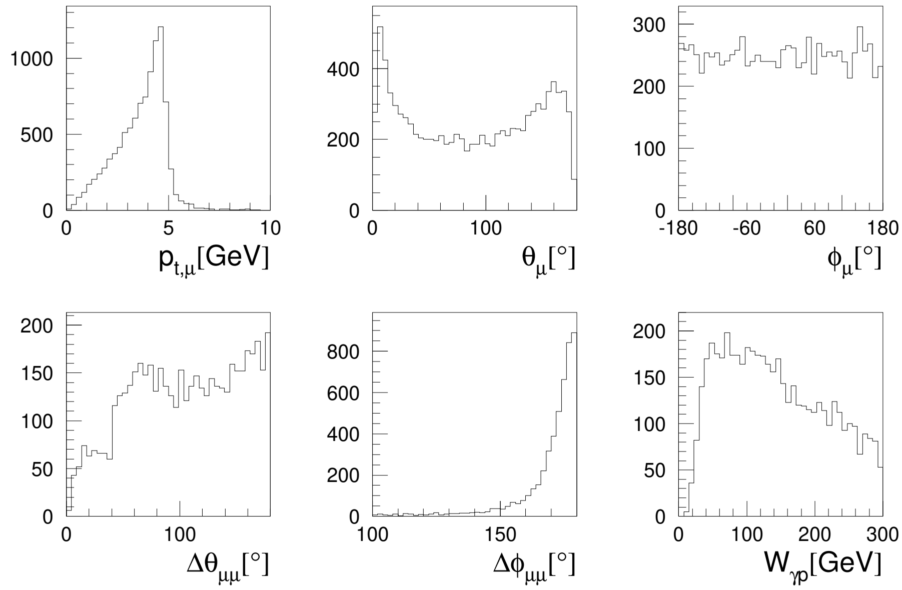

Abbildung 2.6: *Kinematische Variablen von Υ–Ereignissen, die mit DIFFVM generiert wurden*

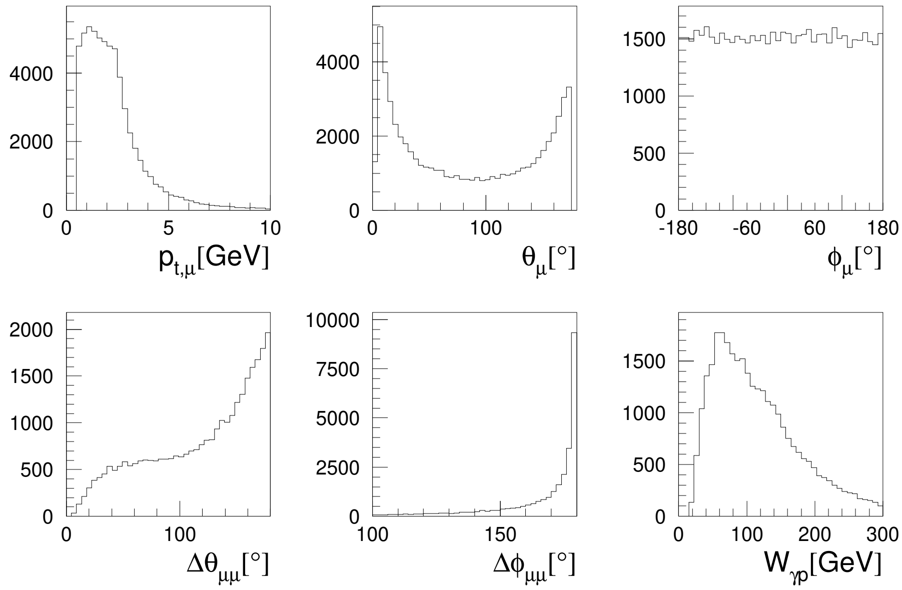

Abbildung 2.7: *Kinematische Variablen von Ereignissen, die mit LPAIR generiert wurden ($M_{gen} \geq 4,6$ GeV)*

Kapitel 3

Datenselektion

Der erste Teil dieses Kapitels beschäftigt sich mit der Datenselektion zur Untersuchung des myonischen Zerfallskanals bis zur Festlegung des endgültigen Datensatzes: Nach der Spurselektion der an einen (Primär–)Vertex angepaßten Spuren der Spurkammern schließen sich die Myonidentifikation und Schnitte zur Verwerfung von Spuren kosmischer Myonen an. Hiernach folgt der Übergang zu Spuren mit Vertexdetektorinformation. Kinematische Schnitte und Triggerbedingungen — notwendig für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts — sind in einem weiteren Abschnitt enthalten.
Der zweite Teil hat den Vergleich von Monte–Carlo– mit ep–Ereignisen zum Gegenstand. Es folgt die Datenselektion für die Untersuchung des elektronischen Zerfallskanals $\Upsilon \rightarrow ee$, wobei speziell auf die Unterschiede zur vorherigen Selektion eingegangen wird. Der letzte Teil des Kapitels enthält eine Zusammenfassung aller Analyseschnitte.

3.1 Datenselektion zur Untersuchung des myonischen Zerfallskanals

Die Daten, die dieser Analyse zugrunde liegen, stammen aus der 1997er Datennahmeperiode, in der der CST erstmals vollständig in Betrieb gewesen ist. Es finden außerdem nur solche Daten Verwendung, die aufgezeichnet wurden, als alle für diese Analyse relevanten Detektorkomponenten mit Hochspannung versorgt waren. Mit dieser Forderung ergibt sich für die über das Jahr 1997 integrierte Luminosität ein Wert von $\mathcal{L} = 15{,}5\ \mathrm{pb}^{-1}$.
Die Analyse berücksichtigt weiter nur Ereignisse der Klasse 24, wobei die endgültigen Analyseschnitte mindestens so hart wie die der Ereignisklassifikation sind.

3.1.1 Spurselektion

Das Lee–West–Spurselektionspaket (s. Anhang und [West97]) dient zum Verwerfen schlecht gemessener bzw. unphysikalischer Spuren, sowie zur Auflösung von Spurmehrdeutigkeiten.

Mehrdeutigkeiten entstehen in einem Polarwinkelbereich $10^\circ \lesssim \theta \lesssim 30^\circ$, da Teilchen dort sowohl in den zentralen, als auch in den vorderen Spurkammern Spuren erzeugen können. In diesem Fall wird diejenige Spurhypothese bevorzugt, die die Information beider Spurkammersysteme berücksichtigt. Falls diese Spuranpassung ein schlechtes Ergebnis liefert, d.h. daß die Verbindungswahrscheinlichkeit von Vorwärts– und Zentralspur zu klein ist, hat dann die zentrale Spur Vorrang vor der in den vorderen Spurkammern gemessenen.
Außerdem lassen sich Spuren innerhalb des Auflösungsvermögens der Spurkammern oftmals an mehr als eine Vertexhypothese anpassen (z.B. an einen Sekundärvertex). In dieser Analyse werden nur Spuren berücksichtigt, die sich an einen Primärvertex anpassen lassen, da die Zerfallslänge des Υ–Mesons ($c\tau_\Upsilon \approx 10^{-12}$ m) weit unterhalb der Auflösung des Spurkammersystems liegt. Als Primärvertexhypothese dient in der $r\phi$–Ebene der sogenannte *Run–Vertex*. Hier handelt es sich um den ep–Kollisionsort in $r\phi$, der durch die Lage des Elektron– und Protonstrahls sowie durch die Größe des Strahlflecks bei der Kollision bestimmt ist. Die z–Koordinate des Vertex (z–Vertex) wird hingegen mit den z–Kammern für jedes Ereignis neu bestimmt (Ereignisvertex). In Abbildung 3.1 ist die x– und y–Komponente des Run–Vertex gegen die Run–Nummer aufgetragen und das Spektrum des z–Vertex (integriert über die gesamte Datennahmeperiode) dargestellt.
Von dieser Selektion ausgehend müssen die Ereignisse folgenden Bedingungen genügen:

- genau zwei Spuren im Polarwinkelbereich $15^\circ < \theta < 165^\circ$ (+ höchstens eine zusätzliche Spur außerhalb dieses Bereiches)
- Zerfallsteilchenimpuls $\text{p} \geq 800\,\text{MeV}$
- invariante Masse der beiden Teilchen $\geq 2\,\text{GeV}$
- ungleiche Ladungen: $\text{q}(Teilchen1) \neq \text{q}(Teilchen2)$

Die Zerfallsleptonen erzeugen im Flüssig–Argon–Kalorimeter bzw. im Myonsystem ein typisches Signal:
Elektronen deponieren ihre Energie nur im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters, während Myonen auch in den hadronischen Teil vordringen und, falls sie genügend hohe Impulse besitzen, im instrumentierten Eisen nachgewiesen werden. In dieser Arbeit wird hauptsächlich der myonische Zerfallskanal betrachtet.

3.1.2 Myonerkennung

Je nachdem, wie gut die im hadronischen Teil des Kalorimeters gemessene Energiedeposition mit der Erwartung der Energiedeposition eines Myons übereinstimmt, wird dem Myonkandidaten eine Qualität („Myonqualität“) zugeordnet: 1 für *schwach*, 2 für *normal* und 3 für *gut* identifizierte Myonen. Hinterläßt ein Myonkandidat ein Signal im instrumentierten Eisen, so erhält dieser schließlich die Myonqualität *Kalorimeterqualität + 10*.
Die Erkennungseffizienz des Kalorimeters liegt (für Myonqualität ≥ 2) bei ca. 70 %, die

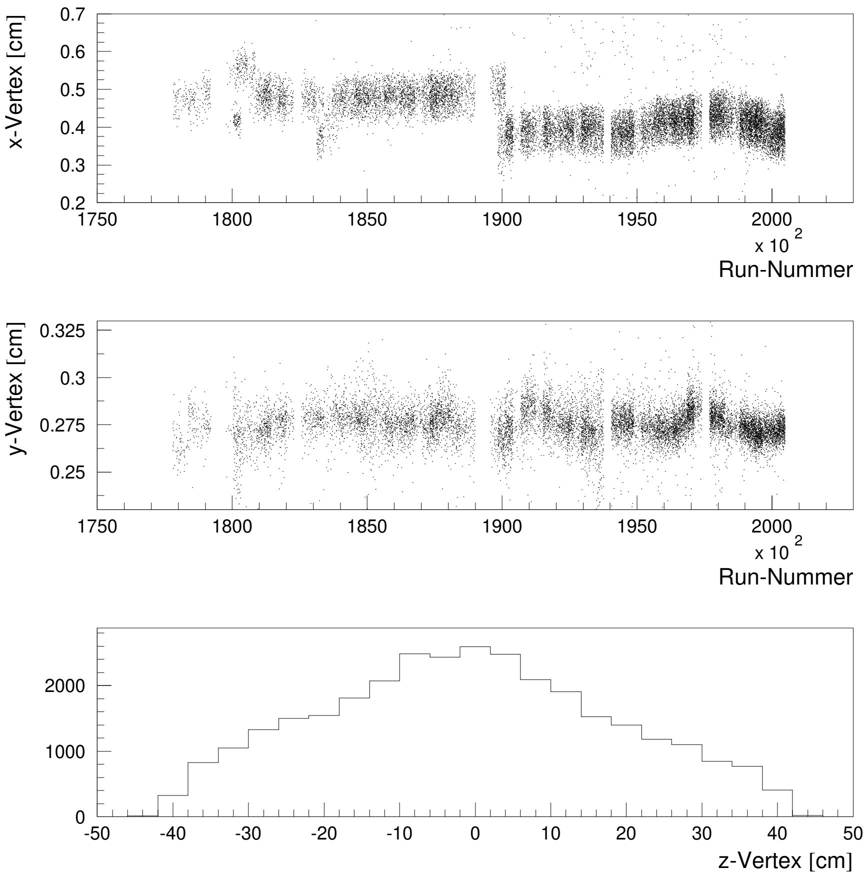

Abbildung 3.1: *Vertexverteilungen: In den oberen beiden Bildern ist die x– bzw. die y–Komponente des Run–Vertex gegen die Run–Nummer aufgetragen. Das untere Bild zeigt die Verteilung des z–Vertex.*

des instrumentierten Eisens bei ungefähr 80 %, falls die Myonen genügend hohe Impulse besitzen, um durch das Kalorimeter ins Myonsystem vorzudringen (p $\gtrsim$ 2 GeV)[Merk99]. Eine ausführliche Beschreibung der Myonerkennung befindet sich in [NInt97].
In dieser Analyse sind zwei erkannte Myonen mit einer Qualität größer oder gleich zwei gefordert. Das so entstandene Massenspektrum im Bereich $4,6\,\mathrm{GeV} \leq M_{\mu\mu} \leq 15\,\mathrm{GeV}$ ist im ersten Histogramm der Abbildung 3.4 dargestellt. Die Myonselektion macht ebenfalls vom Lee–West–Programmpaket Gebrauch (s. Anhang).

3.1.3 Schnitte gegen kosmische Myonen

Da der so erhaltene Datensatz noch durch Spuren von Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung dominiert ist, enthält die Datenselektion zwei Schnitte zur weitgehenden Eliminierung dieses Untergrundes:

- $\Delta\theta < 165°$

- $375 \leq \mathrm{T}_0 \leq 400$.

$\Delta\theta$ ist gleich der Summe der Polarwinkel θ der Zerfallsmyonen, falls diese Summe weniger als 180° beträgt. Falls sie größer als 180° ist, gilt $\Delta\theta = 360° - (\theta(Myon1) + \theta(Myon2))$. Der $\Delta\theta$–Schnitt verwirft kosmische Myonen, da diese eine annähernd gerade Spur im Detektor hinterlassen. Verläuft eine gerade Spur durch den Wechselwirkungspunkt, so wird $\Delta\theta \approx 180°$ gemessen. Der zweite Schnitt eliminiert alle Spuren, die ausserhalb eines definierten Zeitintervalls um den Zeitpunkt, in dem die Strahlpakete die Wechselwirkungszone passieren, entstanden sind.

Die Größen $\Delta\theta$ und T_0 sind in Abbildung 3.2 mit den jeweiligen Schnitten dargestellt.

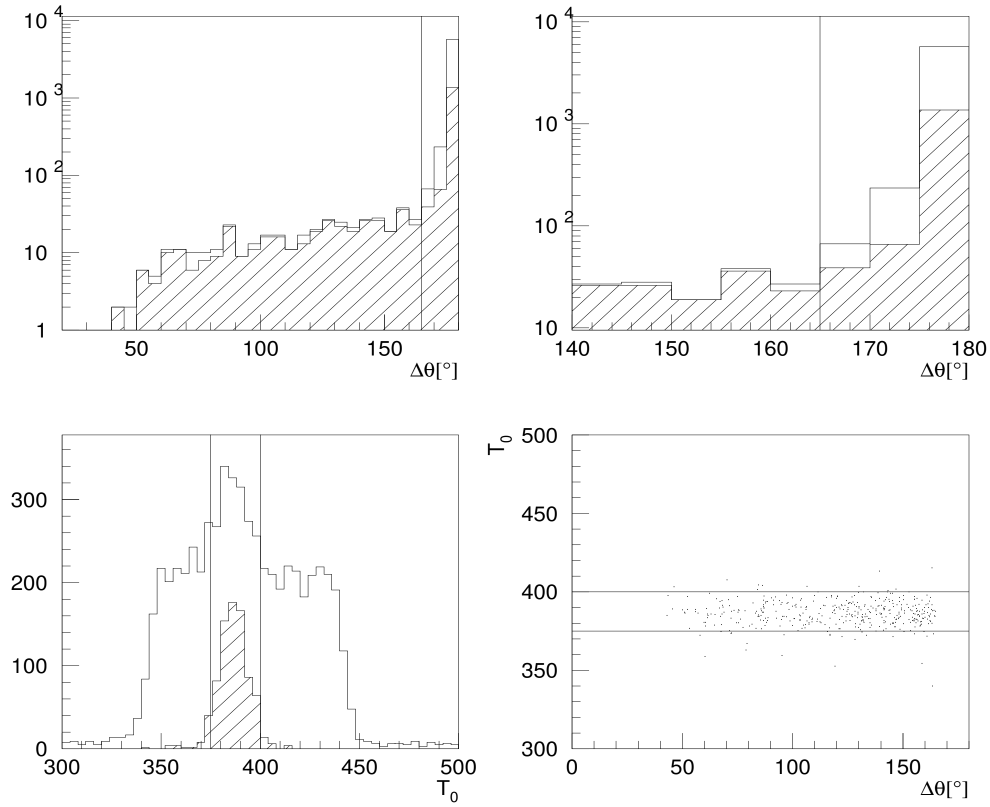

Abbildung 3.2: *Schnitte gegen kosmische Myonen: Die oberen beiden Histogramme zeigen $\Delta\theta$ mit Schnitt (in logarithmischer Darstellung). Um den Schnitt besser erkennen zu können, ist der Bereich großer Winkeldifferenzen ($\Delta\theta \geq 140°$) noch einmal gesondert dargestellt. Die schraffierte Fläche zeigt den Anteil der Verteilung, der nach dem T_0–Schnitt noch überbleibt. Andersherum ist im dritten Histogramm T_0 (mit dem entsprechenden Schnitt) aufgetragen, wobei die schraffierte Fläche den Anteil zeigt, der den $\Delta\theta$–Schnitt erfüllt. Im letzten Histogramm ist T_0 gegen $\Delta\theta$ (nach $\Delta\theta$–Schnitt) aufgetragen.*

Das zugehörige Massenspektrum ist im Bereich $4,6\,\mathrm{GeV} \leq M_{\mu\mu} \leq 15\,\mathrm{GeV}$ in Abbildung 3.4 gezeigt.

3.1.4 Spuren mit Vertexdetektorinformation

Für den Übergang zu Spuren mit CST–Information muß eine Mindestanzahl von CST–Treffern, die mit einer CJC–Spur verbunden sind, gefordert werden. Die Spuren beinhalten hier *nur die $r\phi$–Spurinformation des CST*, in die Bestimmung des Spurparameters θ fließt keine Vertexdetektorinformation ein (siehe Abschnitt 4).
Die CST–Information kann außerdem zur weiteren Reduzierung von Untergrund dienen, indem Spuren von Teilchen verworfen werden, die wahrscheinlich nicht am Primärvertex entstanden sind. Hierzu wird in $r\phi$ auf den kleinsten Abstand der Spur vom Primärvertex geschnitten. Der Abstand heißt *dca* (aus dem englischen: **d**istance of **c**losest **a**pproach). Je größer der *dca* ist, desto wahrscheinlicher ist es, daß das Teilchen nicht am *ep*–Wechselwirkungspunkt entstanden ist.
Bei diesem Schnitt ist entscheidend, daß es sich um den mit dem CST gemessenen *dca* handelt; dieser ist um einen Faktor 11 genauer als der herkömmliche *dca* der nicht an einen Vertex angepaßten Spurkammerspuren [Kau98].
Die Schnitte sind schließlich:

- Anzahl verbundener CST–Treffer pro Spur ≥ 1
- $\mid dca \mid \leq 0,03$ cm.

Die Anzahl CST–Treffer pro Myonspur und die mit dem CST gemessene *dca*–Verteilung ist (wieder mit den entsprechenden Schnitten) in Abbildung 3.3 zu sehen. In den diesen Schnitten genügenden Massenspektren (s. Abb. 3.4) ist bei $M_{\mu\mu} \approx 9,5$ GeV erstmals das Υ–Signal zu erkennen.
Abbildung 3.5 zeigt das entsprechende Massenspektrum im Bereich $2\,\mathrm{GeV} \leq M_{\mu\mu} \leq 15\,\mathrm{GeV}$. Das J/ψ–Signal liegt bei einer invarianten Masse von $M_{\mu\mu} \approx 3,1\,\mathrm{GeV}$.
Ein typisches Ereignis, das alle bisherigen Schnitte erfüllt, ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Die invariante Masse beträgt in diesem Fall $M_{\mu\mu} \approx 9,9\,\mathrm{GeV}$.

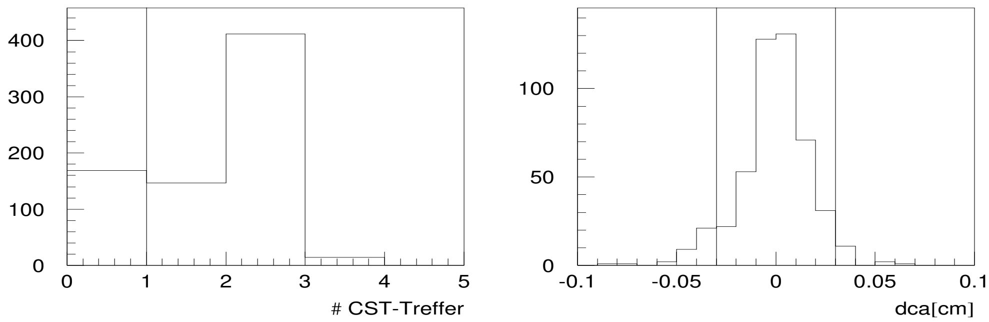

Abbildung 3.3: *CST–Schnitte: In den Histogrammen ist die Anzahl verbundener CST–Treffer pro Spur und der mit dem CST gemessene dca dargestellt. Die Schnitte sind jeweils gekennzeichnet.*

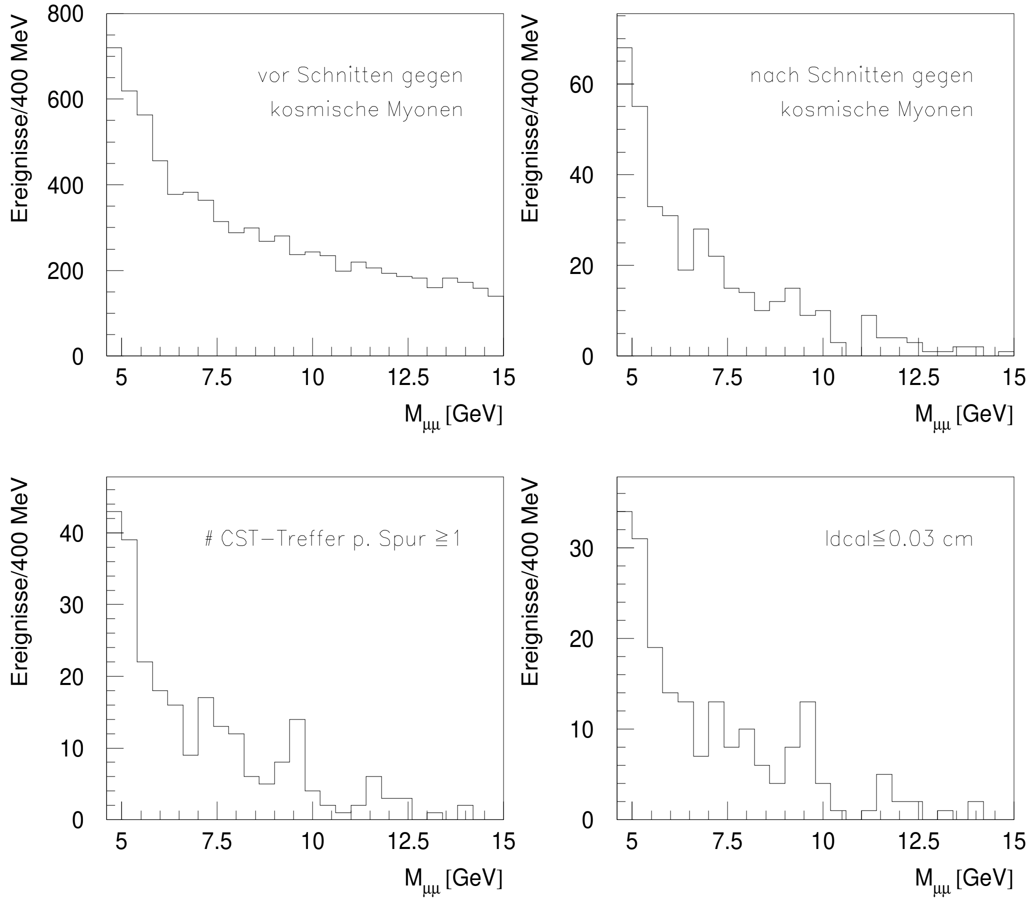

Abbildung 3.4: *Massenspektren: Herausbildung des Υ–Signals; die jeweiligen Bedingungen sind in den Histogrammen aufgeführt.*
Nach dem Übergang zu CST-Spuren mit der Forderung von mindestens einem CST-Treffer pro Spur ist das Υ–Signal bei $M_{\mu\mu} \approx 9,5$ GeV zu erkennen.

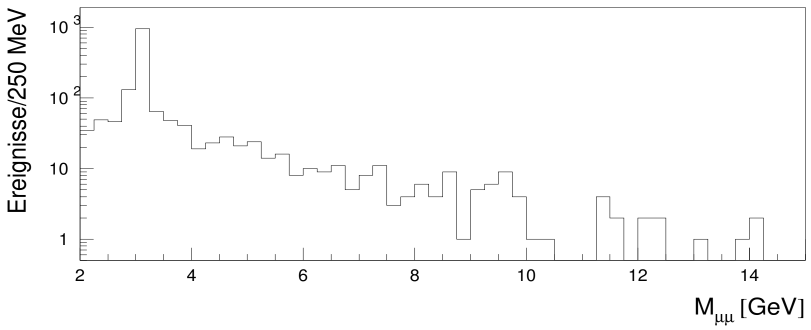

Abbildung 3.5: *Massenspektrum im Bereich $2\ GeV \leq M_{\mu\mu} \leq 15\ GeV$*

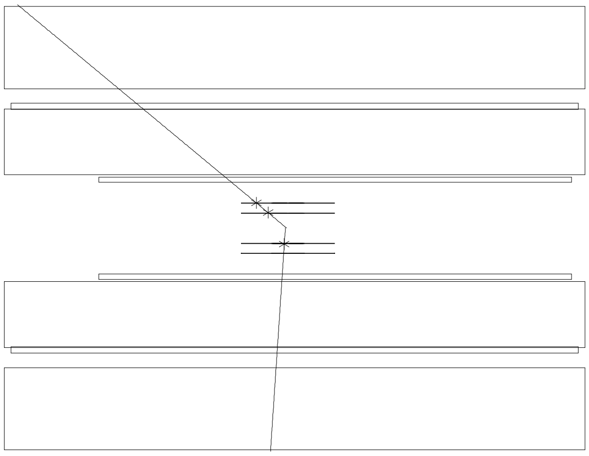

Abbildung 3.6: *Ereignis mit der invarianten Masse $M_{\mu\mu} \approx 9,9\,GeV$, das allen bisherigen Schnitten genügt (s. Text); gezeigt ist die Seitenansicht des CST und der zentralen Spurkammern CJC. Die zwei Myonspuren sind als Linien dargestellt; die CST–Treffer sind als Sternchen gekennzeichnet.*

3.1.5 Kinematische Schnitte und Triggerauswahl

Für die Festlegung des endgültigen Datensatzes, mit dem der γp–Wirkungsquerschnitt bestimmt wird, folgen drei weitere Schnitte:
Um von den bisher erhaltenen Daten nur Photoproduktionsereignisse auszuwählen (d.h. Ereignisse mit $Q^2 < 1$ GeV^2), muß sichergestellt sein, daß im Detektor kein gestreutes Elektron nachgewiesen ist. Dieser Forderung wird durch einen Schnitt Genüge getan, der kein Signal im elektromagnetischen LAr–Kalorimeter oder SpaCal mit der Energie $E > 4$ GeV erlaubt [Wild98]. Weiter erfolgt die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts nur mit Ereignissen, bei denen der Subtrigger s34 angesprochen hat (s. Abschnitt 1.2.5). Die Forderung des Subtriggers nach einem im Zentralbereich des instrumentierten Eisens erkannten Myon, wird jetzt ebenfalls in der Selektion gestellt. Schließlich muß die γp–Schwerpunktenergie der Ereignisse zwischen 60 und 210 GeV liegen (s. Abb. 3.7). Außerhalb dieses Bereiches liegen nur sehr wenige Ereignisse aus dem Υ–Massenbereich, siehe hierzu Abbildung 3.12 oben rechts. Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts werden deshalb nur Ereignisse innerhalb dieses $W_{\gamma p}$–Bereiches herangezogen. Die so erhaltenen Massenspektren sind in Abbildung 3.8 zu sehen.
Eine Kurvenanpassung an die Spektren des myonischen Zerfalls findet in Kapitel 5 statt.

3.2 Vergleich von MC–Ereignissen mit *ep*–Daten

Nachdem die generierten Daten die Detektorsimulation und die vollständige Ereignisrekonstruktion durchlaufen haben, werden auf sie die gleichen Schnitte angewandt, mit

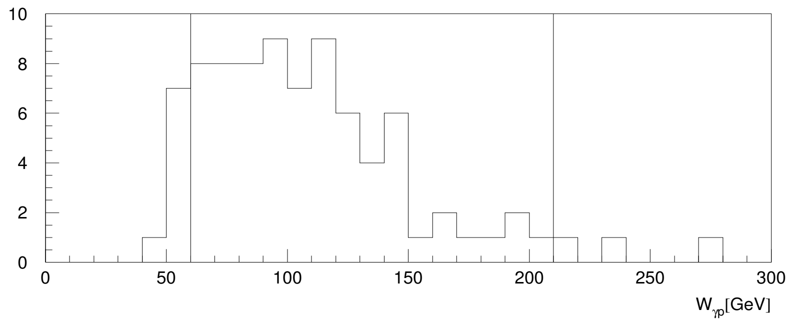

Abbildung 3.7: *Spektrum der Photon–Proton–Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ nach Forderung des Subtriggers s34. Der $W_{\gamma p}$–Schnitt ist eingezeichnet.*

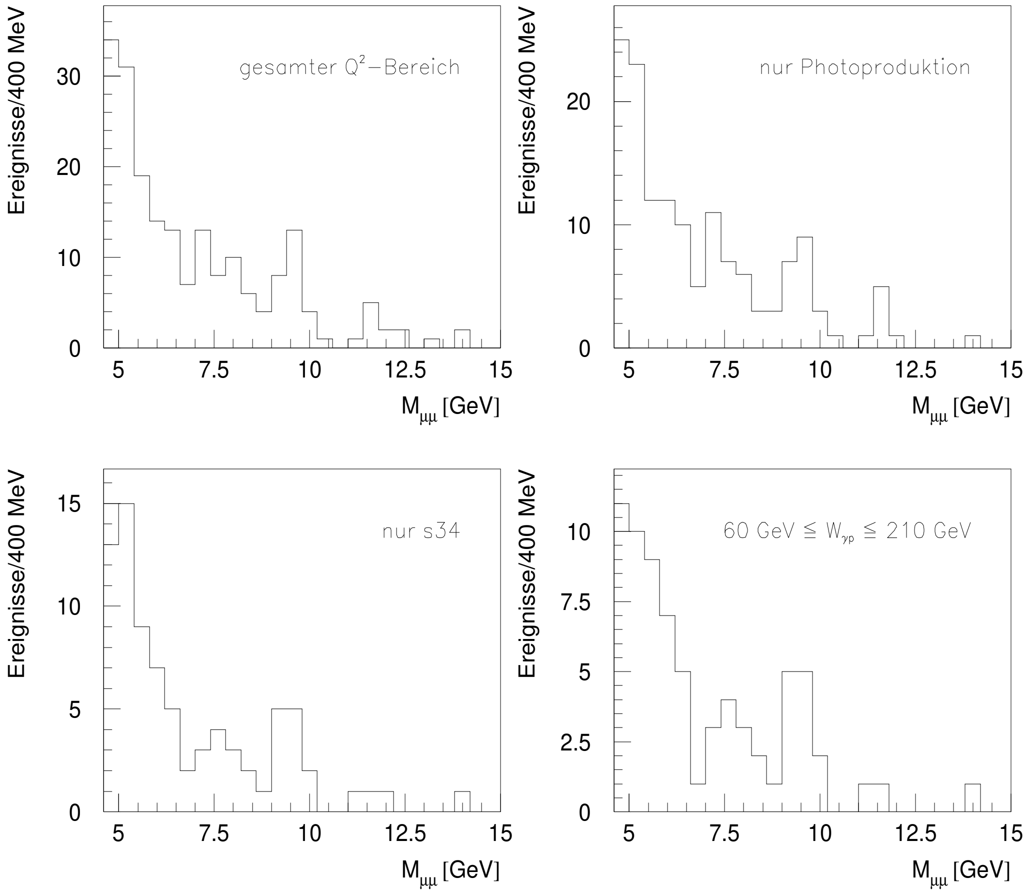

Abbildung 3.8: *Massenspektren: Erzeugung des endgültigen Datensatzes; die jeweiligen Forderungen an die Daten sind in den Histogrammen aufgeführt. Das erste Histogramm zeigt noch einmal das Massenspektrum nach dem dca–Schnitt.*

denen auch die ep–Daten selektiert werden.
In Abbildung 3.9 ist das MC–Massenspektrum des Υ-Signals nach dem dca–Schnitt dargestellt, erst als Überlagerung, dann als Summe der drei Υ–Resonanzen (gemäß der Komposition in Abschnitt 2.5.1), sowie die rekonstruierte Massenverteilung des nichtresonanten Untergrundes.
Um nachzuprüfen, ob die Ereignisse in der Monte–Carlo–Simulation sinnvoll beschrieben sind, ist zu untersuchen, inwieweit die experimentell gewonnenen und die simulierten Größen übereinstimmen. Bei den simulierten Ereignissen handelt es sich um eine Überlagerung des nichtresonanten Untergrundes mit dem Υ–Signal (Υ(1s) + Υ(2s) + Υ(3s)).
In den Abbildungen 3.10 bis 3.13 sind simulierte und gemessene Massenverteilungen, γp–Schwerpunktenergien $W_{\gamma p}$, Spurparameter (p_t, p, ϕ, θ), Winkeldifferenzen der Zerfallsmyonen in ϕ ($\Delta\phi$) und in θ ($\Delta\theta$), sowie Vertexinformationen (dca, z–Koordinate des Primärvertex = z–Vertex) dargestellt. Mit durchgezogener Linie ist die jeweilige simulierte Größe eingezeichnet, wobei die Anzahl der Einträge im Histogramm auf die Anzahl der Einträge der aus ep–Kollisionen gewonnenen Daten normiert ist. Diese sind zum Vergleich jeweils in dasselbe Histogramm eingetragen:
Der Vergleich im Massenbereich $4,6\,\mathrm{GeV} \leq M_{\mu\mu} \leq 15,0\,\mathrm{GeV}$ ist in Abbildung 3.10 (nach dem dca–Schnitt) und in Abbildung 3.11 (nach der Forderung des Subtriggers s34) gezeigt. In allen Meßgrößen ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen. Zu bemerken ist, daß der vom Generator beschriebene Strahlquerschnitt in $r\phi$ zu groß ist (300 μm $\times$ 100 μm). Der dca würde in den simulierten Ereignissen also auch zu groß ausfallen. Die Strahlquerschnitt–Größe ist hier deshalb auf den tatsächlichen Wert von 155 μm $\times$ 31 μm korrigiert [B99], siehe Abbildung 3.14.
In den Abbildungen 3.12 und 3.13 sind die einzelnen Größen aus der Simulation mit denen aus ep–Daten im Υ–Massenfenster ($9,0$ GeV $\leq M_{\mu\mu} \leq 10,2$ GeV) dargestellt (wieder nach dem dca–Schnitt bzw. nach der Triggerforderung). Innerhalb des statistischen Fehlers stimmen die simulierten Parameter mit den experimentell ermittelten überein (auch hier ist die Strahlfleckgröße korrigiert).
Zum Schluß sei noch angemerkt, daß die Simulation der Größe T_0 die Verteilung in den ep–Daten nicht richtig wiedergibt: Wie in Abbildung 3.15 zu erkennen ist, ist das simulierte Spektrum schmaler als das experimentelle.

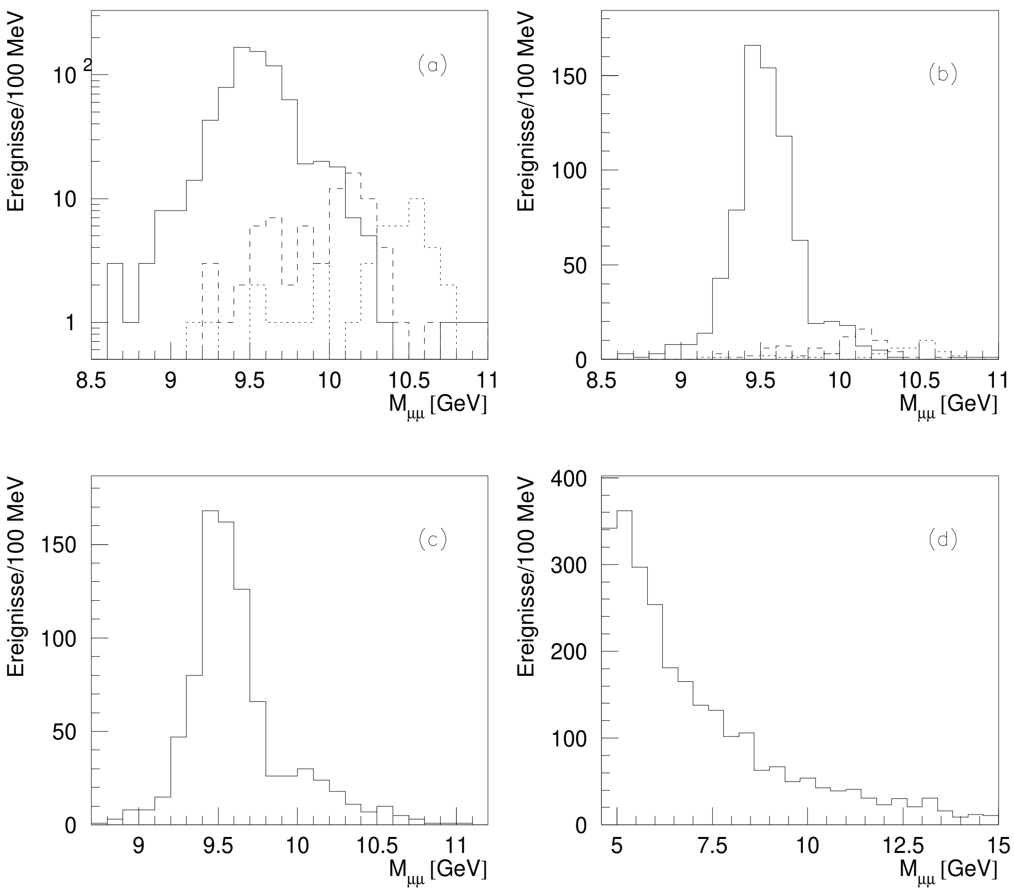

Abbildung 3.9: *MC–Massenspektren: Die ersten beiden Histogramme (a und b) zeigen die einzelnen Beiträge der drei Υ–Resonanzen: Υ(1s) mit durchgezogener, Υ(2s) mit grob gestrichelter, Υ(3s) mit fein gestrichelter Linie. Um die höheren Resonanzen besser erkennen zu können, ist die Darsellung in (a) logarithmisch. Histogramm (c) enthält die Summe der einzelnen Beiträge: Zu größeren Massen hin ($M_{\mu\mu} \gtrsim 9,8$ GeV) ist eine Schulter aufgrund der höheren Resonanzen zu erkennen. Histogramm (d) zeigt das Spektrum des mit LPAIR generierten nichtresonanten Untergrund der Reaktion $\gamma\gamma \to \mu\mu$.*

3.3 Selektion für den elektronischen Zerfallskanal

Dieser Abschnitt enthält die von der Myonselektion abweichenden Schnitte der Elektronselektion. In Abbildung 3.16 sind die gemessenen Massenspektren des Zerfalls $\Upsilon \rightarrow ee$ wie in Abschnitt 3.1 nach den jeweiligen Schnitten gezeigt.

Unterschiede zur Myonselektion sind:

- Anstelle von zwei erkannten Myonen ist mindestens ein im LAr–Kalorimeter identifiziertes Elektron gefordert. In Analogie zu der Myonerkennung kann den Elektronkandidaten eine sogenannte „Elektronqualität“von eins bis drei zugeordnet werden (s. Abschnitt 3.1.2). Sie muß in dieser Selektion für mindestens einen Kandidaten größer oder gleich zwei sein.

- Da das Elektronenspektrum nicht durch kosmische Strahlung überlagert ist, sind alle Schnitte, die zur Eleminierung dieses Untergrundes dienen, weggelassen (Schnitte auf die Größen $\Delta\theta$, T_0, dca).

- Pionen werden im elektromagnetischen Teil des LAr–Kalorimeters oft als Elektronen fehlidentifiziert. Deshalb ist ein Schnitt auf die Größe dE/dx, also auf den differentiellen Energieverlust des Teilchens pro zurückgelegtem Weg, hinzugefügt: Leichte Teilchen (z. B. Elektronen) verlieren durch Bremsstrahlung in Materie mehr Energie im Vergleich zu schwereren Teilchen (z. B. Pionen). Durch einen Schnitt, der Spuren von Teilchen mit kleinem Energieverlust ausschließt — also durch einen Schnitt gegen kleine dE/dx (Abb. 3.17) — wird deshalb der pionische Untergrund reduziert. Die dE/dx–Methode ist ausführlich in [Stein99] beschrieben.

- Anstelle des Subtriggers s34 sind die beiden Subtrigger s52 und s67 gefordert. Sie enthalten neben Vertexbedingungen im wesentlichen die Forderung nach einem Signal im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters oberhalb eines Schwellenwertes.

Die Massenspektren im Bereich $4,6\,\mathrm{GeV} \leq M_{ee} \leq 15,0\,\mathrm{GeV}$ sind in Abbildung 3.16 dargestellt. Mit den Schnitten bildet sich bei $M_{ee} \approx 9,5\,\mathrm{GeV}$ ein Massensignal heraus; es ist nach der Forderung von s52 oder s67 am deutlichsten zu erkennen. Eine Kurvenapassung an das letzte Spektrum durch die Summe einer Exponentialfunktion und einer normierten Gauß–Funktion liefert (abzüglich des Untergrundes) etwa sieben Ereignisse innerhalb des Υ–Signals (s. Abb. 3.18).
Das nach dem dE/dx–Schnitt entstandene Massenspektrum ist in einem größeren Bereich (ab 2 GeV) in Abbildung 3.19 zu sehen. Bei $M_{ee} \approx 3,1\,\mathrm{GeV}$ befindet sich das J/ψ–Signal. Der elektronische Zerfallskanal wird jedoch nicht für die Auflösungsstudien (folgendes Kapitel) oder für die Bestimmung des Υ–Wirkungsquerschnitts (Kapitel 5) herangezogen. Für eine eingehende Untersuchung der Zerfalls $\Upsilon \rightarrow ee$ sei auf [Hoff99] verwiesen.

3.4 Zusammenfassung der Selektionsschnitte

In Tabelle 3.1 sind die Analyseschnitte der Myonselektion, in Tabelle 3.2 die Schnitte der Elektronselektion zusammengefaßt. Außerdem ist jeweils die Ereignisanzahl nach dem jeweiligen Schnitt im Massenbereich $4,6$ GeV $\leq M_{\mu\mu} \leq 15,0$ GeV aufgeführt.

Schnitt	Bedingung	# Ereignisse	siehe Abschnitt
1	$15° < \theta < 165°$	7704	3.1.1
2	$p \geq 800$ MeV	7690	
3	$M_{\mu\mu} \geq 2$ GeV	7690	
4	q(Teilchen 1) $\neq$ q(Teilchen 2)	7641	
5	Myonqualität ≥ 2 (f. beide Myonen)	6375	3.1.2
6	$\Delta\theta < 165°$	407	3.1.3
7	$375 \leq T_0 \leq 400$	371	
8	# CST-Treffer ≥ 1	246	3.1.4
9	$\mid dca \mid \leq 0,03$ cm	198	
10	$Q^2 < 1$ GeV^2	145	3.1.5
11	nur Trigger s34	80	
12	60 GeV $\leq W_{\gamma p} \leq$ 210 GeV	71	

Tabelle 3.1: *Selektionsschnitte der* **Myonselektion** *mit der Anzahl der Ereignisse im Massenbereich $4,6$ GeV $\leq M_{\mu\mu} \leq 15,0$ GeV, die dem jeweiligen Schnitt genügen. Die integrierte Luminosität beträgt $\mathcal{L}$ = 15,5 pb^{-1}.*

Schnitt	Bedingung	# Ereignisse	siehe Abschnitt
1	$15° < \theta < 165°$ und ein erkanntes Elektron	457	3.3
2	$p \geq 800$ MeV	456	
3	$M_{ee} \geq 2$ GeV	456	
4	q(Teilchen 1) $\neq$ q(Teilchen 2)	450	
5	# CST-Treffer ≥ 1	279	
6	$dE/dx \geq 1{,}1$	195	
7	$Q^2 < 1$ GeV^2	123	
8	s52 oder s67	101	

Tabelle 3.2: *Selektionsschnitte der* **Elektronselektion** *mit der Anzahl der Ereignisse im Massenbereich $4,6$ GeV $\leq M_{\mu\mu} \leq 15,0$ GeV, die dem jeweiligen Schnitt genügen.*

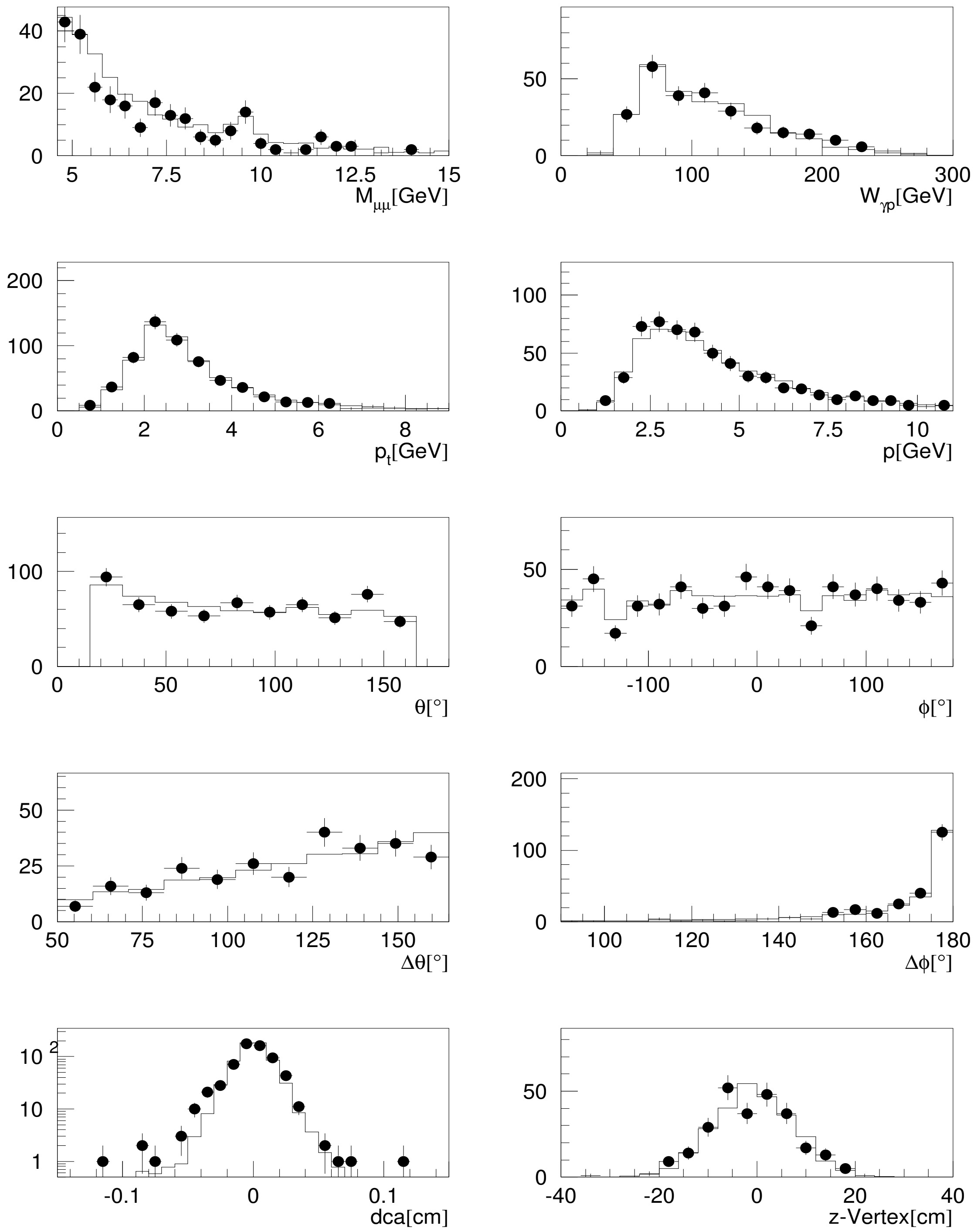

Abbildung 3.10: *Vergleich zwischen* **ep–Daten** *(mit statistischem Fehler) und* **Simulation** *(durchgezogene Linie) für den Massenbereich* $M_{\mu\mu} \geq 4,6$ **GeV nach Schnitt auf einen CST-Treffer pro Spur**. *Im ersten Histogramm sind die zugehörigen Massenspektren gezeigt. Die Anzahl der Histogrammeinträge der MC–Daten ist auf die Anzahl der Einträge der ep–Daten normiert.*

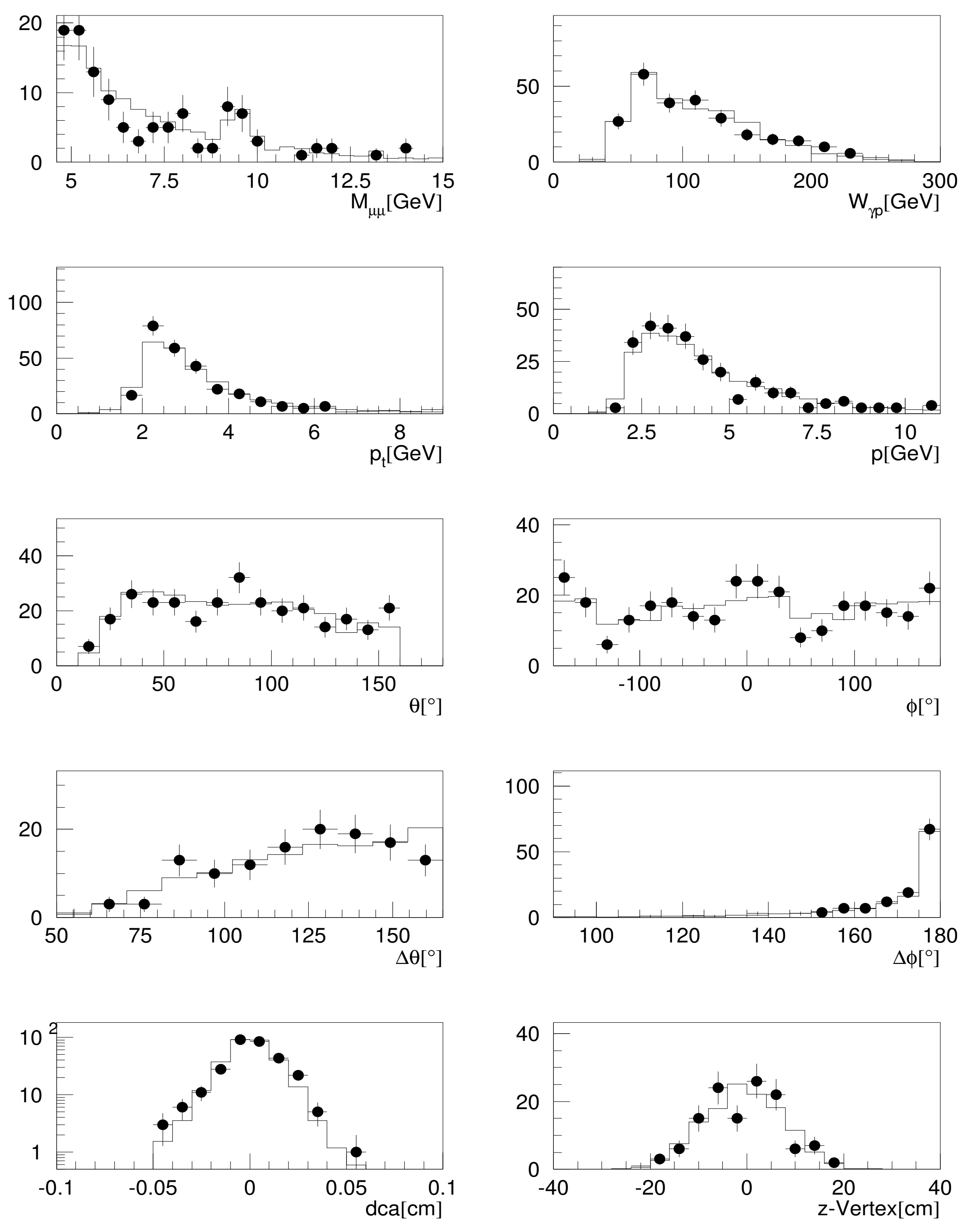

Abbildung 3.11: *Vergleich zwischen* **ep–Daten** *(mit statistischem Fehler) und* **Simulation** *(durchgezogene Linie) für den Massenbereich* $M_{\mu\mu} \geq 4,6$ **GeV nach der Forderung von Subtrigger s34**. *Das erste Histogramm zeigt die zugehörigen Massenspektren.*
Die Anzahl der Histogrammeinträge der MC–Daten ist auf die Anzahl der Einträge der ep–Daten normiert.

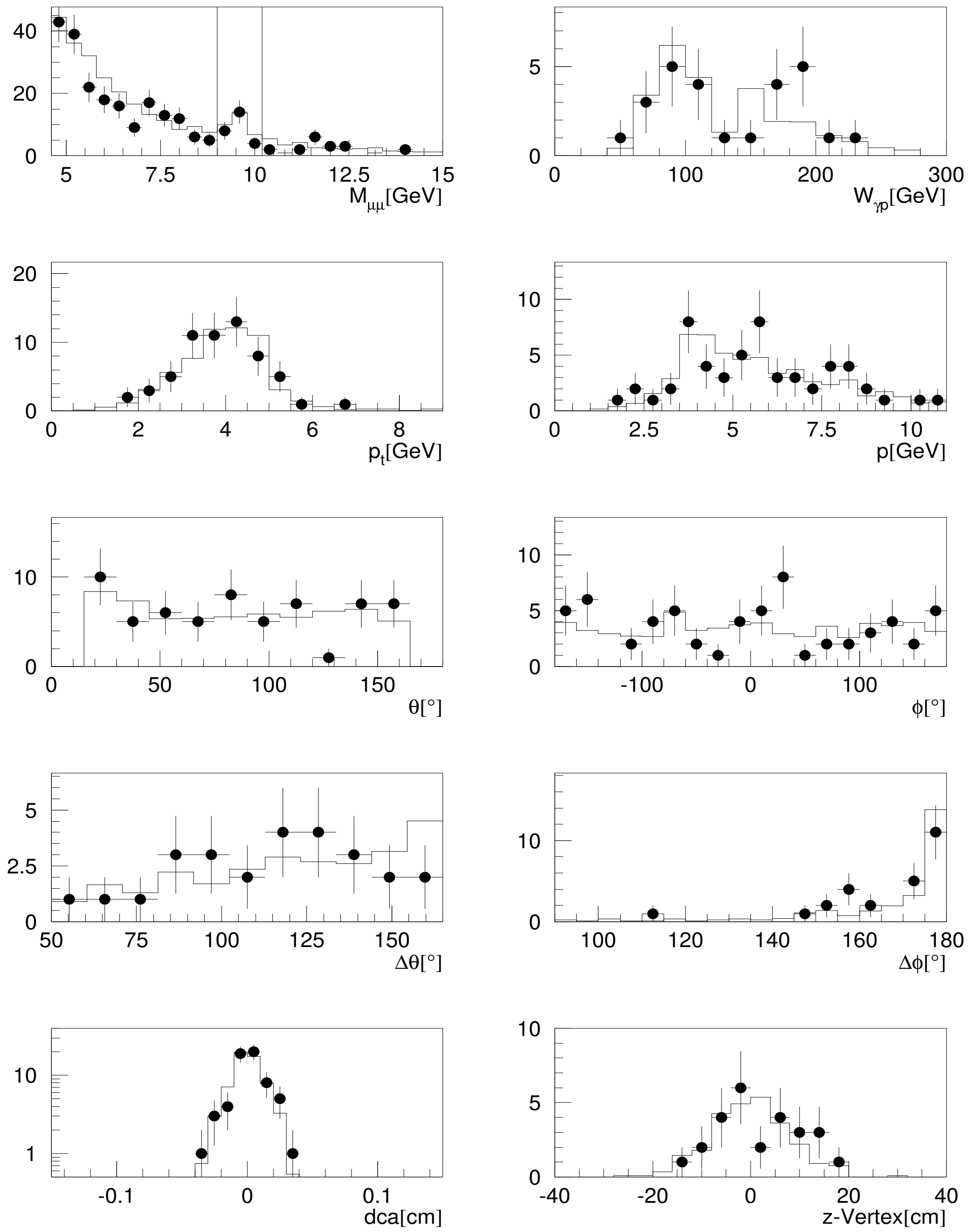

Abbildung 3.12: *Vergleich zwischen* **ep–Daten** *(mit statistischem Fehler) und* **MC–Simulatiuon** *(durchgezogene Linie) im Massenbereich* $\mathbf{9{,}0\ GeV \leq M_{\mu\mu} \leq 10{,}2\ GeV}$ **nach Schnitt auf einen CST–Treffer pro Spur**. *Bei den simulierten Ereignissen sind resonanter Untergund und* Υ*–Signal überlagert, so daß in der Simulation die Form des ep–Massenspektrums erzeugt wird.*
Der relevante Massenbereich ist eingezeichnet. Die Anzahl der Histogrammeinträge der simulierten Daten ist auf die Anzahl der Einträge der ep–Daten normiert.

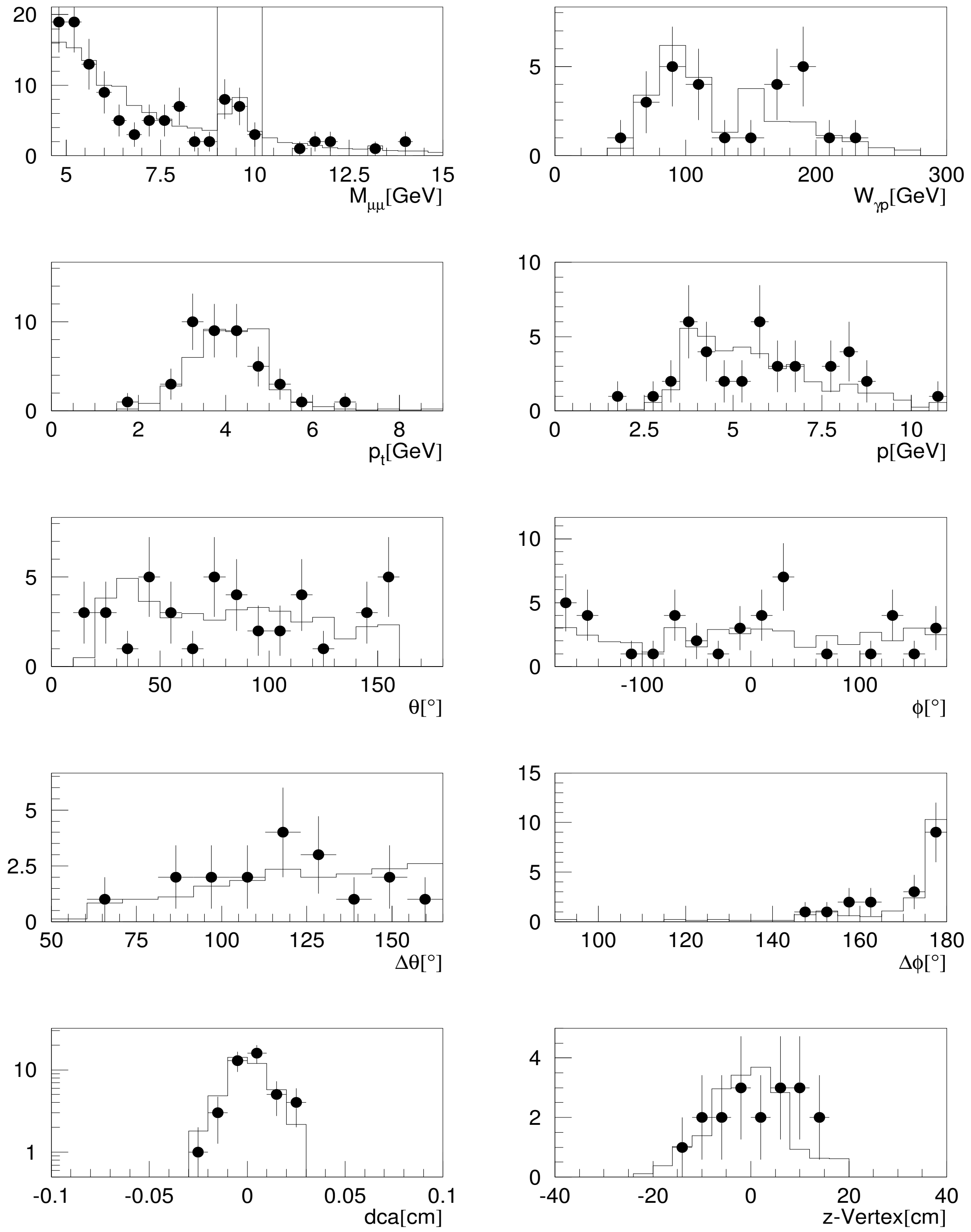

Abbildung 3.13: *Vergleich zwischen* **ep–Daten** *(mit statistischem Fehler) und* **MC–Simulatiuon** *(durchgezogene Linie) im Massenbereich* $\mathbf{9{,}0\ GeV \leq M_{\mu\mu} \leq 10{,}2\ GeV}$ **nach Forderung des Subtriggers s34**. *Bei den simulierten Ereignissen sind resonanter Untergund und* Υ*–Signal überlagert, so daß in der Simulation die Form des ep–Massenspektrums erzeugt wird.*
Der relevante Massenbereich ist eingezeichnet. Die Anzahl der Histogrammeinträge der simulierten Daten ist auf die Anzahl der Einträge der ep–Daten normiert.

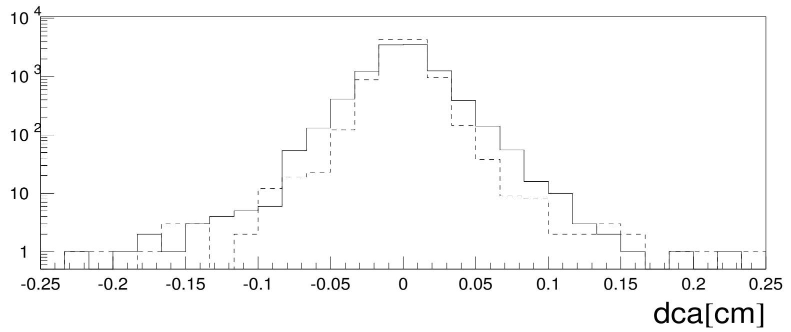

Abbildung 3.14: *Monte–Carlo–Simulation: Spektrum des rekonstruierten dca (generiert mit LPAIR) in logarithmischer Darstellung. Als durchgezogene Linie ist der dca ohne Strahlquerschnitt–Korrektur, als gestrichelte Linie mit Korrektur eingezeichnet. Das Spektrum des korrigierten dca ist schmaler.*

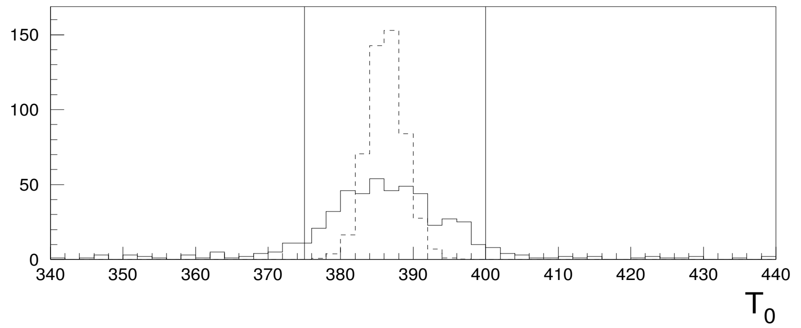

Abbildung 3.15: *Vergleich der T_0–Verteilung: Mit durchgezogener Linie ist das T_0–Spektrum der ep–Daten nach dem $\Delta\theta$–Schnitt eingezeichnet, mit gestrichelter Linie das entsprechende simulierte Spektrum (generiert mit LPAIR), normiert auf die Anzahl der Einträge. Die simulierte Verteilung fällt schmaler aus. Der T_0–Schnitt ist durch die beiden senkechten Linien gekennzeichnet.*

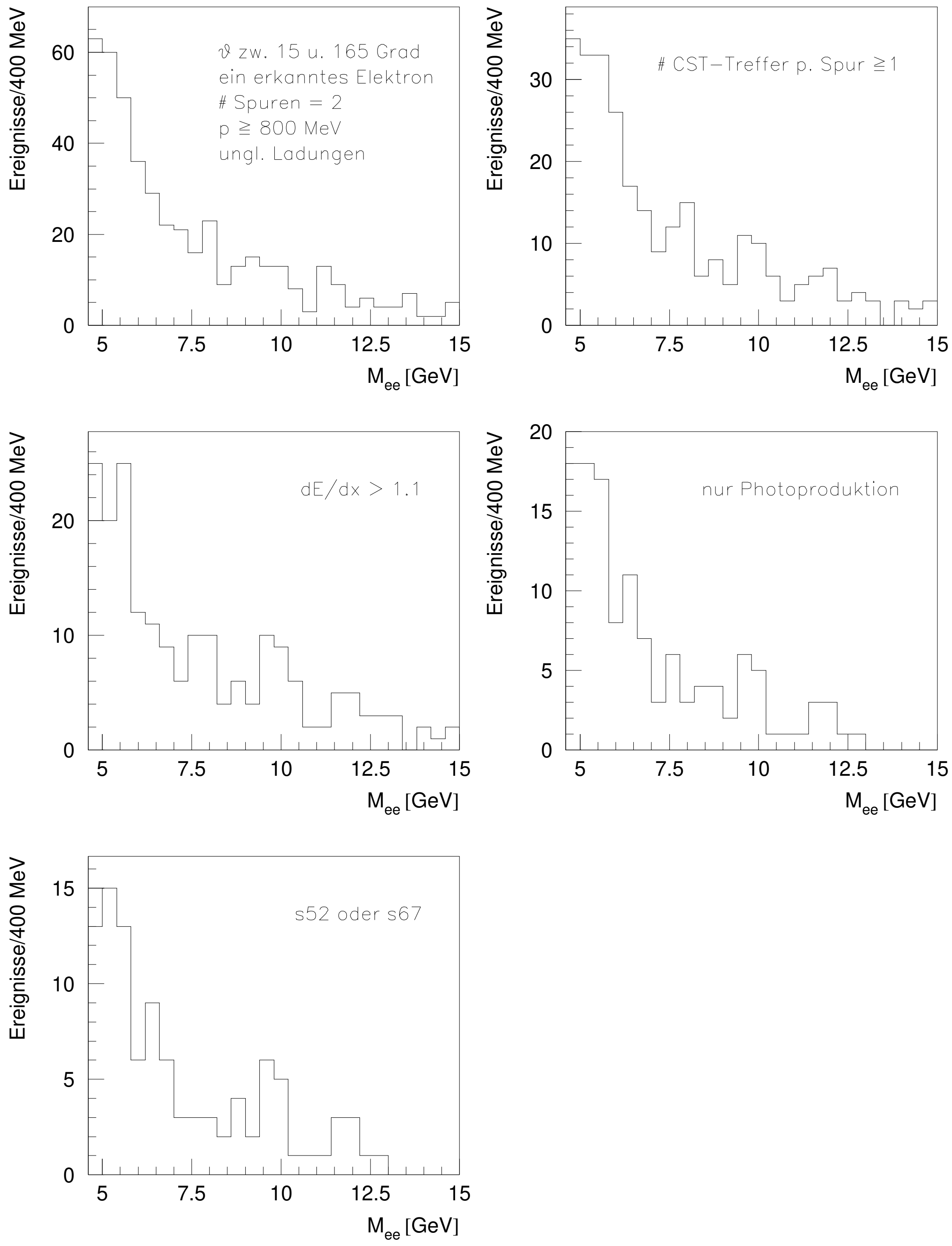

Abbildung 3.16: *Massenspektren des elektronischen Zerfallskanals*

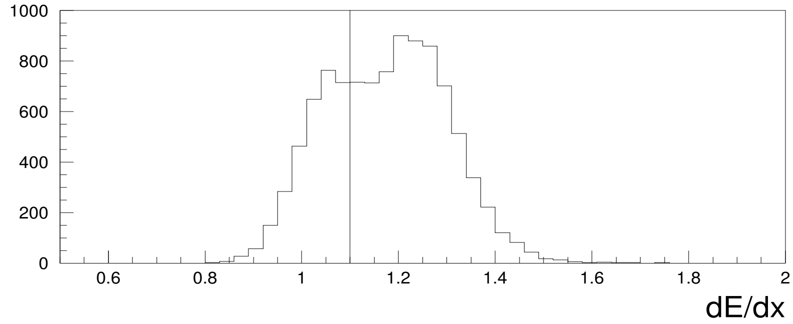

Abbildung 3.17: *dE/dx–Verteilung mit Schnitt zur Reduzierung des pionischen Untergrundes*

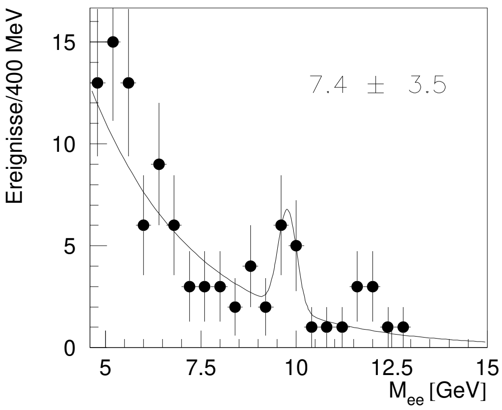

Abbildung 3.18: *Anpassung des Massenspektrums des elektronischen Zerfallskanals: Die Anpassungsfunktion ist die Summe einer Exponential– und einer Gauß–Funktion. Fester Parameter ist die Breite der Gauß–Kurve. Sie wird auf $\sigma_{fit} = 208,9\,MeV$ festgesetzt (s. Abschnitt 5.2.1). Die Anzahl der Einträge im Υ–Signal, d.h. die Anzahl der Ereignisse unterhalb der Gauß–Funktion abzüglich des Untergrundes, ist im Histogramm (mit Anpassungsfehler) angegeben.*

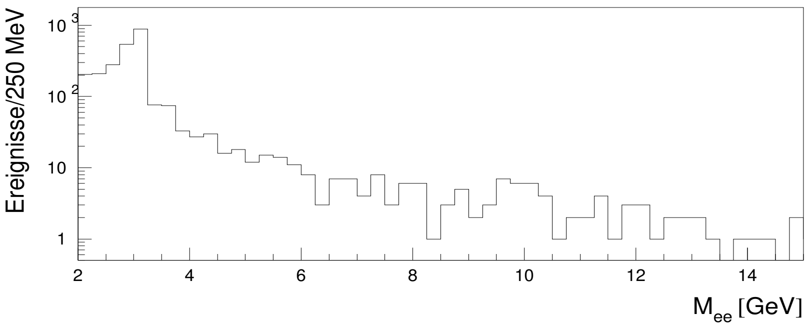

Abbildung 3.19: *Massenspektrum des elektronischen Zerfallskanals im Bereich $2\,GeV \leq M_{ee} \leq 15\,GeV$; bei $M_{ee} \approx 3,1\ GeV$ ist das J/ψ–Signal zu erkennen.*

Kapitel 4

Auflösungsstudien

Die Auflösungsstudien beschäftigen sich mit der Massenauflösung und der Auflösung der Spurparameter. Der erste Abschnitt hat allgemein den Einfluß der Auflösung der Spurparametermessung auf die Massenauflösung zum Gegenstand. Im folgenden werden Spuren und Massenverteilungen mit und ohne CST–Information verglichen: Es handelt sich 1.) um an einen Vertex angepaßte Spuren der Spurkammern, 2.) um herkömmliche CST–Spuren, bei denen CST–Treffer mit einer (nicht an einen Vertex angepaßten) CJC–Spur verbunden sind und 3.) um Spuren, die sich durch Anpassung dieser CST–Spuren an einen Primärvertex ergeben. Nicht an einen Vertex angepaßte Spuren der Spurkammern (ohne CST–Information) werden nicht betrachtet, da sie im Vergleich zu den drei genannten Fällen eine wesentlich schlechtere Ortsauflösung besitzen.
Wie im vorherigen Kapitel erwähnt, ist der generierte Strahlquerschnitt zu groß. Für die Vertexanpassung (1. und 3.) der Spuren in der $r\phi$–Ebene wird in den simulierten Ereignissen die korrigierte Strahlquerschnitt–Größe verwendet.
Der Datensatz, der sich nach dem Schnitt auf den *dca* ergibt (Schnitt 9 in Tabelle 3.1), ist die Grundlage der Auflösungstudien. Das gilt auch für Spuren des Datensatzes, die nur Spurkammer–(und keine CST–)information enthalten.
Die Untersuchungen werden zuerst am J/ψ–Signal im Massenbereich $3,0\,\mathrm{GeV} < M_{\mu\mu} < 3,2\,\mathrm{GeV}$ durchgeführt. Hier handelt es sich bei den experimentellen Daten um einen fast reinen J/ψ–Datensatz mit genügend hoher Statistik, um die Auflösungen in den ep–Daten mit den Auflösungen aus dem Monte–Carlo vergleichen zu können, siehe hierzu die Massenspektren in den Abbildungen 4.5 und 4.6. (Bei den MC–Ereignissen handelt es sich um elastische Prozesse, die ebenfalls mit dem DIFFVM–Generator erzeugt wurden). Hingegen ist die Anzahl der Ereignisse in den ep–Daten im Υ–Massenbereich bei $M_{\mu\mu} \approx 9,5$ GeV klein, so daß sich die Auflösungsstudien in diesem Bereich auf Monte–Carlo–Ereignisse beschränken.

4.1 Massenauflösung und Auflösung der Spurparameter

Die Gleichung zur Bestimmung der invarianten Masse (s. Anhang) hängt von den Spurparametern p_t, θ und ϕ ab. Eine genauere Bestimmung dieser Parameter führt zu einer besseren Massenauflösung, wobei Verbesserungen in p_t, θ und ϕ jeweils einen unterschiedlich großen Beitrag leisten. Dies wird in den Abbildungen 4.1 (J/ψ–Spektren) und 4.2 (Υ–Spektren) deutlich:
Ausgehend von den Massenspektren, die durch generierte Spurparameter entstehen, sind diese jeweils in den folgenden Spektren nacheinander durch die rekonstruierten Parameter ersetzt, sie werden „verschmiert". Die Massenverteilungen werden durch eine Gauß–Funktion angepaßt; im Falle des Υ–Spektrums handelt es sich um eine Anpassung an den (dominierenden) $\Upsilon(1s)$–Anteil des Spektrums. Es ist zu erkennen, daß die Meßungenauigkeit von p_t den größten Einfluß auf die Breite der Massenverteilung hat. Hingegen trägt die Ungenauigkeit in ϕ innerhalb des Fehlers der Kurvenanpassung nicht zu einer Verschlechterung der Massenauflösung bei. Durch die Ersetzung des generierten Parameters θ durch den rekonstruierten verbreitert sich die Massenverteilung im Falle des J/ψ–Spektrums wiederum, jedoch ist der Beitrag von θ klein im Vergleich zu dem von p_t. Innerhalb des Anpassungsfehlers der Gauß–Funktion ist im Υ–Massenspektrum auch durch die Verschmierung von θ keine weitere Verbreiterung zu erkennen.
Um die Massenauflösung zu verbessern, ist demnach vor allem eine genauere Bestimmung des Transversalimpulses nötig.

4.2 Primärvertexanpassung

Die Anpassung der CST–Spuren an den Primärvertex („Primärvertexfit") erfolgt in dieser Arbeit nur in der $r\phi$–Ebene, die z–Information der Spuren, d. h. der Azimutalwinkel θ, bleibt unverändert. Es handelt sich also um eine Spuranpassung in zwei Dimensionen.
Als Primärvertex dient der *Run–Vertex* (siehe Abb. 3.1).

4.3 MC und *ep*–Daten: Auflösung des CST im J/ψ–Massenbereich

Dieser Abschnitt befaßt sich mit der Auflösung der Spurparameter und der Massenauflösung des J/ψ–Signals im Bereich $3,0$ GeV $< M_{\mu\mu} < 3,2$ GeV. Die Untersuchungen finden erst mit Monte–Carlo–Ereignissen statt, die Breiten der Massenverteilungen werden dann mit den Breiten der Massenspektren aus den *ep*–Daten verglichen.

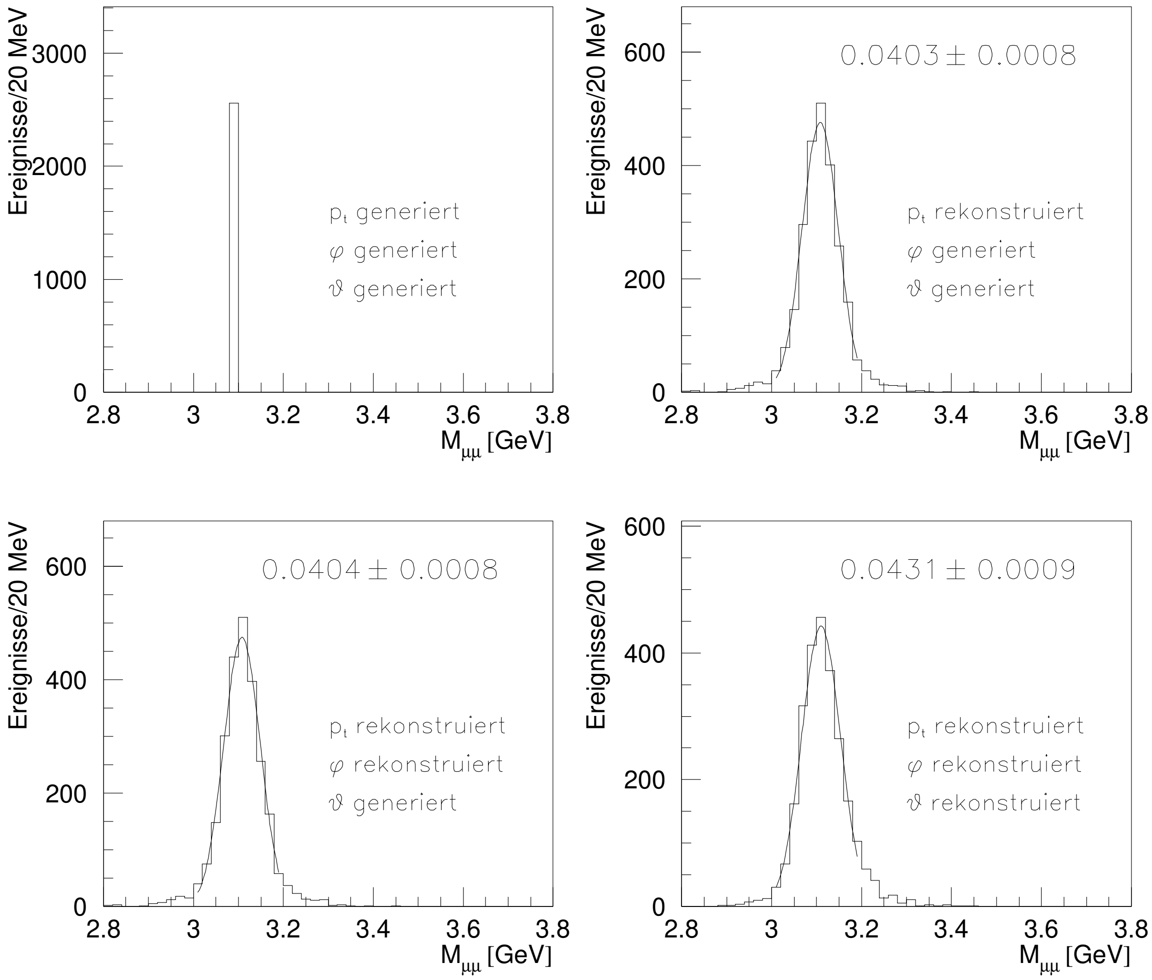

Abbildung 4.1: J/ψ–Massenspektren: *Verschmierung der Spurinformation; die Breite der angepaßten Gauß–Kurve ist mit Fehler in den Histogrammen angegeben (in GeV).*
Ausgehend von dem generierten Massenspektrum im ersten Bild, das ein scharfes J/ψ–Signal bei $M_{\mu\mu} \approx 3,1$ GeV aufweist, sind die generierten Spurparameter p_t, θ und ϕ in den folgenden Bildern nacheinander durch die rekonstruierten Parameter wie angegeben ausgetauscht (Es handelt sich hier um die Rekonstruktion von Spurkammerdaten ohne CST–Information).
Die Ersetzung von p_t hat die größte Auswirkung auf die Verbreiterung des Massenspektrums, gefolgt von der Ersetzung des Polarwinkels θ. Innerhalb des Fehlers der Histogrammanpassung hat der Austausch von ϕ kein Effekt auf die Massenbreite.

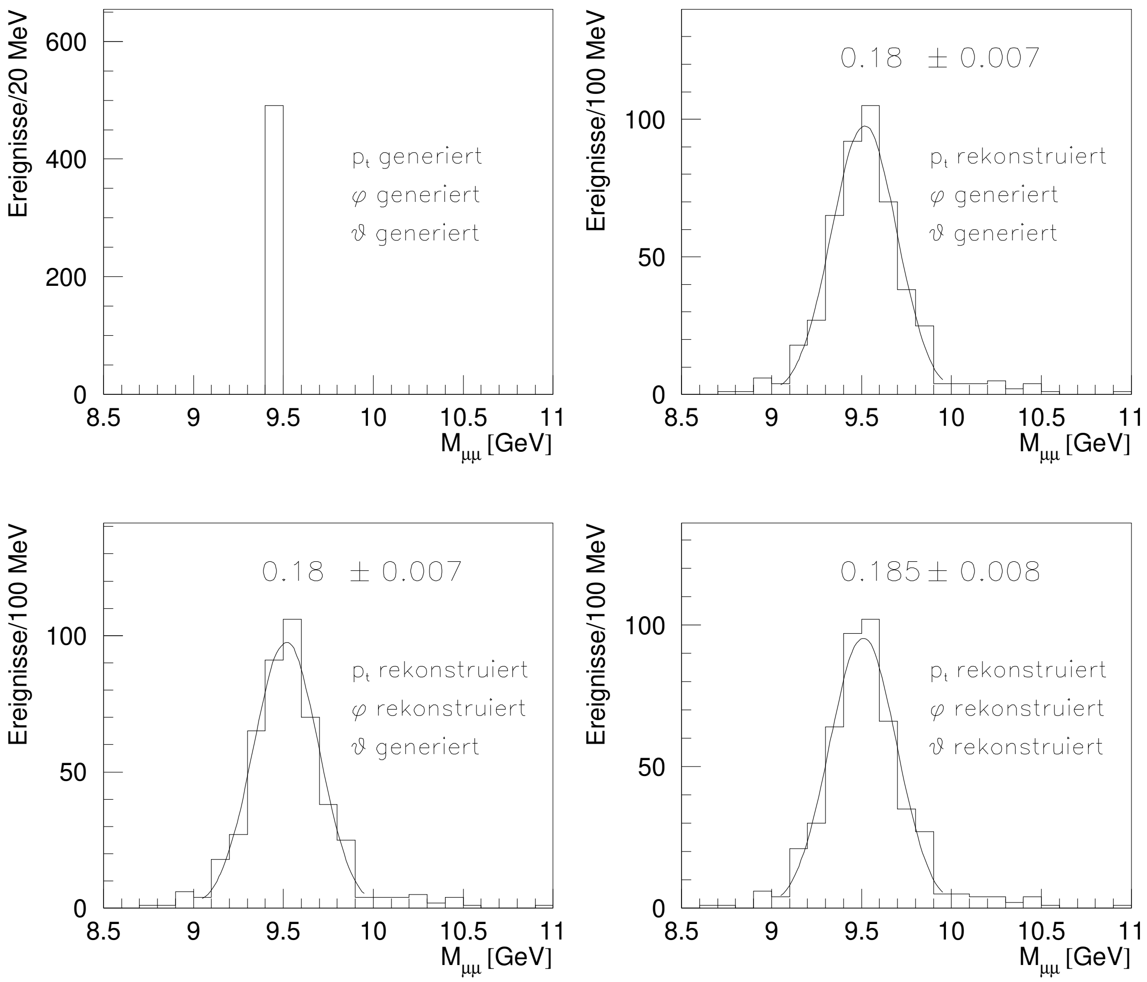

Abbildung 4.2: Υ(1s)–Massenspektren: *Verschmierung der Spurinformation; die Breite (σ) der angepaßten Gauß -Kurve ist mit Fehler in den Histogrammen angegeben (in GeV). Ausgehend von dem generierten Massenspektrum im ersten Bild, das ein scharfes Υ–Signal bei $M_{\mu\mu} \approx 9,5$ GeV aufweist, sind die generierten Spurparameter p_t, θ und ϕ in den folgenden Bildern nacheinander durch die rekonstruierten Parameter wie angegeben ausgetauscht (Es handelt sich hier um die Rekonstruktion von Spurkammerdaten ohne CST–Information).*
Innerhalb des Anpassungsfehlers ist nach der Verschmierung des Transversalimpulses p_t weder durch den Austausch von ϕ noch von θ eine weitere Verbreiterung des Massenspektrums zu erkennen.

4.3.1 Spurparameter

Abbildung 4.3 zeigt das Spektrum des generierten Transversalimpulses der Myonen $p_{t,gen}$. Es zeigt eine breite Verteilung mit einem Maximum bei $p_{t,gen} \approx M_{J/\psi}/2$. Der Mittelwert liegt etwas darunter bei $p_{t,gen} = 1,47\,\mathrm{GeV}$. In Abbildung 4.4 ist das Auflösungsvermögen der Spurkammern sowie das des Vertexdetektors in den Spurparametern p_t, θ und ϕ dargestellt: Die Histogramme zeigen den Quotienten

$$\frac{generierter\,Parameter - rekonstruierter\,Parameter}{generierter\,Parameter} \quad .$$

Die Verteilung gibt also an, wie groß die Abweichung der rekonstruierten Größe von der generierten, also der tatsächlichen Größe ist. Die Breite (σ) einer an die Verteilung angepaßten Gauß–Kurve ist deshalb ein Maß für das Auflösungsvermögen.
In der Abbildung ist zu erkennen, daß die Transversalimpulsauflösung in den drei Fällen (Spuren der Spurkammern mit Vertexfit, Spuren mit CST–Information ohne und mit Vertexfit) innerhalb des Fehlers der angepaßten Gauß–Kurve gleich groß ist.
Nach [Klein92] gilt

$$\sigma(p_t)/p_t \sim p_t/L^2\,, \tag{4.1}$$

wobei L die Spurlänge bedeutet.
Am Mittelwert des generierten Transversalimpulses ist jeweils

$$\sigma(p_t)/p_t^2 = 0,0120 \pm 0,0002\,. \tag{4.2}$$

Der Azimutalwinkel ϕ wird durch Nutzung der nicht an einen Vertex angepaßten CST–Spuren schlechter aufgelöst als nur durch Verwendung der Spurkammerinformation mit Vertexanpassung. Das beste Ergebnis in ϕ wird mit dem zweidimensionalen CST–Vertexfit erreicht. Wie oben gezeigt, hat die Ungenauigkeit in ϕ aber kaum Einfluß auf die Breite des Massenspektrums.
Die Auflösung des Polarwinkels θ ist innerhalb des Fehlers der Anpassung mit und ohne Nutzung der CST–Information gleich. Der Anteil der Histogrammeinträge, die außerhalb von fünf Standardabweichungen der angepaßten Gauß–Funktion liegen, erhöht sich jedoch durch die Nutzung der CST–Information um 4 % auf etwa 29 %. Der Grund hierfür ist falsches „Linking“auf der n–Seite des CST (s. Abschnitt 1.3.3).

4.3.2 Massenauflösung

Wie nach der Untersuchung der Auflösung der Spurparameter zu erwarten ist, ergibt sich in der Simulation durch die Verwendung von CST–Spuren keine verbesserte Massenauflösung im J/ψ–Bereich, da die Messung von p_t mit dem CST nicht verbessert werden kann. In den ersten beiden Massenhistogrammen der Abbildung 4.5 ist zu erkennen, daß sich das Massenauflösungsvermögen von CST–Spuren ohne Vertexanpassung im Vergleich zu dem der Spurkammerspuren (mit dreidimensionaler Vertexanpassung) sogar verschlechtert. Bei Austausch des mit dem CST bestimmten Polarwinkels θ durch den Wert der Spurkammern wird jedoch innerhalb des Fehlers die gleiche Massenbreite

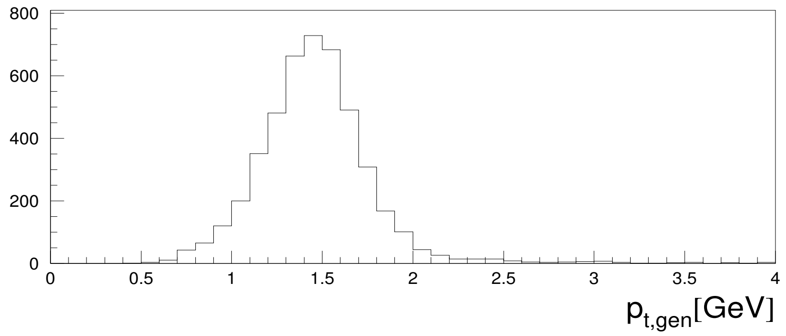

Abbildung 4.3: *Spektrum des generierten Transversalimpulses der Zerfallsmyonen im J/ψ–Massenbereich; das Maximum der Verteilung liegt bei $p_{t,gen} \approx M_{J/\psi}/2$, der Mittelwert bei $p_{t,gen} = 1,47$ GeV.*

wie in den Spurkammerdaten gemessen (drittes Histogramm der Abbildung 4.5).
Die Rekonstruktion des Parameters θ verschlechtert sich offenbar durch das Hinzunehmen von CST–Information. Wie schon erwähnt, ist dies die Folge „falsch verbundener“Treffer der z–Seite des CST.
Die zweidimensionale Vertexanpassung der CST–Spuren erzeugt innerhalb des Anpassungsfehlers kein schmaleres Massenspektrum. Die z–Information stammt hier nur von den Spurkammern und falsch verbundene Treffer der z–Seite des CST müssen nicht berücksichtigt werden.
Der Run–Vertex als weiterer Meßpunkt ist offenbar nicht genau genug, um die durch den CST verbesserte Spurinformation nicht an einen Vertex angepaßter Spuren weiter zu präzisieren.
Abbildung 4.6 zeigt die entsprechenden Massenspektren, die aus experimentellen Daten rekonstruiert sind. Die ep–Massenbreiten zeigen dasselbe Verhalten wie in der Simulation. In den experimentellen Daten fallen die Spektren jedoch im Mittel um einen Faktor 1,27 breiter aus, die Genauigkeit der rekonstruierten Spuren ist in der Monte–Carlo–Simulation überschätzt.

4.4 MC: Auflösung des CST im Υ–Massenbereich

Dieser Abschnitt hat die Auflösung der Spurparameter und die Massenauflösung des Υ–Signals im Massenbereich um $M_{\mu\mu} \approx 9,5$ GeV zum Gegenstand.

4.4.1 Spurparameter

In Abbildung 4.7 ist das Spektrum des generierten Transversalimpulses zu sehen. Das Maximum liegt bei $p_{t,gen} \approx M_{\Upsilon}/2$, der Mittelwert bei $p_{t,gen} = 4,33$ GeV. Abbildung 4.8 zeigt

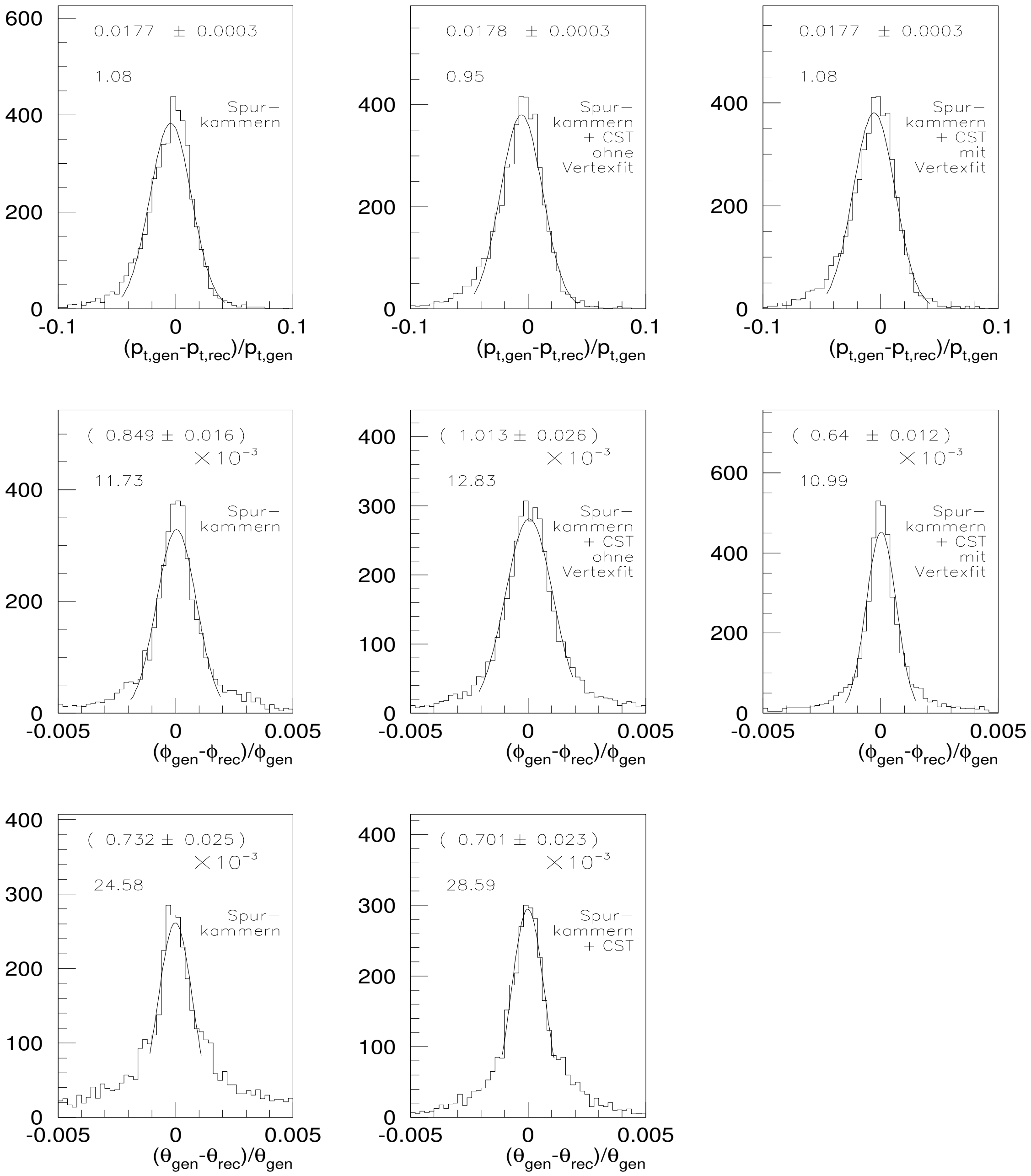

Abbildung 4.4: Monte–Carlo–Simulation: Auflösung der Spurparameter im J/ψ–Massenbereich $3,0\ GeV < M_{\mu\mu} < 3,2\ GeV$; *die Histogramme zeigen die (normierte) Abweichung der rekonstruierten Spurparameter (Index: rec) von den generierten (Index: gen). Angegeben ist jeweils die Breite (σ) der angepaßten Gauß-Kurve mit Anpassungsfehler, darunter der Anteil der Einträge außerhalb von fünf Standardabweichungen σ der Gauß–Funktion in Prozent und die Art der Spurmessung. Da die zweidimensionale CST–Vertexanpassung in der $r\phi$–Ebene auf den Polarwinkel θ keinen Einfluß hat, gibt es für CST–Spuren in diesem Fall nur ein Histogramm.*

Der Gebrauch des CST erzeugt nur in θ eine leichte Verbesserung der Auflösung. Die Histogramme weisen hier jedoch eine Verteilung auf, die nur in einem kleinen Bereich um Null durch eine Gauß–Verteilung angenähert werden kann. Außerdem steigt durch die Berücksichtigung der CST–Information der Anteil der Einträge außerhalb von fünf σ.

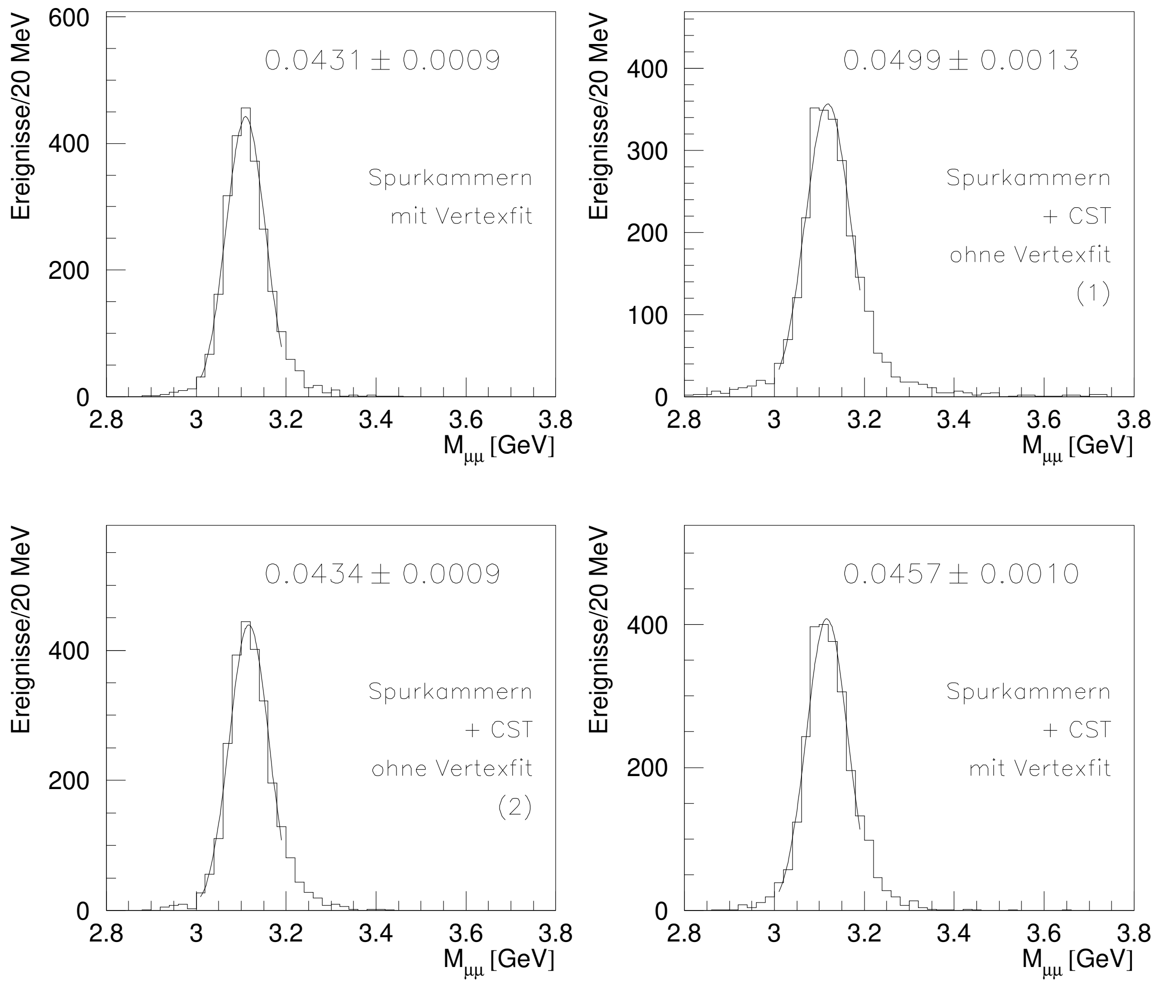

Abbildung 4.5: Monte–Carlo–Simulation: Massenauflösung im J/ψ–Massenbereich; *die Breite der angepassten Gauß–Funktion mit Anpassungsfehler (in GeV) sowie die Art der Spurmessung ist angegeben. Die zweite Massenverteilung stammt ausschließlich von CST–Spuren, im dritten Histogramm ist der Polarwinkel θ durch den mit den Spurkammern gemessenen Wert ersetzt (s.Text). Im J/ψ–Massenbereich erzeugt der CST keine verbesserte Massenauflösung.*

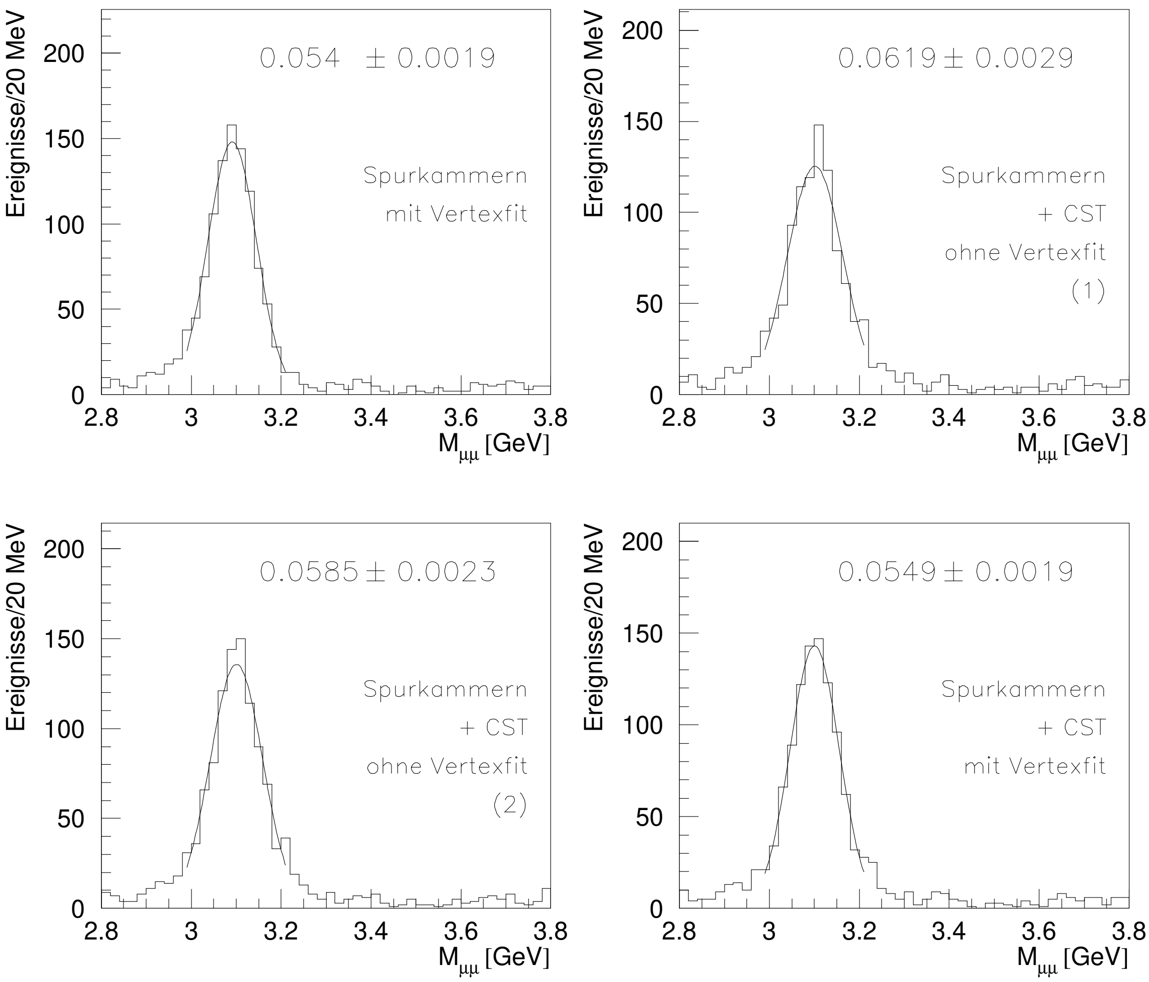

Abbildung 4.6: *ep*–Daten: Massenauflösung im J/ψ–Massenbereich; *die Breite der angepassten Gauß–Funktion mit Anpassungsfehler (in GeV) sowie die Art der Spurmessung ist angegeben. Die zweite Massenverteilung stammt ausschließlich von CST–Spuren, im dritten Histogramm ist der Polarwinkel θ durch den mit den Spurkammern gemessenen Wert ersetzt (s. Text). Im J/ψ–Massenbereich erzeugt der CST keine verbesserte Massenauflösung.*

(wie die entsprechende Abbildung im J/ψ–Bereich) die verschiedenen aus der Monte–Carlo–Simulation erhaltenen Auflösungsvermögen.
Im Υ–Massenbereich ist der CST durch Bereitstellung weiterer Spurmeßpunkte nahe des Vertex in der Lage, die Spurinformation so zu verbessern, daß der Transversalimpuls genauer rekonstruiert werden kann (vergleiche hierzu die Breiten der oberen drei Verteilungen der Abbildung).
Am Mittelwert des Transversalimpulses ist

$$\sigma(p_t)/p_t^2 = 0,0049 \pm 0,0001 \tag{4.3}$$

für die Messung ohne CST und

$$\sigma(p_t)/p_t^2 = 0,0045 \pm 0,0001 \tag{4.4}$$

mit Berücksichtigung der CST–Information (ohne und mit Vertexanpassung).
Die Auflösung in ϕ verschlechtert sich wieder leicht durch den Verzicht auf die Vertexanpassung der Spurkammerspuren und die Hinzunahme der CST–Information. Durch die zweidimensionale Vertexanpassung der CST–Spuren wird auch hier die beste Rekonstruktion von ϕ erreicht.
θ wird im Bereich der gaußförmigen Anpassung an das Histogramm mit CST–Information etwas besser aufgelöst. Zu bemerken ist wieder, daß sich durch die Hinzunahme der CST–Information der Anteil der Einträge außerhalb von fünf Standardabweichungen σ aufgrund falsch „gelinkter"CST–Treffer (s. Abschnitt 1.3.3) von 26 % auf ca. 31 % erhöht.

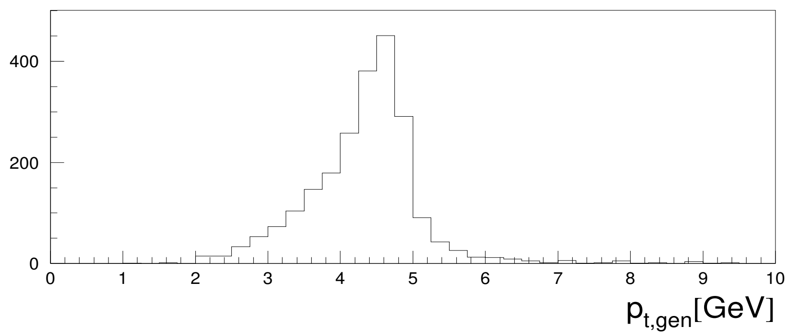

Abbildung 4.7: *Spektrum des generierten Transversalimpulses $p_{t,gen}$ der Zerfallsmyonen im Υ–Massenbereich; bei $p_{t,gen} \approx M_\Upsilon/2$ ist das Maximum der Verteilung, der Mittelwert liegt bei $p_{t,gen} = 4,33\,GeV$.*

4.4.2 Massenauflösung

Im Υ–Massenbereich ergibt sich entsprechend der verbesserten Transversalimpulsauflösung durch die Ausnutzung der CST–Information eine Verbesserung der Auflösung der invarianten Masse. Dies ist in Abbildung 4.9 anhand der Breiten σ der Massenverteilungen

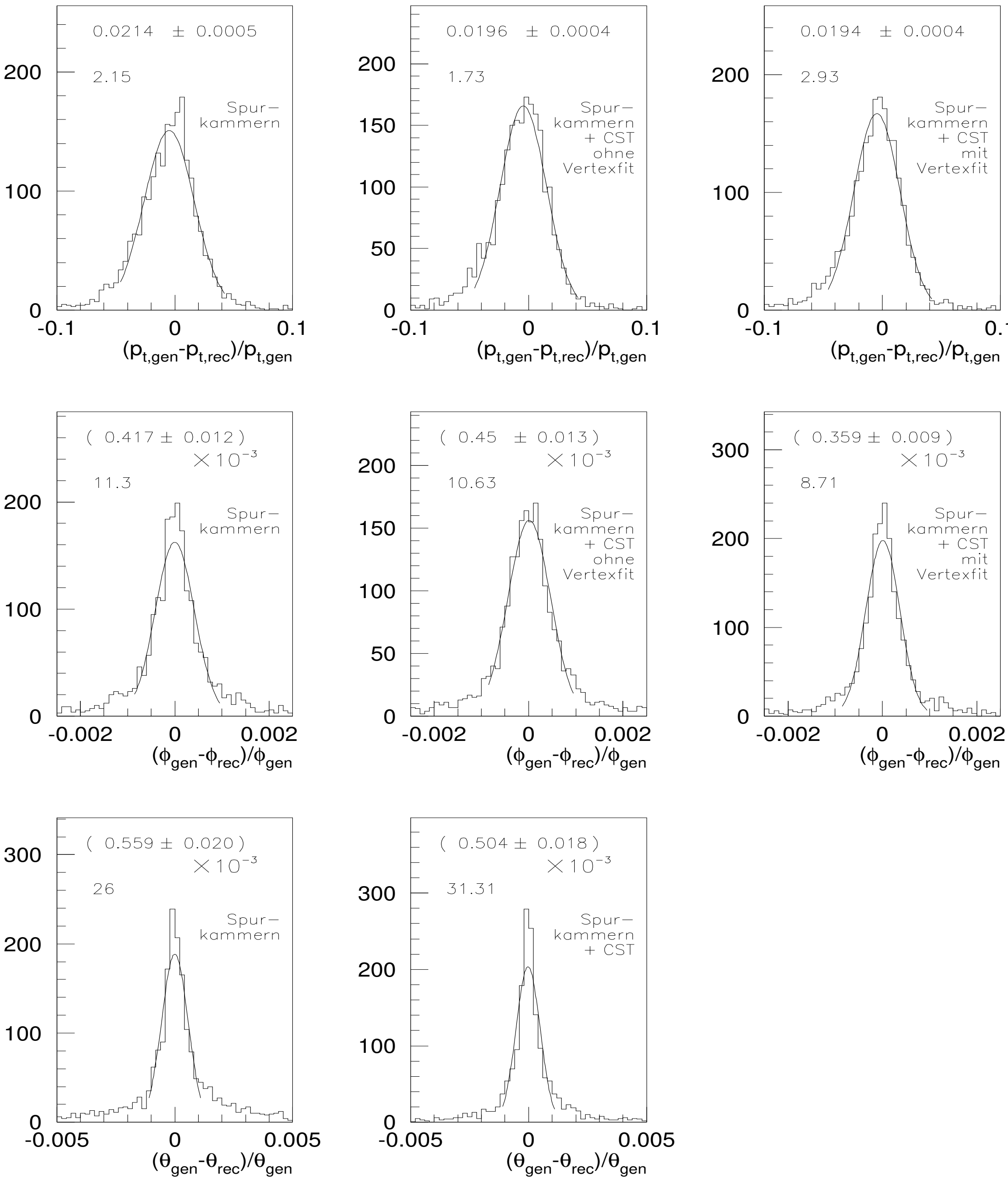

Abbildung 4.8: Monte–Carlo–Simulation: Auflösung der Spurparameter im Υ–Massenbereich; *die Histogramme zeigen die (normierte) Abweichung der rekonstruierten Spurparameter (Index: rec) von den generierten (Index: gen). Angegeben ist jeweils die Breite der angepaßten Gauß–Kurve mit Anpassungsfehler, darunter der Anteil der Einträge außerhalb von fünf σ der Gauß–Funktion in Prozent und die Art der Spurmessung. Da die zweidimensionale CST–Vertexanpassung in der $r\phi$–Ebene auf den Polarwinkel θ keinen Einfluß hat, gibt es für CST–Spuren in diesem Fall nur ein Histogramm.*
Die Hinzunahme von CST–Daten erzeugt eine bessere Transversalimpulsauflösung. Die Vertexanpassung hat innerhalb des Fehlers der Gauß–Funktion keine weitere Verbesserung zur Folge. Der durch die Gauß–Anpassung beschriebene Anteil des θ–Spektrums wird ebenfalls schmaler. Jedoch sind bei den CST–Spuren deutlich mehr Einträge außerhalb von fünf σ der Gauß–Funktion vorhanden. Dies ist auf falsches „Linking“ zurückzuführen (s. Text). Die Auflösung in ϕ verschlechtert sich leicht beim Übergang zu CST–Spuren. Durch eine Vertexanpassung wird die Genauigkeit in ϕ wieder verbessert.

zu sehen. Die Gauß–Funktion ist nur an den $\Upsilon(1s)$–Anteil des Spektrums angepaßt. Ansonsten gilt für die vier Massenspektren dasselbe wie für die in 4.3.2 beschriebenen J/ψ–Spektren.

4.5 Zusammenfassung

Die simulierte Breite des Massenspektrums des Υ–Signals verringert sich durch die Nutzung der $r\phi$–Information des CST um ca. 22 MeV auf 165 MeV, d.h. die Hinzunahme der Vertexdetektordaten verbessert die Massenauflösung. Die z–Information des CST ist aufgrund falsch verbundener CST–Treffer von schlechterer Qualität als die herkömmliche mit der CJC und den z–Kammern gemessene.
Außerdem kann die zweidimensionale Vertexanpassung der CST–Spuren die Massenauflösung nicht weiter verbessern.
Aus diesen Gründen finden die folgenden Untersuchungen mit Spuren statt, die nur in $r\phi$ CST–Information enthalten und die nicht an einen Vertex angepaßt sind. In Kapitel 3 wurde ebenfalls nicht von der z–Information des CST gebrauch gemacht.
Abschließend sind die wichtigsten Ergebnisse in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

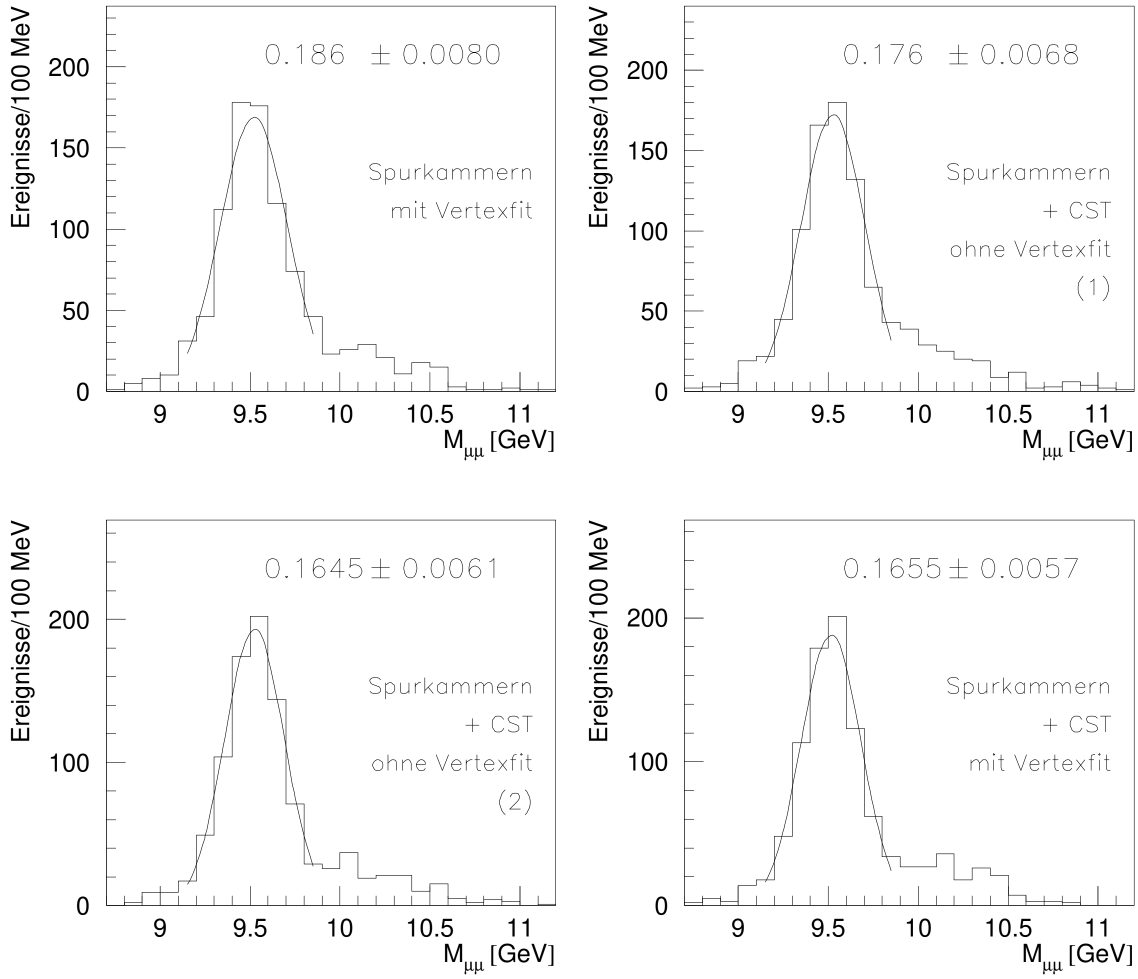

Abbildung 4.9: Monte–Carlo–Simulation: Auflösung im Υ–Massenbereich; *die Gauß–Funktion wird an den (dominierenden) Υ(1s)–Anteil des Υ–Massenspektrums angepaßt. Angegeben sind die Breite der Gauß–Funktion mit Anpassungsfehler sowie die Art der Spurmessung. Die zweite Massenverteilung stammt ausschließlich von CST–Spuren, im dritten Histogramm ist der Polarwinkel θ durch den mit den Spurkammern gemessenen Wert ersetzt (s.Text).In diesem Fall ist eine Verbesserung der Auflösung im Vergleich zur Massenauflösung ohne CST–Information zu erkennen. Die Vertexanpassung der Spuren erzeugt keine weitere Verbesserung (Bei θ handelt es sich wieder um den Wert, der nur mit Spurkammerinformation rekonstruiert ist).*

Signal	Herkunft d. untersuchten Ereignisse	Art d. Spurmessung	Breite (σ) des Massenspektrums in MeV
J/ψ	MC–Simulation	nur Spurkammern	$43,1 \pm 0,9$
J/ψ	MC–Simulation	Spurkammern + CST ohne Vertexfit	$43,4 \pm 0,9$
J/ψ	MC–Simulation	Spurkammern + CST mit Vertexfit	$45,7 \pm 1,0$
J/ψ	ep–Kollision	nur Spurkammern	$54,0 \pm 1,9$
J/ψ	ep–Kollision	Spurkammern + CST ohne Vertexfit	$58,5 \pm 2,3$
J/ψ	ep–Kollision	Spurkammern + CST mit Vertexfit	$54,9 \pm 1,9$
$\Upsilon(1s)$	MC–Simulation	nur Spurkammern	$186,0 \pm 8,0$
$\Upsilon(1s)$	MC–Simulation	Spurkammern + CST ohne Vertexfit	$164,5 \pm 6,1$
$\Upsilon(1s)$	MC–Simulation	Spurkammern + CST mit Vertexfit	$165,5 \pm 5,7$

Tabelle 4.1: *Breite (σ) der Massenspektren mit Fehler der angepaßten Gauß–Funktion; die Tabelle faßt die wichtigsten Ergebnisse dieses Kapitels zusammen. Bei den mit dem CST gemessenen Massenbreiten handelt es sich um die Werte, die ohne Nutzung der aus CST–Daten rekonstruierten z–Information (θ) auskommen.*
Die Massenauflösung des Υ–Signals wird durch die Hinzunahme der $r\phi$–Information des CST verbessert.

Kapitel 5

Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

Nach Bestimmung der Selektionseffizienz der in Kapitel 3 beschriebenen Schnitte, der Signalanpassung und einer Abschätzung des Beitrages höherer Υ–Resonanzen, findet hier die Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Upsilon(1s)p$ statt. Der letzte Abschnitt des Kapitels enthält einen Vergleich des Resultates mit bisherigen Messungen und theoretischen Berechnungen.

5.1 Bestimmung der Selektionseffizienz

Die Gesamteffizienz setzt sich aus dem Produkt der geometrischen Akzeptanz des Polarwinkelbereichs $15^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$, der Effizienz aller Analyseschnitte und der Triggereffizienz des Subtriggers s34 zusammen. Die Bestimmung der Akzeptanz sowie der Effizienzen erfolgt mit Ereignissen der Monte–Carlo–Simulation des Υ–Signals (vgl. Abschnitt 3.2). An drei Stellen muß die MC–Effizienz korrigiert werden:

- Wie aus vorherigen Analysen bekannt ist, ist die Effizienz der Myonerkennung in der Monte–Carlo–Simulation im Vergleich zu den ep–Daten zu hoch beschrieben. Nach [Merk99] wird deshalb jedem im Kalorimeter und im Eisen erkannten Myon in der Simulation ein Gewicht gegeben, das eine Abhängigkeit vom Polarwinkel θ aufweist (für die Kalorimetererkennung: $0,71 + 0,0054 \cdot \theta - 0,00004 \cdot \theta^2$, für die Erkennung von Myonen im instrumentierten Eisen: $0,8 + 0,002 \cdot \theta$, Winkel in Grad).
- Für den Massenbereich $4,6\,\text{GeV} \leq M_{\mu\mu} \leq 15\,\text{GeV}$ ist in Abbildung 5.1 die aus den ep–Daten bestimmte CST–Effizienz für die Forderung von einem verbundenen CST–Treffer pro Spur (Punkte) mit der aus der Monte–Carlo–Simulation bestimmten Effizienz (durchgezogene Linie) jeweils zusammen in ein Histogramm eingezeichnet. Die simulierten Ereignisse sind hier wie in Abschnitt 3.2 aus Υ–Signal und nichtresonantem Untergrund zusammengesetzt.

Es ist zu erkennen, daß die simulierte Effizienz zu hoch ausfällt. Dieser Unterschied wird im weiteren durch den Faktor 0,9, mit dem jede Spur mit einem Polarwinkel $\theta > 40°$ gewichtet wird, berücksichtigt. Die nach dieser Korrektur erhaltene Effizienz ist in den Histogrammen mit gestrichelter Linie eingezeichnet.
Im Massenbereich des Υ ($9,0\,\mathrm{GeV} \leq M_{\mu\mu} \leq 10,2\,\mathrm{GeV}$) wird dieselbe Korrektur angewandt (s. Abb. 5.2).

- Da die Verteilung von T_0 in der Simulation zu schmal ausfällt (vgl. Abb. 3.15), ist die Ineffizienz, die der T_0–Schnitt in den ep–Daten erzeugt, in den Monte–Carlo–Ereignissen nicht vorhanden, d. h. der Schnitt verwirft keine simulierten Ereignisse. Um abzuschätzen, wie groß der Anteil der ep–Ereignisse ist, den der T_0–Schnitt verwirft, ist in Abbildung 5.3 die experimentell ermittelte T_0–Verteilung nach einem Schnitt auf $\Delta\theta < 150°$, der in sehr guter Näherung sämtliche Spuren kosmischer Myonen verwirft, dargestellt. Außerhalb des durch den T_0–Schnitt erlaubten Bereiches befinden sich noch 10,5 % der Ereignisse. In der Simulation wird diese Ineffizienz durch einen Faktor derselben Größe berücksichtigt.

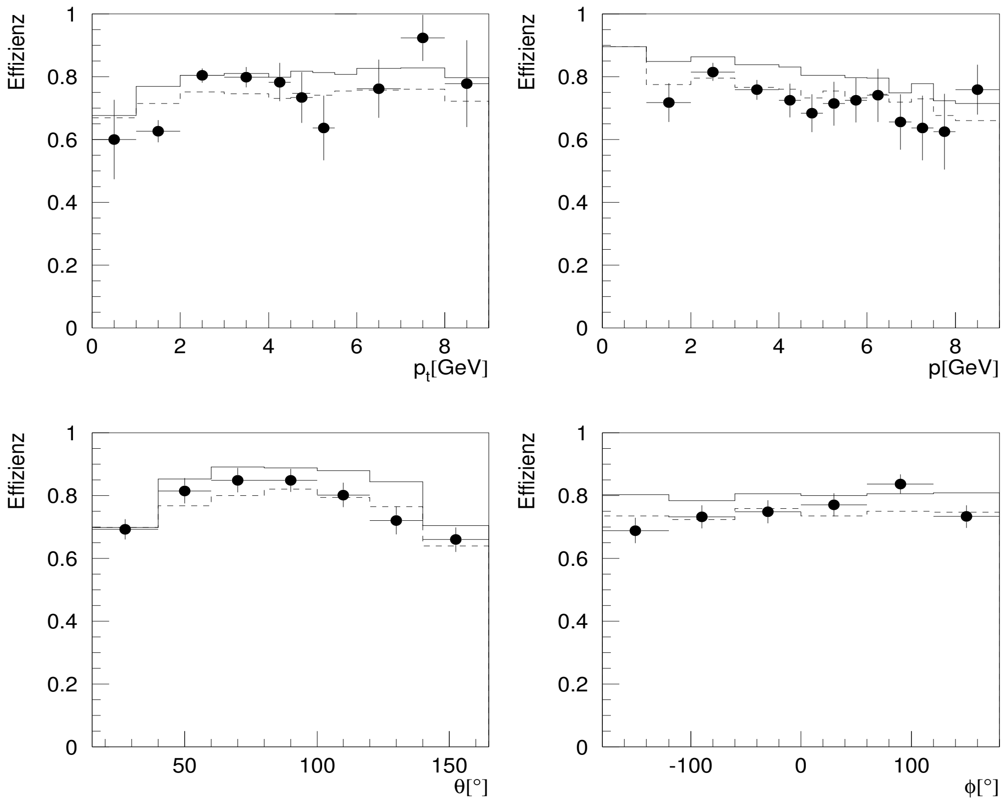

Abbildung 5.1: *CST–Effizienz für die Forderung von einem verbundenen CST–Treffer pro Spur; Vergleich ep–Daten mit MC–Simulation im Massenbereich $4,6\,GeV \leq M_{\mu\mu} \leq 15,0\,GeV$; die ep–Daten sind mit Punkten dargestellt, die unkorrigierten simulierten Werte mit durchgezogener Linie. Mit gestrichelter Linie sind die Effizienzen nach Korrektur der Simulation eingezeichnet.*

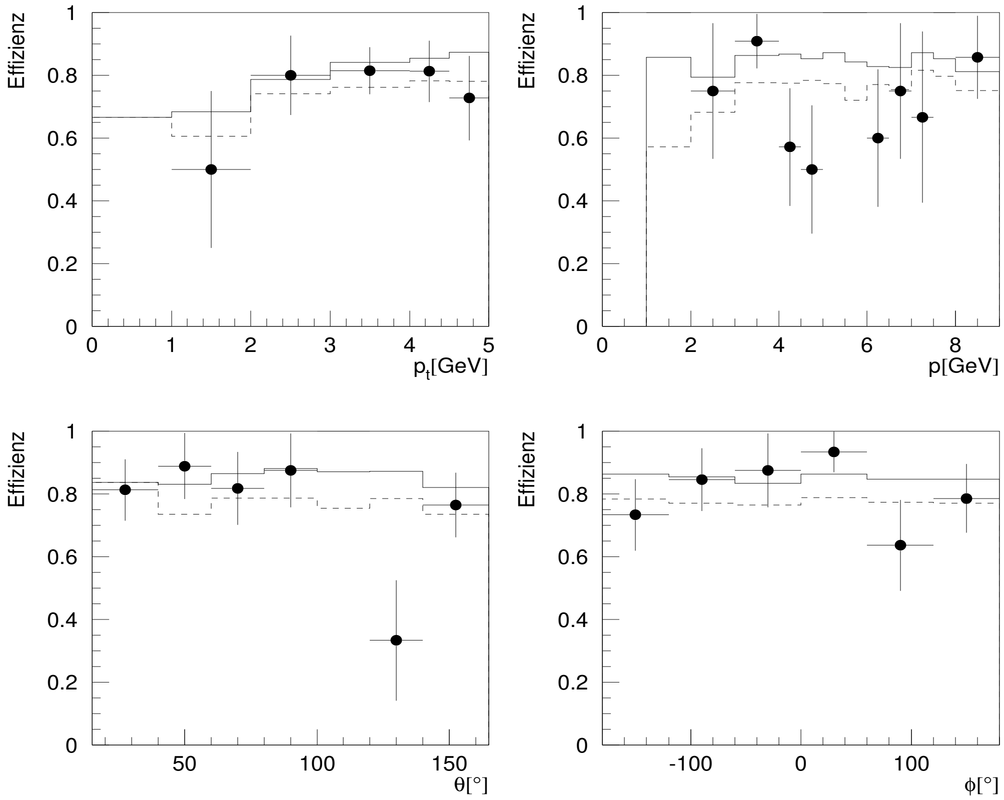

Abbildung 5.2: *CST–Effizienz für die Forderung von einem verbundenen CST–Treffer pro Spur, Vergleich ep–Daten mit MC–Simulation im Massenbrereich* $9,0\,GeV \leq M_{\mu\mu} \leq 10,2\,GeV$*; die ep–Daten sind mit Punkten dargestellt, die unkorrigierten simulierten Werte mit durchgezogener Linie. Mit gestrichelter Linie sind die Effizienzen nach Korrektur der Simulation eingezeichnet.*

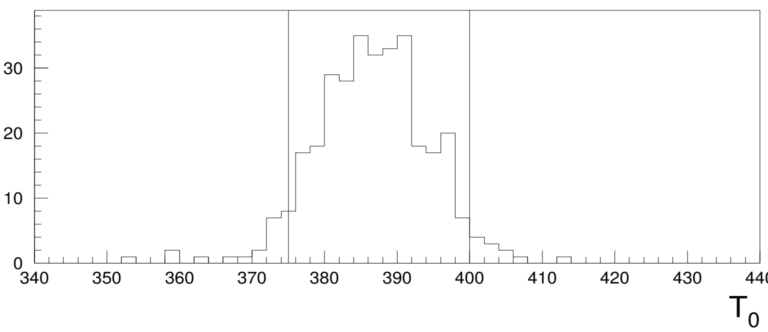

Abbildung 5.3: *Abschätzung der Ineffizienz des* T_0*–Schnitts: Die Abbildung zeigt die* T_0*–Verteilung, die nach einem Schnitt auf* $\Delta\theta < 150°$ *entsteht. Dieser spezielle Datensatz enthält in sehr guter Näherung keine Spuren kosmischer Myonen. Außerhalb des durch den eingezeichneten Schnitt erlaubten Bereiches befinden sich noch* $10,5\,\%$ *der Ereignisse. Dieser Verlust geht als Korrektur in die Bestimmung der Analyseeffizienz ein.*

Die Triggereffizienz des Subtriggers s34 ist in der Simulation nach [Merk99] gut beschrieben. In Abbildung 5.4 sind schließlich alle nach den Korrekturen erhaltenen Einzeleffizienzen und die Gesamteffizienz — jeweils bestimmt mit den simulierten Ereignissen der Υ–MC–Komposition — in Abhängigkeit von der γp–Schwerpunktenergie dargestellt. Desweiteren enthält die Abblildung die über den $W_{\gamma p}$–Bereich von 60 GeV bis 210 GeV gemittelte Akzeptanz bzw. die gemittelten Effizienzen. Der Schwerpunkt der $W_{\gamma p}$–Verteilung ist anhand der generierten Ereignisse bestimmt und beträgt $\langle W_{\gamma p}\rangle = 125\,\mathrm{GeV}$.

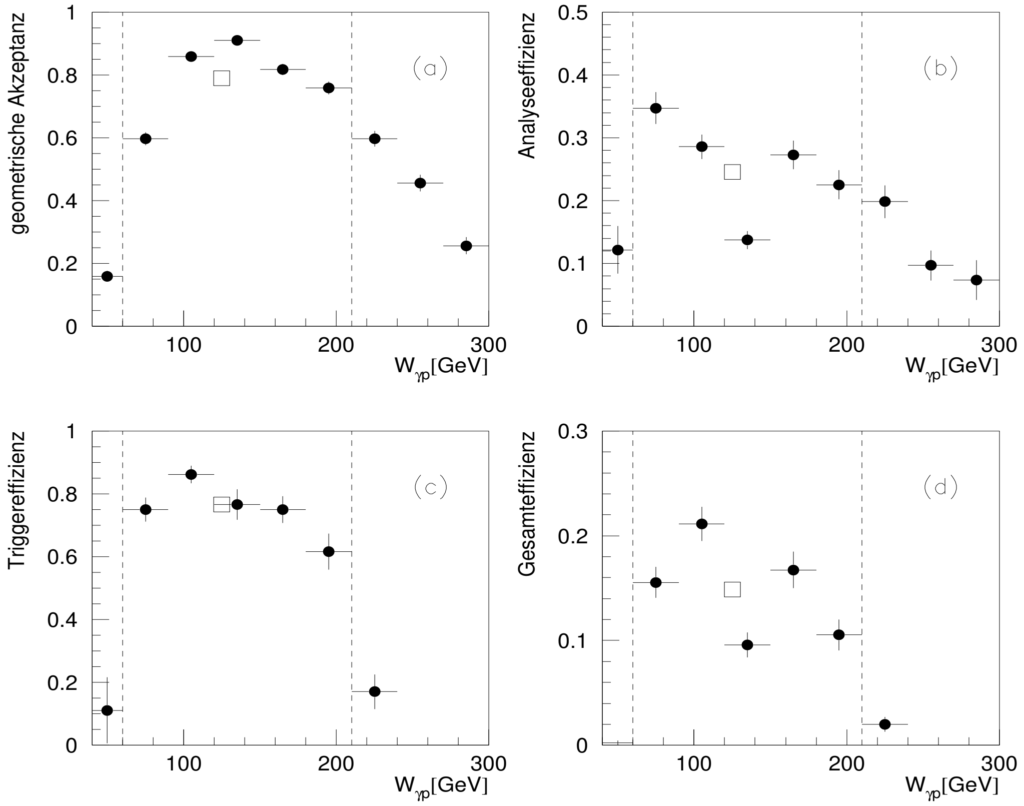

Abbildung 5.4: *Akzeptanz und Effizienz der Selektion in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ nach Korrekturen (s. Text), bestimmt mit den simulierten Ereignissen der Υ–MC–Komposition: In Bild (a) ist die geometrische Akzeptanz des Schnitts auf den Zentralbereich (Schnitt 1 in Tabelle 3.1) aufgetragen. In (b) und (c) folgen die Analyseeffizienz aller Analyseschnitte (bis Schnitt 10) und die Triggereffizienz des Subtriggers s34 (Schnitt 11). In (d) ist das Produkt der Akzeptanz und der Effizienz, also die Gesamteffizienz der Selektion dargestellt. Das Kästchen gibt jeweils den mittleren Wert im Bereich 60 GeV $\leq W_{\gamma p} \leq$ 210 GeV (hier durch gestrichelte Linien gekennzeichnet) an. In diesem Bereich beträgt die mittlere Gesamteffizienz $\epsilon \approx 14,9\,\%$*

5.2 Anpassung des Massenspektrums

Inhalt dieses Abschnitts ist eine Kurvenanpassung des Signals im Bereich $4,6\,\mathrm{GeV} \leq M_{\mu\mu} \leq 15\,\mathrm{GeV}$ und eine Bestimmung der Anzahl der Ereignisse im Υ–Massenbereich abzüglich des Untergrundes. Weiter wird untersucht, inwiefern das in [FMS99] ermittelte Mischungsverhältnis der einzelnen Υ–Resonanzen (Abschnitt 2.5.1) mit dem experimentellen Ergebnis kompatibel ist.

5.2.1 Anpassung des *ep*–Massenspektrums

Die Anpassung des nichtresonanten Untergrundes geschieht mit Hilfe simulierter Ereignisse. Das Massenspektrum der auf Luminosität normierten Monte–Carlo–Ereignisse ist im ersten Histogramm der Abbildung 5.5 mit einer angepaßten Exponentialfunktion eingezeichnet. Zur Anpassung des Υ–Signal dient eine normierte Gauß–Funktion. Die Breite wird anhand der simulierten Massenverteilungen (siehe Tabelle 4.1) bestimmt: Für die Anpassung an das $\Upsilon(1\mathrm{s})$–Massenspektrum, das mit nicht an den Vertex angepaßten Spuren ermittelt worden ist, ergibt sich eine Breite von $\sigma \approx 164,5\,\mathrm{MeV}$.
Da der Vergleich der J/ψ–Massenbreiten gezeigt hat, daß die experimentell ermittelten Breiten σ im Mittel einen Faktor 1,27 breiter sind als die simulierten Massenbreiten, beträgt die anzupassende $\Upsilon(1\mathrm{s})$–Massenbreite $\sigma_{fit} = \sigma \cdot 1,27 \approx 208,9\,\mathrm{MeV}$.
Die Anpassung des gesamten Massenspektrums erfolgt mit der Summe aus der Exponentialfunktion mit festen Parametern und der Gauß–Funktion mit fester Breite, deren Maximum auf den Literaturwert der Masse des Υ–Mesons gesetzt ist ($M_{\Upsilon(1s)} \approx 9,46\,\mathrm{GeV}$). Anpassungsparameter ist lediglich die Anzahl N der Ereignisse unterhalb der Gauß–Funktion. Sie entspricht der Anzahl nachgewiesener Υ–Mesonen und beträgt $N = 5,9 \pm 3,2$ (s. Abbildung 5.5).

5.2.2 Vergleich mit simulierten Spektren

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Frage, ob das von [FMS99] angegebene Ergebnis, die 1s–Resonanz sei für ca. 85 % des Υ–Massensignals verantwortlich, mit dem gemessenen Massenspektrum kompatibel ist und inwieweit auch höhere Beiträge der 2s– und 3s–Resonanzen mit dem Meßergebnis verträglich wären.
Hierzu sind in Abbildung 5.6 in das gemessene *ep*–Massenspektrum jeweils verschiedene simulierte Spektren eingetragen. Die simulierten Massenverteilungen unterscheiden sich durch einen verschieden großen Beitrag der höheren Υ–Resonanzen: Im ersten Histogramm ist das simulierte Υ–Signal so zu dem nichtresonanten Untergrund addiert, daß sich unterhalb der angepaßten Gauß–Funktion (Anpassung wie in Abschnitt 5.2.1) die gleiche Anzahl an Ereignissen wie im *ep*–Massenspektrum befindet. Die Mischung der einzelnen Υ–Resonanzen erfolgt gemäß dem in [FMS99] angegebenen Verhältnis (s. Abschnitt 2.5.1). Unter Beibehaltung des Verhältnisses der 2s– und 3s–Resonanz zueinander wird der Anteil der Summe der höheren Resonanzen in den folgenden Histogrammen

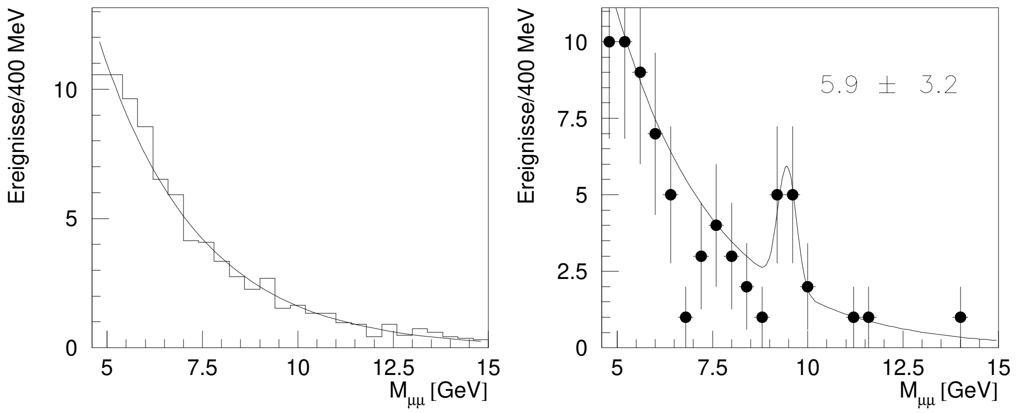

Abbildung 5.5: *Anpassung des Massenspektrums des myonischen Zerfallskanals: Das erste Histogramm zeigt den simulierten nichtresonanten Untergrund mit angepaßter Exponentialfunktion. Im zweiten Histogramm ist das ep–Massenspektrum nach allen Schnitten mit Anpassungskurve eingezeichnet. Die Anpassungsfunktion ist die Summe der Exponentialfunktion mit festen Paramentern (aus dem ersten Histogramm) und einer Gauß–Funktion mit festgesetzter Breite und einem Maximum bei* $M_{\Upsilon(1s)} = 9,46\,GeV$ *(s. Text). Im Histogramm ist die Anzahl der Ereignisse unterhalb der Gauß–Funktion abzüglich des Untergrundes (mit Anpassungsfehler) angegeben.*

schrittweise erhöht. Dieser Anteil ist in Prozent in den Histogrammen angegeben. Die Anzahl der Υ(1s)–Einträge bleibt konstant. Die Gauß–Funktion wird jeweils an das simulierte Spektrum angepaßt. Die Anzahl der Ereignisse unterhalb der Gauß–Kurve ist mit Anpassungsfehler ebenfalls eingetragen.

Anhand des ersten Histogramms ist zu erkennen, daß das von [FMS99] angegebene Mischungsverhältnis der Resonanzen mit der Messung verträglich ist: Innerhalb des Fehlers liegen *ep*–Spektrum und simulierte Massenverteilung übereinander.

In den folgenden Histogrammen wird deutlich, daß ein Beitrag der 2s– und 3s–Resonanz von mehr als 40 % unwahrscheinlich ist. Hier ergibt sich ein signifikanter Unterschied zwischen gemessenem und simuliertem Spektrum, da die „Schulter“der höheren Resonanzen deutlich hervortritt. Dies ist in den *ep*–Daten nicht der Fall.

Außerdem muß angemerkt werden, daß die Gauß–Funktion offensichtlich nicht nur den Υ(1s)–Anteil des Massenspektrums anpaßt. Vielmehr liegt ein Teil des Massenspektrums der 2s– und 3s–Resonanzen unterhalb der Gauß–Kurve, zu erkennen an der aufsteigenden Anzahl der in den Histogrammen angegebenen Ereignisse[1].

[1] Der Anteil an Kaskadenzerfällen in das Υ(1s) ist zu klein, als daß er für diesen Anstieg verantwortlich gemacht werden könnte.

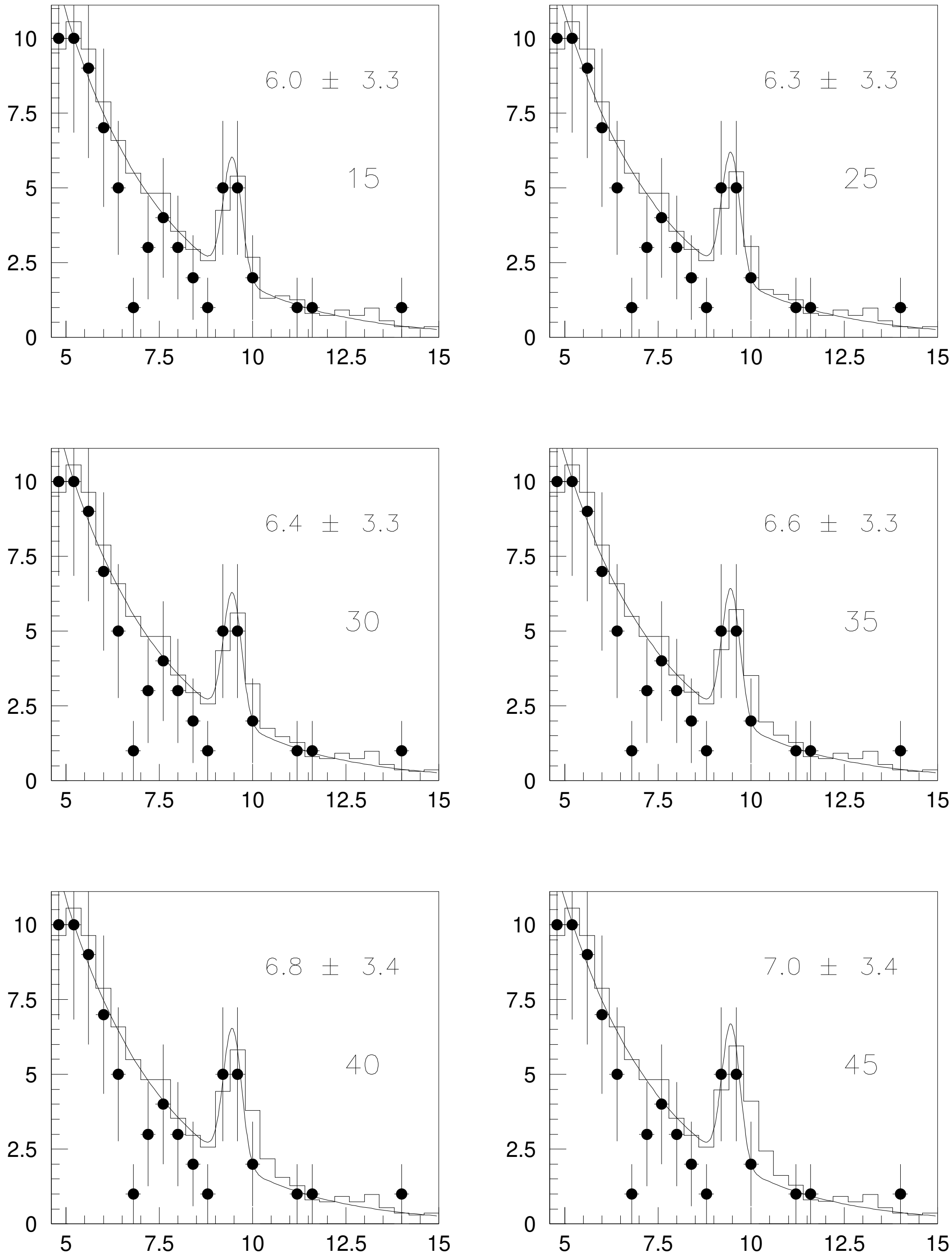

Abbildung 5.6: *Vergleich des ep–Massenspektrums (mit statistischem Fehler) mit der simulierten Massenverteilung (durchgezogene Linie) für verschieden große Beiträge der höheren Υ–Resonanzen am Υ–Signal (untere Zahl, angegeben in Prozent): Im ersten Histogramm ist das simulierte Υ–Signal so zu dem nichtresonanten Untergrund addiert, daß sich unterhalb der angepaßten Gauß–Funktion die gleiche Anzahl an Ereignissen wie im ep–Massenspektrum befindet. Die Mischung der einzelnen Υ–Resonanzen erfolgt gemäß dem in [FMS99] angegebenen Verhältnis. Unter Beibehaltung des Verhältnisses der 2s– und 3s–Resonanz zueinander wird der Anteil der Summe der höheren Resonanzen in den folgenden Histogrammen schrittweise erhöht. Die Anzahl der Υ(1s)–Einträge bleibt hierbei konstant. Die Gauß–Funktion wird jeweils an das simulierte Spektrum angepaßt. Die Anzahl der Ereignisse unterhalb der Gauß–Funktion ist mit Anpassungsfehler (obere Zahl) angegeben.*

5.3 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts in Photoproduktion

Der elastische ep–Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to e\Upsilon(1s)p)$ für die Produktion der Υ(1s)–Resonanz berechnet sich nach der Formel

$$\sigma(ep \to e\Upsilon(1s)p) = \frac{N(1-\mathcal{F}_{PD}) \cdot \mathcal{F}_{\Upsilon(1s)}}{\epsilon_{ges} \cdot BR(1s) \cdot \mathcal{L}} \,. \tag{5.1}$$

Hier sind N die Anzahl der Ereignisse im Υ–Signal, $\mathcal{F}_{PD}$ der Anteil dieser Ereignisse mit Protondissoziation, $\mathcal{F}_{\Upsilon(1s)}$ der Beitrag der 1s–Resonanz am Massensignal, $BR(1s)$ das Verzweigungsverhältnis in Myonen, ϵ_{ges} die Gesamteffizienz aller Selektionsschnitte und $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität.
Der Anteil aller Ereignisse mit Proton–Dissoziation wird aus der Monte–Carlo–Simulation bestimmt: Ausgehend von einer Mischung der (generierten) elastischen und proton–dissoziativen Ereignisse im Verhältnis $1 : 0,7$, verringert sich durch die Selektion der Beitrag der Ereignisse mit Proton–Dissoziation: Das Verhältnis beträgt nach allen Selektionschnitten $1 : 0,65$, d.h. der Anteil der proton–dissoziativen Υ–Ereignisse liegt bei $\mathcal{F}_{PD} \approx 40\,\%$. Weiter ist eine Abschätzung von $\mathcal{F}_{\Upsilon(1s)}$ notwendig: Durch die Gauß–Funktion wird offensichtlich nicht das Spektrum aller Υ–Resonanzen angepaßt (siehe z. B. Abb.4.9) jedoch auch nicht ausschließlich das der 1s–Resonanz (s. Abb. 5.6). Hier wird angenommen, daß Hälfte der höheren Resonanzen (Υ(2s) und Υ(3s)) unterhalb der Gauß–Funktion liegen. Da nach [FMS99] der Beitrag der 2s– und 3s–Resonanzen $F_{\Upsilon(2s)+\Upsilon(3s)}$ bei ungefähr 15 % liegt (s. auch Abschnitt 2.5.1), folgt für den Anteil der Υ(1s)–Resonanz im angepaßten Massensignal

$$\mathcal{F}_{\Upsilon(1s)} = 1 - \frac{F_{\Upsilon(2s)+\Upsilon(3s)}}{2} = 92,5\,\% \,. \tag{5.2}$$

Der γp–Wirkungsquerschnitt

Nach der Weizsäcker–Williams–Approximation [B75, vW34, W34] faktorisiert der ep–Wirkungsquerschnitt in einen Faktor $f_{\gamma/e}$, der den Fluß von Photonen beschreibt und den γp–Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ (s. auch Gleichung 2.7):

$$\sigma(ep \to e\Upsilon(1s)p) = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dQ^2 \cdot f_{\gamma/e}(Q^2, y) \cdot \sigma_{\gamma p}(Q^2, y) \,. \tag{5.3}$$

Hierbei wird der ep–Wirkungsquerschnitt im Bereich $Q^2_{min} \leq Q^2 \leq Q^2_{max}$ im Intervall $y \in [y_{min}, y_{max}]$ gemessen. Gleichung 2.5 stellt den Zusammenhang zwischen $W_{\gamma p}$ und y her. Die Grenzen in Q^2 sind

$$Q^2_{min} = m_e^2 \frac{y^2}{1-y} \,, \tag{5.4}$$

$$Q^2_{max} = 1\,\mathrm{GeV}^2 \,. \tag{5.5}$$

m_e ist die Elektronmasse. Für den Photonflußfaktor gilt

$$f_{\gamma/e}(Q^2, y) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{yQ^2} \left(1 + (1-y)^2 - \frac{2m_e^2 y^2}{Q^2}\right) \tag{5.6}$$

mit der Feinstrukturkonstante α.
Wird der integrierte Photonfluß definiert als

$$\Gamma = \int\limits_{y_{min}}^{y_{max}} \int\limits_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dQ^2 \cdot f_{\gamma/e}(Q^2, y)\,, \tag{5.7}$$

so gibt es ein mittleres Q^2 und ein mittleres $W_{\gamma p}$ ($\langle W_{\gamma p}\rangle$), so daß gilt:

$$\sigma_{\gamma p} = \frac{1}{\Gamma}\sigma(ep \to e\Upsilon(1s)p)\,. \tag{5.8}$$

Eine gute Näherung für $\langle W_{\gamma p}\rangle$ ist der Mittelwert der Schwerpunktenergie der generierten Υ–Ereignisse im Intervall $W_{\gamma p} \in [60, 210]$ GeV. Er beträgt $\langle W_{\gamma p}\rangle = 125,0\,\text{GeV}$.

Die zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts notwendigen Größen sind zusammenfassend in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Γ	N	$\mathcal{F}_{PD}$ [%]	ϵ_{ges} [%]	BR [%]	$\mathcal{F}_{\Upsilon(1s)}$ [%]	$\mathcal{L}$ [pb^{-1}]
$0,09$	$5,9$	40	$14,9$	$2,48$	$92,5$	$15,5$

Tabelle 5.1: *Größen zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts*

Statistischer und systematischer Fehler

Der statistische Fehler des hier bestimmten Wirkungsquerschnitts ist der Fehler, der sich durch die Anpassung der Gauß–Funktion ergibt, die für die Bestimmung der Zahl der Signalereignisse benutzt wurde.
Der systematische Fehler setzt sich aus den Fehlern der übrigen Größen, die in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts eingehen, zusammen. Außerdem muß der Einfluß der Wahl der Massenintervalle auf die Höhe des Signals berücksichtigt werden.
Letzteres geschieht durch eine Verschiebung des gesamten Massenspektrums um ein halbes Massenintervall und eine erneute Kurvenanpassung. Wie in Abbildung 5.7 zu erkennen ist, ergibt die neue Anpassung einen Wert von $N' = 5{,}2$ Ereignissen. Das macht eine Abweichung von ca. 12 % zum vorherigen Wert ($N = 5{,}9$).
Der Anteil des Υ(1s), $\mathcal{F}_{\Upsilon(1s)}$, ist bei der vorhandenen Statistik schwer zu bestimmen, da nicht genau nachweisbar ist, wie groß der Teil der höheren Υ–Resonanzen ist, die noch unterhalb der Gauß–Funktion liegen. Eine exaktere Bestimmung dieses Anteils bzw.

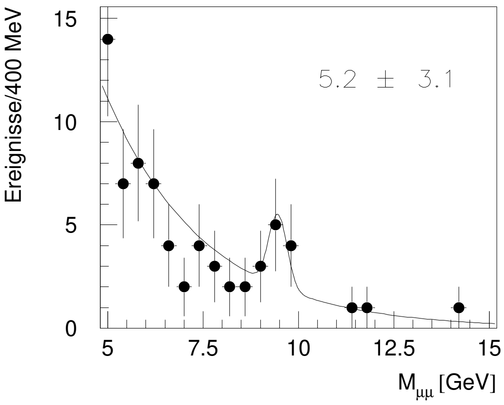

Abbildung 5.7: *Anpassung des gesamten Massenspektrums mit Verschiebung der Massenintervalle um ein halbes Intervall*

eine genaue Aussage darüber, inwiefern in den ep–Daten die einzelnen Resonanzen aufgelöst werden können, ist mit Hilfe der simulierten Massenspektren nicht möglich, da das Auflösungsvermögen der Spurendetektoren in der Simulation überschätzt ist (s. Kapitel 4). Der Fehler in $\mathcal{F}_{\Upsilon(1s)}$ wird auf 7 % abgeschätzt. Er berücksichtigt die Möglichkeit, daß fast alle Ereignisse der höheren Resonanzen von der Gauß–Anpassung beschrieben werden ($\mathcal{F}_{\Upsilon(1s)} \approx 99,5\,\%$) und die, daß fast alle Ereignisse außerhalb der Gauß–Kurve liegen ($\mathcal{F}_{\Upsilon(1s)} \approx 85,5\,\%$). Diese Abschätzung geht davon aus, daß das Υ(1s) für ca. 85 % des Signals verantwortlich ist (s. Abschnitt 5.2.2).
Aus [Merk99] sind der Fehler bei der Bestimmung von $\mathcal{F}_{PD}$, der Fehler bei der Luminositätsbestimmung sowie der Fehler bezüglich der Analyseeffizienz (Spurrekonstruktion, Myonidentifizierung, Triggereffizienz) übernommen. Zu letzterem muß die systematische Unsicherheit der CST–Effizienzbestimmung hinzugefügt werden: Die Abschätzung dieser Unsicherheit erfolgt durch Variation der simulierten Effizienz um 10 % (nach der Korrektur, vgl. Abschnitt 5.1). Eine 10 %ige Erhöhung (Erniedrigung) der CST–Effizienz erzeugt einen um ca. 11 % kleineren (größeren) Wirkungsquerschnitt.
Der Fehler bezüglich des Verzweigungsverhältnisses $BR(\Upsilon(1s) \to \mu\mu)$ stammt aus [PDG98], die Unsicherheit bei der Bestimmung des Photonflusses ist vernachlässigbar.
Alle systematischen Fehler sind zusammenfassend in Tabelle 5.2 aufgeführt. Der gesamte systematische Fehler ergibt sich durch die quadratische Addition der einzelnen Beiträge.

Der ep–Wirkungsquerschnitt ist schließlich

$$\sigma(ep \to e\Upsilon(1s)p) = (57,2 \pm 31,0 \pm 14,9)\,\mathrm{pb}\,; \tag{5.9}$$

der γp–Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\gamma p \to \Upsilon(1s)p) = (0,64 \pm 0,35 \pm 0,17)\,\mathrm{nb}\,. \tag{5.10}$$

Nacheinander sind hier jeweils statistischer und systematischer Fehler angegeben. Der gesamte Fehler ergibt sich wieder durch quadratische Addition.

Fehlerquelle	Beitrag
Anzahl der Ereignisse im Signal	12 %
Anteil der proton–dissoziativen Ereignisse	7 %
Beitrag der Υ(1s)–Resonanz	7 %
Luminosität	2 %
Spurrekonstruktion	4 %
Myonidentifizierung	7 %
Triggereffizienz	16 %
CST–Effizienz	11 %
Verzweigungsverhältnis in Myonen	3 %
Gesamter systematischer Fehler	26 %

Tabelle 5.2: *Systematische Fehler bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts*

5.4 Vergleich mit bisherigen Ergebnissen

Abbildung 5.8 zeigt den hier bestimmten γp–Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung des Υ(1s), den einer vorherigen Messungen von H1 („H1 preliminary") und den von ZEUS veröffentlichen Wert [ZEUS98]. Der ZEUS–Wirkungsquerschnitt wurde für γp–Schwerpunktenergien $W_{\gamma p} \in [80, 160]$ GeV bestimmt, der H1–Wert für $W_{\gamma p} \in [70, 250]$ GeV. Beide Werte beinhalten im Unterschied zu dieser Arbeit die Annahme, daß der Beitrag des Υ(1s) am gesamten Υ–Signal nur 70 % beträgt. Mit dieser Annahme läge der hier bestimmte γp–Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung des Υ(1s) bei $\sigma_{\gamma p} = (0,59 \pm 0,32 \pm 0,16)$ nb; der Anteil der 2s– und 3s–Resonanz, der unterhalb der Gauß–Funktion liegt, die der Bestimmung der Signalereignisse dient, wurde hierbei wieder auf 50 % geschätzt.

Zusätzlich sind in der Abbildung die Kurven theoretischer Berechnungen enthalten. Hierbei handelt es sich um eine ältere Vorhersage, die auf der Berechnung des J/ψ–Wirkungsquerschnittes basiert [FKS98] und um drei Rechnungen, die den Realteil der Amplitude und die nichtdiagonalen Elemente der Partondichte berücksichtigen [FMS99, MRT99], vgl. Abschnitt 2.2.

Der in der vorliegenden Arbeit bestimmte Wirkungsquerschnitt ist innerhalb des Fehlers mit den beiden anderen Messungen verträglich. Ebenso ist er mit neueren theoretischen Vorhersagen vereinbar. Es ist jedoch anzumerken, daß zwei der theoretischen Rechnungen (FSM und MRT(1)) einen Wert für den Wirkungsquerschnitt vorhersagen, der sich am unteren Rand des Bereiches befindet, den die hier durchgeführte Messung erlaubt. Die Berechnung, die Korrekturen bzgl. des Realteils der Amplitude und Nichtdiagonalelemente der Partondichtefunktion nicht mit einbezieht, liegt einen Faktor zwei bis drei unterhalb der gemessenen Werte.

Der Fehler in der vorliegenden Analyse ist im Vergleich zu den anderen Messungen groß. Hierfür ist vor allem der große statistische Fehler aufgrund der geringen Ereignisanzahl

im Υ–Signal verantwortlich.
Die vergleichsweise geringe Statistik hat ihre Ursache darin, daß die Datenselektion die Forderung von nur einem Trigger enthält, vor allem aber in der Beschränkung auf die Datennahmeperiode des Jahres 1997. Den beiden anderen Messungen liegen Daten der Jahre 1994 bis 1997 zugrunde.

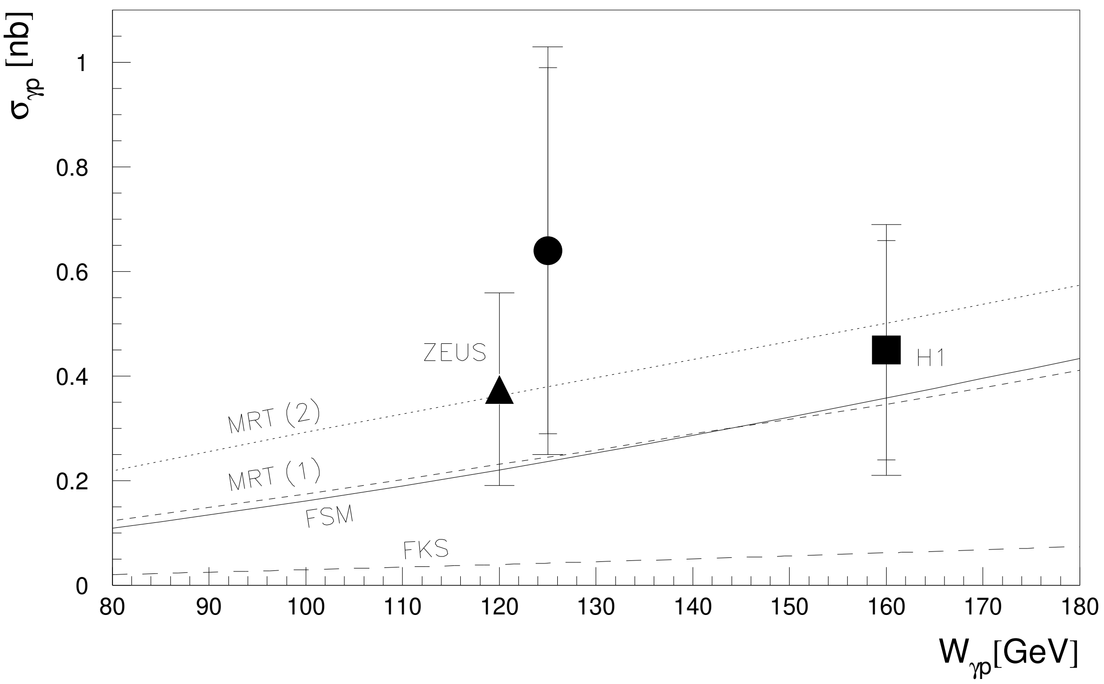

Abbildung 5.8: *Vergleich des γp–Wirkunsquerschnitts dieser Messung mit bisherigen Ergebnissen: Der Wirkungsquerschnitt dieser Analyse ist als runder Punkt dargestellt, der H1–Wirkungsquerschitt („H1 preliminary") als Viereck und der von ZEUS veröffentlichte Wert als Dreieck. Sowohl der statistische Fehler (innerer Fehlerbalken) als auch der Gesamtfehler (äußerer Fehlerbalken) sind eingezeichnet (beim ZEUS–Wirkungsquerschnitt nur der Gesamtfehler). Dargestellt sind weiter neuere theoretische Vorhersagen (Linien mit FMS und MRT(1-2) bezeichnet, s. Text) und eine ältere, die auf der Berechnung des J/ψ–Wirkungsquerschnittes basiert (FKS).*

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit diente die Information des Siliziumvertexdetektors CST dazu, diffraktive Υ–Ereignisse zu rekonstruieren und einen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen.
Der erste Teil der Analyse hatte Auflösungsstudien zum Gegenstand:
Der simulierte Zerfall des Υ–Mesons in Myonen wurde für die Bestimmung der Auflösung der Spurparameter und der invarianten Masse herangezogen. Diese Untersuchungen wurden zum Vergleich auch für den Zerfall diffraktiv produzierter J/ψ–Mesonen (simulierte Ereignisse und ep–Daten) durchgeführt.
Die Hinzunahme der $r\phi$–Vertexdetekorinformation zu der bisherigen Spurkammerinformation (mit Anpassung der Spuren an einen Primärvertex) kann die Massenauflösung des Υ–Signals verbessern: Die Breite σ des an das Spektrum der $\Upsilon(1s)$–Resonanz angepaßten Gauß–Funktion reduziert sich von (186 ± 8) MeV ohne Benutzung des CST auf (165 ± 6) MeV mit Nutzung der CST–Information. Dies ist auf die bei hohen Impulsen bessere Rekonstruktion des Transversalimpulses zurückzuführen.
Die Zerfallsmyonen des J/ψ–Mesons weisen im Vergleich zu denen des Υ–Zerfalls geringere Impulse auf. Im J/ψ–Massenbereich ist keine Verbesserung der Auflösung des Transversalimpulses und der invarianten Masse zu erkennen. Das Auflösungsvermögen des Spurkammersystems mit Vertexanpassung der Spuren ist hier genauso gut wie das der Spurkammern mit Hinzunahme der CST–Information.
Die zweidimensionale Anpassung der CST–Spuren an den Primärvertex verbessert die Spurrekonstruktion weder im J/ψ– noch im Υ–Massenbereich signifikant.
Damit das Potential des CST voll ausgeschöpft werden kann, müßte neben der $r\phi$–Information auch die z–Information in die Bestimmung der Massenspektren einfließen. Um die z–Information des CST mit der Information des Spurkammersystems (incl. z–Kammern) konkurrenzfähig zu machen, ist eine Verbesserung der Treffersuche bzw. der Verbindung der CST–Treffer zu Spurkammerspuren auf der n–Seite nötig. Der Effekt einer verbesserten Rekonstruktion der z–Information auf die Massenauflösung ist jedoch, wie gezeigt wurde, relativ klein im Vergleich zur Auswirkung einer verbesserten Bestimmung des Transversalimpulses. Schließlich wäre das Ergebnis einer Vertexanpassung von CST–Spuren in drei Dimensionen zu untersuchen.
Eine dreidimensionale Vertexanpassung, die innerhalb dieser Arbeit auch durchgeführt wurde, lieferte aufgrund der schlechten Qualität der z–Information nur mangelhafte

Rekonstruktionsergebnisse.

Ausgehend von den Spuren, die die $r\phi$–Information des CST enthalten, wurde im zweiten Teil der Analyse der Wirkungsquerschnitt für die elastische Erzeugung des Υ(1s)–Mesons in Photoproduktion bestimmt.
Die der Bestimmung zugrundeliegenden Ereignisse stammen aus der Datennahmeperiode 1997, in der der CST erstmalig funktionsfähig war. Die integrierte Luminosität beträgt $\mathcal{L} \approx 15,5\ \mathrm{pb}^{-1}$.
Der γp–Wirkungsquerschnitt der hier vorgestellten Messung ist:

$$\sigma(\gamma p \to \Upsilon(1s)p) = (0,64 \pm 0,35 \pm 0,17)\,\mathrm{nb}$$

(angegeben sind nacheinander statistischer und systematischer Fehler).
Hierbei wurde angenommen, daß der Beitrag der 1s–Resonanz an allen erzeugten Υ–Mesonen bei 85 % liegt. Diese Annahme ist mit der gemessenen Massenverteilung vereinbar, wie ein Vergleich mit simulierten Massenspektren zeigte.
Der Wirkungsquerschnitt befindet sich in guter Übereinstimmung mit bisherigen Messungen von ZEUS und H1. Innerhalb des Fehlers ist er ebenso mit neueren theoretischen Vorhersagen kompatibel, die Korrekturen jenseits der Berechnung des J/ψ–Wirkungsquerschnitts enthalten.
Aufgrund der geringen Statistik ist der Fehler der hier vorgestellten Messung relativ hoch. Die Einbeziehung des elektronischen Zerfallskanals und weiterer Datennahmeperioden in die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts würde die Unsicherheit des Ergebnisses verringern. Insbesondere könnte der statistische Fehler aufgrund der zu erwartenden verbesserten Massenauflösung im Vergleich zu vorherigen Analysen, die nicht von CST–Information Gebrauch machen, verringert werden. Eine genauere Überprüfung der theoretischen Vorhersagen wäre so möglich.

Anhang A

Ereignisklasse 24

Die Bedingungen für die Ereignisklasse 24 sind in Tabelle A.1 zusammengestellt. Es bedeuten:

- z_0: z-Koordinate am Punkt des kleinsten Abstands zum Ursprung
- R_{Start}: radialer Abstand des ersten Treffers von der z-Achse
- $N_{planare\ Segmente}$: Anzahl der getroffenen planaren Segmente des Vorwärtsspurdetektors
- $N_{Segmente}$: Anzahl der getroffenen radialen und planaren Segmente des Vorwärtsspurdetektors
- θ_{Vertex} Polarwinkel der vertexangepaßten Spur
- p, p_t: Impuls, Transversalimpuls
- $\chi^2_{Spuranpassung}$: χ^2 der Anpassung der Spur an die Treffer in den Spurkammern
- $\chi^2_{Vertexanpassung}$: χ^2 der Anpassung der Spur an den Ereignisvertex
- NDF: Anzahl der Freiheitsgrade
- R_0: radialer Abstand der Spur zum nominellen Vertex vor der Anpassung an den Ereignisvertex
- ρ: radialer Abstand der zurückextrapolierten Spur im instrumentierten Eisen vom Ereignisvertex
- N_{Lagen}: Anzahl der getroffenen Streamerrohrkammer-Lagen im Eisen, wobei die Myonboxen nicht mitgezählt werden
- z–Vertex: z-Komponente des Ereignisvertex
- χ^2_{Fit}: χ^2 der Spuranpassung

- $\phi_{erster\,Treffer}$, $\phi_{letzter\,Treffer}$: Azimut des ersten bzw. letzten Treffers einer Spur
- $P(\chi^2)$: Wahrscheinlichkeit der Spurverbindung

Selektionskriterien der Myonklasse	
• ≥ 1 Myon (identifiziert im instr. Eisen oder FMD)	oder
• ≥ 2 Myonen (identifiziert im LAr–Kalorimeter)	oder
• ≥ 1 Myon und ≤ 5 weitere Spuren im Spurkammersystem	oder
Spuren im Spurkammersystem	
• Nur vertexangepaßte Spuren mit $\|z_0\| \leq 40\,\mathrm{cm}$	und
• Zentrale Spuren: ≥ 10 Treffer in den Spurkammern	und
$R_{Start} < 50\,\mathrm{cm}$	und
• Vorwärtsspuren: $N_{planare\ Segmente} \geq 1$	und
$N_{Segmente} \geq 2$ für $\theta_{Vertex} \leq 20°$	und
$p \geq 1,0$ GeV	und
$p_t \geq 0,150$ GeV	und
${\chi^2}_{Spuranpassung}/NDF \leq 10,0$	und
${\chi^2}_{Vertexanpassung}/NDF \leq 50,0$	und
$R_0 \leq 10$ cm	und
• Kombinierte Spuren: keine weiteren Schnitte	
Spuren im Myonsystem	
• Spur im instr. Eisen mit $\rho \leq 100\,\mathrm{cm}$	und
$N_{Lagen} \geq 6/2/3$ (FEC/Barrel/BEC)	oder
• Spur im FMD mit -400 cm$\leq z$–Vertex≤ 300 cm	und
$\chi^2_{Fit} \leq 20$	und
$\|\phi_{erster\ Treffer} - \phi_{letzter\ Treffer}\| \leq 1,0$ rad	
Verbindung zwischen Spur in Spurkammern und Myonsystem	
• $P(\chi^2) \geq 0,0001$	
Leptonidentifikation im LAr–Kalorimeter	
• Myon: mindestens *normale* Qualität	
• Elektron: mindestens *normale* Qualität	
Reduktion kosmischer Myonen	

Tabelle A.1: *Selektion der Myonklasse (Ereignisklasse 24)*

Anhang B

Spur– und Myonselektion von Lee West

B.1 Spurselektion

kombinierte Spuren			Vorwärtsspuren		
p_t	$>$	$0,150\,\mathrm{GeV/c}$	p_t	$>$	$0,150\,\mathrm{GeV/c}$
θ	$>$	$0,0°$	θ	$>$	$6,0°$
	$<$	$180,0°$		$<$	$25,0°$
R_{start}	$<$	$50,0\,\mathrm{cm}$	R_0	$<$	$10,0\,\mathrm{cm}$
$\|dca\|$	$<$	$5,0\,\mathrm{cm}$	$\chi^2_{Spuranpassung}$	$<$	$10,0$
zentrale Spuren			$\chi^2_{Vertexanpassung}$	$<$	$25,0$
p_t	$>$	$0,150\,\mathrm{GeV/c}$	$N_{planare\,Segmente}$	$\geq$	1
θ	$>$	$20,0°$	$N_{Segmente}$	$\geq$	2
	$<$	$160,0°$	σ_p/p	$<$	1
$\|dca\|$	$<$	$2,0\,\mathrm{cm}$			
R_{start}	$<$	$50,0\,\mathrm{cm}$			
Spurlänge	$>$	$10,0\,\mathrm{cm}$ für $\theta < 150°$			
Spurlänge	$>$	$5,0\,\mathrm{cm}$ für $\theta > 150°$			

Tabelle B.1: *Schnitte der Spurselektion*

B.2 Myonselektion

vordere Endkappe			hintere Endkappe		
ρ_x	$<$	100 cm	ρ_x	$<$	100 cm
ρ_y	$<$	100 cm	ρ_y	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	6	N_{Lagen}	$\geq$	3
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5	$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	8
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	6	$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	3
Barrel			**Kalorimetermyonen**		
ρ	$<$	100 cm	μ-*Qualität*	$\geq$	2
z_0	$<$	100 cm	*Separationswinkel*	$>$	12°
N_{Lagen}	$\geq$	2			
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5			
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	2			

Tabelle B.2: *Schnitte der Myonselektion*

Die Abkürzungen bedeuten:

- ρ, ρ_x, ρ_y: radialer Abstand der zurückextrapolierten Spur im instrumentierten Eisen vom Ereignisvertex sowie dessen x- und y-Komponente
- z_0: z-Koordinate am Anfangspunkt der Spur im instrumentierten Eisen
- $i_{erste\,Lage}$, $i_{letzte\,Lage}$: Nummer der ersten bzw. letzten getroffenen Lage der Streamerrohrkammern im instrumentierten Eisen

Anhang C

Formel zur Bestimmung der invarianten Masse

Die relativistisch invariante Masse ist durch die Gleichung

$$M(x) = \sqrt{2E_1E_2 - 2p_1p_2\cos\alpha} \approx \sqrt{2p_1p_2(1-\cos\alpha)}$$

mit

$p_i = p_{t,i}/\sin\theta$
und
$\alpha = \arccos(\sin\theta_1\cos\phi_1\sin\theta_2\cos\phi_2 + \sin\theta_1\sin\phi_1\sin\theta_2\sin\phi_2 + \cos\theta_1\cos\theta_2)$

gegeben.

Es sind

E_i = Energie,
p_i = Impuls,
$p_{t,i}$ = Transversalimpuls,
θ_i = Polarwinkel,
ϕ_i = Azimutalwinkel

eines Zerfallsteilchens, $i = 1, 2$.

α ist der dreidimensionale Öffnungswinkel zwischen den Spuren der Zerfallsteilchen eins und zwei.

Abbildungsverzeichnis

1.1 Der Speicherring HERA 4
1.2 Schematische Seitenansicht des H1-Detektors 5
1.3 Das H1-Koordinatensystem 5
1.4 Das H1–Spurkammersystem 7
1.5 pn–Übergang 10
1.6 $r\phi$–Ansicht des CST 11
1.7 Seitenansicht des CST 12
1.8 Die beiden Seiten einer halben „Leiter" 13

2.1 Positron-Proton-Wechselwirkung bei HERA 16
2.2 Feynman–Graph der diffraktiven Erzeugung eines Υ–Mesons in der Regge–Theorie 19
2.3 Graph führender Ordnung für die Erzeugung elastischer Vektormesonen . . 19
2.4 Diagramm des Zwei–Gluon–Austausches mit Berücksichtigung der Nichtdiagonalelemente der Partondichte 21
2.5 Feynman–Graphen des QED–Zwei–Photon–Prozesses 22
2.6 Kinematische Variablen von Υ–Ereignissen, die mit DIFFVM generiert sind 25
2.7 Kinematische Variablen von Ereignissen, die mit LPAIR generiert sind . . 25

3.1 Run-Vertex und z–Vertex–Verteilung 28
3.2 Schnitte gegen kosmische Myonen 29
3.3 CST–Schnitte 30
3.4 Massenspektren: Herausbildung des Υ–Signals 31

3.5 Massenspektrum im Bereich $2\,\text{GeV} \leq M_{\mu\mu} \leq 15\,\text{GeV}$ 31

3.6 Ein Ereignis mit der invarianten Masse der Zerfallsmyonen $M_{\mu\mu} \approx 9,9\,\text{GeV}$ 32

3.7 $W_{\gamma p}$–Spektrum mit Schnitt 33

3.8 Experimentelle Massenspektren: Herausbildung des Υ–Signals 33

3.9 MC–Massenspektren 35

3.10 Vergleich zwischen ep–Daten und MC–Simulation für $M_{\mu\mu} \geq 4,6$ (1) 38

3.11 Vergleich zwischen ep–Daten und MC–Simulation für $M_{\mu\mu} \geq 4,6$ (2) 39

3.12 Vergleich zwischen ep–Daten und MC–Simulation im Υ–Massenbereich (1) 40

3.13 Vergleich zwischen ep–Daten und MC–Simulation im Υ–Massenbereich (2) 41

3.14 Korrigiertes dca–Spektrum 42

3.15 Vergleich der T_0–Verteilung in Daten und MC 42

3.16 Massenspektren des elektronischen Zerfallskanals 43

3.17 dE/dx–Verteilung 44

3.18 Anpassung des Massenspektrums des elektronischen Zerfallskanals 44

3.19 Massenspektrum des elektronischen Zerfallskanals im Bereich $2\,\text{GeV} \leq M_{ee} \leq 15\,\text{GeV}$ 44

4.1 Verschmierung der Spurinformation: J/ψ–Massenspektren (MC) 47

4.2 Verschmierung der Spurinformation: Υ–Massenspektren (MC) 48

4.3 Spektrum des generierten Transversalimpulses der Zerfallsmyonen im J/ψ–Massenbereich 50

4.4 Auflösung der Spurparameter im J/ψ–Massenbereich (MC) 51

4.5 Auflösungsstudien: J/ψ–Massenspektren (MC) 52

4.6 Auflösungsstudien: J/ψ–Massenspektren (ep–Daten) 53

4.7 Spektrum des generierten Transversalimpulses der Zerfallsmyonen im Υ–Massenbereich 54

4.8 Auflösung der Spurparameter im Υ–Massenbereich (MC) 55

4.9 Auflösungsstudien: Υ–Massenspektren (MC) 57

5.1 CST–Effizienz, Vergleich ep–Daten mit Monte–Carlo–Simulation (1) 60

5.2 CST–Effizienz, Vergleich ep–Daten mit Monte–Carlo–Simulation (2) 61

5.3 Abschätzung der Ineffizienz des T_0–Schnitts 61

5.4 Akzeptanz und Effizienz der Selektion in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$. 62

5.5 Anpassung des Massenspektrums des myonischen Zerfallskanals 64

5.6 Vergleich des ep–Massenspektrums mit der simulierten Massenverteilung für verschieden große Beiträge der höheren Υ–Resonanzen 65

5.7 Anpassung des gesamten Massenspektrums mit Verschiebung der Massenintervalle 68

5.8 Vergleich des Wirkunsgquerschnitts dieser Messung mit bisherigen Ergebnissen 70

Tabellenverzeichnis

2.1 Zerfallskanäle mit Verzweigungsverhältnis 22

3.1 Analyseschnitte der Myonselektion 37

3.2 Analyseschnitte der Elektronselektion 37

4.1 Auflösungsstudien 58

5.1 Größen zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts 67

5.2 Systematische Fehler bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts 69

A.1 Selektion der Myonklasse (Ereignisklasse 24) 75

B.1 Schnitte der Spurselektion 76

B.2 Schnitte der Myonselektion 77

Literaturverzeichnis

[B75] V.M. Budnev et al.,
Equivalent Photon Approximation, Phys. Rep. C15 (1975) 181

[B99] Olaf Behnke, persönliche Mitteilungen 1999

[Ber68] G. Bertolini
Semiconductor Detectors, Edited by G. Bertolini and A. Coche, North-Holland (1968), 518 p.

[Berg81] E.L. Berger, D. Jones
Inelastic photoproduction of J/ψ and Υ by gluons, Phys. Rev. D23 (1981) 1521

[C77] P.D.B. Collins,
An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics, Cambridge University Press, Cambridge, 1977

[DL92] A. Donnachie, P.V. Landshoff,
Phys. Lett. B296 (1992) 227

[FKS98] L.L. Frankfurt, W. Koepf, M.Strikman,
Phys. Rev. D54 (1998) 319

[FMS99] L.L. Frankfurt, M.F. McDermott, M. Strikman,
Diffractive Photoproduction of Υ at HERA, hep–ph/9812316 v2, Januar 1999

[Gass96] Johannes Gassner,
Messung der Ortsauflösung des H1–Siliziumvertexdetektors, Diplomarbeit, Zürich, 1996, ETHZ-IPP Internal Report

[H1Coll97] H1 Collaboration,
The H1 detector at HERA, Nucl. Instr. and Meth., Section A 386, 1997

[H1lumi] H1 Collaboration,
Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA, International Conference on High Energy Physics ICHEP '96, Warschau, 1996

[H1MC] H1-Collaboration, Dokumentation der MC-Files im WWW,
http://www-h1.desy.de/h1/www/general/home/intra_home.html

[Hoff99] Dirk Hoffmann,
Zwei–Elektron–Ereignisse im H1–Detektor, Dissertation in Vorbereitung, Hamburg 1999

[Jac79] F. Jacquet, A. Blondel,
Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe, DESY, DESY Report 79-048 (1979) 377, Hamburg,1979

[Kau98] Markus Kausch–Blecken v. Schmeling,
The Silicon Microvertex Detector of the H1 Experiment: Readout, Event Reconstruction, and Studies on Heavy Quark Decays, Dissertation, Hamburg 1998

[Klein92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Studienbücher, Stuttgart 1992

[Ku98] Thomas Kuhr,
Rekonstruktion von V^0*s mit dem H1–Silizium–Vertexdetektor*, Diplomarbeit, Hamburg, September 1998

[Merk99] Petra Merkel,
Diffractive Photoproduction of Heavy Vector Mesons at HERA, Dissertation, Hamburg, September 1999

[MRT99] A.D. Martin, M.G. Ryskin, T. Teubner,
Υ *photoproduction at HERA compared to estimates of perturbative QCD*, hep–ph/9901420, Januar 1999

[MS92] B.R. Martin, G. Shaw,
Particle Physics, John Wiley & Sons, 1992

[NInt97] B. Naroska, S. Schiek, G. Schmidt,
Lepton Identification in the H1 Detector at Low Momenta, Internal H1 note 05/97-518

[PDG98] Particle Data Group,
Particle Physics Booklet, Springer–Verlag, Juli 1998

[Pi94] Daniel Pitzl et al.,
Evaluation of double–sided, AC–Coupled double metal silicon strip detectors for H1 at HERA, Nucl. Instr. and Meth. A348 : 454-460, 1994

[Rys93] M.G. Ryskin,
Z. Phys. C57 (1993) 89

[S95] P. Schmüser ,
Feynman–Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker, Springer–Verlag, 1995

[Stein99] Jörn Steinhart,
Die Messung des totalen $c\bar{c}$–Photoproduktions–Wirkungsquerschnittes durch die Rekonstruktion von Λ_c–Baryonen unter Verwendung der verbesserten dE/dX–Teilchenidentifikation am H1–Experiment bei HERA, Dissertation, Hamburg 1999

[vW34] C.F. von Weizsäcker,
Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen, Z. Phys. 88 (1934) 612

[W34] E.J. Williams,
Nature of high energy particles of penetrating radiation and status of ionisation and radiation formulae, Phys. Rev. 45 (1934) 729

[Wild98] Leif H. Wilden,
Inelastic Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA, Diplomarbeit, Hamburg, November 1998

[West97] Lee West,
How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Electron Selection Code, December 1997

[ZEUS98] ZEUS Collaboration,
Measurement of Elastic Υ Photoproduction at HERA, DESY–98–089 (1998)

Danksagung

Ich möchte mich bei Frau Prof. Naroska für die interessante Aufgabenstellung und für ihr ständiges Interesse an meiner Arbeit bedanken und bei Herrn Prof. Büßer für die Übernahme der Zweitkorrektur.
Außerdem gilt mein Dank Dirk und Olaf, die mir während der gesamten Arbeit sehr geholfen haben, Petra für das Korrekturlesen sowie der ganzen Arbeitsgruppe, den FPS–Leuten und den Zürichern für die Hilfsbereitschaft und die angenehme Atmosphäre.