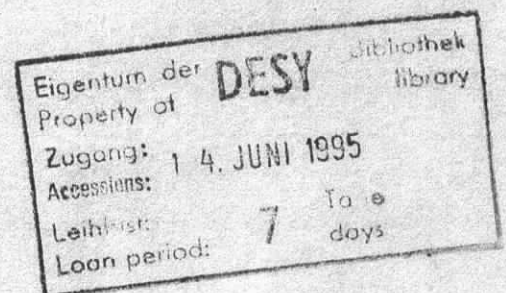


Interner Bericht
DESY F11/F22-95-02
Mai 1995

Untersuchung der J/ψ -Produktion
über den Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$
am ep -Speicherring HERA

von

R. Sell



DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"

Untersuchung der J/ψ -Produktion
über den Zerfall $J/\psi \longrightarrow \mu^+ \mu^-$
am ep -Speicherring HERA

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

REINHARD SELL ✓
aus Kirchheimbolanden

Hamburg 1995

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. B. Naroska
Prof. Dr. W. Bartel

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. B. Naroska
Prof. Dr. A. Wagner

Datum der Disputation:

17. Mai 1995

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. E. Lohrmann

Kurzfassung

Die mit dem H1-Detektor am Speicherring HERA im Jahre 1993 aufgenommenen Daten wurden auf Ereignisse des Typs $ep \rightarrow eJ/\psi X$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ untersucht. Es wurden insgesamt 42 ± 8 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse gefunden. Darunter sind nur sehr wenige Ereignisse (3 ± 2) mit großem Impulsübertrag ($Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$). Der Hauptteil wird im Bereich der *Photoproduktion* mit $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$ ($Q^2 \approx 0$) produziert.

Die Hälfte aller Ereignisse (21 ± 5) weist neben den Zerfallsmyonen keine weitere Aktivität im Detektor auf (Akzeptanzbereich: $8^\circ < \vartheta < 165^\circ$). Daraus wird ein Photoproduktion-Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{el}(ep \rightarrow eJ/\psi X) = (9.5 \pm 2.5 \pm 2.5) \text{ nb}$ für diesen Typ der *quasielastischen* J/ψ -Produktion im Bereich $30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 180 \text{ GeV}$ ermittelt. Unter Berücksichtigung des Photonflusses für $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$ entspricht das einem γp -Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{el}(\gamma p \rightarrow J/\psi X) = (60 \pm 15 \pm 15) \text{ nb}$ bei einer mittleren Energie von $\langle W_{\gamma p} \rangle \approx 90 \text{ GeV}$.

Der Wirkungsquerschnitt der *inelastischen* J/ψ -Photoproduktion wird im Bereich $30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 200 \text{ GeV}$ und $0.5 < z < 0.95$ bestimmt. Die *Inelastizität* z gibt den Energieübertrag vom Photon auf das J/ψ an ($z = E_\psi/E_\gamma$ im Proton-Ruhsystem). Im Bereich $0.5 < z < 0.95$ wird die J/ψ -Produktion von dem Prozeß der Photon-Gluon-Fusion dominiert. Der Wirkungsquerschnitt in diesem kinematischen Bereich beträgt $\sigma_{in}(ep \rightarrow eJ/\psi X) = (4.8 \pm 1.7 \pm 1.2) \text{ nb}$ bzw. $\sigma_{in}(\gamma p \rightarrow J/\psi X) = (30 \pm 11 \pm 7) \text{ nb}$.

Es wird demonstriert, daß die Rekonstruktion der Kinematik eines inelastischen $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisses auch ohne den Nachweis des gestreuten Elektrons möglich ist. Weitere Ergebnisse, z.B. zur Gluondichte-Verteilung des Protons, konnten wegen der geringen Statistik nicht gewonnen werden. Es wird jedoch gezeigt, daß mit etwas höherer Statistik durch der Analyse der J/ψ -Physik bei HERA sehr interessante Ergebnisse erzielt werden können.

Abstract

The data taken with the H1-detector at the storage ring HERA in the year 1993 are analysed for events of the type $ep \rightarrow eJ/\psi X$; $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. In total 42 ± 8 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ events are found. Only a few of these events (3 ± 2) are produced via large momentum transfer ($Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$). The main part is produced in the area of *photoproduction* with $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$ ($Q^2 \approx 0$).

Half of the events (21 ± 5) show no further activity inside the detector (acceptance region: $8^\circ < \vartheta < 165^\circ$). A cross-section of $\sigma_{el}(ep \rightarrow eJ/\psi X) = (9.5 \pm 2.5 \pm 2.5) \text{ nb}$ is derived for this type of *quasielastic* J/ψ production in the region $30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 180 \text{ GeV}$. Using the photon flux for $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$ this corresponds to a γp -cross-section of $\sigma_{el}(\gamma p \rightarrow J/\psi X) = (60 \pm 15 \pm 15) \text{ nb}$ at an average γp -CMS-energy of $\langle W_{\gamma p} \rangle \approx 90 \text{ GeV}$.

The cross-section for the *inelastic* J/ψ -production is measured in the region $30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 200 \text{ GeV}$ and $0.5 < z < 0.95$. The *inelasticity* z denotes the energy fraction of the photon carried by the J/ψ ($z = E_\psi/E_\gamma$ in the proton rest frame). In the region $0.5 < z < 0.95$ the J/ψ production is dominated by the photon-gluon-fusion process. The cross section in this kinematical area amounts to $\sigma_{in}(ep \rightarrow eJ/\psi X) = (4.8 \pm 1.7 \pm 1.2) \text{ nb}$ and $\sigma_{in}(\gamma p \rightarrow J/\psi X) = (30 \pm 11 \pm 7) \text{ nb}$ respectively.

The possibility to reconstruct the kinematics of inelastic events without detecting the scattered electron is demonstrated. Further results, e.g. the measurement of the gluon density distribution of the proton, can not be obtained due to the limited statistics. It is however shown, that with higher statistics very interesting results can be expected analysing the J/ψ production at HERA.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung/Abstract	i
Einführung	1
Motivation	1
Gliederung	2
1 HERA und der Detektor H1	4
1.1 Der Speicherring HERA	4
1.2 Physik bei HERA	5
1.2.1 Photoproduktion	7
1.2.2 Tiefinelastische Streuung	9
1.3 Der Detektor H1	10
1.3.1 Das Spurrkammersystem des H1-Detektors	12
1.3.2 Die Kalorimeter des H1-Detektors	15
1.3.3 Das Myon-System des H1-Detektors	17
1.3.4 Trigger und Datennahme	19
1.3.5 Monte-Carlo-Simulation	22
2 J/ψ-Physik bei HERA	23
2.1 Kinematik der $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse	23
2.1.1 Definition einiger kinematischer Variablen	24
2.2 Phänomenologische Klassifizierung der J/ψ -Produktion	25
2.3 Photon-Gluon-Fusion	27
2.3.1 Colour-Singlett-Modell	28
2.3.2 J/ψ -Produktion über „offenen Charm“	31
2.4 Diffraktive J/ψ -Erzeugung	31
2.4.1 Vektormeson-Dominanz-Modell	33
2.4.2 J/ψ -Produktion durch hart-diffraktive Streuung	34
2.5 Weitere Prozesse der J/ψ -Produktion	34
2.5.1 J/ψ -Produktion über <i>resolved</i> -Photon-Wechselwirkung	35
2.5.2 J/ψ -Produktion über intrinsischen Charm im Proton	36
3 Massenrekonstruktion und Rekonstruktionseffizienz	37
3.1 Spurrekonstruktion im Zentralbereich	37
3.1.1 Verwendete Datensätze	38
3.2 Spurrekonstruktion in der CJC	40
3.2.1 Länge der rekonstruierten Spuren	40
3.2.2 Auswahl „guter“ Spuren	46

3.3	Verbesserung der Impuls- und Massenauflösung	46
3.4	Massenauflösung im $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Signal	47
3.4.1	Der Fehler der Massenrekonstruktion	49
3.5	Überprüfung der Simulation mit kosmischen Myonen	50
3.5.1	Kosmische Myonen in H1	50
3.5.2	Effizienz der Spurrekonstruktion	51
3.5.3	Impuls- und Winkelauflösung	53
3.6	Zusammenfassung der Rekonstruktion im Zentralbereich	54
3.7	Spurrekonstruktion im Vorwärtsbereich	54
4	Myon-Identifikation	57
4.1	Methoden zur Myon-Erkennung	58
4.1.1	Myon-Erkennung im Flüssigargon-Kalorimeter	58
4.1.2	Myon-Erkennung im instrumentierten Eisen	61
4.2	Winkel- und Impulsverteilung der Myonen aus J/ψ -Ereignissen	64
4.3	Effizienz der Myon-Erkennung	67
4.4	Fehlidentifikation von Pionen	68
4.4.1	Abschätzung der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit	69
5	Trigger und Ereignisselektion	70
5.1	Triggerelemente der Triggerstufe 1	70
5.1.1	Triggerelemente des Myondetektors	71
5.1.2	Triggerelemente der zentralen Spurkammern	73
5.1.3	Triggerelemente der MWPC, z -Vertex-Trigger	73
5.1.4	Kalorimetertrigger	74
5.2	Triggerkombinationen der Stufe 1	75
5.2.1	Myontrigger	75
5.2.2	Spurtrigger	77
5.2.3	Trigger für das gestreute Elektron	77
5.3	Monte-Carlo-Simulation der Trigger	79
5.4	Untergrundfilter der Stufe 4	81
5.5	Selektion der Myonpaar-Kandidaten	82
5.5.1	J/ψ -Rekonstruktion in Ereignissen hoher Multiplizität	84
5.5.2	Filter gegen kosmische Myonen	85
5.5.3	Synchrotronstrahlung und Strahl-Gas-Untergrund	86
5.6	Zusammenfassung der Ereignisselektion	87
6	Rekonstruktion der Kinematik	89
6.1	Rekonstruktion des J/ψ -Mesons	89
6.2	Die Rekonstruktion der Kinematik	90
6.2.1	Rekonstruktion des gestreuten Elektrons im Zentralbereich	92
6.2.2	Rekonstruktion des gestreuten Elektrons mit dem Rückwärtskalorimeter	92
6.2.3	Rekonstruktion des gestreuten Elektrons mit dem Elektronntagger	94
6.2.4	Bestimmung der Kinematik ohne rekonstruiertes Elektron	96
6.2.5	Rekonstruktion von x_g	100
6.2.6	Zusammenfassung	101

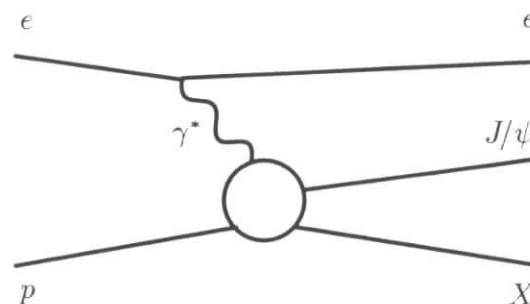
7	Ergebnisse	105
7.1	Daten der Datennahmeperiode 1993	105
7.2	Die Trennung unterschiedlicher Produktionsmechanismen	106
7.2.1	Die quasielastische Selektion	107
7.2.2	Die inelastische Selektion	109
7.2.3	Zusammenfassung der Unterteilung in kinematische Bereiche	111
7.3	Untergrundbetrachtung	113
7.3.1	Untergrund für die 2-Prong-Selektion	113
7.3.2	Untergrund für die inelastische Selektion	115
7.4	Akzeptanz und Effizienzen	118
7.4.1	Geometrische Akzeptanz	118
7.4.2	Rekonstruktion und Identifikation der Zerfallsmuonen	121
7.4.3	Triggereffizienz	121
7.4.4	Endauswahl	123
7.5	ep -Wirkungsquerschnitte	123
7.6	Differentielle Verteilungen	125
7.6.1	Die z -Verteilung der inelastischen J/ψ -Ereignisse	126
7.6.2	Die $W_{\gamma p}$ -Verteilung	127
7.6.3	Das Spektrum des Transversalimpulses	128
7.6.4	Die Gluondichte-Verteilung	130
7.6.5	Die Winkelverteilung der Zerfallsmuonen	131
7.7	Photoproduktion	132
7.7.1	γp -Wirkungsquerschnitte	133
7.7.2	Quasielastische J/ψ -Produktion	133
8	Zusammenfassung	136
A	Kinematik	139
A.1	Das Laborsystem von HERA	139
A.2	Transformation ins Schwerpunktsystem	140
A.3	Grenzen des kinematischen Bereichs	142
A.4	Diffraktive Prozesse	142
A.5	Winkelverteilung der Zerfallsteilchen	143
A.5.1	Übergang ins Laborsystem	145
	Literaturverzeichnis	147

Einführung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der J/ψ -Produktion am ep -Speicherring HERA. Das J/ψ -Meson wird mit dem Detektor H1 über den myonischen Zerfallskanal $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (Verzweigungsverhältnis 6%) nachgewiesen. Dieser Zerfallskanal ermöglicht eine zuverlässige Identifikation und Rekonstruktion des J/ψ -Mesons und der Kinematik des gesamten Ereignisses. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Beschreibung der experimentellen Methoden, die zur Erkennung eines signifikanten J/ψ -Signals in den H1-Daten des Jahres 1993 führten.

Motivation

Die J/ψ -Produktion bei ep -Streuung ($ep \rightarrow eJ/\psi X$) kann auf die J/ψ -Produktion durch Photon-Proton-Wechselwirkung ($\gamma^* p \rightarrow J/\psi X$) zurückgeführt werden. Das (virtuelle) Photon wird vom einlaufenden Elektron abgestrahlt.



J/ψ -Produktion bei ep -Streuung

Frühere Untersuchungen der J/ψ -Produktion bei Lepton-Nukleon- oder Photon-Nukleon-Streuung wurden mit *Fixed-Target*-Experimenten durchgeführt. Die Beschreibung der J/ψ -Produktion bei Lepton-Nukleon- oder Photon-Nukleon-Streuung erweist sich als sehr komplex — es gibt bisher keine einheitliche Darstellung.

Die J/ψ -Produktion wird daher an Hand kinematischer Größen, wie z.B. der Virtualität des wechselwirkenden Photons ($Q^2 = -q^2$), des Transversalimpulses p_\perp , der invarianten Masse des hadronischen Endzustands M_X oder der sogenannten Inelastizität z ($z = E_\psi/E_\gamma$ im Proton-Ruhsystem), in kinematische Bereiche unterteilt. So wird zum Beispiel zwischen der elastischen J/ψ -Produktion ($ep \rightarrow eJ/\psi p$) und der inelastischen J/ψ -Produktion ($ep \rightarrow eJ/\psi X$) unterschieden. An Hand der Virtualität Q^2 des Austauschphotons kann zwischen der reinen Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$), d.h. der J/ψ -Produktion mittels eines (quasi)reellen Photons, und der J/ψ -Produktion bei hohem Impulsübertrag ($Q^2 \gg 0$) unterschieden werden.

Einzelne Produktionsmechanismen können die J/ψ -Produktion nur in bestimmten kinematischen Bereichen beschreiben. Bei HERA kann die J/ψ -Produktion in allen wichtigen kine-

matischen Bereichen bei bisher unerreichter Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ studiert werden. Dadurch ist eine Überprüfung der bisherigen Ergebnisse und eine Ausweitung dieser Ergebnisse zu höheren Energien möglich. Darüberhinaus können die Übergangsbereiche zwischen den verschiedenen Modellen untersucht werden. Es seien einige Beispiele angesprochen, die im Verlauf dieser Analyse diskutiert werden:

Die *elastische Photoproduktion* des J/ψ kann mit dem Vektor-Meson-Dominanz-Modell (VMD) als diffraktive Vektormeson-Proton-Streuung über Pomeron austausch erklärt werden [21]. Damit sind Untersuchungen zur Natur des Pomerons möglich. Bei der Untersuchung von J/ψ -Mesonen, die bei *hohem Impulsübertrag* ($Q^2 \gg 0$) produziert werden, kann der Propagatorterm des VMD-Modells gemessen werden.

Durch die Erweiterung der elastischen diffraktiven Streuung zur diffraktiven Proton-Dissoziation kann ein Teil des *inelastischen* Wirkungsquerschnitts im Bereich kleiner Transversalimpulse ($p_{\perp} \lesssim 1 \text{ GeV}$) und kleiner Massen des hadronischen Endzustands ($M_X \lesssim 20 \text{ GeV}$), bzw. bei großen Werten von z ($z > 0.95$) beschrieben werden.

Die „*inelastische*“ *Photoproduktion* ($z < 0.8$) bei großen Transversalimpulsen ($p_{\perp} > 1 \text{ GeV}$) kann mit dem Colour-Singlett-Modell (CS) [20, 23] erklärt werden. Dabei wird das J/ψ als gebundener Zustand eines $c\bar{c}$ -Quarkpaares über den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion (PGF) gebildet ($\gamma g \rightarrow J/\psi g$). Im Rahmen des Parton-Modells ergibt sich somit über die inelastische J/ψ -Produktion eine Möglichkeit, die Gluondichte-Verteilung des Protons zu messen.

Insbesondere der Übergangsbereich zwischen phänomenologischen Modellen (VMD, diffraktive Streuung) und perturbativer QCD (CS, PGF) ist von großem Interesse und kann bei HERA studiert werden. Es gibt Ansätze, die elastische J/ψ -Produktion mit einer Kombination von diffraktiver Streuung und Colour-Singlett-Modell zu beschreiben [23, 24]. D.h., die Frage „Was ist das Pomeron?“ kann bei der Analyse der J/ψ -Ereignisse bei HERA untersucht werden.

Aufbau und Gliederung

Nach einer Beschreibung der Speicherring-Anlage HERA in Kapitel 1 folgt ein kurzer Überblick über die Physik bei HERA. Da viele Detektorkomponenten von H1 sowohl für den Trigger als auch für die Rekonstruktion und die Selektion benötigt werden, wird die Beschreibung des Detektors H1 ebenfalls in Kapitel 1 abgehandelt.

In Kapitel 2 folgt eine kurze Übersicht über die J/ψ -Physik bei ep -Streuung. Es werden die wichtigsten Produktionsmechanismen vorgestellt und aufgezeigt, wie sich einzelne Modelle in ihrer Phänomenologie unterscheiden, und dadurch im Experiment möglicherweise voneinander getrennt werden können.

Da wegen der geringen Statistik der Datennahmeperiode 1993 eine unabhängige Bestimmung der einzelnen Trigger-, Selektions- und Rekonstruktionseffizienzen für Myonpaar-Ereignisse mit Daten alleine nicht möglich war, wurde eine andere Strategie bei der Analyse der $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse verfolgt: Alle Effizienzen wurde mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation ermittelt. Die Fähigkeit der Simulation, die Daten korrekt zu beschreiben, wurde mit unabhängigen Daten überprüft. Abweichungen zwischen Simulation und Daten wurden dem systematischen Fehler zugeschlagen.

Die Überprüfung der Simulation beginnt in Kapitel 3 mit der Spur- und Massenrekonstruktion im zentralen Spurekammersystem des H1-Detektors. Es wird anhand der Einzelspurrekonstruktion untersucht, inwieweit die Simulation die Qualität der Spuren, d.h. die Massenauflösung, und die Effizienz der Spurrekonstruktion korrekt wiedergibt.

In Kapitel 4 wird die Myon-Identifikation diskutiert. Auch hier wird aus dem Vergleich der

Myon-Identifikation von *einzelnen* Myonen in der Simulation und in den Daten die relative Abweichung, d.h. der systematische Fehler der Simulation, ermittelt.

In Kapitel 5 schließt sich die Erläuterung der Trigger- und Selektionsstufen an, die nötig waren um einen möglichst reinen Myonpaar-Datensatz zu erhalten. Die Simulation einzelner Trigger-elemente wird wiederum durch den Vergleich mit unabhängig getriggerten Daten verifiziert.

In Kapitel 6 wird die Rekonstruktion der Kinematik, d.h. die Rekonstruktion der kinematischen Größen (z.B.: y , z und x_g), der $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse beschrieben. Es wird gezeigt, daß die Kinematik von $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen auch bei *ungetaggt* Ereignissen, d.h. wenn das gestreute Elektron selbst nicht nachgewiesen wird, mit der Methode von Jacquet-Blondel [18] zuverlässig rekonstruiert werden kann.

Die Ergebnisse der Analyse werden in Kapitel 7 vorgestellt. Es werden Wirkungsquerschnitte für die elastische und die inelastische J/ψ -Produktion angegeben. Wegen der geringen Statistik — insgesamt wurden nur etwa 50 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse gefunden — sind signifikante Aussagen über die Unterscheidung einzelner Produktionsmechanismen nicht möglich. Es konnte jedoch gezeigt werden, daß mit einer Größenordnung mehr an Statistik (die für die Datennahmepériode 1994 erwartet wird) erste Ergebnisse z.B. für die Messung der Gluon-Dichteverteilung im Proton bei $x_g \lesssim 10^{-3}$ möglich sein werden.

Kapitel 1

HERA und der Detektor H1

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über allgemeine Aspekte der Hochenergiephysik bei HERA: Nach einer Beschreibung der Speicherringanlage folgt eine Übersicht über einige der physikalischen Themen, die bei HERA untersucht werden. Anschließend wird der Aufbau und die Funktionsweise des H1-Detektors angesprochen.

1.1 Der Speicherring HERA

Die Speicherring-Anlage HERA ist die weltweit erste, bei der Leptonen *und* Hadronen beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Die ersten Elektron-Proton-Kollisionen fanden im Oktober 1990 statt; der Betrieb der Experimente H1 und ZEUS begann im Frühjahr 1992. Der 6.3 km lange HERA-Tunnel liegt 15–20 m unter der Erde. In ihm befinden sich zwei unabhängige Speicherringe: In HERA-p werden Protonen, in HERA-e werden Elektronen beschleunigt und gespeichert (s. Abbildung 1.1).

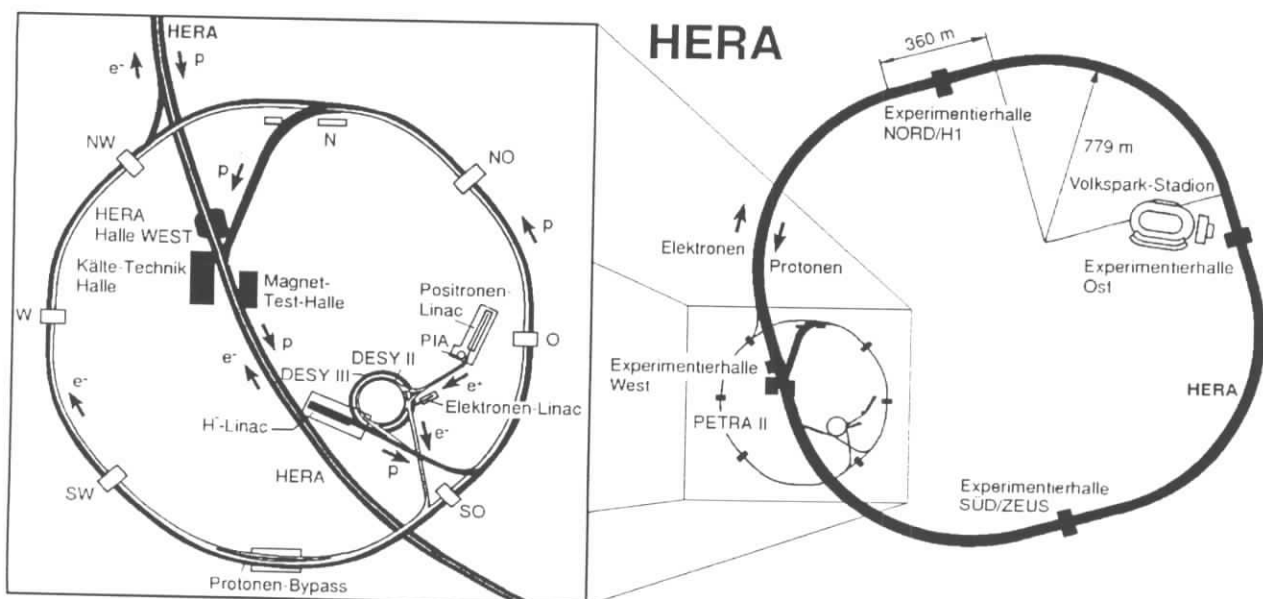


Abbildung 1.1: Die Speicherring-Anlage HERA und die Vorbeschleuniger.

Die Protonen werden in LINAC III, DESY III und PETRA II vorbeschleunigt und erreichen HERA-p mit einer Energie von 40 GeV. Anschließend werden sie in HERA-p auf die Endenergie von 820 GeV beschleunigt. Zur Strahlführung sind supraleitende Dipolmagnete mit einem Feld von 4.65 T installiert.

Die Elektronen werden in LINAC II, DESY II und ebenfalls in PETRA II auf 12 GeV vorbeschleunigt. Die Endenergie der Elektronen in HERA-e beträgt 26.7 GeV¹. Hier kann das Führungsfeld von 0.165 T durch normalleitende Magnete erzeugt werden. Jedoch muß jedem Elektron pro Umlauf eine Energie von 127 MeV nachgeliefert werden, um den Verlust durch Synchrotronstrahlung auszugleichen.

Die Lebensdauer des Elektronenstrahls beträgt einige Stunden, die Lebensdauer des Protonenstrahls ist wesentlich höher. Typischerweise werden zu jeder Protonfüllung etwa drei Elektronfüllungen eingesetzt. Der gesamte Zyklus hat damit eine Periode von > 24 h.

Einige wichtige Parameter des Speicherring-Anlage HERA sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt.

		Design	1993
HERA-p			
Energie	[GeV]	820	820
Anzahl Teilchenpakete		210	94
(typ.) Strahlstrom	[mA]	163	20
Lebensdauer	[h]	> 100	> 100
HERA-e			
Energie	[GeV]	30	26.7
Anzahl Teilchenpakete		210	94
(typ.) Strahlstrom	[mA]	58	23
Lebensdauer	[h]	4-10	4-10
Schwerpunktenergie	[GeV]	314	296
spezifische Luminosität	[10 ⁻²⁹ cm ⁻² s ⁻¹ mA ⁻¹]	7	4
maximale Luminosität	[10 ⁻³¹ cm ⁻² s ⁻¹]	1.5	0.15
integrierte Luminosität	[pb ⁻¹ a ⁻¹]	100	1

Tabelle 1.1: Einige Parameter der Speicherring-Anlage HERA.

1.2 Physik bei HERA

Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton bei HERA wird überwiegend durch den Austausch von Photonen beschrieben, die vom Elektron emittiert werden (s. Abb. 1.2).

Die Kinematik eines Ereignisses, z.B. Energie und Winkel des gestreuten Elektrons (oder des Austausch-Photons) wird üblicherweise durch Lorentz-invariante Größen beschrieben. Eine genaue Definition dieser Größen wird in Abschnitt 2.1 bei der Diskussion der J/ψ -Produktion angegeben. Kinematische Grenzen und die Transformationen einiger *nicht*-Lorentz-invarianter Größen vom Laborsystem ins Schwerpunktsystem sind im Anhang A zu finden.

Das Photon hat zwei Freiheitsgrade (die Elektron-Proton-Schwerpunktenergie $s := (P + l)^2$ und die Rotation um die Protonrichtung nicht mitgerechnet), gebräuchlich sind die folgenden Variablen:

¹Seit Frühjahr 1994 beträgt die Energie 27.6 GeV; und seit Sommer 1994 werden Positronen anstatt Elektronen verwendet.

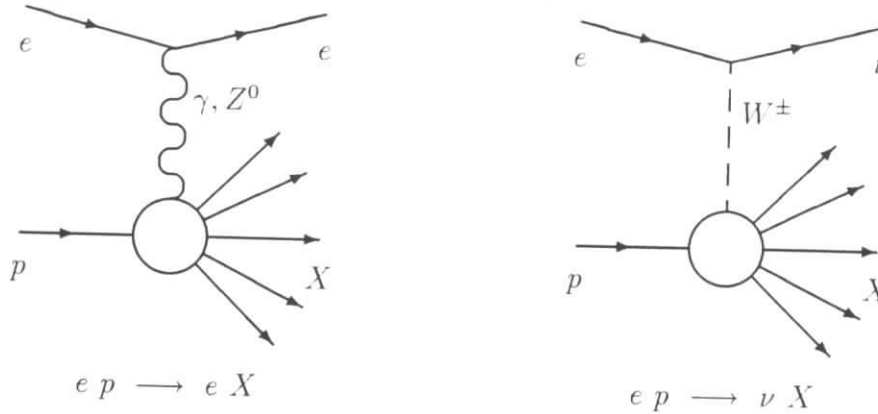


Abbildung 1.2: ep -Wechselwirkung bei HERA durch Austausch neutralen oder geladenen Stromes.

$$Q^2 := -q^2 = -(l - l')^2 \quad (1.1)$$

$$y := \frac{qP}{lP} \quad (1.2)$$

Wobei P , l und l' die Viererimpulse von einlaufendem Proton, einlaufendem Elektron und gestreutem Elektron bezeichnen.

Die Physik bei HERA wird anhand von Q^2 in kinematische Bereiche unterteilt. Diese Bereiche finden ihre Entsprechung in der geometrischen Akzeptanz der Detektoren:

Getaggte Photoproduktion: Das gestreute Elektron wird in einem speziellen Elektronendetektor (Elektronntagger) unter sehr kleinem Winkel nachgewiesen („getaggt“). Das Wechselwirkungs-Photon ist mit $0 \lesssim Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2$ fast reell (quasi-reell). Der Akzeptanzbereich in y liegt bei etwa $0.2 < y < 0.8$ (s. Abschnitt 1.3.2). Der ep -Wirkungsquerschnitt faktorisiert in den Photonfluß $f_{\gamma/e}(Q^2, y)$ und den γp -Wirkungsquerschnitt [1] (Weizsäcker-Williams-Näherung). In diesem Bereich trägt nur der *transversale* Photonfluß zum Wirkungsquerschnitt bei. Der Fehler, der durch die Vernachlässigung des *longitudinalen* Photonflusses entsteht, liegt bei 0.2% [2].

Ungetaggte Photoproduktion: Wenn das gestreute Elektron selbst nicht nachgewiesen werden kann, ist auf Grund der Akzeptanzbereiche des Detektors lediglich bekannt, daß die Virtualität des Photons klein ist ($Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$); der genaue Wert kann nicht bestimmt werden.

Wegen des Maximums des Photonflusses bei $Q^2 \rightarrow 0$, ist die Annahme $Q^2 \approx 0$ eine gute Näherung für diesen kinematischen Bereich. Korrekturen gegenüber der exakten Berechnung des Photonflusses unter Einbeziehung des longitudinalen Flusses können bis zu 10% betragen [2].

Tiefinelastische Streuung: Bei der tiefinelastischen Streuung ist der Impulsübertrag vom Elektron auf das hadronische System so groß, daß das Elektron in den Zentraldetektor gestreut wird und dort nachgewiesen werden kann. Die einfache Form der Faktorisierung des ep -Wirkungsquerschnitts in die γp -Wechselwirkung und den transversalen Photonfluß kann hier nicht angewendet werden.

Ein kleiner (für diese Untersuchung vernachlässigbarer) Teil der Ereignisse kann nicht in obige Kategorien eingeordnet werden:

Geladener Strom: Der Wirkungsquerschnitt von Ereignissen, die auf dem Austausch von W -Bosonen beruhen (s. Abb. 1.2. $ep \rightarrow \nu X$), ist gering im Vergleich zum totalen ep -Wirkungsquerschnitt. Dieser Ereignistyp ist jedoch durch den fehlenden Transversalimpuls — das Neutrino wird nicht nachgewiesen — im Bereich hoher Q^2 zuverlässig zu identifizieren. In den H1-Daten der Datennahmeperiode 1993 wurden 14 *Charged Current*-Ereignisse mit fehlendem Transversalimpuls $p_{\perp, mis} > 25 \text{ GeV}$ gefunden [68]. Dabei konnte zum ersten Mal direkt die endliche Masse des W -Propagators bestätigt werden.

Exotische Ereignisse: Weitere Wechselwirkungen, die über die Physik des Standardmodells hinausgehen, sind denkbar. Die direkte s -Kanal Wechselwirkung von Elektron und einem Parton des Protons könnte Lepto-Quarks oder Lepto-Gluonen erzeugen. Falls die bekannten Leptonen zusammengesetzte Teilchen sind, könnten angeregte Leptonen beobachtet werden. Die bisherigen Analysen von H1 und ZEUS brachten keine Evidenz für neue Physik, die Grenzen für die Massen und die Kopplungskonstanten für einige hypothetische Prozesse und Teilchen konnten verschärft werden [62, 72, 74, 81, 84].

Die Photoproduktion und die tiefinelastische Streuung bei HERA werden in den folgenden Abschnitten eingehender behandelt.

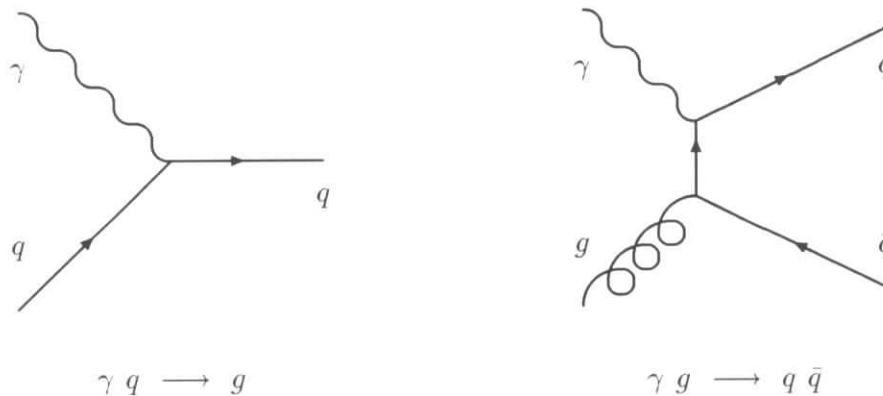


Abbildung 1.3: *Photon-Parton-Streuung.*

1.2.1 Photoproduktion

In der Photoproduktion, d.h. beim Austausch eines quasi-reellen Photons ($Q^2 \approx 0$) zwischen Elektron und hadronischem System, kann der Elektronstrahl von HERA als Quelle quasi-reeller Photonen angesehen werden. Im Proton-Ruhsystem beträgt die Photonenergie $E_\gamma = y E_e$ bis zu 50 TeV und liegt damit um bis zu zwei Größenordnungen über der Energie von *Fixed-Target*-Experimenten ($E_e = 50 \text{ TeV}$ ist die Energie des einlaufenden Elektrons im Proton-Ruhsystem). Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $ep \rightarrow eX$ kann in den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow X$ und einen Flußfaktor $f_{\gamma/e}(Q^2, y)$ faktorisiert werden [1]. Der Flußfaktor

gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Photon mit dem Energieanteil y und der Virtualität Q^2 vorhanden ist.

$$\sigma_{ep}(Q^2, y) = f_{\gamma/e}(Q^2, y) \sigma_{\gamma p}(Q^2, y) \quad (1.3)$$

Der Photonfluß kann in einen Anteil transversal polarisierter und longitudinal polarisierter Photonen unterteilt werden: $f_{\gamma/e} = f_{\gamma/e}^T + f_{\gamma/e}^L$. Für die inklusive Photoproduktion spielt der longitudinale Photonfluß keine Rolle, da der zugehörige longitudinale γp -Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}^L$ verschwindet [3]. Der transversale Photonfluß wird nach [2] beschrieben durch:

$$f_{\gamma/e}^T(Q^2, y) = \frac{\alpha}{2\pi y Q^2} \left[1 + (1-y)^2 - 2y^2 \frac{m_e^2}{Q^2} \right] \quad (1.4)$$

Der transversale Photonfluß hat ein Maximum für $Q^2 \rightarrow 0$ und $y \rightarrow 0$. Aus kinematischen Gründen kann $Q^2 = 0$ oder $y = 0$ nicht erreicht werden (s. Anhang A.3).

Phänomenologisch wird die Photoproduktion bei HERA unterteilt in sogenannte *weiche* Prozesse, bei denen die Teilchen des Endzustands nur kleine Transversalimpulse ($p_\perp < 1$ GeV) erhalten, und *harte* Prozesse, in denen hadronische Jets mit Transversalimpulsen über 10 GeV entstehen [58, 63]. Untersuchungen zu differentiellen Wirkungsquerschnitten $\partial\sigma/\partial p_\perp$ und $\partial\sigma/\partial\eta$ von inklusiven Teilchenspektren und zum totalen Photoproduktion-Wirkungsquerschnitt finden sich in [69] bzw. in [59, 88].

Eine Beschreibung der inklusiven Photoproduktion durch ein einziges Modell ist bisher nicht gelungen. Das Photon kann sowohl als punktförmiges Elementarteilchen, wie auch als Quark-Antiquark-Fluktuation wechselwirken. Um zu einer umfassenden Theorie der Photoproduktion zu gelangen, wird in [9] die Photoproduktion aufgespalten in direkte Photoproduktion, VMD-artige und *resolved*-Photon-Wechselwirkung:

Direkte Photoproduktion: Das quasi-reelle Photon koppelt an ein Parton des Protons, entweder direkt an ein Quark oder über die Bildung eines Quark-Antiquark-Paares an ein Gluon (Abbildung 1.3). Damit der Prozeß $\gamma q \rightarrow q$ oder $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$ mit perturbativer QCD berechnet werden kann, sind höhere Transversalimpulse ($p_\perp \gtrsim 2$ GeV) nötig. Die Produktion schwerer Quarkpaare $c\bar{c}$ oder $b\bar{b}$ ist von besonderem Interesse, da durch die große Masse der Quarks bereits eine Massenskala vorgegeben ist, die störungstheoretische Berechnungen erlaubt.

Resolved-Photon-Wechselwirkung: Durch Fluktuation in virtuelle Quark-Antiquark-Paare erhält das Photon eine hadronische Komponente. Die Wahrscheinlichkeit, ein Quark oder ein Gluon mit einem bestimmten Impulsanteil x_γ im Photon zu finden, wird analog zum Proton oder anderen Hadronen durch Partondichte-Verteilungen beschrieben. Die Messung dieser Partondichte-Verteilungen des Photons ist ein Ziel der HERA-Physik [63]. Zusätzlich zu den Jets, die bei der *harten* Wechselwirkung zwischen den Partonen von Photon und Proton entstehen, enthalten diese Ereignisse einen hadronischen Rest des *aufgelösten* (*resolved*) Photons.

Experimentelle Evidenz für diesen Photon-Rest-Jet wurde in [46] nachgewiesen.

Vektor-Meson-Dominanz (VMD): Da das Photon bis auf die Masse die gleichen Quantenzahlen hat wie neutrale Vektormesonen ($\rho^0, \omega, \varphi, J/\psi, \dots$), kann das virtuelle Photon durch Fluktuation kurzzeitig in eines dieser virtuellen Vektormesonen übergehen. Durch Wechselwirkung mit dem Proton kann das Vektormeson auf die Massenschale gehoben

und reell werden.

Die Wechselwirkung zwischen Proton und Vektormeson kann in bestimmten kinematischen Bereichen (geringer Impulsübertrag t zwischen den Hadronen) durch phänomenologische Modelle — die sogenannte *diffraktive Streuung* — beschrieben werden. Die diffraktiven Prozesse werden wiederum unterteilt in *elastische* Prozesse und in Prozesse, bei welchen das Proton, das Vektormeson oder auch beide dissoziieren.

Die Transversalimpulse sind bei diffraktiven Prozessen typischerweise klein ($p_{\perp} < 1 \text{ GeV}$). Das VMD-Modell und diffraktive Prozesse werden im Rahmen der Erläuterung der J/ψ -Physik ausführlicher behandelt.

1.2.2 Tiefinelastische Streuung

Mit dem Begriff tiefinelastische Streuung (DIS) wird bei HERA die $e p$ -Wechselwirkung mit Impulsüberträgen von $Q^2 \gtrsim 4 - 10 \text{ GeV}^2$ bezeichnet. Die untere Grenze ergibt sich aus der Detektorgeometrie und der Forderung nach einem klar identifizierbaren und rekonstruierbaren, gestreuten Elektron. Bei einer HERA-Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} \approx 300 \text{ GeV}$ können Impulsüberträge bis zu $Q^2 \lesssim 10^5 \text{ GeV}^2$ erreicht werden.

Bei hohen Impulsüberträgen Q^2 kann das Proton als System quasi-freier Partonen angesehen werden (Partonmodell). Die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung wird dadurch auf eine elastische Elektron-Parton-Streuung zurückgeführt. Die Wahrscheinlichkeit, ein bestimmtes Parton (Valenzquark, Seequark oder Gluon) mit einem bestimmten Impulsanteil x zu finden, wird durch Partondichte-Verteilungen beschrieben. Für die Beschreibung der DIS in niedrigster Ordnung (Born-Diagramme) gilt wegen Impuls- und Energieerhaltung: $x = Q^2/ys$. Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird üblicherweise durch die Strukturfunktionen F_1 und F_2 parametrisiert:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2) \right] \quad (1.5)$$

Die Strukturfunktionen F_1 und F_2 können im Quark-Parton-Modell auf die Quarkdichte-Verteilungen des Protons $q_i(x, Q^2)$ zurückgeführt werden:

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_i e_i^2 q_i(x, Q^2) \quad (1.6)$$

$$F_1 = \frac{1}{2x} F_2 \quad (1.7)$$

Im einfachen Partonmodell sollten die Strukturfunktionen nicht von Q^2 abhängen (Skaleninvarianz). Durch die Einführung höherer Ordnungen (QCD-Compton-Prozeß und Photon-Gluon-Fusion) kommen die Gluonen als Partonen des Protons ins Spiel. Die Gluondichte $g(x, Q^2)$ kann mit der Skalenverletzung der Strukturfunktion F_2 in Verbindung gebracht werden. Durch Entwicklung der Gluondichte-Verteilung um $2 \cdot x$ ergibt sich nach Prytz [17]:

$$\frac{\partial F_2(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} \sim x g(2x, Q^2) \quad (1.8)$$

Bei HERA kann Elektron-Parton-Streuung bei hohem Impulsübertrag Q^2 und sehr kleinem Impulsanteil $x \gtrsim 10^{-4}$ beobachtet werden. Damit kann die Struktur des Protons in bisher unzugänglichen Bereichen gemessen werden [61, 65, 67, 86, 92].

Durch die Untersuchung der hadronischen Endzustände und der Jets, z.B. der Jet-Raten (bei HERA spricht man wegen des in der Regel nicht beobachtbaren Proton-Rest-Jets von Ereignissen mit 1+1, 2+1,... Jets), können direkte Messungen zur Überprüfung der QCD gemacht werden; darüberhinaus kann die Fragmentation und Hadronisierung von Partonen untersucht werden [60, 66, 70, 76, 82, 83].

Analysen der DIS Ereignisse brachten Ergebnisse, die nicht mit bisherigen QCD-Modellen erklärt werden können: Einige Prozent aller DIS Ereignisse (im Bereich $5 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 120 \text{ GeV}^2$ und $10^{-4} < x < 10^{-2}$) zeichnen sich dadurch aus, daß in einem weiten Bereich um den Proton-Rest-Jet kein Energiefluß vorhanden ist (*Rapidity Gap*). Dieses deutet auf eine Klasse von Ereignissen hin, bei der zwischen Proton und Photon keine Farbladung ausgetauscht wird [71, 85, 89, 90]. Diese Ereignisse können durch diffraktive Modelle erklärt werden. Die Untersuchung sogenannter *harter* Prozesse bei diffraktiver Streuung führt zu einem Bereich, in dem phänomenologische Modelle mit perturbativer QCD kombiniert werden [75, 93].

1.3 Der Detektor H1

An einer der Wechselwirkungszone von HERA ist der Detektor H1 aufgebaut (s. Abbildung 1.4). Der Detektor besteht aus einer Vielzahl von Komponenten, die z.B. auf die Messung des Impulses von geladenen Teilchen, die Messung der Energie und Richtung von hochenergetischen Jets, die Erkennung des gestreuten Elektrons, die Identifizierung von Myonen oder die Bereitstellung von sehr schnellen Triggersignalen spezialisiert sind.

Die für diese Arbeit wichtigsten Komponenten werden kurz vorgestellt. Alle Informationen zu Aufbau und Funktionsweise der Detektorkomponenten des H1-Detektors wurden, soweit nicht anders angegeben, aus [64] entnommen.

Das Koordinatensystem von H1

Der Ursprung des H1-Koordinatensystems befindet sich im Zentrum der nominellen Wechselwirkungszone. Die z -Achse wird durch die Flugrichtung der einlaufenden Protonen festgelegt. Der Detektorbereich in positiver z -Richtung wird auch als *Vorwärtsbereich*, der Bereich in negativer z -Richtung wird als *Rückwärtsbereich* bezeichnet. Die x -Achse des H1-Koordinatensystems verläuft horizontal, die y -Achse senkrecht.

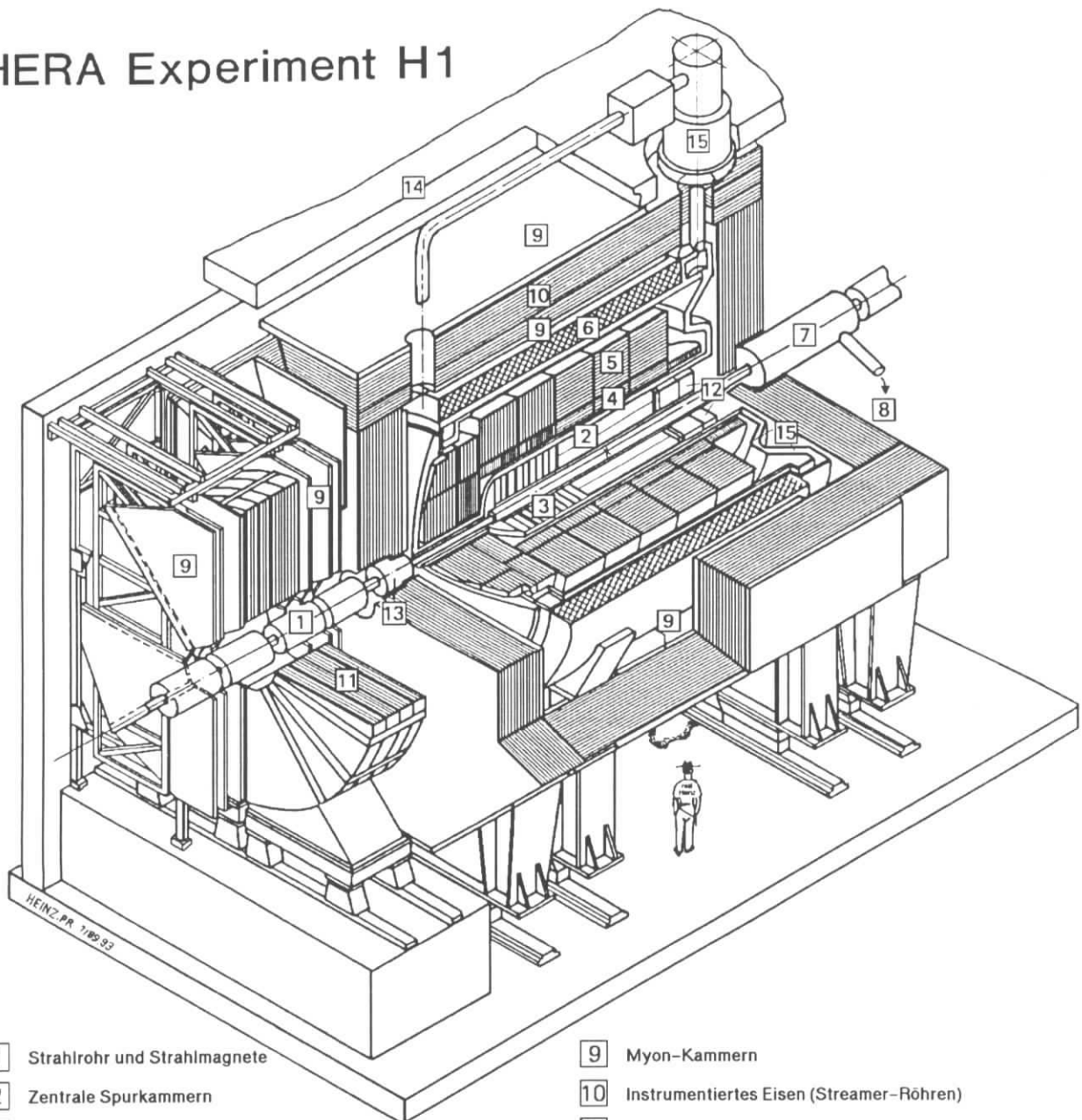
Wegen der unsymmetrischen Strahlenergien von HERA ist der Detektor selbst unsymmetrisch aufgebaut: Der *Vorwärtsbereich*, in dem der Hauptteil des Energieflusses beobachtet wird, ist aufwendiger instrumentiert als der *Rückwärtsbereich*, um eine bessere Auflösung des hadronischen Endzustands zu erzielen. Der Rückwärtsbereich ist für die Messung des gestreuten Elektrons mit speziellen Detektorkomponenten ausgerüstet.

1.3.1 Das Spurkammersystem des H1-Detektors

Zur Rekonstruktion geladener Spuren stehen im H1 Detektor im Zentralbereich (etwa der Polwinkelbereich $20^\circ \dots 160^\circ$) die zentralen Driftkammern (CJC 1 und CJC 2) und die z -Kammern zur Verfügung (CIZ und COZ); sowie im Vorwärtsbereich (etwa $5^\circ \dots 25^\circ$) die radialen und planaren Driftkammern des Vorwärtsdetektors (FTD). Der schematische Aufbau ist in Abbildung 1.5 dargestellt.

Die Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) des Zentralbereichs (CIP, COP und BPC) und des Vorwärtsbereichs (FPC) gehören ebenfalls zu dem Komplex der Spurkammern. Sie stellen

HERA Experiment H1



- | | | | |
|-----------------|---|----|--|
| 1 | Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 | Myon-Kammern |
| 2 | Zentrale Spurkammern | 10 | Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 | Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodule | 11 | Myon-Toroid-Magnet |
| 4 | Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | 12 | warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 5 | Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | 13 | Vorwärts-Kalorimeter |
| } Flüssig-Argon | | 14 | Betonabschirmung |
| 6 | Supraleitende Spule (1.2T) | 15 | Flüssig-Argon-Kryostat |
| 7 | Kompensationsmagnet | | |
| 8 | Helium-Kälteanlage | | |

Abbildung 1.4: Der Detektor H1.

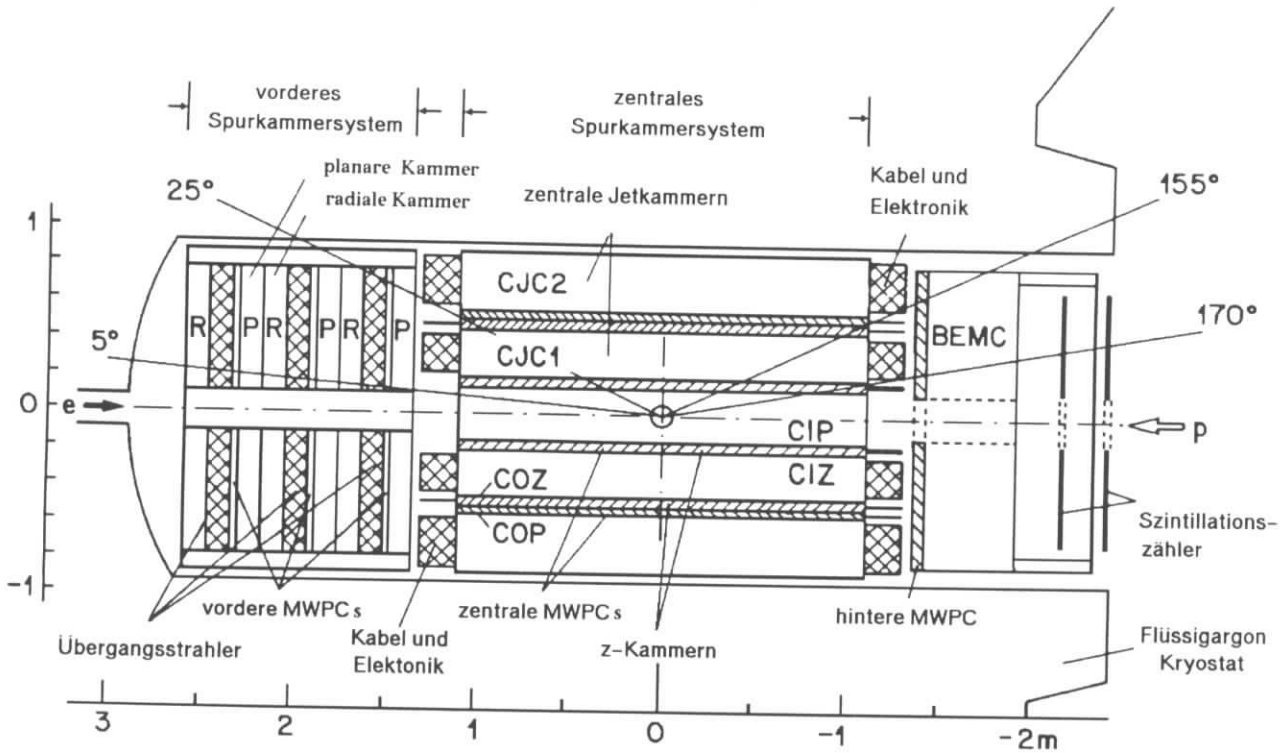


Abbildung 1.5: Längsschnitt des Spurkammersystems von H1. Die Detektorkomponenten sind (v.l.n.r.): Die drei Supermodule des Vorwärtsspurkammersystems, jeweils zusammengesetzt aus radialer Driftkammer (R), Übergangsstrahlungsmodul, vorderen MWPCs (FPC) und planarer Driftkammer (P); daran anschließend das zentrale Spurkammersystem (s. auch Abb. 1.6) und im Rückwärtsbereich unmittelbar vor dem Rückwärtskalorimeter (BEMC) sind die hinteren Proportionalkammern (BPC) angeordnet.

Signale für die erste Triggerstufe bereit.

Das **zentrale Spurkammersystem** [2] besteht aus insgesamt sechs Einzelkomponenten, die in der $r\varphi$ -Ebene konzentrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordnet sind (s. Abb. 1.6):

Zentrale Jetkammern: Für die Erkennung einzelner Teilchenspuren und die Messung ihrer Impulse am wichtigsten sind die zentralen Jetkammern (CJC 1 und CJC 2).

Die Signaldrähte sind parallel zum Strahlrohr gespannt und ermöglichen so über die Driftzeitmessung eine sehr genaue Ortsbestimmung in der $r\varphi$ -Ebene ($\sigma_{r\varphi} = 145 \mu\text{m}$ [96]).

Die CJC 1 (CJC 2) ist azimuthal in 30 (60) Zellen mit jeweils einer Signaldrahtebene unterteilt. Diese Ebenen bestehen in radialer Richtung aus 24 (32) Signaldrähten und sind um etwa 30° geneigt, dadurch wird dem Lorentzwinkel, der sich durch das Magnetfeld der H1-Spule ergibt, Rechnung getragen. Dieser Neigungswinkel ermöglicht auch eine Auflösung der Mehrdeutigkeiten der Spurerkennung, die sich durch Spiegelspuren ergeben. Außerdem kreuzt wegen dieses Neigungswinkels jedes Teilchen, das vom Wechselwirkungspunkt kommt, wenigstens einmal eine der Signaldrahtebenen; dadurch kann die Durchgangszeit einer Spur auf 0.5 ns genau bestimmt werden (zum Vergleich: der zeitliche Abstand der Teilchenpakete in HERA beträgt 96 ns).

Die Auflösung der einzelnen Treffer in z -Richtung, also längs der Signaldrähte, ist geringer und beträgt etwa 2.2 cm.

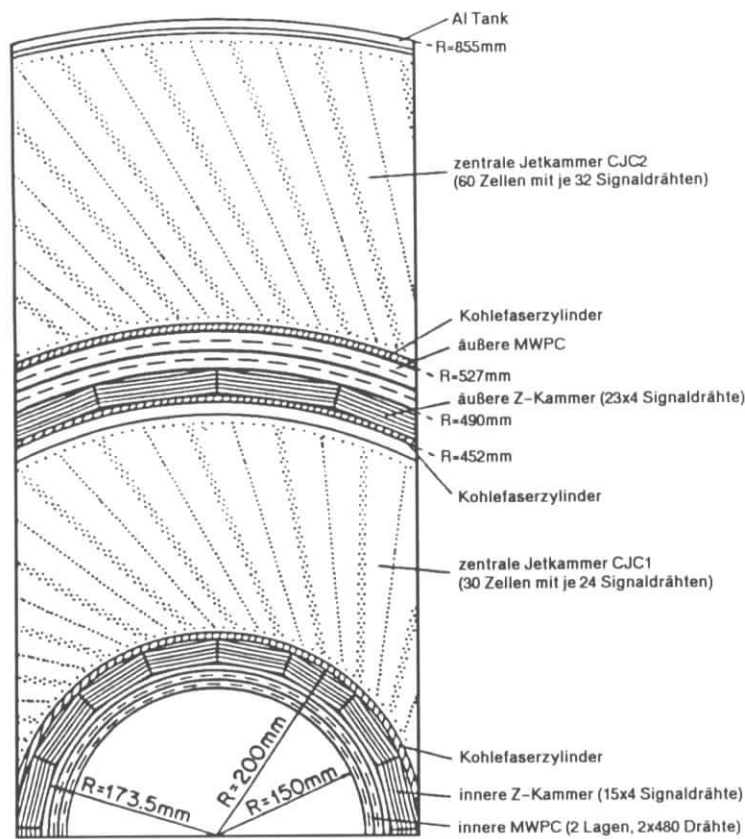


Abbildung 1.6: Schnitt durch des zentrale Spurkammersystem von H1. Die Detektorkomponenten sind (von innen nach außen): Innere MWPC (CIP), innere z -Kammer (CIZ), innere Jetkammer (CJC 1), äußere MWPC (COP), äußere z -Kammer (COZ) und äußere Jetkammer (CJC 2).

Der Energieverlust dE/dx eines Teilchens beim Durchgang durch das Gas in den Spurkammern hängt im wesentlichen nur von der Masse, der Ladung und dem Impuls des Teilchens ab. Bei Teilchenimpulsen unter etwa 1 GeV können Teilchen mit Hilfe der dE/dx -Messung identifiziert werden. Bei HERA ist die Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen möglich. Da die Masse von Myonen nur wenig unter der von Pionen liegt, kann diese Methode zur Teilchenidentifikation nicht für die vorliegende Analyse der $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse genutzt werden.

z -Kammern: Um die Auflösung in z -Richtung zu verbessern, dienen die wesentlich dünneren z -Kammern (CIZ und COZ), die sich zwischen der inneren Driftkammer (CJC 1) und dem Strahlrohr sowie zwischen den beiden Driftkammern (CJC 1+2) befinden.

Die innere z -Kammer (CIZ) ist in z -Richtung in 15 Driftzellen und in φ -Richtung in 16 Sektoren unterteilt. In jeder Driftzelle sind vier Signaldrähte senkrecht zur Strahlachse, d.h. an der Zylinderoberfläche umlaufend gespannt. Die äußere z -Kammer (COZ) ist in z -Richtung in 24 Zellen und in φ in 24 Sektoren unterteilt; die Zellen enthalten ebenfalls jeweils vier Signaldrähte. Die Auflösung der Messung der z -Position einzelner Treffer beträgt $260 \mu\text{m}$ bzw. $200 \mu\text{m}$.

Vieldraht-Proportionalkammern: Das zentrale Spurkammersystem wird durch die Vieldraht-Proportionalkammern vervollständigt: Zwischen dem Strahlrohr und der inneren z -Kammer (CIZ) befinden sich die inneren Proportionalkammern (CIP); zwischen äußerer Jetkammer (CJC 2) und äußerer z -Kammer (COZ) sind die äußeren Proportionalkammern (COP) angeordnet.

Die Proportionalkammern haben eine wesentlich schlechtere Ortsauflösung als die Driftkammern, dafür sind sie sehr schnell; auch die Auslese und die Interpretation der Daten ist einfacher, so daß die Proportionalkammern ein ideales Instrument für eine sehr schnelle Triggerstufe sind. Aus dem Aufbau ergibt sich eine Granularität in φ von jeweils 16 und in z -Richtung von 60 (CIP) bzw. 18 (COP).

Für die Rekonstruktion geladener Spuren haben die Proportionalkammern keine Bedeutung; auf die Funktionsweise der Proportionalkammern als Triggerelement wird in Kapitel 5 eingegangen.

Rückwärtige Proportionalkammern: Die rückwärtigen Proportionalkammern (BPC) befinden sich direkt vor dem rückwärtigen Kalorimeter (BEMC) und decken den Winkelbereich $155.5 \leq \vartheta \leq 174.5^\circ$ ab. Sie bestehen aus vier um jeweils 45° rotierten Anodendrahtebenen. Sie dienen ebenfalls als Triggerelement. Darüberhinaus wird die Rekonstruktion und Identifikation des gestreuten Elektrons im BEMC unterstützt.

Das **Vorwärtsspurkammersystem** 3 besteht aus drei gleichartig aufgebauten *Supermodulen*, die in z -Richtung nacheinander an das zentrale Spurkammersystem anschließen (s. Abb. 1.5). Jedes dieser Supermodule besteht aus planaren Driftkammern, Vieldraht-Proportionalkammern, Übergangsstrahlungsmodul und radialen Driftkammern.

Es deckt in etwa den Polarwinkelbereich $5^\circ \dots 25^\circ$ ab. In einem Übergangsbereich können Spuren sowohl in den zentralen als auch in den Vorwärtsspurkammern gemessen werden.

Planare Spurkammern: Jedes der drei Supermodule des Vorwärtsspurkammersystems enthält drei planare Spurkammern. Die 128 Signaldrähte einer Kammer sind in vier Lagen in z -Richtung und in der $r\varphi$ -Ebene in 32 parallelen Zellen angeordnet. Die Drahtrichtung der drei planaren Kammern eines Supermoduls sind in φ -Richtung um jeweils 60° versetzt.

Die nominelle Einzeltrefferauflösung beträgt $\sigma_{xy} = 150 - 170 \mu\text{m}$.

Radiale Spurkammern: In den radialen Spurkammern sind die Signaldrähte in 48 Segmenten mit einem Öffnungswinkel von 7.5° in radialer Richtung gespannt. Auch hier sind pro Supermodul 12 Signaldrähte in z -Richtung angeordnet. Da am inneren Radius der radialen Spurkammern, also im Bereich des Strahlrohrs, keine Vorverstärker angebracht werden können, wird jeder Signaldraht durch eine andere, 105° in Azimutrichtung entfernte Kammer herausgeführt, und damit „doppelt“ genutzt.

Die nominelle Einzeltrefferauflösung beträgt $\sigma_\varphi = 180 - 200 \mu\text{m}$.

Proportionalkammern im Vorwärtsspurkammersystem: Die vorderen Proportionalkammern (FPC) dienen ebenfalls zur Bereitstellung von schnellen Triggersignalen. Die Kathodenflächen sind in jeweils 20 Ringe mit nach außen zunehmender Breite und in 16 bzw. 32 Sektoren unterteilt. Die Ringe aufeinanderfolgender Kathodenflächen sind um eine halbe Ringbreite versetzt, um die Polarwinkelauflösung zu verbessern.

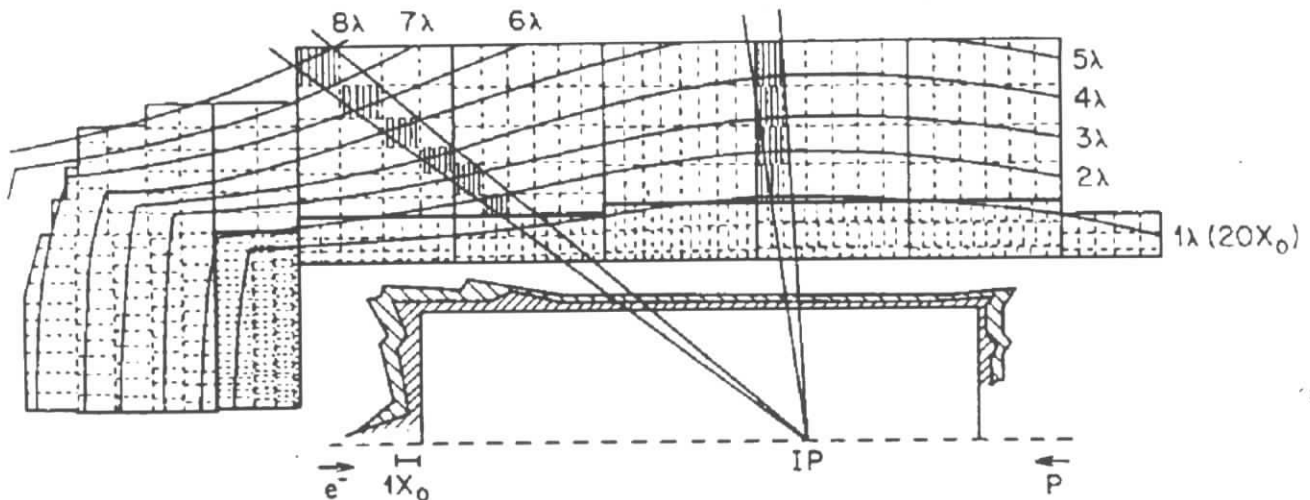


Abbildung 1.7: Schnitt durch des Flüssigargon-Kalorimeter von H1. Die Unterteilung in einzelne Module, Lagen und Zellen ist zu erkennen. Die inneren Lagen bilden das elektromagnetische Kalorimeter (EMC); die äußeren Lagen das hadronische Kalorimeter (HAC). Zusätzlich ist die Dicke des Kalorimeters in Einheiten der hadronischen Wechselwirkungslänge angegeben.

Damit Proportionalkammern aus allen drei Supermodulen oder aus zwei der drei Supermodule ansprechen, muß ein Teilchen im Polarwinkelbereich $6.6^\circ \leq \vartheta \leq 18^\circ$ bzw. $5.1^\circ \leq \vartheta \leq 21.6^\circ$ liegen.

Übergangsstrahlungsmodule: Die Übergangsstrahlungsmodule dienen zur Trennung von hochenergetischen Elektronen und Pionen durch weiche Röntgenstrahlung, die mit den sich anschließenden radialen Spurkammern nachgewiesen werden soll. Sie haben für die vorliegende Analyse keine Bedeutung.

1.3.2 Die Kalorimeter des H1-Detektors

Die Kalorimeter des H1-Detektors dienen zur Messung der Energie und der Richtung von geladenen und ungeladenen Teilchen sowie von Jets. Durch die Unterteilung in elektromagnetische und hadronische Kalorimeter können Elektronen und Photonen von hadronischen Schauern unterschieden werden. Darüberhinaus können minimalionisierende Teilchen (Myonen) anhand ihrer speziellen Signatur erkannt werden.

Das Flüssigargon-Kalorimeter: Das Flüssigargon-Kalorimeter setzt sich aus einem elektromagnetischen Kalorimeter [4] und einem hadronischen Kalorimeter [5] zusammen. Es ist fein segmentiert und befindet sich in einem Kryostaten [15] innerhalb des H1-Magnetfelds. Es deckt den Winkelbereich $4^\circ \leq \vartheta \leq 153^\circ$ ab.

Das Flüssigargon-Kalorimeter ist in acht Module längs der Strahlachse und jedes Modul in acht Sektoren unterteilt. Jeder Sektor besteht wiederum aus einer Anzahl Lagen (s. Abbildung 1.7). Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen kommen zunächst die Lagen des elektromagnetischen Kalorimeters (EMC) [4] (drei Lagen im Zentralbereich, bis zu sieben Lagen im Vorwärtsbereich).

Als Absorber enthält das EMC 2.4 mm dicke Bleiplatten — insgesamt 20 bis 30 Strahlungslängen. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 12\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ für elektromagnetische Schauer und $\sigma_E/E = 51\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ für hadronische Schauer [97].

Für die vier bis sechs Lagen des hadronischen Kalorimeters (HAC) [5] im Zentralbereich bzw. im Vorwärtsbereich werden 19 mm dicke Stahlplatten als Absorber verwendet. Die gesamte Materie des Kalorimeters entspricht für ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen einer Dicke von fünf hadronischen Wechselwirkungslängen im Zentralbereich und bis zu sieben Wechselwirkungslängen im Vorwärtsbereich. Im Rückwärtsbereich ($\vartheta > 123^\circ$) beträgt die Dicke nur etwa eine Wechselwirkungslänge.

Da das Flüssigargon-Kalorimeter ein nicht-kompensierendes Kalorimeter ist, d.h. daß elektromagnetische und hadronische Schauer bei gleicher Energie zu unterschiedlicher Signalstärke führen, muß der Typ des Schauers anhand der Form erkannt werden und die gemessene Energie entsprechend gewichtet werden.

Das Rückwärtskalorimeter: Außerhalb des Flüssigargon-Kryostaten befindet sich im hinteren Detektorteil das rückwärtige Kalorimeter (BEMC) [12]. Es soll gestreute Elektronen erkennen und ihre Energie bestimmen. Es überdeckt den Polarwinkelbereich $151^\circ < \vartheta < 177^\circ$ und kann daher das gestreute Elektron bei tiefinelastischen ep -Stößen im kinematischen Bereich $4 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$ messen. Das BEMC ist ein Blei-Szintillator-Kalorimeter. Die Dicke entspricht 22.5 Strahlungslängen und etwa einer hadronischen Wechselwirkungslänge. Für elektromagnetische Schauer beträgt die Energieauflösung $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$. Das BEMC wurde Ende 1994 gegen ein neues Kalorimeter im rückwärtigen Detektorbereich ausgetauscht, das sogenannte SPACAL.

Das PLUG-Kalorimeter: Da aufgrund der unsymmetrischen Strahlenergien von HERA der größte Teil des Energieflusses in die extreme Vorwärtsrichtung geht, wurde im Vorwärtsbereich direkt am Strahlrohr das sogenannte PLUG Kalorimeter [13] installiert. Es überdeckt den Winkelbereich $0.7^\circ < \vartheta < 3.3^\circ$.

Das Luminositätssystem: Das Luminositätssystem besteht aus zwei Kalorimetern, die weit hinter dem Zentraldetektor im HERA-Tunnel untergebracht sind: Der Elektrondetektor oder Elektrontagger steht bei $z = -33.4 \text{ m}$, der Photondetektor bei $z = -102.9 \text{ m}$. Beides sind total absorbierende Čerenkov-Kalorimeter mit einer Dicke von 21.5 Strahlungslängen. Die Energieauflösungen betragen $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$.

Ihre Hauptaufgabe ist die Luminositätsmessung mittels des Bremsstrahlungsprozesses $ep \rightarrow ep\gamma$. Bei H1 wird das gestreute Elektron und das Photon in Koinzidenz nachgewiesen. Die Genauigkeit der Luminositätsmessung beträgt 5%.

Das gestreute Elektron erreicht den Elektrontagger auch bei anderen Photoproduktionsereignissen im kinematischen Bereich $Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2$ und $0.2 < y < 0.8$. Damit kommt dem Elektrontagger eine wichtige Aufgabe als Triggerelement für inklusive Photoproduktion und zur Bestimmung der Kinematik von Photoproduktionsereignissen zu.

1.3.3 Das Myon-System des H1-Detektors

Das Kalorimeter wird umschlossen von dem supraleitenden H1-Magneten [6]. Die Spule erzeugt im Zentralbereich des Detektors ein Feld von 1.15 T. Das Magnetfeld wird durch das

Eisenjoch [10] zurückgeführt. Zusätzlich ist das Eisenjoch mit Streamerrohrkammern zur Identifikation von Myonen und zur Messung der Restenergie von hochenergetischen Schauern, die aus dem zentralen Kalorimeter herauslecken, bestückt.

Im Vorwärtsbereich, vor dem Eisenjoch, befindet sich ein weiteres Detektorsystem zur Messung von Myonen, welches in dieser Arbeit jedoch nicht benutzt wird.

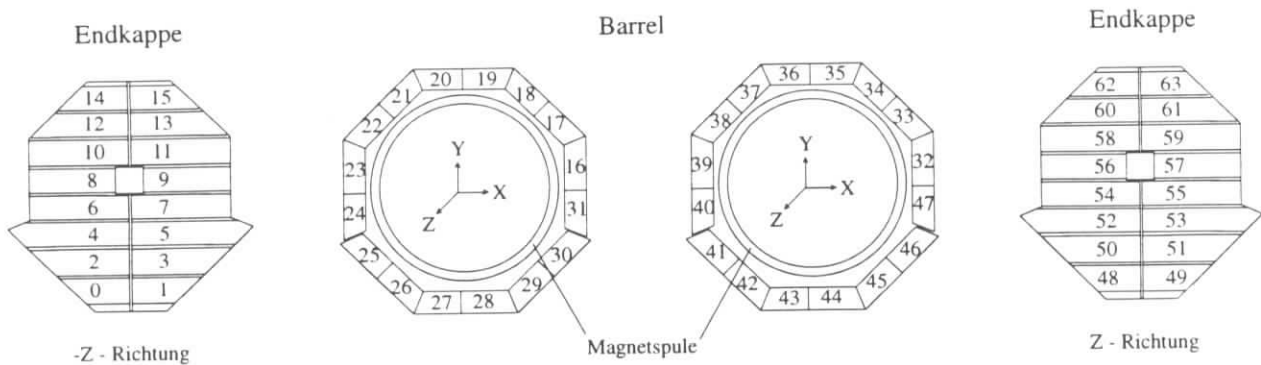


Abbildung 1.8: Die Module des H1-Myon-Systems. V.l.n.r.: Rückwärtige Endkappe, hinterer Zentralbereich, vorderer Zentralbereich und vordere Endkappe.

Der zentrale Myondetektor: Das Eisenjoch [10] besteht aus zehn jeweils 7.5 cm dicken Eisenplatten, zwischen die insgesamt zehn Lagen von Streamerrohren eingeschoben wurden (ein Spalt ist mit zwei Lagen Streamerrohren bestückt). Weitere drei Lagen sind in speziellen *Myonboxen* [9] unmittelbar innerhalb des Eisenjochs und nochmals drei Lagen unmittelbar außerhalb des Eisenjochs angebracht (s. Abbildung 1.9).

Im Zentralbereich ist das Eisenjoch in acht Oktanten unterteilt, jeder Oktant ist in φ und in z -Richtung in zwei Module untergliedert (s. Abbildung 1.8), so daß der Zentralbereich aus insgesamt 32 Modulen mit jeweils 16 Streamerrohr-Lagen besteht. Die Streamerrohre verlaufen in z -Richtung.

Da die Drähte zur Myonspur-Erkennung digital ausgelesen werden, ergibt sich die Ortsauflösung aus dem Querschnitt der Streamerrohre von $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$. Jeweils zwei Lagen der Myonboxen und zusätzlich eine Lage des instrumentierten Eisens sind mit Streifen-Elektroden ausgerüstet, die senkrecht zur Drahrichtung angeordnet sind. Sie dienen zur Messung der z -Koordinate längs der Drähte. Die restlichen Streamerrohr-Lagen haben rechteckige Elektroden (Pads). Die Pads hintereinanderliegender Lagen werden zu Türmen (Tower) zusammengefaßt und ermöglichen als Kalorimeter die Messung der Restenergie von hadronischen Schauern, die aus dem zentralen Kalorimeter herauslecken.

Die Endkappen des Eisenjochs sind in vertikaler Richtung in acht und in horizontaler Richtung in zwei Module unterteilt (s. Abbildung 1.8). Jede der Endkappen besteht also aus 16 Modulen mit ebenfalls jeweils 16 Lagen. Die Streamerrohre sind hier horizontal, senkrecht zum Strahlrohr (also in x -Richtung) angeordnet. Aufbau und Funktionsweise der Module entspricht den Modulen des Zentralbereichs.

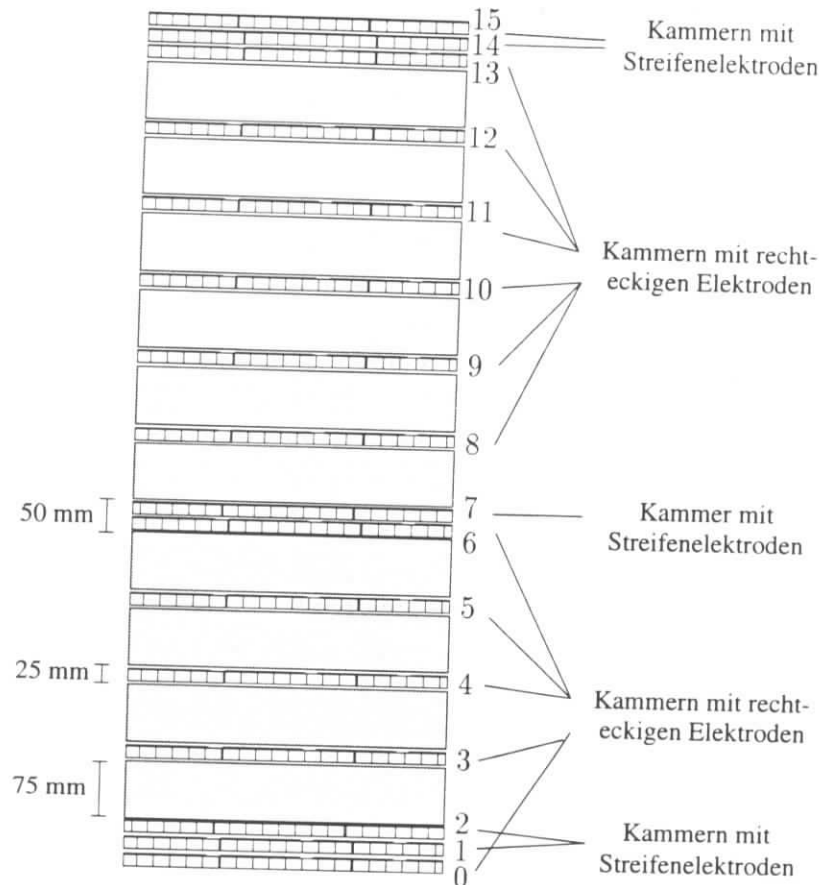


Abbildung 1.9: Schnitt durch ein Modul des H1-Myon-Systems. Jedes Modul besteht aus sechzehn Lagen: Jeweils drei Lagen in den Myonboxen innerhalb (0-2) und außerhalb (13-15) des Eisenjochs und zehn Lagen in den Zwischenräumen zwischen den Eisenplatten (davon eine Doppellage). Die Lagen sind entweder mit Streifenelektroden oder Flächenelektroden ausgerüstet.

Vorwärts-Myon-System: Das Vorwärts-Myon-System besteht aus einem Toroidmagneten mit einem Feld vom 1.6 T [11] und jeweils drei Driftkammer-Lagen vor und hinter dem Magneten. Es soll hochenergetische Myonen ($p > 5 \text{ GeV}$) im Vorwärtsbereich ($3^\circ \leq \vartheta \leq 17^\circ$) identifizieren und messen.

1.3.4 Trigger und Datennahme

Eine der Hauptschwierigkeiten bei der Datennahme mit dem H1-Detektor ist die hohe Rate, mit der Elektron-Proton-Kollisionen stattfinden können: Auf dem 6.3 km langen Umfang des HERA-Ringes kreisen bis zu 220 Proton- und Elektron-Pakete. Der zeitliche Abstand zwischen den Kollisionen zweier dieser Teilchenpakete (*Bunch Crossings* (BC)) in der Wechselwirkungszone des H1-Detektors beträgt also 96 ns.

Bei einer Datenmenge von etwa 100 kByte pro ausgelesenem Ereignis beträgt die maximale Rate, mit der die Ereignisse auf Massenspeichern abgelegt werden können, ungefähr 5-10 Hz. Um die Reduktion der Datenrate von 10 MHz auf einige Hz zu erreichen, dient eine Abfolge von mehreren Triggerstufen (1993 war lediglich die 1. und die 4. Stufe in Betrieb).

Anschließend erfolgt eine weitere Selektion der vollständig rekonstruierten Ereignisse und eine Einteilung in physikalische Klassen, um den verschiedenen Arbeitsgruppen Datensätze zur Analyse bereit zu stellen.

Erschwert wird die Ereignis Selektion durch verschiedene Untergrundprozesse, die teilweise eine wesentlich höhere Rate haben als die eigentlich gewünschten ep -Wechselwirkungen. Die wichtigsten Untergrundprozesse sind:

- Die Streuung von Strahlprotonen an Restgasmolekülen im Strahlrohr im Bereich des H1-Detektors ist um ein Vielfaches häufiger als die Streuung der Protonen an den Strahl-elektronen.
Der größte Teil dieser Ereignisse kann anhand des in z -Richtung weit vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernten Vertex erkannt werden. Aber allein die Rate der Ereignisse aus Proton-Gas-Wechselwirkung in der nominellen Wechselwirkungszone des H1-Detektors, die zu Signalen im Detektor führen, ist höher als die entsprechende Rate von ep -Wechselwirkungen.
Scharfe Bedingungen, die auch einen Teil der Ereignisse aus ep -Wechselwirkungen verwerfen, sind nötig, um diesen Untergrund zu reduzieren.
- Die Streuung von Strahlprotonen am Strahlrohr oder anderen Teilen des HERA-Ringes (Magnete, Kollimatoren) führt ebenfalls zu einer hohen Signalrate im H1-Detektor. Diese Ereignisklasse kann durch Rekonstruktion des weit vom Strahlmittelpunkt entfernten Vertex in der $r\varphi$ -Ebene erkannt werden.
- Synchrotronstrahlung vom Elektronenstrahl führt im allgemeinen nicht zu Spuren im Detektorbereich und kann dadurch reduziert werden.
- Kosmische Myonen, die Signale im Detektor erzeugen, haben eine geringere Rate als oben genannte Untergrundprozesse, sie bilden jedoch einen dominanten Untergrund für ep -Wechselwirkungen, bei denen Myonen produziert werden: Die zufällige Koinzidenz von einem kosmischen Myon und einer Strahl-Gas-Wechselwirkung oder einer ep -Wechselwirkung ist ein Hauptuntergrund für myonische Zerfälle schwerer Quarks; kosmische Myonen, die genau durch das Zentrum der Wechselwirkungszone fliegen, stellen auf Grund ihrer Topologie einen Untergrund für den myonischen Zerfall des J/ψ -Mesons dar, der in dieser Arbeit untersucht wird.
- Schließlich produzieren einige der Detektorelemente durch intrinsisches Rauschen eine Signalrate, die weit über der entsprechenden Rate für ep -Wechselwirkungen liegt (z.B. Triggerelemente des Kalorimeters mit niedriger Energieschwelle).
Dieser Untergrund kann durch die Kombination unabhängiger Triggerelemente verschiedener Unterdetektoren reduziert werden.

Triggerstufe 1

Für die schnelle Erkennung von ep -Wechselwirkungen und die Trennung dieser Ereignisse von dem genannten Untergrund ist erforderlich, daß wenigstens einige der Detektorkomponenten Signale mit einer zeitlichen Auflösung im Bereich des Abstands zweier *Bunch Crossings* (96 ns) bereitstellen.

Die Triggerstufe 1 hat die Aufgabe, für jedes *Bunch Crossing* die Entscheidung zu liefern, ob ein Ereignis im H1-Detektor stattgefunden hat, das ausgelesen werden soll. Dazu müssen

besonders einfache und schnelle Signale benutzt werden, da alleine die Auslese aller Signale des H1-Detektors $800\ \mu\text{s}$ benötigt (L3).

Innerhalb der einzelnen Detektorkomponenten werden die Signale zu einfachen Bedingungen verknüpft. Diese Bedingungen (typischerweise acht pro Detektorkomponente) heißen *Trigger-elemente*. Weil die Triggersignale mancher Detektorkomponenten erst nach mehreren *Bunch Crossings* vorliegen (Integrationszeit der Vorverstärker des Flüssigargonkalorimeters: 13 BC, maximale Driftzeit in den Driftkammern: 11 BC), werden alle Triggersignale in eine *Pipeline* geschrieben.

Die Triggerelemente wiederum werden von der zentralen Triggerlogik zu Untertriggern (*Subtriggern*) kombiniert. Diese Subtrigger sind für verschiedene physikalische Ereignistypen optimiert. Nur bei einem positiven Signal eines Subtriggers wird die Trigger-Pipeline gestoppt und die Auslese des H1-Detektors gestartet. Bis zu diesem Zeitpunkt arbeitet der H1-Trigger ohne Totzeit.

Triggerstufe 4

Die sogenannte Filterfarm, bestehend aus mehr als 30 parallel arbeitenden RISC-Prozessorsystemen, verfügt über die Daten der komplett ausgelesenen H1-Ereignisse. Die Aufgabe der Filterfarm ist nicht die Identifikation bestimmter Prozesse oder Ereignistypen. Stattdessen werden anhand der Rekonstruktion von (z.B.) Spuren in der Spurkammern, Clustern in den Kalorimetern und Myonspuren im Myondetektor die Trigger der Stufe 1 verifiziert. Einige dieser Rekonstruktionsroutinen verwenden spezielle, besonders schnelle Algorithmen, um die Totzeit der Triggerstufe möglichst klein zu halten. Um weitere Zeit zu sparen, wird die Rekonstruktion abgebrochen, sobald alle Subtrigger der Triggerstufe 1, die ein Ereignis getriggert haben, überprüft wurden.

Falls ein Ereignis z.B. durch einen Subtrigger getriggert wurde, der Spurbedingungen enthält, so verlangt die Filterfarm entsprechende rekonstruierte Spuren. Für Ereignisse mit Myontrigger muß im instrumentierten Eisen eine Myonspur gefunden werden. Eine komplette Liste und Beschreibung der Filterfarm-Algorithmen für die Datennahmepériode 1993 findet sich in [98]. Um den Anteil von Untergrundereignissen weiter zu senken, werden für die Ereignisse mit Myontriggern Schnitte gegen kosmische Myonen angewandt. Strahl-Gas-Untergrund wird in Ereignissen mit Spurtriggern durch Schnitte auf den Energiefluß unterdrückt.

Die Filterfarm ist die letzte Triggerstufe, die in Echtzeit während der Datennahme läuft, d.h. vor der Zwischenspeicherung der Ereignisse auf Massenspeichern. Um die Funktionsweise der Filterfarm-Algorithmen überprüfen zu können, werden 1% der verworfenen Ereignisse gesichert. Außerdem ermittelt die Filterfarm einige zeitabhängige Kalibrationskonstanten wie z.B. den sogenannten Runvertex (s. Abschnitt 3.3).² Diese Konstanten werden für die spätere Verwendung in der H1-Datenbank abgelegt.

Rekonstruktion

Alle Ereignisse, die von den Triggerstufen akzeptiert wurden, werden auf Magnetbändern abgespeichert („Roh-Daten“). Sie werden anschließend von einer Multi-Prozessor-Workstation vollständig rekonstruiert:

²Der Runvertex wurde 1993 noch „Off-Line“ bestimmt. Die Filterfarm hat diese Aufgabe erst 1994 übernommen.

- Die Treffer in der verschiedenen Spurkammern werden zu Spuren verbunden. Aus Krümmung und Richtung der Spur wird der Impuls geladener Teilchens bestimmt.
- Die Signale der Kalorimeterzellen werden zu Clustern verbunden. Aus der Form eines Clusters wird die Art des Clusters bestimmt (elektromagnetisch oder hadronisch) und der Energiebetrag ermittelt. Energieverlust in „toten“ Bereichen des Kalorimeters (z.B. in Zwischenwänden) wird dabei berücksichtigt.
- Die Signale des Myon-Detektors werden zu Myonspuren verbunden.
- In weiteren Rekonstruktionsschritten werden z.B. Spurkammer-Spuren und Kalorimeter-Cluster oder Spurkammer-Spuren und Myon-Spuren verbunden.

Die Rekonstruktionsschritte, die für die Analyse der $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse wesentlich sind, werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit näher erläutert. Die Daten der Datennahmeperiode 1993 wurden mit dem Rekonstruktionsprogramm H1REC 4.03 rekonstruiert.

Unterteilung in physikalische Klassen

Die rekonstruierten Ereignisse werden anhand einfacher Bedingungen in physikalische Klassen unterteilt. Ein Ereignis kann mehreren Klassen zugeordnet werden. Das Ergebnis dieser Vorselektion, die sogenannte POT-Selektion (Produktion Output Tape), wird wiederum auf Magnetbändern (Cartridges) abgelegt. Um den verschiedenen Arbeitsgruppen einen einfachen und schnellen Zugriff auf die Daten zu ermöglichen, werden die Bedingungen einiger physikalischen Klassen für die DST-Selektion (Data Summary Tape) weiter verschärft und außerdem wird die Datenmenge pro Ereignis reduziert, so daß die resultierenden Datensätze auf Festplatten abgelegt werden können (1993 insgesamt ≈ 60 GByte).

Einige Beispiele für die physikalischen Klassen der POT und DST-Selektion und der Kriterien, nach welchen die Ereignisse den Klassen zugeordnet werden, sind in der folgenden Liste zusammengefaßt. Eine Beschreibung der Trigger- und Klassifikationsalgorithmen für die Selektion der $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse folgt in Kapitel 5.

- Neutraler Strom, hohes Q^2 : Ein energiereiches elektromagnetisches Cluster im Flüssigargon-Kalorimeter deutet auf das unter sehr großem Winkel gestreute Elektron hin.
- Neutraler Strom, geringes Q^2 : Ein energiereiches elektromagnetisches Cluster im Rückwärtskalorimeter (BEMC) weist auf ein gestreutes Elektron in diesem Bereich hin. Der Impulsübertrag liegt bei etwa $4 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$.
- Geladener Strom, hohes Q^2 : Ein Ungleichgewicht in der φ -Verteilung der Energie im zentralen Kalorimeter weist auf ein Ereignis des Typs $ep \rightarrow \nu X$ hin, da die Energie des Neutrinos nicht nachgewiesen werden kann und der Messung verloren geht.
- Photoproduktion: Ein Signal im Elektrontagger deutet auf ein Ereignis der inklusiven Photoproduktion hin. Der Wirkungsquerschnitt der inklusiven Photoproduktion ist sehr hoch. Für eine Analyse müssen weitere Bedingungen, wie z.B. rekonstruierte Spuren im Zentralbereich, gefordert werden.
- Schwere Quarks: Identifizierte Elektronen oder Myonen sind ein Zeichen für semileptonische Zerfälle schwerer Quarks. Ein rekonstruierter Ereignisvertex bzw. weitere Spuren müssen gefordert werden.

- Produktion des D^* -Mesons: Durch Schnitte auf die Transversalimpulse rekonstruierter Spuren und auf die rekonstruierte Masse von Spurpaaren. Spurtripeln usw. können Kandidaten für bestimmte Zerfallskanäle des D^* selektiert werden.

1.3.5 Monte-Carlo-Simulation

Ein wichtiges Hilfsmittel beim Nachweis und bei der Analyse von Elementarteilchenreaktionen ist die sogenannte *Monte-Carlo-Simulation*.

Dabei werden die Viererimpulse der Teilchen einer möglichen Elementarteilchenreaktion von einem Generatorprogramm (zufällig) erzeugt. Das Programm bestimmt anhand der verwendeten theoretischen Modelle die Wahrscheinlichkeit, mit der ein solches Ereignis stattfinden würde.

Für die Generierung von $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen werden die Generatorprogramme EPJSI3.3 [27] und PYTHIA 5.6 [28] verwendet. Die Produktionsmechanismen und Modelle, die in diesen Generatoren implementiert sind, werden in Kapitel 2 erläutert.

Das Simulationsprogramm H1SIM 3.00 berechnet die Wechselwirkung der Teilchen aus solchen generierten Ereignissen mit der Materie des Detektors und simuliert die Detektorsignale, die sich aus diesen Wechselwirkungen ergeben würden.

Die simulierten Ereignisse können nun mit dem gleichen Rekonstruktionsprogramm rekonstruiert werden wie die gemessenen Daten und können der gleichen Selektionskette unterworfen werden. Das heißt, daß im Prinzip die Effizienzen der einzelnen Rekonstruktions- und Selektionsstufen mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation bestimmt werden können, falls sichergestellt ist, daß die Simulation die Daten korrekt beschreibt.

Die Überprüfung der für diese Analyse wichtigen Aspekte der Monte-Carlo-Simulation nimmt in den nächsten Kapiteln einen großen Raum ein.

Kapitel 2

J/ψ -Physik bei HERA

Das J/ψ -Teilchen ist ein Vektormeson mit den Quantenzahlen $I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{--})$. Es wird als gebundener Zustand eines Charm-Anticharm-Quarkpaares interpretiert. Es besitzt eine Masse von $m_{\psi} = 3.09688(4)$ GeV bei einer Breite von $\Gamma = 88 \pm 5$ keV. Es zerfällt zu jeweils $(6.0 \pm 0.25)\%$ in e^+e^- bzw. in $\mu^+\mu^-$ [30].

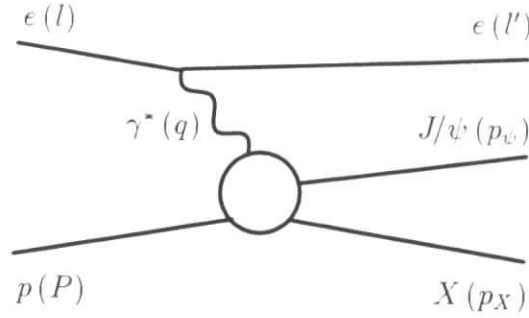
Die Zerfallsleptonen haben auf Grund der großen Masse des J/ψ -Mesons einen Transversalimpuls (im Laborsystem) von etwa 1–1.5 GeV. Die leptonischen Zerfallskanäle können daher anhand der Leptonen zuverlässig identifiziert und rekonstruiert werden.

J/ψ -Mesonen werden bei HERA vor allem über Photoproduktion erzeugt, d.h. durch die Wechselwirkung eines quasireellen Photons ($Q^2 \approx 0$) mit dem Proton. Die allgemeinen Ausführungen zur Photoproduktion bei HERA aus Abschnitt 1.2 sind auf die Photoproduktion von J/ψ -Mesonen übertragbar. Aus der Akzeptanz der Detektoren ergibt sich bei H1 die im Prinzip willkürliche Grenze $Q^2 < 4$ GeV² als Definition des kinematischen Bereichs der Photoproduktion (vergl. Absätze „getaggte und ungetaggte Photoproduktion“ in 1.2). Da wegen der geringen Statistik der Datennahmeperiode 1993 nicht genügend J/ψ -Ereignisse mit *hohem* $Q^2 > 4$ GeV² für eine physikalische Auswertung zur Verfügung standen, wird auf diesen kinematischen Bereich nur am Rande eingegangen.

Zunächst werden die kinematischen Variablen erläutert, die zur Klassifizierung und Analyse der J/ψ -Ereignisse verwendet werden. Anschließend werden Möglichkeiten aufgezeigt, die inklusive J/ψ -Produktion in kinematische bzw. phänomenologische Bereiche aufzuteilen. Diesen Bereichen werden schließlich verschiedene theoretische Modelle zugeordnet, die zur Beschreibung der J/ψ -Produktion zur Verfügung stehen. Dieses Kapitel orientiert sich dabei im wesentlichen an [22], worin eine aktuelle und umfassende Übersicht über die J/ψ -Physik gegeben wird.

2.1 Kinematik der $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse

Alle Modelle zur Beschreibung der J/ψ -Produktion bei ep -Streuung trennen die Abstrahlung des virtuellen Photons vom einlaufenden Elektron von der eigentlichen J/ψ Erzeugung. Der Unterprozeß $\gamma^*p \longrightarrow J/\psi X$ wird im wesentlichen unabhängig vom Prozeß $e \longrightarrow e\gamma^*$ behandelt. Bei Photoproduktion mit $Q^2 \approx 0$ wird diese Faktorisierung durch die Weizsäcker-Williams-Näherung geleistet (s. Abschnitt 1.2). Wird dem hadronischen Endzustand, der neben dem J/ψ und dem gestreuten Elektron im Ereignis zu finden ist, die Bezeichnung X zugeordnet, ergibt sich folgendes Bild (Abbildung 2.1). In Klammern sind die den Teilchen zugeordneten Viererimpulse angegeben:

Abbildung 2.1: Kinematik der J/ψ -Produktion bei ep -Streuung.

2.1.1 Definition einiger kinematischer Variablen

Für die Beschreibung der in obigem Bild dargestellten Viererimpulse sind unter Beachtung der Rotationssymmetrie um die Proton-Richtung insgesamt sechs Parameter nötig.

Allen Prozessen der ep -Streuung gemein sind die Variablen s für die Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems und die Variablen Q^2 und y , die den Impuls des gestreute Elektrons¹ l' bzw. des Austauschphotons $q := l - l'$ beschreiben. Es gilt:

$$s := (P + l)^2 \simeq 2lP \simeq 87600 \text{ GeV}^2 \quad (2.1)$$

$$y := \frac{qP}{lP} = \frac{2}{s} \cdot qP \quad (2.2)$$

$$Q^2 := -q^2 = (l - l')^2 \quad (2.3)$$

Die Massen von Elektron und Proton werden hier und auch im folgenden — soweit nicht anders angegeben — vernachlässigt.

Zur Beschreibung des Impulses des J/ψ -Mesons p_ψ sind drei weitere Größen nötig. Modellunabhängig definiert ist der Energieübertrag vom Photon auf das J/ψ :

$$z := \frac{p_\psi P}{qP} = \frac{2}{ys} \cdot p_\psi P \quad (2.4)$$

Weitere oft verwendete Variable sind der Transversalimpuls p_\perp^* des J/ψ bezüglich einer ausgezeichneten Richtung \mathbf{w} :

$$p_\perp^* := \frac{|\mathbf{w} \times \mathbf{p}_\psi|}{|\mathbf{w}|}; \quad (2.5)$$

und der Winkel Φ zwischen der Ebene, die vom einlaufenden Elektron, dem gestreuten Elektron und dem Proton aufgespannt wird, sowie der Ebene, die durch das einlaufenden Proton und das J/ψ festgelegt ist.

$$\cos \Phi = \frac{(\mathbf{P} \times \mathbf{L}) \cdot (\mathbf{P} \times \mathbf{p}_\psi)}{|\mathbf{P} \times \mathbf{L}| |\mathbf{P} \times \mathbf{p}_\psi|} \quad (2.6)$$

¹Oder auch des durch W -Austausch entstandenen Neutrinos.

Für L kann l , l' oder q eingesetzt werden, sofern der jeweilige Vektor im aktuellen Bezugssystem nicht parallel zu P ist. Da diese Größen nicht Lorentz-invariant definiert sind, hängt ihre Berechnung vom gewählten Bezugssystem ab.

Für Modelle, bei denen nicht das Proton selbst, sondern ein Parton des Protons an der Wechselwirkung teilnimmt, ist der Impulsanteil x des Partons vom Proton eine weitere wichtige kinematische Variable. Wenn p der Viererimpuls des Partons ist, gilt $p = xP$.

Der Parameter x ist für manche Prozesse und Modelle nicht unabhängig von den übrigen kinematischen Variablen. Für die tiefinelastische Streuung zum Beispiel gilt für den Impulsanteil des Quarks $x = Q^2/ys$. Diese Definition von x wird üblicherweise als „Bjorken- x “ bezeichnet. Um den Unterschied in der Bedeutung herauszustellen, wird daher bei der Photon-Gluon-Fusion die Bezeichnung x_g für den Impulsanteil des Gluons vom Proton verwendet:

$$p = x_g P \quad (2.7)$$

2.2 Phänomenologische Klassifizierung der J/ψ -Produktion

Die Einteilung der J/ψ -Produktionsmechanismen erfolgt anhand der Topologie des hadronischen Endzustands X der Reaktion $\gamma p \rightarrow J/\psi X$: In Anlehnung an *Fixed-Target*-Experimente wird das Photon- bzw. das J/ψ als „Strahl“ (*Beam*) und das Proton als „Ziel“ (*Target*) bezeichnet. Je nach dem, ob *Beam* oder *Target* elastisch oder inelastisch gestreut werden, spricht man von Beam-elastisch (BE), Beam-inelastisch (BI) bzw. von Target-elastisch (TE) und Target-inelastisch (TI). Die Bezeichnungen und das Schema der Klassifizierung wurde aus [22] übernommen:

BE+TE: Die rein elastische J/ψ -Produktion $\gamma p \rightarrow J/\psi p$. Das Proton bleibt intakt. Da das gestreute Proton auf Grund der HERA-Kinematik im Strahlrohr verbleibt und nicht nachgewiesen werden kann, ist bei elastischen Ereignissen außer den Zerfallsteilchen des J/ψ keine weitere Aktivität im Detektor zu beobachten. Für elastische Ereignisse gilt: $z = 1$ (s. Gleichung (A.21)). Mögliche Produktionsmechanismen sind in den Abbildungen 2.2a+c dargestellt, die zugehörigen Modelle (diffraktiv elastisch (Abschnitt 2.4.1) und hart diffraktiv (2.4.2)) werden später vorgestellt.

BE+TI: Das J/ψ wird elastisch produziert, das Proton wird jedoch inelastisch gestreut und *dissoziiert*. Der hadronische Endzustand hat i.a. eine Masse $M_x > m_p$. Ein mögliches Modell zeigt Abbildung 2.2b (Diffraktive Dissoziation (2.4)).

In Kapitel 6 wird gezeigt, daß bei Ereignissen im Bereich $z \gtrsim 0.95$ in der Regel neben den Zerfallsteilchen des J/ψ kein weiteres Teilchen im Detektor sichtbar ist. In der vorliegenden Analyse kann dieser Teil der BE+TI-Ereignisse also nicht von BE+TE-Ereignissen unterschieden werden.

Bei $Q^2 = 0$ folgt mit $t = (q - p_\psi)^2$ (s. Anhang A.4 Gleichung (A.20)):

$$M_x^2 = (1 - z)W_{\gamma p}^2 - |t| \quad (2.8)$$

Bei einem mittleren (maximalen) $W_{\gamma p} = 90$ GeV (200 GeV) ergeben sich damit für $z > 0.95$ Massen von bis zu $M_x < 20$ GeV (45 GeV).² Damit stellt sich die Frage, ob ein

² t ist betragsmäßig klein und negativ: $|t| < 1 \text{ GeV}^2 \ll W_{\gamma p}^2$ für diffraktive Prozesse

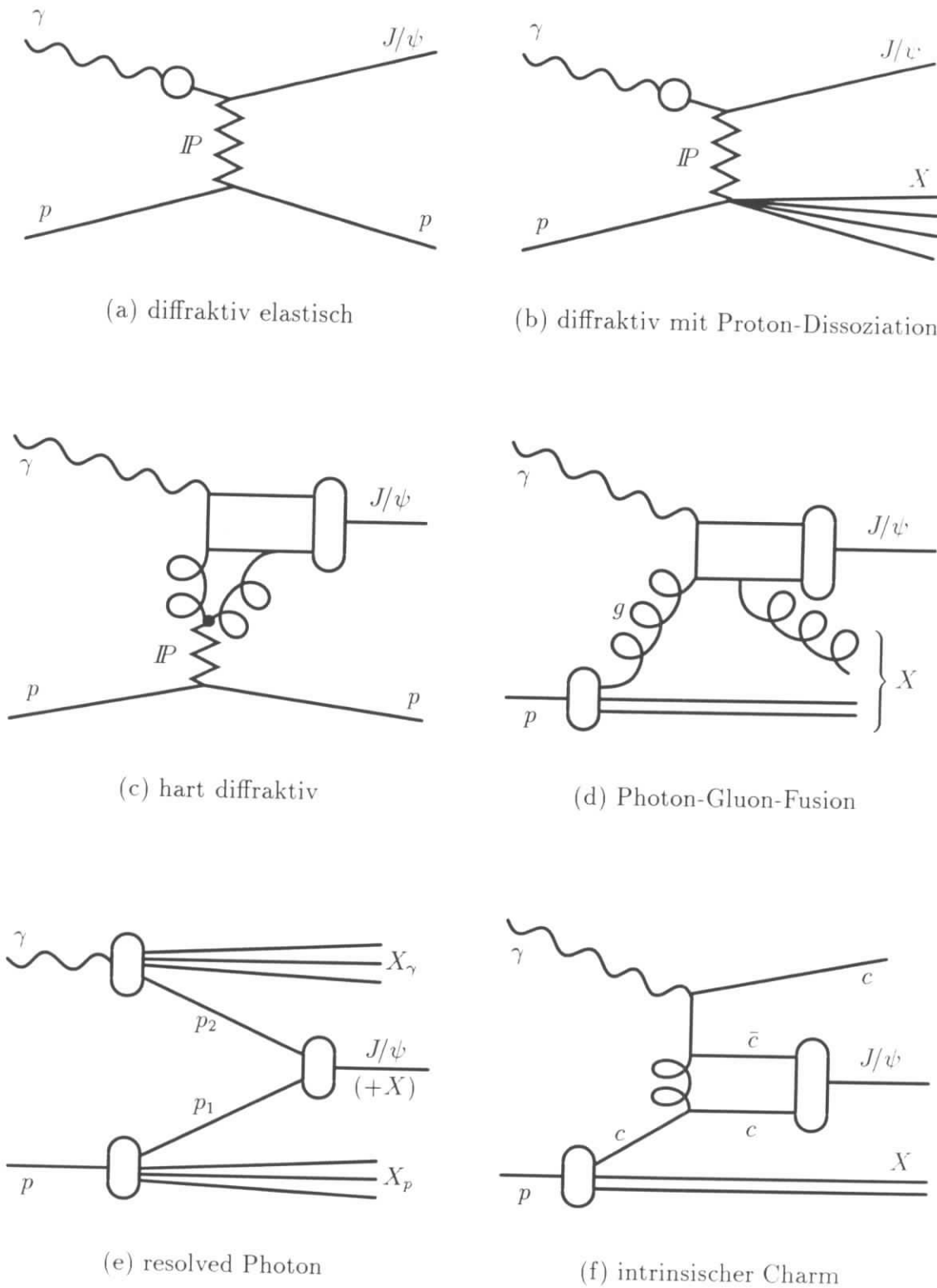


Abbildung 2.2: Übersicht über die wichtigsten J/ψ -Produktionsmechanismen bei HERA.

Schnitt in z bei HERA-Energien eine ausreichende Methode zur Identifikation von *elastischen* Ereignissen ist. Ohne die Einbeziehung weiterer Detektorkomponenten im extremen Vorwärtsbereich ist jedoch eine genauere Massenbestimmung unmöglich.

Zur Abgrenzung der theoretischen Bedeutung der *elastischen* (BE+TE) Ereignisse von den in der Analyse ohne weitere sichtbare Aktivität selektierten Ereignissen, wird der Begriff *quasielastische Selektion* eingeführt. Die *quasielastische Selektion* stellt eine Mischung von BE+TE und BE+TI-Ereignissen dar.

BI+TI: Das J/ψ wird inelastisch produziert. Neben den Zerfallsteilchen des J/ψ ist i.a. weitere Aktivität im Detektor zu beobachten.

Im Prinzip muß die inelastische J/ψ -Produktion weiter unterteilt werden, da eine Reihe unterschiedlicher Prozesse mit signifikanten Anteilen zur inelastischen J/ψ -Produktion beitragen (Abb. 2.2d: Photon-Gluon-Fusion (2.3), Abb. 2.2e: resolved Photon (2.5.1), und Abb. 2.2f: intrinsischer Charm (2.5.2)). Der hadronische Energiefluß ist jedoch auch bei inelastisch produzierten J/ψ -Mesonen sehr gering ($E_T \ll 10$ GeV). Dadurch ist zum Beispiel die Rekonstruktion von hadronischen Jets zur expliziten Rekonstruktion des hadronischen Endzustands nur bedingt möglich.

Bei höherer Statistik ist gegebenenfalls durch die Analyse der Topologie des hadronischen Endzustands eine weitere Unterteilung der inelastischen J/ψ -Produktion möglich.

Für diese Analyse wird ein Schnitt in der kinematischen Variablen z verwendet, um inelastische Modelle voneinander zu trennen. Dieser Schnitt wird bei der Beschreibung der Modelle erläutert.

Zur Trennung der inelastischen J/ψ -Produktion (BI+TI) von quasielastischer J/ψ -Produktion (BE+TE/BE+TI) wird ein Schnitt $z < z_{cut}$ verwendet (z.B. $z_{cut} = 0.95$).

BI+TE: Prinzipiell besteht die Möglichkeit, daß das J/ψ inelastisch produziert wird, während das Proton elastisch gestreut wird. Diese Ereignisklasse hat den geringsten Wirkungsquerschnitt [22] und ist bei der Statistik der Datennahmeperiode 1993 bedeutungslos.

2.3 Photon-Gluon-Fusion

Im inelastischen Bereich (BI+TI) kann die J/ψ -Produktion mit störungstheoretischen Methoden berechnet werden. Durch die Wechselwirkung des Photons mit einem Gluon, das im Partonmodell als Parton des Protons in Erscheinung tritt, entsteht ein Charm-Anticharm-Quarkpaar. Ein mögliches Feynman-Diagramm dieses Prozesses ist in Abbildung 2.2d dargestellt. Um das Charmquark-Paar zu einem Farbsinglett zu machen, wird ein weiteres Gluon abgestrahlt.

Durch den Impulsanteil des einlaufenden Gluons als Parton des Protons kommt der Parameter x_g als kinematische Variable zur Beschreibung der J/ψ -Produktion hinzu (s. Gl. (2.7)). Unter der Annahme, daß das abgestrahlte Gluon masselos ist, kann x_g aus Observablen des Ereignisses berechnet werden. Wenn $g = q + p - p_\psi$ den Impuls des abgestrahlten Gluons beschreibt, folgt mit $g^2 = 0$:

$$x_g = \frac{1}{y_s} \left(\frac{p_\perp^{*2}}{z(1-z)} + \frac{m_\psi^2}{z} + Q^2 \right) \quad (2.9)$$

Dabei bezeichnet p_\perp^* den Transversalimpuls des J/ψ bezüglich der Photon-Parton-Richtung in deren Schwerpunktsystem. Bei Photoproduktion mit $Q^2 \approx 0$ kann in guter Näherung $p_\perp^* = p_\perp$ gesetzt werden (s. Anhang A.2). Wegen $x_g \geq \frac{m_\psi^2}{y_s} \approx \frac{m_\psi^2}{W_{\gamma p}}$ ergibt sich als kleinster x_g -Wert,

der bei HERA-Energie erreicht werden kann — also bei einer mittleren (maximalen) Photon-Proton-Schwerpunktenergie von $W_{\gamma p} = 90 \text{ GeV}$ (200 GeV) — ein Wert von $x_{g, \min} = 0.0012$ (0.0002).

Gluondichte-Verteilung im Proton: Die Wahrscheinlichkeit, ein Gluon mit dem Impulsanteil x_g im Proton zu finden, wird durch die Gluondichte-Verteilung des Protons $g(x_g, m^2)$ beschrieben.

Als Massenskala m^2 wird üblicherweise das Quadrat der J/ψ -Masse bzw. der doppelten Charmquark-Masse oder die Photon-Gluon-Schwerpunktenergie $\hat{s} := (p + q)^2$ eingesetzt. Neuere Berechnungen zeigen, daß der J/ψ -Wirkungsquerschnitt nicht entscheidend von dieser Massenskala abhängt [56]. Wegen der großen Masse des J/ψ -Mesons ($m_{\psi}^2 \approx 10 \text{ GeV}^2$) ist auch bei der J/ψ -Photoproduktion trotz $Q^2 = 0$ die Auflösung des Protons in Partonen möglich (vergl. Abschnitt 1.2.2). Der Wirkungsquerschnitt faktorisiert zu:

$$\sigma(\gamma p \longrightarrow J/\psi X) = g(x_g, m_{\psi}^2) \cdot \sigma(\gamma g \longrightarrow J/\psi g) \quad (2.10)$$

Die Messung des inelastischen J/ψ -Photoproduktion-Wirkungsquerschnitts ermöglicht so eine direkte Messung der Gluondichte-Verteilung des Protons.

Es liegen bereits indirekte Messungen von H1 [67, 78] und ZEUS [92] sowie eine direkte Messung von H1 [79] zur Gluondichte-Verteilung des Protons im Bereich bis $x_g \gtrsim 0.0004$ vor. Diese Messungen zeigen einen Anstieg der Gluondichte-Verteilung für kleinere x_g im Bereich $0.0004 < x_g < 0.01$. Für die Untersuchungen zu der vorliegenden Arbeit wurde auf eine *flache* Gluondichte-Parametrisierung $\text{MRS}(D'_0)$ und auf eine *ansteigende* Parametrisierung $\text{MRS}(D'_-)$ [13] zurückgegriffen. Diese beiden Verteilungen stellen extreme Beispiele dar. Die bisherigen Ergebnisse von HERA weisen auf eine Verteilung hin, die zwischen diesen Extremfällen liegt: In Abbildung 2.3 ist die erste Anpassung der Protonstrukturfunktionen $\text{MRS}(H)$ [14] an HERA-Daten für die Funktion F_2 sowie die Gluondichte-Verteilung $x_g G$ aus dem neuesten MRS-Parametersatz $\text{MRS}(A)$ [15] zusammen mit den Parametrisierungen $\text{MRS}(D'_0)$ und $\text{MRS}(D'_-)$ dargestellt.

Für die Berechnung des Teilprozesses $\gamma g \longrightarrow J/\psi g$, also für die eigentliche Produktion des J/ψ -Mesons als gebundenem Zustand eines $c\bar{c}$ -Paares, werden zwei unterschiedliche Ansätze verfolgt: Das *Colour-Singlett-Modell* [20] und die J/ψ -Produktion über *offenen Charm* [22].

2.3.1 Colour-Singlett-Modell

Im Colour-Singlett-Modell [20] wird das J/ψ unter Vernachlässigung der Bindungsenergie als $c\bar{c}$ -System im Grundzustand interpretiert. Die Wellenfunktion am Ursprung $|\psi(0)|^2$ wird zur Normierung verwendet. Sie ergibt sich aus der leptonischen Zerfallsbreite des J/ψ in niedrigster Ordnung nach:

$$\Gamma_{e^+e^-} = 16\pi\epsilon_q^2\alpha^2 \frac{|\psi(0)|^2}{m_{\psi}^2} \quad (2.11)$$

Das einfache Colour-Singlett-Modell kann die inelastische J/ψ -Produktion in dem kinematischen Bereich bis etwa $z < 0.8$ beschreiben (s. Abbildung 2.4). Es muß jedoch eine im Prinzip willkürliche Normierung (K -Faktor) angefügt werden, um höhere Ordnungen QCD zu berücksichtigen. Dieser K -Faktor liegt im Bereich ≈ 2 -5.

Das Colour-Singlett-Modell ist in der Lage die Verteilungen der wichtigsten kinematischen Größen (in der *inelastischen* Selektion (BI+TI)) richtig vorherzusagen. Neueste Berechnungen der

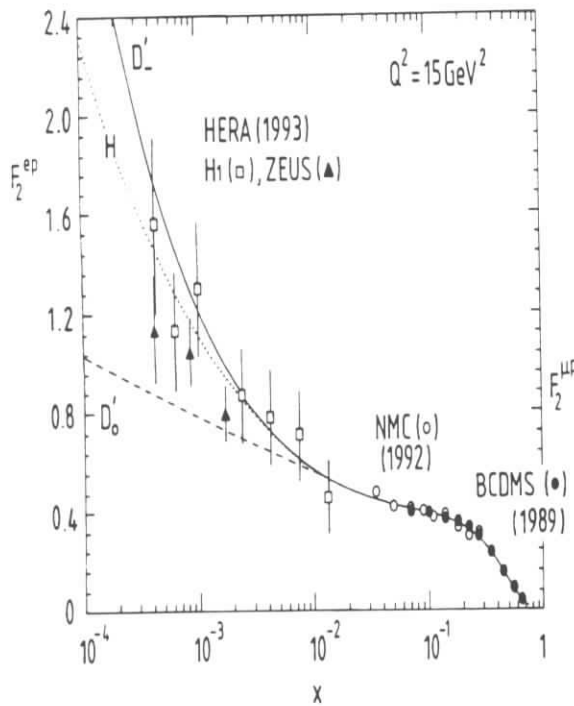


Fig.1

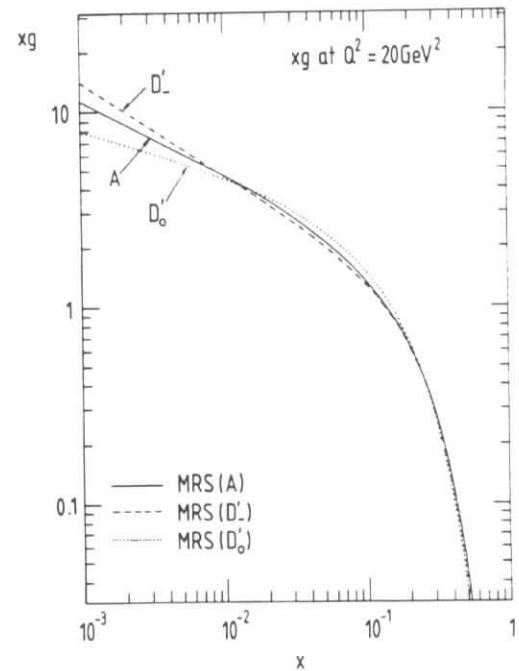


Fig 15

Abbildung 2.3: Links sind die Parametrisierungen $MRS(D'_0)$ und $MRS(D'_-)$ [13] der Protonstrukturfunktion F_2 dargestellt. Zusätzlich sind Daten von BCDMS [31], NMC [32] und HERA [65, 86] eingezeichnet. Die Parametrisierung $MRS(H)$ [14] zeigt das Ergebnis der ersten globalen Analyse unter Berücksichtigung der HERA-Daten.

Rechts ist die Gluondichte-Verteilung mit den Parametrisierungen $MRS(D'_0)$ und $MRS(D'_-)$ dargestellt. Die durchgezogene Kurve gibt die neueste Parametrisierung $MRS(A)$ [15] an. Abbildungen übernommen aus [15].

nächsten Ordnung (NLO) [56] der Photon-Gluon-Fusion bestätigen, daß die LO-Berechnungen die Form der Verteilungen im inelastischen Bereich für $z < 0.8$ und $p_T > 1 \text{ GeV}$ richtig beschreiben.

Ein verbessertes Modell der Photon-Gluon-Fusion und des Colour-Singlett-Modells erweitert den Formalismus um relativistische Korrekturen [23]. In diesem verbesserten Modell wird eine relative Bewegung der Charmquarks zueinander berücksichtigt. Im „klassischen“ Modell ist $p_c = p_{\bar{c}} = 1/2 p_\psi$. Durch diese Erweiterung ist das Modell in der Lage, die bisherigen inelastischen J/ψ -Daten von *Fixed-Target*-Experimenten auch im Bereich höherer z ($z > 0.8$) zu beschreiben. Dadurch kann möglicherweise auch der J/ψ -elastische und Proton-inelastische Teil des Wirkungsquerschnitts (BE+TI) mit dem Modell der Photon-Gluon-Fusion beschrieben werden.

Der Monte-Carlo-Generator EPJPSI 3.3 [27], der in dieser Arbeit für die Analyse der inelastischen J/ψ -Produktion benutzt wurde, verwendet das Modell der Photon-Gluon-Fusion in niedrigster Ordnung und mit relativistischen Korrekturen.

In Abbildung 2.5 ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ des quasielastischen (BE+TI: $z > 0.95$) Anteils der inelastischen J/ψ -Produktion nach dem Modell der Photon-Gluon-Fusion mit relativistischen Korrekturen angegeben. Für die

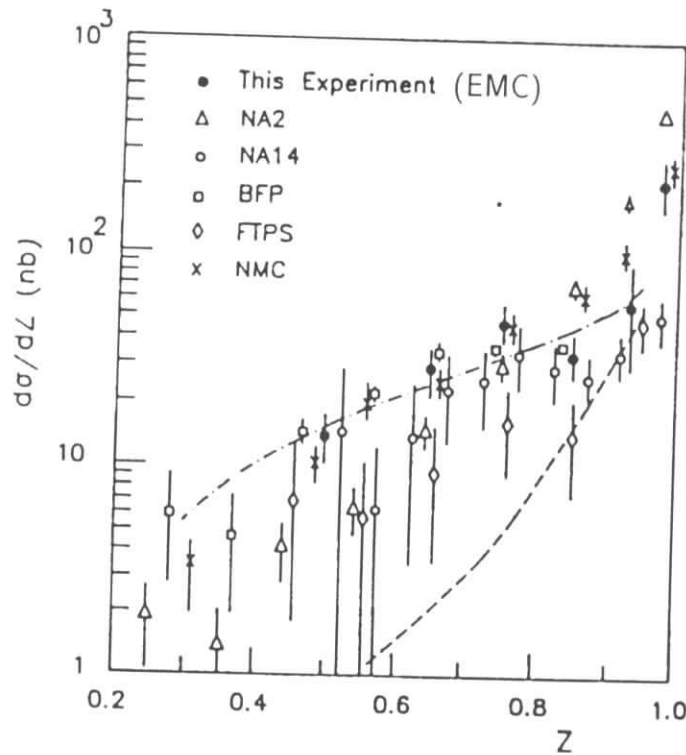


Abbildung 2.4: Fixed-Target Daten zur inelastischen J/ψ -Photo- und Leptoproduktion. Die Daten sind von NA14 [42], BFP [35], FTPS [41], EMC [36, 37] und NMC [39]. Die strichpunktierte Kurve ist die Vorhersage des Colour-Singlett-Modells ohne relativistische Korrekturen [20], die gestrichelte Kurve stellt ein alternatives Modell dar [19]. Abbildung übernommen aus [37].

Abbildung wurde der Wirkungsquerschnitt eines rein elastischen Modells (s. Abschnitt 2.4.2) zu dem inelastischen Modell addiert, da Ereignisse diesen Typs bei der Selektion der Daten — wie bereits erläutert — nicht voneinander unterschieden werden können.

Der Wirkungsquerschnitt der inelastischen J/ψ -Produktion hängt für große Schwerpunktenenergien ($W_{\gamma p} > 40$ GeV) stark von der verwendeten Gluondichte-Parametrisierung ab (s. Abbildung 2.5). Die Summe aus quasielastischer und elastischer J/ψ -Produktion beschreibt den Wirkungsquerschnitt $\sigma(W_{\gamma p})$ im Bereich bis 30 GeV recht gut. Je nach gewählter Gluondichte-Parametrisierung steigt der Wirkungsquerschnitt zu höheren Energien steil an (MRS(D'_-)) oder verläuft flacher (MRS(D'_0)). Durch die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dW_{\gamma p}$ ist daher im Prinzip eine Unterscheidung zwischen verschiedenen Gluondichte-Parametrisierungen möglich.

Die Ergebnisse dieser Arbeit (s. Abschnitt 7.7) zeigen tatsächlich einen starken Anstieg des Wirkungsquerschnitts (vergl. Abbildung 7.12) für höhere Energien. Dieser Anstieg wird auch durch die Messungen von ZEUS [95] und durch vorläufige Ergebnisse aus der Analyse der Daten der Datennahmepériode 1994 [54] bestätigt. Ohne die Klärung weiterer Detailfragen, z.B. der Bestimmung des relativen Anteils von elastischer und inelastischer J/ψ -Produktion in der quasielastischen Selektion, sind konklusive Aussagen über die Gluondichte-Verteilung jedoch nicht möglich.

2.3.2 J/ψ -Produktion über „offenen Charm“

In einem anderen Ansatz, der jedoch in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt wird, wird das J/ψ aus dem Charmquark-Paar gebildet, wenn die invariante Masse des Paares nicht zur Erzeugung eines D -Meson-Paares ausreicht.

Der Prozeß $\gamma g \rightarrow c\bar{c}g$ wird über das Matrixelement der Produktion von „offenem Charm“ (*open charm*) [11] berechnet. Durch die Abstrahlung des Gluons wird Spin- und Farberhaltung beachtet [22]. Die Bildung des J/ψ wird — im Gegensatz zum Colour-Singlett-Modell — nicht über die Wellenfunktion des J/ψ am Ursprung $|\psi(0)|$ berechnet, sondern wird vom LUND-Fragmentierungsprogramm [28] über die Hadronisierung der Charmquarks durchgeführt.

2.4 Diffraktive J/ψ -Erzeugung

Die Proton-elastische (BE+TE) und die Proton-dissoziierende (BE+TI) J/ψ -Produktion kann durch das phänomenologische Modell der diffraktiven Hadron-Hadron-Streuung, in diesem Fall der Vektormeson-Proton-Streuung, erklärt werden.

Bei kleinen Impulsüberträgen auf das Proton $|t| = |(p - p_X)^2| < 1 \text{ GeV}^2$, d.h. bei großen Abständen der beteiligten Teilchen, ist eine störungstheoretische Beschreibung der Reaktion im Rahmen der QCD nicht ohne weiteres möglich.³

Merkmale diffraktiver Prozesse sind: Ein nur langsam mit $W_{\gamma p}$ veränderlicher Wirkungsquerschnitt, der exponentielle Abfall des Wirkungsquerschnitts mit t und die Erhaltung der Quantenzahlen⁴ der wechselwirkenden Hadronen.

Exponentieller Abfall des Wirkungsquerschnitts mit t : Im einfachsten Bild der diffraktiven Streuung hängt der elastische Wirkungsquerschnitt bei fester γp -Schwerpunktenergie nur vom Impulsübertrag t ab [9, 22]:

$$\frac{d\sigma_{el}(W_{\gamma p}, t)}{dt} = |f(W, t)|^2 = |f(W, 0)|^2 e^{Bt} \quad (2.12)$$

Wenn Proton und Vektormeson (J/ψ) als „schwarze Scheiben“ mit den mittleren Radien $r_p = 0.74 \text{ fm}$ und $r_\psi = r_p/3$ aufgefaßt werden, ergibt sich eine Steigung (*Slope*) des differentiellen Wirkungsquerschnitts von:

$$B = \frac{1}{2}(\langle r^2 \rangle_p + \langle r^2 \rangle_\psi) \approx 8 \text{ GeV}^{-2} \quad (2.13)$$

Eine genauere Beschreibung der Vektormeson-Proton-Streuung wird im Bild des Regge-Formalismus durch die Postulierung einer Trajektorie mit Vakuumquantenzahlen, der sogenannten *Pomeron*-Trajektorie \mathbb{P} , möglich. Allgemein kann das Verhalten der Hadron-Hadron-Streuung bei hohen Energien durch die Pomeron-Trajektorie erklärt werden [10]. Eine ausführliche Darstellung der diffraktiven Photon-Proton-Streuung findet sich in [9]. Der Slope steigt logarithmisch mit der Schwerpunktenergie an (*Shrinkage*):

$$B = 2B_p + 2B_\psi + 2\alpha' \log \alpha' W_{\gamma p}^2 \quad (2.14)$$

³Im engeren Gültigkeitsbereich der Photon-Gluon-Fusion (s. Abschnitt 2.3.1) folgt aus $z < 0.8$ und $p_\perp > 1 \text{ GeV}$ unmittelbar $|t| > 3 \text{ GeV}^2$ (s. Gl. (A.18)).

⁴Abgesehen vom Drehimpuls. Dieser kann sich bei der diffraktiven Streuung ändern.

α' ist die Steigung der Pomeron-Trajektorie. Es gilt $\alpha'_P = 0.25 \text{ GeV}^{-2}$. Für HERA-Energie wird ein elastischer Slope von $B_{el} = 6 \dots 9 \text{ GeV}^{-2}$ vorhergesagt.

s-Kanal-Helizitätserhaltung: Bei diffraktiv elastischer J/ψ -Produktion sollte das J/ψ die Helizität des einlaufenden Photons übernehmen. Da reelle Photonen transversal polarisiert sind, sollte sich die sogenannte s-Kanal-Helizitätserhaltung [5] in der Zerfallswinkelverteilung der Zerfallsteilchen des J/ψ widerspiegeln.

Der Zerfallswinkel wird dabei im Ruhesystem des J/ψ bezüglich der Flugrichtung des J/ψ im Photon-Proton-Schwerpunktsystem gemessen (*Helicity Frame* [7]). Für den Zerfall transversal polarisierter Spin-1-Teilchen in Leptonen ergibt sich eine Winkelverteilung der Form:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega(\psi)} \sim \frac{d\sigma}{d\cos\vartheta(\psi)} \sim 1 + \cos^2\vartheta(\psi) \quad (2.15)$$

In Anhang A.5 wird der Zusammenhang zwischen dem Winkel $\cos\vartheta(\psi)$ und Größen im Laborsystem hergeleitet.

Propagatoreffekte für $Q^2 \gg 0$: Wenn auch Ereignisse mit höherem Impulsübertrag Q^2 betrachtet werden ($Q^2 \gtrsim m_\psi^2 \approx 10 \text{ GeV}^2$), müssen bei der Vektormeson-Hadron-Streuung Propagator-Effekte berücksichtigt werden. Bei HERA fällt dieser kinematische Bereich mit der Detektorakzeptanzgrenze für die sogenannte *tiefinelastische Streuung* zusammen ($Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$, s. Abschnitt 1.2.2).⁵

Außerdem muß bei hohen Q^2 -Werten die Streuung von longitudinal polarisierten Vektormesonen bzw. Photonen beachtet werden. Der longitudinale Wirkungsquerschnitt steigt mit Q^2 an:

$$\sigma_{Vp}^T(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{m_V^2}\right)^{-2} \cdot \sigma_{Vp}^T(0) \quad (2.16)$$

$$\sigma_{Vp}^L(Q^2) = \frac{Q^2}{m_V^2} \cdot \xi \cdot \sigma_{Vp}^T(Q^2) \quad (2.17)$$

Der Normierungsfaktor ξ berücksichtigt mögliche Unterschiede höherer Ordnung zwischen dem longitudinalen und dem transversalen Vp -Wirkungsquerschnitt; bisherige Messungen sind mit dem Wert $\xi = 1$ verträglich. Die Messung dieses Propagatorterms, d.h. der Masse m_V , die hier einzusetzen ist, ist eine interessante Möglichkeit für zukünftige Analysen mit höherer Statistik.

Proton-Dissoziation: Die elastische diffraktive Streuung (BE+TE) kann zur Proton-Dissoziation (oder: „diffraktive Dissoziation“) (BE+TI) erweitert werden (s. Diagramme 2.2a+b). Dazu wird der elastische Formfaktor des Protons durch ein Integral über den inelastischen Formfaktor ersetzt [21].

Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der diffraktiven Dissoziation und des Slopes entspricht im Prinzip dem Verhalten der elastischen Streuung. Der Slope für die diffraktive Dissoziation ist kleiner. Der Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma_{p-Diss.}/dt dM_x^2$ fällt mit $1/M_x^2$ ab.

⁵Die Bezeichnung *tiefinelastische Streuung* hat für diffraktive Prozesse an sich keine Bedeutung, sie hat sich bei der Diskussion der HERA-Physik jedoch allgemein für den kinematischen Bereich $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ eingebürgert.

Der Proton-Pomeron-Vertex ($p - \mathbb{P} - p$) ist aus Proton-Proton-Kollisionen gut bekannt. Für den ($\gamma - \mathbb{P} - J/\psi$)-Vertex werden zwei unterschiedliche Ansätze vorgestellt, die auf dem Vektormeson-Dominanz-Modell bzw. auf dem Colour-Singlett-Modell beruhen.

2.4.1 Vektormeson-Dominanz-Modell

Das Photon hat die gleichen Quantenzahlen wie das J/ψ -Meson. Es kann daher durch Fluktuation kurzzeitig in ein J/ψ übergehen. Dieses virtuelle J/ψ kann dann durch diffraktive Streuung am Proton reell werden.

Das wechselwirkende Photon kann als Überlagerung eines „QED-Photons“ γ_{QED} mit Photon-Vektormeson-Fluktuationen γ_V angesehen werden [7, 9]:

$$|\gamma_{phys}\rangle = N|\gamma_{QED}\rangle + \sum_V |\gamma_V\rangle \quad (2.18)$$

Die Überlagerung zwischen Photon und Vektormeson führt auf die VMD-Kopplungskonstante f_V , die aus der Masse des Vektormesons m_V und der elektronischen Zerfallsbreite Γ_{ee} berechnet werden kann [8]:⁶

$$\langle V|\gamma_{phys}\rangle = \langle V|\gamma_V\rangle = \frac{\sqrt{4\pi}}{f_V} \quad (2.19)$$

$$\frac{4\pi}{f_V^2} = \frac{3\Gamma_{ee}}{\alpha m_V} \quad (2.20)$$

Damit kann der ($\gamma - \mathbb{P} - J/\psi$)-Vertex auf einen ($J/\psi - \mathbb{P} - J/\psi$)-Vertex zurückgeführt werden (s. Diagramm 2.2a). Im Prinzip kann damit der Wirkungsquerschnitt und der *Slope* der elastischen J/ψ -Produktion bei HERA-Energien berechnet werden.

Für die vorliegende Analyse der J/ψ -Produktion bei HERA wurde das Generatorprogramm PYTHIA 5.6 [28] verwendet, um elastische und diffraktiv dissoziierende Ereignisse zu generieren. In PYTHIA 5.6 ist die s -Kanal-Helizitätserhaltung nicht eingebaut, für zusätzliche Studien wurde daher der Generator DIFFVM [57] verwendet, der eine Zerfallswinkelverteilung der Form (2.15) generiert.

In Abbildung 2.5 sind die $W_{\gamma p}$ -Verteilungen des elastischen Wirkungsquerschnitts und des Wirkungsquerschnitts der diffraktiven Dissoziation, wie sie vom Generatorprogramm PYTHIA 5.6 vorhergesagt werden, dargestellt. Die Daten der quasielastischen Selektionen von früheren Experimenten bis $W_{\gamma p} < 30$ GeV werden durch die Summe dieser Prozesse gut beschrieben. Ob der beobachtete Anstieg des Wirkungsquerschnitts für höhere Energien (s. Abschnitt 7.7) signifikant und mit diffraktiven Modellen alleine zu erklären ist, muß abgewartet werden. Analysen der J/ψ -Produktion mit höherer Statistik und einer besseren Trennung von elastischen (BE+TE) und quasielastischen (BE+TI) Ereignissen sind dafür nötig.

2.4.2 J/ψ -Produktion durch hart-diffraktive Streuung

In [23, 22] wird ein Modell zur elastischen J/ψ -Produktion vorgeschlagen, das auf einer Kombination von diffraktiver Streuung und Photon-Gluon-Fusion beruht. Das Pomeron wird als gebundener Zustand von Gluonen interpretiert. Aus den beiden Gluonen und dem Photon

⁶Diagonalterme der Form $\langle V|\gamma_V\rangle$ werden vernachlässigt.

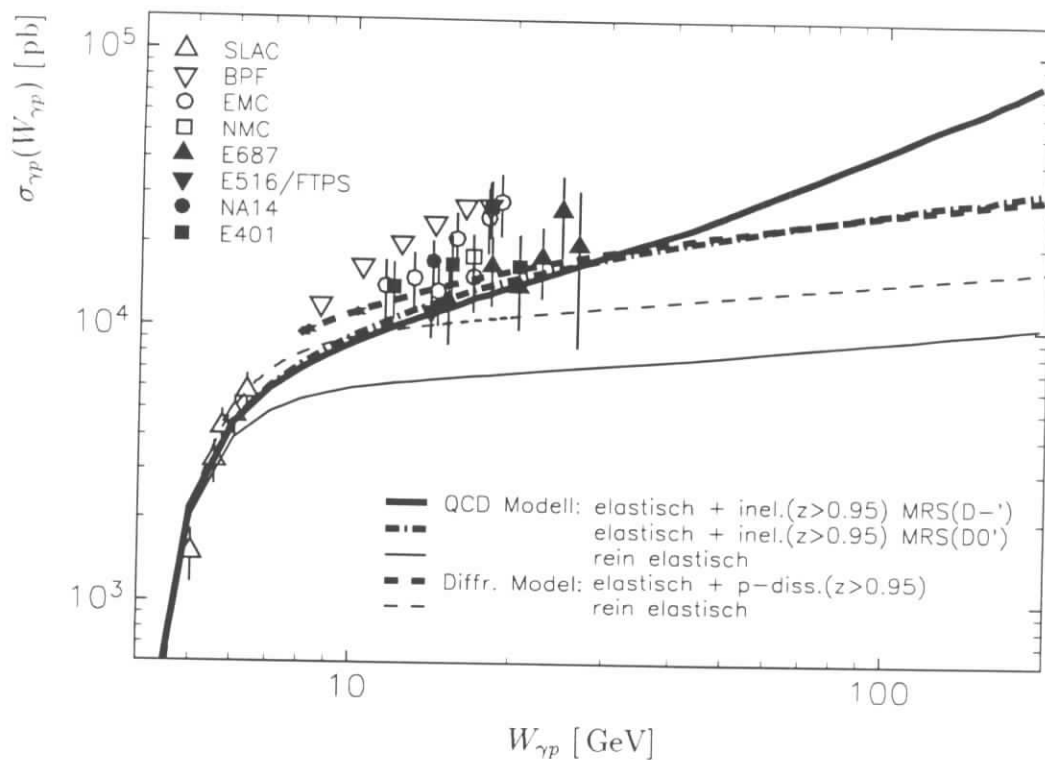


Abbildung 2.5: Wirkungsquerschnitt der (quasi)elastischen J/ψ -Produktion $\gamma p \rightarrow J/\psi X$ als Funktion von $W_{\gamma p}$ von früheren Fixed-Target-Experimenten mit Lepton-Nukleon-Streuung (SLAC [33], BPF [34], EMC [36], NMC [38]) oder mit Photon-Nukleon-Streuung (E687 [40], E516 [41], NA14 [42], E401 [43]). Außerdem sind die Wirkungsquerschnitte zweier rein elastischer Modelle angegeben: Ein rein diffraktives Modell (dünne gestrichelte Kurve, Abschnitt 2.4.1) und eine Kombination von QCD und diffraktivem Modell („hart-diffraktiv“, dünne durchgezogene Kurve, Abschnitt 2.4.2). Zusätzlich sind die Summen dieser rein elastischen Modelle mit dem quasielastischen Anteil ($z > 0.95$) von inelastischen Modellen eingezeichnet (dicke Kurven).

wird ein farbneutrales $c\bar{c}$ -System gebildet (s. Diagramm 2.2c) (Colour-Singlett-Modell, s. Abschnitt 2.3.1).

Das Generatorprogramm EPJPSI 3.3 [27] kann Ereignisse nach diesem Modell erzeugen. Ein entsprechender Datensatz wurde für die vorliegende Analyse zum Vergleich mit elastisch diffraktiven Modellen verwendet. Dieser Datensatz wird im folgenden *hart-diffraktiv* genannt, da ein harter, d.h. störungstheoretisch berechenbarer Prozeß, mit einem diffraktiven Prozeß kombiniert wird.

In Abbildung 2.5 ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktsenergie der hart-diffraktiven J/ψ -Produktion eingezeichnet. Zusammen mit dem quasielastischen Anteil der inelastischen J/ψ -Produktion nach dem Modell der Photon-Gluon-Fusion beschreibt dieses Modell die Daten bei Energien bis $W_{\gamma p} < 30$ GeV (s.a. Abschnitt 2.3.1). Bei beiden Prozesse – der hart-diffraktiven J/ψ -Produktion und der inelastischen J/ψ -Produktion – ist bei der Bildung des J/ψ -Mesons aus dem farbneutralen Charmquark-Paar im Rahmen des Colour-Singlett-Modells ein K -Faktor nötig. Für die in Abbildung 2.5 dargestellten Kurven wurde der

K -Faktor durch eine Anpassung des inelastischen Wirkungsquerschnitts im Bereich $z < 0.8$ an EMC Daten [37] ermittelt.

Ein ähnlicher Ansatz wird von Ryskin [24] verfolgt: Anstelle des Pomerons werden die beiden Gluonen direkt vom Proton emittiert. Das Gluonpaar wird in LLA-QCD als volles Leiter-Diagramm berücksichtigt. Interessante Ergebnisse können von diesem Modell erwartet werden: Durch das Gluonpaar ist der Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat der Gluondichte im Proton.

2.5 Weitere Prozesse der J/ψ -Produktion

Es gibt weitere Prozesse, die zur inelastischen J/ψ -Produktion bei HERA-Energien beitragen. Die Daten wurden in der vorliegenden Analyse nicht in bezug auf diese weiteren Modelle untersucht. Sie müssen jedoch als möglicher Untergrund für die Analyse der J/ψ -Produktion in Rahmen der Photon-Gluon-Fusion betrachtet werden.

2.5.1 J/ψ -Produktion über *resolved*-Photon-Wechselwirkung

Das Photon kann nicht nur an bestimmte Vektormesonen koppeln (s. VMD-Modell) sondern ganz allgemein in ein Quark-Antiquark-Paar fluktuieren. Über höhere Ordnungen entsteht dann auch ein gluonischer Anteil des Photons. Das heißt, das Photon wechselwirkt wie ein Hadron. Die Wahrscheinlichkeit, ein bestimmtes Parton p_i mit einem Impulsanteil $x_{i/\gamma}$ im Photon zu finden wird, über Partondichte-Verteilungen beschrieben.

Es gibt eine Vielzahl von Produktionskanälen, in denen das J/ψ entweder direkt, oder über den Umweg der χ -Produktion ($\chi \rightarrow J/\psi\gamma$) entstehen kann (s. Diagramm 2.2e).

Bei geringeren Schwerpunktenenergien ist der Beitrag von *resolved*-Photon-Prozessen vernachlässigbar. Es wird jedoch erwartet, daß der Anteil bei HERA meßbar sein wird [22]. Für kleine Werte von z wird der J/ψ -Wirkungsquerschnitt von *resolved*-Photon-Prozessen dominiert. In [22] wird ein Schnitt $z > 0.2$ als ausreichend angegeben, um den *resolved* Anteil zu unterdrücken: Die J/ψ -Produktion über *resolved*-Photon-Wechselwirkung wird von der Gluon-Gluon-Fusion ($gg \rightarrow J/\psi(+X)$) dominiert. Die Gluondichte im Photon hat ihr Maximum bei sehr kleinen Werten von $x_{g/\gamma}$ ($x_{g/\gamma} \ll 0.2$ [80]).

2.5.2 J/ψ -Produktion über intrinsischen Charm im Proton

In [25] wird eine weitere Möglichkeit der J/ψ -Produktion diskutiert: Bei kleinen Impulsanteilen x_c kann der Anteil der Charmquarks (oder Antiquarks) als Seequarks im Proton hoch sein. Durch den Prozeß $c\gamma \rightarrow J/\psi c$ (s. Diagramm 2.2f), die sogenannte assoziierte Charm-Produktion, ergibt sich ein weiterer Prozeß der inelastischen J/ψ -Produktion.

In [25] wird angegeben, daß — je nach Charmdichte-Verteilung im Proton — ein signifikanter Anteil des inelastischen J/ψ -Wirkungsquerschnitts durch diesen Prozeß entsteht. Dieser Anteil kann die Größenordnung der *resolved*-Photon-Prozesse erreichen.

Ein Schnitt in der kinematischen Variablen z ($z > 0.2$) wird auch hier als ausreichend angesehen, um die Photon-Gluon-Fusion von diesem Prozeß zu trennen.

Kapitel 3

Massenrekonstruktion und Rekonstruktionseffizienz

Für die Rekonstruktion und Erkennung des J/ψ -Mesons über den Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ist die genaue Bestimmung der Myon-Impulse und die Berechnung der invarianten Masse des Myon-paares wichtig. Zur Ermittlung von Wirkungsquerschnitten muß die Effizienz der Spurfinding bekannt sein.

Die Spurrekonstruktion wird von dem Spurkammersystem des H1-Detektors geleistet, dessen Aufbau in Abschnitt 1.3.1 beschrieben wurde. Die Datenmenge war im Jahr 1993 nicht groß genug, um bei der geringeren Effizienz und der geringeren Auflösung des Vorwärtsspurkammersystems auch im Vorwärtsbereich ein J/ψ -Signal messen zu können (s. Abschnitt 5.5). Dieses Kapitel konzentriert sich daher vor allem auf die Spurrekonstruktion im Zentralbereich.

Zunächst wird durch einen Vergleich von rekonstruierten Spuren aus simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen mit Spuren aus gemessenen ep -Ereignissen untersucht, inwieweit die Simulation die Spurrekonstruktion richtig beschreibt. Besonderes Gewicht wird dabei auf die Auflösung der Massenrekonstruktion und der dafür verwendeten Parameter gelegt.

Anschließend wird die Effizienz der Spurrekonstruktion und die Auflösung der Massenrekonstruktion, die von der Monte-Carlo-Simulation für die $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse vorhergesagt wird, mit Hilfe kosmischer Myonen überprüft.

3.1 Spurrekonstruktion im Zentralbereich

Die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen aus den Signalen der Spurkammern erfolgt in mehreren Schritten, die im folgenden schematisch erläutert werden. Zunächst werden aus den Signalen von CJC1 und CJC2 Spuren rekonstruiert, die anschließend mit Spurstücken aus den z -Kammern (CIZ und COZ) verbunden werden. In einem letzten Schritt werden die Spurparameter durch die gemeinsame Anpassung aller Spuren eines Ereignisses an einen gemeinsamen Vertex optimiert.

Während der Datennahmeperiode 1993 gab es technische Probleme, die Einfluß auf die Effizienz der Spurrekonstruktion und die Qualität der rekonstruierten Spuren hatten:

- Zwei φ -Bereiche der CJC 1 mußten wegen gerissener Drähte ausgeschaltet werden. Wegen der Neigung der Spurkammer-Sektoren um den Lorentzwinkel von 30° , waren dadurch Bereiche von jeweils etwa 36° betroffen, in denen Spuren gar nicht oder nur mit sehr geringer Effizienz rekonstruiert werden konnten (s. Abb. 3.5).

Diese „toten“ Sektoren werden von der Monte-Carlo-Simulation berücksichtigt.

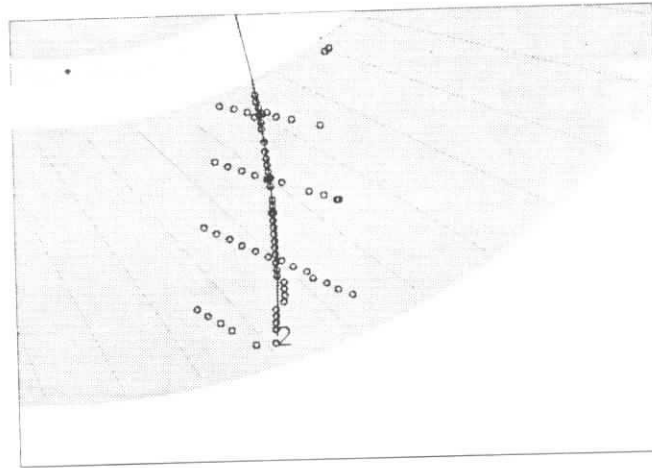


Abbildung 3.1: Beispiel für Auslesefehler in den Signalen der zentralen Driftkammern (CJC): Vier Treffer im unteren Teil der Spur wurden mit einer falschen Zeitinformation ausgelesen und liegen daher weit von der Spur entfernt.

- Weitere Bereiche der CJC 1 und CJC 2 arbeiteten nur mit eingeschränkter Effizienz. Diese Effekte werden nur teilweise richtig simuliert.
- Auslesefehler der Driftkammer führten dazu, daß bei einzelnen Spuren (bis zu) acht Treffer mit einer falschen Zeitinformation ausgelesen wurden. Dieser Effekt wird ebenfalls nicht von der Simulation wiedergegeben.

Auf Grund dieser bekannten Unterschiede zwischen Simulation und Daten, muß in den Daten mit einer geringeren Effizienz und mit einer geringeren Auflösung gerechnet werden, als es die Simulation vorhersagt.

3.1.1 Verwendete Datensätze

Folgende Datensätze und Spuren wurden für den Vergleich der Spur- und Massenrekonstruktion in der Monte-Carlo-Simulation und in den Daten der Datennahmeperiode 1993 verwendet.

Simulation: Um einen Datensatz von simulierten Spuren zu erhalten, wird auf inelastisch produzierte und simulierte $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse zurückgegriffen. Dort wo es in der folgenden Untersuchung um *allgemeine* Aspekte der Spurrekonstruktion geht, werden *alle* Spuren der inelastischen $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse mit einem Transversalimpuls $p_{\perp} > 0.8 \text{ GeV}$ verwendet, nicht nur die Zerfallsmyonen des J/ψ .¹ An den Stellen, wo die Rekonstruktion der J/ψ -Masse diskutiert wird, werden selbstverständlich nur die Zerfallsmyonen berücksichtigt.

ep-Ereignisse: Für den allgemeinen Vergleich der wichtigsten Parameter der rekonstruierten Spuren in der Simulation und in den Daten muß ein Datensatz verwendet werden, der frei von Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Untergrund sowie frei von kosmischen Myonen ist. Um dieses zu gewährleisten, wurden Ereignisse verwendet, in denen das gestreute Elektron im Rückwärtskalorimeter nachgewiesen wurde. An die Qualität der rekonstruierten Spuren wurden zunächst keine Anforderungen gestellt.

¹Die Hinzunahme der anderen Spuren dient lediglich der Erhöhung der Statistik und spielt ansonsten keine Rolle.

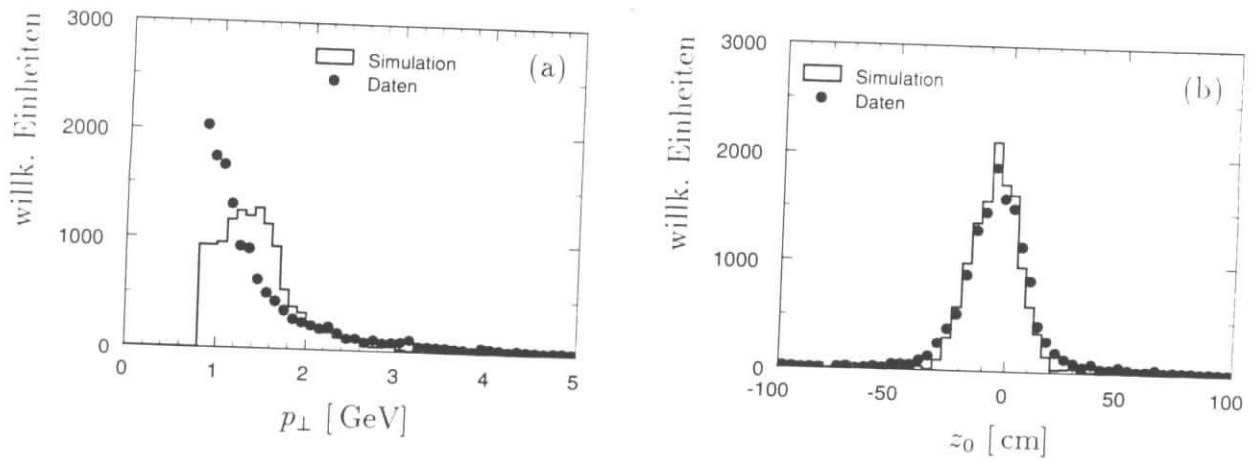


Abbildung 3.2: Transversalimpuls (a) und z_0 -Verteilung (b) der Spuren der simulierten und der realen Ereignisse, die zum Vergleich der Spurrekonstruktion von Simulation und Daten verwendet wurden.

Da der Hauptzweck der Spurrekonstruktion — im Rahmen dieser Analyse — die Messung der Zerfallsmuonen von J/ψ -Mesonen ist, wurde der Transversalimpuls der Spuren, die für diese Untersuchungen verwendet wurden, auf den Bereich $p_{\perp} > 0.8$ GeV eingeschränkt (s. Abbildung 3.2a): Der Transversalimpuls der Zerfallsmuonen des J/ψ hat ein Maximum im Bereich 1–1.5 GeV, während das inklusive Transversalimpulsspektrum von $e p$ -Ereignissen bei sehr kleinen Impulsen sein Maximum hat ($p_{\perp} < 0.1$ GeV, nicht dargestellt).

Daß der verwendete Datensatz tatsächlich frei von Untergrund ist, kann aus Abbildung 3.2b abgelesen werden, in der die Größe z_0 für alle rekonstruierten Spuren eingetragen ist. z_0 ist die z -Koordinate des Schnittpunkts einer Spur mit der z -Achse, bzw. die z -Koordinate des Punktes der Spur, der den geringsten Abstand zur z -Achse hat. Bei einer perfekten Rekonstruktion der Spuren wäre z_0 die z -Koordinate des Ereignisvertex. Da die Teilchenpakete in HERA eine endliche Länge haben, ergibt sich eine Verschmierung der tatsächlichen Ereignisvertizes um den Nullpunkt des Koordinatensystems. Während der Datennahmeperiode 1993 war das Zentrum der Wechselwirkungszone zudem um etwa 5 cm in negativer z -Richtung vom Nullpunkt des H1-Koordinatensystems entfernt. Die z_0 -Verteilung der rekonstruierten Spuren in Abbildung 3.2b entspricht der erwarteten Verteilung, auch die Simulation gibt die z_0 -Verteilung exakt wieder. Es ergibt sich für die Daten (Simulation) eine Breite der Verteilung von $\sigma_{z_0} = 11.4$ cm (10.9 cm) bei einer Verschiebung um $\Delta_z = -5.1$ cm (-5.3 cm). Ein Anteil von Strahl-Gas-Ereignissen oder von kosmischen Myonen würde zu einem konstanten Untergrund in der z_0 -Verteilung der Daten führen.

Kosmische Myonen: Anschließend wird mit Hilfe von Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung die Effizienz und die Auflösung der Spurrekonstruktion bestimmt, bzw. der systematische Fehler der Simulation ermittelt. Bei kosmischen Myonen, die die nominelle Wechselwirkungszone des Detektors durchqueren, kann bei Rekonstruktion einer der Spurhälften auf die Parameter der anderen Hälfte geschlossen werden (s. Abschnitt 3.5).

$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse: Für eine zusätzliche Überprüfung der tatsächlichen Massenauflösung, wird das J/ψ -Signal aus den rekonstruierten und selektierten $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

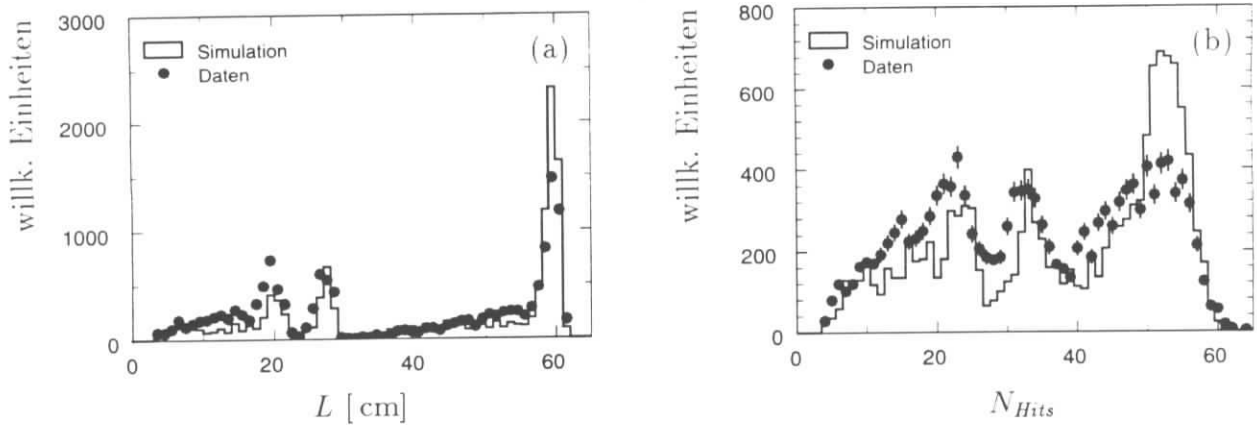


Abbildung 3.3: Vergleich der radialen Spurlänge L (a) und der Anzahl der Treffer (b) von rekonstruierten CJC-Spuren in der Simulation und in den Daten der Datennahmeperiode 1993.

Ereignissen verwendet (s. Abschnitt 3.4). Die Methoden der Myon-Identifikation und die weiteren Selektionsschritte, die nötig sind, um das J/ψ -Signal herauszuarbeiten, werden erst in den folgenden Kapiteln 4 und 5 erläutert.

3.2 Spurrekonstruktion in der CJC

Im ersten Schritt der Spurrekonstruktion werden in den zentralen Driftkammern (CJC 1 und CJC 2) Treffer gesucht, die in der $r\varphi$ -Ebene auf einem gemeinsamen Kreis liegen. Die einzelnen Treffer werden auf diese Weise zu Spurstücken verbunden.

Die wichtigsten Parameter dieser Spuren und Spurstücke werden in der Bank CJKR abgelegt. Die so gebildeten Spuren werden „CJKR-Spuren“ genannt.

Die Krümmung der Spur, und damit auch der Transversalimpuls, kann mit der CJC gut bestimmt werden. Allerdings werden auf Grund von Energieverlust, fehlerhaft gemessener oder verlorengegangener Treffer nicht immer alle Treffer eines Teilchens zu einer einzigen Spur verbunden, so daß Doppelzählungen möglich sind.

3.2.1 Länge der rekonstruierten Spuren

Die wichtigsten Parameter für die Beurteilung der Qualität der rekonstruierten Spuren sind die Anzahl der Treffer N_{Hits} und die (radiale) Spurlänge $L = R_{end} - R_{beg}$, wobei R_{beg} und R_{end} die radialen Koordinaten des innersten und des äußersten Treffers der Spur bezeichnen. Abbildung 3.3 zeigt die Verteilungen der radialen Spurlänge L und der Zahl der Treffer N_{Hits} für die gemessenen und für die simulierten Spuren.

Die Verteilungen der Daten (Spuren aus BEMC-getriggerten Ereignissen, s. Abschnitt 3.1.1) und der Simulation (Spuren aus $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen) wurden so aufeinander normiert, daß die Anzahl der Spuren, die in der äußeren Driftkammer (CJC 2) enden ($R_{end} > 53$ cm), in beiden Verteilungen gleich groß ist. Dieses gilt auch für die anderen Abbildungen dieses Abschnitts, soweit nicht anders angegeben.

Die Maxima in der Verteilung der radialen Spurlänge (Abbildung 3.3a) bei 20 cm und 27 cm entsprechen Spuren, die nur in CJC 1 bzw. nur in CJC 2 rekonstruiert werden konnten (ver-

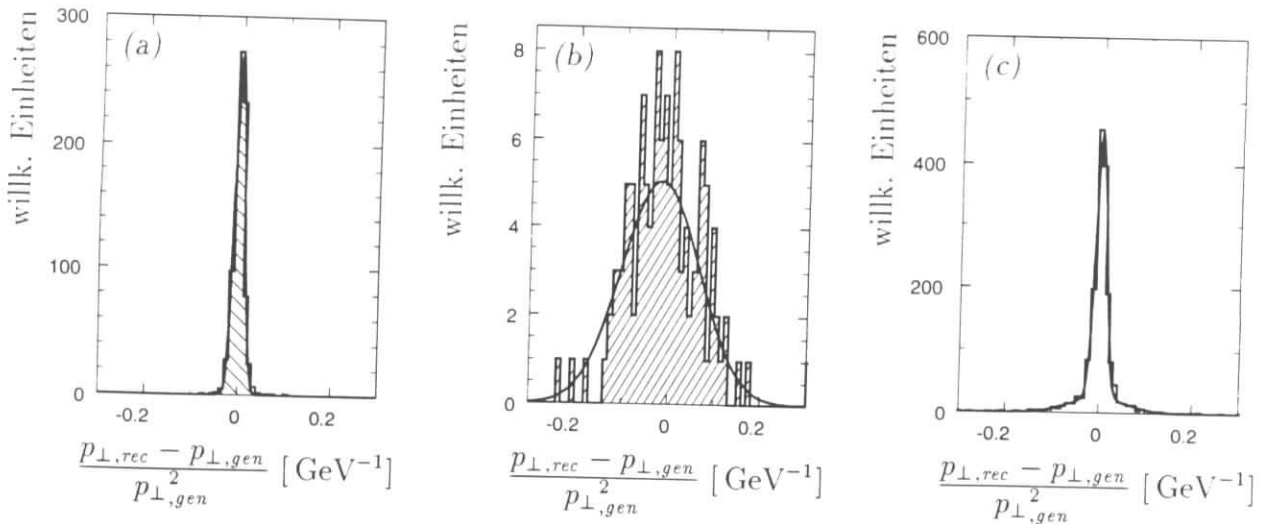


Abbildung 3.4: Auflösung der Transversalimpuls-Rekonstruktion in der zentralen Jetkammer (CJC), ermittelt durch Vergleich des generierten und des rekonstruierten Transversalimpulses für sehr lange Spuren (a) ($L > 57$ cm), für sehr kurze Spuren (b) ($L < 15$ cm) und für alle Spuren, ohne Qualitätsschnitte (c).

gleiche Abb. 1.6); diese Spuren werden im folgenden *kurze* Spuren genannt. *Lange* Spuren, die zusammenhängend in beiden Driftkammern rekonstruiert wurden, haben eine Länge von bis zu 60 cm.

Es ist zu erkennen, daß in den Daten ein Teil der *langen* Spuren statt der maximalen Länge von 60 cm nur eine Länge von 50–55 cm hat. Außerdem ist in den Daten der relative Anteil der *kurzen* Spuren sowohl in CJC1 als auch in CJC2 größer als in der Simulation. Dieses muß darauf zurückgeführt werden, daß die Spurverbindung zwischen CJC1 und CJC2 bei der Rekonstruktion der Daten nicht immer funktioniert.

Beides läßt sich teilweise mit den erwähnten Auslesefehlern der Driftkammerdaten erklären: Durch die falsche Zeitinformation weichen die zugehörigen Treffer von der Spur ab und können ihr nicht zugeordnet werden. Abbildung 3.1 zeigt eine Spur, bei der vier Treffer versetzt sind. In Abbildung 3.3b ist zu erkennen, daß die Spuren in der Simulation systematisch mehr Treffer haben als in den Daten. Entscheidend für die Auflösung ist aber — wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird — die radiale Länge der Spur.

Transversalimpuls

Bei Vernachlässigung der Massen der Zerfallsteilchen² berechnet sich die invariante Masse eines Spurpaares gemäß

$$m_{12} = 2 p_1 p_2 (1 - \cos \beta_{12}) = 2 p_{\perp 1} p_{\perp 2} \frac{1}{\sin \vartheta_1} \frac{1}{\sin \vartheta_2} (1 - \cos \beta_{12}) . \quad (3.1)$$

Wobei p_1 und p_2 die Impulse der beiden Teilchen und β_{12} den Winkel zwischen den Spuren bezeichnen. Wegen $p = p_{\perp} / \sin \vartheta$ gehen die Transversalimpulse direkt in die Berechnung der Masse ein.

Für die Impulsauflösung einer Spur mit N_{Hits} gleichverteilten Treffern gilt nach Glückstern [4]:

²Bei der Reaktion $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ergibt sich bei dieser Vereinfachung ein Fehler von etwa 0.3% oder 10 MeV. In der späteren Analyse wird die Masse der Myonen selbstverständlich beachtet.

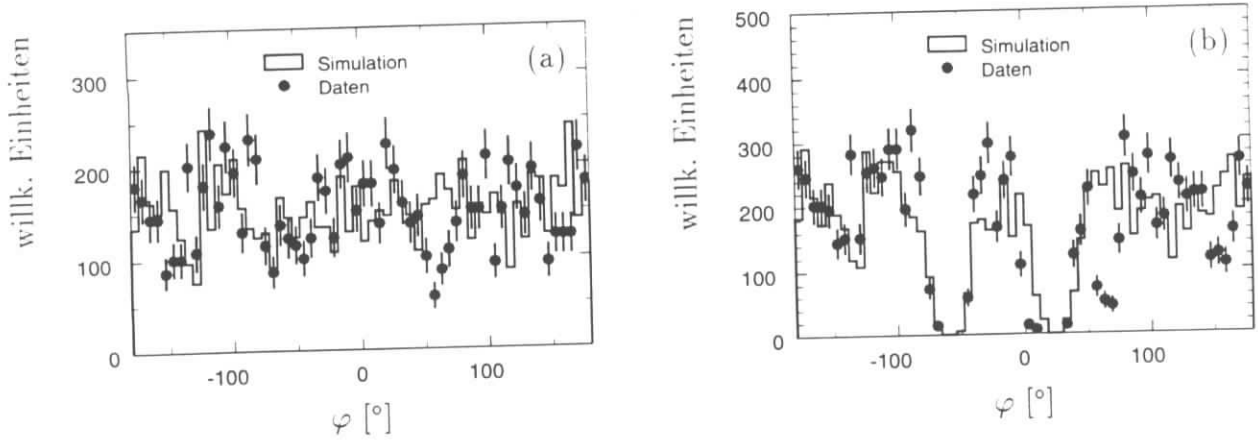


Abbildung 3.5: Azimutwinkelverteilung von CJC-Spuren: (a) Spuren, die in der äußeren Jetkammer enden ($R_{end} > 53$ cm); (b) Spuren, die nur in der inneren Jetkammer rekonstruiert wurden ($R_{end} < 53$ cm).

$$\frac{\sigma_{p_{\perp}}}{p_{\perp}} \sim p_{\perp} L^{-2} (N_{Hits} + 4)^{-1/2} \quad (3.2)$$

Für Spuren mit der maximalen Länge $L = 60$ cm und der maximalen Trefferzahl $N_{Hits} = 56$ ergibt sich bei der gemessenen Einzeltrefferauflösung $\sigma_{r\varphi} = 145 \mu\text{m}$ [96] nach obiger Formel ein Wert von $\sigma_{p_{\perp}}/p_{\perp}^2 = 0.4\%/ \text{GeV}$. Hierin sind Fehler der Kalibration und weitere systematische Fehler, z.B. durch die erwähnten Auslesefehler oder durch Inhomogenitäten des Magnetfelds, nicht enthalten.

Offenbar ist vor allem die radiale Länge entscheidend für eine gute Auflösung, einzelne fehlende Treffer tragen kaum zu einer Verschlechterung der Auflösung bei. Bei der Bestimmung der Transversalimpulsauflösung $\sigma_{p_{\perp}}/p_{\perp}^2$ ist der Einfluß der Spurlänge klar zu erkennen: Die Abbildungen 3.4a+b zeigen für simulierte Spuren die Verteilung der Größe $(p_{\perp,rec} - p_{\perp,gen})/p_{\perp,gen}^2$. Die Verteilung in Figur (a) enthält nur sehr lange Spuren ($L > 57$ cm); die Breite beträgt hier $1.1\%/ \text{GeV}$. In Figur (b) sind sehr kurze Spuren dargestellt ($L < 15$ cm); die Anpassung einer Gauß-Kurve ergibt eine Breite von $8.3\%/ \text{GeV}$.

Die eindeutige Unterteilung der Spuren in *gut* rekonstruierte und *schlecht* rekonstruierte Spuren ist nicht ohne weiteres möglich, da die Qualität von mehreren Parametern abhängt und da die Übergänge fließend sind. Als brauchbare Alternative zu einer willkürlichen Unterteilung der Spuren in *gut* und *schlecht* hat sich die Anpassung einer Überlagerung zweier Gauß-Kurven an die inklusiven Verteilungen aller Spuren herausgestellt: Abbildung 3.4c zeigt die Transversalimpulsauflösung aller Spuren ohne Qualitätsschnitte. Die Verteilung hat keine Gauß-Form; die Überlagerung zweier Gauß-Kurven gibt die Verteilung jedoch gut wieder. Daraus ergibt sich, daß etwa 78% aller Spuren mit einer Auflösung von $\sigma_{p_{\perp}}/p_{\perp}^2 = 1.2\%/ \text{GeV}$ und 22% mit einer Auflösung von $6\%/ \text{GeV}$ rekonstruiert werden.

Beim Vergleich dieser Werte mit dem nominellen Wert ist zu beachten, daß der Fehler, der durch die Inhomogenitäten des Magnetfelds entsteht, nicht berücksichtigt wurde. Dieser Fehler liegt etwa bei 1%.

Rekonstruktion des Azimutwinkels

Die nominelle Auflösung der Azimutwinkelmessung beträgt $\sigma_{\varphi} = 0.1^{\circ}$.

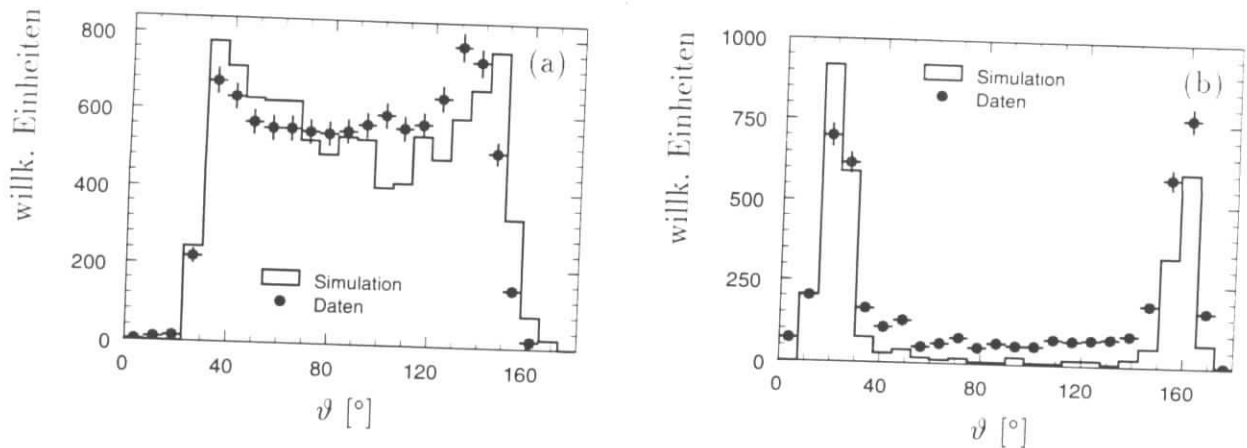


Abbildung 3.6: Polarwinkelverteilung von CJC-Spuren: (a) Spuren, die in der äußeren Jetkammer enden ($R_{end} > 53$ cm); (b) Spuren, die nur in der inneren Jetkammer rekonstruiert wurden ($R_{end} < 53$ cm).

Bei der Berechnung der invarianten Masse eines Spurpaares nach Formel (3.1) treten die Azimutwinkel der Spuren nur in der Form $(1 - \cos(\varphi_1 - \varphi_2))$ auf. Für den größten Teil der $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse gilt wegen des geringen Transversalimpulses des J/ψ -Mesons: $\Delta\varphi := \varphi_1 - \varphi_2 \lesssim 180^\circ$. Ein Fehler bei der Azimutwinkelmessung trägt folglich kaum zu einer Verschlechterung der Massenauflösung bei.

Die φ -Verteilung der rekonstruierten Spuren in der Simulation und in den Daten ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Links (a) sind alle Spuren enthalten, die in CJC 2 enden ($R_{end} > 53$ cm), rechts (b) alle Spuren, die nur in CJC 1 rekonstruiert werden konnten ($R_{end} < 53$ cm). Für Figur (b) wurden die Verteilungen von Simulation und Daten neu normiert, so daß die Verteilungen von Simulation und Daten auch hier gleich viele Einträge haben. In Abbildung 3.5b sind die „toten“ Sektoren der Driftkammer bei etwa 20° und -70° klar zu erkennen, sie werden auch von der Simulation gut reproduziert. Einige andere „Löcher“ (bei etwa 60° und 150°) werden nicht gut wiedergegeben. Damit ist in der Simulation eine etwas höhere Spurfundungseffizienz zu erwarten als in den Daten tatsächlich gegeben ist.

Rekonstruktion des Polarwinkels

Wegen der, im Vergleich zur $r\varphi$ -Auflösung, wesentlich schlechteren Auflösung in z -Richtung, kann der Polarwinkel einer Spur mit den zentralen Driftkammern nur mit geringerer Genauigkeit als der Azimutwinkel gemessen werden. Die nominelle Auflösung beträgt $\sigma_\vartheta = 1.2^\circ$. Für die Bestimmung der Teilchenimpulse, die nach Formel (3.1) in die Berechnung der Masse eingehen, ist wegen $p = p_\perp / \sin \vartheta$ die Größe $\Theta := 1 / \sin \vartheta$ entscheidend. Die Auflösung in Θ ist aus Abbildung 3.8a abzulesen. Auch hier muß zwischen langen und kurzen Spuren unterschieden werden; die Auflösung beträgt 1.2% bzw. 4.9%. Sie ist überraschend gut — von derselben Größenordnung wie die Ungenauigkeit des Transversalimpulses.

Die Polarwinkelverteilung der Spuren ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Links (a) sind alle Spuren dargestellt, die in CJC 2 enden ($R_{end} > 53$ cm), rechts (b) alle Spuren, die nur in CJC 1 rekonstruiert werden konnten ($R_{end} < 53$ cm). Aus geometrischen Gründen können Teilchen im extremen Vorwärts- oder Rückwärtsbereich ($\vartheta < 30^\circ$ oder $\vartheta > 150^\circ$) die CJC 2 nicht erreichen (s. auch Abb. 1.5). Im Prinzip sind Spuren bis zu $\vartheta > 15^\circ$ und $\vartheta < 165^\circ$ meßbar (s. Abb. 3.6b). Dieser Bereich wird als Akzeptanzbereich für die Rekonstruktion der Zerfallsmyonen des J/ψ

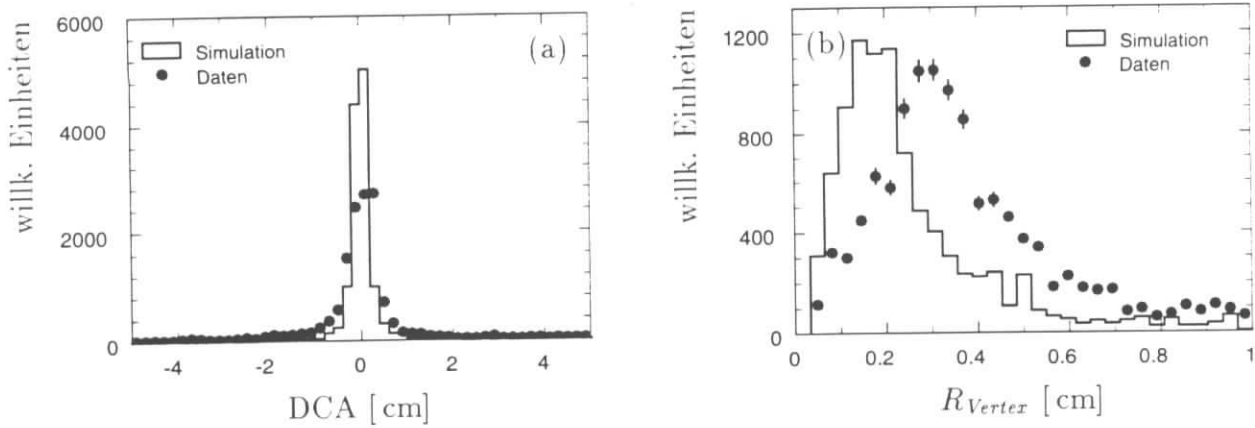


Abbildung 3.7: Figur (a): Abstand der rekonstruierten Spuren vom nominellen Vertex in der $r\varphi$ -Ebene (DCA). Figur (b): Abstand des rekonstruierten Ereignisvertex (aus mehreren Spuren) vom nominellen Vertex in der $r\varphi$ -Ebene.

gewählt.

Der Datensatz der simulierten Ereignisse enthält weniger Spuren im extremen Rückwärtsbereich als die Daten. Dies kann mit der Auswahl der Daten erklärt werden: Durch die Forderung nach einem eindeutig identifizierten, gestreuten Elektron enthält jedes dieser Ereignisse (wenigstens) eine Spur im Rückwärtsbereich. Damit wird auch ein Teil des Überschusses an *kurzen* Spuren in den Daten erklärt. Andererseits ist in Abbildung 3.6b zu erkennen, daß in den Daten auch im Zentralbereich ($40^\circ < \vartheta < 140^\circ$) ein gewisser Teil *kurzer* Spuren vorliegt, bei denen die Verbindung von CJC 1 und CJC 2 nicht möglich war.

Vertex in der $r\varphi$ -Ebene

Ein weiterer Parameter zur Beschreibung der Spurqualität ist die Größe DCA (*Distance of Closest Approach*), die in der $r\varphi$ -Ebene den Abstand einer rekonstruierten CJKR-Spur vom nominellen Wechselwirkungspunkt, dem Ursprung des H1-Koordinatensystems, angibt. Abbildung 3.7a zeigt die Verteilung des Parameters DCA für die simulierten und die gemessenen Daten.

Die Verteilung von DCA ist in den Daten etwas breiter als in der Simulation. Der Grund dafür ist in Abbildung 3.7b zu erkennen: Hier ist der (aus allen Spuren eines Ereignisses) rekonstruierte Abstand des tatsächlichen $r\varphi$ -Vertex vom Ursprung des Koordinatensystems dargestellt. Während der Datennahmeperiode 1993 lag der Kreuzungspunkt von Elektron- und Protonstrahl um wenige Millimeter neben dem Ursprung des H1-Koordinatensystems. Zusätzlich waren die Strahlen geneigt, so daß die Position des $r\varphi$ -Vertex eine Funktion von z ist. Die Lage der Strahlen in HERA war für einzelne Elektron- und Protonfüllungen konstant, konnte sich aber für verschiedene Füllungen verschieben. Für die ausgewählten simulierten und gemessenen Ereignisse ergibt sich daraus die Differenz von etwa 1 mm, die aus Abbildung 3.7b abgelesen werden kann.

Diese Differenz erklärt den Unterschied in der DCA-Verteilung, da für die DCA-Berechnung der Abstand zum nominellen Vertex betrachtet wird. Im Prinzip wäre es natürlich möglich, den Abstand DCA nicht vom Ursprung des Koordinatensystems aus, sondern vom *Runvertex* (s. Abschnitt 3.3) aus zu messen. Der *Runvertex* wurde während der Datennahmeperiode 1993 jedoch „off-line“ bestimmt, und stand für die Vorselektion nicht zur Verfügung. Alle

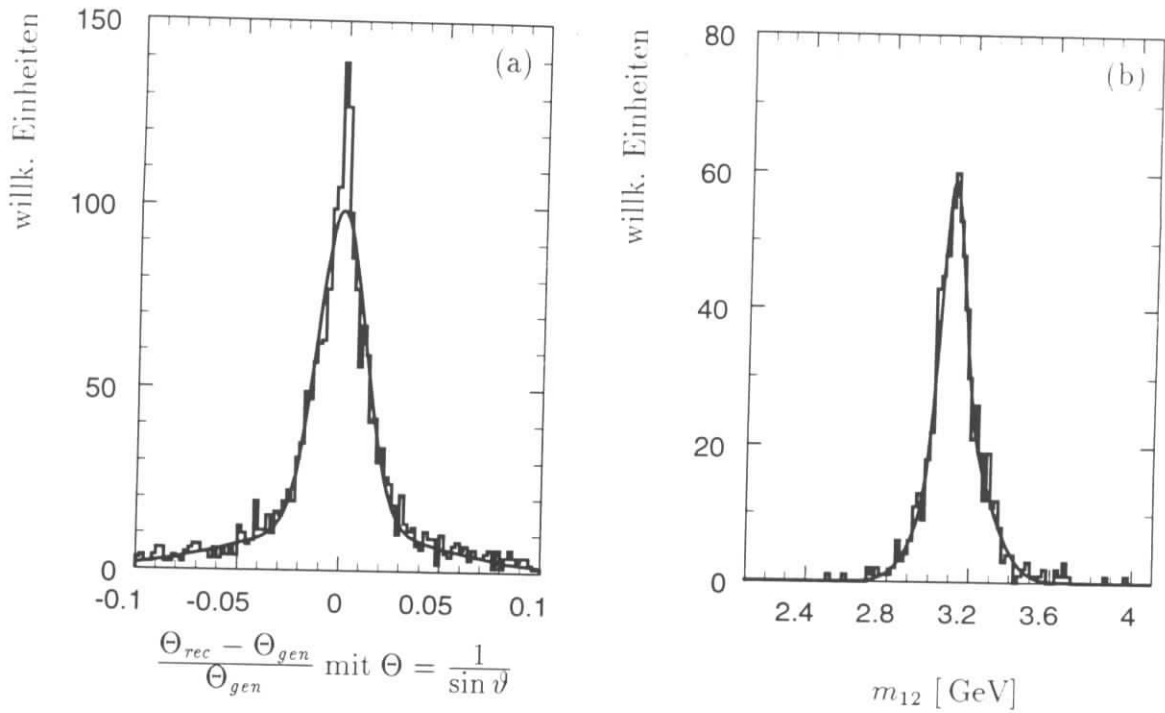


Abbildung 3.8: Auflösung in $\Theta = 1/\sin \vartheta$ bei Verwendung von CJKR-Spuren (a) durch Vergleich von rekonstruiertem und generiertem Wert. Figur (b) zeigt die rekonstruierte Masse von simulierten Myonpaaren aus $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen.

Qualitätsschnitte an rekonstruierten Spuren bezogen sich auf den hier dargestellten DCA-Wert.

Rekonstruktion der invarianten Masse

Mittels Fehlerfortpflanzung kann aus den einzelnen Auflösungen für Transversalimpuls und Polarwinkel die erwartete Massenauflösung für die Rekonstruktion von J/ψ -Mesonen abgeschätzt werden. Für Paare von langen Spuren errechnet sich eine Auflösung von etwa 2.4% oder 75 MeV; für die Kombination einer langen mit einer kurzen Spur ergibt sich ein Wert von etwa 7% oder 200 MeV.

Die rekonstruierte J/ψ -Masse aus den simulierten Ereignissen, die mit Hilfe der CJKR-Spuren berechnet wurde, ist in Abbildung 3.8b dargestellt. Die Anpassung einer Überlagerung zweier Gauß-Kurven ergibt einen Anteil von 60%, der mit einer Auflösung von 150 MeV rekonstruiert wurde und einen Anteil von 40%, der mit einer Auflösung von 60 MeV rekonstruiert wurde. Dies entspricht in etwa den Erwartungen.

3.2.2 Auswahl „guter“ Spuren

An die Spuren, die für die weitere Analyse zur Selektion und Rekonstruktion von $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen verwendet werden, werden nur minimale Qualitätsanforderungen gestellt, um Untergrund von Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignissen sowie von kosmischen Myonen zu unterdrücken, ohne die Effizienz für die $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse einzuschränken. Spuren, die diesen Schnitten genügen, werden im folgenden *gute* Spuren genannt.

Tabelle 3.1 faßt die Schnitte zusammen. Anhand der Abbildungen der letzten Abschnitte kann nachgeprüft werden, daß diese Schnitte von Spuren erfüllt werden, die — in der Simulation oder in den Daten — tatsächlich von $e\bar{p}$ -Wechselwirkungen kommen.

Spurparameter	Bedingung für gute Spuren
radiale Länge	$L > 15 \text{ cm}$
Abstand zum nom. Vertex in $r\varphi$	$ DCA < 2 \text{ cm}$
Abstand zum nom. Vertex in z	$ z_0 < 50 \text{ cm}$
Anzahl Treffer	$N_{Hit} \geq 10$
Transversalimpuls	$p_{\perp} > 200 \text{ MeV}$
Polarwinkel	$15^{\circ} < \vartheta < 165^{\circ}$

Tabelle 3.1: Spurparameter der Spuren im Zentralbereich und Bedingungen für gute Spuren

Insbesondere wird ein sehr weiter Polarwinkelbereich ($15^{\circ} \dots 165^{\circ}$) zugelassen. Die „toten“ Sektoren der CJC 1 werden nicht ausgeschlossen.

Die Effizienz der Spurrekonstruktion unter dem Einfluß dieser Schnitte wird im Abschnitt 3.5 untersucht.

3.3 Verbesserung der Impuls- und Massenauflösung

In zwei weiteren Rekonstruktionsschritten wird die Impulsauflösung, insbesondere die Polarwinkelauflösung und damit auch die Massenauflösung verbessert:

CTKR — Verbesserte z -Auflösung durch z -Kammern: Die einzelnen Treffer in den z -Kammern CIZ und COZ (s. Abschnitt 1.3.1) werden ebenfalls zu Spurstücken verbunden. Diese Spurstücke werden — wenn möglich — mit passenden CJKR-Spuren der zentralen Driftkammern verbunden. Durch diese Verbindung erhöht sich die Genauigkeit des Polarwinkels einer Spur. Die neue Spur, mit neu berechneten Werten für ϑ und z_0 , wird in der Bank CTKR abgelegt.

Falls eine Kombination mit z -Kammer-Spurstücken nicht möglich war, wird die CJKR-Spur unverändert in die CTKR-Bank übernommen.

KVKR — Anpassung an gemeinsamen Vertex: In einem dritten Schritt wird die Tatsache ausgenutzt, daß alle Teilchen der primären Wechselwirkung von einem gemeinsamen Vertex stammen: Aus allen rekonstruierten Spuren, die im Rahmen gewisser Fehler von einem Punkt kommen, wird der Vertex bestimmt. Anschließend werden alle Spuren mit diesem Vertex als weiterem Spurpunkt neu festgelegt (Bank KVKR).

Tatsächlich wird dabei nur die z -Koordinate des Vertex aus den rekonstruierten Spuren bestimmt. Die Strahlprofile sind in der Wechselwirkungszone kleiner als die Meßgenauigkeit des Ereignisvertex in x und y -Richtung; insbesondere bei Ereignissen mit geringer Multiplizität. Da sich die Lage der Strahlen im Verlauf eines Runs nicht ändert, wird für die x und y -Koordinate des Vertex ein sehr exakter Mittelwert, der sogenannte *Runvertex* benutzt. Eine Beschreibung des Verfahrens zur Bestimmung des *Runvertex* findet sich in [48].

Diese „Vertex-angepaßten“ Spuren sind nochmals wesentlich genauer und erlauben z.B. eine bessere Massenbestimmung. Die Auflösung des Polarwinkel-Parameters $\Theta = 1/\sin \vartheta$ und der rekonstruierten Masse von simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen bei Verwendung der „Vertex-angepaßten“ Spuren ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Die Auflösung von Θ beträgt jetzt etwa

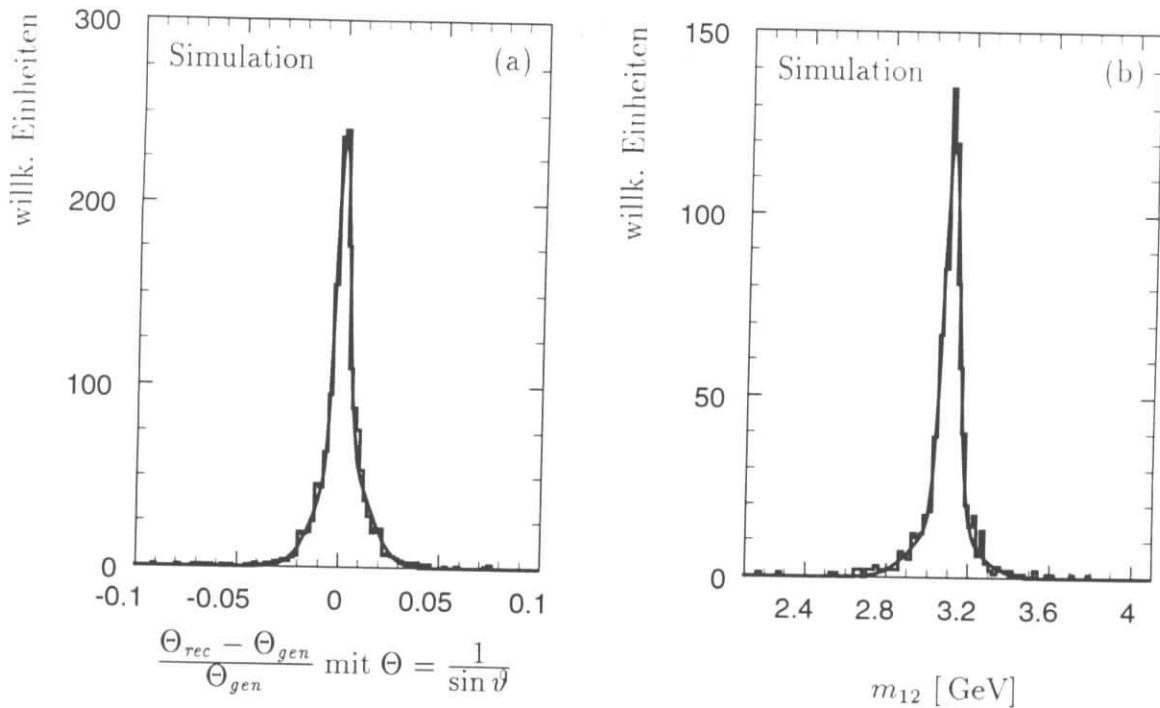


Abbildung 3.9: Auflösung der Rekonstruktion von $\Theta = 1/\sin\vartheta$ bei Verwendung von KVKR-Spuren (a), die an einen gemeinsamen Vertex angepaßt wurden. Figur (b) zeigt die rekonstruierte Masse von simulierten Myonpaaren aus $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen, ebenfalls aus Vertex-angepaßten Spuren.

0.3% (1.1%) für lange (kurze) Spuren. Sie hat sich gegenüber den CJKR-Spuren um einen Faktor vier verbessert.

Zusätzlich werden Inhomogenitäten des Magnetfelds der supraleitenden Spule berücksichtigt. Im Bereich der CJC beträgt die Abweichung des Magnetfelds maximal 5% [48]. Die Korrektur, die durch eine Mittelung des Magnetfelds längs der rekonstruierten Spur berechnet wird, liegt im Bereich $\pm 1\%$.

Für die verbesserte Massenauflösung ergibt sich (wieder durch die Anpassung von zwei überlagerten Gauß-Kurven), daß nun zwei Drittel der J/ψ -Mesonen mit einer Auflösung von 40 MeV und ein Drittel mit einer Auflösung von 140 MeV rekonstruiert werden (ohne Vertex-Anpassung: 40% mit 60 MeV und 60% mit 150 MeV).

Durch die erwähnten Probleme der Driftkammer muß in den Daten mit einer etwas geringeren Massenauflösung gerechnet werden. Untersuchungen der Massenauflösung mit K_0 -Mesonen oder der Impulsauflösung mit kosmischen Myonen weisen auf eine etwa 40% bzw. 60% schlechtere Auflösung in den Daten hin [48, 49]. Diese Ergebnisse sind nur bedingt auf $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse zu übertragen: Die Zerfallspionen der K_0 -Mesonen werden wegen der geringen Masse des K_0 mit geringem Transversalimpuls oder kleinem Öffnungswinkel erzeugt; die kosmischen Myonen können nicht an den *Runvertex* angepaßt werden. Eine Untersuchung der Auflösung der Spurrekonstruktion mit kosmischen Myonen findet sich in Abschnitt 3.5.

3.4 Massenauflösung im $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Signal

Das Signal der $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse steht erst nach der vollständigen Selektion und Rekonstruktion der Ereignisse, die in den folgenden Kapiteln 4 und 5 erläutert wird, zur Verfügung.

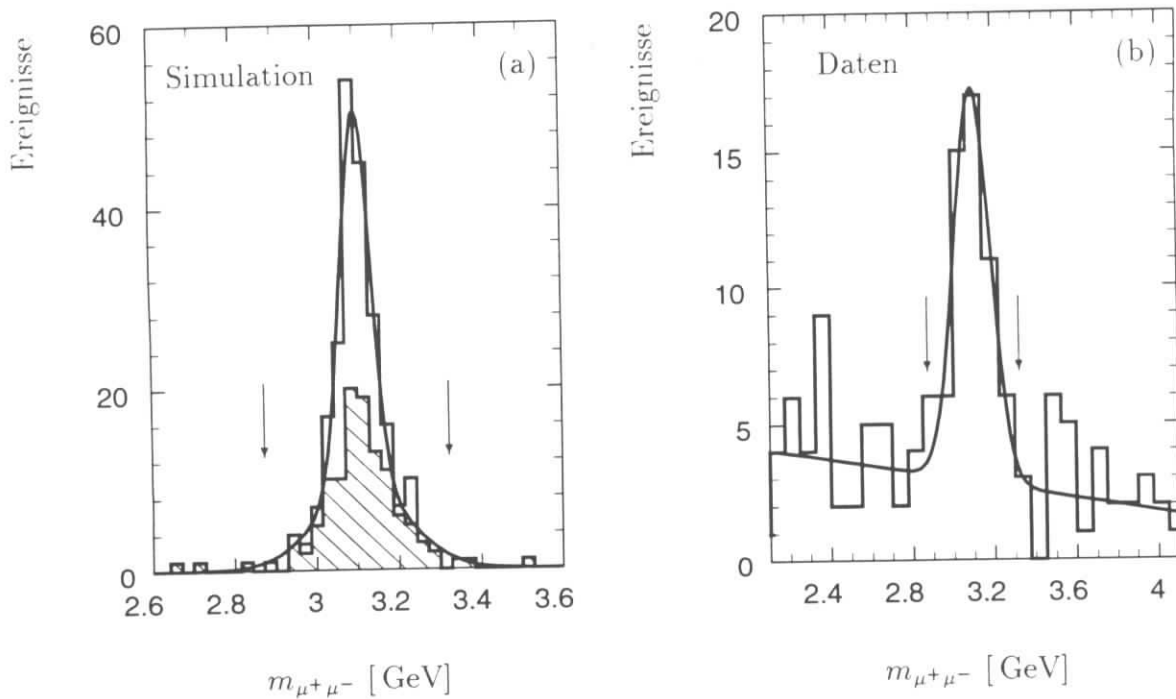


Abbildung 3.10: Auflösung der Massenrekonstruktion. Figur (a): Simulierte $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse (offenes Histogramm), nur Paare kurzer Spuren (schraffiert). Die Kurve zeigt die Anpassung an die Summe zweier Gauß-Kurven. Figur (b): J/ψ -Signal der Datennahmeperiode 1993 (b) (Endauswahl, s. Kapitel 5). Die Kurve zeigt die Anpassung an eine Gauß-Kurve mit linearem Untergrund.

Die Ergebnisse, die sich aus dem $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Signal für die Massenauflösung ergeben, werden hier vorweggenommen.

Die Massenauflösung in den simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen ändert sich durch die Trigger- und Selektionsstufen nur wenig: Abbildung 3.10a zeigt die rekonstruierte Masse der simulierten Myonpaare. Ein einfacher Gauß-Fit ergibt eine Auflösung der Massenrekonstruktion von 56 ± 3 MeV bei $m_0 = 3.102 \pm 0.004$ GeV. Diese einfache Gauß-Kurve (nicht dargestellt) gibt die Verteilung der rekonstruierten Masse auch hier nur ungenau wieder: Die Ausläufer der Verteilung sind breiter und die Spitze ist schärfer als bei einer einfachen Gauß-Verteilung.

Das schraffierte Histogramm in Abbildung 3.10a enthält Paare von kurzen Spuren. Die Breite dieser Verteilung liegt bei etwa 100 MeV. Eine Überlagerung zweier Gauß-Verteilungen unterschiedlicher Breite kann die Massenverteilung gut annähern. Nach diesem Fit wurden 60% der Ereignisse mit einer Auflösung von $\sigma = 37 \pm 6$ MeV und 40% der Ereignisse mit einer Auflösung von $\sigma = 112 \pm 22$ MeV rekonstruiert. Das heißt, daß sich die Auflösung durch die Trigger- und Selektionsstufen, die in den nächsten Kapiteln noch erläutert werden, geringfügig verbessert hat.

Abbildung 3.10b stellt das J/ψ -Signal der Datennahmeperiode 1993 dar (s. Abschnitt 5.6). Die Anpassung einer Gauß-Kurve mit linearem Untergrund an die Massenverteilung der identifizierten Myonpaare unterschiedlicher Ladung im Bereich $2.1 \text{ GeV} < m_{\mu^+\mu^-} < 4.1 \text{ GeV}$ ergibt einen Peak bei 3.10 ± 0.02 GeV mit einer Breite von $\sigma = 88 \pm 18$ MeV. Die Position des Maximums stimmt exakt, die Massenrekonstruktion enthält also keinen großen systematischen Fehler. Die Auflösung ist schlechter als von der Simulation vorhergesagt. Der um etwa 50% größere Wert stimmt mit den oben angegebenen Erwartungen überein.

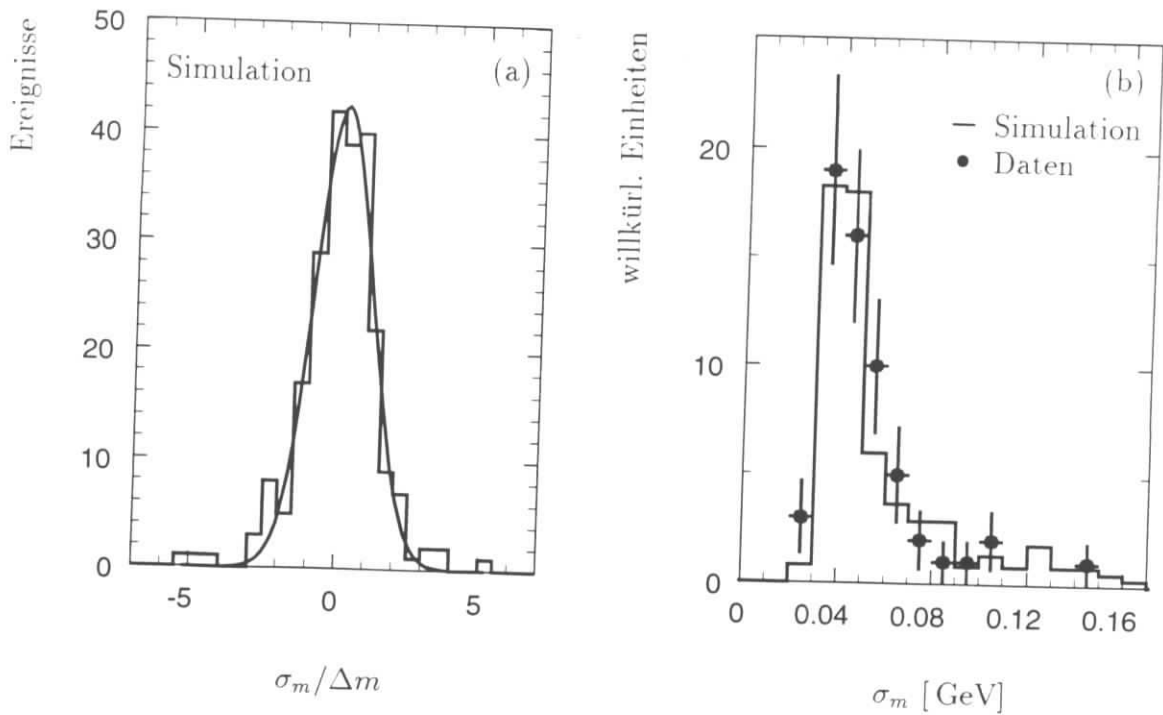


Abbildung 3.11: Quotient aus dem Fehler der Rekonstruktion und der Abweichung vom nominellen Wert für simulierte J/ψ -Ereignisse (a). Die Kurve stellt die Anpassung an eine Gauß-Kurve dar. Fehler der Massenrekonstruktion (b): simulierte J/ψ -Ereignisse (Histogramm) und Myonpaare der Datennahme 1993 aus dem Bereich der J/ψ -Masse (Punkte mit Fehlerbalken).

Es muß jedoch auf den großen statistischen Fehler der rekonstruierten Auflösung hingewiesen werden: Durch anderes Binning oder andere Untergrundapproximation kann der Wert von σ im Bereich dieses Fehlers schwanken. Der angegebene Wert von 88 MeV aus dem Fit in Abbildung 3.10b stellt etwa den Mittelwert der verschiedenen, möglichen Anpassungen dar. Der integrierte Inhalt der angepaßten Gauß-Kurve schwankt bei den unterschiedlichen Anpassungen nur wenig (und ergibt für die dargestellte Kurve einen Wert von 42 ± 8 Ereignissen). Auf Grund der geringen Statistik kann das gemessene J/ψ -Signal nicht in Paare langer bzw. kurzer Spuren unterteilt werden; der statistische Fehler der Gauß-Anpassung überwiegt bei diesen Unterteilungen die Veränderung der Massenauflösung.

3.4.1 Der Fehler der Massenrekonstruktion

Die Rekonstruktionsprogramme liefern neben den Spurparametern auch Informationen über die Genauigkeit, mit der die Parameter rekonstruiert werden konnten. Mit diesen Fehlerkorrelationsmatrizen kann der erwartete Fehler σ_m der Massenbestimmung durch Fehlerfortpflanzung berechnet werden (Abbildung 3.11b).

Der Quotient aus der tatsächlichen Abweichung Δm vom nominellen Massenwert und dem berechneten Fehler σ_m der Messung sollte eine Normalverteilung um Null mit der Breite 1 ergeben. Eine zu große oder zu geringe Breite deutete einen unter- bzw. überschätzten Fehler an. Eine Verschiebung würde auf zusätzliche systematische Fehler hinweisen. Abbildung 3.11a zeigt diesen Quotienten $\Delta m/\sigma_m$ für die *simulierten* $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse. Die Rekonstruktion der Spuren und der Masse ist in sich konsistent: Die Breite der Verteilung beträgt $\sigma = 1.00 \pm$

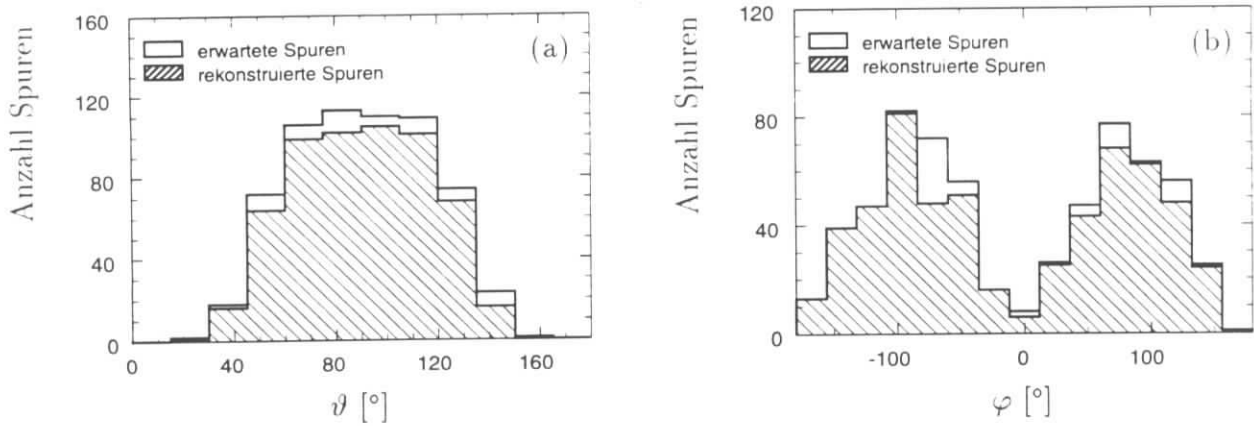


Abbildung 3.12: Winkelverteilung kosmischer Myonen in H1. Als offenes Histogramm ist der Winkel **gegenüber** einer rekonstruierten Spur ($\vartheta \rightarrow 180^\circ - \vartheta$, $\varphi \rightarrow \varphi + 180^\circ$) dargestellt; schraffiert die Winkelverteilung der tatsächlich **gegenüber** gefundenen Spuren.

0.06, das Zentrum der Verteilung liegt bei 0.12 ± 0.07 . Bei einer Massenauflösung von $\sigma_m \approx 50$ MeV entspricht das einer systematischen Verschiebung von 6 MeV, was dem statistischen Fehler des rekonstruierten Massenwerts selbst entspricht.

Entsprechende Untersuchungen mit den Daten sind bei der geringen Statistik schwierig, da der Untergrund zuverlässig subtrahiert werden muß. Der ermittelte Wert der Breite der Verteilung von $\Delta m/\sigma_m$ in den Daten liegt bei etwa 2 (ohne Abbildung), schwankt aber stark bei unterschiedlichen Ansätzen, den Untergrund zu eliminieren. Ein Wert von 2 ist verträglich mit der geringeren Auflösung der Massenrekonstruktion in den Daten, während gleichzeitig der berechnete Fehler der Massenrekonstruktion σ_m in den Daten nur geringfügig größer ist als in der Simulation (s. Abbildung 3.11b).

Daraus muß die Schlußfolgerung gezogen werden, daß in den Daten der Datennahmeperiode 1993 der aus den Spurparametern berechnete Fehler der Massenrekonstruktion, und damit auch der Fehler der Einzelspurrekonstruktion selbst, im Mittel um etwa 50% unterschätzt wird.

3.5 Überprüfung der Simulation mit kosmischen Myonen

Um die tatsächliche Spurrekonstruktionseffizienz und -auflösung bei der Rekonstruktion von H1-Daten bestimmen zu können, ist ein Datensatz nötig, für den von vornherein bekannt ist, wieviele Spuren ein Ereignis enthält, und welchen Impuls und Winkel diese Spuren haben. Dieses ist bei kosmischen Myonen, die durch die nominelle Wechselwirkungszone des Detektors fliegen, gegeben: Wenn die Myonspur auf der einen Seite des Detektors gefunden wurde (z.B. oben), muß auch auf der anderen Seite eine Spur mit dem gleichen Impuls und scheinbar umgekehrtem Ladungsvorzeichen vorhanden sein. Nach dieser zweiten Spur wird gesucht.

3.5.1 Kosmische Myonen in H1

Während der Datennahmeperiode 1993 wurden einige spezielle *Cosmic-Runs* durchgeführt. Während dieser Runs waren keine Elektron- oder Proton-Strahlen in HERA gespeichert. Alle Spuren, die bei solchen *Cosmic-Runs* im Detektor rekonstruiert werden, stammen von kosmischen Myonen.

Da Myonen der kosmischen Höhenstrahlung vor allem senkrecht von oben kommen, ist nur im Zentralbereich bei etwa $40^\circ \leq \vartheta \leq 140^\circ$ und bei Azimutwinkeln um 90° und -90° genügend Statistik für eine Auswertung vorhanden. Die Winkelverteilung der kosmischen Myonen ist in Abbildung 3.12 dargestellt.³

Die Transversalimpulsverteilung der kosmischen Myonen hat ihr Maximum im Bereich um 1–2 GeV mit Ausläufern zu sehr hohen Werten ($p_\perp \gg 10$ GeV). Es ist keine Abhängigkeit der Effizienz vom Transversalimpuls (für $p_\perp \gtrsim 0.8$ GeV) zu erwarten und auch nicht in den Daten zu erkennen (ohne Abbildung).

Mit kosmischen Myonen kann die Funktionalität der Vertex-Anpassung der KVKR-Spuren nicht überprüft werden. Diese Vertex-Anpassung hat jedoch keinen Einfluß auf die Effizienz der Spurfindung, lediglich auf die Qualität der Spurparameter.

3.5.2 Effizienz der Spurrekonstruktion

Abbildung 3.13 zeigt die Effizienz der Spurrekonstruktion, ermittelt mit Hilfe der kosmischen Myonen. Die Effizienz ist — wie erwartet — insgesamt etwas geringer als es die Simulation vorhersagt (Abb. 3.13a). In der Azimutwinkelverteilung ist der Einfluß des toten Bereichs der CJC1 bei $\varphi \approx -60^\circ$ deutlich zu erkennen. Im Bereich des anderen toten Bereichs bei $\varphi \approx 20^\circ$ ist die Statistik zu gering, um signifikante Ergebnisse zu liefern (vergl. Abb. 3.12b).

Da die kosmischen Myonen in φ nicht gleichverteilt auftreten, muß der Datensatz wegen der „toten“ Sektoren der Driftkammer aufgeteilt werden, um die Effizienz quantitativ ermitteln und auf $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse übertragen zu können. Die Winkelbereiche $0^\circ \leq \varphi \leq 48^\circ$ und $-84^\circ \leq \varphi \leq -36^\circ$ wurden als Bereiche geringer Effizienz markiert (insgesamt 4/15 von 360°), der Rest gilt als Bereich hoher Effizienz (vergleiche Abbildung 3.5).

Die Ergebnisse und der Vergleich mit den simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen ist in Tabelle 3.2 zusammengestellt. Die Effizienzen der beiden Bereiche wurden entsprechend der Größe der Bereiche gemittelt. Aus dem Vergleich der Resultate von 92% für die Daten und 98.8% für die Simulation errechnet sich eine systematische, relative Abweichung von 7%. Zusammen mit dem statistischen Fehler der Untersuchung ergibt sich somit ein systematischer Fehler der Simulation der Effizienz der Spurrekonstruktion von 8%.

Die Umwichtung der φ -Abhängigkeit der Effizienz kann außer mit der sehr groben Einteilung in Bereiche geringer und hoher Effizienz auch durch die φ -Verteilung der Spuren aus Abbildung 3.5 erfolgen. Die Spuren der Ereignisse mit gestreutem Elektron im Rückwärtskalorimeter, die dort verwendet wurden, sollten in φ gleichverteilt sein. Zur Normierung der Verteilung werden Winkelbereiche ausgewählt, in denen die Effizienz hoch ist und in denen die Verteilungen von Daten und Simulation gut übereinstimmen (z.B. $-135^\circ \leq \varphi \leq -90^\circ$).

Ein Vergleich der relativen Effizienz von Simulation und Daten führt hier — je nach Winkelbereich auf den normiert wird — zu Unterschieden von 1–5%. Nicht berücksichtigt ist dabei die absolute Effizienz der Rekonstruktion in dem ausgewählten Winkelbereich. (Für den Bereich

³Eventuelle Doppelzählungen durch nicht verbundene Spuren wurden ausgeschlossen.

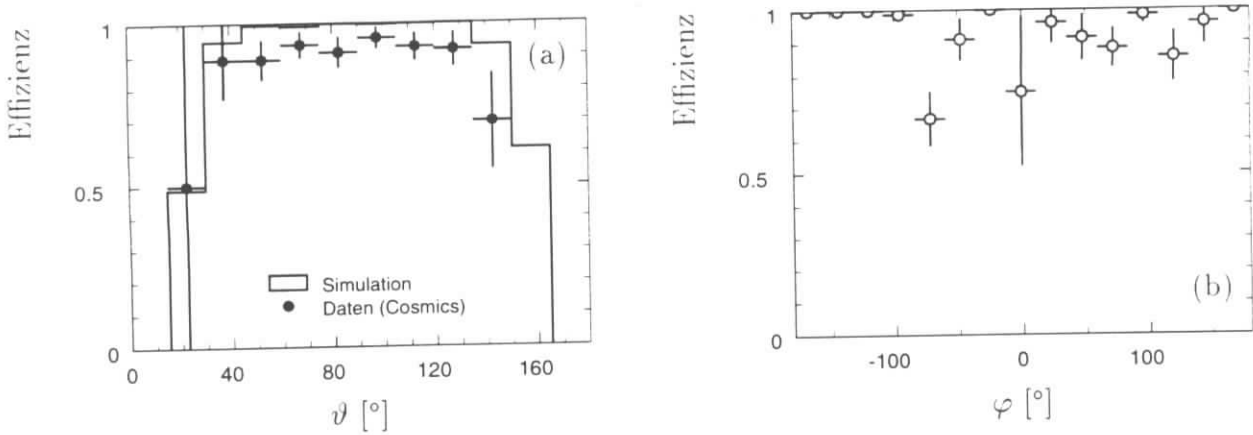


Abbildung 3.13: Effizienz der Spurrekonstruktion, bestimmt mit kosmischen Myonen. In Figur (a) ist zusätzlich die Effizienz der Spurrekonstruktion in der Simulation angegeben.

$-135^\circ \leq \varphi \leq -90^\circ$ beträgt die absolute Effizienz sowohl bei der Simulation wie auch bei den kosmischen Myonen $> 99\%$.)

Für die weiteren Untersuchungen wird die Spurrekonstruktionseffizienz der Monte-Carlo-Simulation verwendet. Dabei wird ein systematischer Fehler von 8% pro Spur berücksichtigt.

Effizienz der Spurrekonstruktion für gute Spuren	Bereiche hoher Effizienz (11/15 von 360°)	Bereiche geringer Effizienz (4/15 von 360°)	gewichteter Mittelwert
Simulation	$99.6 \pm 0.1\%$	$96.7 \pm 0.5\%$	$98.8 \pm 0.2\%$
Daten (Cosmics)	$95 \pm 1\%$	$85 \pm 3\%$	$92 \pm 2\%$

Tabelle 3.2: Vergleich der Effizienz der Spurrekonstruktion für gute Spuren zwischen Simulation und Daten (kosmische Myonen).

3.5.3 Impuls- und Winkelauflösung

Durch den Vergleich von Transversalimpuls und Winkel der beiden rekonstruierten Spuren eines kosmischen Myons, kann die Auflösung des Transversalimpulses und des Polarwinkels bestimmt werden. Die folgenden Beziehungen wurden verwendet ($\Theta := 1/\sin \vartheta$):

$$\frac{\sigma_{p_\perp}}{p_\perp^2} \quad \text{entspricht der Breite der Verteilung von} \quad 2\sqrt{2} \frac{p_{\perp 1} - p_{\perp 2}}{(p_{\perp 1} + p_{\perp 2})^2}$$

$$\frac{\sigma_\Theta}{\Theta} \quad \text{entspricht der Breite der Verteilung von} \quad \sqrt{2} \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{\Theta_1 + \Theta_2} = \sqrt{2} \frac{\sin \vartheta_2 - \sin \vartheta_1}{\sin \vartheta_2 + \sin \vartheta_1}$$

Die Verteilung der beiden Größen ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Daraus ergibt sich, daß etwa 50% der Spuren mit einer Auflösung von $\sigma_{p_\perp}/p_\perp^2 = 1.4\%/ \text{GeV}$ und 50% mit einer Auflösung von $6.9\%/ \text{GeV}$ rekonstruiert werden. Für die Größe Θ ergibt sich eine Auflösung von etwa 1%.

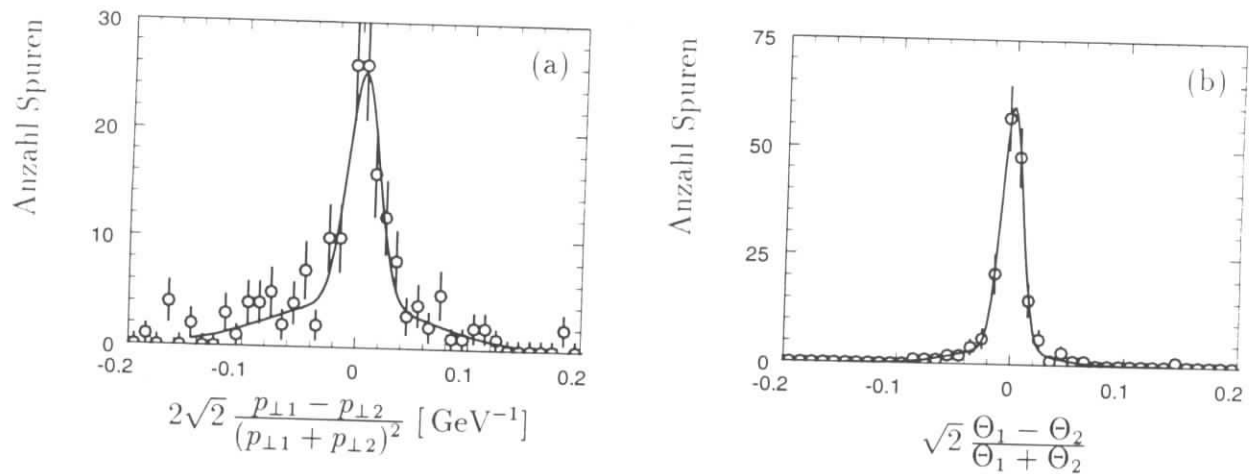


Abbildung 3.14: Impuls- (a) und Winkelaufösung (b) ermittelt durch Vergleich der beiden rekonstruierten Spuren von kosmischen Myonen. Die Kurven stellen die Anpassung der Summe zweier Gauß-Kurven (a) bzw. einer einzelnen Gauß-Kurve (b) dar.

Auflösung der Spurrekonstruktion		
Mittlere Auflösung	Simulation ($J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$) KVKR-Spuren	Daten (Cosmics) CTKR-Spuren
$\sigma_{p_{\perp}}/p_{\perp}^2$	2.3%/ GeV	4.2%/ GeV
σ_{Θ}/Θ mit $\Theta = 1/\sin \vartheta$	0.48%	1.0%

Tabelle 3.3: Vergleich der Auflösung der Spurrekonstruktion in den zentralen Spurkammern des H1-Detektors zwischen Simulation ($J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse) und Daten (kosmische Myonen).

Hierbei ist zu beachten, daß die z -Kammern zur Verbesserung der Auflösung des Polarwinkels verwendet wurden; es wurde aber keine Anpassung an einen gemeinsamen Vertex durchgeführt. Ein Vergleich der mittleren Auflösung für p_{\perp} und Θ zwischen Simulation und Daten ist in Tabelle 3.3 zusammengefaßt. Da für die simulierten Spuren die KVKR-Parametrisierung verwendet wurde, während für die Cosmics nur die CTKR-Parametrisierung zur Verfügung stand, ist für die Cosmics mit einer schlechteren Auflösung zu rechnen. Die kosmischen Myonen können wegen ihrer geometrischen Verteilung — sie sind z.B. in z_0 und DCA flach verteilt — nur bedingt mit Spuren von ep -Wechselwirkungen verglichen werden. Die um 100% schlechtere Auflösung der Daten im Verhältnis zur Simulation, die aus Tabelle 3.3 abgelesen werden kann, muß daher als Obergrenze für die tatsächliche Spuraufösung in ep -Ereignissen angesehen werden. Die Analyse der Breite des $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Signals ist mit dieser Annahme verträglich (s. Abschnitt 3.4).

3.6 Zusammenfassung der Rekonstruktion im Zentralbereich

Die Simulation gibt die Verteilungen der wichtigsten Spurparameter richtig wieder. Unterschiede zwischen Simulation und Daten können auf bekannte Probleme der Driftkammer während der Datennahmepériode 1993 zurückgeführt werden, die nicht in der Simulation berücksichtigt sind (ineffiziente Bereiche der Driftkammern und Auslesefehler). Andere Effekte (tote φ -Sektoren)

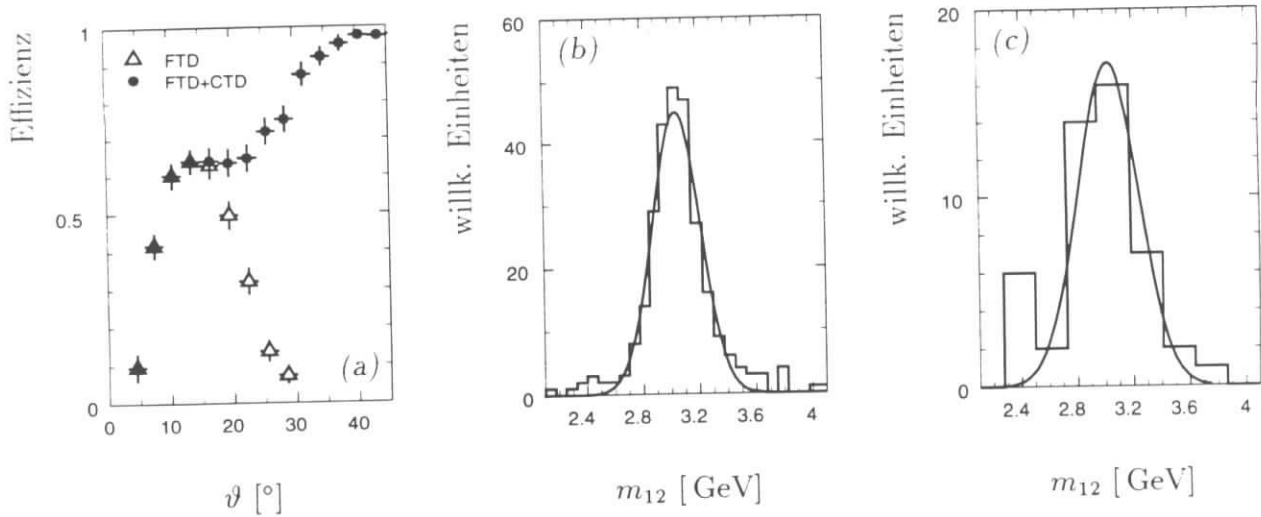


Abbildung 3.15: Figur (a): Spurrekonstruktionseffizienz (Simulation) im Vorwärtsbereich nur mit den Vorwärtsspurkammern (Dreiecke) und zusammen mit den zentralen Spurkammern (Kreise). Figur (b) und (c): Massenrekonstruktion (Simulation) bei Verwendung der Vorwärtsspurkammern; eine Vorwärts- und eine Zentralspur (b) oder zwei Vorwärtsspuren (c).

werden von der Simulation im wesentlichen richtig beschrieben.

Insgesamt wird die Spurfindungseffizienz zu hoch vorausgesagt. Der systematische Fehler, der durch die Analyse kosmischer Myonen bestimmt wurde, beträgt 8% (relativ) pro Spur.

Die Auflösung der Spurrekonstruktion und damit auch die Auflösung der Massenrekonstruktion ist in der Simulation ebenfalls zu gut. Die Untersuchung des $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Signals ergab — in Übereinstimmung mit anderen Analysen, z.B. des K_0 -Signals — eine um 50% geringere Auflösung in den Daten. Die mittlere Massenauflösung des J/ψ -Signals beträgt in der Simulation 56 ± 3 MeV und in den Daten 88 ± 18 MeV.

Es muß berücksichtigt werden, daß für die vorliegende Analyse nur sehr schwache Spurbedingungen gefordert wurden und daß der gesamte Akzeptanzbereich der zentralen Spurkammer zugelassen wurde, um eine möglichst hohe Effizienz für die $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse zu erreichen. Andere Untersuchungen (z.B. [48]) haben zum Teil wesentlich härtere Anforderungen an die Spuren gestellt und den Winkelbereich sowohl in ϑ als auch in φ stark eingeschränkt.

3.7 Spurrekonstruktion im Vorwärtsbereich

Die Spuren im Vorwärtsbereich, die mit den planaren und radialen Driftkammern (s. Abschnitt 1.3.1) rekonstruiert werden konnten (Bank FTKR und KTKR), wurden zunächst ebenso berücksichtigt wie die Spuren des Zentralbereichs. Im Laufe der Auswahl der Myonpaar-Ereignisse und der Analyse zeigte sich jedoch, daß die Hinzunahme der Vorwärtsspuren zu einem großen Anstieg des Untergrunds und nur einem geringen Anstieg des J/ψ -Signals führt (s. Abschnitt 5.5).

Durch harte Spurbedingungen und durch besondere Myon-Bedingungen im Vorwärtsbereich kann der Untergrund reduziert werden [50]. Dadurch sinkt aber auch die Effizienz, so daß diese Methode für die geringe Statistik der Datennahmeperiode 1993 keine Verbesserung des Signals brachte. Abbildung 3.15a zeigt, daß durch die Einbeziehung des Vorwärtsbereichs der

Akzeptanzbereich bis etwa 8° ausgeweitet werden kann. Die Effizienz pro Spur beträgt jedoch nur 60–70%, je nach Qualitätsanforderung (Simulation).

Zudem zeigen bereits Monte-Carlo-Studien, daß die Massenauflösung, die mit Spuren der Vorwärtsspurkammern zu erreichen ist, schlechter ist als bei den zentralen Spurkammern. Abbildung 3.15b zeigt die rekonstruierte Masse für Spurpaare, bei denen eine Spur in den zentralen und eine Spur in den Vorwärtsspurkammern gefunden wurde; Abbildung 3.15c stellt die Spurpaare dar, bei denen beide Spuren mit den Vorwärtsspurkammern rekonstruiert wurden. Die Massenauflösung beträgt 170 MeV bzw. 220 MeV mit weiten Ausläufern zu wesentlich höheren Werten.

Spurparameter	Bedingung für gute Spuren
Abstand zum nom. Vertex in $r\varphi$	$ DCA < 2 \text{ cm}$
Abstand zum nom. Vertex in z	$ z_0 < 50 \text{ cm}$
Anzahl Treffer	$N_{Hit} \geq 12$
Transversalimpuls	$p_{\perp} > 200 \text{ MeV}$

Tabelle 3.4: Spurparameter der Spuren im Vorwärtsbereich und Bedingungen für gute Spuren (FTKR und KTKR)

Die geringe Auflösung ergibt sich vor allem aus der geringen (Transversal)Impuls-Auflösung der Vorwärtsspurkammern. Diese kann zum Teil erklärt werden durch Vielfachstreuung an der Materie, die sich zwischen zentralen und Vorwärtsspurkammern (Elektronik und Kammerwände), sowie innerhalb des Vorwärtsspurkammersystems (Kammerwände und Übergangsstrahlungsmodule) befindet (s. Abbildung 1.5).

Da die Spuren der Vorwärtsspurkammern nicht für die Rekonstruktion von $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen verwendet wurden, wird hier auch nicht näher auf die Rekonstruktion und die Qualität dieser Spuren eingegangen.

Die Spuren des Vorwärtsspurkammersystems wurden jedoch verwendet, um zwischen *quasielastischen* und *inelastischen* Ereignissen zu unterscheiden.

Vollständigkeitshalber sind in Tabelle 3.4 die Kriterien angegeben, die für die vorläufige Auswahl von *guten* Vorwärtsspuren verwendet wurden.

Kapitel 4

Myon-Identifikation

Um das J/ψ -Signal aus $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen von Untergrund zu trennen, ist die Identifikation der Zerfallsmyonen nötig.

Die Wechselwirkung hochenergetischer Teilchen mit Materie hängt von der Teilchensorte ab: Myonen mit einem Impuls $> 100 \text{ MeV}$ unterliegen beim Durchgang durch Materie nur dem Energieverlust durch Ionisation (*minimalionisierende Teilchen*). Elektronen verlieren wegen ihrer wesentlich geringeren Masse zusätzlich Energie durch Bremsstrahlung. Hadronen können außerdem durch die Wechselwirkung mit Atomkernen hadronische Schauer auslösen.

Da die Masse von Pionen und Myonen fast gleich ist, können sie nicht durch Messung des Energieverlustes (Ionisationsverlustes) in den Driftkammern unterschieden werden. Pionen verlieren jedoch ihre gesamte Energie im Kalorimeter durch hadronische Wechselwirkung mit dem Absorbermaterial und bilden hadronische Schauer, während Myonen das Kalorimeter als minimalionisierende Teilchen fast ungehindert durchqueren.

Dies eröffnet zwei Möglichkeiten zur Trennung von Myonen und Pionen im H1-Detektor:

- Myonen mit Impulsen $\gtrsim 2 \text{ GeV}$ durchqueren das Kalorimeter und — je nach Impuls — einige Lagen des Eisenjochs. Dabei erzeugen sie in den Streamertube-Lagen des instrumentierten Eisens und der Myonboxen (s. Abb. 1.9) Signale, die zu einer Spur verbunden werden können.
- Myonen mit Impulsen $\gtrsim 1 \text{ GeV}$ durchqueren als minimalionisierende Teilchen des Kalorimeters und hinterlassen eine Signatur, die sich wegen der feinen Segmentierung des Flüssigargon-Kalorimeters (s. Abb. 1.7) i.a. von einem hadronischen Schauer unterscheidet: Da das Myon längs seines Weges nur wenig Energie verliert, erreicht es die äußeren Lagen des Kalorimeters und erzeugt eine lange Spur. Dabei wird nur in Kalorimeterzellen, die in einem engen Radius um die Myon-Trajektorie liegen, Energie deponiert.

Beispiele für Myonen, die im Kalorimeter bzw. im instrumentierten Eisen identifiziert wurden, finden sich in den Abbildungen 6.6 und 6.7.

Eine detaillierte Beschreibung der Myon-Erkennung mit dem zentralen Myondetektor findet sich in [55] und [99]. Das Verfahren zur Myon-Identifikation im Flüssigargon-Kalorimeter wurde in [53] entwickelt.

In den nächsten Abschnitten folgt erst eine schematische Beschreibung der Methoden zur Myon-Erkennung mit einem Vergleich von Monte-Carlo-Simulation und Daten. Anschließend wird die Effizienz der Myon-Erkennung für die $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse untersucht, und der systematische Fehler bestimmt, der sich hierfür bei der Verwendung der Simulation ergibt.

4.1 Methoden zur Myon-Erkennung

Dieser Abschnitt beschreibt das Prinzip der Myon-Erkennung im H1-Detektor und überprüft anhand von reellen Daten, ob die Monte-Carlo-Simulation die wichtigsten Parameter der Myon-Erkennung korrekt wiedergibt.

Folgende Datensätze wurden benutzt, um die Monte-Carlo-Simulation zu verifizieren:

- Die Spuren aus tiefinelastischen Ereignissen, die bereits zur Überprüfung der Spurrekonstruktion verwendet wurden, dienen als Beispiel für Pionspuren.¹ Dieser Datensatz wurde in der Einleitung zu Abschnitt 3.1 beschrieben. Die Impuls- und Winkelverteilung findet sich in den Abbildungen 3.2a und 3.6. Das Impulsspektrum der Spuren ist für einen Vergleich mit den Myonen aus $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen geeignet.
- Kosmische Myonen, die durch die nominelle Wechselwirkungszone des H1-Detektors fliegen, wurden als Beispiele für tatsächliche Myonen verwendet (vergl. Abschnitt 3.5). Dabei wurde jedoch nur die *untere* der beiden Myonspuren akzeptiert ($-180^\circ < \varphi < 0^\circ$). Da die kosmischen Myonen von außen (oben) den Detektor durchqueren, verlieren sie beim Eintritt in den Detektor im Eisenjoch und im Kalorimeter Energie. Der in den Spurkammern gemessene Impuls ist also für die *obere* Spurhälfte systematisch zu klein.
- Zur Überprüfung der Simulation werden auch die selektierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse herangezogen (s. Abschnitt 5.5). Alle Myonpaar-Kandidaten unterschiedlicher Ladung mit einer invarianten Masse $m_{\mu^+\mu^-} > 2\text{ GeV}$ wurden ausgewählt (vergl. Abb. 5.7).

4.1.1 Myon-Erkennung im Flüssigargon-Kalorimeter

Als minimalionisierende Teilchen durchqueren Myonen bereits mit einem Impuls von etwa 1 GeV alle Lagen des elektromagnetischen Kalorimeters und wenigstens einige Lagen des hadronischen Kalorimeters. Dagegen erzeugen Pionen in diesem Impulsbereich hadronische Schauer und bleiben bereits im elektromagnetischen Kalorimeter oder in den ersten Lagen des hadronischen Kalorimeters stecken.

Bei Myonen konzentriert sich die im Kalorimeter deponierte Energie in einem engen Zylinder um die Teilchenspur, während sich die Energie von hadronischen Schauern in lateraler Richtung ausbreitet.

Der Algorithmus zur Myon-Erkennung im Kalorimeter (eine detaillierte Beschreibung findet sich in [53]) geht von rekonstruierten Spuren der Spurkammern aus (s. Kapitel 3). Diese Spuren werden ins Flüssigargon-Kalorimeter extrapoliert. Die Energie aller Zellen in einem Abstand von höchstens $r_a = 15\text{ cm}$ und $r_b = 30\text{ cm}$ zur extrapolierten Spur-Helix wird in zwei Energiesummen E_a und E_b aufsummiert. Außerdem wird die Anzahl der hadronischen Kalorimeterlagen N_{Lay} bestimmt, in denen längs der Trajektorie Energie deponiert wurde:

- Um Myonen positiv zu identifizieren, wird das Ansprechen einer Mindestzahl von hadronischen Lagen N_{Lay} innerhalb des Radius r_a um die extrapolierte Spur-Helix verlangt.
- Niederenergetische Pionen ($p \lesssim 3\text{ GeV}$) durchqueren in der Regel nicht so viele hadronische Lagen, sondern deponieren den größten Teil ihrer Energie bereits in den Lagen des elektromagnetischen Kalorimeters. Solche Pionen werden durch eine Obergrenze in der elektromagnetischen Energie im Bereich der Spur-Helix weiter unterdrückt.

¹Es wurde keine explizite Teilchenerkennung angewendet, um Pionen zu selektieren. Ein kleiner Anteil von Myonen ist möglich, spielt hier aber keine Rolle.

4.1. METHODEN ZUR MYON-ERKENNUNG

- Hochenergetische Pionen (oder Jets) können zwar mehrere Lagen des hadronischen Kalorimeters ansprechen lassen, sie werden jedoch durch eine Obergrenze an der Gesamtenergie, die in einem weiten Bereich um die Trajektorie (r_b) aufsummiert wurde, erkannt und verworfen.

Da die Granularität des Flüssigargon-Kalorimeters mit dem Polarwinkel variiert (vergl. Abbildung 1.7), hängt die Anzahl der Lagen, die ein Myon erreichen kann ebenso wie die Energie, die ein Myon im Kalorimeter deponiert, vom Polarwinkel des Myons ab. Die Energie, die ein Pion im elektromagnetischen bzw. im hadronischen Kalorimeter deponiert, und die Anzahl Lagen, die ein Pion erreicht, hängt vom Impuls des Pions ab. Die Schnitte zur Trennung von Myonen und Hadronen müssen daher abhängig vom Impuls und vom Polarwinkel der Spuren gewählt werden, um eine uniforme Effizienz für Myonen und einen konstanten Anteil von fehlidentifizierten Hadronen zu erreichen. Als Beispiel sind in Tabelle 4.1 die Schnitte zur Identifikation von Myonen im Flüssigargon-Kalorimeter für Spuren bei $\vartheta \approx 90^\circ$ im Impulsbereich $1 \text{ GeV} < p < 2 \text{ GeV}$ zusammengestellt.

Myon-Erkennung im Kalorimeter im Bereich $1 \text{ GeV} < p < 2 \text{ GeV}, 60^\circ < \vartheta < 115^\circ$	
Anzahl hadr. Lagen	$N_{lay} \geq 3$
Hadronische Energie in $r_a = 15 \text{ cm}$	$E_a^{(HAC)} < 1.8 \text{ GeV}$
Elektromagn. Energie in $r_a = 15 \text{ cm}$	$E_a^{(EMC)} < 0.7 \text{ GeV}$
Gesamtenergie in $r_b = 30 \text{ cm}$	$E_b < 2.6 \text{ GeV}$

Tabelle 4.1: Schnitte zur Trennung von Hadronen und Myonen in einem Bereich des Flüssigargon-Kalorimeters des H1-Detektors.

Abbildung 4.1 stellt die Verteilungen der zur Myon-Erkennung gewählten Parameter aus Tabelle 4.1 dar. Die Datensätze der Myonen aus simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen und die Datensätze von gemessenen Myonen und Pionen (s. Einleitung zu Abschnitt 4.1) wurden durch die Beschränkung auf den Polarwinkelbereich $50^\circ < \vartheta < 130^\circ$ und den Impulsbereich $p > 1 \text{ GeV}$ einander angepaßt, da im Vorwärtsbereich $\vartheta < 50^\circ$ keine kosmischen Myonen zur Verfügung stehen (s. Abb. 3.12).

Anzahl der Lagen im hadronischen Kalorimeter: Abbildung 4.1a zeigt die Anzahl der hadronischen Lagen N_{Lay} im Bereich der extrapolierten Spur-Helix, in denen wenigstens eine Zelle einen Eintrag verzeichnete. Während die Verteilung für die simulierten und die echten Myonen ihr Maximum bei 3–4 Lagen hat, lassen über 60% aller Pionen keine einzige Lage des hadronischen Kalorimeters ansprechen.

Energie im elektromagnetischen Kalorimeter: Die Energie, die im Abstand von maximal $r_a = 15 \text{ cm}$ um die extrapolierte Spur aufsummiert wurde, ist in Abbildung 4.1b dargestellt. Die Pionen deponieren im Mittel mehr Energie im elektromagnetischen Kalorimeter als die simulierten und die echten Myonen.

Die Hauptaufgabe des Flüssigargon-Kalorimeters ist die Messung von hochenergetischen Jets ($E > 10 \text{ GeV}$) und die Rekonstruktion des gestreuten Elektrons. Bei Teilchen mit einer Energie um $p \gtrsim 1 \text{ GeV}$ oder bei minimalionisierenden Teilchen kann die Energie einer einzelnen Zelle unter die Schwellen zur Rauschunterdrückung fallen. Besonders im elektromagnetischen Kalorimeter kann dies dazu führen, daß Myonen effektiv *keine* Energie deponieren.

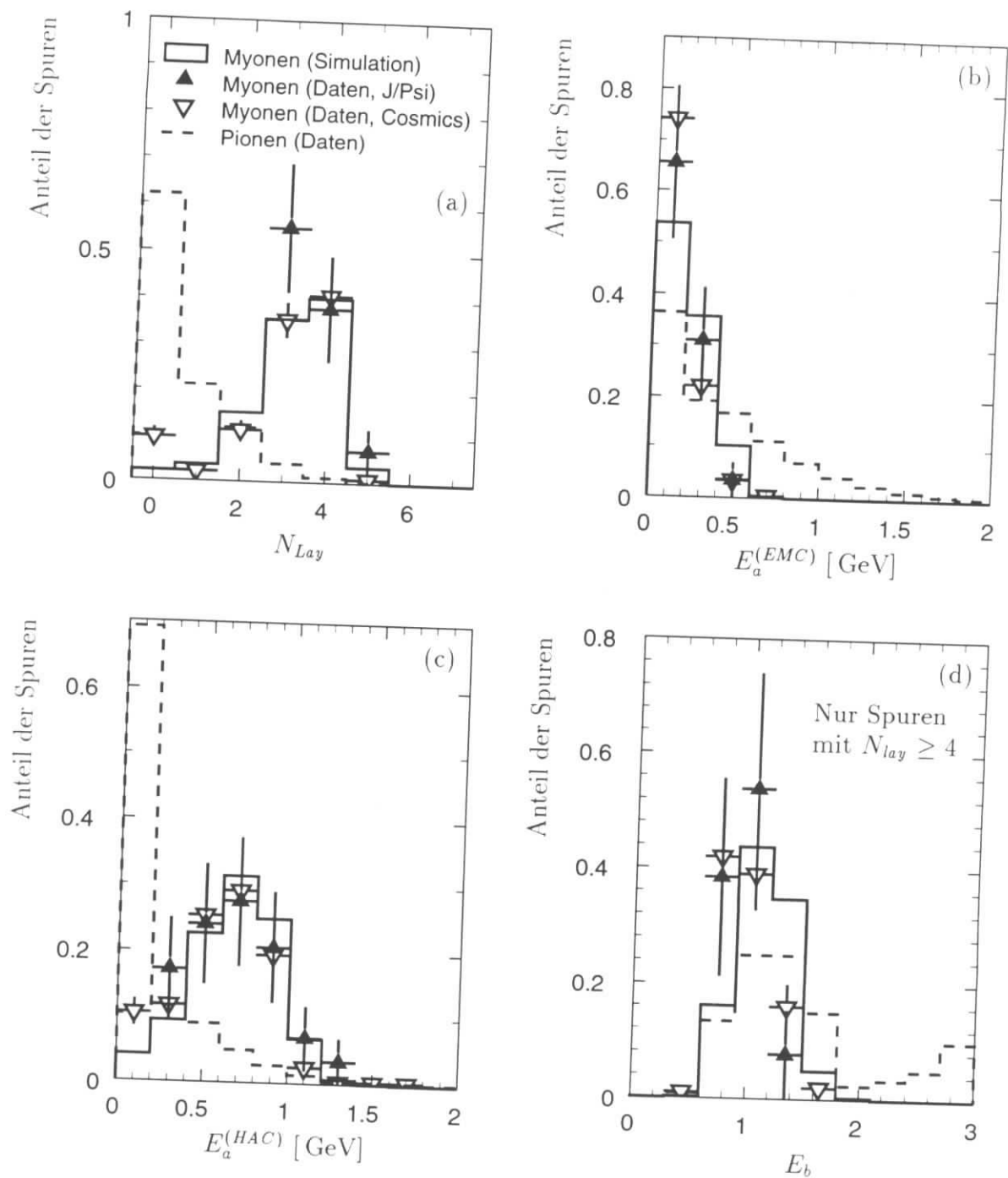


Abbildung 4.1: Die Verteilung einiger Größen zur Myon-Erkennung im Kalorimeter. Neben den Myonen aus simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen (Histogramm) sind Myonen aus dem gemessenen J/ψ -Signal (ausgefüllte Dreiecke) und kosmische Myonen (offene Dreiecke) dargestellt. Zum Vergleich sind Pionen (gestricheltes Histogramm) abgebildet. Für Figur (d), die Gesamtenergie im Bereich r_b , wurden nur Spuren mit wenigstens vier hadronischen Lagen ausgewählt ($N_{lay} \geq 4$).

Energie im hadronischen Kalorimeter: Die Myonen deponieren als minimalionisierende Teilchen eine Energie von etwa 0.7 GeV im hadronischen Kalorimeter (Abbildung 4.1c). Im Prinzip ist diese Energie eine Funktion der Weglänge im hadronischen Kalorimeter. Da die Weglänge vom Polarwinkel abhängt, ist die Energieverteilung verschmiert. Auch im hadronischen Kalorimeter ist die Energie, die ein Myon in einer einzelnen Zelle hinterläßt, sehr gering (≈ 100 MeV). Deshalb können auch hier einzelne Zellen im Verlauf der Ereignis-Rekonstruktion durch Schnitte zur Rauschunterdrückung im Kalorimeter verworfen werden. Dadurch ergibt sich eine zusätzliche Verschmierung der Energie-Verteilung. Pionen (im interessanten Impulsbereich $\approx 1 - 3$ GeV) deponieren in der Regel keine Energie im hadronischen Kalorimeter (70% weniger als 200 MeV).

Gesamtenergie im Bereich der Trajektorie: Pionen, die mehrere Lagen im hadronischen Kalorimeter ansprechen lassen, haben einen großen Impuls und deponieren relativ viel Energie im hadronischen Kalorimeter. Abbildung 4.1d zeigt die Verteilung der Energie E_b für alle Spuren mit wenigstens vier hadronischen Lagen. Nur etwa 1% der Pionkandidaten erfüllen diese Bedingung (vergl. Abb. 4.1a). Von diesen Spuren zeigen etwa 80% eine Energieverteilung, wie sie für minimalionisierende Teilchen erwartet wird. Im Prinzip können diese Spuren tatsächlich prompte Myonen sein, da keine explizite Pion-Erkennung angewendet wurde. Andere Untergrundquellen werden in Abschnitt 4.4 angesprochen. Ein Fünftel der Pion-Kandidaten mit mehr als drei hadronischen Lagen kann jedoch durch einen Schnitt auf die Gesamtenergie verworfen werden.

4.1.2 Myon-Erkennung im instrumentierten Eisen

Der Aufbau des Myon-Detektors ist in Abschnitt 1.3.3 beschrieben. Die Myon-Erkennung im zentralen Myondetektor geschieht in mehreren Schritten. Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens findet sich in [51].

- Ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen kann bis zu 16 Signaldrahtebenen² und drei Streifenlagen ansprechen lassen. Die Treffer in den Lagen des Myondetektors werden in einem mehrstufigen Verfahren — für die Drähte und Streifen getrennt — zunächst zu zweidimensionalen Spurstücken verbunden. Anschließend werden die Informationen von Drähten und Streifen kombiniert.
- An allen Spurstücken, die wenigstens aus drei Drahttreffern und einem Streifensignal bestehen und eine Länge von wenigstens 15 cm haben, wird eine iterative Spuranpassung mit dem Ziel der Richtungs- und Impulsbestimmung des Teilchens vorgenommen. Da die Eisenplatten des Myondetektors auch als Rückflußjoch für das Magnetfeld der supraleitenden Spule von H1 dienen, ist die Spur eines geladenen Teilchens im Myondetektor gekrümmt. Das Magnetfeld ist hier inhomogen und entgegengesetzt zum inneren Bereich des inneren Detektors orientiert. Die Parameter dieser *Eisenspuren* werden in der Bank ITKR abgelegt.
- Spuren der zentralen (und der Vorwärts-) Spurkammern werden unter der Annahme, daß es sich um minimalionisierende Myonen handelt, durch das Kalorimeter bis zum Beginn

²Die Myonboxen verschiedener Module (d.h. die Lagen 0–2 und 13–15) überlappen sich teilweise, so daß theoretisch bis zu 22 Treffer möglich sind.

des Myondetektors extrapoliert. Aus dem Vergleich des Eintrittspunktes der extrapolierten Spur in den Myondetektor und dem ersten Treffer der rekonstruierten Eisenspur, sowie der Flugrichtung an diesem Punkt, wird unter Berücksichtigung der jeweiligen Meßfehler ein χ^2 -Wert bestimmt. Aus diesem Wert wird eine Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ (*link probability*) für die Spurverbindung errechnet. Eine genaue Erläuterung der Spurverbindung findet sich in [55].

- Anhand dieser Verbindungswahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ wird entschieden, ob die Spurverbindung erfolgreich war. Um für die $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse eine hohe Effizienz zu erreichen, wurde eine Wahrscheinlichkeit $P > P_{min}$ mit $P_{min} = 10^{-3}$ gewählt.³

Abbildung 4.2 zeigt die Verteilung der Anzahl der Drahtlagen N_{lay} und der Verbindungswahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ für Myonen aus simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen und für gemessene Pionen und Myonen. Die Spuren wurden in unterschiedliche Winkel- und Impulsbereiche aufgeteilt. Die Verteilung der Verbindungswahrscheinlichkeit P wird nur für die Spuren dargestellt, die mit einer Eisenspur verbunden wurde.

Rückwärtsbereich: In Abbildung 4.2a ist die Anzahl der Drahtlagen einer Eisenspur aufgetragen, die mit einer Spur der zentralen Spurkammern im Bereich $\vartheta > 135^\circ$ und $p > 1$ GeV verbunden wurde. Da die Schwelle von $p = 1$ GeV ungefähr der Nachweisgrenze für Myonen in der rückwärtigen Endkappe entspricht, und weil Myonen beim Durchgang durch eine der zehn Eisenplatten, abhängig von der Flugrichtung, etwa 90–100 MeV verlieren, ist die Anzahl der Lagen relativ flach verteilt.⁴

Die Verteilungen von simulierten und echten Myonen stimmen recht gut überein, jedoch sprechen in der Simulation systematisch mehr Lagen an als in Wirklichkeit. 92% aller Pionen im Rückwärtsbereich lassen gar keine Lage des Myondetektors ansprechen bzw. werden nicht mit einer Eisenspur verbunden.

Abbildung 4.2b zeigt für alle Zentralspuren mit $p > 1$ GeV und $\vartheta > 135^\circ$, die mit einer Eisenspur verbunden wurden, die Verbindungswahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$. Für die 8% aller Pionen, für die eine Verbindung rekonstruiert wurde, ist die mittlere Wahrscheinlichkeit deutlich geringer als für die simulierten und die echten Myonen. Die statistischen Fehler für die Verteilung der kosmischen Myonen in diesem Winkelbereich sind hoch, da Cosmics sich bei $\vartheta = 90^\circ$ konzentrieren (vergl. Abb. 3.12).

Obwohl *per se* nicht auszuschließen ist, daß im inklusiven Pion-Datensatz ein gewisser Anteil prompter Myonen enthalten ist (eine explizite Pion-Erkennung wurde nicht angewendet), ist davon auszugehen, daß der größte Teil dieser 8% als Myon identifizierter Spuren auf sogenannten *Punch Through* zurückzuführen ist: Wegen der geringen Dicke des Rückwärtskalorimeters ist es möglich, daß ein Teil eines hadronischen Schauers einige Lagen im Myon-Detektor ansprechen läßt. Aus der mehr oder weniger zufälligen Koinzidenz einiger Treffer wird eine kurze Eisenspur gebildet, die mit geringer Wahrscheinlichkeit mit einer Spur der zentralen Spurkammern verbunden wird.

Zentralbereich, niedrige Impulse: Im Vorwärts- und im Zentralbereich des Detektors brauchen Myonen einen wesentlich höheren Impuls, um den Myondetektor zu erreichen. In

³Da die Wahrscheinlichkeit im Bereich $0 < P \leq 1$ gleichverteilt ist, ist der genaue Wert von $P_{min} \gtrsim 0$ nicht sehr entscheidend. Für andere Analysen wurde z.B. $P_{min} = 0.01$ gewählt.

⁴Insbesondere peakt die Verteilung nicht bei sehr kleinen oder sehr großen Werten.

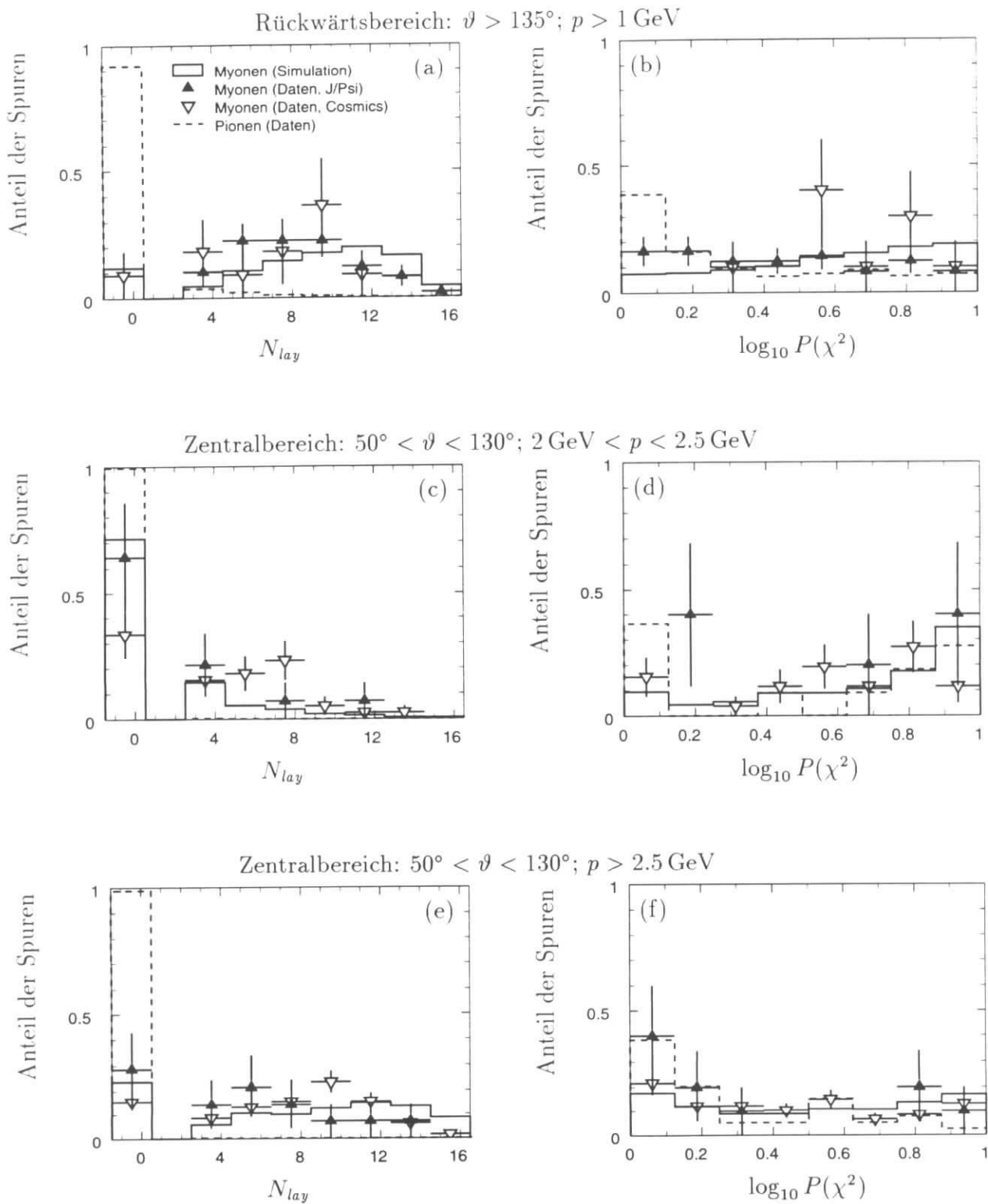


Abbildung 4.2: Parameter der Myon-Erkennung im Myondetektor.

Abbildung 4.2c ist die Anzahl der Drahtlagen von Spuren im Bereich $50^\circ < \vartheta < 130^\circ$ und $2 \text{ GeV} < p < 2.5 \text{ GeV}$ dargestellt. Der größte Teil der Spuren läßt gar keine Drahtlagen ansprechen. Nur wenige Myonen — in der Simulation und in den Daten — lassen mehr als 3 oder 4 Lagen ansprechen.

Die Verbindungswahrscheinlichkeit für alle Spuren, die überhaupt verbunden werden konnten, ist in Abbildung 4.2d dargestellt. Die statistischen Fehler sind hier bei allen Datensätzen sehr groß.

Zentralbereich, größere Impulse: Ab einem Impuls von $p > 2.5 \text{ GeV}$ ist im Vorwärts- und Zentralbereich die Schwelle zur Myon-Erkennung überschritten. Die Abbildungen 4.2e+f zeigen für den Bereich $50^\circ < \vartheta < 130^\circ$ und $p > 2.5 \text{ GeV}$ die Anzahl der Eisenlagen und die Verbindungswahrscheinlichkeit. Die Verteilungen entsprechen den Verteilungen im Rückwärtsbereich bei $p > 1 \text{ GeV}$. Auch hier ist die Anzahl der Lagen in der Simulation etwas höher als in den Daten. Der Anteil der Pionen, die eine Verbindung ins Eisen erhalten, ist geringer ($\approx 2\%$). Die Verbindungswahrscheinlichkeit für diese Pionen ist auch hier im Mittel niedriger als die Verbindungswahrscheinlichkeit von Myonen.

Untergrundsignale, d.h. fehlidentifizierte Pionen, ergeben sich auch hier aus *Punch Through*. Zusätzlich ist die zufällige Koinzidenz von kosmischen Myonen mit Ereignissen im Zentralbereich als Untergrundquelle zu beachten: In [51] wurde ein Anteil von 22% kosmischer Myonen im inklusiven Myon-Datensatz durch visuelle Selektion ermittelt. Die Verbindung von Eisenspur und Spurkammerspur ergibt sich entweder, weil das kosmische Myon selbst durch die nominelle Wechselwirkungszone von H1 fliegt, oder durch zufällige Koinzidenz mit einer Spur von einer $e p$ -Wechselwirkung.

Zusammenfassung: Die Simulation beschreibt die wichtigsten Parameter zur Identifikation von Myonen im H1-Myon-Detektor korrekt. Die Treffereffizienz pro Lage ist in der Simulation größer als in den Daten. Die Trennung von Pionen und Myonen ist möglich. Untergrund durch fehlidentifizierte Pionen ergibt sich vor allem im Rückwärtsbereich durch *Punch Through*.

4.2 Winkel- und Impulsverteilung der Myonen aus J/ψ -Ereignissen

Beide vorgestellten Methoden zur Myon-Erkennung werden zur Analyse der $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse genutzt: Abbildung 4.3a zeigt die Impuls- und Polarwinkelverteilung der Myonen aus simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen, in denen beide Myonen im zentralen Detektorbereich rekonstruiert werden ($15^\circ < \vartheta < 165^\circ$, s. Kapitel 3). Alle Myonen, die im Kalorimeter oder im instrumentierten Eisen identifiziert werden konnten, sind als Kreise dargestellt.

Offenbar ist die Myon-Identifikation in der Mitte des Zentralbereichs ($\vartheta \approx 90^\circ$) ab etwa $p \gtrsim 800 \text{ MeV}$ möglich. Effektiv wird die Erkennung im gesamten Akzeptanzbereich ab ca. $p \gtrsim 1 - 1.5 \text{ GeV}$. Für die Randbereiche ($\vartheta < 50$ und $\vartheta > 130^\circ$) bedeutet dies keine Einschränkung, da hier der Impuls der Myonen stets über 1 GeV liegt (vergl. Abb. 4.3a). Abbildung 4.3b zeigt wie sich die Identifikation der Myonen auf das Kalorimeter und das instrumentierte Eisen verteilt:

- Im Rückwärtsbereich ($\vartheta > 135^\circ$) werden die Myonen ausschließlich vom instrumentierten Eisen erkannt, da in diesem Winkelbereich kein Flüssigargon-Kalorimeter zur Verfügung

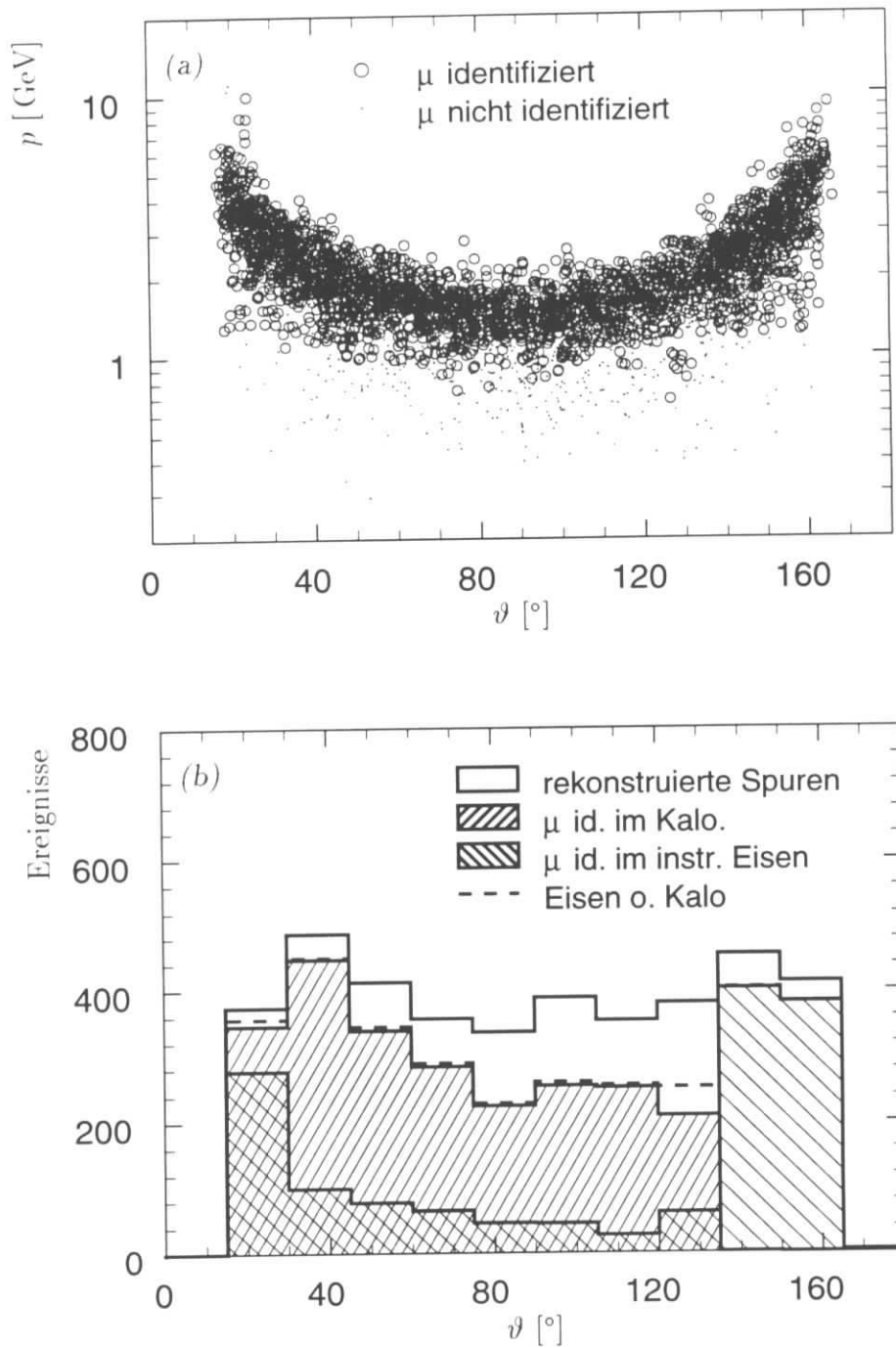


Abbildung 4.3: Impuls- und Winkelverteilung der Myonen aus simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen (a). Nur Ereignisse, in denen beide Myonen im Akzeptanzbereich der zentralen Spurkammern rekonstruiert wurden, sind dargestellt. Die Kreise markieren diejenigen Myonen, die im Kalorimeter oder im Eisen identifiziert wurden. Figur (b) zeigt, wie sich die identifizierten Myonen auf das Kalorimeter und das instrumentierte Eisen verteilen.

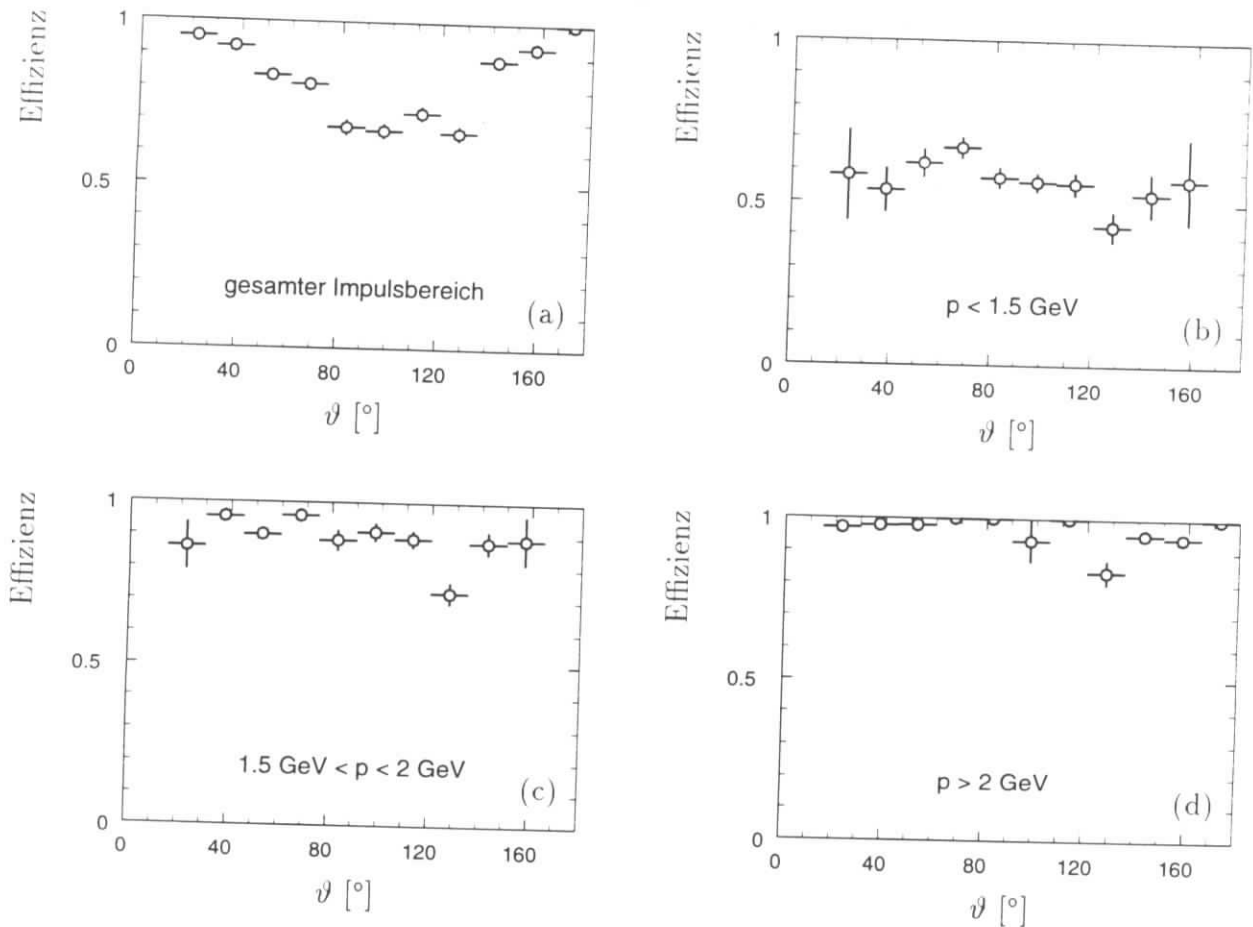


Abbildung 4.4: Effizienz der Myon-Erkennung in simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen als Funktion von ϑ (a). Die weiteren Figuren zeigen die Effizienz bei Beschränkung auf Impulsbereiche: $p < 1.5 \text{ GeV}$ (b); $1.5 \text{ GeV} < p < 2 \text{ GeV}$ (c) und $p > 2 \text{ GeV}$ (d).

steht. Das Rückwärtskalorimeter (BEMC) ist nicht fein genug segmentiert, um eine Myonerkennung zu ermöglichen. Weil die Myonen hier wesentlich weniger Materie durchqueren müssen als im Zentral- oder im Vorwärtsbereich, genügt ein Impuls von $p \gtrsim 1 \text{ GeV}$, um das instrumentierte Eisen zu erreichen.

- Das Flüssigargon-Kalorimeter deckt den Bereich von $30\text{--}135^\circ$ ab. Die Effizienz des instrumentierten Eisens ist hier nur gering. Tatsächlich führt die Hinzunahme des instrumentierten Eisens in diesem Winkelbereich zu keiner wesentlichen Erhöhung der Gesamteffizienz für $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse (vergl. Abb. 4.3b).
- Lediglich im Vorwärtsbereich ($\vartheta < 30^\circ$) haben sowohl das Kalorimeter als auch das instrumentierte Eisen eine hohe Effizienz zur Myon-Erkennung. (Eine Erhöhung der Effizienz durch die Eisenspuren ergibt sich jedoch auch hier nicht.)

Abbildung 4.3b deutet auf eine Abhängigkeit der Identifikationseffizienz vom Polarwinkel hin. Die Effizienz der Myon-Erkennung ist in Abbildung 4.4a dargestellt. Die beobachtete Winkelabhängigkeit lässt sich direkt auf die Korrelation von Impuls und Polarwinkel der Myonen aus $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen zurückführen (vergl. Abb. 4.3a), wie aus den Abbildungen 4.4b–d

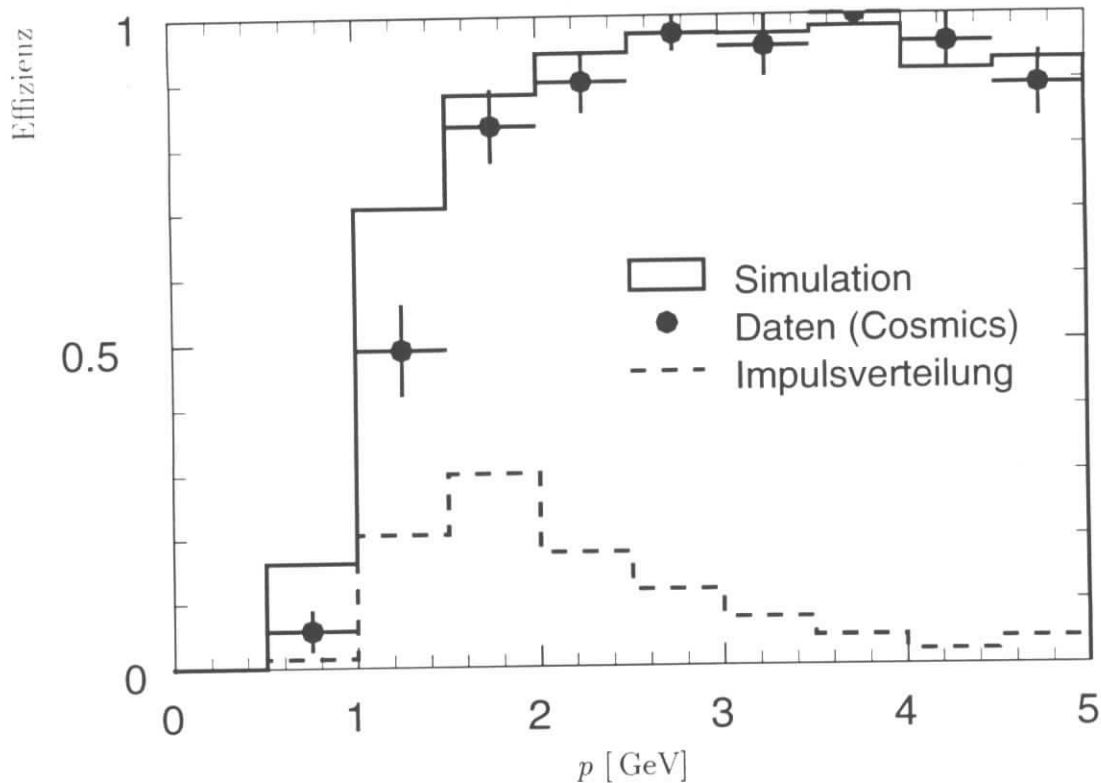


Abbildung 4.5: Impulsabhängigkeit der Myon-Identifikation in der Simulation und für Daten (kosmische Myonen). Zusätzlich ist die Impulsverteilung der Myonen aus selektierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen angegeben.

ersichtlich wird: Diese zeigen die Identifikationseffizienz als Funktion des Polarwinkels für eingeschränkte Impulsbereiche von $p < 1.5$ GeV, $1.5 \text{ GeV} < p < 2$ GeV und $p > 2$ GeV. Außer einer signifikant niedrigeren Effizienz im Übergangsbereich zwischen Kalorimeter und rückwärtiger Endkappe bei $\vartheta \approx 130^\circ$ ist die Effizienz im wesentlichen unabhängig vom Polarwinkel.

4.3 Effizienz der Myon-Erkennung

Durch die Kombination von Kalorimeter und Myon-Detektor ist die Effizienz der Myon-Erkennung im wesentlichen nur eine Funktion des Impulses. Abbildung 4.5 zeigt die Impulsabhängigkeit der Myon-Identifikation für Myonen aus simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen und für kosmische Myonen.

Für Impulse über 2 GeV ist die Effizienz der Myonererkennung hoch (94%) und wird auch von der Simulation korrekt wiedergegeben (95.5%). Für kleinere Impulse unter 1.5 GeV ist die Effizienz in der Simulation deutlich höher als mit den kosmischen Myonen für die Daten ermittelt wurde (67.2% gegen 46%).

Die Effizienz der Rekonstruktion der Myon-Erkennung im Kalorimeter im Bereich der Nachweisschwelle wird von der Simulation nicht korrekt wiedergegeben. Jedoch ist zu beachten, daß für kosmische Myonen — im Vergleich zu Myonen aus ep -Wechselwirkungen — mit einer systematisch niedrigeren Effizienz zu rechnen ist: Die Myon-Erkennung im Kalorimeter hängt empfindlich von der Extrapolation der Myonspur ins Kalorimeter ab. Weil kosmische Myonen

auch nach entsprechenden Schnitten nicht exakt vom nominellen Wechselwirkungspunkt kommen, sondern in z_0 und DCA flach verteilt sind,⁵ müssen hier Unterschiede erwartet werden. Es stand jedoch keine unabhängige Methode zur Überprüfung der Effizienz zur Verfügung, so daß die Ergebnisse, die mit Hilfe der kosmischen Myonen gewonnen wurden, als obere Schranke für die Abweichung zwischen Simulation und Daten angesehen werden.

Tabelle 4.2 faßt die Effizienzen zusammen und enthält den gemittelten, systematischen Fehler der Effizienz, der sich bei Verwendung der Simulation ergibt. Für die Mittelung wurde die Impulsverteilung der Myonen aus $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen verwendet, die in Abbildung 4.5 mit angegeben ist.

Impulsbereich	Anteil der Myonen in diesem Bereich	Effizienz		relative Abweichung
		Simulation	Daten	
$p < 1.5 \text{ GeV}$	21.7%	67.2%	46%	31.5%
$1.5 \text{ GeV} < p < 2 \text{ GeV}$	30.2%	87.9%	83%	5.6%
$p > 2 \text{ GeV}$	48.1%	95.5%	94%	1.6%
Mittelwert	—	(87.1%)	(80%)	9.2%

Tabelle 4.2: Vergleich der Effizienz der Myon-Erkennung in der Simulation und in den Daten für verschiedene Impulsbereiche. Die relative Abweichung zwischen Simulation und Daten wurde entsprechend dem Anteil der Myonen in den Impulsbereichen gemittelt.

Zusammen mit dem statistischen Fehler dieser Untersuchung von 4% ergibt sich insgesamt ein relativer, systematischer Fehler der Effizienz der Myon-Erkennung von 10%.

4.4 Fehlidentifikation von Pionen

Auf einen Teil des möglichen Untergrunds für die Myon-Erkennung im instrumentierten Eisen wurde bereits hingewiesen. Die wichtigsten Quellen für falsch identifizierte Spuren sind:

Punch Through im Myondetektor: Er entsteht durch hochenergetische Schauer im Kalorimeter, aus denen ein Teil bis ins instrumentierte Eisen lecken und dort einige Drähte ansprechen lassen kann. Diese Untergrundquelle ist vor allem für die rückwärtige Endkappe von Bedeutung. Einige Prozent aller Spuren in diesem Bereich werden als Myonen (fehl)identifiziert (s. Abschnitt 4.1.2).

Pionen als minimalionisierende Teilchen: Die Wahrscheinlichkeit für Pionen beim Durchgang durch Materie der Dicke d keine hadronische Wechselwirkung zu machen, sondern die Materie als minimalionisierendes Teilchen zu durchlaufen, beträgt $\exp(-d/\lambda)$. Dabei gibt λ die hadronische Wechselwirkungslänge des Materials an. Die Dicke des Flüssigargon-Kalorimeters des H1-Detektors beträgt 5λ im Zentralbereich und bis zu 8λ im Vorwärtsbereich (s. Abbildung 1.7). Die Wahrscheinlichkeit für ein Pion, eine Schicht der Dicke 4λ als minimalionisierendes Teilchen zu durchqueren und damit im Kalorimeter als Myon erkannt zu werden, beträgt 2%.

⁵Zur Definition der Größen z_0 und DCA siehe Abschnitte 3.1 und 3.2.1.

Zerfall von Pionen in Myonen: Die Wahrscheinlichkeit für Pionen im Bereich der Spurkammern, d.h. vor dem Eintritt in das Kalorimeter, über den Zerfall $\pi \rightarrow \mu\nu$ in ein Myon zu zerfallen, hängt vom Winkel und vom Impuls des Myons ab und liegt bei etwa 1%. Durch den Knick in der Spur an der Stelle des Zerfalls, werden zerfallene Pionen (oder Kaonen) oftmals nicht als „gute“ Spuren rekonstruiert. Falls doch, erfüllt die Spurverbindung mit dem Kalorimeter oder dem Myondetektor oft nicht die Qualitätsanforderungen, so daß diese Untergrundquelle reduziert wird.

Zufällige Koinzidenz von kosmischen Myonen und ep -Ereignissen: Ein Myon aus der kosmischen Höhenstrahlung, welches den H1-Detektor streifend durchquert ohne selbst eine Spur in den Spurkammern zu erzeugen, kann Eisenspuren im instrumentierten Eisen hinterlassen, die mit Spurkammerspuren von einem gleichzeitig stattfindenden ep -Ereignis verbunden werden.

Insgesamt ist mit einer Wahrscheinlichkeit von einigen Prozent zu rechnen, daß beliebige Spuren (Pionen) im H1-Detektor als Myonen (fehl)identifiziert werden.

4.4.1 Abschätzung der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit

Die Wahrscheinlichkeit, Pionen als Myonen fehlerhaft zu identifizieren wurde mit einem Datensatz von ep -Ereignissen abgeschätzt, der mit der mit der Topologie der $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse vergleichbar ist. Es wurden Spurpaare in Ereignissen geringer Multiplizität ($2 \leq N \leq 3$) und mit gestreutem Elektron im Rückwärtskalorimeter betrachtet. Für Spurpaare mit unterschiedlichem Ladungsvorzeichen wurde die invariante Masse bestimmt (s. Abbildung 5.2). Um tatsächliche Myonen zu unterdrücken, wurde der Bereich um die J/ψ -Masse (± 0.225 GeV) ausgenommen.

Von den verbleibenden 230 (638) Spurpaaren mit einer Masse $m > 1.5$ GeV ($m > 1$ GeV) wurde eines als Myonpaar klassifiziert und 19 (47) wurden als Spurpaare mit jeweils einem Myon identifiziert. Unter der Annahme, daß alle diese Myonkandidaten in Wirklichkeit Pionen sind, läßt sich eine Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von höchstens 4% pro Spur oder $\approx 0.2\%$ pro Spurpaar abschätzen. Dieses Ergebnis ist verträglich mit den Ergebnissen aus [53].

Anmerkung: Innerhalb des Bereiches der J/ψ -Masse wurden zwei quasielastische Myonpaare mit Elektron im Rückwärtskalorimeter gefunden (s. Abschnitt 6.2.2). Eine visuelle Durchsicht der Ereignisse im Bereich der J/ψ -Masse führt zu drei weiteren Myonpaar-Kandidaten, bei denen jedoch jeweils nur eine der Spuren als Myon identifiziert wurde. Aus diesen fünf Ereignissen mit insgesamt sieben erkannten Myonen kann eine Effizienz von $70 \pm 15\%$ für die Myon-Erkennung abgeschätzt werden. Im Rahmen des statistischen Fehlers ist dies mit den Ergebnissen in Tabelle 4.2 verträglich.

Kapitel 5

Trigger und Ereignis Selektion

Dieses Kapitel beschreibt die Triggerung und Selektion von ep -Ereignissen mit Myonpaaren im Endzustand.

Dazu werden die verschiedenen Trigger- und Selektionsstufen erläutert, die während der Datennahmeperiode 1993 zum Einsatz kamen und für diese Analyse eine Rolle spielen. Außerdem wird der mögliche Untergrund von Ereignissen, die nicht aus ep -Wechselwirkung stammen, diskutiert. Es werden Möglichkeiten aufgezeigt, diesen Untergrund in den verschiedenen Selektionsstufen ausreichend zu reduzieren.

Die Triggerung von Ereignissen mit „Charm“ ist bei HERA eine Herausforderung: Da solche Ereignisse vor allem via Photoproduktion erzeugt werden ($Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$) und über einen nur geringen transversalen Energiefluß verfügen ($E_{\perp} < 10 \text{ GeV}$) können Kalorimeter-Trigger weder vom gestreuten Elektron noch vom hadronischen Endzustand ausgelöst werden. Zunächst werden die Triggerelemente der einzelnen Detektoren vorgestellt. Anschließend werden die Triggerkombinationen der Triggerstufe 1, die sogenannten Subtrigger, erläutert. Einige dieser Subtrigger wurden speziell für $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse bzw. für Charm-Ereignisse entwickelt. Danach wird die weitere Selektionskette über die Triggerverifikation der Stufe 4 und die Vorauswahl und Unterteilung der Ereignisse in physikalische Klassen bis zur endgültigen Auswahl eines Datensatzes, in dem ein J/ψ -Signal sichtbar wird, beschrieben.

5.1 Triggerelemente der Triggerstufe 1

Die meisten Detektoren von H1 stellen Triggerelemente für die erste Triggerstufe bereit. Die Auslese der Triggersignale erfolgt über separate Auslesekanäle, damit die Signale rechtzeitig, d.h. spätestens nach 21 BC, für die Triggerentscheidung der Stufe 1 bereit stehen (s. Abschnitt 1.3.4). Die Informationen, welche die Subdetektoren für die Triggerstufe 1 liefern, sind wesentlich gröber und einfacher als bei der vollständigen Auslese der Ereignisse.

Die Triggerelemente der Spurtrigger, die für die vorliegende Analyse neben den Myontriggern die größte Bedeutung haben, werden im folgenden kurz vorgestellt. Da diese Analyse als eine der ersten die Myontrigger für die Auswertung der Datennahmeperiode 1993 benutzt, werden diese Trigger besonders ausführlich erläutert.

5.1.1 Triggerelemente des Myondetektors

Fünf der jeweils 16 Streamertube-Lagen eines Moduls des Myondetektors sind mit zusätzlicher Elektronik zur Erzeugung von Triggersignalen ausgestattet. Es sind dies die Lagen 3, 4, 5, 8

und 12 (vergl. Abb. 1.9).

Die Triggerlogik verknüpft zunächst die Signale innerhalb eines Moduls. Während der Datennahmeperiode 1993 wurde ein positives Myontriggersignal erzeugt, falls wenigstens drei der fünf Triggerlagen eines Moduls einen Treffer verzeichneten. Für einige Module der vorderen Endkappe in der Nähe des Strahlrohrs mußte diese Bedingung auf „vier aus fünf“ verschärft werden (Module 54–59, s. Abb. 1.8), um den hohen Untergrund durch zufällige Koinzidenzen zu unterdrücken.

Die Signalraten der einzelnen Bereiche des Myondetektors (vordere und rückwärtige Endkappe, sowie Zentralbereich) werden durch unterschiedliche Untergrundprozesse dominiert:

Vordere Endkappe: Dieser Bereich hat eine sehr hohe Untergrundrate aus Strahl-Gas-Wechselwirkungen. Auf Grund des hohen Energieflusses und der hohen Multiplizität im Vorwärtsbereich kommt es hier zu zufälligen Koinzidenzen der Triggerlagen eines Moduls. In den Modulen direkt um das Strahlrohr herum mußten daher vier der fünf Triggerlagen verlangt werden, um ein verlässliches Triggersignal zu erzeugen.

Zentralbereich: Hier kommt der Untergrund vor allem von kosmischen Myonen. Durch die Verknüpfung mit anderen Triggerelementen, die einen Vertex und davon ausgehende Spuren im Bereich der nominellen Wechselwirkungszone verlangen, läßt sich die Rate genügend reduzieren.

Rückwärtige Endkappe: In diesem Bereich wird die Untergrundrate von sogenannten *Beam-Halo-Myonen* dominiert. Dies sind hochenergetische Myonen, die strahlaufwärts durch Wechselwirkung von Strahlprotonen mit der Wand des Strahlrohrs, Kollimatoren oder Magneten entstanden sind und (fast) parallel zum Protonenstrahl durch den Detektor fliegen. Diese Ereignisse lassen sich ebenfalls durch Vertex- und Spurkriterien unterdrücken.

Um diesen unterschiedlichen Untergrundbedingungen und -raten flexibel Rechnung zu tragen, sind die Triggersignale der 64 Module des Myondetektors entsprechend den Detektorbereichen zu Triggerelementen zusammengefaßt (s. Tab. 5.1). Die Endkappen sind in Module in der Nähe des Strahlrohrs („innen“) und davon entfernte Module („außen“) unterteilt. Spezielle 2-Myon-Triggerelemente sprechen an, wenn in mehr als einem Modul des zugehörigen Bereichs ein Triggersignal erzeugt wurde. Tabelle 5.1 listet die Definition der Myon-Triggerelemente auf.

Bereich	Nr.	Name	Bed.
Hintere Endkappe	innen	0 BIEC	3/5
	außen	1 BOEC	3/5
	$\geq 2\mu$	2 2_BI \circ OEC	-
Zentralbereich	3	BAR	3/5
	$\geq 2\mu$	4 2_BAR	-
Vordere Endkappe	innen	5 FIEC	4/5
	außen	6 FOEC	3/5
	$\geq 2\mu$	7 2_FI \circ OEC	-

Tabelle 5.1: Die Definition der Triggerelemente des Myondetektors während der Datennahmeperiode 1993.

Ein Myon muß je nach Winkelbereich zusätzlich zur Materie des Innendetektors, des Kalorimeters und der supraleitenden Spule noch drei Eisenlagen des Myondetektors durchqueren, um

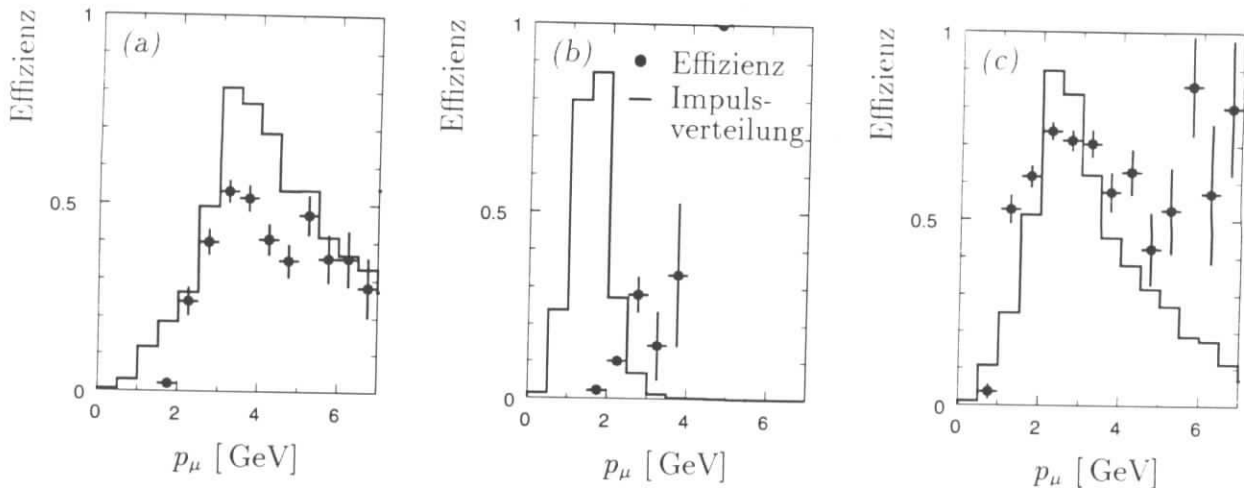


Abbildung 5.1: Effizienz der Myon-Triggererlemente der drei Bereiche vordere Endkappe (a), Zentralbereich (b) und rückwärtige Endkappe (c) in Abhängigkeit vom Myon-Impuls. Die Fehlerbalken geben die statistischen Fehler der Monte-Carlo-Studien an. Zusätzlich ist als Histogramm die Impulsverteilung der Zerfallsmuonen (in willkürlichen Einheiten) aus simulierten J/ψ -Ereignissen in den entsprechenden Bereichen dargestellt.

wenigstens die ersten drei Triggerlagen ansprechen zu lassen. Daraus ergibt sich ein Mindestimpuls von 1 GeV für die rückwärtige Endkappe und 2 GeV für die vordere Endkappe und den Zentralbereich. Der Mindestimpuls im Rückwärtsbereich ist geringer, da hier nur das relativ dünne Rückwärtskalorimeter (BEMC) durchquert werden muß.

In Abbildung 5.1 ist für die drei Detektorbereiche (vorne, zentral und rückwärtig) die Abhängigkeit der Effizienz der Myontriggererlemente vom Myonimpuls dargestellt. Zusätzlich ist als Histogramm die Impulsverteilung der rekonstruierten Myonen aus simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen angegeben.

Die Zerfallsmuonen des J/ψ -Mesons haben im Zentralbereich zu wenig Energie, um ein Triggersignal zu setzen, die größte Triggereffizienz kann in den Endkappen erwartet werden. Die Effizienz der vorderen Endkappe ist insgesamt geringer als die Effizienz der rückwärtigen Endkappe, da in den inneren Modulen der vorderen Endkappe die „4-aus-5“ Bedingung gilt. Dies ist auch der Grund für das Abfallen der Effizienz in der vorderen Endkappe für Impulse über 4 GeV: Die Effizienz wurde mit Myonen aus J/ψ -Ereignissen bestimmt.¹ Je größer der Myonimpuls ist, desto kleiner ist der Polarwinkel und desto mehr Myonen kommen in den inneren Bereich der vorderen Endkappe (s. auch Abb. 4.3).

5.1.2 Triggererlemente der zentralen Spurkammern

Die zentralen Spurkammern CJC1+2 (s. Abschnitt 1.3.1) stellen Triggererlemente zur Erkennung von geladenen Spuren bereit. Dazu werden die Signale von 10 der 56 Drahtlagen mit vorberechneten Masken verglichen. Auf diese Weise kann die Anzahl der geladenen Spuren bestimmt werden. Zusätzlich wird die Ladung der Spuren erkannt und der Transversalimpuls der Spur grob abgeschätzt.

¹Es wurden nur Ereignisse verwendet, in denen *genau* ein Myon in den jeweiligen Detektorbereich fliegt.

Die Triggerelemente sind effizient für Spuren mit einem Transversalimpuls über 450 MeV und einem Abstand der Spur von nominellen Vertex in der $r\varphi$ -Ebene von $|DCA| < 2$ cm. Da Treffer in der äußeren Spurkammer (CJC2) verlangt werden, ist der Polarwinkelbereich eingeschränkt auf $30^\circ < \vartheta < 150^\circ$.

5.1.3 Triggerelemente der MWPC, z -Vertex-Trigger

Die Triggerelemente der Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC), die sogenannten z -Vertex-Triggerelemente, ermöglichen eine Bestimmung der z -Koordinate des Wechselwirkungspunktes. Die Auslese-Elektroden (Pads) der hintereinander liegenden Lagen von CIP und COP sowie des ersten Moduls der FMWPC werden zu *Strahlen (Rays)* verknüpft, die auf den Wechselwirkungsbereich zeigen. Eine Teilchenspur gilt als erkannt, wenn wenigstens drei der vier möglichen Lagen eines solchen Strahls ein Signal geliefert haben. Der Schnittpunkt eines getroffenen Strahls mit der z -Achse wird in das z -Vertex-Histogramm eingetragen.

Einfache Algorithmen suchen anschließend nach Maxima in diesem Histogramm, um die Existenz eines signifikanten Vertex im nominellen Wechselwirkungsbereich festzustellen und seine Position zu bestimmen. Die Auflösung dieses Verfahrens ergibt sich aus der Binbreite des z -Vertex-Histogramms zu 5.4 cm.

Die wichtigsten z -Vertex-Triggerelemente bzw. Triggerelement-Kombinationen werden in der folgenden Zusammenstellung beschrieben. Zur Erklärung der Triggerdefinitionen ist es nützlich, folgende Größen einzuführen: N_{max} gibt die Anzahl der Einträge in dem Bin des z -Vertex-Histogramms mit den meisten Einträgen an (die beiden Rand-Bins sowohl in $+z$ als auch in $-z$ Richtung sind dabei ausgeschlossen); und N_{backgr} gibt die Summe der Einträge aller anderen Bins an.

Minimale Bedingung (zVtx_T0): Dieses Triggerelement spricht an, wenn wenigstens ein Eintrag im z -Vertex-Histogramm vorhanden ist:

$$N_{max} \geq 1$$

Da die Vieldraht-Proportionalkammern sehr schnell sind, ist die eindeutige Zuordnung zwischen *Bunch Crossing* und Detektorsignalen beim z -Vertex-Trigger möglich. Das z -Vertex- t_0 -Signal wird in fast allen Untertriggern benutzt, um das Triggersignal zeitlich festzulegen.

Vertex in Ereignissen geringer Multiplizität (zVtx_small): Dieses Triggerelement dient als Trigger für Ereignisse mit sehr geringer Multiplizität. Es spricht ebenfalls bereits bei einem einzigen Eintrag im z -Vertex-Histogramm an. Es enthält jedoch ein Veto gegen hohe Multiplizität und gegen Untergründereignisse:

$$1 \leq N_{max} \leq 5; \quad N_{backgr} \leq 3$$

Vertex-Cluster (zVtx_Cls): Das Triggerelement z -Vertex-Cluster spricht auch bei einem einzelnen Eintrag an. Als Veto gegen Untergrund wird jedoch verlangt, dass sich alle Einträge des z -Vertex-Histogramms in vier aufeinanderfolgenden Bins — in einem Cluster — befinden müssen.

Signifikanter Vertex, Methode 1 (zVtx_sig1): Im z -Vertex-Histogramm muß ein Peak mit einer Signifikanz $\sigma > 1.5$ gefunden werden. Die Signifikanz errechnet sich aus N_{max} und N_{backgr} gemäß

$$\sigma = \frac{N_{max} - N_{backgr}/15}{\sqrt{N_{max}}} > 1.5$$

Signifikanter Vertex, Methode 2 (zVtx_sig2): Dieses Triggerelement verwendet eine andere Methode zur Bestimmung der Signifikanz des Peaks im z -Vertex-Histogramms:

$$\sigma = \frac{\sqrt{N_{max} - 2.5}}{(N_{backgr} + 1)/15} > 1.5$$

Große Multiplizität (zVtx_Max): Ein Veto auf dieses Triggerelement² ermöglicht die Reduktion von Ereignissen mit großer Multiplizität. **zVtx_Max** spricht an, wenn insgesamt mehr als 15 Einträge im z -Vertex-Histogramm verzeichnet werden.

Das logische „Oder“ der Triggerelemente **zVtx_small** und **zVtx_sig1** wurde für viele der Myon-Subtrigger (s. Abschnitt 5.2.1) verwendet und bekam die Bezeichnung „zVtx_mu“.

5.1.4 Kalorimetertrigger

Die Kalorimetertrigger, die durch das gestreute Elektron oder durch hochenergetische Jets des hadronischen Endzustands ausgelöst werden können, spielen keine wesentliche Rolle bei der Triggerung der $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse.

Elektrontrigger mit dem Rückwärtskalorimeter: Eine eindeutige Methode, ep -Wechselwirkungen von Strahl-Gas-Untergrund zu trennen, ist die Identifikation des gestreuten Elektrons. Bei Ereignissen mit relativ hohem Impulsübertrag ($Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$) erreicht das gestreute Elektron das rückwärtige Kalorimeter (BEMC).

Die Triggerelemente des BEMC erkennen das gestreute Elektron auf Grund der hohen Energie (10...30 GeV) mit großer Effizienz.

Elektrontrigger mit dem Elektrontagger: Wird das Elektron unter kleinem Winkel (d.h. bei kleinem Impulsübertrag) gestreut, kann es den Elektrontagger erreichen. Der Elektrontagger ist jedoch nur für einen eingeschränkten kinematischen Bereich zugänglich ($0.2 < y < 0.8$; $Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2$).

Der Elektrontagger dient zusammen mit dem Photontagger auch zur Luminositätsmessung über die Reaktion $ep \rightarrow e\gamma p$. Um den hohen Untergrund durch diesen Prozeß zu unterdrücken, der für die Untersuchung der inklusiven Photoproduktion nicht interessant ist, wird der Photontagger als Veto für den Elektrontagger verwendet.

Aus kinematischen und geometrischen Gründen ist die effektive Akzeptanz des Elektrontaggers für elastische $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse verschwindend gering (s. auch Abschnitt 6.2.3).

Weitere Kalorimeter-Triggerelemente: Auch das Flüssigargon-Kalorimeter stellt Triggerelemente bereit. Während der Datennahmeperiode 1993 waren die Triggerschwellen jedoch so hoch eingestellt, daß weder die minimal-ionisierenden Zerfallsmyonen des J/ψ noch der hadronische Rest bei inelastisch produzierten J/ψ Signale lieferten.

²Technisch gesehen war **zVtx_Max** kein eigenes Triggerelement sondern das logische „Und“ dreier, hier nicht näher erläuterter Triggerelemente: **zVtx1**, **zVtx2** und **zVtx3**.

5.2 Triggerkombinationen der Stufe 1

Die meisten Triggerelemente haben eine zu hohe Rate, um sie allein als Trigger benutzen zu können. Daher werden Koinzidenzen von Triggerelementen für die Triggerung der H1-Daten benutzt.

Eine solche Kombination heißt Untertrigger (*Subtrigger*). Diese Subtrigger sind bereits für bestimmte Ereignistypen zugeschnitten: z.B. für tiefinelastische Streuung, Photoproduktion, Ereignisse mit W -Austausch oder Ereignisse mit Myon-Produktion.

Für manche Subtrigger war eine weitere Verschärfung der Bedingung nicht sinnvoll, obwohl die Rate des Triggers über der erlaubten Schwelle lag. Die Rate dieser Trigger wurde künstlich reduziert, indem nur jedes n -te Triggersignal akzeptiert wurde (*Prescale*). Vor allem die Spurtrigger waren von dieser Maßnahme betroffen. Der Skalierungsfaktor n war von äußeren Bedingungen abhängig und lag typischerweise im Bereich 2...10.

5.2.1 Myontrigger

Die wichtigsten Trigger für Ereignisse des Typs $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ sind die Myontrigger. Da die Entwicklung dieser Trigger gerade auch mit Blick auf die myonischen Zerfälle des J/ψ -Mesons erfolgte, wird hier näher auf ihre Definition eingegangen.

Wie bereits erläutert, ergibt sich für die einzelnen Myontriggerelemente Untergrund aus verschiedenen Quellen mit unterschiedlicher Rate. Bei fast allen Myontriggerelementen war durch Kombination mit geeigneten Spur- und z -Vertex-Triggerelementen eine ausreichende Reduktion der Rate möglich, so daß ein Skalierungsfaktor nur bei einem Trigger nötig war.

Die Tabelle 5.2 listet die wichtigsten Myontrigger der Datennahmeperiode 1993 auf. Zusätzlich ist der mittlere Skalierungsfaktor³ (nur Subtrigger 22 wurde skaliert) und die Effizienz für simulierte $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse angegeben. Die Effizienzen beziehen sich auf die rekonstruierten und selektierten $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse im Akzeptanzbereich des Detektors, getrennt nach elastisch ($z = 1$) und inelastisch ($z < 0.95$) produzierten Ereignissen. Die Beschreibung der Selektions- und Akzeptanzschnitte folgt ebenso wie die Erläuterung der Trennung von *elastischer* und *inelastischer* J/ψ -Produktion anhand der kinematischen Variable z (*Inelastizität*) im weiteren Verlauf dieser Arbeit.

Die Effizienzen der einzelnen Trigger für $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse scheinen klein zu sein (5...25%), es muß jedoch bedacht werden, daß jeder Trigger nur bestimmte Winkel- und Impulsbereiche abdeckt. Für die Analyse der $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse wurden die Trigger 17, 18, 19, 22 und 23 verwendet (in der Tabelle mit „●“ bezeichnet). Aus dem Vergleich der Summe aller Effizienzen und der Effizienz der Kombination der Myontrigger, die in Tabelle 5.2 ebenfalls angegeben ist, kann abgelesen werden, daß die Trigger zum großen Teil unabhängig sind und unterschiedliche Ereignisse triggern. Um insgesamt eine möglichst hohe Triggereffizienz zu erreichen, kann nicht nur auf ein oder zwei einzelne Trigger zurückgegriffen werden.

Die statistischen Fehler der Effizienzbestimmung sind nur bei der Kombination der Einzeltrigger angegeben. Für die elastische Selektion liegen sie im Bereich 0.5–1 Prozentpunkte; für die inelastische Selektion bei 1–2 Prozentpunkten.

Da in der Tabelle nur Ereignisse aus dem Zentralbereich des Detektors berücksichtigt wurden (entsprechend der Analyse in Kapitel 7), ist die Effizienz der Myontrigger der vorderen Endkappe, Subtrigger 14 und 15, verschwindend gering. Die Ereignisse, die von einem der

³Gemittelt über die Runs 62575–66609.

Nr.	Bedingung	Skalierung	inel. J/ψ	elast. J/ψ
14	Myon: vordere innere Endkappe Spuren: Rays in vorderen MWPC z-Vert.: Vertex u. geringe Mult.	—	0.8%	0.2%
15	Myon: vordere innere Endkappe Spuren: ≥ 1 Spur z-Vert.: Vertex u. geringe Mult.	—	0.3%	0%
17	Myon: vordere äußere Endkappe • Spuren: — z-Vert.: Vertex	—	5.7%	7.0%
18	Myon: Endkappe (außer: vord.in.) • Spuren: ≥ 1 Spur z-Vert.: Vertex	—	26.0%	19.0%
19	Myon: Zentralbereich • Spuren: ≥ 1 Spur z-Vert.: Vertex	—	13.4%	1.2%
22	Myon: rückw. Endkappe • Spuren: — z-Vert.: Vertex	1.54	19.4% (29.9%)	14.3% (22.0%)
23	Myon: rückw. innere Endkappe • Spuren: Treffer in rückw. MWPC z-Vert.: geringe Mult.	—	11.1%	5.0%
26	Myon: $\geq 2\mu$ in Endkappen Spuren: — z-Vert.: Vertex	—	6.2%	5.2%
27	Myon: $\geq 2\mu$ davon 1 in Zentr. Spuren: ≥ 1 Spur z-Vert.: Vertex	—	2.8%	0.3%
—	Logisches „Oder“ der mit • markierten Myontrigger	—	$46.4 \pm 2.2\%$	$28.5 \pm 1.2\%$

Tabelle 5.2: Die Myontrigger (Subtrigger) während der Datennahmeperiode 1993. Neben den Myon-, Spur- und z -Vertex-Bedingungen der einzelnen Trigger ist die Effizienz der Trigger für elastisch und inelastisch produzierte $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse angegeben. Die Werte beziehen sich auf den Teil der rekonstruierten und selektierten Ereignisse im Akzeptanzbereich der Detektors ($15^\circ < \vartheta_\mu < 165^\circ$). Die Effizienz für Trigger 22, der 1993 als einziger mit einem Skalierungsfaktor versehen war, ist in Klammern angegeben.

2-Myon-Trigger (Subtrigger 26 und 27) getriggert werden, werden auch von einem der anderen Myontrigger erfaßt, so daß die 2-Myon-Trigger keine Rolle für die Analyse spielen.

5.2.2 Spurtrigger

Reine Spurtrigger wurden entwickelt für Ereignisse ohne besondere Signatur wie dem gestreuten Elektron, ohne Myonen oder ohne großen Energiefluß im Detektorbereich. Solche Ereignisse sind zum Beispiel nicht-leptonische Zerfälle schwerer Quarks, aber auch Ereignisse des Typs $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Außerdem ist mit diesen Triggern eine (teilweise) unabhängige Überprüfung anderer Trigger möglich.

Es zeigt sich, daß auch $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse zu einem Teil von den Spurtriggern erkannt werden. Besonders im Zentralbereich, wo die Myonen nicht genügend Energie haben, um ein Myon-Trigger-Signal zu setzen (s. Abschnitt 5.1.1), wird die Effizienz durch die Spurtrigger verbessert.

Da die Spurtrigger nicht sehr spezifisch sind, ist der Untergrund durch eigentlich unerwünschte Ereignisse (z.B. Strahl-Gas-Ereignisse) für die Spurtrigger hoch. Daher war bei allen Spurtriggern ein relativ hoher Skalierungsfaktor notwendig, so daß die effektive Effizienz einzelner Spurtrigger gering ist.

Die wichtigsten Spurtrigger und ihre Definition sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt. Die angegebenen Skalierungsfaktoren sind die Luminositäts-gewichteten Mittelwerte der Skalierungsfaktoren während der Datennahmeperiode 1993.⁴ Auch hier sind die verschiedenen Trigger zum großen Teil unabhängig voneinander. Insbesondere für die inelastisch produzierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse ist eine sehr große Zahl von Einzeltriggern nötig.

Zwei Anmerkungen zu Tabelle 5.3: Da die Effizienz des Driftkammer-Triggerelements z.B. wegen der toten Sektoren der inneren Driftkammer deutlich kleiner als 100% ist, sprechen die Subtrigger 45 und 46 auch (bzw. gerade) auf Ereignisse mit *zwei* Spuren an. Die Subtrigger 44 und 47 unterscheiden sich in der Berechnung der Signifikanz des Peaks im z -Vertex-Histogramm (s. Abschnitt 5.1.3).

5.2.3 Trigger für das gestreute Elektron

Die Triggerelemente des Rückwärtskalorimeters (BEMC) sind teilweise ohne weitere Bedingungen als Untertrigger benutzbar; beim Elektrontagger reicht zum Beispiel die Forderung nach einer geladenen Spur im Zentraldetektor, um die Rate ausreichend zu reduzieren (s. Tabelle 5.4). Für den Elektrontagger des rückwärtigen Kalorimeters ist die Triggereffizienz praktisch 100%, falls das Elektron das Kalorimeter trifft. Ein rein geometrischer, d.h. kinematischer Akzeptanzschnitt (etwa $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$) stellt das sicher.

Die effektive Effizienz des Elektrontaggers ist gering, besonders für elastisch produzierte Ereignisse, da die Beschränkung auf $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse, in denen beide Myonen im zentralen Detektorbereich nachgewiesen werden können, einer Einschränkung auf den kinematischen Bereich $y < 0.2$ entspricht. Der Elektrontagger wird jedoch nur im Bereich $0.2 < y < 0.8$ vom gestreuten Elektron getroffen. Dieser Zusammenhang wird an späterer Stelle ausführlich erläutert (s. Abschnitt 6.2.3).

Grundsätzlich wäre besonders der Trigger Nr. 0 hervorragend geeignet, die Myon- und die Spurtrigger unabhängig zu verifizieren und ihre Effizienz für die J/ψ -Ereignisse aus den Daten zu bestimmen, da keine zusätzlichen Spur- oder z -Vertex-Bedingungen zu erfüllen sind. Mit

⁴Gemittelt über die Runs 62575–66609.

Nr.	Bedingung	Skalierung	inel. J/ψ	elast. J/ψ
35	Spuren: ≥ 1 Spur — z-Vert.: Cluster	29.4	1.0% (31.4%)	1.7% (49.1%)
43	Spuren: = 2 Spuren, davon eine mit $p_T > 800$ MeV z-Vert.: Cluster	3.50	2.1% (7.5%)	2.8% (9.7%)
44	Spuren: ≥ 3 Spuren, davon eine neg. und eine mit $p_T > 800$ MeV z-Vert.: signifikanter Vertex (1)	1.47	1.4% (2.1%)	0%
45	Spuren: = 1 Spur — z-Vert.: Cluster	21.3	0.8% (16.2%)	1.4% (29.0%)
46	Spuren: = 1 Spur, keine Energie im vorderen LAr-Kalo. z-Vert.: Cluster	3.55	1.9% (6.7%)	8.2% (29.0%)
47	Spuren: ≥ 3 Spuren, davon eine neg. und eine mit $p_T > 800$ MeV z-Vert.: signifikanter Vertex (2)	2.58	1.1% (2.8%)	0%
48	Spuren: ≥ 3 Spuren, davon eine neg. Treffer in rückw. MWPC z-Vert.: signifikanter Vertex (1)	1.70	3.1% (5.2%)	0%
—	Logisches „Oder“ aller aufgelisteten Spurtrigger	—	$11.9 \pm 1.5\%$	$12.2 \pm 0.8\%$

Tabelle 5.3: Die Spurtrigger während der Datennahmeperiode 1993. Neben der Definition der einzelnen Trigger und dem Skalierungsfaktor ist die Effizienz der Trigger für elastisch und inelastisch produzierte $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse angegeben. Die Werte beziehen sich auf den Teil der rekonstruierten und selektierten Ereignisse im Akzeptanzbereich der Detektors ($15^\circ < \vartheta_\mu < 165^\circ$). In Klammern ist die Effizienz der unskalierten Trigger angegeben.

Nr.	Bedingung	Skalier.	elast. J/ψ	inel. J/ψ
0	gestr. Elektron: im Rückwärtskalorimeter Spuren: — z-Vertex: —	—	100% (s. Text)	100% (s. Text)
80	gestr. Elektron: im Elektrontagger Spuren: — z-Vertex: ≥ 1 Eintrag	2.39	2.9% (7.0%)	0.1% (0.3%)
83	gestr. Elektron: im Elektrontagger Spuren: ≥ 1 Spur z-Vertex: ≥ 1 Eintrag	—	5.4%	0.1%

Tabelle 5.4: Die Definition einiger der Trigger zur Erkennung des gestreuten Elektrons. Neben der Definition der einzelnen Trigger ist die Effizienz der Trigger für elastisch und inelastisch produzierte $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse angegeben. Für den Subtrigger 0 ist die Effizienz 100%, wenn durch kinematische Schnitte sichergestellt ist, daß das gestreute Elektron das BEMC erreicht. Die Werte für den Elektrontagger beziehen sich auf den Teil der Ereignisse mit beiden Myonen im Detektor ($15^\circ < \vartheta_\mu < 165^\circ$).

der Datenmenge des Jahres 1993 war eine solche Untersuchung wegen der geringen Statistik nicht möglich. Abbildung 5.2 zeigt das Massenspektrum aller Spurpaare in Ereignissen mit geringer Multiplizität ($2 \leq N_{good} \leq 3$), die durch Trigger 0 getriggert wurden. Eine Anhäufung im Bereich der J/ψ -Masse ist kaum zu erkennen; die Zahl der Ereignisse ist auf jeden Fall klein. (Da keine Myon-Identifikation erfolgt, sind hier z.B. auch elektronische Zerfälle des J/ψ enthalten.)

5.3 Monte-Carlo-Simulation der Trigger

In der Anfangsphase der Datennahmeperiode 1993 wurden die Definitionen einiger Trigger-elemente und Untertrigger geändert, um sie der steigenden Luminosität und den steigenden Untergrundraten anzupassen. Besonders die Myontrigger waren davon betroffen.

In der Phase „nachdem das Magnetfeld wieder da war“ (ab Run 62575) waren die Definitionen jedoch stabil. Änderungen der Effizienz einiger der Triggerelemente während der Datennahmeperiode, z.B. durch ausgefallene Module oder Verbesserungen des Timings, wurden sorgfältig überwacht und in der H1-Datenbank abgespeichert. Die Monte-Carlo-Simulation der verschiedenen Prozesse trug dem Rechnung, indem die Datensätze in entsprechende, Teile unterteilt und mit den zugehörigen Bedingungen simuliert wurden.

Die Definitionen der Untertrigger als Kombination verschiedener Triggerelemente wird für die Simulation ebenfalls der Datenbank entnommen und stimmt mit den tatsächlichen Bedingungen überein.

Die Skalierungsfaktoren einiger Trigger wurden ständig den Untergrundbedingungen angepaßt. Die Simulation verwendet den Luminositäts-gewichteten Mittelwert über die gesamte Laufzeit. Die Simulation der Triggerelemente wurde von den jeweiligen Experten ständig den tatsächlichen Bedingungen angepaßt. Dazu wurden z.B. für den z -Vertex-Trigger die Effizienzen jeder einzelnen Auslese-Elektrode getrennt behandelt. Ähnliches gilt für die Spurkammer-Trigger-elemente und die Myon-Trigger-elemente.

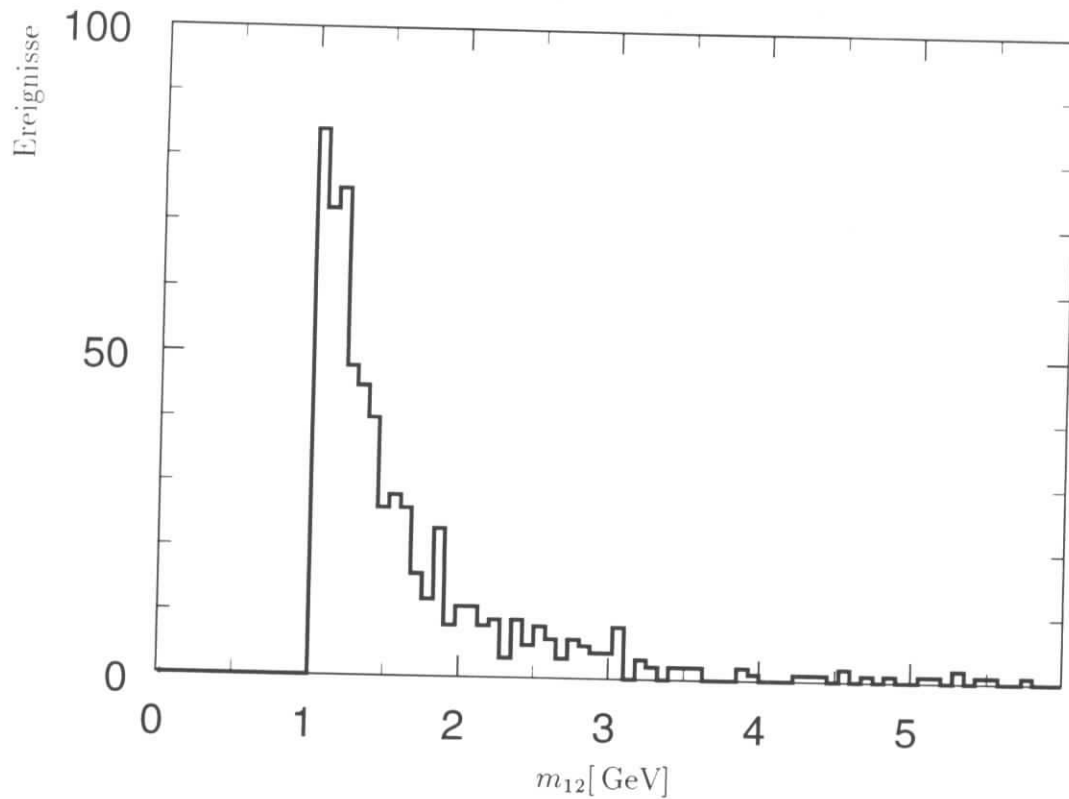


Abbildung 5.2: Massenspektrum aller Spurpaare in Ereignissen mit geringer Multiplizität ($2 \leq N_{\text{good}} \leq 3$) und gestreutem Elektron im Rückwärtskalorimeter.

Wünschenswert wäre aber eine Überprüfung der Effizienzen der verwendeten Myontrigger für Ereignisse des gewünschten Typs, d.h. Myonpaare, an Hand unabhängiger Trigger(elemente) mit den Daten selbst. Es wurde schon darauf hingewiesen, daß dafür nicht genügend Statistik zur Verfügung stand.

Eine Überprüfung der Effizienz der Myontriggerelemente in Ereignissen mit *einem* erkannten Myon, getriggert durch das gestreute Elektron im Rückwärtskalorimeter, ergibt Abweichungen zwischen Simulation und Experiment im Bereich von 5-15%. Diese Ergebnisse sind in Tabelle 5.5 aufgelistet. Die Effizienz der Myontrigger hängt stark vom Impuls und Polarwinkel des Myons ab. Diese Abhängigkeit wird von der Simulation gut wiedergegeben. Für die Tabelle wurden Myonen mit einem Impuls von 2-3 GeV ausgewählt.

Für das Triggerelement des Zentralbereichs ergibt sich die Schwierigkeit, zuverlässig kosmische Myonen aus dem Datensatz zu entfernen: Kosmische Myonen kommen von außen in den Detektor und verlieren einen Teil ihres Impulses im Myondetektor und im Kalorimeter. Der Impuls, der von der Driftkammer gemessen wird, ist dann um einige GeV zu klein und die Effizienz für einen vorgegebenen Impulsbereich wird dadurch zu groß bestimmt. Die beste Übereinstimmung besteht für die Triggerelemente der rückwärtigen Endkappe. Da diese Triggerelemente auch die größte Bedeutung beim Triggern der $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse haben (Myon-Subtrigger 18, 22 und 23), wird ein Wert von 10% als systematischer Fehler der Monte-Carlo-Simulation der Myon-Triggerelemente angenommen.

Der systematische Fehler der Myon-Triggersimulation wird pauschal mit 15% angenommen. Zusammengesetzt aus 10% für die Myon-Triggerelemente, 10% für die Sporkammer-Triggerrele-

Triggerelement	Daten	Simulation	rel. Abweichung
Vordere Endkappe	$41 \pm 9\%$	$35 \pm 2\%$	15%
Zentralbereich	$25 \pm 5\%$	$21 \pm 2\%$	16%
Rückwärtige Endkappe	$71 \pm 3\%$	$68 \pm 2\%$	4%

Tabelle 5.5: Vergleich der Effizienz der Myon-Triggerelemente in der Simulation und in den Daten.

mente und 5% für den z -Vertex-Trigger.

Die Effizienz der Spurtrigger für Ereignisse mit mindestens zwei Spuren (ohne Myon-Identifikation) wurde mit Hilfe der BEMC-getriggerten Daten überprüft. Diese Untersuchung wurde von Th. Jansen im Rahmen der Arbeiten zu [73] für die Analyse der $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse durchgeführt. Da für diese Triggerüberprüfung keine Lepton-Erkennung verwendet wurde, sind die Ergebnisse auf die $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse übertragbar. Es wurde ein systematischer, relativer Fehler von 15% für die Spurtrigger ermittelt [45].

5.4 Untergrundfilter der Stufe 4

Die allgemeine Funktionsweise der Triggerstufe 4 wurde in Abschnitt 1.3.4 beschrieben: Es gibt keine spezielle Filterfarm-Routine zur Erkennung von $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen. Die Filterfarm verifiziert die Trigger der Stufe 1 anhand der vollständigen Detektordaten. Zusätzlich werden Schnitte gegen kosmische Myonen und Strahl-Gas-Ereignisse angewendet.

Da die spätere vollständige Rekonstruktion auf den gleichen Daten beruht wie die schnelle Rekonstruktion der Filterfarm, und da die Endauswahl härtere Schnitte an die rekonstruierten Größen anlegt, haben die Filterfarm-Algorithmen im Prinzip keinen Einfluß auf die Effizienz der Selektion der $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse.

Es ergibt sich jedoch ein Unterschied daraus, daß die Filterfarm für alle Ereignisse mit Spurkammer-Triggerelement eine rekonstruierte Spur außerhalb der „toten“ Sektoren der CJC 1 mit einem Spurbeginn bei höchstens $R_{beg} \leq 30$ cm verlangt (s. Abschnitt 3.2.1). Bei Myontriggern wird diese Bedingung sogar für jene Spur verlangt, die mit dem instrumentierten Eisen verbunden wurde (s. Abschnitt 4.1.2). Diese Bedingung wird jedoch bei der späteren Auswahl der Spuren zur Rekonstruktion des J/ψ -Mesons nicht gestellt (s. Abschnitt 3.2.2).

Die Effizienz der Filterfarm für $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse wird durch die Schnitte gegen kosmische Myonen und Strahl-Gas-Ereignisse etwas reduziert. Der Einfluß dieser Schnitte kann durch die Monte-Carlo-Simulation überprüft werden. Insgesamt ergibt sich eine Effizienz für $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse im Akzeptanzbereich von 90%.

Um die Funktionsweise der Filterfarm-Algorithmen überprüfen zu können, werden 1% der verworfenen Ereignisse gesichert. In dem einen Prozent der abgespeicherten, von der Filterfarm verworfenen Ereignisse wurde kein Myonpaar mit einer Masse größer als 2 GeV gefunden.

5.5 Selektion der Myonpaar-Kandidaten

Die Ereignisauswahl verläuft in drei Stufen: Im Anschluß an die vollständige Rekonstruktion erfolgt die Unterteilung der Ereignisse in physikalische Klassen (POT-Selektion⁵). Erst nach

⁵POT: Production Output Tape

einer weiteren Vorauswahl mit verschärften Bedingungen (DST-Selektion⁶) stehen die Daten für die Analyse zur Verfügung. Allgemeine Bemerkungen zur POT und DST-Selektion finden sich in Abschnitt 1.3.4.

POT- und DST-Selektion von $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Kandidaten: Die Kriterien für die POT- und DST-Selektion von $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Kandidaten beruhen auf der Rekonstruktion von mindestens zwei geladenen Spuren und der Identifikation von mindestens einem Myon in Ereignissen geringer Multiplizität ($N \leq 4$) oder von zwei Myonen. Kosmische Myonen wurden durch einfache Schnitte weiter unterdrückt.

Da die Bedingungen der Vorauswahl auch in der Endauswahl enthalten sind oder sogar verschärft wurden, wird hier nicht näher auf die Effizienz der POT- und DST-Selektion und die Fähigkeit der Simulation, diese Effizienz zu reproduzieren, eingegangen.

Insgesamt wurden etwa 120.000 Ereignisse als Kandidaten für $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse klassifiziert und auf DST abgespeichert.⁷ Das ist noch immer ein Faktor 2500 über der später tatsächlich gefundenen Zahl J/ψ .

Auswahl der Myonpaar-Ereignisse: Die vorselektierten Ereignisse werden nach Myonpaaren durchsucht. Dazu werden die in den Kapiteln 3 und 4 beschriebenen Methoden zur Definition „guter“ Spuren (s. Tabellen 3.1 und 3.4) und zur Myonerkennung benutzt. Zunächst werden Myonkandidaten sowohl im zentralen Detektorbereich wie auch im Vorwärtsbereich akzeptiert. Letzteres nur, um zu bestätigen, daß mit der geringen Statistik der Datennahmeperiode 1993 kein J/ψ -Signal im Vorwärtsbereich gefunden wird.

Das Massenspektrum aller in den Daten des Jahres 1993 gefundenen Myonpaare ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Die selektierten Myonpaare werden unterteilt in Paare, bei denen beide Spuren im Zentralbereich rekonstruiert werden (Abb. 5.3a,c) und in Ereignisse, in welchen wenigstens eines der Myonen im Vorwärtsbereich gefunden wird (Abb. 5.3b,d). Für die Abbildungen 5.3a,b werden Ereignisse mit geringer Multiplizität ausgewählt ($N_{good} \leq 3$, d.h. neben den rekonstruierten Myonen wird maximal eine weitere „gute“, rekonstruierte Spur zugelassen). Ein deutliches J/ψ -Signal ist in Abbildung 5.3a — beide Myonen im Zentralbereich und geringe Multiplizität — zu erkennen: Im Bereich der J/ψ -Masse von 3.097 GeV weist das Histogramm ein Maximum in der Massenverteilung auf (ca. 30 Ereignisse). Der Untergrund ist gering, in dem Datensatz der Ereignisse geringer Multiplizität sind nur wenige Myonpaare mit gleicher Ladung enthalten.

Vorwärtsbereich Wenn auch die im Vorwärtsbereich rekonstruierten Myonen benutzt werden (s. Abb. 5.3b,d) steigt der Untergrund im Verhältnis zum Signal stark an. Ein signifikantes J/ψ -Signal ist nicht zu erkennen. Ausgehend von der Zahl der gefundenen J/ψ -Mesonen im Zentralbereich kann auf Grund der geringeren Effizienz der Trigger und der Spurrekonstruktion im Vorwärtsbereich mit etwa 10 Ereignissen gerechnet werden. Unter Berücksichtigung der geringeren Massenauflösung bei Verwendung von Vorwärtsspuren entspricht das Ergebnis der Messung im Rahmen der Statistik den Erwartungen (s. Abschnitt 3.7).

Da sowohl die Zahl der gefundenen Ereignisse wie auch die Zahl der erwarteten Ereignisse im Vorwärtsbereich gering ist, kann das J/ψ -Signal durch die Verwendung der Vorwärtsspuren

⁶DST: Data Summary Tape

⁷Bezogen auf die Runs 62575–66609. In der Runperiode 58390–60023 wurden mit anderen Detektorbedingungen und mit schwächeren Selektionsbedingungen etwa 70.000 Ereignisse selektiert — dieser Runperiode wurde für die Analyse nicht verwendet (s. Abschnitt 7.1).

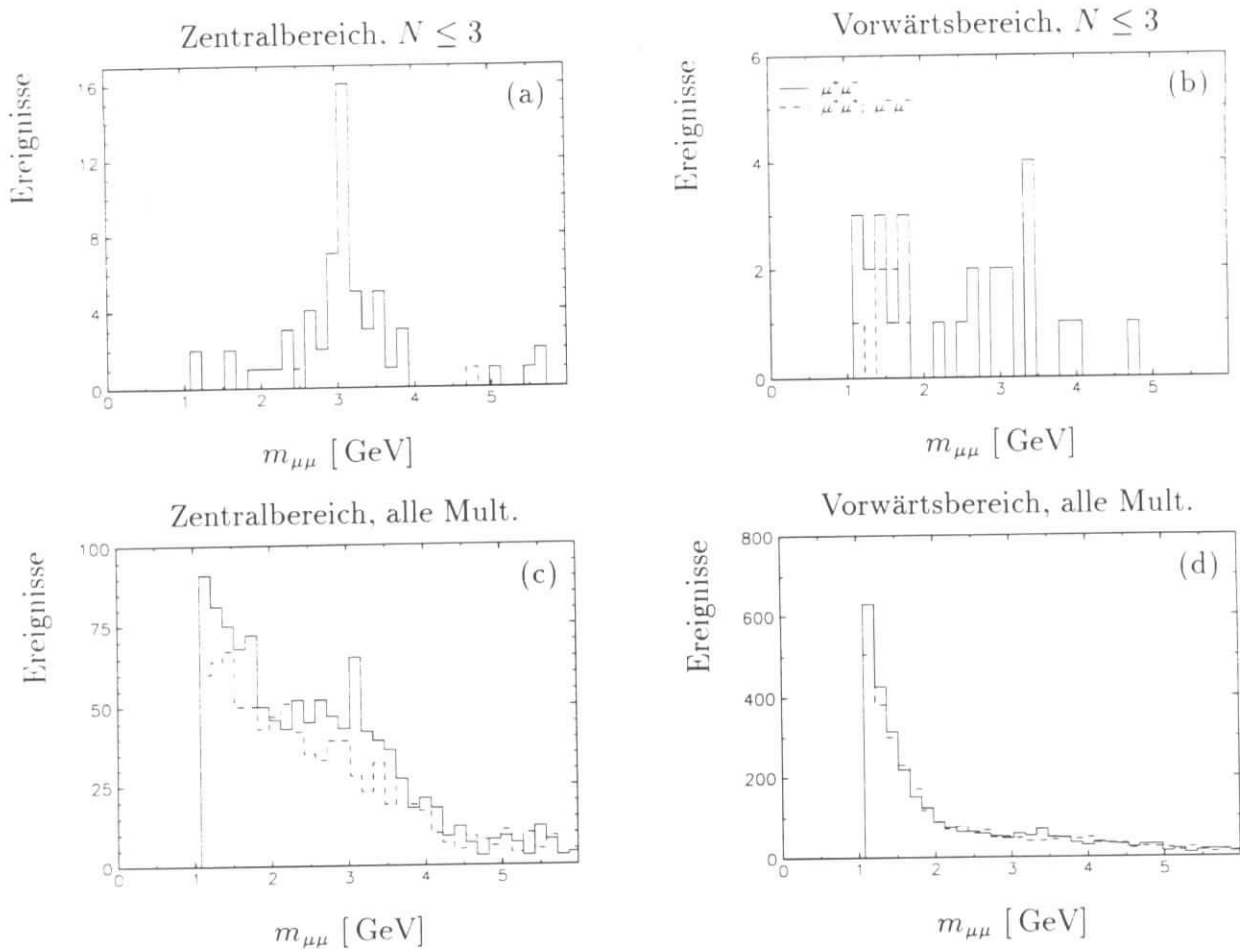


Abbildung 5.3: Massenspektrum der Myonpaare aus der Datennahmeperiode 1993. Die Histogramme der Figuren (a) und (c) zeigen Myonpaare aus dem Zentralbereich des Detektors; bei den Ereignissen in den Figuren (b) und (d) wird wenigstens eine der Spuren mit Hilfe des Vorwärtsspurkammersystems rekonstruiert. Die Figuren (c) und (d) beinhalten alle Ereignisse ohne Multiplizitätsbeschränkung, während in den Figuren (a) und (b) nur Ereignisse mit geringer Multiplizität ($N_{good} \leq 3$) dargestellt sind. Die gestrichelten Histogramme zeigen Spurpaare mit gleicher elektrischer Ladung, die durchgezogenen Histogramme nur die Paare mit unterschiedlicher Ladung.

auch mit schärferen Qualitätsbedingungen für die Spuren oder für die Myonidentifikation nicht verbessert werden. Für die weitere Analyse werden die Vorwärtsspuren daher nicht benutzt.⁸

5.5.1 J/ψ -Rekonstruktion in Ereignissen hoher Multiplizität

Der Untergrund in der Massenverteilung der Myonpaare steigt ebenfalls an, wenn die Beschränkung auf Ereignisse geringer Multiplizität ($N_{good} \leq 3$) aufgehoben wird (s. Abb. 5.3c,d). Das J/ψ -Signal ist in Abbildung 5.3c noch zu erkennen, der Untergrund dominiert jedoch. Die Verteilung der Spurpaare mit gleichem Ladungsvorzeichen hat fast das gleiche Niveau wie die

⁸Spuren, die sowohl durch die zentralen als auch die Vorwärtsspurkammern gehen, werden benutzt, sofern der Teil im Zentralbereich alleine die Qualitätsanforderungen für gute Spuren erfüllt, die in Kapitel 3 definiert wurden.

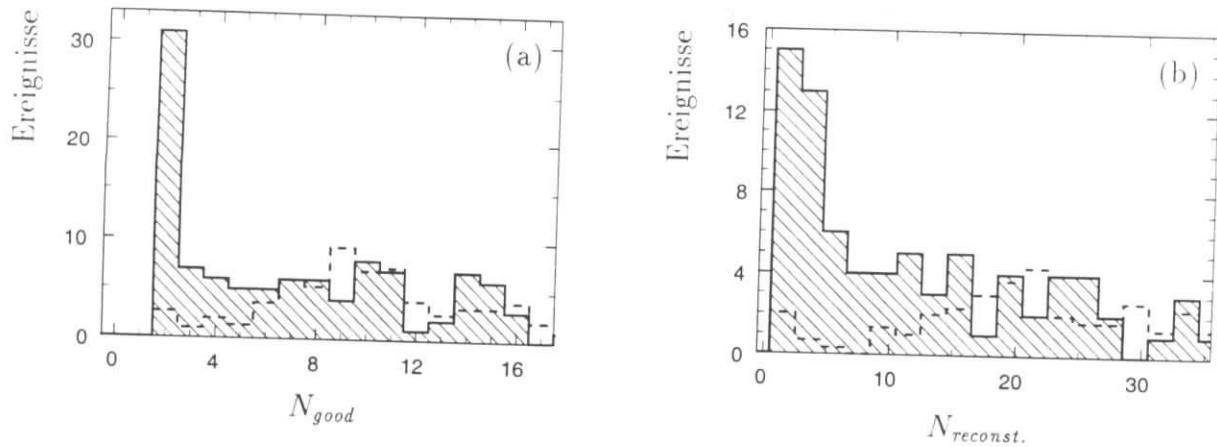


Abbildung 5.4: Anzahl der rekonstruierten Spuren in Myonpaar-Ereignissen. Schraffiert die Myonpaare unterschiedlicher Ladung aus dem Bereich der J/ψ -Masse; gestrichelt die Untergrundverteilung (s. Text). Figur (a) zeigt alle guten Spuren nach der Definition aus Kapitel 3; Figur (b) alle rekonstruierten Spuren ohne weitere Qualitätsschnitte (wegen der geringen Statistik wurde hier die doppelte Binbreite gewählt.)

Verteilung der Paare unterschiedlicher Ladung, ebenfalls ein deutliches Zeichen für den großen Anteil von Untergrund in Ereignissen hoher Multiplizität.

Dieser Untergrund kann auf fälschlicherweise als Myon identifizierte Pionen und auf den myonischen Zerfall von Pionen und Kaonen zurückgeführt werden. Mit einer Fehlidentifikations- bzw. Zerfallswahrscheinlichkeit von einigen Prozent pro Spur (s. Abschnitt 4.4) steigt die Wahrscheinlichkeit, zwei Myonen in einem Ereignis zu finden, stark an mit der Gesamtzahl der Spuren. Für semileptonische Zerfälle schwerer Quarks in Myonen — typischerweise Ereignisse mit hoher Multiplizität — beträgt der Untergrund von Pionen und Kaonen bei der Suche nach Ereignissen mit *einem* erkannten Myon (für $p_T > 1.5 \text{ GeV}$) etwa 50% [51].

Abbildung 5.4 zeigt die Multiplizität der selektierten Ereignisse mit Myonpaaren. Die Myonen sind auf den Zentralbereich beschränkt, gezählt werden aber auch Spuren im Vorwärtsdetektor. In Figur (a) ist die Zahl der *guten* Spuren dargestellt, daneben in Figur (b) die Gesamtzahl aller rekonstruierten Spuren. Als Signalbereich wurde der Bereich um die nominelle J/ψ -Masse $\Delta m := |m_{\mu\mu} - 3.1 \text{ GeV}|$; $\Delta m < 0.225 \text{ GeV}$ festgelegt. Für die Untergrundverteilungen wurden sowohl die Myonpaare mit einer Masse unmittelbar neben dem Signalbereich ($0.225 \text{ GeV} < \Delta m < 0.450 \text{ GeV}$) als auch die Myonpaare *gleicher* Ladung aus dem Signalbereich verwendet, um eine möglichst hohe Statistik zu erzielen. Die Untergrundverteilungen wurden mit dem Faktor $1/3$ gewichtet, weitere Normierungen wurden nicht vorgenommen.

Offenbar sind Ereignisse mit hoher Multiplizität von Untergrund dominiert: Ab etwa acht *guten* Spuren hat die Verteilung der Myonpaare aus dem Untergrundbereich das gleiche Niveau wie die Verteilung der J/ψ -Kandidaten (Abb. 5.4a). Für die weitere Analyse werden daher die Ereignisse mit sehr hoher Multiplizität ($N_{good} > 10$ oder $N_{reconst.} > 20$) verworfen.

Der Einfluß dieser Schnitte auf die Selektionseffizienz und den zugänglichen kinematischen Bereich der inelastisch produzierten J/ψ -Mesonen wird an späterer Stelle diskutiert (Kapitel 6). Hier soll zunächst nur ein J/ψ -Signal in der Massenverteilung der rekonstruierten Myonpaare herausgearbeitet werden, das möglichst frei von Untergrund ist.

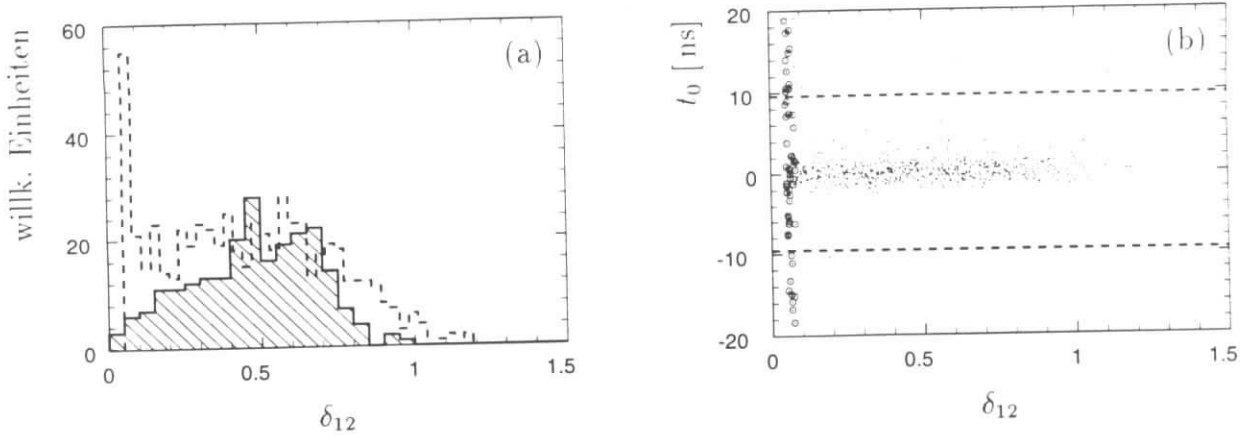


Abbildung 5.5: Zusätzliche Schnitte gegen kosmische Myonen. Figur (a): Akollinearitätsbedingung, es gilt $\delta_{12} = 0$ für genau gegenüberliegende Spuren. Gestrichelt ist die Verteilung aller selektierten Myonpaare dargestellt; Myonpaare mit $\delta_{12} < 0.05$ wurden bereits in der POT und DST-Selektion verworfen und sind daher nicht enthalten. Schraffiert wird die entsprechende Verteilung von simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen gezeigt. Figur (b): Korrelation von δ_{12} mit dem zeitlichen Abstand t_0 zwischen den rekonstruierten Spuren und der nominellen Wechselwirkungszeit von HERA. Die Myonpaare aus dem Bereich $0.05 < \delta_{12} < 0.08$ sind als Kreise dargestellt. Die zusätzlichen Schnitte in t_0 sind als gestrichelte Linien eingezeichnet.

5.5.2 Filter gegen kosmische Myonen

Eine hohe Untergrundrate auf der Ebene der ersten Triggerstufe ergibt sich durch Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung: Ein solches Myon mit einigen GeV Impuls hat eine ähnliche Topologie wie ein Myonpaar von einem J/ψ -Zerfall, falls es (zufällig) genau durch den nominellen Wechselwirkungsbereich des Detektors fliegt.

Da die beiden Spurhälften des kosmischen Myons auf der gleichen Helix liegen, läßt sich ein großer Teil der „Cosmics“ bereits in der vierten Triggerstufe und in der Vorauswahl (DST und POT) mit Hilfe der rekonstruierten Spuren durch einen Akollinearitätsschnitt ausschließen. Dazu wird versucht, eine Helix an zwei gegenüber liegende Spuren anzupassen; gelingt das, so liegt mit großer Sicherheit ein kosmisches Myon vor.

Die kosmischen Myonen durchfliegen den Detektor zu beliebigen Zeiten, unabhängig von den $e p$ -Wechselwirkungen. Durch die sehr genaue Zeitinformation der rekonstruierten CJC Spuren ist somit eine weitere Reduktion dieses Untergrunds möglich.

Abbildung 5.5a zeigt die Verteilung der Größe $\delta_{12} = \sqrt{(\Delta\varphi_{12} - \pi)^2 + (\vartheta_1 + \vartheta_2 - \pi)^2}/\pi$, welche ein Maß für die Akollinearität zweier Spuren ist. Durch den Anstieg der Verteilung für $\delta_{12} \rightarrow 0$ (der Bereich $\delta_{12} < 0.05$ wurde bereits in der Vorselektion verworfen) ist zu erkennen, daß trotz der Cosmic-Filter der Triggerstufe 4 und der Vorauswahl noch ein erheblicher Anteil kosmischer Myonen enthalten ist.

Dieses wird durch die Tatsache bestätigt, daß die Ereignisse mit $\delta_{12} < 0.08$ zeitlich nicht mit den $e p$ -Wechselwirkungen korreliert sind: Abbildung 5.5b zeigt δ_{12} und die Größe t_0 , die den zeitlichen Abstand zwischen dem aus den rekonstruierten Spuren berechneten Ereigniszeitpunkt und der nominellen Wechselwirkungszeit von HERA angibt, für alle ausgewählten Myonpaare. Die t_0 Verteilung der Ereignisse mit $\delta_{12} < 0.8$ ist flach, während die Ereignisse mit $\delta_{12} > 0.08$

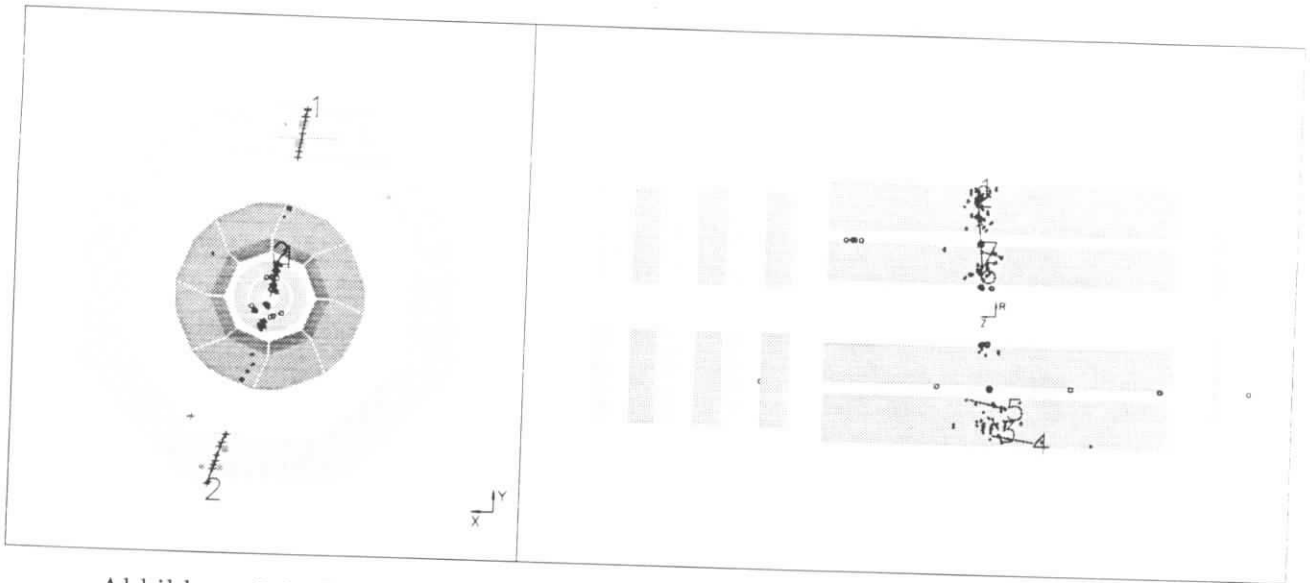


Abbildung 5.6: Beispiel für eines der kosmischen Myonen, welches alle Cosmic-Filter der Vor- und Endauswahl überlebte und nur durch visuelle Durchsicht erkannt wurde. Offenbar wurde der Polarwinkel einer der Spuren völlig falsch rekonstruiert.

um $t_0 = 0$ normalverteilt sind.

Um eine weitere Reduktion der kosmischen Myonen zu erreichen, wurden folgende Schnitte angewendet: $\delta_{12} > 0.08 \hat{=} 15^\circ$ und $|t_0| < 9.6 \text{ ns}$.

Mit der Annahme, daß die Cosmics in t_0 flach verteilt sind, kann geschlossen werden, daß immer noch einige kosmische Myonen im Datensatz enthalten sind. Bei einer visuellen Durchsicht der selektierten Myonpaare in Ereignissen mit höchstens drei Spuren wurden etwa 10% als kosmische Myonen klassifiziert. Dieser Wert stimmt mit dem erwarteten Wert aus der t_0 -Verteilung überein.

In der Regel war bei diesen Cosmics die Qualität der rekonstruierten Spuren nicht gut genug, um die Akollinearitätsbedingung zu erfüllen — ein Nebeneffekt dieser Methode zur Reduktion von Cosmics ist, daß die „schlechtesten“ übrig bleiben. Ein Beispiel für ein solches Ereignis ist in Abbildung 5.6 zu sehen.

Nach der visuellen Durchsicht der Ereignisse ist „sicher“ kein kosmisches Myon mehr im Datensatz enthalten — alle verbliebenen Ereignisse weisen einen deutlichen Knick zwischen den beiden rekonstruierten Myonspuren auf. Auch die statistische Analyse der t_0 -Verteilung ist verträglich mit der Annahme, daß kein kosmisches Myon mit einer Masse unter 5 GeV in der Endselektion enthalten ist. Die Massenverteilung der kosmischen Myonen (vor der Reduktion) ist relativ flach im Bereich 1–5 GeV mit einem Maximum im Bereich 1–2 GeV. Selbst wenn noch immer 5 kosmische Myonen mit einer „Masse“⁹ unter 5 GeV verblieben wären, wären weniger als 0.5 kosmische Myonen im Signalbereich zu finden. Der Untergrund an kosmischen Myonen wird daher im folgenden vernachlässigt.

⁹Gemeint ist die invariante Masse des Spurpaares.

5.5.3 Synchrotronstrahlung und Strahl-Gas-Untergrund

Etwa 10% der Protonen- und Elektronenpakete in HERA haben keinen entsprechenden Kollisionspartner. Ereignisse, die beim Durchgang dieser sogenannten *Pilot*-Pakete durch die Wechselwirkungszone des H1-Detektors aufgezeichnet werden, müssen folglich von Untergrundreaktionen stammen, im Fall der Elektron-Pilot-Pakete vor allem von Synchrotronstrahlung, bei Proton-Pilot-Paketen von Strahl-Gas-Wechselwirkungen.

Unter den selektierten Myonpaaren sind keine Ereignisse aus Elektron- oder Proton-Pilot-Paketen. Der Untergrund aus Strahl-Gas-Wechselwirkung und Synchrotronstrahlung wird vernachlässigt.

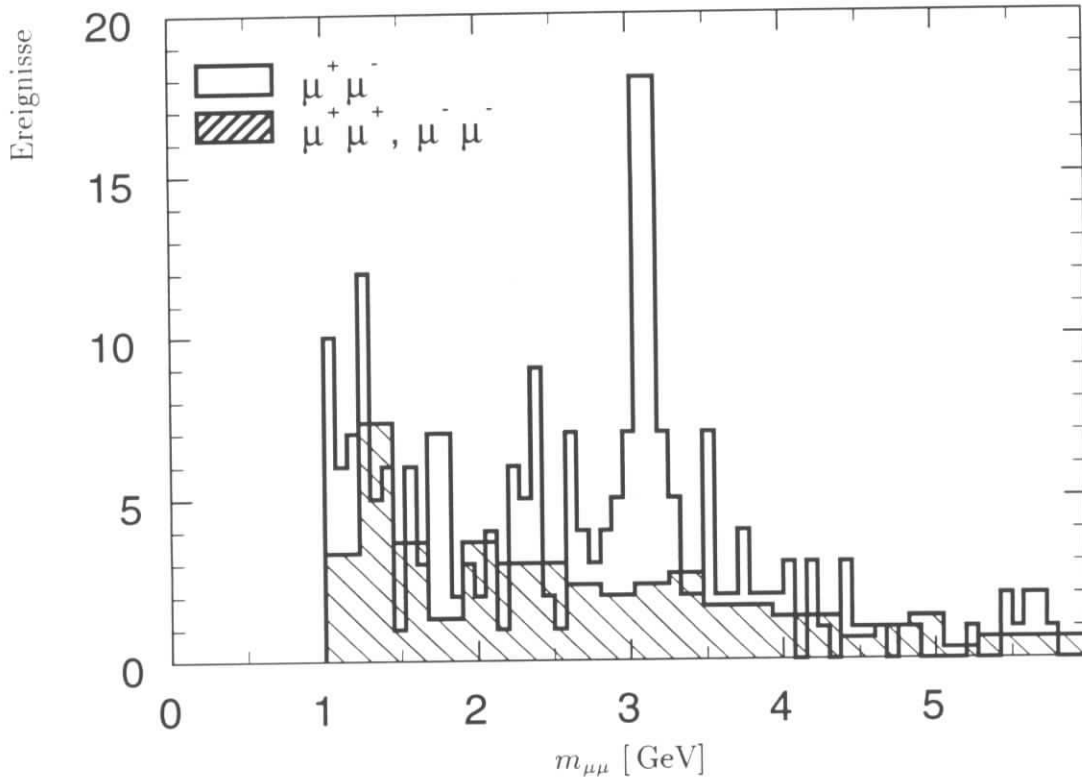


Abbildung 5.7: Massenverteilung der Myonpaare der Datennahmeperiode 1993 nach der Endauswahl. Das offene Histogramm zeigt die Myonpaare unterschiedlicher Ladung; das schraffierte Histogramm enthält die Myonpaare gleicher Ladung.

5.6 Zusammenfassung der Ereignisselektion

Die gesamte Selektionskette von der ep -Wechselwirkung bis zum signifikanten J/ψ -Signal ist hier nochmals zusammenfassend dargestellt:

Triggerstufe 1: Ein Myontrigger, ein Spurtrigger oder ein Trigger zur Erkennung des gestreuten Elektrons muß ausgelöst werden.

Triggerstufe 4: Der Trigger muß durch rekonstruierte Größen verifiziert werden (die entsprechenden Schnitte sind auch in der Endauswahl enthalten bzw. werden dort verschärft).

Vorauswahl: Mindestens zwei rekonstruierte Spuren; mindestens ein identifiziertes Myon in Ereignissen geringer Multiplizität (≤ 4 Spuren) oder zwei identifizierte Myonen: Schnitte gegen kosmische Myonen (die entsprechenden Schnitte sind auch in der Endauswahl enthalten bzw. werden dort verschärft).

Endauswahl: Mindestens zwei rekonstruierte und identifizierte Myonen im Zentralbereich gemäß den Definitionen für gute Spuren und Myonen in den Kapiteln 3 und 4; Schnitte gegen kosmische Myonen (inklusive einer visuellen Durchsicht der Ereignisse); Ausschluß von Ereignissen sehr hoher Multiplizität, um fehlidentifizierte Pionen und Kaonen zu unterdrücken. Diese letzten Reduktionsschritte sind in Tabelle 5.6 zusammengefaßt.

Analyseschnitte	
Vorauswahl (DST)	120.000 Ereignisse
≥ 2 rek. Myonen (schwache Bed.)	32.000 Ereignisse
nur zentrale Spurkammern	12.000 Ereignisse
endgültige Myonbed., Cosmicfilter	2.000 Ereignisse
Multiplizitätsschnitt ($N_{good} \leq 10$)	380 Ereignisse

Tabelle 5.6: Zusammenfassung der Analyseschnitte.

Insgesamt wurden 380 Myonpaar-Kandidaten gefunden. Die Massenverteilung der Myonpaare dieses Datensatzes ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Die Anpassung einer Gauß-Verteilung mit linearem Untergrund im Bereich $2.2 \text{ GeV} < m_{\mu^+\mu^-} < 4.0 \text{ GeV}$ (nicht dargestellt) ergibt einen Peak bei $3.10 \pm 0.02 \text{ GeV}$ mit einer Breite von $\sigma = 88 \pm 18 \text{ MeV}$ und einem integrierten Inhalt von 42 ± 8 Ereignissen.

Kapitel 6

Rekonstruktion der Kinematik

Für eine Analyse der selektierten J/ψ -Ereignisse ist neben der Erkennung des J/ψ -Mesons die möglichst vollständige Rekonstruktion des gesamten Ereignisses nötig. Vereinfacht lassen sich Ereignisse des Typs $ep \rightarrow eJ/\psi X$ für die Rekonstruktion in drei Elemente unterteilen:

Das J/ψ -Meson: Die Erkennung und Rekonstruktion des J/ψ -Mesons erfolgt mit Hilfe der Rekonstruktion und Identifikation der Zerfallsmyonen. Die Spur- und Massenrekonstruktion und die Myon-Identifikation wurde in den vorangegangenen Kapiteln erläutert.

Das gestreute Elektron: Da die J/ψ -Produktion überwiegend bei sehr kleinem Impulsübertrag ($Q^2 \gtrsim 0$) stattfindet, erreicht das gestreute Elektron nur selten das Rückwärtskalorimeter. Auch der Elektrontrigger ist für Photoproduktion nur in einem eingeschränkten Bereich der Kinematik zugänglich ($0.2 < y < 0.8$). Das gestreute Elektron steht daher in der Regel nicht zur Rekonstruktion der Kinematik zur Verfügung.

Der hadronische Rest: Das gestreute Proton bzw. der hadronische Endzustand der Fragmentation des Protons. Bei elastischer J/ψ -Produktion, d.h. wenn das Proton intakt bleibt, wird es unter so kleinem Winkel gestreut, daß es nicht im Detektor, auch nicht im extremen Vorwärtsbereich, sichtbar ist. Selbst bei inelastischer Produktion können bei geringem Energieübertrag zwischen virtuellem Photon und Proton ($z \gtrsim 0.95$) alle Fragmente des Protons im Strahlrohr verbleiben. Dadurch ist eine eindeutige Trennung von elastischer und inelastischer Produktion in diesem Bereich nicht möglich.

Für die Untersuchungen in diesem Kapitel wurden die verwendeten simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse der kompletten Selektionskette inklusive Trigger und Vorselektion unterworfen. Für die meisten Analysen wurde ein Datensatz benutzt, der nach dem Modell der Photon-Gluon-Fusion mit dem Programm EPJPSI 3.3 [23, 27] (s. Abschnitt 2.3.1) generiert wurde. Nur dort, wo eine Unterscheidung von elastischer und inelastischer Produktion nötig war, wurde zusätzlich ein Datensatz verwendet, der nach diffraktiven Modellen mit dem Programm PYTHIA 5.6 [28] (s. Abschnitt 2.4.1) erzeugt wurde.

6.1 Rekonstruktion des J/ψ -Mesons

Die Rekonstruktion und die Identifikation der Zerfallsmyonen wurde in den Kapiteln 3 und 4 diskutiert. Das $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Signal der Daten der Datennahmeperiode 1993 ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Die Selektionsschritte, die zu dem Signal führten, wurden in Kapitel 5 erläutert.

Die Auflösung der Massenrekonstruktion wurde bereits in Abschnitt 3.4 untersucht. Dabei ergab sich in den Daten (88 MeV) eine um 50% schlechtere Auflösung als in der Simulation (56 MeV).

Identifikation der J/ψ -Mesonen über die Masse

Der Bereich von ± 225 MeV um die nominelle J/ψ -Masse von 3.1 GeV wird im folgenden als *Signalbereich* bezeichnet. Dieser Bereich ist in Abbildung 3.10a+b durch Pfeile markiert.

Bei einer Massenauflösung von $\sigma = 88$ MeV in den Daten entspricht das 2.6σ oder 95% des Signals. Für die Monte-Carlo-Simulation entspricht der Signalbereich bei einer mittleren Auflösung von $\sigma = 56$ MeV etwa 4σ oder 100% des Signals. Auf Grund der etwas breiteren Ausläufer ergibt sich durch Auszählen der simulierten und rekonstruierten Ereignisse eine Akzeptanz von 99% durch die Beschränkung auf den Signalbereich. Die Abweichung von 5% zwischen Daten und Simulation muß dem systematischen Fehler der Selektion zugeschlagen werden.

Rekonstruktion des Viererimpulses des J/ψ -Mesons

Der Impuls der J/ψ berechnet sich aus den Impulsbeträgen p_1 und p_2 der Myonen, die zueinander unter dem Winkel β_{12} stehen, gemäß:

$$p_\psi^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2 \cos \beta_{12} . \quad (6.1)$$

Um den Fehler am Impuls abzuschätzen, kann vereinfachend angenommen werden, daß die Impulse der Myonen im Laborsystem ungefähr gleich groß sind. Es ergibt sich die Beziehung $p_\psi^2 = 2p^2(1 + \cos \beta)$, die eine ähnliche Form hat wie Gleichung (3.1) zur Massenberechnung. Nach Fehlerfortpflanzung ergibt sich also für den Impuls des J/ψ eine Auflösung, die von der gleichen Größenordnung ist wie die Auflösung der Masse.

Es wurde gezeigt, daß die Massenauflösung in der Simulation etwa um 50% zu gut ist. In Monte-Carlo-Studien ergibt sich eine Genauigkeit von ca. $\sigma_p/p^2 = 1\%/ \text{GeV}$ für die Impulsauflösung des rekonstruierten J/ψ . Aus vorgenannten Überlegungen kann daraus eine tatsächliche Impulsauflösung von etwa 1.5 – 2%/ GeV abgeleitet werden.

6.2 Die Rekonstruktion der Kinematik

Es wird gezeigt, daß die Rekonstruktion der Kinematik der $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse mit Schwierigkeiten behaftet ist, aber durchaus zuverlässig möglich ist. Ziel dieser Analyse ist jedoch nicht die genaue Rekonstruktion der Kinematik einzelner Ereignisse, da die Messung differentieller Wirkungsquerschnitte mit der geringen Statistik nicht möglich ist. Besonderes Gewicht wird auf die Unterscheidung von elastischer und inelastischer Produktion gelegt.

Die Definition der kinematischen Variablen und ihr Zusammenhang mit den Viererimpulsen der Teilchen ist in Abschnitt 2.1 angegeben.

Die kinematischen Variablen y und Q^2 können aus der Energie und der Richtung des gestreuten Elektrons berechnet werden. Wenn P der Impuls des einlaufenden Protons und l sowie l' die Viererimpulse des einlaufenden bzw. des gestreuten Elektrons angeben, ist $q = l - l'$ der Viererimpuls des Wechselwirkungsphotons.¹ ε , ε' und ϑ bezeichnen die Energie des einlaufenden sowie Energie und Polarwinkel des gestreuten Elektrons, es gilt dann:

¹Im Prinzip kann auch ein Z oder ein W -Boson ausgetauscht werden. Der entsprechende Wirkungsquerschnitt ist jedoch so gering, daß diese Prozesse für die Analyse der '93er Daten keine Rolle spielen.

$$Q^2 = -q^2 = -(l - l')^2 = 4\varepsilon\varepsilon' \cdot \frac{1 + \cos\vartheta}{2} \quad (6.2)$$

$$y = \frac{qP}{lP} = 1 - \frac{l'P}{lP} = 1 - \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \cdot \frac{1 - \cos\vartheta}{2} \quad (6.3)$$

Zur Beschreibung des J/ψ -Mesons sind drei Parameter nötig. Üblicherweise wird der Transversalimpuls des J/ψ im γ^*p -Schwerpunktsystem p_\perp^* , der Winkel Φ zwischen der Proton- J/ψ -Ebene und der Photon-Elektron-Ebene in diesem System und die *Inelastizität* z gewählt (s.a. Abschnitt 2.1). Die Umrechnung von p_\perp und φ vom Laborsystem ins Schwerpunktsystem ist in Anhang A.2 dargestellt. Für die Inelastizität z gilt:

$$z = \frac{p_\psi P}{qP} = \frac{1}{2y\varepsilon} (E_\psi - p_{z,\psi}) \quad (6.4)$$

Um die Messung des J/ψ -Impulses, die mit relativ hoher Genauigkeit erfolgt (s. Abschnitt 6.1), von der Messung des Parameters y zu separieren, wird die Größe y_ψ eingeführt:

$$y_\psi := zy = \frac{1}{2\varepsilon} (E_\psi - p_{z,\psi}) \quad (6.5)$$

Für elastische Ereignisse mit $z = 1$ gilt: $y = y_\psi$. Bei inelastischen Ereignissen muß y über das gestreute Elektron oder nach der Methode von Jacquet-Blondel [18] aus dem hadronischen Endzustand bestimmt werden. Es gilt wegen $q + P = p_\psi + \sum_i p_i$:

$$y = \frac{2}{s} qP = \frac{2}{s} (p_\psi + \sum_i p_i - P)P \quad (6.6)$$

Wobei die Summe über alle Teilchen des Endzustand mit Ausnahme der Zerfallsmuonen des J/ψ und des gestreuten Elektrons läuft. Mit der zusätzlichen Definition von

$$y_x := \frac{1}{2\varepsilon} \sum_i (E_i - p_{z,i}) \simeq \frac{1}{2\varepsilon} \sum_i p_i (1 - \cos\vartheta_i) \quad (6.7)$$

folgt:

$$y = y_\psi + y_x \quad (6.8)$$

Bei den meisten Ereignissen kann y nicht direkt über das gestreute Elektron gemessen werden (s. Tabelle 6.1), daher muß die Größe y_x aus dem hadronischen Endzustand des Ereignisses bestimmt werden. Zunächst werden jedoch die (seltenen) Fälle behandelt, in denen daß gestreute Elektron im zentralen Kalorimeter, im Rückwärtskalorimeter oder im Elektrontagger rekonstruiert werden kann.

Ereignisse, in denen das gestreute Elektron *nicht* im zentralen Kalorimeter oder im BEMC nachgewiesen werden konnte, sind bei Impulsüberträgen von $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$ produziert worden.

	alle Myonpaare	$\mu^+\mu^-$ im Signalbereich
Alle Ereignisse	380	60
e^- im Zentralkalorimeter	1	—
e^- im Rückwärtskalorimeter	24	4
e^- im Elektrontagger	79	7

Tabelle 6.1: Anzahl der Myonpaar-Ereignisse mit nachgewiesenem Elektron

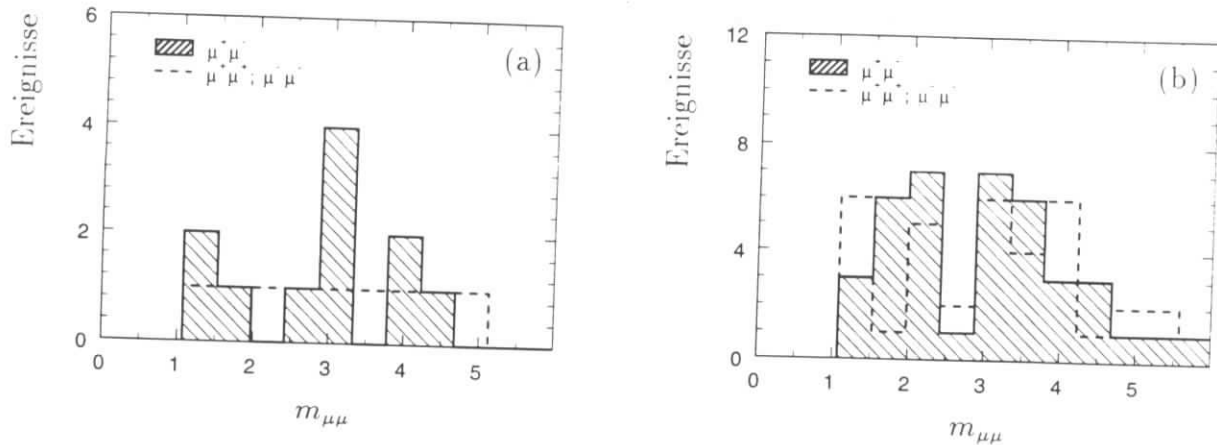


Abbildung 6.1: Massenverteilung von Myonpaaren der Datennahmeperiode 1993 mit rekonstruiertem, gestreutem Elektron im BEMC (a) bzw. im Elektrotagger (b). Schraffiert ist jeweils die Verteilung der Myonpaare unterschiedlicher Ladung und gestrichelt die Verteilung der Myonpaare gleicher Ladung dargestellt.

Da der Photonfluß mit wachsendem Q^2 stark abfällt, gilt für den größten Teil dieser Ereignisse $Q^2 \ll 4 \text{ GeV}^2$ und damit auch $Q^2 \ll m_\psi^2 = 9.6 \text{ GeV}^2$. In guter Näherung kann also für alle Ereignisse, bei denen das Elektron nicht im Zentraldetektor gesehen wird, $Q^2 = 0$ angenommen werden (s.a. Abschnitt 1.2, Absatz „Ungetaggte Photoproduktion“).

6.2.1 Rekonstruktion des gestreuten Elektrons im Zentralbereich

Bei Ereignissen mit *sehr hohem* Impulsübertrag ($Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$) erreicht das gestreute Elektron das Flüssigargon-Kalorimeter im Kalorimeter.

Unter den Myonpaaren des endgültigen Datensatzes ist nur ein Ereignis dieses Typs. Das gestreute Elektron erreicht mit einer Energie von $\varepsilon' = 12.9 \text{ GeV}$ unter dem Polarwinkel $\vartheta = 126^\circ$ das Flüssigargon-Kalorimeter. Die Rekonstruktion ergibt: $Q^2 = 282.6 \pm 9.4 \text{ GeV}^2$ und $y = 0.615 \pm 0.005$. Die Masse des Myonpaares ist $m_{\mu\mu} = 12.9 \pm 0.4 \text{ GeV}$. Damit ist die Masse etwas zu groß für ein Υ -Meson. Untersuchungen zur Auflösung der Massenrekonstruktion bei so hohen Massen wurden noch nicht gemacht. Außer den Myonen und dem gestreuten Elektron ist keine weitere Aktivität im Detektor sichtbar, es liegt möglicherweise ein elastisch produziertes Ereignis vor.

J/ψ -Kandidaten mit sehr hohem Impulsübertrag konnten nicht gefunden werden. Die Rekonstruktion des gestreuten Elektrons mit dem Zentralkalorimeter wird daher nicht weiter verfolgt.

6.2.2 Rekonstruktion des gestreuten Elektrons mit dem Rückwärtskalorimeter

Im Winkelbereich von $151^\circ < \vartheta < 177^\circ$, das entspricht etwa einem Impulsübertrag von $4 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, erreicht das gestreute Elektron das Rückwärtskalorimeter (BEMC). Die Bestimmung der Flugrichtung des gestreuten Elektrons wird — je nach Winkelbereich — unterstützt durch Treffer des Elektrons in den rückwärtigen Proportionalkammern (BPC) und der zentralen Driftkammer (CJC) sowie durch die Rekonstruktion des Ereignisvertex.

Ereignisse mit Elektron im BEMC werden durch unabhängige Trigger (v.a. Subtrigger 0;

BEMC		Spuren y_ψ	$z = \frac{y_\psi}{y}$	s. 6.2.4		Kommentar
Q^2 [GeV ²]	y			$y^{(JB)} = y_\psi + y_x$	$z = \frac{y_\psi}{y_x + y_\psi}$	
4.42	0.64	0.028	0.044	0.028	1.00	s. Abb. 6.6
7.96	0.12	0.091	0.73	0.091	1.00	y klein. Triangle
11.3	0.40	0.084	0.21	0.14	0.64	Akt. n. Rückwärts
12.1	0.060	0.058	0.97	0.081	0.76	y klein
11.0	0.50	0.050	0.099	0.18	0.27	Akt. n. Rückwärts

Tabelle 6.2: Einige rekonstruierte Parameter von Myonpaar-Ereignissen im Bereich der J/ψ -Masse mit gestreutem Elektron im BEMC.

vergl. 5.2.3) und durch eine unabhängige POT- und DST-Selektion zu annähernd 100% gefunden. Für die Selektion von Myonpaaren reduziert sich die Effizienz durch die Effizienz der Spurrekonstruktion und der Myonidentifikation. Die Massenverteilung aller Myonpaare der Datennahmeperiode 1993 mit gestreutem Elektron im BEMC ist in Abbildung 6.1a dargestellt. Im Bereich der nominellen J/ψ -Masse wurden bei geringem Untergrund fünf Ereignisse gefunden, vier davon mit der richtigen Ladungskombination. Einige der rekonstruierten Parameter der fünf Ereignisse im Bereich der J/ψ -Masse sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Zum Vergleich sind auch die mit der Jacquet-Blondel-Methode rekonstruierten Parameter angegeben (s. Abschnitt 6.2.4). Zu der Tabelle sind einige Anmerkungen nötig: Beim Vergleich der Werte von y , die sich bei der Rekonstruktion durch BEMC bzw. durch die Methode von Jacquet-Blondel ergeben, stellt sich heraus, daß nur bei zwei Ereignissen (2. und 4. Zeile) gute Übereinstimmung herrscht.

- Im Winkelbereich des BEMC gilt wegen $\vartheta > 150^\circ$ nach Gleichung (6.3) für die Energie des gestreuten Elektrons $\varepsilon' \approx (1 - y)\varepsilon$. Für sehr kleine y ($y \lesssim 0.1$) (2. und 4. Zeile in Tabelle 6.2) übernimmt das gestreute Elektron fast die gesamte Energie des einlaufenden Elektrons von $\varepsilon = 26.7$ GeV. Ein Meßfehler von $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \approx 2\%$ auf der Energie des Elektrons (s. Abschnitt 1.3.2) führt dann zu einem Fehler von $\gtrsim 20\%$ auf der Größe y . So daß für $y \lesssim 0.1$ die Messung von y über die Methode von Jacquet-Blondel genauer sein kann (s. Abschnitt 6.2.4).
- Bei einem der Ereignisse (2. Zeile) trifft das gestreute Elektron einen der sogenannten „Triangle“-Stacks am inneren Rand des BEMC. Dadurch kann ein Teil der Energie des elektromagnetischen Schauers im Bereich des Strahlrohrs verlorengegangen sein. Die nötige Korrektur führt zu Unsicherheiten bei der Messung von y .
- In zwei der Ereignisse (3. und 5. Zeile) wurde neben den Myonen zusätzliche Aktivität im Rückwärtsbereich des Detektors beobachtet. Die Methode von Jacquet-Blondel kann hier keine zuverlässige Messung von y gewährleisten (s. Abschnitt 6.2.4).
- Das Ereignis aus der 1. Zeile in Tabelle 6.2 ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Es handelt sich eindeutig um ein „sehr elastisches“ Ereignis, da keinerlei zusätzliche Aktivität zu erkennen ist. Es sollte also $z \approx 1$ gelten. Dem widerspricht die y und z -Bestimmung über das gestreute Elektron ($z_e = 0.044$). Eine mögliche Erklärung ist, daß es sich um ein radiatives Ereignis handelt, bei dem das gestreute Elektron im Anfangs- oder im Endzustand ein hochenergetisches reelles Photon mit einer Energie von etwa 10 GeV bzw. 20 GeV ausgestrahlt hat. Die Wahrscheinlichkeit für eine solche Photonabstrahlung liegt

unterhalb von 1%.

Dieses Ereignis wird für die folgende Analyse als „2-Prong“-Ereignis mit $z = 1$ und $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ behandelt.

6.2.3 Rekonstruktion des gestreuten Elektrons mit dem Elektron-tagger

Ereignisse mit sehr kleinem Impulsübertrag ($Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2$) können in einem bestimmten Intervall von y ($0.2 < y < 0.8$) mit dem Elektron-tagger erkannt werden (s. Abschnitt 1.3.2).

Die Massenverteilung aller Myonpaare der Datennahmeperiode 1993 mit im Elektron-tagger nachgewiesenem, gestreutem Elektron ist in Abbildung 6.1b dargestellt. Obwohl relativ viele Ereignisse dieses Typs vorhanden sind (s. Tabelle 6.1), ist kein signifikantes Signal im Bereich der J/ψ -Masse zu erkennen. Da die Verteilung der Myonpaare gleicher Ladung fast dasselbe Niveau hat wie die Verteilung unterschiedlich geladener Myonpaare, muß angenommen werden, daß die *getaggt*en Ereignisse von Photoproduktion mit (mindestens) einem falsch erkannten Myon dominiert werden.

Akzeptanz des Elektron-taggers für $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse

Bei Monte-Carlo-Ereignissen ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen generiertem und mit dem Elektron-tagger rekonstruiertem y . (In Abbildung 6.3 ist die Korrelation von $y_x = (1 - z)y$ von tatsächlichem und rekonstruiertem Wert dargestellt.) Der Anteil des totalen Wirkungsquerschnitts der J/ψ -Produktion, der mit dem Elektron-tagger erfaßt werden kann, ist aber klein. Dieser Anteil hängt stark von dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\partial\sigma/\partial z$ ab. Für die elastische Produktion ist der Anteil der *getaggt*en Ereignisse vernachlässigbar; für die Ereignisse, die nach dem Modell der Photon-Gluon-Fusion erzeugt wurden, ergibt sich ein Anteil von einigen Prozent *getaggt*er Ereignisse.

Der Grund dafür ist in der Kinematik und in der Detektorgeometrie zu suchen. Elastisch produzierte $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse mit gestreutem Elektron im Elektron-tagger liegen am äußersten Rand der Akzeptanzgrenze: Der maximale Wert von $y_\psi = yz$, bei dem Myonpaar-Ereignisse noch vom Zentraldetektor erfaßt werden können, liegt bei etwa $y_\psi = 0.2$; realisiert durch zwei Myonen mit einem typischen Transversalimpuls von 1 GeV und einem Polarwinkel von $\vartheta = 160^\circ$. Erst für sehr inelastisch produzierte Ereignisse mit $z \ll 1$ und damit $y \gg y_\psi$ können die Myonen in Ereignissen mit $y > 0.2$ den Akzeptanzbereich des Zentraldetektors erreichen.

Probleme bei Benutzung des Elektron-taggers

Bei detaillierten Studien zur inklusiven Photoproduktion mit Hilfe des Elektron-taggers wurde eine Kontamination des *getaggt*en Datensatzes von etwa 0.7% Prozent durch zufällige Überlagerung von ungetaggten Ereignissen im Zentraldetektor mit einem Ereignis mit Tagging-Signal aber ohne Aktivität im Zentraldetektor festgestellt.

Da die Triggereffizienz des Elektron-taggers höher ist als die Effizienz der anderen, für diese Analyse verwendeten Trigger, kann der Anteil der überlagerten Ereignisse um einen Faktor 2-3 auf insgesamt etwa 2% angereichert sein. Dies entspricht einem Anteil von etwa 10% aller *getaggt*en Myonpaare.

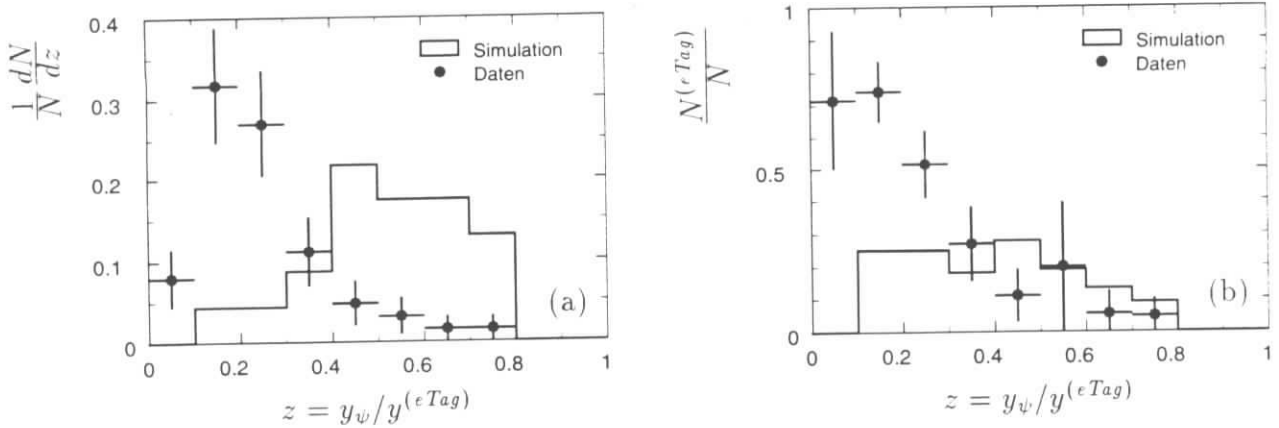


Abbildung 6.2: z -Verteilung (a) der getaggtten Myonpaare der Endauswahl im Vergleich zur erwarteten z -Verteilung für getaggte Ereignisse, die nach dem Modell der Photon-Gluon-Fusion erzeugt wurde. Figur (b) zeigt die z -Verteilung des Verhältnisses der Anzahl der getaggtten Ereignisse zu allen Myonpaaren (getaggt+ungetaggt).

Genauere Untersuchungen zum Anteil solcher zufälligen Koinzidenzen kann nur bei höherer Statistik durch Vergleich der Rekonstruktion der Kinematik mit der Methode von Jacquet-Blondel erfolgen.

Die meisten getaggtten Ereignisse weisen eine starke Aktivität im Rückwärtsbereich auf und haben einen sehr kleinen Wert z ($z < 0.3$). Abbildung 6.2a zeigt die z -Verteilung der Myonpaare der Endauswahl und der simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse. z wurde hier berechnet über $z = y_\psi / y^{(\epsilon Tag)}$. Während sich die Daten vor allem in Bereich $z < 0.3$ konzentrieren, sind die simulierten, getaggtten Myonpaare im Bereich $z > 0.5$ zu finden. Aussagekräftiger ist der Vergleich der z -Verteilung des relativen Anteils der getaggtten Ereignisse an allen selektierten Ereignissen (getaggt+ungetaggt, s. Abb. 6.2b), hier stimmen die Verteilungen im Bereich $z > 0.3$ im Rahmen der Statistik überein. Die Daten zeigen jedoch einen großen Überschuss an Ereignissen im Bereich $z < 0.2$.

Eine visuelle Durchsicht der getaggtten Ereignisse weist daraufhin, daß dieser Teil der Selektion von Untergrund durch fehlidentifizierte Myonen im Rückwärtsbereich dominiert wird. Für spätere Analysen bei größerer Statistik ist möglicherweise eine strengere Myonbedingung im Rückwärtsbereich bei Ereignissen hoher Multiplizität nötig.

In einem der getaggtten Ereignisse aus dem J/ψ -Signalbereich ist neben den Myonen keine weitere Aktivität zu erkennen, es scheint also elastisch produziert worden zu sein. Die Rekonstruktion von y über die Myonen ergibt $y = 0.2$, dieser Wert liegt im Randbereich der Akzeptanz des Elektrontaggers mit nur geringer Effizienz. Die Rekonstruktion von y mit dem Elektrontagger ergibt dagegen $y = 0.4$, in einem elastischen Ereignis mit so großem y könnten die Myonen den Detektor nicht erreichen. Der Widerspruch in der Rekonstruktion von y konnte nicht geklärt werden. Allerdings liegt das Elektronsignal bei diesem Ereignis zwar innerhalb des Taggers aber außerhalb der „offiziellen“ Akzeptanzgrenze.

Bedeutung des Elektrontaggers für diese Analyse

Aus oben genannten Gründen wird der Elektrontagger *nicht* für die Rekonstruktion der Kinematik der $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse verwendet: Zum einen ist in den *getaggtten* Daten selbst

kein J/ψ -Signal zu erkennen. Zum anderen ist die Akzeptanz des Elektrontaggers für die zu untersuchenden Prozesse der elastischen Produktion und der Photon-Gluon-Fusion so gering, daß im Rahmen der Statistik nicht mit entsprechenden Ereignissen zu rechnen ist. Der Untergrund durch zufällige Koinzidenzen könnte im Myonpaar-Datensatz angereichert sein, so daß die Rekonstruktion der Kinematik mit dem Elektrontagger zu falschen Ergebnissen führen würde.

Getaggte Ereignisse werden jedoch im Folgenden verwendet um die Rekonstruktion der Kinematik nach Jacquet-Blondel zu überprüfen.

6.2.4 Bestimmung der Kinematik ohne rekonstruiertes Elektron

Die Methode von Jacquet und Blondel zur Rekonstruktion des kinematischen Parameters y wurde in der Einleitung von Abschnitt 6.2 vorgestellt. Dazu wird y aufgespalten in $y = zy + (1-z)y = y_\psi + y_x$ wobei y_ψ zuverlässig über den Viererimpuls des rekonstruierten J/ψ -Mesons bzw. des Myonpaares bestimmt werden kann. Die Rekonstruktion von $y_x = \sum y_i$ mit $y_i = p_i(1 - \cos \vartheta_i)/2\varepsilon$ wird nun genauer untersucht.

Methode von Jacquet-Blondel

Der Hauptteil des fragmentierten Protons (oder das Proton selbst) verschwindet im Strahlrohr und ist grundsätzlich nicht meßbar. Der Anteil des Protons an y spielt jedoch keine wesentliche Rolle: Bei einer Energie von etwa 800 GeV und einem typischen Transversalimpuls von etwa 1 GeV geht bei elastischen Ereignissen mit dem gestreuten Proton weniger als $y_p = (E_p - p_{z,p})/2\varepsilon \simeq 10^{-5}$ im Strahlrohr verloren. Während die Zerfallsmyonen des J/ψ in rekonstruierbaren Ereignissen mit einem Polarwinkel von $\vartheta > 15^\circ$ und einem Transversalimpuls von $p_\perp \approx 1$ GeV zu einem $y_\psi > 0.005$ führen.² Der Anteil der Hadronen, der in Protonrichtung verschwindet, hat also kaum Einfluß auf die Rekonstruktion von y .

Ein systematischer Fehler ergibt sich für Ereignisse mit großer Aktivität in Rückwärtsrichtung: Bereits ein Teilchen von 5 GeV das in Elektronrichtung im Strahlrohr verloren geht, führt zu einem Verlust von $y_x = 0.2$. Bei $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen ist dies vor allem für sogenannte *resolved-Photon*-Ereignisse zu erwarten, bei denen das Photon vor der Wechselwirkung mit dem Proton oder einem Parton des Protons selbst in hadronische Bestandteile aufgelöst wird. Für die Ereignistypen mit dem größten erwarteten Wirkungsquerschnitt, die in dieser Analyse genauer untersucht werden sollen, nämlich die elastische Produktion und die Photon-Gluon-Fusion, ist in der Regel keine Aktivität „hinter“ den Myonen zu erwarten. Bei diesen Ereignistypen sind die Zerfallsmyonen des J/ψ die Teilchen mit dem größten Polarwinkel, in Rückwärtsrichtung geht also nichts verloren.

Zur Bestimmung von y_x werden alle rekonstruierten, geladenen Spuren und alle Zellen des Flüssigargon-Kalorimeters und des Rückwärtskalorimeters benutzt. Die Spuren der identifizierten Myonen werden bei der Summation über die geladenen Spuren ausgeschlossen; außerdem werden die Kalorimeterzellen, die sich in einem Abstand von höchstens 30 cm zu den extrapolierten Myonspuren befinden, nicht verwendet (s. Abschnitt 4.1.1).

Die Korrelation von $y_x^{(tracks)}$ und $y_x^{(cells)}$ mit dem tatsächlichen Wert von y_x ist in Abbildung 6.3 für simulierte Ereignisse dargestellt. Zum Vergleich ist für Ereignisse, bei denen das Elektron im Elektrontagger gefunden wurde, ebenfalls die Größe $y_x^{(eTag)} := y^{(eTag)} - y_\psi$ dargestellt. Für

²Dies ist eine untere Schranke. Tatsächlich werden in der Simulation nur Wert bis $y \gtrsim 0.02$ erreicht (Abb. 6.5b)

alle Diagramme gilt: Falls $y_x < 10^{-3}$, wird wegen der logarithmischen Achsenskalierung der Wert 10^{-3} eingesetzt.³

Rekonstruktion von y_x über die geladenen Spuren: Der Wert, der über die geladenen Spuren ermittelt wird, ist systematisch zu klein. Dies läßt sich durch den Verlust der neutralen Teilchen erklären. Bei einem Verhältnis von $\pi^+ : \pi^- : \pi^0 = 1 : 1 : 1$ ist ein um 33% reduzierter Wert zu erwarten.

Bei sehr kleinem $y_x^{(gen)}$, d.h. bei Ereignissen mit nur geringer zusätzlicher Aktivität, die sich zudem auf den Vorwärtsbereich beschränkt, ist die Auflösung von $y_x^{(tracks)}$ schlecht. Das kann auf die geringere Akzeptanz und Auflösung der vorderen Spurkammern zurückgeführt werden. Unterhalb von $y_x^{(gen)} = 0.002$ ist schließlich gar keine Spur mehr im Detektor zu finden. Zum Vergleich: Bereits eine Spur mit $\vartheta = 15^\circ$ und $p_T = 800$ MeV führt zu einem $y_x = 0.002$.

Rekonstruktion von y_x über das Kalorimeter: Für große $y_x^{(gen)}$ folgt der mit dem Kalorimeter rekonstruierte Wert sehr gut dem wahren Wert, die Auflösung ist jedoch nicht besonders gut. Für kleine $y_x^{(gen)}$ nähert sich der rekonstruierte Wert $y_x^{(cells)} \approx 0.02$. Diese Plateaubildung kann mit Fehlsignalen im Kalorimeter oder in der Ausleseketten erklärt werden. Wenn diese Fehlsignale eine gewisse Schwelle überschreiten, können sie die Rauschunterdrückung, die Clusterbildung und die Rekonstruktion überstehen.

In die Rekonstruktion von y und z geht die Summe von y_ψ und y_x ein. Für große y_ψ spielt das Plateau bei 0.02 keine Rolle, bei sehr kleinen y_ψ kann das Ergebnis aber verfälscht werden.

Kombination beider Methoden: Als brauchbar für die Rekonstruktion von y_x mit der Methode von Jacquet-Blondel hat sich eine Kombination von Spuren und Kalorimeterzellen herausgestellt: Zusätzlich zu den Spuren wird ein Drittel der Energie der Kalorimeterzellen verwendet, um den Verlust durch die neutralen Teilchen auszugleichen. Um bei sehr kleinen Werten von y_x keine Verfälschung durch das Kalorimeterrauschen zu erhalten, wird die Kalorimeterenergie jedoch nur addiert, wenn neben den Zerfallsmyonen wenigstens eine weitere Spur gefunden wurde.

Durch dieses Verfahren wird der Begriff der *quasielastischen* Ereignisse definiert: Wenn neben den Zerfallsmyonen keine weitere Aktivität im Detektor verzeichnet wurde, können Ereignisse — auch wenn sie im Sinne der theoretischen Modelle inelastisch produziert wurden — nicht von *tatsächlich* elastischen Ereignissen unterschieden werden. Wegen $y_x = 0$ ergibt sich $z = y_\psi / (y_\psi + y_x) = 1$.

Die folgende Formel faßt die Methode der Rekonstruktion von y_x bei Ereignissen mit kleinem Impulsübertrag ($Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$) zusammen:

$$y_x^{(JB)} = \begin{cases} y_x^{(tracks)} + \frac{1}{3} y_x^{(cells)} & , \text{ falls } y_x^{(tracks)} > 0. \\ 0 & , \text{ sonst} \end{cases} \quad (6.9)$$

Abbildung 6.3d zeigt die gute Korrelation von $y_x^{(rec)}$ mit dem generierten Wert der Monte-Carlo-Simulation.

Überprüfung der Methode mit dem Elektrontagger

Es gibt keine Möglichkeit, in den Daten die Rekonstruktion von y nach der Methode von Jacquet-Blondel unabhängig zu überprüfen, wenn nicht das gestreute Elektron selbst nachge-

³Wegen $y > 0.02$ (Abb. 6.5b) spielt der genaue Wert von y_x keine Rolle, wenn $y_x < 0.001$.

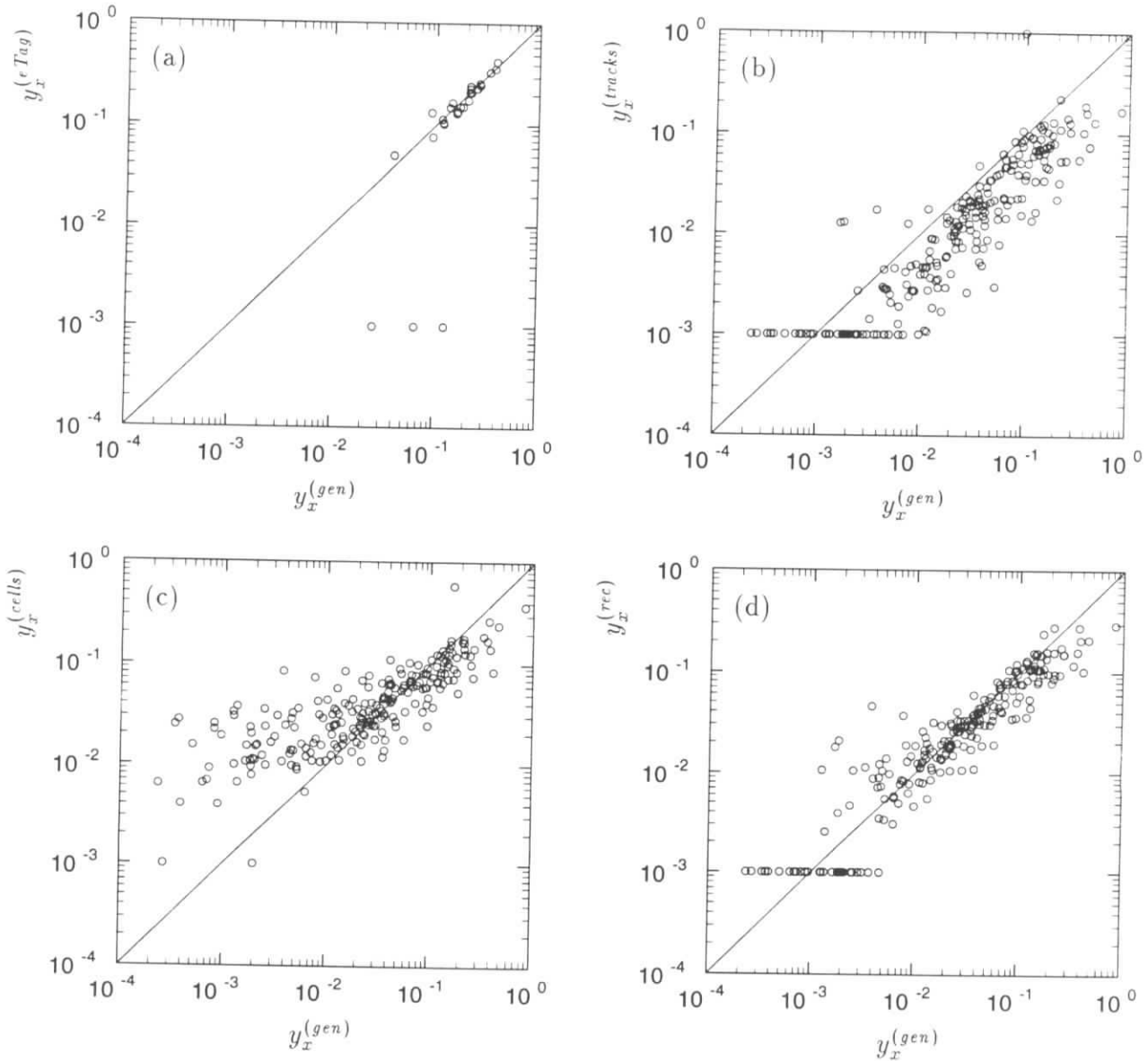


Abbildung 6.3: Korrelation des generierten Wertes von $y_x = (1 - z)y$ mit der Rekonstruktion für simulierte $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse: Ereignisse mit gestreutem Elektron im Elektronentagger (a), Rekonstruktion über die geladenen Spuren (b), Rekonstruktion über die Kalorimeterzellen (c) Kombination von Zellen und Spuren (d).

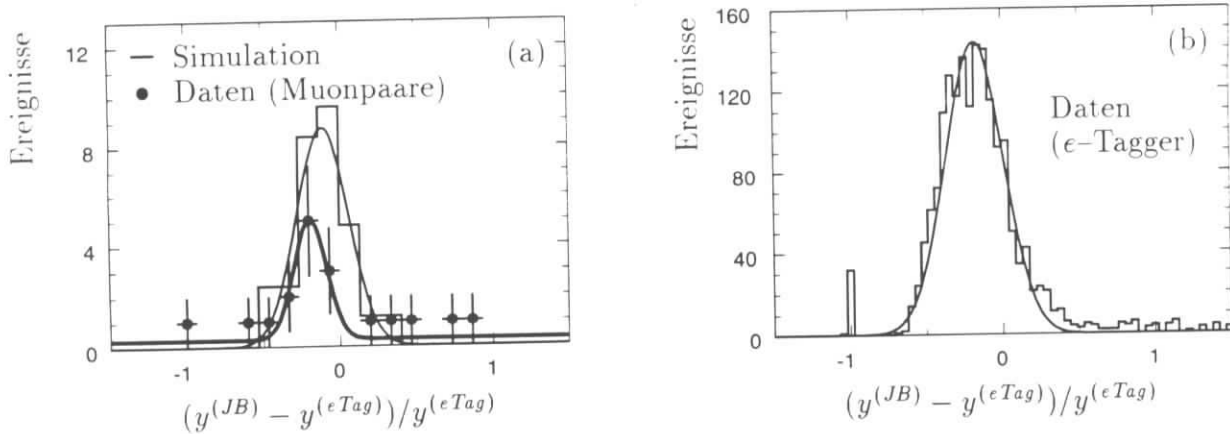


Abbildung 6.4: Relative Abweichung $(y^{(JB)} - y^{(eTag)})/y^{(eTag)}$. Für alle dargestellten Ereignisse gilt: $z > 0.3$. Figur (a): Simulierte J/ψ -Ereignisse (Histogramm) und die Myonpaare der Datennahmeperiode 1993 mit einer invarianten Masse $m_{\mu\mu} > 2 \text{ GeV}$ (Punkte). Figur (b): Inklusiver Elektrotagger-Datensatz, Selektion siehe Text. Die Kurven zeigen gaußförmige Anpassungen an die Verteilungen.

wiesen wurde. Diese Einschränkung begrenzt die Anzahl der Ereignisse, mit denen die Überprüfung durchgeführt werden kann, erheblich.

Zusätzlich müssen Ereignisse ausgeschlossen werden, die potentiell einen großen Energiefluß in Rückwärtsrichtung haben, da diese nur ungenau mit der Methode von Jacquet-Blondel rekonstruiert werden können. Letzteres wird durch einen Schnitt in $z = y_{\psi}/y^{(eTag)}$ erreicht ($z > 0.3$) (s. auch Abb. 6.2a). Es werden alle Myonpaare mit $m_{\mu\mu} > 2 \text{ GeV}$ zugelassen, nicht nur Ereignisse aus dem Signalebereich.

Abbildung 6.4 zeigt die relative Abweichung $(y^{(JB)} - y^{(eTag)})/y^{(eTag)}$. Wobei $y^{(JB)}$ nach obiger Methode bestimmt wurde und $y^{(eTag)}$ mit dem Elektrotagger gemessen wurde. In Abbildung 6.4a sind die simulierten Ereignisse als Histogramm (Photon-Gluon-Fusion) dargestellt, die Punkte mit Fehlerbalken repräsentieren die Daten. Ein Gauß-Fit an diese Verteilungen führt für die Monte-Carlo-Ereignisse zu einer Breite von $\sigma = 17\%$ bei einer systematischen Verschiebung um -11% ; für die Daten ergeben sich vergleichbare Werte. Die Statistik ist aber gering und einige Punkte liegen außerhalb der Gauß-Verteilung. Im letzten Abschnitt wurde daraufhingewiesen, daß diese Ausreißer teilweise durch zufällige Koinzidenzen zwischen Elektrotagger-Signal und einem Ereignis mit rekonstruiertem Myonpaar erklärt werden können.

Um eine zusätzliche Überprüfung zu erhalten, wurde der komplette Datensatz der *getaggen* Daten nach Ereignissen mit wenigstens zwei Spuren im Zentralbereich mit einer invarianten Masse von mindestens 2 GeV durchsucht. Diese beiden Spuren wurden wie die Zerfallsmyonen des J/ψ behandelt und es wurde mit dem oben beschriebenen Verfahren y_{ψ} und y_x rekonstruiert. Die gesamte Selektionskette für diese Untersuchung ist in der folgenden Liste zusammengefaßt:

- Elektrotagger-Signal (Ereignisklasse 19: „Minimum-Bias-eTag“)
- ≥ 2 gute Spuren im Zentralbereich mit $m_{12} > 2 \text{ GeV}$
- Die Gesamtmultiplizität $N_{good} \leq 10$ (Siehe Endauswahl der Myonpaare, Abschnitt 5.5.1.)
- Ein Spurpaar wird (zufällig) ausgewählt und daraus y_{ψ} berechnet.

- Aus dem Rest des Ereignisses wird y_x bestimmt.
- Ereignisse mit Aktivität in Rückwärtsrichtung werden ausgeschlossen ($z = y_{\psi}/y^{(\epsilon Tag)} > 0.3$).
- Für die verbleibenden 1799 Ereignisse wird die Abweichung zwischen Elektrotagger und Jacquet-Blondel berechnet.

Abbildung 6.4b zeigt für diese Daten die Verteilung von $(y^{(JB)} - y^{(\epsilon Tag)})/y^{(\epsilon Tag)}$. Hier ergibt sich eine Breite der Verteilung von $\sigma = 19\%$ bei einer Verschiebung um -18% . Diese Werte stimmen recht gut mit der Monte-Carlo-Vorhersage überein, die systematische Verschiebung ist etwas größer als bei den simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen.

6.2.5 Rekonstruktion von x_g

Für die Analyse der inelastischen $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse ist die Bestimmung der Größe x_g interessant. x_g gibt im Modell der Photon-Gluon-Fusion den Impulsanteil des Gluons vom Proton an. Mit den Größen, die in diesem Abschnitt rekonstruiert wurden, kann x_g berechnet werden. Für $Q^2 \approx 0$ gilt (s. Abschnitt 2.3):

$$x_g = \frac{1}{y_{\psi} s} \left(m_{\psi}^2 + \frac{p_{\perp}^2}{1-z} \right) \quad (6.10)$$

Die kinematische Variable y kommt selbst nicht in obiger Gleichung vor. Da in der Regel $m_{\psi}^2 > p_{\perp}^2$ gilt, fallen Fehler bei der Rekonstruktion von z nicht sehr ins Gewicht. Die gute Korrelation zwischen generiertem x_g und rekonstruiertem Wert ist in Abbildung 6.5c dargestellt.

6.2.6 Zusammenfassung

Zwar sind die mit dem inklusiven Elektrotagger-Datensatz gewonnenen Ergebnisse nur bedingt auf die $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse übertragbar — die gesamte Ereignistopologie kann sich unterscheiden — aber es zeigt sich doch, daß eine brauchbare Rekonstruktion der Kinematik mit der Methode von Jacquet-Blondel auch in Ereignissen mit relativ geringer sichtbarer Energie möglich ist.

Besonders für große Werte von y funktioniert die Rekonstruktion zuverlässig. Großes y bedeutet gleichzeitig großes $W_{\gamma p}$ und sehr kleines x_g , also gerade der Bereich der besonders interessant ist. Auch kleine y lassen sich gut rekonstruieren wenn z groß ist, da dann die Messung von $y = y_{\psi}/z$ durch den präzise rekonstruierten Wert y_{ψ} dominiert wird.

Es konnte gezeigt werden, daß in den simulierten Ereignissen die Rekonstruktion der Kinematik möglich ist, und daß sich die Methoden auch erfolgreich auf Daten anwenden lassen. Abbildung 6.5 zeigt die Korrelation der wichtigsten rekonstruierten Größen mit dem tatsächlichen, generierten Wert für die $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse der Photon-Gluon-Fusion. Für die Auflösung der Rekonstruktion ergibt sich insgesamt:

$\frac{(\text{rec})-(\text{gen})}{(\text{gen})}$	Breite σ	Verschiebung
$y_{\psi} = yz$	3%	0
y	9%	-2%
x_g	7%	+2%

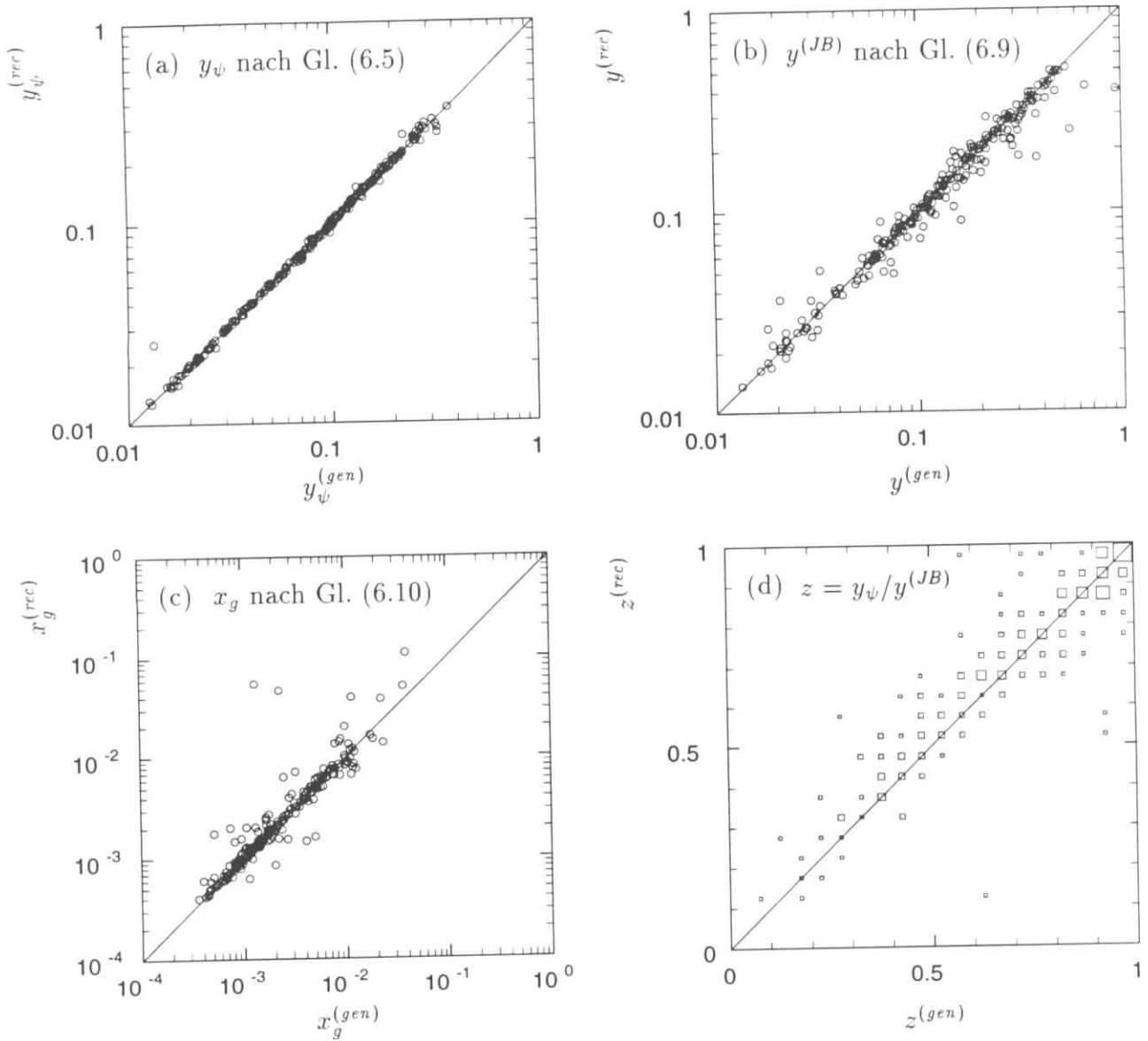


Abbildung 6.5: Vergleich des rekonstruierten Wertes von einigen kinematischen Variablen mit dem generierten Wert für simulierte $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse.

Hierbei wurde x_g nach der Gleichung (6.10) unter der Annahme $Q^2 = 0$ berechnet. Die Auflösung von z ist der von y vergleichbar, sie folgt aber keiner Gauß-Verteilung, da Ereignisse mit $z \approx 1$ bedingt durch die Rekonstruktionsmethode mit dem festen Wert $z = 1$ rekonstruiert werden, so daß ein Fit nicht angebracht ist. Da z die wichtigste Größe ist, um verschiedene Produktionsmechanismen voneinander zu trennen, müssen bei der Rekonstruktion von z Migrationseffekte berücksichtigt werden. Dieses wird im nächsten Kapitel untersucht.

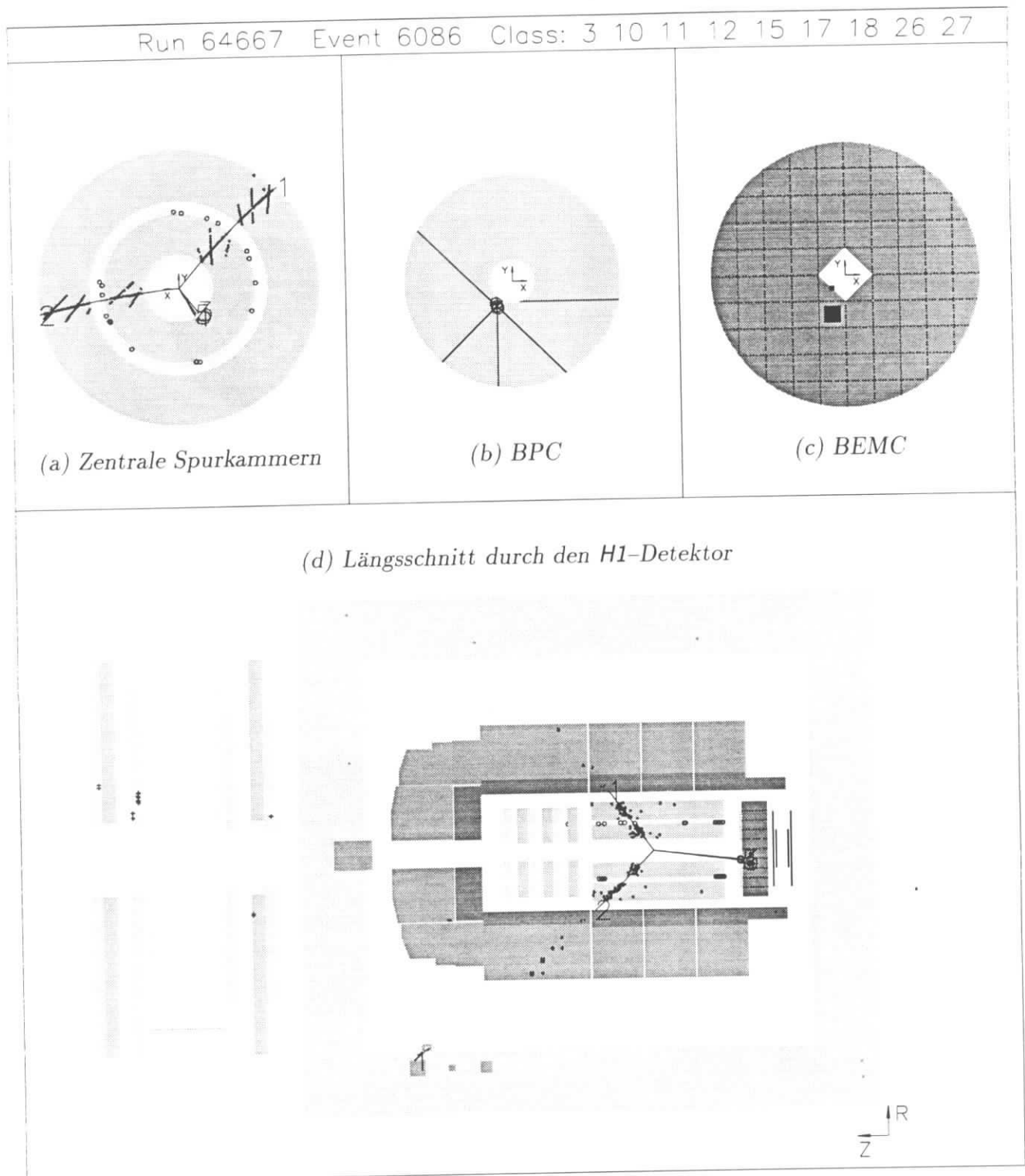


Abbildung 6.6: Kandidat für ein elastisches $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignis (d). Das elektromagnetische Cluster im Rückwärtskalorimeter (BEMC) deutet auf ein tiefinelastisches Ereignis hin ((c) und (d)). Figur (b) zeigt die Treffer in den rückwärtigen Proportionalkammern (BPC).

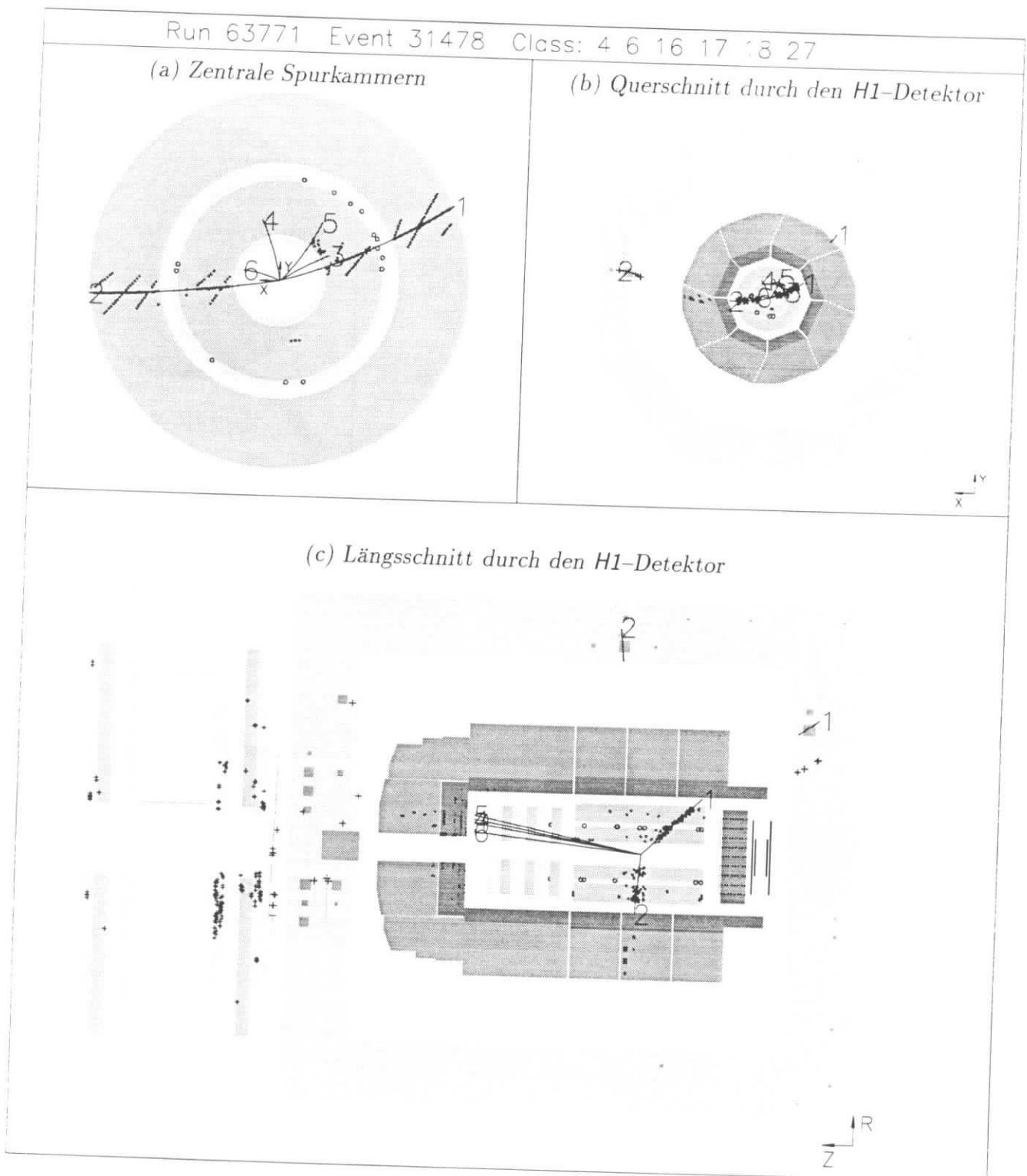


Abbildung 6.7: Kandidat für ein inelastisches $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignis (c). Die Spur des Myons Nr.2 (bei $\vartheta \approx 90^\circ$ und $\varphi \approx 0^\circ$) wechselt in der zr -Projektion (c) wegen der Krümmung der Spur von unten nach oben.

Kapitel 7

Ergebnisse

Dieses Kapitel faßt die einzelnen Schritte der Suche nach Ereignissen des Typs $ep \rightarrow J/\psi X$ mit anschließendem Zerfall des J/ψ -Mesons in Myonen zusammen. Die Ergebnisse werden mit den theoretischen Vorhersagen diffraktiver und auf QCD-basierender Modelle für die elastische und inelastische J/ψ -Produktion verglichen. Insbesondere wird der J/ψ -Wirkungsquerschnitt bei HERA angegeben.

Dazu wird zunächst der für die Analyse zur Verfügung stehende Datensatz und die ihm entsprechende integrierte Luminosität angegeben. Die mit den Methoden aus Kapitel 3–5 selektierten J/ψ -Kandidaten werden in quasielastische und inelastische Ereignisse unterteilt. Damit die Ereignisse der inelastischen Selektion mit den Vorhersagen der Photon-Gluon-Fusion verglichen werden können, werden weitere kinematische Schnitte diskutiert.

Die Effizienz der Rekonstruktions- und Selektionsstufen für $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse sollte idealerweise mit unabhängig selektierten Myonpaar-Datensätzen ermittelt werden. Auf Grund der geringen Statistik der Datennahmeperiode 1993 war diese Vorgehensweise jedoch nicht durchführbar. Es wird daher eine andere Strategie verfolgt: Die Effizienz aller Rekonstruktions- und Selektionsstufen wird durch Monte-Carlo-Studien bestimmt. Die verschiedenen Teilaspekte, wie die Spurrekonstruktion (Kapitel 3), die Myon-Identifikation (Kapitel 4) oder die Effizienz der Triggerelemente des Myondetektors und der Spurkammern (Kapitel 5) wurden mit unabhängig selektierten Daten überprüft. Abweichungen zwischen Daten und Simulation werden dem systematischen Fehler der einzelnen Rekonstruktions- und Selektionsstufen zugeschlagen.

7.1 Daten der Datennahmeperiode 1993

Die integrierte Luminosität, die 1993 insgesamt von HERA geliefert und von H1 erfaßt wurde beträgt ca. 500 nb^{-1} . Hierin sind Verluste, die zum Beispiel durch Totzeiten der Trigger und der Datennahme entstehen, eingerechnet.

Wegen technischer Schwierigkeiten mußte H1 im Jahr 1993 für etwa vier Wochen ohne supraleitende Spule betrieben werden; d.h. bei den Daten aus dieser Zeit ist eine Impulsbestimmung mit den Driftkammern nicht möglich. Die Luminosität aus dieser Zeit (ca. 100 nb^{-1}) ist für die vorliegende Analyse nicht verwendbar.

Die Daten, die vor dieser Episode ohne Magnetfeld genommen wurden (etwa 80 nb^{-1}), unterscheiden sich in vielen Details von den Daten aus der Zeit danach; so wurde z.B. die Effizienz einiger Triggerelemente verbessert und einige Trigger wurden komplett neu definiert. Insbesondere für die Myon- und die Spurtrigger ergaben sich signifikante Veränderungen. Dadurch sind die beiden Perioden nur bedingt vergleichbar. Bei der Bestimmung der Effizienzen von

Triggern, Rekonstruktion und Selektion wurde deshalb nur auf die Daten aus der Zeit danach¹ zurückgegriffen. Diese Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von 320 nb^{-1} .

Zu Beginn von Proton- und Elektronfüllungen von HERA kann die Untergrundrate wegen noch nicht optimaler Strahlführung sehr hoch sein. Für diese Phasen wurden spezielle Triggerzusammenstellungen mit geringer Rate und eingeschränkter Effizienz für manche Ereignistypen benutzt. Die Myon- und die Spurtrigger können bei extremen Untergrundbedingungen nicht aktiviert werden. Dadurch verringert sich die Luminosität, die für die J/ψ -Suche verwendet werden kann, auf 304 nb^{-1} .

Die wichtigsten Unterdetektoren für die vorliegende Analyse sind die zentralen Proportionalkammern (für den z -Vertex-Trigger), die zentralen Driftkammern (zur Impulsmessung), das Flüssigargon-Kalorimeter und das instrumentierte Eisen (zur Myonerkenung). Wegen technischer Schwierigkeiten konnte das instrumentierte Eisen während einer kurzen Phase nicht in die Auslese der Datennahme integriert werden. Dadurch reduziert sich die für diese Analyse verwendbare Datenmenge weiter auf den endgültigen Wert von 280 nb^{-1} .

Einzelne Läufe der Datennahme von H1, die sogenannten *Runs* beinhalten bis zu einigen hunderttausend getriggerten Ereignissen. Ein Run wird beendet und ein neuer gestartet, wenn sich äußere Bedingungen ändern. Dadurch ist gewährleistet, daß die Bedingungen innerhalb der *Runs* konstant sind. Alle relevanten Änderungen werden in einer zentralen Datenbank abgespeichert. Von den 380 Myonpaaren der Endauswahl stammen alle bis auf vier Ereignisse aus „verwertbaren“ *Runs*, d.h. aus obigen 280 nb^{-1} . Jene vier Ereignisse werden im folgenden nicht weiter berücksichtigt.

Der systematische Fehler der Luminositätsmessung beträgt 5%.

7.2 Die Trennung unterschiedlicher Produktionsmechanismen

Die verschiedenen theoretischen Modelle, die zur Beschreibung der J/ψ -Produktion zur Verfügung stehen, wurden in Kapitel 2 ausführlich beschrieben. Einzelne Modelle dominieren den totalen Wirkungsquerschnitt in bestimmten kinematischen Bereichen. Es ist nicht sinnvoll bei der geringen Statistik der Datennahmepériode 1993 (insgesamt $42 \pm 8 J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse) den Datensatz in zu viele Unterbereiche aufzuteilen.

Die wichtigste Unterteilung, die sich sowohl in der Phänomenologie der Ereignisse als auch in den Modellen widerspiegelt, ist die Unterscheidung *elastischer* und *inelastischer* J/ψ -Produktion (s. auch Kapitel 2).

- Elastisch produzierte $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse zeichnen sich dadurch aus, daß neben den Zerfallsmuonen des J/ψ (und eventuell dem gestreuten Elektron) keine weitere Aktivität im Detektor zu erkennen ist. Dafür muß natürlich der Akzeptanzbereich des Detektors definiert werden. Für die vorliegende Analyse wurden zur Erkennung von zusätzlicher Aktivität nur die zentralen und die Vorwärtsspurkammern sowie das Flüssigargon-Kalorimeter verwendet. Wie in Abschnitt 6.2.4 erläutert, wurde die Kalorimeterinformation außerdem nur dann berücksichtigt, wenn wenigstens eine zusätzliche Spur gefunden wurde. Es ergibt sich dadurch ein Akzeptanzbereich von etwa $8^\circ < \vartheta < 165^\circ$.

Es wurde bereits daraufhingewiesen, daß ein Teil der inelastischen Ereignisse unter Beachtung dieses Akzeptanzbereichs wie ein elastisches Ereignis aussehen kann. Um die

¹Es sind dies die Daten aus den *Runs* 62575–66609.

elastische Selektion von der theoretischen Bedeutung des Begriffs der *elastischen Produktion* zu trennen, wird für die Selektion die Bezeichnung *quasielastisch* eingeführt (s.a. Absatz „BE+TI“ in 2.2).

Die Monte-Carlo-Studien zur quasielastischen Selektion wurden im wesentlichen mit Ereignissen durchgeführt, die diffraktiv-elastisch nach dem VMD-Modell von dem Generatorprogramm PYTHIA 5.6 [28] (s. Abschnitt 2.4.1) erzeugt wurden. Zusätzliche Studien wurden mit diffraktiven Ereignissen, bei denen das Proton dissoziiert (ebenfalls PYTHIA 5.6) und sogenannten *hart-diffraktiven* Ereignissen (EPJPSI 3.3) (s. Abschnitt 2.4.2) gemacht.

- Die inelastische J/ψ -Produktion konnte bei Schwerpunktenenergien weit unterhalb des HERA-Bereichs mit dem Modell der Photon-Gluon-Fusion beschrieben werden (s. Abschnitt 2.3).

Als zusätzlicher Prozeß der inelastischen J/ψ -Produktion muß die J/ψ -Produktion über *resolved-Photon*-Wechselwirkung beachtet werden (Abschnitt 2.5). Da dieser Prozeß jedoch nicht Gegenstand der vorliegenden Analyse ist, wird zur Unterdrückung der *resolved-Photon*-Ereignisse ein Schnitt in der kinematischen Variablen z angewendet ($z > 0.2$ [22]). Neueste Modellrechnungen [56, 26] höherer Ordnung bestätigen, daß die Photon-Gluon-Fusion in führender Ordnung zwar die Form der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_{\perp}$ oder $d\sigma/dz$ im Bereich $p_{\perp} > 0.2$ GeV und $z < 0.95$ beschreiben kann, zur absoluten Normierung sind jedoch K -Faktoren im Bereich 2–5 nötig. Um einen zuverlässigen Vergleich von Daten und Modell zu gewährleisten, sind harte Schnitte nötig (üblicherweise $p_{\perp} > 1$ GeV und $z < 0.9$).

Für die Monte-Carlo-Studien zur inelastischen Selektion wurden Ereignisse, die mit dem Generator EPJPSI 3.3 [23, 27] (s. Abschnitt 2.3.1) nach dem verbesserten Modell der Photon-Gluon-Fusion mit der nach MRS(D'_0) [13] parametrisierten Gluondichte-Verteilung erzeugt wurden, verwendet. Für zusätzliche Untersuchungen wurden Ereignisse nach dem gleichen Modell aber mit einer anderen Gluon-Dichteverteilung (MRS(D'_-)) generiert.

7.2.1 Die quasielastische Selektion

Die Selektion quasielastischer $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse erfolgt auf zwei unterschiedliche Arten: Zum einen durch Schnitte auf den rekonstruierten Wert von z , und zum anderen durch eine visuelle Durchsicht der Myonpaar-Ereignisse.

Die Selektion von „2-Prong“-Ereignissen durch visuelle Musterung

Die visuelle Durchsicht der Myonpaar-Ereignisse führt zu einem Satz von 50 Ereignissen ohne weitere sichtbare Aktivität im Detektor (s. auch Tabelle 7.1). Damit ist gemeint, daß keine klar erkennbare, vom Primärvertex ausgehende Spur in den Spurkammern rekonstruiert wurde und auch keine „signifikante“ Energie im Kalorimeter festzustellen ist. Die angewendeten Kriterien waren subjektiv, und können nicht ohne weiteres quantifiziert werden — eine visuelle Durchsicht wäre anderenfalls ja auch nicht nötig. Bei der sehr geringen Zahl der Ereignisse war die Entscheidung jedoch nur in sehr seltenen Fällen nicht unmittelbar eindeutig (bei weniger als 10% der Ereignisse).

Die visuell selektierten, quasielastischen Ereignisse werden im folgenden als „2-Prong“-Ereignisse bezeichnet. Das Massenspektrum der 2-Prong-Ereignisse ist in Abbildung 7.2a dargestellt.

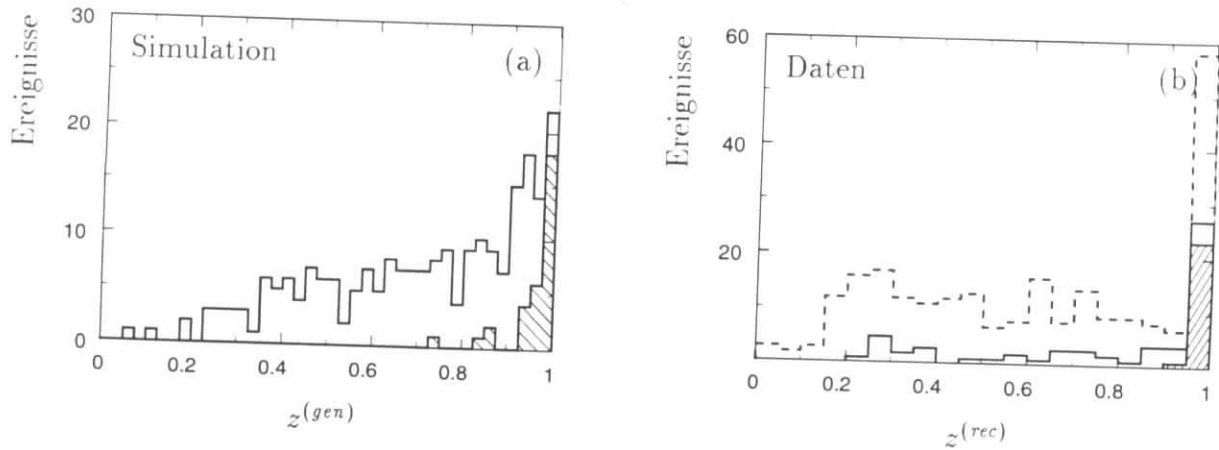


Abbildung 7.1: Figur (a) zeigt die Verteilung des generierten z -Wertes der simulierten Photon-Gluon-Fusion-Ereignisse nach Trigger und Selektion. Schraffiert sind die Ereignisse ohne weitere Aktivität im Detektor dargestellt. Figur (b) zeigt die rekonstruierte z -Verteilung der Myonpaare der Datennahmeperiode 1993. Gestrichelt sind alle Paare unterschiedlicher Ladung dargestellt ($m_{\mu^+\mu^-} > 1 \text{ GeV}$), das durchgezogene Histogramm zeigt alle Myonpaare aus dem Signalbereich und das schraffierte Histogramm nur die visuell selektierten „2-Prong“-Kandidaten.

In der 2-Prong-Selektion sind keine Ereignisse mit Myonpaaren gleicher Ladung enthalten. Das schraffierte Histogramm zeigt den erwarteten Untergrund aus $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen (s. Abschnitt 7.3.1).

Die Kriterien der 2-Prong-Selektion sind — wie oben ausgeführt — subjektiv. Eine mehrfache Durchsicht, auch von verschiedenen Personen, führte jedoch bis auf wenige Ereignisse auf das gleiche Ergebnis. Ein entsprechendes Verfahren, angewendet auf simulierte, elastisch produzierte Ereignisse, führt zu der erwarteten Akzeptanz von 100%.

Von den inelastischen, nach dem Modell der Photon-Gluon-Fusion erzeugten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen werden mit dieser Selektionsmethode etwa 10% als quasielastisch klassifiziert. Abbildung 7.1a zeigt schraffiert die z -Verteilung dieser quasielastischen Ereignisse. Als offenes Histogramm ist die z -Verteilung aller Ereignisse dargestellt. Wie erwartet werden durch die quasielastische Selektion Ereignisse mit großem z ($z \approx 1$) ausgewählt. Dies führt zur zweiten Methode, die weniger subjektiv ist, da sie auf rekonstruierten Parametern beruht.

Identifikation elastischer Ereignisse mit Hilfe des rekonstruierten Parameters z

Abbildung 7.1b zeigt die rekonstruierte z -Verteilung aller selektierten Myonpaare unterschiedlicher Ladung als gestricheltes Histogramm. Mit durchgezogener Linie sind die Myonpaare aus dem Signalbereich dargestellt. Die visuell-selektierten 2-Prong-Ereignisse aus dem Signalbereich sind schraffiert. Wie auf Grund der Rekonstruktionsmethode nicht anders zu erwarten, gilt für die visuell-selektierten 2-Prong-Ereignisse wegen $y_x = 0$ gleichzeitig auch $z^{(rec)} = y_\psi / (y_\psi + y_x) = 1$.²

Für drei Myonpaare aus dem Signalbereich wurde ein sehr großes $z > 0.95$ rekonstruiert, obwohl sie nicht als 2-Prong-Ereignisse klassifiziert worden waren. Eine nochmalige visuelle Kontrolle

²Tatsächlich ist für ein Ereignis der rekonstruierte Wert von z kleiner als 1, da eine der Myonspuren von der Rekonstruktion in zwei Teile zerlegt wurde, die beide als unabhängige Spuren betrachtet wurden.

dieser Ereignisse bestätigt den hohen Wert von z , obwohl weitere Aktivität im Detektor sichtbar ist. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die visuelle 2-Prong-Selektion im wesentlichen einem Schnitt $z^{(rec)} > 0.95$ entspricht.

Dieses läßt sich auch mit den simulierten Monte-Carlo-Ereignissen bestätigen (Abb. 7.1a). Allerdings gibt es auch hier einen Anteil von Ereignissen mit sehr großem z , die nicht als 2-Prong-Ereignisse eingestuft werden. Und umgekehrt werden auch einige Ereignisse als 2-Prong-Kandidaten eingestuft, obwohl der tatsächliche Wert von z kleiner als 1 ist.

Die meisten (simulierten) Ereignisse mit einem großen z -Wert ($z > 0.95$) werden — da neben den Myonen keine weitere Aktivität meßbar ist — mit einem Wert $z = 1$ rekonstruiert. Für die rekonstruierten Ereignisse spielt also der genaue Wert von z_{cut} (z.B.: $z_{cut} = 0.90, 0.95$ oder 0.98) keine große Rolle; die Anzahl der selektierten Ereignisse ändert sich dadurch kaum. Es zeigt sich, daß sich die Migrationseffekte bei den simulierten Ereignissen der Photon-Gluon-Fusion bei $z_{cut} = 0.95$ ungefähr ausgleichen: 16% aller Ereignisse wurden tatsächlich mit $z > 0.95$ generiert und für 18% der Ereignisse wurde ein Wert von $z > 0.95$ rekonstruiert.

7.2.2 Die inelastische Selektion

Abbildung 7.1a zeigt, daß der Wirkungsquerschnitt der inelastischen, nach dem Modell der Photon-Gluon-Fusion erzeugten Ereignisse für große z ansteigt. Nur wenige Prozent der Ereignisse liegen bei $z < 0.2$. Migrationseffekte sind bei einem Schnitt $z > 0.2$ für die Photon-Gluon-Fusion-Ereignisse nicht von Bedeutung. In der Literatur wird ein Schnitt bei $z > 0.2$ als ausreichend für die Abtrennung von *resolved-Photon*-Ereignissen angegeben [22].

In den Daten sind im Signalbereich ($|m_{\mu^+\mu^-} - m_{J/\psi}| < 225$ MeV) keine Myonpaare mit $z < 0.2$ zu finden (Abb. 7.1b).³ Die z -Verteilung der Daten zeigt — im Vergleich zur z -Verteilung der Photon-Gluon-Fusion (Abb. 7.1a) — einen signifikanten Überschuß im Bereich kleiner z ($z < 0.4$). Daher wird alternativ zu dem Schnitt $z > 0.2$ ein Schnitt $z > 0.5$ angewendet, um eine bessere Trennung von möglichem Untergrund zu erreichen. Migrationseffekte durch die Rekonstruktion sind bei letzterem Schnitt ebenfalls nicht von Bedeutung.

Die Diagramme in Abbildung 7.3 zeigen die Massenverteilung der inelastischen Myonpaare: Figur (c) stellt die Ereignisse im Bereich $0.2 < z < 0.95$, Figur (a) die Myonpaare nach dem härteren Schnitt $0.5 < z < 0.95$ dar. Schraffiert ist jeweils die Verteilung der Myonpaare gleicher Ladung angegeben.

Für quantitative Vergleiche des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit LO-Berechnungen der Photon-Gluon-Fusion ist ein Schnitt in der p_{\perp}^* -Verteilung nötig (s. Einleitung zu diesem Abschnitt). p_{\perp}^* bezeichnet den Transversalimpuls des J/ψ im Photon-Gluon-Schwerpunktsystem (s. Abschnitt 2.1). Üblicherweise wird ein Schnitt bei $p_{\perp}^{*2}/m_{\psi}^2 > 0.1$ gewählt. Dies entspricht einem Schnitt von $p_{\perp}^* > 1$ GeV. Für Photoproduktion mit $Q^2 \approx 0$ gilt: $p_{\perp}^* = p_{\perp}$, wobei p_{\perp} der Transversalimpuls des J/ψ im Laborsystem ist (s. Anhang A.2). Die Massenverteilung der inelastischen Myonpaare nach dem zusätzlichen Schnitt in p_{\perp} ist in den Abbildungen 7.3b+d dargestellt.

Wie sich im folgenden zeigt, ist eine Unterteilung der Daten in p_{\perp} auch deshalb sinnvoll, weil die Triggereffizienz mit steigendem Transversalimpuls des J/ψ zunimmt.

³Hier ist zu beachten, daß der Multiplizitätsschnitt der Endauswahl (s. Abschnitt 5.5.1) Ereignisse mit sehr kleinem z unterdrückt. Für spätere Analysen mit höherer Statistik sollte ein z -Schnitt einem Multiplizitätsschnitt vorgezogen werden.

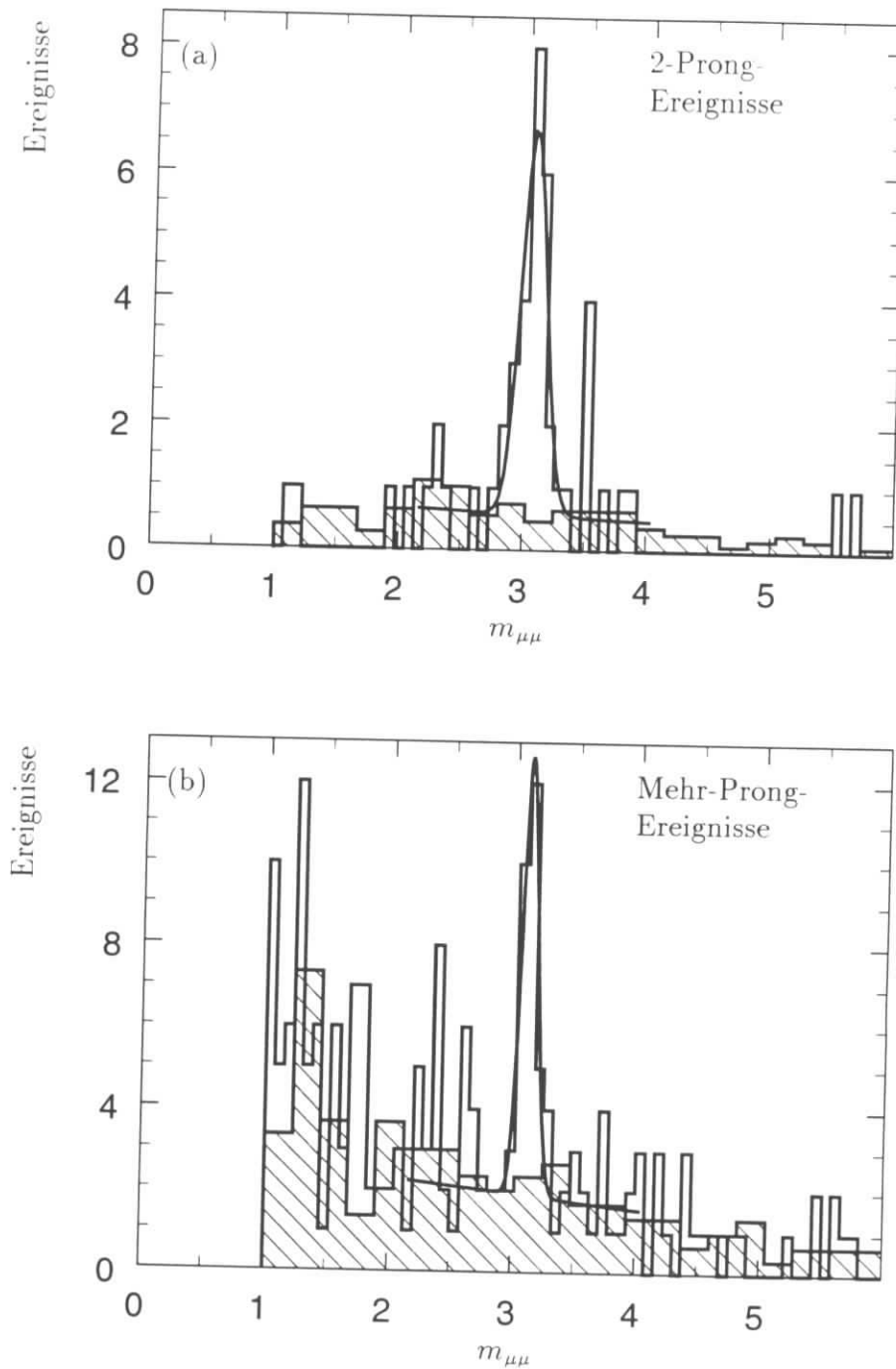


Abbildung 7.2: Massenspektrum der selektierten Myonpaare. Das offene Histogramm zeigt die Verteilung der unterschiedlich geladenen Spuren. Die Kurve stellt die Anpassung einer Gauß-Kurve mit linear verlaufendem Untergrund dar. Figur (a) zeigt die 2-Prong-Selektion (visuelle Durchsicht). Schraffiert ist die von Simulationsrechnungen erwartete Verteilung der QED-Myonpaare angegeben (s. Abschnitt 7.3.1). Figur (b) stellt die „nicht-2-Prong-Ereignisse“ dar. Schraffiert ist hier die Verteilung der Myonpaare gleicher Ladung dargestellt. Die Untergrundverteilungen haben größere Bins und wurden entsprechend gewichtet.

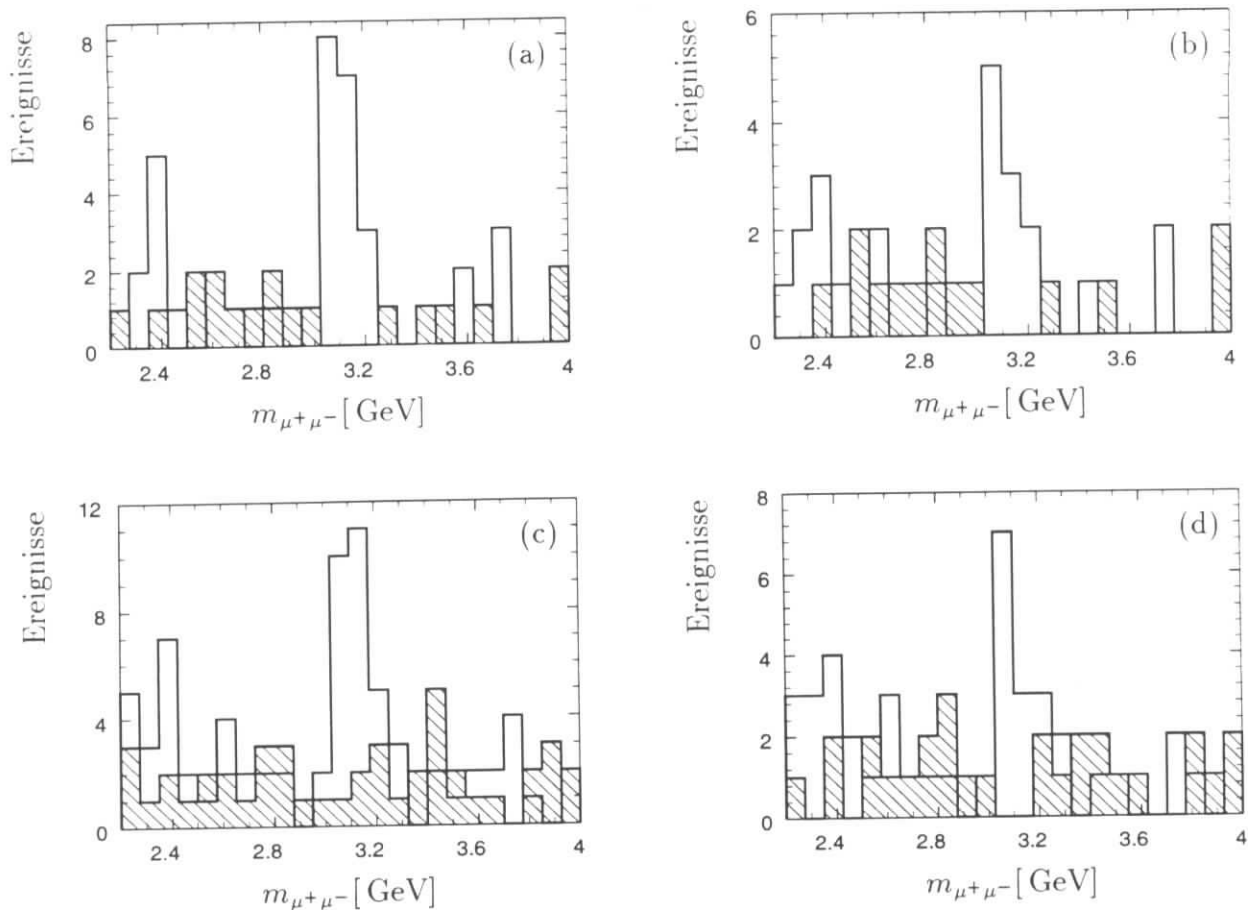


Abbildung 7.3: Massenspektrum der Myonpaare der inelastischen Selektion. Oben: Ereignisse aus dem Bereich $0.5 < z < 0.95$. Unten: Ereignisse aus dem Bereich $0.2 < z < 0.95$. Das durchgezogene Histogramm zeigt die Myonpaare mit unterschiedlicher Ladung. Schraffiert sind die Paare mit gleicher Ladung dargestellt. Die Histogramme rechts zeigen die Verteilungen nach dem zusätzlichen Schnitt $p_{\perp} > 1 \text{ GeV}$.

7.2.3 Zusammenfassung der Unterteilung in kinematische Bereiche

Die simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse und die Ereignisse der Datennahmeperiode 1993 werden für die weitere Analyse nach folgendem Schema in *quasielastische* und *inelastische* Ereignisse unterteilt:

Quasielastische Selektion, Daten: Wegen der geringen Zahl der Myonpaare der Datennahmeperiode 1993 ist die Auswahl der *quasielastischen* Ereignisse mit Hilfe einer visuellen Musterung möglich: Ereignisse, die neben den Zerfallsmyonen und eventuell dem gestreuten Elektron keine weitere Aktivität im Detektor enthalten, werden als *quasielastische* oder „2-Prong“-Ereignisse bezeichnet.

Quasielastische Selektion, Simulation: Die simulierten Datensätze werden unterteilt in Datensätze, die nach elastischen Modellen generiert wurden, und solche, die nach inelastischen Modellen produziert wurden:

Elastische Modelle: Simulierte Ereignisse, die nach *elastischen* Modellen produziert werden, haben grundsätzlich einen Wert von $z = 1$, eine weitere Selektion ist nicht nötig.

Inelastische Modelle: Um den Teil der inelastischen simulierten $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse auszuwählen, die im Detektor wie (quasi)elastische Ereignisse aussehen, wird ein Schnitt $z > 0.95$ angewendet.

Inelastische Selektion, Daten und Simulation: Inelastische Ereignisse werden durch den Schnitt $z < 0.95$ selektiert. Im Datensatz der inelastischen Ereignisse wird durch einen weiteren Schnitt ($z > 0.2$ oder $z > 0.5$) ein möglicher Anteil von *resolved-Photon*-Ereignissen unterdrückt. Um einen Datensatz zu erhalten, der mit den Vorhersagen der Photon-Gluon-Fusion verglichen werden kann, wird außerdem ein Schnitt in der Transversalimpulsverteilung des J/ψ -Mesons p_\perp diskutiert ($p_\perp > 1 \text{ GeV}$).

Zur Bestimmung der Anzahl der gefundenen $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse in den verschiedenen Unterklassen wurde von der Gesamtzahl der Myonpaare im Signalbereich⁴ der Untergrund subtrahiert. Der Untergrund wurde an Hand der Daten ermittelt und im Bereich $2.2 \text{ GeV} < m_{\mu^+\mu^-} < 4.0 \text{ GeV}$ durch eine lineare Funktion approximiert. Für die quasielastische Selektion wurde dieses Ergebnis außerdem mit der absoluten Vorhersage der Untergrundverteilung von sogenannten Photon-Photon-Myonpaaren verglichen (s. nächster Abschnitt und Abbildung 7.2). Beide Methoden führen zum gleichen Ergebnis.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt. Alle Werte beziehen sich auf die untersuchte, integrierte Luminosität von 280 nb^{-1} .

	Anzahl Ereignisse			
	Signalbereich	Untergrund	J/ψ -Signal	
			$Q^2 \approx 0$	$Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$
Insgesamt	60 ± 8	18 ± 2	39 ± 8	3 ± 2
2-Prong-Selektion	24 ± 5	3 ± 2	19 ± 5	2 ± 1
$0.5 < z < 0.95$	20 ± 4	7 ± 2	13 ± 5	—
$p_\perp > 1 \text{ GeV}$	10 ± 3	4 ± 1	6 ± 3	—
$0.2 < z < 0.95$	31 ± 6	14 ± 2	17 ± 6	—
$p_\perp > 1 \text{ GeV}$	16 ± 4	9 ± 2	7 ± 4	—

Tabelle 7.1: Zusammenstellung der endgültigen Datenselektion von $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen in den Daten der Datennahmeperiode 1993 unterteilt in verschiedene Selektionsklassen. Die Fehler sind statistisch. Der Fehler des Signals ist die Summe der Fehlerquadrate von Signalbereich und Untergrund. Alle Selektionen entsprechen einer integrierten Luminosität von 280 nb^{-1} .

Insgesamt wurden vier J/ψ -Kandidaten mit hohem $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$, d.h. mit gestreutem Elektron im Rückwärtskalorimeter, gefunden (s. Abschnitt 6.2.2). Eines dieser Ereignisse muß als Untergrundereignis subtrahiert werden (vergl. Abb. 6.1a). In der inelastischen Selektion verbleibt nur 1 ± 1 Ereignis mit hohem Impulsübertrag, dieses wird im folgenden nicht weiter verwendet. Für die Ereignisklassen ohne nachgewiesenem, gestreutem Elektron ($Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$) wird im folgenden die Bezeichnung „ $Q^2 \approx 0$ “ verwendet (vergl. Abschnitt 1.2: „Ungetaggte Photoproduktion“).

⁴ $|m_{\mu\mu} - 3.1 \text{ GeV}| < 0.225 \text{ GeV}$, das sind jeweils 6 Bins in den Abbildungen 7.2 und 7.3

7.3 Untergrundbetrachtung

Die potentiellen Untergrundquellen für die *quasielastischen* Myonpaare unterscheiden sich stark von denjenigen der *inelastischen* Selektion, sie werden daher getrennt behandelt.

Diese Untergrundbetrachtung dient nicht der quantitativen Erklärung des kontinuierlichen Untergrundes im Massenspektrum, da dieser an Hand der Daten bestimmt wurde und statistisch von J/ψ -Signal subtrahiert werden kann. Es sollen jedoch mögliche Quellen für diese Art von Untergrund angegeben werden.

Im Gegensatz dazu könnten andere Prozesse, bei denen tatsächlich J/ψ -Mesonen entstehen, z.B. als sekundäre Zerfallsprodukte, zum Signal beitragen, und deshalb nicht durch eine einfache statistische Untergrundsubtraktion eliminiert werden. Es wird gezeigt, daß solche Prozesse bei der integrierten Luminosität von 280 nb^{-1} keinen signifikanten Beitrag leisten und vernachlässigt werden können.

Angaben zu Zerfallswahrscheinlichkeiten und weitere Teilcheneigenschaften sind entnommen aus [30].

7.3.1 Untergrund für die 2-Prong-Selektion

Der Untergrund bei der Suche nach *elastisch* produzierten J/ψ -Mesonen im Sinne der theoretischen Modelle besteht vor allem aus *inelastischen* Ereignissen, die im Detektor nicht von tatsächlich elastischen zu unterscheiden sind. Der Untergrund von anderen Ereignistypen, also solchen ohne J/ψ -Meson, ist klein.

Inelastische Produktion bei $z > 0.95$

Auch bei den meisten früheren Untersuchungen zu elastischer J/ψ -Produktion, d.h. bei geringerer Photon-Proton-Schwerpunktenergie, war eine Beimischung inelastischer Ereignisse nicht zu vermeiden. Um diesen Untergrund so gering wie möglich zu halten, wurden verschiedene Schnitte angewendet wie z.B. eine Beschränkung der Gesamtzahl der gemessenen Teilchen, der Energie oder durch einen Schnitt in der kinematischen Variable z von typischerweise $z > 0.95$. Es wurde gezeigt (s. Abschnitt 7.2.1), daß die 2-Prong-Selektion der hier vorliegenden Analyse im wesentlichen einem solchen Schnitt in z entspricht.

Ohne weitere Information, zum Beispiel durch Messung des gestreuten Elektrons oder einer Erweiterung des Akzeptanzbereiches für kleine Polarwinkel, kann weder die Trennung von elastischer und quasielastischer Produktion verbessert werden, noch kann der inelastische Anteil in der quasielastischen Selektion genauer definiert werden. Um letzteres durchführen zu können, müßte der inelastische Wirkungsquerschnitt von $z < 0.95$ in den Bereich $z > 0.95$ extrapoliert werden. Diese ist jedoch — wie NLO-Rechnungen zeigten — nur bedingt möglich (s. Einleitung dieses Abschnitts).

Ideal wäre die Messung sowohl des gestreuten Elektrons im Rückwärtskalorimeter oder im Elektrontagger als auch die Messung des (elastisch) gestreuten Protons im neuen Proton-Spektrometer, welches seit 1994 installiert ist. Dazu müßte jedoch der Akzeptanzbereich des Elektrontaggers in den Bereich $y < 0.2$ erweitert werden. Durch die redundante Information könnten elastische Ereignisse eindeutig identifiziert werden.

Für diese Analyse muß jedoch weiter von einem unbekanntem Verhältnis von elastischer und inelastischer Produktion ausgegangen werden. Modellrechnungen zeigen, daß der Anteil tatsächlich inelastischer Ereignisse in der quasielastischen Selektion 50–70% betragen kann.

ψ' -Produktion

Ein weiterer möglicher Untergrund für elastische J/ψ -Produktion sind Ereignisse, in denen das Vektormeson ψ' produziert wird, welches zu 57% in $J/\psi + X$ zerfällt. Monte-Carlo-Studien haben gezeigt, daß der Zerfallskanal $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ mit $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ immer zu weiteren Spuren im Detektor führt, falls die Zerfallsmyonen des J/ψ selbst sichtbar sind. Dieser Kanal kann also nicht als Untergrund zur quasielastischen J/ψ -Produktion beitragen.

Das ψ' zerfällt zu 23.2% in ein J/ψ und weitere neutrale Teilchen. Da die zusätzlichen neutralen Teilchen mit einigen 100 MeV zu wenig Energie haben, um im Kalorimeter ein signifikantes Signal zu hinterlassen, könnten Ereignisse dieses Typs als elastische J/ψ identifiziert werden. Wegen der etwas höheren Masse und der geringeren elektronischen Zerfallsbreite ist die Kopplungskonstante des ψ' ans Photon $4\pi/\gamma_V^2 = 3\Gamma_{ee}/\alpha^2 m_V$ im VMD-Modell gegenüber der Kopplungskonstanten des J/ψ um einen Faktor ≈ 3 unterdrückt (s. auch Abschnitt 2.4.1).

Der mögliche Untergrund von ψ' -Mesonen im quasielastischen J/ψ -Signal ist also etwa von der Größenordnung 1-1.5 Ereignisse und wird im folgenden vernachlässigt.

Bestätigt wird diese Abschätzung durch das nicht vorhandene Signal des direkten Zerfalls $\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-$, der ebenso wie der Zerfallskanal $\psi' \rightarrow J/\psi x_0$, $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ eine Wahrscheinlichkeit von etwa 1% hat. Auf Grund der höheren Masse des ψ' von 3.65 GeV könnten diese Ereignisse bei einer Massenauflösung von weniger als 100 MeV erkannt werden. Ein signifikanter Peak an der Stelle der ψ' -Masse ist weder in der quasielastischen noch in der inelastischen Selektion zu erkennen.

Myonpaare aus Photon-Photon-Wechselwirkung

Der wichtigste Untergrundprozeß, der zu einem kontinuierlichen Massenspektrum führt, ist die Myonpaarproduktion aus Photon-Photon-Wechselwirkung („QED-Myonen“). Feynmangraphen für diesen Prozeß sind in Abbildung 7.4 dargestellt.

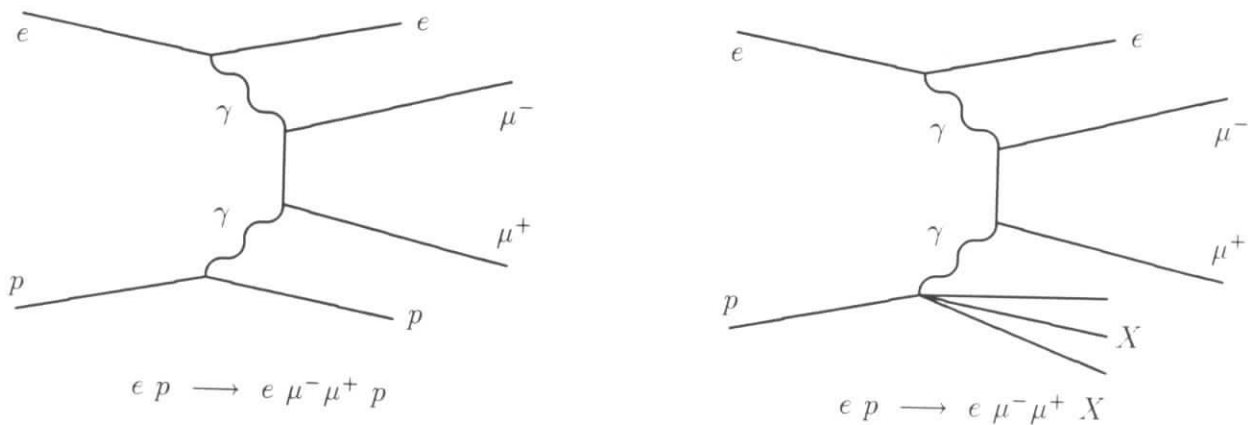


Abbildung 7.4: Myonpaarproduktion durch Photon-Photon-Wechselwirkung. Links: Elastische Streuung; Rechts: Proton-Dissoziation.

Dieser Prozeß ist sowohl über elastische Mechanismen, bei denen das Proton intakt bleibt, wie auch über inelastische Produktion möglich. Die Myonpaar-Produktion selbst kann als reiner QED-Prozeß exakt berechnet werden. Bei der elastischen Streuung wird zusätzlich der

Dipolformfaktor des Protons benutzt; für die inelastische Streuung werden die Formfaktoren des Protons aus [6] eingesetzt. Die Ereignisse wurden mit dem Generator LPAIR erzeugt [29]. Eine Analyse zu diesem Thema basierend auf den H1-Daten der Datennahmeperiode 1992 ist in [47] zu finden.

Beim weitaus größten Teil des Wirkungsquerschnitts dieser Prozesse werden ein oder beide Myonen unter so kleinem Polarwinkel erzeugt, daß sie nicht im Detektor nachgewiesen werden können. Im Prinzip folgt die Verteilung des Massenspektrums der Myonpaare aus Photon-Photon-Wechselwirkung einem $1/m^2$ Gesetz. Bei sehr kleinen Massen des Myonpaar-Systems haben die Myonen allerdings nicht genügend Energie um nachgewiesen bzw. erkannt zu werden. Die aus Monte-Carlo-Studien erwartete Verteilung (nach Trigger, Rekonstruktion und Selektion) ist in Abbildung 7.2 als schraffiertes Histogramm dargestellt. Offenbar stimmt sie sehr gut mit der gemessenen Verteilung im Bereich $1.5 \text{ GeV} < m_{\mu^+\mu^-} < 6 \text{ GeV}$ überein.

Dies bestätigt einerseits die Untergrundabschätzung von 3 ± 2 Ereignissen im Bereich der J/ψ -Masse; andererseits ist zu erkennen, daß die Trigger- und Selektionseffizienz recht gut von der Monte-Carlo-Simulation reproduziert wird.

Weiterer Untergrund

Der Untergrund an kosmischen Myonen wurde in Abschnitt 5.5.2 diskutiert. Der verbleibende Untergrund in der quasielastischen Selektion ist vernachlässigbar.

Der Untergrund von anderen Prozessen, z.B. durch Fehlidentifikation von Pionen als Myonen ist gering. Die Myonkandidaten der Endauswahl erfüllen fast jede vernünftige Myonbedingung — auch die visuelle Durchsicht aller Ereignisse. In Abschnitt 4.4.1 wurde die Wahrscheinlichkeit Pionen fälschlicherweise als Myonen zu identifizieren zu etwa 4% pro Spur bzw. 0.2% pro Spurpaar bestimmt.

Unter den 50 2-Prong-Ereignissen der Endauswahl ist kein Ereignis mit zwei gleich geladenen Spuren, was als weiteres Indiz für die Abwesenheit von Untergrund gewertet werden kann.

7.3.2 Untergrund für die inelastische Selektion

Der Untergrund für die Ereignisse der inelastischen Selektion ist deutlich höher als der Untergrund der quasielastischen Selektion.

Daß der Untergrund von Ereignissen mit fehlidentifizierten Myonen dominiert wird, zeigt sich am hohen Niveau der Verteilung der Myonpaar-Kandidaten mit gleicher Ladung (s. Abb. 7.2).

Untergrund durch fehlidentifizierte Myonen

In Abschnitt 5.5.1 wurde gezeigt, daß insbesondere bei Ereignissen mit hoher Multiplizität der Untergrund sehr groß ist: In Abbildung 5.4 ist zu erkennen, daß die Zahl der Myonpaare mit *gleicher* Ladung für Ereignisse hoher Multiplizität dasselbe Niveau hat wie die Zahl der Myonpaare *unterschiedlicher* Ladung.

Bei einer Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von etwa 4% pro Spur ergibt sich für 2-Prong-Ereignisse eine Wahrscheinlichkeit von $\approx 0.2\%$ fälschlicherweise als Myonpaar erkannt zu werden (s. Abschnitt 7.3.1). Bei 10 (20) Spuren steigt diese Wahrscheinlichkeit um den Faktor 36 (118) auf etwa 6% bzw. 19% pro Ereignis. Um die Untersuchung der $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse bei höherer Statistik auf den Bereich sehr großer Multiplizitäten ($N > 10$) auszudehnen, müßte also die Myonerkennung deutlich verschärft werden. In den Daten der Datennahmeperiode

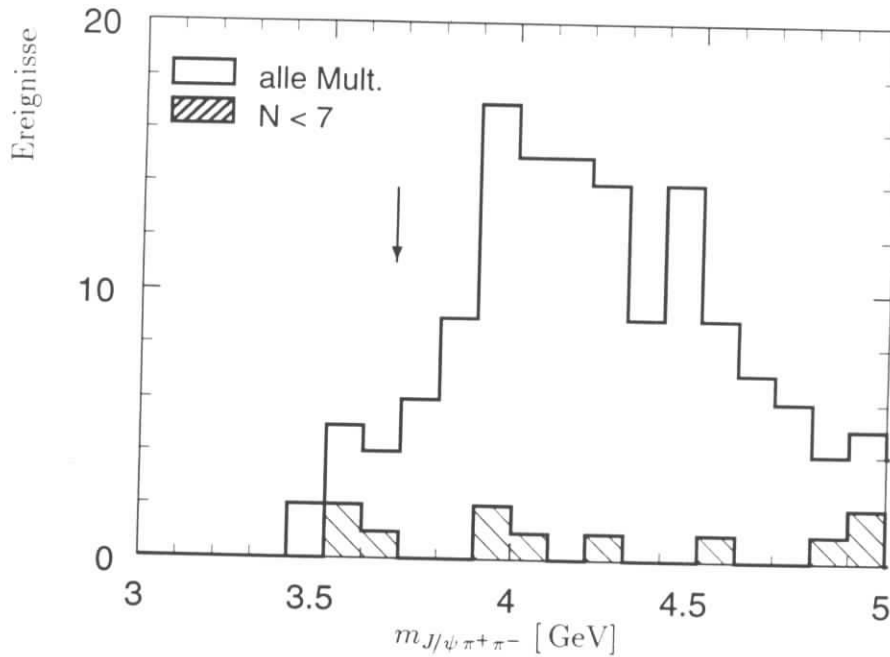


Abbildung 7.5: 4-Prong-Massenspektrum. Den identifizierten Zerfallsmyonen von inelastischen J/ψ -Kandidaten aus dem Signalbereich ($|m_{\mu^+\mu^-} - m_{J/\psi}| < 0.225 \text{ GeV}$) wurden zwei weitere, unterschiedlich geladene Spuren (mit schwächeren Qualitätsschnitte) hinzugefügt. Das schraffierte Histogramm enthält nur Ereignisse mit höchstens 5 Spuren (2 Myonen + 3 weitere Spuren). Der Pfeil markiert die nominelle Masse des ψ' -Mesons.

1993 war im Bereich sehr großer Multiplizitäten ($N > 10$) kein signifikantes J/ψ -Signal meßbar (s. Abschnitt 5.5.1).

Eine Untersuchung des inklusiven Myonspektrums [51] zeigte, daß etwa 50% der im Zentralbereich des Detektors als Myon erkannten Spuren in Wirklichkeit auf Pionen oder Kaonen zurückgehen ($p_{\perp} > 1.5 \text{ GeV}$, $30^{\circ} < \vartheta < 130^{\circ}$), die entweder tatsächlich in Myonen zerfallen oder als minimal-ionisierende Teilchen das Kalorimeter durchqueren. Die andere Hälfte des inklusiven Myonspektrums stammt von Zerfällen schwerer Quarks. Entsprechend wird auch ein großer Teil des Untergrunds der inelastischen Myonpaar-Selektion von Ereignissen mit einem echten Myon aus dem Zerfall eines schweren Quarks und einem fehlidentifizierten Pion oder Kaon stammen. Quantitative Untersuchungen hierzu wurden nicht durchgeführt.

Untergrund durch ψ' -Produktion

Die Zerfallswahrscheinlichkeit $\text{BR}(\psi' \rightarrow J/\psi X)$ beträgt 57%. Der größte Teil davon (wiederum 57%) zerfällt über den inklusiven Kanal $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$. Für die Zerfallsketten $\psi' \rightarrow J/\psi X \rightarrow \mu^+\mu^- X$ und $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^- \rightarrow \mu^+\mu^- \pi^+\pi^-$ ergibt sich somit eine Wahrscheinlichkeit von 3.4% bzw. 1.9%. Auf Grund der Massendifferenz $m_{\psi'} - m_{\psi} = 588 \text{ MeV}$ haben die Zerfallspionen einen Transversalimpuls im Bereich von $\approx 200 \text{ MeV}$. Monte-Carlo-Studien zeigten, daß die Pionen ebenfalls im Akzeptanzbereich des Detektors zu finden sind, sofern die Myonen rekonstruiert werden können.

Abbildung 7.5 zeigt das Massenspektrum von Spur-Quartetten, wobei zwei der Spuren als Myonen erkannt wurden und die Masse des Myonpaares im Signalbereich der J/ψ -Masse liegt.

Ein ψ' -Signal ist nicht zu erkennen. Auch der direkte Zerfall $\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.8% ist in den Daten der Datennahmeperiode 1993 nicht nachzuweisen (s. Abb. 7.2b).

Neueste Ergebnisse von CDF [44] messen einen sichtbaren ψ' -Wirkungsquerschnitt bei $p\bar{p}$ -Streuung, der deutlich über den theoretischen Erwartungen liegt. Im Verhältnis zum J/ψ -Wirkungsquerschnitt ist er jedoch immer noch um einen Faktor 6 unterdrückt. Mit diesem Ergebnis kann zusammen mit den Verzweigungsverhältnissen ein Anteil von höchstens 1–1.5 ψ' -Ereignissen im inelastischen J/ψ -Signal abgeschätzt werden. Da der statistische Fehler des J/ψ -Signals (± 6 Ereignisse) wesentlich größer ist, wird der mögliche Untergrund von ψ' nicht weiter beachtet.

Untergrund durch den Zerfall von B -Mesonen

Eine vereinfachte, pauschale Abschätzung zeigt, daß in den Daten der Datennahmeperiode 1993 kein Beitrag zum J/ψ -Signal aus dem Zerfall von B -Mesonen zu erwarten ist:

- Der totale sichtbare⁵ Wirkungsquerschnitt der Reaktion $ep \rightarrow Q\bar{Q} \rightarrow \mu X$ wurde gemessen und beträgt, in Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung, $(2.5 \pm 0.5 \pm 0.9)$ nb [51].
- Unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses $\text{BR}(Q\bar{Q} \rightarrow \mu X) \simeq 20\%$ kann ein totaler, sichtbarer $Q\bar{Q}$ -Wirkungsquerschnitt von 12.5 nb abgeschätzt werden. Diese Größe hängt selbstverständlich von den Akzeptanzschnitten ab. Für die Erkennung von $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen müssen jedoch *zwei* Myonen in den Akzeptanzbereich fallen, so daß diese Abschätzung eine obere Schranke des Wirkungsquerschnitts ist.
- Der Anteils der $b\bar{b}$ -Produktion am Gesamtwirkungsquerschnitt der Produktion schwerer Quarks beträgt etwa 1% [12].
- Der inklusive Zerfallskanal $B \rightarrow J/\psi X$ hat eine Wahrscheinlichkeit von $\approx 1\%$.

Zusammen mit der Zerfallswahrscheinlichkeit $\text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 6\%$ ergibt sich damit für die integrierte Luminosität von 280 nb^{-1} eine obere Schranke von 0.1 Ereignissen des Typs $ep \rightarrow B \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Trigger- und Selektionseffizienzen sind noch nicht eingerechnet.

7.4 Akzeptanz und Effizienzen

Die Methoden zur Rekonstruktion, zur Triggerung und zur Selektion der $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse wurden in den vorherigen Kapiteln ausführlich dargestellt. Es wurde überprüft, daß die Monte-Carlo-Simulation diese Schritte ausreichend beschreibt. Systematische Fehler bei der Bestimmung von Effizienzen unter Verwendung der Simulation wurden ermittelt. Hier erfolgt nun die Zusammenstellung dieser Ergebnisse mit dem Ziel, Wirkungsquerschnitte für die J/ψ -Produktion zu berechnen.

Der Datensatz der J/ψ -Kandidaten der Datennahmeperiode 1993 und die simulierten Datensätze wurden gemäß den Überlegungen von Abschnitt 7.2.3 in quasielastische und inelastische Ereignisse unterteilt.

Die Bestimmung der Effizienz erfolgt mit Hilfe von simulierten Datensätzen, die mit unterschiedlichen Modellen generiert wurden (s. Einleitung zu Abschnitt 7.2). Sie unterteilt sich in

⁵Im H1-Detektor

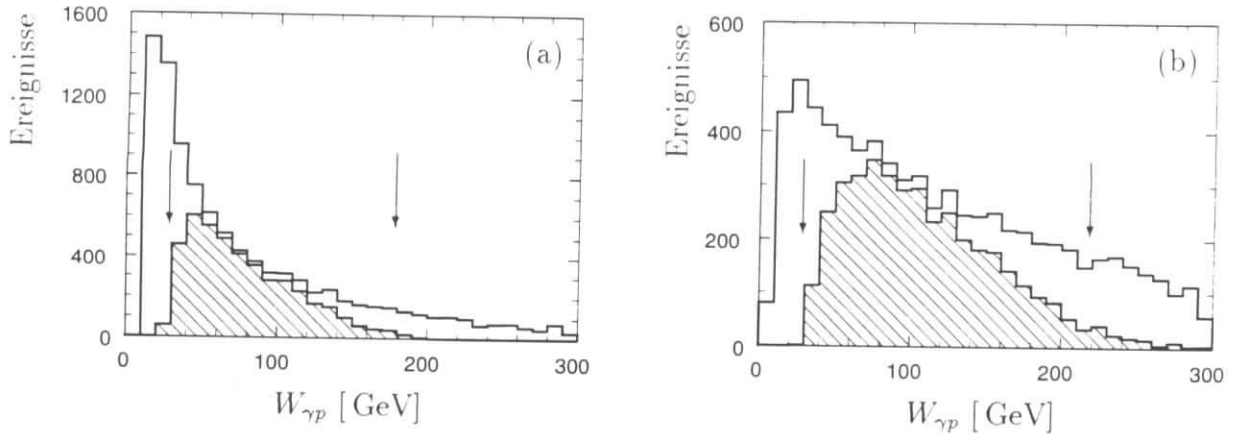


Abbildung 7.6: $W_{\gamma p}$ -Verteilung für quasielastische J/ψ -Produktion (a) mit $z > 0.95$ und inelastische J/ψ -Produktion (b) mit $0.2 < z < 0.95$. Als offenes Histogramm ist die gesamte, generierte Verteilung, schraffiert ist der Anteil der Ereignisse mit beiden Myonen im Akzeptanzbereich des Detektors ($15^\circ < \vartheta < 165^\circ$) dargestellt.

die geometrische Akzeptanz des Detektors, die Effizienz der Rekonstruktion und Identifikation der Zerfallsmyonen des J/ψ und die Effizienzen der einzelnen Trigger- und Selektionsstufen.

7.4.1 Geometrische Akzeptanz

Die Rekonstruktion von Spuren und die Identifikation von Myonen ist im Polarwinkelbereich $15^\circ < \vartheta < 165^\circ$ möglich (s. Kapitel 3). Ein Schnitt auf die Polarwinkel der Zerfallsmyonen des J/ψ -Mesons entspricht einem Schnitt in der kinematischen Variablen y und damit auch in der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p} = \sqrt{ys - Q^2} \simeq \sqrt{ys}$.

Abbildung 7.6 zeigt den zugänglichen $W_{\gamma p}$ -Bereich. Links (a) sind (quasi)elastische Ereignisse mit $z > 0.95$ und rechts (b) sind inelastische Ereignisse mit $0.2 < z < 0.95$ dargestellt. Je „inelastischer“ die Ereignisse sind, desto höhere Werte von $W_{\gamma p}$ sind möglich.

Um große statistische Fluktuationen zu vermeiden, wurde die Analyse auf den $W_{\gamma p}$ -Bereich beschränkt, in dem die Akzeptanz über 20% liegt. Für die verschiedenen z -Bereiche mußten daher unterschiedliche Schnitte in $W_{\gamma p}$ gewählt werden:

z -Bereich	zugänglicher $W_{\gamma p}$ -Bereich
$z = 1$ bzw. $z > 0.95$	$30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 180 \text{ GeV}$
$0.5 < z < 0.95$	$30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 200 \text{ GeV}$
$0.2 < z < 0.95$	$30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 220 \text{ GeV}$

In den Daten wurden *keine* J/ψ -Kandidaten gefunden, die außerhalb der definierten $W_{\gamma p}$ -Bereiche liegen. Die korrigierte $W_{\gamma p}$ -Verteilung der Daten folgt später in diesem Kapitel (7.6.2). Tabelle 7.2 faßt die geometrische Akzeptanz für verschiedene Produktionsmechanismen und verschiedene kinematische Bereiche zusammen. Alle Prozentangaben beziehen sich auf die oben angegebenen, eingeschränkten $W_{\gamma p}$ -Bereiche. Zusätzlich sind die Akzeptanzen unterteilt in *Photoproduktion* mit $Q^2 \approx 0$ und *tiefinelastische Streuung* mit $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$. Für letzteres ist die Akzeptanz wegen der geringen Monte-Carlo-Statistik nicht für alle kinematischen Bereiche angegeben.

Eine Modellabhängigkeit der Akzeptanz kann durch unterschiedliche $W_{\gamma p}$ -Spektren und durch unterschiedliche Zerfallswinkelverteilungen der Myonen im Ruhesystem des J/ψ entstehen:

- Die Simulation der Ereignisse nach dem Modell der Photon-Gluon-Fusion erzeugt bei Verwendung der Gluondichte-Parametrisierungen $MRS(D'_0)$ und $MRS(D'_-)$ [13] (s.a. Abschnitt 2.3) unterschiedliche $W_{\gamma p}$ -Verteilungen. Nach Entfaltung des Photonflußfaktors ergibt sich für die Parametrisierung $MRS(D'_0)$ ein nur schwach mit $W_{\gamma p}$ ansteigender Wirkungsquerschnitt (s. Abb. 7.12, für die quasielastische Selektion). Während der Wirkungsquerschnitt bei der Parametrisierung mit $MRS(D'_-)$ stark mit $W_{\gamma p}$ anwächst. Entsprechendes kann auch aus Abbildung 7.8c für die inelastische Selektion abgelesen werden — hier allerdings ohne Entfaltung des Photonflusses. Die Akzeptanz für die quasielastische Selektion differiert kaum zwischen diesen extremen Verteilungen (s. Tabelle 7.2b). Die $W_{\gamma p}$ -Verteilung hat also keinen großen Einfluß auf den Akzeptanzfaktor. Für die inelastischen Selektionen ergeben sich relative Unterschiede von etwa 4% (s. Tabelle 7.2c+d). Diese Abhängigkeit des Akzeptanzfaktors vom $W_{\gamma p}$ -Spektrum wird im systematischen Fehler der Akzeptanz berücksichtigt.
- Die Generatoren EPJPSI 3.3 [27] und PYTHIA 5.6 [28] erzeugen eine isotrope Winkelverteilung der Zerfallsmuonen im Ruhesystem des J/ψ . Wenn stattdessen die sogenannte s -Kanal-Helizitätserhaltung für transversale Polarisation beachtet wird, verringert sich die Akzeptanz um etwa 4%. Dieser Wert wurde mit dem Generatorprogramm DIFFVM [57] (nicht in der Tabelle) und durch Umwichtung der Akzeptanz mit einer veränderten Winkelverteilung (s. Abbildung 7.11) ermittelt. Auch diese Unsicherheit bei der Bestimmung des Akzeptanzfaktors geht in den systematischen Fehler ein.

Die Akzeptanz für die elastischen Prozesse ($z = 1$) und für die quasielastische Selektion der inelastischen Prozesse ($z > 0.95$) liegt übereinstimmend bei etwa 74% und variiert nur im Rahmen des statistischen Fehlers der Monte-Carlo-Studien. Lediglich die Akzeptanz für die quasielastische Selektion der Photon-Gluon-Fusion-Ereignisse im Bereich $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ liegt etwas höher, der statistische Fehler ist hier aber ebenfalls sehr hoch, so daß diese Abweichung nur geringe Signifikanz besitzt.

Für die Akzeptanz der elastischen und quasielastischen Prozesse im Bereich $30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 180 \text{ GeV}$ wird folgender Mittelwert verwendet:

$$\varepsilon_{acc}^{(z>0.95)} = 0.74 \pm 0.04$$

Innerhalb der inelastischen Selektionen steigt die Akzeptanz für größeres p_{\perp} an, der Unterschied ist für die Statistik dieser Analyse nicht von Bedeutung. Ein systematischer Unterschied ergibt sich — wie oben angeführt — für die beiden verwendeten Parametrisierungen der Gluondichte-Verteilung: Die Parametrisierung $MRS(D'_-)$ führt bei den inelastischen Selektionen im Vergleich zur Parametrisierung $MRS(D'_0)$ systematisch zu einer um 4% größeren Akzeptanz. Für eine präzise Entfaltung der Gluondichte-Verteilung aus der gemessenen Verteilung von $\partial\sigma/\partial x_g$ müßte dieser Effekt berücksichtigt werden, bei der Abschätzung des Wirkungsquerschnitts geht er im systematischen Fehler unter. Auch hier liegt die Akzeptanz für die Ereignisse mit großem Q^2 höher. Da in den Daten kein signifikanter Beitrag von solchen Ereignissen gefunden werden konnte, wird dieser Unterschied nicht weiter beachtet. Es ergeben sich die folgenden Mittelwerte für die Akzeptanz in den Bereichen $30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 200 \text{ GeV}$ bzw. $30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 220 \text{ GeV}$:

(a) Elastische Produktion; $z = 1$; $30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 180 \text{ GeV}$			
	PYTHIA 5.6 diff. elastisch	EPJPSI 3.3 hart diff.	
$Q^2 \approx 0$	$75.0 \pm 0.4\%$	$74.6 \pm 0.6\%$	
$Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$	$78.0 \pm 2.8\%$	$73.5 \pm 2.5\%$	

(b) Quasielastische Selektion; $z > 0.95$; $30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 180 \text{ GeV}$			
	PYTHIA 5.6 diff. Proton Diss.	EPJPSI 3.3, PGF	
		MRS(D'_-)	MRS(D'_0)
$Q^2 \approx 0$	$74.0 \pm 1.4\%$	$73.9 \pm 1.2\%$	$75.3 \pm 1.2\%$
$Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$	$70\% \pm 10\%$	$86 \pm 5\%$	

(c) Inelastische Selektion; $0.5 < z < 0.95$; $30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 200 \text{ GeV}$			
	EPJPSI 3.3		
	PGF, MRS(D'_-)	PGF, MRS(D'_0)	
$Q^2 \approx 0$	$73.4 \pm 0.7\%$	$70.1 \pm 0.7\%$	
$p_\perp < 1 \text{ GeV}$	$72.9 \pm 0.8\%$	$69.2 \pm 0.9\%$	
$p_\perp > 1 \text{ GeV}$	$74.4 \pm 1.2\%$	$71.4 \pm 1.1\%$	
$Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$	$80 \pm 9\%$		

(d) Inelastische Selektion; $0.2 < z < 0.95$; $30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 220 \text{ GeV}$			
	EPJPSI 3.3		
	PGF, MRS(D'_-)	PGF, MRS(D'_0)	
$Q^2 \approx 0$	$70.1 \pm 0.6\%$	$67.1 \pm 0.6\%$	
$p_\perp < 1 \text{ GeV}$	$69.0 \pm 0.8\%$	$66.7 \pm 0.8\%$	
$p_\perp > 1 \text{ GeV}$	$72.0 \pm 0.9\%$	$67.7 \pm 1.0\%$	
$Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$	$73.5 \pm 2.5\%$		

Tabelle 7.2: Zusammenstellung der Akzeptanz der Rekonstruktion für $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse im Winkelbereich $15^\circ < \vartheta < 165^\circ$, ermittelt mit verschiedenen Generatorprogrammen und für unterschiedlich Produktionsmechanismen (PGF steht für Photon-Gluon-Fusion).

$$\varepsilon_{acc}^{(0.5 < z < 0.95)} = 0.72 \pm 0.04$$

$$\varepsilon_{acc}^{(0.2 < z < 0.95)} = 0.69 \pm 0.04$$

7.4.2 Rekonstruktion und Identifikation der Zerfallsmyonen

Die Rekonstruktions- und Identifikationseffizienz für die beiden Zerfallsmyonen des J/ψ hängt nach der Beschränkung auf den Akzeptanzbereich nicht vom Produktionsmodell oder dem kinematischen Bereich ab.

Für die Rekonstruktionseffizienz ergibt sich ein Wert von $73 \pm 2\%$, wenn beide Myonen innerhalb des Akzeptanzbereichs von $15^\circ < \vartheta < 165^\circ$ liegen. Der Fehler gibt den statistischen Fehler der Monte-Carlo-Untersuchung und die (geringfügigen) Unterschiede der Rekonstruktionseffizienz für verschiedenen kinematische Bereiche an. Der systematische Fehler der Monte-Carlo-Simulation wurde in Kapitel 3 durch den Vergleich mit Daten bestimmt und beträgt 8% pro Spur. Insgesamt ergibt sich damit:

$$\varepsilon_{rec} = 0.73 \pm 0.09$$

Für die Wahrscheinlichkeit, beide Myonen zu identifizieren, wurde ein Wert von $75 \pm 2\%$ ermittelt. Der Fehler gibt wieder den statistischen Fehler der Monte-Carlo-Untersuchung an. Der systematische Fehler der Monte-Carlo-Simulation für die Myonerkennung wurde in Kapitel 4 bestimmt, er beträgt 10% pro Myon. Durch quadratische Addition der Fehler ergibt sich:

$$\varepsilon_{\mu-id} = 0.75 \pm 0.11$$

7.4.3 Triggereffizienz

Die Effizienz der Triggerstufe 1 ist für die verschiedenen z und p_\perp -Bereiche, nicht gleich. Sie steigt zu kleinerem z und größerem p_\perp an. Für unterschiedliche Produktionsmechanismen ist sie jedoch innerhalb der einzelnen kinematischen Bereiche konstant.

Das Ansteigen der Triggereffizienz zu kleinen z und großen p_\perp ist mit der steigenden Zahl von (harten) Spuren im Zentralbereich zu erklären: Die Myon-Triggererelemente sind für Myonen im extremen Vorwärts- und vor allem im extremen Rückwärtsbereich besonders effizient, da diese Myonen einen sehr hohen Impuls besitzen. Andererseits setzen Myonen in diesen Bereichen keine z -Vertex oder Spurtriggererelemente; diese sprechen erst an, wenn weitere Spuren im Zentralbereich vorhanden sind. Für inelastische Ereignisse ist also eine gewisse Ausweitung des Akzeptanzbereichs im Vergleich zu elastischen Ereignissen zu erwarten. Der gewählte Akzeptanzbereich von $15^\circ < \vartheta < 165^\circ$ trägt dem bereits Rechnung. Um die Analyse übersichtlicher zu gestalten wurde darauf verzichtet, unterschiedliche Akzeptanzbereiche zu verwenden.

Die verwendeten Subtrigger und ihre Effizienzen für elastische und inelastische $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse wurden in Abschnitt 5.2 ausführlich vorgestellt. Durch Vergleich mit unabhängig getriggerten Daten wurde der systematische Fehler der Monte-Carlo-Simulation für die einzelnen Triggererelemente ermittelt. Hier wird nur die Gesamteffizienz aller Trigger und Triggerstufen angegeben. Der relative systematische Fehler für die Triggerstufe 1 beträgt 15%.

Die Effizienz der Filterfarm (Triggerstufe 4) ist für die verschiedenen Unterselektionen im wesentlichen gleich und liegt bei 90% (s. Abschnitt 5.4) mit einem systematischen Fehler von 5%.

In Tabelle 7.3 sind die durch Monte-Carlo-Studien ermittelten Effizienzen der Triggerstufen für die verschiedenen kinematischen Bereiche angegeben.

kin. Bereich	ε_{trig}
$z = 1; z > 0.95$	
$Q^2 \approx 0$	0.32 ± 0.05
$Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$	$1.00 / 0.32 \pm 0.05^{(*)}$
$0.5 < z < 0.95$	0.44 ± 0.08
$p_{\perp} < 1 \text{ GeV}$	0.41 ± 0.07
$p_{\perp} > 1 \text{ GeV}$	0.50 ± 0.08
$0.2 < z < 0.95$	0.47 ± 0.08
$p_{\perp} < 1 \text{ GeV}$	0.43 ± 0.07
$p_{\perp} > 1 \text{ GeV}$	0.53 ± 0.08

Tabelle 7.3: Zusammenstellung der Triggereffizienzen für die Unterselektionen der $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse. Alle Zahlen wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Studien bestimmt. Die Fehler geben den systematischen Fehler der Simulation an, der durch Vergleich mit Daten gewonnen wurde. $(^{*})$ s. Anmerkung

Anmerkung: Während der Datennahmeperiode 1993 wurden die dem Strahlrohr am nächsten liegenden Stacks des rückwärtigen Kalorimeters (BEMC), die sogenannten „Triangle-Stacks“, nicht für den Trigger verwendet. Für Ereignisse, in denen das gestreute Elektron diese Stacks getroffen hat, muß daher eine Triggereffizienz wie für Photoproduktion mit $Q^2 \approx 0$ eingesetzt werden. Für eines der beiden quasielastischen Ereignissen mit Elektron im BEMC trifft dieses zu, als effektive Triggereffizienz wird daher der Mittelwert 0.66 verwendet.

7.4.4 Endauswahl

Die Effizienz der Endauswahl und der systematische Fehler dieser Effizienz setzt sich zusammen aus der Effizienz der zusätzlichen Schnitte gegen kosmische Myonen, der Multiplizitätsschnitte (s. Abschnitt 5.5.1) und dem erwarteten Signalverlust durch die Beschränkung auf den Massenbereich $2.875 < m_{\mu^+ \mu^-} < 3.325$.

Die Effizienz der Endauswahl ist für die verschiedenen kinematischen Bereiche der inelastischen Selektion im wesentlichen gleich. Die Effizienz für die elastische und die quasielastische Selektion ist wegen der Schnitte gegen die kosmischen Myonen etwas geringer:

$$\varepsilon_{sel}^{(elas.)} = 0.90 \pm 0.05$$

$$\varepsilon_{sel}^{(inel.)} = 0.95 \pm 0.05$$

7.5 ep -Wirkungsquerschnitte

Aus der integrierten Luminosität $\int L dt$, der Zahl der gefundenen Ereignisse N_{ψ} und dem Produkt der Effizienzen $\varepsilon_{vis} := \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{\mu-id} \cdot \varepsilon_{trig} \cdot \varepsilon_{sel}$ kann der sichtbare ep -Wirkungsquerschnitt

für den Prozeß $ep \rightarrow eJ/\psi X$; $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ in den verschiedenen kinematischen Bereichen berechnet werden:

$$\sigma_{vis} = \frac{N_{\psi}}{\varepsilon_{vis} \cdot \int L dt} \quad (7.1)$$

Zusammen mit der Zerfallswahrscheinlichkeit des J/ψ in Myonen und dem Faktor für die Detektorakzeptanz läßt sich der totale ep -Wirkungsquerschnitt integriert über den zugänglichen $W_{\gamma p}$ -Bereich ermitteln:

$$\sigma_{ep} = \frac{1}{\varepsilon_{acc} \cdot \text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)} \cdot \sigma_{vis} \quad (7.2)$$

Die Ergebnisse sind in den Tabellen 7.4 und 7.5 zusammengefaßt. Zusätzlich ist der statistische bzw. der systematische Fehler angegeben. Die Fehler wurden quadratisch addiert.

Für die inelastischen Selektionen *ohne* p_{\perp} -Schnitt ergibt sich im Endergebnis kein Unterschied, wenn statt der gemittelten Triggereffizienz die unterschiedlichen Triggereffizienzen für $p_{\perp} > 1$ GeV und $p_{\perp} < 1$ GeV entsprechend den Ereigniszahlen gewichtet eingesetzt werden.

Die Wirkungsquerschnitte können in dieser Form nicht ohne weiteres mit anderen Messungen verglichen werden, da die Wahl des $W_{\gamma p}$ -Bereichs einen unmittelbaren Einfluß auf die Akzeptanz und damit auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt hat. In den Abschnitten 7.6 und 7.7 werden allgemeinere Ergebnisse aus den Daten gewonnen, die dann mit Ergebnissen von anderen Experimenten bzw. mit theoretischen Modellen verglichen werden können.

Quasielastische Selektion

Für die Daten der Datennahmeperiode 1993 wurde eine unabhängige Analyse der quasielastischen J/ψ -Produktion über den Zerfallskanal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ durchgeführt [45].⁶ Die Ergebnisse der Myon- und der Elektron-Analyse sind im Rahmen der statistischen Fehler verträglich. Für den totalen, quasielastischen J/ψ -Wirkungsquerschnitt bei ep -Streuung im Bereich $30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 180 \text{ GeV}$ ergibt sich:

- Analyse der $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse: $\sigma_{ep} = (9.5 \pm 2.5 \pm 2.5) \text{ nb}$
- Analyse der $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse: $\sigma_{ep} = (6.9 \pm 3.3 \pm 1.8) \text{ nb}$
- Gewichteter Mittelwert: $\sigma_{ep} = (8.6 \pm 2.0 \pm 2.3) \text{ nb}$

Gegenüber dem veröffentlichten Ergebnis in [73] ergibt sich ein geringfügiger Unterschied durch eine andere Definition des geometrischen Akzeptanzbereichs des Detektors ($15^\circ < \vartheta < 165^\circ$ anstatt $20^\circ < \vartheta < 160^\circ$). Dieser Unterschied liegt weit unterhalb des statistischen Fehlers der Messung. Die Änderung war wegen der Analyse der inelastischen Ereignisse nötig. Der systematische Fehler der Messung ist dadurch unwesentlich größer geworden.

⁶Für die Datennahmeperiode 1993 waren keine speziellen Elektrontrigger vorhanden. Die Effizienz für elastische $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse beträgt damit nur etwa 1/3 der Effizienz für $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse. Inelastische $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse konnten nicht untersucht werden.

	2-Prong-Selektion $z > 0.95$	
	$Q^2 \approx 0$	$Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$
Luminosität [nb^{-1}]	280 ± 14	
Anzahl Ereignisse	19 ± 5	2 ± 1
Effizienz ε	0.16 ± 0.04	0.32 ± 0.07
$\sigma(ep \rightarrow eJ/\psi X \rightarrow \mu^+ \mu^- X)_{vis}$ [pb]	$423 \pm 114 \pm 106$	$23 \pm 16 \pm 5$
zugänglicher $W_{\gamma p}$ -Bereich	$30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 180 \text{ GeV}$	
Detektorakzeptanz ($15^\circ < \vartheta_\mu < 165^\circ$)	0.74 ± 0.04	
Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	0.060 ± 0.003	
$\sigma(ep \rightarrow eJ/\psi X)$ [nb]	$9.5 \pm 2.5 \pm 2.5$	$0.52 \pm 0.36 \pm 0.12$

Tabelle 7.4: Zusammenfassung der Effizienzen und der ep -Wirkungsquerschnitte für die quasielastische J/ψ -Produktion

	Inelastische Selektion $0.5 < z < 0.95$	
	$p_\perp > 1 \text{ GeV}$	
Luminosität [nb^{-1}]	280 ± 14	
Anzahl Ereignisse	13 ± 5	6 ± 3
Effizienz ε	0.23 ± 0.06	0.26 ± 0.06
$\sigma(ep \rightarrow eJ/\psi X \rightarrow \mu^+ \mu^- X)_{vis}$ [pb]	$207 \pm 72 \pm 52$	$78 \pm 47 \pm 20$
zugänglicher $W_{\gamma p}$ -Bereich	$30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 200 \text{ GeV}$	
Detektorakzeptanz ($15^\circ < \vartheta_\mu < 165^\circ$)	0.72 ± 0.04	
Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	0.060 ± 0.003	
$\sigma(ep \rightarrow eJ/\psi X)$ [nb]	$4.8 \pm 1.7 \pm 1.2$	$1.8 \pm 1.1 \pm 0.5$

	Inelastische Selektion $0.2 < z < 0.95$	
	$p_\perp > 1 \text{ GeV}$	
Luminosität [nb^{-1}]	280 ± 14	
Anzahl Ereignisse	17 ± 6	7 ± 4
Effizienz ε	0.24 ± 0.06	0.28 ± 0.07
$\sigma(ep \rightarrow eJ/\psi X \rightarrow \mu^+ \mu^- X)_{vis}$ [pb]	$253 \pm 89 \pm 63$	$89 \pm 53 \pm 22$
zugänglicher $W_{\gamma p}$ -Bereich	$30 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 220 \text{ GeV}$	
Detektorakzeptanz ($15^\circ < \vartheta_\mu < 165^\circ$)	0.69 ± 0.04	
Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	0.060 ± 0.003	
$\sigma(ep \rightarrow eJ/\psi X)$ [nb]	$6.1 \pm 2.1 \pm 1.6$	$2.2 \pm 1.3 \pm 0.6$

Tabelle 7.5: Zusammenfassung der Effizienzen und der ep -Wirkungsquerschnitte für die inelastische J/ψ -Produktion

7.6 Differentielle Verteilungen

Die Statistik der Endauswahl ist zu gering, um differentielle Verteilungen mit signifikanter Aussage produzieren zu können. Es soll jedoch für einige wichtige rekonstruierte Größen die gemessene Verteilung angegeben werden, um sie mit den Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulation zu vergleichen. Einige solche Verteilungen werden in den folgenden Abschnitten diskutiert. Hier wird das Verfahren vorgestellt, nach dem die Verteilungen gewonnen wurden.

Von der gemessenen Verteilung einer Größe wurde der Untergrund statistisch subtrahiert: Für die quasielastische Selektion wurde dafür die Verteilung der QED-Myonpaare im J/ψ -Signalbereich verwendet (s. Abbildung 7.2a); für die inelastische Selektion wurde die Verteilung der ungleichgeladenen Myonpaare aus den Bereichen $2.2 \text{ GeV} < m < 2.875 \text{ GeV}$ und $3.325 \text{ GeV} < m < 4.0 \text{ GeV}$ benutzt und entsprechend gewichtet (s. Abbildung 7.3).

Mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation wurde die geometrische Akzeptanz und die Trigger-, Rekonstruktions- und Selektionseffizienz in Abhängigkeit von der untersuchten Größe bestimmt. Die gemessenen Verteilungen wurden — nach Subtraktion des Untergrunds — mit den Akzeptanz- und Effizienzverteilungen korrigiert.

Zusätzlich zu den korrigierten Verteilungen der H1-Daten werden die folgenden theoretischen Vorhersagen angegeben:

- Die gemessenen Verteilungen der quasielastischen $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse werden mit den Verteilungen der diffraktiv-elastischen J/ψ -Produktion und der diffraktiven Produktion mit Proton-Dissoziation (im Bereich $z > 0.95$) verglichen. (Generator PYTHIA 5.6 [28], s. Abschnitt 2.4.1).
- Zu den Verteilungen der inelastischen $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse sind die Verteilungen der Photon-Gluon-Fusion mit den Gluondichte-Parametrisierungen MRS(D'_0) und MRS(D'_-) [13] angegeben. (Generator EPJPSI 3.3 [27], s. Abschnitt 2.3.1)

Alle Verteilungen der Monte-Carlo-simulierten Ereignisse wurden auf die gemessenen Wirkungsquerschnitte aus Abschnitt 7.5 normiert.

7.6.1 Die z -Verteilung der inelastischen J/ψ -Ereignisse

Abbildung 7.7a zeigt die rekonstruierte und korrigierte z -Verteilung der inelastischen J/ψ -Ereignisse. Die z -Verteilung der simulierten Ereignisse hängt nicht wesentlich von der Parametrisierung der Gluondichte-Verteilung ab. Auch die Akzeptanz ist unabhängig von z (Abb. 7.7b). Die Effizienz (vor allem die Triggereffizienz) steigt mit kleinerem z an (bis $z \gtrsim 0.35$). Dies ist auf die größere Multiplizität in Ereignissen mit kleinem z zurückzuführen.

Im Rahmen der statistischen Fehler ist die gemessene Verteilung mit der theoretischen Voraussage verträglich. Beim direkten Vergleich mit der *unkorrigierten* z -Verteilung (Abb. 7.1b) fällt auf, daß aus der flachen Verteilung durch Untergrundsubtraktion und Effizienzkorrektur eine ansteigende Verteilung wird. Dies deutet darauf hin, daß sich der verbleibende Untergrund im Bereich kleiner z konzentriert. Für Analysen mit höherer Statistik muß voraussichtlich eine strengere Myon-Erkennung helfen, den Untergrund bei „sehr inelastischen“ Ereignissen zu reduzieren. Für die folgenden differentiellen Verteilungen wird die inelastische Selektion im eingeschränkten Bereich $0.5 < z < 0.95$ betrachtet.

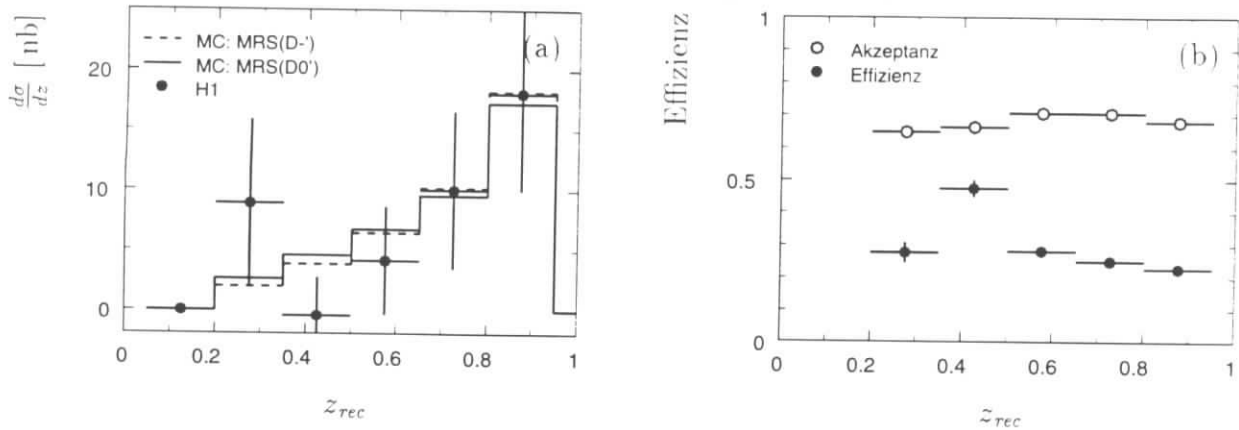


Abbildung 7.7: Rekonstruierte und korrigierte z -Verteilung der Ereignisse in der inelastischen Selektion (a). Wegen statistischer Fluktuation ist ein Bin nach Untergrundsubtraktion negativ. Zum Vergleich ist die für Photon-Gluon-Fusion erwartete Verteilung mit zwei unterschiedlichen Gluondichte-Verteilungen angegeben. Figur (b) zeigt die Verteilung der Detektorakzeptanz und der Effizienz als Funktion von z .

7.6.2 Die $W_{\gamma p}$ -Verteilung

Abbildung 7.8 zeigt die korrigierte $W_{\gamma p}$ -Verteilung der quasielastischen und der eingeschränkten inelastischen Selektion sowie die Abhängigkeit der Detektorakzeptanz und der Effizienz von $W_{\gamma p}$, der Schwerpunktenenergie im γp -System.

Quasielastische J/ψ -Ereignisse

Die $W_{\gamma p}$ -Verteilung der diffraktiv-elastischen und der diffraktiven Produktion mit Proton-Dissoziation unterscheiden sich nicht (Abb. 7.8a). Die Daten stimmen im Rahmen der Fehler mit der Simulation überein. Die Detektorakzeptanz ist nicht unabhängig von $W_{\gamma p}$ (Abb. 7.8b). Für kleine $W_{\gamma p}$ könnte die Akzeptanz durch die Einbeziehung der Vorwärtsspurkammern verbessert werden.

Die (Trigger)Effizienz hat ein Minimum an der Stelle der größten Akzeptanz: Bei $W_{\gamma p} \approx 70$ GeV wird das J/ψ im Laborsystem nahezu in Ruhe erzeugt.⁷ Daher erreichen in der Regel zwar beide Myonen den Zentralbereich des Detektors, sie setzen jedoch wegen des zu geringen Impulses keinen Myontrigger.

Das mittlere $W_{\gamma p}$ der Daten (Simulation) beträgt $\langle W_{\gamma p} \rangle = 86$ GeV (81 GeV).

Inelastische J/ψ -Ereignisse

Der Verlauf der Akzeptanz als Funktion von $W_{\gamma p}$ (Abb. 7.8d) ist für inelastische J/ψ -Ereignisse ähnlich wie für quasielastischen Ereignisse. Die Effizienz ist insgesamt höher. Vor allem im Rückwärtsbereich (sehr große $W_{\gamma p}$) ist die Triggereffizienz größer als in der quasielastischen Selektion, da hier zu den Myonen, die ein Myon-Triggerelement setzen, weitere Spuren im Zentralbereich kommen, welche die Spur- und Vertexbedingungen erfüllen.

⁷Mit $z = 1$ und $p_{\perp} = 0$ folgt $p_{\psi} = 0$ bei $W_{\gamma p} = \sqrt{2m_{\psi}E_p} = 71$ GeV

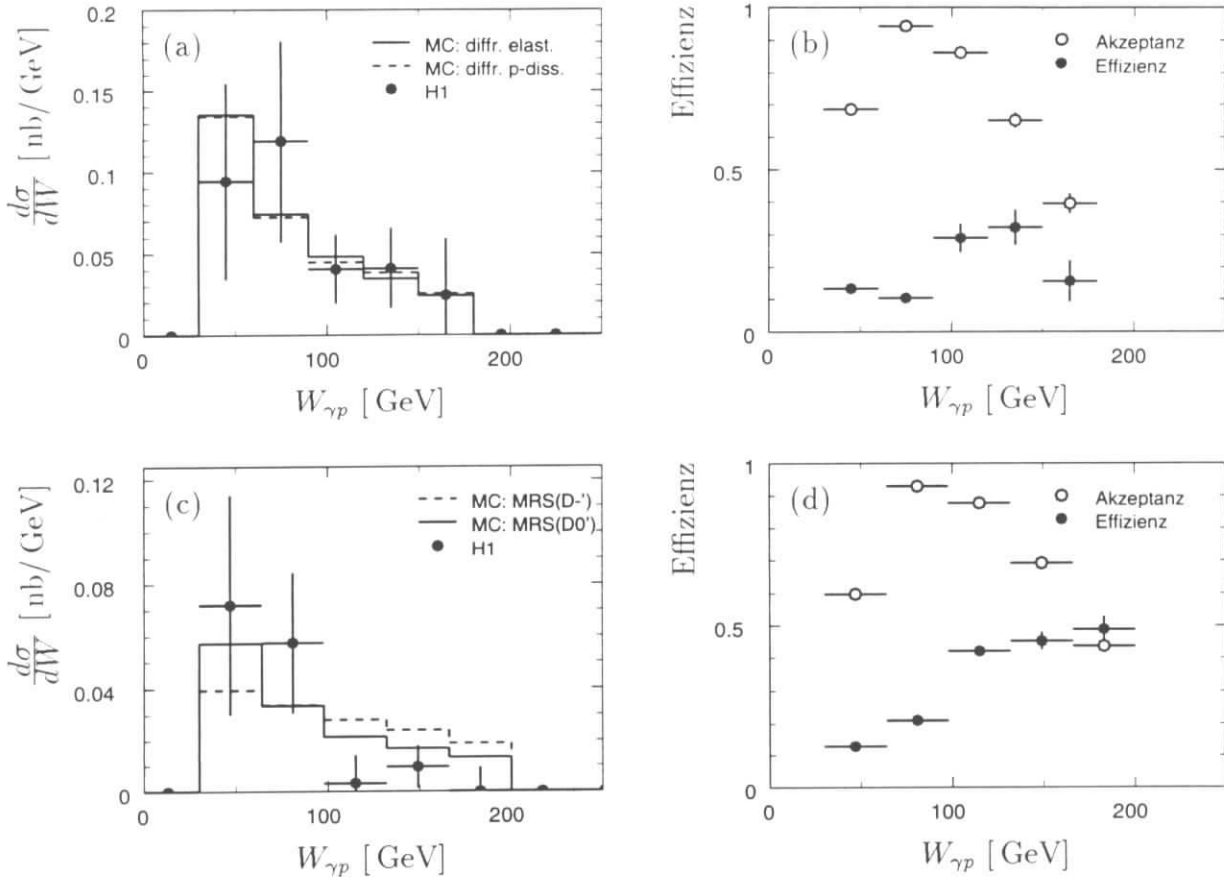


Abbildung 7.8: Rekonstruierte und korrigierte $W_{\gamma p}$ -Verteilung der quasielastischen J/ψ -Ereignisse (a) und der inelastischen J/ψ -Ereignisse ($0.5 < z < 0.95$) (c). Die Figuren (b) und (d) zeigen die Verteilung der Detektorakzeptanz und der Effizienz als Funktion von $W_{\gamma p}$.

Die $W_{\gamma p}$ -Verteilung der Photon-Gluon-Fusion hängt von der Gluondichte-Verteilung (Abb. 7.8c) ab: Je stärker die Gluondichte für kleine x_g ansteigt, um so härter wird das $W_{\gamma p}$ -Spektrum. Mit der vorliegenden Statistik kann jedoch eine Unterscheidung nicht möglich.

Das mittlere $W_{\gamma p}$ der inelastischen Selektion ist geringer als in der quasielastischen Selektion: $\langle W_{\gamma p} \rangle = 70$ GeV. Die Vorhersage der Photon-Gluon-Fusion ergibt einen etwas höheren Wert von 91 GeV (103 GeV) mit der Gluondichte-Verteilung MRS(D₀[']) (MRS(D₋['])).

Es sei hier noch angemerkt, daß der Akzeptanzbereich des Elektrontaggers von $0.2 < y < 0.8$ einem $W_{\gamma p}$ -Bereich von 130 GeV $< W_{\gamma p} < 260$ GeV entspricht.

7.6.3 Das Spektrum des Transversalimpulses

Üblicherweise wird nicht der Transversalimpuls p_{\perp} des J/ψ sondern das Quadrat des Transversalimpulses diskutiert: Für elastische Ereignisse mit $z = 1$ gilt $t = -p_{\perp}^{*2}$ (s. Gleichung (A.19)). Abbildung 7.9 zeigt die p_{\perp}^2 -Verteilungen der quasielastischen und der inelastischen Selektion. Das Transversalimpulsspektrum der inelastischen Selektion (Figur (c)) ist deutlich härter als das der quasielastischen Selektion (Figur (a)).

Im Prinzip ist der Transversalimpuls p_{\perp}^* des J/ψ bezüglich der Photon-Proton-Richtung in deren

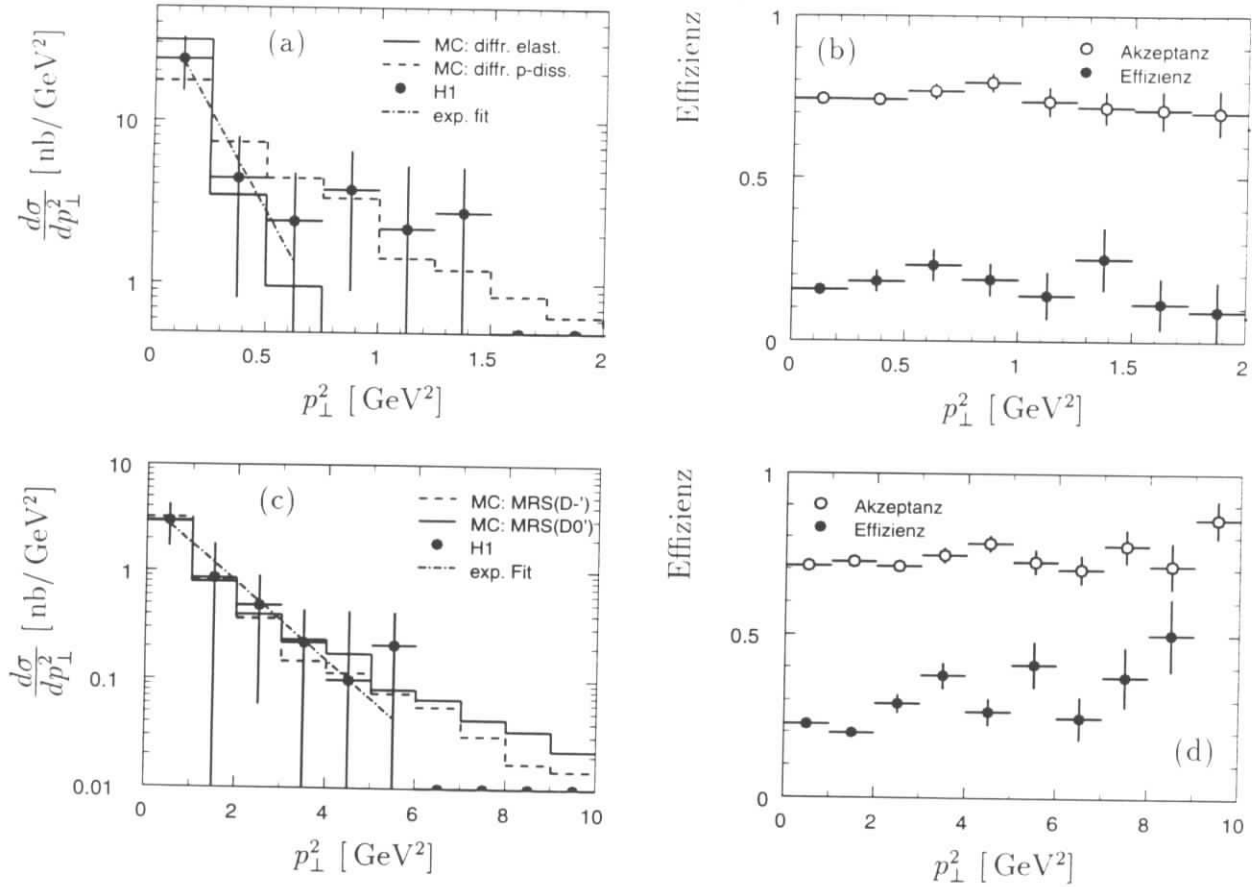


Abbildung 7.9: Rekonstruierte und korrigierte p_{\perp}^2 -Verteilung der quasielastischen Selektion (a) und der eingeschränkten inelastischen Selektion (c). Zusätzlich ist ein exponentieller Fit an die Datenpunkte eingezeichnet (s. Text). Die Figuren (b) und (d) zeigen die Verteilung der Detektorakzeptanz und der Effizienz als Funktion von p_{\perp}^2 .

Schwerpunktsystem die interessante Größe. In Anhang A.2 wird der Zusammenhang zwischen p_{\perp}^* und p_{\perp} abgeleitet. Für die (ungetaggte) Photoproduktion mit $Q^2 \approx 0$ ist $p_{\perp} \simeq p_{\perp}^*$. Endliche Werte von $0 < Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$ können jedoch zu Fehlern von der Größenordnung $\sqrt{Q^2}$ führen. Das Spektrum von p_{\perp}^2 ist durch die Vernachlässigung von Q^2 also etwas härter als das von p_{\perp}^{*2} . Die Detektorakzeptanz hängt für beide Selektionen kaum vom Transversalimpuls des J/ψ ab. Die Effizienz steigt mit p_{\perp}^2 leicht an — hier ist zu beachten, daß bei der quasielastischen Selektion der statistische Fehler bei $p_{\perp}^2 > 1 \text{ GeV}^2$ und bei der inelastischen Selektion bei $p_{\perp}^2 > 5 \text{ GeV}^2$ bereits für die Monte-Carlo-Studien groß wird.

Für diffraktive Modelle wird erwartet, daß das Spektrum von $|t| \approx p_{\perp}^2$ einer exponentielle Verteilung der Form $d\sigma/dp_{\perp}^2 = A \exp(-Bp_{\perp}^2)$ folgt 2.4. Die Anpassung einer Exponentialkurve an die p_{\perp}^2 -Verteilungen führt auf den *Slope*-Parameter B .

Quasielastische J/ψ -Ereignisse

Das Transversalimpulsspektrum der diffraktiv-elastischen J/ψ -Produktion ist wesentlich weicher als das der diffraktiven Produktion mit Proton-Dissoziation (Abb. 7.9a).

Da das Spektrum (auch in der Simulation) nicht exakt einem Exponentialgesetz folgt, hängt der Slope-Parameter b , der sich beim Fit ergibt, ab vom Binning und von dem Bereich, der für die Anpassung der Exponentialfunktion gewählt wird. Bei der in Abbildung 7.9a durchgeführten Anpassung mit der Binbreite 0.25 GeV^2 im Bereich $0-0.75 \text{ GeV}^2$ ergeben sich die in Tabelle 7.6 zusammengefaßten Slope-Parameter für Daten (s. Abb.) und Simulation.

Der steile Abfall des Spektrums im Bereich $0 < p_{\perp}^2 < 0.75 \text{ GeV}^2$ und das flache Auslaufen für größere Werte deutet auf eine Mischung des weichen Spektrums der elastischen Produktion mit dem härteren Spektrum der Proton-Dissoziation hin. Der Slope-Parameter der Daten liegt zwischen dem Wert der elastischen Produktion und dem der Proton-Dissoziation.

Slope-Parameter B : $\sigma \sim e^{-Bp_{\perp}^2}$	B [GeV^{-2}]
Quasielastische Selektion; 3 Bins im Bereich $0-0.75 \text{ GeV}^2$	
Simulation: diffraktiv-elastisch	8.4 ± 0.1
Simulation: diffraktiv p-diss.	3.0 ± 0.2
Daten	5.7 ± 2.4
Inelastische Selektion; 6 Bins im Bereich $0-6 \text{ GeV}^2$	
Simulation: PGF, MRS(D'_0)	0.85 ± 0.02
Simulation: PGF, MRS(D'_-)	1.03 ± 0.02
Daten	0.8 ± 0.3

Tabelle 7.6: Vergleich der Slope-Parameter B von Daten und Simulation für die quasielastischen und die inelastischen J/ψ -Ereignisse.

Inelastische J/ψ -Ereignisse

Die Transversalimpulsverteilung der Photon-Gluon-Fusion hängt kaum ab von der gewählten Gluondichte-Verteilung (Abb. 7.9c). Die Daten sind sehr gut mit den simulierten Verteilungen verträglich. Die Slope-Parameter der Simulation und der Daten sind ebenfalls in Tabelle 7.6 zusammengefaßt.

Neueste Berechnungen der Photon-Gluon-Fusion der nächsten Ordnung [56] sagen für den Bereich $1 \text{ GeV}^2 < p_{\perp}^2 < 5 \text{ GeV}^2$ einen etwas geringeren Slope von $B \approx 0.5 \text{ GeV}^{-2}$ und einen sehr starken Anstieg für kleinere p_{\perp}^2 voraus.⁸ Eine Bewertung dieser Berechnungen kann nur mit wesentlich höherer Statistik erfolgen.

7.6.4 Die Gluondichte-Verteilung

Inelastische J/ψ -Ereignisse erlauben im Rahmen des Photon-Gluon-Fusion-Modells eine direkte Bestimmung der Gluondichte-Verteilung des Protons $G(x_g, m_{\psi}^2)$ (s. Abschnitt 2.3):

$$\sigma(ep \longrightarrow eJ/\psi X; x_g) = G(x_g, m_{\psi}^2) \cdot \sigma(eg \longrightarrow eJ/\psi g'; x_g) \quad (7.3)$$

Die Methoden zur Berechnung und Rekonstruktion von x_g in $J/\psi \longrightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen wurden in Abschnitt 2.3 und 6.2.5 erläutert.

Die rekonstruierte Verteilung des differentiellen ep -Wirkungsquerschnitts $d\sigma(ep)/dx_g$ ist in Abbildung 7.10a dargestellt. Die x_g -Verteilungen der Photon-Gluon-Fusion-Modelle unterscheiden

⁸Werte wurden aus Diagrammen abgelesen [56].

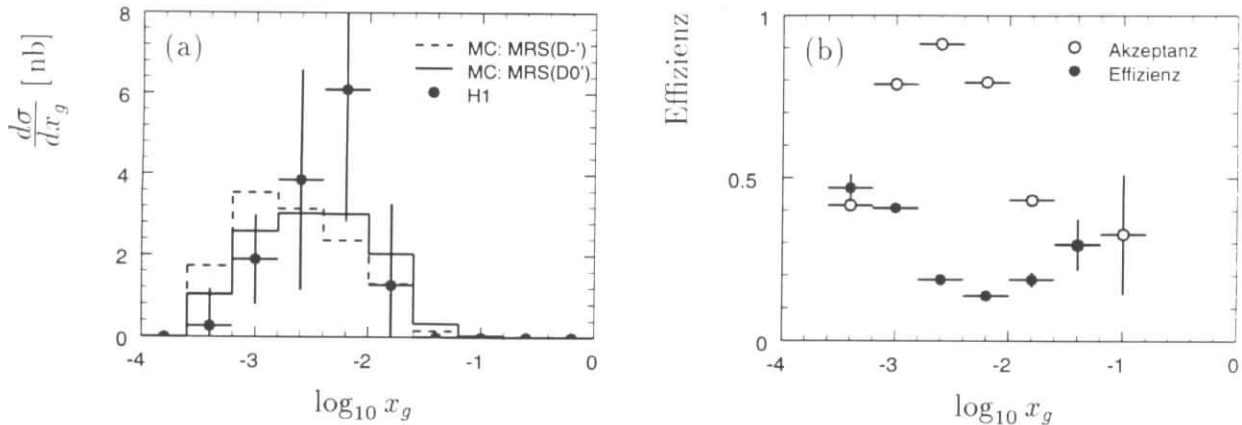


Abbildung 7.10: Rekonstruierte und korrigierte x_g -Verteilung der inelastischen Selektion (a). Die Figur (b) zeigt die Verteilung der Detektorakzeptanz und der Effizienz als Funktion von x_g .

sich voneinander: Die Parametrisierung MRS(D'_-) führt zu einem stärkeren Anstieg des Wirkungsquerschnitts bei sehr kleinen x_g (s.a. Abschnitt 2.3 und Abb. 2.3). Auch hier wurden beide Monte-Carlo-Verteilungen unabhängig voneinander auf die Daten normiert.

Die Detektorakzeptanz hängt von x_g ab und fällt außerhalb des eingeschränkten Bereichs $6 \cdot 10^{-4} < x_g < 10^{-2}$ stark ab (Abb. 7.10b). Um einen Anschluß an frühere Messungen der Gluondichte-Verteilung im Bereich $x_g \approx 0.1$ zu bekommen, muß der Akzeptanzbereich zu kleineren Schwerpunktenenergien $W_{\gamma p} < 30$ GeV, d.h. im Vorwärtsbereich des Detektors, erweitert werden. Auch die Triggereffizienz hängt von x_g ab.

Die eindeutige Bevorzugung einer flachen (MRS(D'_0)) oder steilen (MRS(D'_-)) Gluondichte-Verteilung kann nicht aus den Daten der Datennahmeperiode 1993 abgelesen werden. Die Daten sind im Rahmen der Statistik mit beiden Parametrisierungen verträglich. Bei höherer Statistik liefert die Analyse der inelastischen J/ψ -Produktion jedoch eine wirkungsvolle Methode zur Messung der Gluondichte des Protons bei Impulsanteilen bis zu $x_g \gtrsim 6 \cdot 10^{-4}$.

7.6.5 Die Winkelverteilung der Zerfallsmyonen

Bei diffraktiver elastischer J/ψ -Proton-Streuung sollte das J/ψ den Spin des einlaufenden Photons übernehmen (s. Abschnitt 2.4). Die Winkelverteilung der Zerfallsmyonen des J/ψ sollte die Helizität des transversalen Photons wiedergeben. Für den Zerfall von transversal polarisierten Spin-1-Teilchen in Fermionen wird eine Zerfallswinkelverteilung der folgenden Form erwartet:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^{(\psi)}} \sim \frac{d\sigma}{d\cos\vartheta^{(\psi)}} \sim 1 + \cos^2\vartheta^{(\psi)} \quad (7.4)$$

Der Winkel $\vartheta^{(\psi)}$ wird im Ruhesystem des J/ψ bezüglich der Helizitätsachse gemessen. Als Helizitätsachse wird die Flugrichtung des J/ψ in einem bestimmten Bezugssystem gewählt. Der Winkel $\vartheta^{(\psi)}$ hängt von der Wahl dieses Bezugssystems ab. Für diffraktive Modelle ist das γp -Schwerpunktsystem das relevante Bezugssystem (*Helicity Frame* [7]). Die Berechnung von $\cos\vartheta^{(\psi)}$ aus Größen des Laborsystems wird in Anhang A.5 hergeleitet. Wenn p_1 , p_2 , ϑ_1 und ϑ_2 die Impulsbeträge und die Polarwinkel der Myonen im Laborsystem bezeichnen, ergibt sich für $Q^2 = 0$ unter Vernachlässigung der Myonmassen:

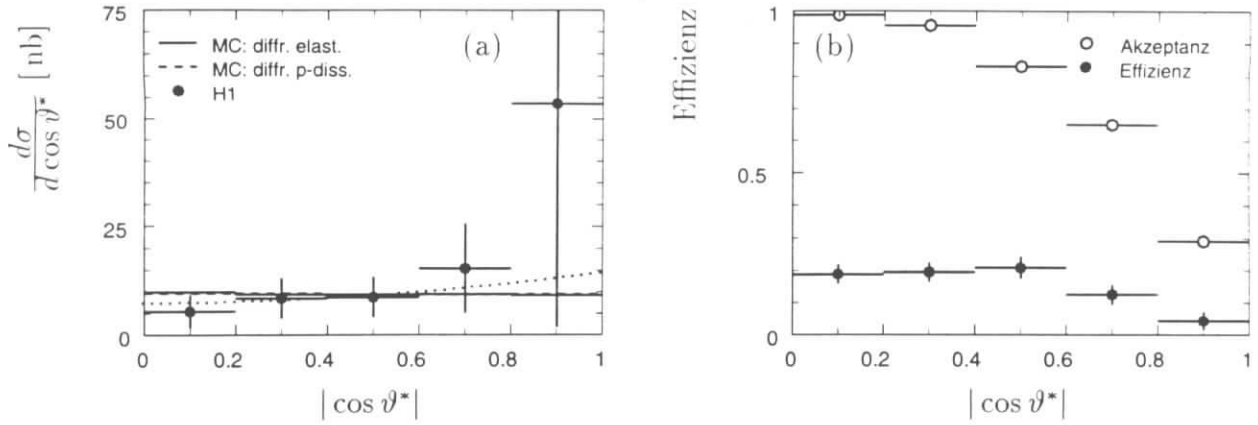


Abbildung 7.11: Rekonstruierte und korrigierte Winkelverteilung der Zerfallsmuonen im Ruhesystem des J/ψ bezüglich der Helizitätsachse (s. Text) der quasielastischen J/ψ -Ereignisse (a). Der Generator *PYTHIA 5.6* lässt das J/ψ isotrop zerfallen ($d\sigma/d\Omega = \text{const}$); zum Vergleich ist gepunktet die erwartete Verteilung bei s -Kanal-Helizitätserhaltung ($d\sigma/d\Omega \sim 1 + \cos^2 \vartheta^*$) eingezeichnet. Die Figur (b) zeigt die Verteilung der Detektorakzeptanz und der Effizienz als Funktion von $\cos \vartheta^*$.

$$\cos \vartheta^{(\psi)} = \frac{p_1 (1 - \cos \vartheta_1) - p_2 (1 - \cos \vartheta_2)}{p_1 (1 - \cos \vartheta_1) + p_2 (1 - \cos \vartheta_2)} \quad (7.5)$$

Als weitere Näherung wurde anstatt ins γp -System ins Proton-Ruhesystem transformiert. In Anhang A.5 wird diese Vereinfachung für Ereignisse bei einem mittleren $W_{\gamma p} \approx 90 \text{ GeV}$ gerechtfertigt. Die Berechnung von $\cos \vartheta^{(\psi)}$ ist dadurch insbesondere unabhängig von der Rekonstruktion von y .

Der Generator *PYTHIA 5.6* berücksichtigt die Helizitätserhaltung nicht, sondern erzeugt stattdessen eine isotrope Winkelverteilung $d\sigma/d\Omega^* = \text{const}$ (s. Abb. 7.11). Zum Vergleich ist die erwartete Verteilung bei s -Kanal-Helizitätserhaltung als gepunktete Linie eingezeichnet. Die integrierte Detektorakzeptanz ändert sich durch die Annahme einer 100%-helizitätserhaltenden Winkelverteilung von 0.74 auf 0.70. Dieser Effekt ist im systematischen Fehler der Akzeptanz berücksichtigt (s. Abschnitt 7.4.1).

Die Daten ermöglichen auch hier keine eindeutige Unterscheidung zwischen den verschiedenen Modellen. Voraussichtlich wird eine wesentlich höhere Statistik nötig sein, um diese Frage entscheiden zu können, da sowohl die Akzeptanz wie auch die Effizienz in dem Bereich, in dem sich die Winkelverteilungen unterscheiden, stark abfällt.

7.7 Photoproduktion

Für den Bereich der Photoproduktion $Q^2 \lesssim 0$ kann die Abstrahlung des (virtuellen) Photons vom Elektron und die Wechselwirkung zwischen Photon und Proton bzw. Parton faktorisiert werden (s.a. Abschnitt 1.2.1):

$$\sigma(ep \longrightarrow eJ/\psi X; y, Q^2) = f_{\gamma/e}(y, Q^2) \cdot \sigma(\gamma^* p \longrightarrow J/\psi X; y, Q^2) \quad (7.6)$$

Die Größe $f_{\gamma/e}(y, Q^2)$ wird als *Photonfluß* bezeichnet, sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Photon mit dem Energieanteil y und der Virtualität Q^2 vom Elektron abgestrahlt wird. Im allgemeinen hängt auch der Wirkungsquerschnitt des Teilprozesses $\sigma(\gamma^*p)$ von y und Q^2 ab. Der Photonfluß fällt jedoch mit $1/Q^2$ stark ab, so daß für den größten Teil des Wirkungsquerschnitts $Q^2 \approx 0$ gilt. Zudem ist neben Q^2 die J/ψ -Masse für den Teilprozeß $\gamma^*p \rightarrow J/\psi X$ eine weitere relevante Massenskala: Z.B. kann in einem Propagatorterm der Form $1/(m_\psi^2 + Q^2)$ die virtuelle Masse des Photons Q^2 gegen m_ψ^2 vernachlässigt werden. Für $Q^2 \ll m_\psi^2$ kann in guter Näherung $Q^2 = 0$ angenommen werden. Wird zum Beispiel für die Beschreibung der J/ψ -Produktion ein VMD-artiger Propagator verwendet, so ist der Fehler am Wirkungsquerschnitt wegen der Vernachlässigung der Q^2 -Abhängigkeit des Teilprozesses kleiner als 1% [2].

Damit kann der Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep)$ unterteilt werden in die reine *Photoproduktion* mit (quasi)reellen Photonen $\sigma(\gamma p)$, die nicht von Q^2 abhängt und die *tiefinelastische* Streuung mit $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$, bei der Propagatoreffekte berücksichtigt werden müssen.

7.7.1 γp -Wirkungsquerschnitte

Die Abhängigkeit des Teilprozesses $\sigma(\gamma p)$ von y bzw. von $W_{\gamma p}$ ist von früheren Experimenten im Bereich von der Schwelle ($W_0 = m_\psi + m_p = 4.1 \text{ GeV}$) bis zu ungefähr $W_{\gamma p} = 30 \text{ GeV}$ gemessen worden. Der Wirkungsquerschnitt steigt bis etwa $W_{\gamma p} = 10 \text{ GeV}$ stark an und verläuft für größere Werte von $W_{\gamma p}$ relativ flach (Abbildung 7.12). Die verschiedenen theoretische Modelle sagen ein unterschiedlich starkes Ansteigen für noch höhere Energien voraus. Bei rein elastischen Modellen ist der erwartete Wirkungsquerschnitt für $W_{\gamma p} > 30 \text{ GeV}$ fast konstant. Für inelastische, auf QCD-basierende Modelle hängt der Anstieg von der Gluondichte-Verteilung im Proton ab. Dieser Anstieg liegt auch für extreme Modelle im betrachteten $W_{\gamma p}$ -Bereich unterhalb einer Größenordnung. Da hier ohnehin aus statistischen Gründen nur ein Wirkungsquerschnitt für ein mittleres $W_{\gamma p}$ angegeben werden kann, kann in guter Näherung angenommen werden, daß $\sigma(\gamma p)$ unabhängig von y und $W_{\gamma p}$ ist.

Damit besteht der folgende Zusammenhang zwischen dem gemessenen ep -Wirkungsquerschnitt bei $Q^2 \approx 0$ und dem totalen Photoproduktion-Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p)$ für die J/ψ -Produktion:

$$\sigma(ep \rightarrow eJ/\psi X) = \sigma(\gamma p) \cdot \int_{W_{min}}^{W_{max}} dW \int_{Q_{min}^2}^{Q_{cut-off}^2} dQ^2 f_{\gamma/e}(y, Q^2) \quad (7.7)$$

$$= \sigma(\gamma p) \cdot F_{\gamma/e}(W_{min}, W_{max}, Q^2 < 4 \text{ GeV}^2) \quad (7.8)$$

Wobei $y = (W_{\gamma p} + Q^2)/s$ gilt und für $Q_{cut-off}^2$ das Minimum von $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ und Q_{max}^2 eingesetzt werden muß. Die kinematischen Grenzen Q_{min}^2 und Q_{max}^2 hängen von y bzw. $W_{\gamma p}$ ab und sind in Anhang A.3 angegeben.

Das Integral über den Photonfluß kann nach Gleichung (1.4) aus Abschnitt 1.2.1 berechnet werden. Der integrierte Photonfluß $F_{\gamma/e}$ für die gewählten Akzeptanzbereiche ist in Tabelle 7.7 aufgeführt. Nach Gleichung (7.8) ergeben sich aus den ep -Wirkungsquerschnitten die zugehörigen Photoproduktion-Wirkungsquerschnitte (Tabelle 7.7).

7.7.2 Quasielastische J/ψ -Produktion

Auch der Photoproduktion-Wirkungsquerschnitt der quasielastischen J/ψ -Produktion wurde mit der Analyse der $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse kombiniert (s. Abschnitt 7.5). Das gemittelte

Photoproduktion-Wirkungsquerschnitte ($Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$)			
	$W_{min} \dots W_{max}$	$F_{\gamma/\epsilon}$	$\sigma(\gamma p)$ [nb]
Quasielastische Selektion ($z > 0.95$)	30...180 GeV	0.158	$60 \pm 16 \pm 16$
Inelastische Selektion ($0.5 < z < 0.95$) $p_{\perp} > 1 \text{ GeV}$	30...200 GeV	0.162	$30 \pm 11 \pm 7$ $11 \pm 7 \pm 3$
Inelastische Selektion ($0.2 < z < 0.95$) $p_{\perp} > 1 \text{ GeV}$	30...220 GeV	0.163	$37 \pm 13 \pm 10$ $13 \pm 8 \pm 4$

Tabelle 7.7: Photoproduktion-Wirkungsquerschnitte für die J/ψ -Produktion bei HERA, gemessen über den Zerfallskanal $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Ergebnis beträgt [73]

$$\sigma(\gamma^* p \rightarrow J/\psi X) = (54 \pm 13 \pm 14) \text{ nb}$$

für den Bereich der Photoproduktion ($Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$) bei einem mittleren $W_{\gamma p} \approx 90 \text{ GeV}$.

In Abbildung 7.12 ist der Wirkungsquerschnitt der (quasi)elastischen Photoproduktion von J/ψ -Mesonen als Funktion von $W_{\gamma p}$ dargestellt (vergl. Abbildung 2.5). Neben den Ergebnissen, die bei früheren (Fixed-Target) Experimenten mit Lepton-Nukleon-Streuung (SLAC [33], BPF [34], EMC [36], NMC [38]) oder mit Photon-Nukleon-Streuung (E687 [40], E516 [41], NA14 [42], E401 [43]) ermittelt wurden, ist der Wert aus dieser Arbeit und der kombinierte Wert der Analysen der $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ und $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse von H1 eingezeichnet. Zusätzlich sind Analysen von ZEUS angegeben [95].

Außer bei einem Experiment (FTPS/E516) ist bei allen Messungen in der quasielastischen Selektion ein Anteil von inelastischen Ereignissen enthalten.

In Abbildung 7.12 sind die Wirkungsquerschnitte zweier rein elastischer Modelle angegeben (dünne Kurven). Diese Kurven geben die Vorhersagen des VMD Modells des Generators PYTHIA 5.6 [28] (gestrichelt, s. Abschnitt 2.4.1) und des hart-diffraktiven Modells des Generators EPJPSI 3.3 [27] (durchgezogen, 2.4.2) für die rein elastische J/ψ -Produktion an. Der Wirkungsquerschnitt des VMD-Modells ist auf die Daten bei $W_{\gamma p} \approx 12 \text{ GeV}$ normiert. Die Vorhersage des hart-diffraktiven Modells, einer Kombination aus diffraktiver Streuung mit dem Colour-Singlett Modell, enthält einen K -Faktor; für die abgebildete Kurve wurde das Colour-Singlett Modell auf *inelastische* EMC-Daten mit $z < 0.8$ normiert [37].

Beide rein elastischen Modelle liegen unterhalb der (quasi)elastischen Meßpunkte. Erst durch Addition des quasielastischen Anteils ($z > 0.95$) von inelastischen Modellen gelingt eine Beschreibung der Daten im Bereich $10 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 30 \text{ GeV}$. Jedoch reicht der Anstieg des Wirkungsquerschnitts für größere $W_{\gamma p}$ bei der Kombination von diffraktiv elastischer Produktion und diffraktiver Produktion mit Proton-Dissoziation nicht aus, um die Meßpunkte bei HERA-Energie zu beschreiben.

Bei der Photo-Gluon-Fusion hängt der vorhergesagte Anstieg des Wirkungsquerschnitts stark von der verwendeten Gluondichte-Parametrisierung ab. Nur mit einer Parametrisierung, die für kleine x_g stark ansteigt (hier: MRS(D') [13], s.a. Abschnitt 2.3), ergibt sich ein Anstieg, der steil genug ist, um die Daten zu erklären (dicke, durchgezogene Linie in Abbildung 7.12). Das Ergebnis sollte an dieser Stelle jedoch nicht überbewertet werden. Die statistischen und systematischen Fehler der ZEUS und der H1-Daten sind sehr groß und der tatsächliche Anteil inelastischer Ereignisse an der quasielastischen Selektion ist noch ungeklärt, so daß auch die relative Normierung von elastischen und inelastischen Modellen nicht eindeutig festliegt.

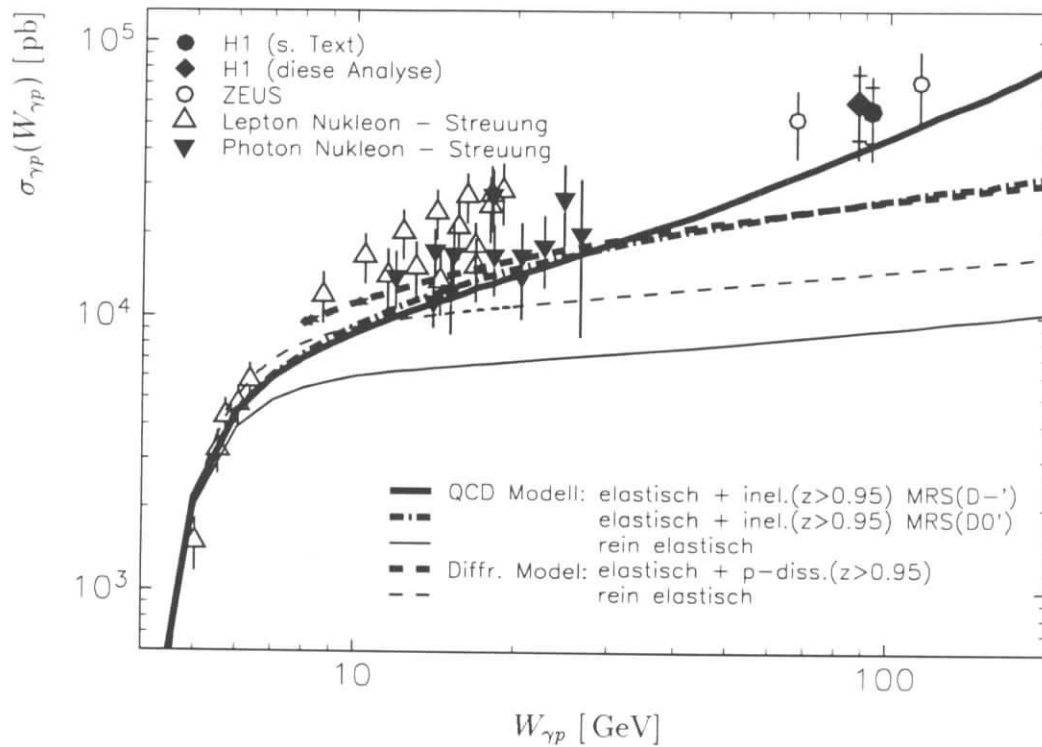


Abbildung 7.12: Wirkungsquerschnitt der (quasi)elastischen J/ψ -Produktion $\gamma p \rightarrow J/\psi X$ als Funktion von $W_{\gamma p}$. Für eine genauere Aufschlüsselung der Datenpunkte von Fixed-Target-Experimenten mit Lepton-Nukleon- bzw. Photon-Nukleon-Streuung siehe Abbildung 2.5. Die H1-Punkte aus dieser Arbeit bzw. aus [73] wurden mit einem (willkürlichen) Offset von $\Delta W_{\gamma p} = \pm 2.5$ GeV versehen, um das Bild übersichtlicher zu gestalten. Die ZEUS-Punkte sind [95] entnommen. Eine Beschreibung der theoretischen Kurven findet sich in Abbildung 2.5 sowie im Text dieses Abschnitts.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In den Daten des H1-Detektors der Datennahmeperiode 1993 konnte erstmals der Prozeß $ep \rightarrow eJ/\psi X$ bei HERA-Energien über den exklusiven Zerfallskanal $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ nachgewiesen werden. Insgesamt wurden 42 ± 8 Ereignisse des Typs $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ rekonstruiert.

Ein großer Teil dieser Ereignisse (21 ± 5) zeigt neben den Zerfallsmyonen des J/ψ (und eventuell dem gestreuten Elektron) keine weitere Aktivität im Detektor. Diese Untermenge wurde die *quasielastische* Selektion genannt, da auch ein Teil der an sich *inelastischen* Ereignisse aufgrund der HERA-Kinematik keine zusätzliche Energie oder Teilchen im Akzeptanzbereich des Detektors deponieren. Es wurde gezeigt, daß die quasielastische Selektion im wesentlichen einem Schnitt in der kinematischen Variablen z ($z > 0.95$) entspricht.

Unter Berücksichtigung der Detektorakzeptanz, der Trigger-, Rekonstruktions- und Selektionseffizienz konnten Wirkungsquerschnitte der quasielastischen und der inelastischen J/ψ -Produktion bei HERA angegeben werden. Durch Entfaltung des Photonflusses wurde der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt bei einer mittleren Photon-Proton-Energie von $W_{\gamma p} \approx 90$ GeV gemessen.

Für die quasielastische J/ψ -Photoproduktion ($z > 0.95$, $Q^2 < 4$ GeV²) ergibt sich im Bereich 30 GeV $< W_{\gamma p} < 180$ GeV bzw. bei $\langle W_{\gamma p} \rangle \approx 90$ GeV:

$$\begin{aligned}\sigma(ep \rightarrow eJ/\psi X) &= (9.5 \pm 2.5 \pm 2.5) \text{ nb} \\ \sigma(\gamma p \rightarrow J/\psi X) &= (60 \pm 16 \pm 16) \text{ nb}\end{aligned}$$

Der Wirkungsquerschnitt der inelastischen J/ψ -Photoproduktion ($0.5 < z < 0.95$, $Q^2 < 4$ GeV²) wurde im Bereich 30 GeV $< W_{\gamma p} < 200$ GeV bzw. bei $\langle W_{\gamma p} \rangle \approx 90$ GeV gemessen:

$$\begin{aligned}\sigma(ep \rightarrow eJ/\psi X) &= (4.8 \pm 1.7 \pm 1.2) \text{ nb} \\ \sigma(\gamma p \rightarrow J/\psi X) &= (30 \pm 11 \pm 7) \text{ nb}\end{aligned}$$

Der deutliche Anstieg des (quasi)elastischen γp -Wirkungsquerschnitts von kleineren Energien ($W_{\gamma p} < 30$ GeV) bei früheren Experimenten zu dem jetzt gemessenen Wert bei $W_{\gamma p} \approx 90$ GeV kann von elastischen Modellen allein nicht erklärt werden. Auch die p_{\perp}^2 -Verteilung deutet auf eine Mischung rein elastischer und inelastischer Prozesse hin. Für eine Bestimmung des quantitativen Anteils inelastischer Ereignisse in der quasielastischen Selektion sind jedoch genauere

Untersuchungen des hadronischen Endzustands — vor allem im extremen Vorwärtsbereich des Detektors — bei höherer Statistik nötig.

Einfache diffraktive Modelle können den Anstieg des quasielastischen Wirkungsquerschnitts auch nicht bei Einbeziehung der Proton-Dissoziation erklären. Modelle, die diffraktive Methoden mit perturbativer QCD kombinieren, sind in der Lage den Wirkungsquerschnitt zu beschreiben, wenn für den inelastischen Anteil der quasielastischen Selektion eine geeignete Gluondichte-Verteilung des Protons angenommen wird. Da die statistischen und systematischen Fehler des Wirkungsquerschnitts recht groß sind, und weil — wie oben angeführt — der relative Anteil inelastischer Ereignisse in der quasielastischen Selektion unbekannt ist, sind diese Ergebnisse nicht signifikant.

Es wurde gezeigt, daß die Rekonstruktion der Kinematik inelastischer $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse möglich ist, auch wenn das gestreute Elektron selbst nicht gemessen werden kann. Im Modell der Photon-Gluon-Fusion kann der Impulsanteil x_g des Gluons vom Proton im Bereich $6 \cdot 10^{-4} < x_g < 10^{-2}$ gemessen werden. Die geringe Statistik der Datennahmepériode 1993 ermöglicht jedoch keine Unterscheidung zwischen verschiedenen Parametrisierungen der Gluondichte-Verteilung des Protons. Der Anstieg des inelastischen γp -Wirkungsquerschnitts mit $W_{\gamma p}$ ist verträglich mit neuesten NLO-Berechnungen.

Die Resultate lassen hoffen, daß bereits mit der Statistik der Datennahmepériode 1994, die etwa das zehnfache beträgt, differentielle Wirkungsquerschnitte gemessen werden können, um z.B. die Gluondichte-Verteilung des Protons zu bestimmen, die s -Kanal-Helizitätserhaltung der elastischen Streuung nachzuweisen oder den Anteil der inelastischen Ereignisse an der quasielastischen Selektion zu bestimmen.

Anhang A

Kinematik

Dieser Anhang enthält einige Ergänzungen zur Kinematik der $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse. Insbesondere Transformationen vom HERA-Laborsystem ins Schwerpunktsystem der J/ψ -Produktion werden ausführlich dargestellt.

Soweit nicht anders angegeben, werden die Einheiten physikalischer Größen so gewählt, daß $c = \hbar = 1$ gilt. Vier-Vektoren werden in der Form $p = (E, p_x, p_y, p_z)$ verwendet.

Die Definition der Impulse der an der Reaktion $ep \rightarrow eJ/\psi X$ beteiligten Teilchen findet sich ebenso wie die Definition der wichtigsten kinematischen Variablen in Abschnitt 2.1.

A.1 Das Laborsystem von HERA

Die z -Achse des HERA-Laborsystems wird durch die Richtung des einlaufenden Protons festgelegt. Entlang dieser Achse wird das Laborsystem durch die Energie des einlaufenden Elektrons ε fixiert (die Energie des Protons ist dann $E = s/4\varepsilon$).

Die Größen Q^2 und y hängen im Laborsystem direkt mit der Energie ε' und dem Winkel ϑ des gestreuten Elektrons zusammen:

$$\varepsilon' = (1 - y)\varepsilon + \frac{Q^2}{4\varepsilon} \quad (\text{A.1})$$

$$\cot^2 \frac{\vartheta}{2} = \frac{Q^2}{4\varepsilon^2(1 - y)} \quad (\text{A.2})$$

Entsprechend kann der Viererimpuls des virtuellen Photons im Laborsystem durch Q^2 und y ausgedrückt werden:

$$q = \begin{pmatrix} -\frac{Q^2}{4\varepsilon} + y\varepsilon \\ -\sqrt{(1 - y)Q^2} \\ 0 \\ -\frac{Q^2}{4\varepsilon} - y\varepsilon \end{pmatrix}_{(LAB)} \quad (\text{A.3})$$

Die x -Achse des HERA-Systems wird so gewählt, daß das gestreute Elektron eine positive x und keine y -Komponente besitzt.

Letztere Festlegung entspricht nicht der Definition des Koordinatensystems des H1-Detektors. Für die theoretische Beschreibung der Prozesse ist eine Rotation des gesamten Systems um die z -Achse jedoch nicht von Belang.

Der Transversalimpuls des Photons im Laborsystem erhält die Bezeichnung:

$$q_{\perp} := \sqrt{(1-y)Q^2} \quad (\text{A.4})$$

A.2 Transformation ins Schwerpunktsystem

Das Schwerpunktsystem der eigentlichen Wechselwirkung, bei der das J/ψ -Meson entsteht, ist sowohl bei diffraktiven Modellen als auch bei Boson-Gluon-Fusions-Modellen nicht das Laborsystem und auch nicht das Elektron-Proton-Schwerpunktsystem:

Für diffraktive Modelle ist das Schwerpunktsystem von Photon und Proton ($q + P$) das relevante Bezugssystem. Berechnungen bei Boson-Gluon-Fusion-Modellen beziehen sich auf das Schwerpunktsystem von Photon und einem Gluon, das als Parton des Protons aufgefaßt wird ($q + p$) mit $p = xP$.

Das Photon-Proton-Schwerpunktsystem ist ein Spezialfall des Photon-Gluon-Systems für $x = 1$. Daher genügt es, dieses System zu betrachten.

Die Viererimpulse von Photon und Parton (oder Proton) ergeben sich im entsprechenden Schwerpunktsystem aus $p^2 = 0$ und $q^2 = -Q^2$ mit $W^2 := (p + q)^2 = (xP + q)^2 \simeq xys - Q^2$:¹

$$p^* = \begin{pmatrix} \frac{W^2 + Q^2}{2W} \\ 0 \\ 0 \\ \frac{W^2 + Q^2}{2W} \end{pmatrix}_{(CMS)} ; \quad q^* = \begin{pmatrix} \frac{W^2 - Q^2}{2W} \\ 0 \\ 0 \\ -\frac{W^2 + Q^2}{2W} \end{pmatrix}_{(CMS)} \quad (\text{A.5})$$

Die x -Achse wird so festgelegt, daß der Impuls des einlaufenden Elektrons l' in diesem System eine positive x -Komponente und keine y -Komponente besitzt.

Der Impuls des J/ψ (p_{ψ}) wird zunächst ganz allgemein angesetzt. Aus der Definition von z folgt $p_{\psi} p = xp_{\psi} P = \frac{1}{2}xyzs$. Unter Beachtung der Festlegung von p_{\perp}^* und Φ (s. Abschnitt 2.1.1) ergibt sich daraus:

$$p_{\psi}^* = \begin{pmatrix} \frac{m_{\psi}^2 + p_{\perp}^{*2}}{2zW} + \frac{1}{2}zW \\ p_{\perp}^* \cos \Phi \\ p_{\perp}^* \sin \Phi \\ \frac{m_{\psi}^2 + p_{\perp}^{*2}}{2zW} - \frac{1}{2}zW \end{pmatrix}_{(CMS)} \quad (\text{A.6})$$

Durch einen Lorentz-Boost in x -Richtung mit der Geschwindigkeit β und $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ und anschließender Drehung um die y -Achse um den Winkel ω mit $\cos \omega = 1/\gamma$ und $\sin \omega = \beta$ ergibt sich folgende Transformationsmatrix:

¹Für $x = 1$ ist $W = W_{\gamma p}$, die Schwerpunktenergie des Photon-Proton-Systems.

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \gamma & \beta\gamma & 0 & 0 \\ \beta & 1 & 0 & -\beta \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \beta^2\gamma & \beta\gamma & 0 & \frac{1}{\gamma} \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

In dem neuen Bezugssystem (Λ) lauten die Vierervektoren von Parton (Proton) und virtuellem Photon:

$$p^{(\Lambda)} = \begin{pmatrix} \gamma \frac{W^2 + Q^2}{2W} \\ 0 \\ 0 \\ \gamma \frac{W^2 + Q^2}{2W} \end{pmatrix}_{(\Lambda)} ; \quad q^{(\Lambda)} = \begin{pmatrix} \gamma \frac{W^2 - Q^2}{2W} \\ \beta W \\ 0 \\ \beta^2\gamma W - \gamma \frac{W^2 + Q^2}{2W} \end{pmatrix}_{(\Lambda)} \quad (\text{A.8})$$

Der Transversalimpuls des Partons (Protons) verschwindet in diesem System. Durch geeignete Wahl von $\beta = -q_{\perp}/W$ entspricht der Transversalimpuls des Photons im System (Λ) gerade dem Transversalimpuls des Photons im HERA-System q_{\perp} . Folglich unterscheidet sich dieses System nur durch eine Lorentztransformation in z -Richtung vom HERA-System. Transversalimpulse und Azimutwinkel bleiben bei Boost in z -Richtung unverändert.

Für den Viererimpuls des J/ψ ergibt sich nach Transformation mit Λ die folgende Darstellung, wobei die Energie und die Longitudinalkomponente nicht ausgeschrieben wurden:

$$p_{\psi}^{(\Lambda)} = \begin{pmatrix} E_{\psi}^{(\Lambda)} \\ p_{\perp}^* \cos \Phi + zq_{\perp} \\ p_{\perp}^* \sin \Phi \\ p_{\parallel}^{(\Lambda)} \end{pmatrix}_{(\Lambda)} \quad (\text{A.9})$$

Im HERA-System ergibt sich der Viererimpuls nach allgemeinem Ansatz unter Berücksichtigung der Definition von z analog zu Gleichung (A.6):

$$p_{\psi} = \begin{pmatrix} \frac{m_{\psi}^2 + p_{\perp}^2}{4yz\varepsilon} + yz\varepsilon \\ p_{\perp} \cos \varphi \\ p_{\perp} \sin \varphi \\ \frac{m_{\psi}^2 + p_{\perp}^2}{4yz\varepsilon} - yz\varepsilon \end{pmatrix}_{(LAB)} \quad (\text{A.10})$$

Da x und y -Komponenten im (Λ) und im (LAB)-System übereinstimmen müssen, ergibt sich folgender einfacher Zusammenhang zwischen Transversalimpuls und Azimutwinkel im Laborsystem und im Schwerpunktsystem:

$$p_{\perp} \cos \varphi = p_{\perp}^* \cos \Phi + zq_{\perp} \quad (\text{A.11})$$

$$p_{\perp} \sin \varphi = p_{\perp}^* \sin \Phi \quad (\text{A.12})$$

Die Abhängigkeit der Transformation vom Parameter x verschwindet. Dadurch wird auch die Modellabhängigkeit der Kinematik teilweise eliminiert.

Insbesondere für Ereignisse der *Photoproduktion* mit $Q^2 \approx 0$ ist der Verbindung von Schwerpunktsystem und Laborsystem trivial. Wegen $q_\perp = \sqrt{(1-y)Q^2} \approx 0$ gilt dann:

$$p_\perp = p_\perp^* \quad (\text{A.13})$$

Der Winkel Φ ist für $Q^2 \approx 0$ nicht definiert und spielt keine Rolle.

A.3 Grenzen des kinematischen Bereichs

Wegen Energie- und Impulserhaltung und wegen der endlichen Massen der beteiligten Teilchen, sind die kinematischen Variablen nur in eingeschränkten Bereichen zugänglich. Für Q^2 und y ergibt sich zum Beispiel:

$$Q_{min}^2 = m_e^2 \frac{y^2}{1-y} \quad (\text{A.14})$$

$$Q_{max}^2 = ys - W_1^2 \quad (\text{A.15})$$

$$y_{max/min} = \frac{s + W_1^2 \pm \sqrt{(s - W_1^2)^2 - 4m_e^2 W_1^2}}{2(s + m_e^2)} \quad (\text{A.16})$$

Wobei m_e die Elektronmasse ist und $W_1^2 := (m_\psi + m_p)^2 - m_p^2$ die Mindestenergie angibt, die von Photon auf das hadronische System übertragen werden muß, um neben dem Proton ein J/ψ erzeugen zu können.

A.4 Diffraktive Prozesse

Die Kinematik diffraktiver Prozesse ist einfacher als die Kinematik von QCD-inspirierten Prozessen da hier das Proton selbst und nicht ein Parton des Protons an der Wechselwirkung beteiligt ist. Folgend den Definitionen der letzten Abschnitte ist also $x = x_g = 1$.

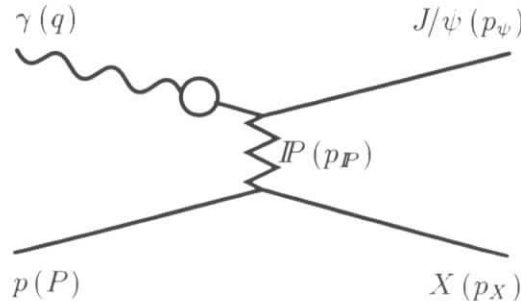


Abbildung A.1: Kinematik der diffraktiven J/ψ -Produktion im VMD-Modell.

Anstelle von y wird oft die Proton-Photon-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ verwendet:

$$W_{\gamma p} = (P + q)^2 \simeq ys - Q^2 \quad (\text{A.17})$$

Ein weiterer Parameter zur Beschreibung diffraktiver Prozesse ist der Impulsübertrag $t := p_P^2 = (q - p_\psi)^2$ vom Proton auf das J/ψ . Im Photon-Proton-Ruhsystem ergibt sich:

$$t = (q - p_\psi)^2 = -\frac{1}{z} p_\perp^2 - (1 - z) Q^2 - \left(\frac{1}{z} - 1\right) m_\psi^2 \quad (\text{A.18})$$

Diese Formel vereinfacht sich erheblich für *elastische* Ereignisse mit $z = 1$ (s. Gl. (A.21)):

$$t_{(z=1)} = -p_\perp^2 \quad (\text{A.19})$$

Für die Masse des hadronischen Systems $M_x^2 := (p + P - p_\psi)^2$ ergibt sich (die Massen der beteiligten Teilchen werden nicht vernachlässigt):

$$M_x^2 = m_p^2 + (1 - z) ys - |t| \quad (\text{A.20})$$

Aus $M_x \geq m_p$ folgt das kinematische Limit für z :

$$z \leq 1 - \frac{|t|}{ys} \approx 1 - \frac{|t|}{W_{\gamma p}^2} \quad (\text{A.21})$$

Bei einem typischen Impulstransfer $|t| < 1 \text{ GeV}^2$ und einer mittleren Schwerpunktenergie $W_{\gamma p} = 90 \text{ GeV}$ ergibt sich daraus keine praktische Einschränkung: $z_{max} = 0.99988$

A.5 Winkelverteilung der Zerfallsteilchen

Eine interessante Größe ist der Winkel der Zerfallsteilchen des J/ψ -Mesons im Ruhesystem des J/ψ bezüglich einer ausgezeichneten Quantisierungsachse. Im folgenden wird die Flugrichtung des J/ψ in einem bestimmten, anderen System als Quantisierungsachse verwendet. Welches Bezugssystem dafür gewählt wird, z.B. das Photon-Parton-Ruhsystem oder das Laborsystem, ist vom Modell abhängig. Die Rechnung hängt zunächst nicht davon ab. Hier wird als Beispiel das Photon-Parton-Ruhsystem (CMS) gewählt. Die Massen der Zerfallsteilchen (Myonen) werden vernachlässigt.

Die Berechnung startet im Ruhesystem des J/ψ . Das Koordinatensystem wird so orientiert, daß die z -Achse mit der Quantisierungsachse zusammenfällt. Die Impulse der Zerfallsteilchen werden allgemein angesetzt ($p_1 + p_2 = p_\psi$):

$$p_\psi = \begin{pmatrix} m_\psi \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_{(\psi)} \quad ; \quad p_{1/2} = \begin{pmatrix} \frac{m_\psi}{2} \\ \pm p_x \\ \pm p_y \\ \pm p_z \end{pmatrix}_{(\psi)} \quad (\text{A.22})$$

Wobei $m_\psi = 2 \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ gilt. Der Zerfallswinkel von Teilchen 1 ist dann gegeben durch:

$$\cos \vartheta^{(\psi)} = \frac{2 p_z}{m_\psi} \quad (\text{A.23})$$

Durch Lorentz-Boost in z -Richtung — d.h. entlang der Quantisierungsachse, die ja auch die Flugrichtung des J/ψ sein soll — können die Viererimpulse in das System transformiert werden, in dem das J/ψ produziert wurde. In diesem Beispiel in das Photon-Parton-Ruhsystem. Durch die Festlegung der z -Achse als Flugrichtung des J/ψ ist das hier betrachtete Photon-Parton-Ruhsystem (CMS') gegenüber dem Photon-Parton-Ruhsystem (CMS) aus den vorangegangenen Abschnitten, bei dem die z -Achse durch die Protonrichtung gegeben war, rotiert. Es ergibt sich:

$$\mathbf{p}_{\psi}^{\star'} = \begin{pmatrix} \gamma m_{\psi} \\ 0 \\ 0 \\ \beta\gamma m_{\psi} \end{pmatrix}_{(CMS')} \quad ; \quad \mathbf{p}_{1/2}^{\star'} = \begin{pmatrix} \gamma \frac{m_{\psi}}{2} \pm \beta\gamma p_z \\ \pm p_x \\ \pm p_y \\ \beta\gamma \frac{m_{\psi}}{2} \pm \gamma p_z \end{pmatrix}_{(CMS')} \quad (\text{A.24})$$

Es läßt sich leicht bestätigen, daß der folgende Zusammenhang zwischen den Impulsbeträgen der Teilchen im System (CMS') und dem Zerfallswinkel im J/ψ -Ruhsystem gilt:

$$\frac{|\mathbf{p}_1^{\star'}| - |\mathbf{p}_2^{\star'}|}{|\mathbf{p}_{\psi}^{\star'}|} = \frac{(\gamma \frac{m_{\psi}}{2} + \beta\gamma p_z) - (\gamma \frac{m_{\psi}}{2} - \beta\gamma p_z)}{\beta\gamma m_{\psi}} = \frac{2p_z}{m_{\psi}} = \cos \vartheta^{(\psi)} \quad (\text{A.25})$$

In Gleichung (A.25) kommen nur Beträge der Dreierimpulse der beteiligten Teilchen vor. Die Formel ist also invariant unter räumlichen Drehungen des Koordinatensystems. Damit gilt auch im rotierten Photon-Parton-Ruhsystem (CMS) aus Abschnitt A.2, in dem die z -Achse durch die Richtung des Partons bzw. Protons festgelegt wird, die Beziehung:

$$\cos \vartheta^{(\psi)} = \frac{|\mathbf{p}_1^{\star}| - |\mathbf{p}_2^{\star}|}{|\mathbf{p}_{\psi}^{\star}|} \quad (\text{A.26})$$

A.5.1 Übergang ins Laborsystem

Für den Spezialfall der Photoproduktion mit $Q^2 = 0$ wird der Übergang vom Laborsystem ins Photon-Parton-Schwerpunktsystem $(p + q) = (xP + yl)$ durch einen Lorentz-Boost in z -Richtung vermittelt. Die Bezeichnungen für Viererimpulse und kinematische Größen wurden aus den vorangegangenen Abschnitten übernommen: x ist der Impulsanteil des Partons vom Proton, y der Energieanteil des Photons vom Elektron (bei $Q^2 = 0$). Für die Transformation gilt:

$$\beta = \frac{xE - y\varepsilon}{xE + y\varepsilon} \quad ; \quad \gamma = \frac{xE + y\varepsilon}{W} \quad (\text{A.27})$$

Der Impulsbetrag eines Teilchens im System (CMS) ausgedrückt durch Größen aus dem Laborsystem $(p_i = (E, p_x, p_y, p_z))$ mit $E^2 = m^2 + \mathbf{p}^2$ ist:

$$\mathbf{p}_i^{\star 2} = \gamma^2 (E + \beta p_z)^2 - m^2 \quad (\text{A.28})$$

Eingesetzt in Gleichung (A.26) ergibt sich durch Entwicklung nach $1/\gamma^2$:

$$\cos \vartheta^{(\psi)} = \frac{(|\mathbf{p}_1| - \beta p_{z,1}) - (|\mathbf{p}_2| - \beta p_{z,2})}{(|\mathbf{p}_1| - \beta p_{z,1}) + (|\mathbf{p}_2| - \beta p_{z,2})} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\gamma^2}\right) \quad (\text{A.29})$$

Hierbei bezeichnen $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ Dreierimpulse der Zerfallsteilchen im Laborsystem; $p_{z,1}, p_{z,2}$ sind die z -Komponenten dieser Impulse.

Für den Spezialfall der diffraktiven Streuung ($x = 1$) ergibt sich bei einem mittleren (maximalen) $W = W_{\gamma p} = 90$ GeV ($W_{\gamma p} = 300$ GeV) bzw. $y = 0.1$ ($y = 1$) für die Boost-Parameter:

$$\beta = 0.994 \text{ (0.935)} \quad \text{und} \quad \frac{1}{\gamma^2} = 0.012 \text{ (0.126)} \quad (\text{A.30})$$

In guter Näherung kann also für den gesamten kinematischen Bereich $\beta = 1$ und $1/\gamma^2 = 0$ gesetzt werden. Dieser Grenzfall ergibt sich auch, wenn die Transformation nicht ins Photon-Proton-Schwerpunktsystem sondern ins Proton-Ruhsystem erfolgt. Damit kann der Zerfallswinkel im J/ψ -Ruhsystem bezüglich der J/ψ -Flugrichtung im γp -System bzw. im Proton-Ruhsystem aus Meßgrößen im Laborsystem berechnet werden:

$$\cos \vartheta^{(\psi)} = \frac{|\mathbf{p}_1|(1 - \cos \vartheta_1) - |\mathbf{p}_2|(1 - \cos \vartheta_2)}{|\mathbf{p}_1|(1 - \cos \vartheta_1) + |\mathbf{p}_2|(1 - \cos \vartheta_2)} \quad (\text{A.31})$$

Literaturverzeichnis

- [1] C.F. Weizsäcker, Z. Phys. 88 (1934) 612
E.J. Williams, Phys. Rev. 45 (1934) 729
- [2] I. Abt, J.R. Smith, *MC Upgrades to Study Untagged Events*, H1-Note H1-10/92-249
J.R. Smith, *An Experimentalist's Guide to Photon Flux Calculations*, Davis UCD/IIRPA 92-24 and H1-Note H1-12/92-259
A. Rostovtsev, V. Soloshenko, *Corrections to the Weizsäcker-Williams Approximation of Photon-Flux in ep Collisions*, H1-Note H1-08/93-309
- [3] A.I. Lebedev, *Corrections to Weizsäcker-Williams Approximation for Low- Q^2 Inelastic ep-Scattering*, in: Physics at HERA, Proc. of the Workshop, Hamburg (1991) 613
- [4] R.L. Glückstern, *Uncertainties in Track Momentum and Direction, due to Multiple Scattering and Measurement Errors*, Nucl. Instr. and Meth. 24 (1963) 381
- [5] F.J. Gilman, J. Pumplin, A. Schwimmer und L. Stodolsky, *Helicity Conservation in Diffraction Scattering*, Phys. Lett. B31 (1970) 387
- [6] F.W. Brasse et al. Nucl. Phys. B110 (1976) 413
A. Suri und D.R. Yennie, Ann. Phys. (NY) 72 (1972) 243
- [7] T.H. Bauer, R.D. Spital, D.R. Yennie und F.M. Pipkin, *Hadronic Properties of the Photon in High-Energy Interactions*, Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261
- [8] S.D. Holmes, W. Lee und J.E. Wiss, *High-Energy Photoproduction of Charmed States*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., Vol. 35 (1986) 397
- [9] G.A. Schuler und T. Sjöstrand, *Towards a Complete Description of High-Energy Photoproduction*, Nucl. Phys. B407 (1993) 539
- [10] A. Donnachie und P.V. Landshoff, *Total Cross-Section*, Phys. Lett. B296 (1992) 227
- [11] R.K. Ellis und Z. Kunszt, *Photoproduction and Electroproduction of Heavy Flavors with Gluon Bremsstrahlung*, Nucl. Phys. B303 (1988) 653
- [12] A. Ali und D. Wyler, *Heavy Quark Physics at HERA: Introduction and Overview*, in: Physics at HERA, Proc. of the Workshop, Hamburg (1991) 669
- [13] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, *Parton Distributions Updated*, Phys. Lett. B306 (1993) 145
Erratum Phys. Lett. B309 (1993) 492

- [14] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, *MRS Parton Distribution*. Proc. Workshop on Quantum Field Theoretical Aspects of High-Energy Physics, Leipzig (1993) and RAL-93-077
- [15] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, *Parton Distributions of the Proton*, Phys. Rev. D50 (1994) 6734
- [16] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, *Pinning Down the Glue in the Proton*. RAL-95-021 (1995)
- [17] K. Prytz, *Approximate Determination of the Gluon Density at Low x from the F_2 Scaling Violation*, Phys. Lett. B311 (1993) 286
- [18] A. Blondel and F. Jacquet, Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe, Editor: U. Amaldi, DESY 79-48 (1979) 391
- [19] D.W. Duke und J.F. Owens, Phys. Lett. B96 (1980) 184
- [20] E.L. Berger und D. Jones, *Inelastic Photoproduction of J/ψ and Υ by Gluons*, Phys. Rev. D23 (1981) 1521
- [21] G.A. Schuler und J. Terron, *Elastic and Diffractive Photoproduction of J/ψ Mesons*. DESY-92-017 and CERN-TH-6403/92 (1992)
- [22] H. Jung, G.A. Schuler und J. Terron, *J/ψ -Production Mechanisms and Determination of the Gluon Density at HERA*, Int. Journ. Mod. Phys. A32 (1992) 7955
- [23] H. Jung, D. Krücker, C. Greub und D. Wyler, *Relativistic Corrections to Photoproduction of J/ψ* , Z. Phys. C60 (1993) 721
- [24] M.G. Ryskin, *Diffractive J/ψ electroproduction in LLA QCD*, Z. Phys. C57 (1993) 89
- [25] V.A. Saleev, *Intrinsic Charm in Proton and J/ψ Photoproduction at High-Energies*, Mod. Phys. Lett. A9 (1994) 1083
- [26] M. Krämer, J. Zunft, J. Steegborn und P.M. Zerwas, *Inelastic J/ψ Photoproduction*, DESY 94-207
- [27] H. Jung, *EPJPSI 2.0 — Monte Carlo generator EPJPSI for J/ψ Mesons*, in: Physics at HERA, Proc. of the Workshop, Hamburg (1991) 1488
- [28] T. Sjöstrand und H.-U. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 367
H.-U. Bengtsson und T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 46 (1987) 43
T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.6 — Physics at HERA*, in: Physics at HERA, Proc. of the Workshop, Hamburg (1991) 1405
- [29] S. Baranov, O. Dünker, H. Shooshtari und J.A.M. Vermaseren, *LPAIR — A generator for lepton pair production*, in: Physics at HERA, Proc. of the Workshop, Hamburg (1991) 1478
- [30] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D50 (1994) 1173–1826
- [31] A.C. Benvenuti et al., BCMDS Collaboration, Phys. Lett. B223 (1989) 485

- [32] P. Amaudruz et al., NMC Collaboration, Phys. Lett. B295 (1992) 159
 - [33] U. Camerini et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 483
 - [34] A.R. Clark et al., BPF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 187
 - [35] T.W. Markiewicz (NMC Collaboration), PhD Thesis, Lawrence Berkley Lab. (1992)
M. Strovink, Proc. of 1981 Int. Symp. on Leptons and Photon Interactions, Bonn
 - [36] J.J. Aubert et al., EMC Collaboration, Nucl. Phys. B213 (1983) 1
 - [37] J. Ashman et al., EMC Collaboration, Z. Phys. C56 (1992) 21
 - [38] M. Arneodo et al., NMC Collaboration, Phys. Lett. B332 (1994) 195
 - [39] C. Mariotti (NMC Collaboration), *J/ψ Production in Deep Inelastic Scattering on Nuclei and the Gluon Momentum Distribution*, Nucl. Phys. A532 (1991) 437c
C. Mariotti (NMC Collaboration), PhD Thesis, University of Torino (1992)
 - [40] P.L. Frabetti et al., E687 Collaboration, Phys. Lett. B316 (1993) 197
 - [41] B.H. Denby et al., FTPS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 795
 - [42] R. Barate et al., NA-14 Collaboration, Z. Phys. C33 (1987) 505
 - [43] M. Binkley et al., E401 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 73
 - [44] CDF Collaboration, *J/ψ, ψ′ → μ⁺μ⁻ and B → J/ψ, ψ′ Cross-Sections*, FERMILAB-CONF-94-136-E, June 1994 (hep-ex/9412013)
 - [45] Th. Jansen, *Talk given at the H1 meeting*, July 1994, DESY Hamburg
Persönliche Mitteilung
 - [46] M. Steenbock, *Untersuchungen zur Photoproduktion mit dem H1-Detektor bei Hera*, Dissertation, Universität Hamburg 1995 (in Vorbereitung)
 - [47] O. Dünger, *Myon-Paarzeugung durch Zwei-Photon-Reaktionen*, Dissertation, Universität Hamburg 1994
 - [48] A. Gellrich, *Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron-Proton-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, DESY Interner Bericht FH1T-94-02 (1994)
 - [49] M.W. Schulz, *Untersuchung von Methoden zur Kalibration der H1-Jetkammer*, Dissertation, DESY Interner Bericht FH1T-93-01
 - [50] A. Meyer, *Rekonstruktion und Identifikation von Myonen im Vorwärtsbereich des H1-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Hamburg 1995
 - [51] U.-P. Krüger, *Untersuchung der Erzeugung schwerer Quarks durch ihren Zerfall in Myonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg 1994, DESY Interner Bericht F11/F22-94-02
 - [52] D. Feeken, *Die Myonsignatur von $b\bar{b}$ -Ereignissen im H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, Universität Hamburg 1991, H1-Note H1-06/91-176
-

- [53] G. Schmidt, *Nachweis von Myonen im H1-Kalorimeter*, Diplomarbeit, Universität Hamburg 1994
- [54] S. Schiek und G. Schmidt, *persönliche Mitteilung*
- [55] S. Schieck, *Untersuchung zur Verbindung rekonstruierter Spuren aus dem H1-Myon-System und den inneren Spurkammern*, Diplomarbeit, Universität Hamburg 1994, H1-Note-01/94-339
- [56] J. Zunft, *QCD-Korrekturen zur Photoproduktion von J/ψ -Teilchen*, Dissertation, Universität Göttingen 1994
- [57] B. List, *Diffraktive J/ψ -Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA*, Diplomarbeit, Technische Universität Berlin 1993, H1-10/93-319
- [58] H1 Collaboration, *Hard Scattering in γp Interactions*, Phys. Lett. B297 (1992) 205
- [59] H1 Collaboration, *Total Photoproduction Cross-Section Measurement at HERA Energies*, Phys. Lett. B299 (1993) 374
- [60] H1 Collaboration, *Measurement of the Hadronic Final State in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Phys. Lett. B298 (1993) 469
- [61] H1 Collaboration, *Observation of Deep Inelastic Scattering at Low x* , Phys. Lett. B299 (1993) 385
- [62] H1 Collaboration, *A Search for Leptoquarks, Leptogluons and Exited Leptons in H1 at HERA*, Nucl. Phys. B396 (1993) 3
- [63] H1 Collaboration, *Measurement of Inclusive Jet Cross-Sections in Photoproduction at HERA*, Phys. Lett. B314 (1993) 436
- [64] H1 Collaboration, *The H1 Detektor at HERA*, DESY-93-103
- [65] H1 Collaboration, *Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the Low x Region at HERA*, Nucl. Phys. B407 (1993) 515
- [66] H1 Collaboration, *A Measurement of Multi-Jet Rates in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Z. Phys. C61 (1994) 59
- [67] H1 Collaboration, *Scaling Violations of the Proton Structure Function F_2 at Small x* , Phys. Lett. B321 (1994) 161
- [68] H1 Collaboration, *First Measurement of the Charged Current Cross-Section at HERA*, Phys. Lett. B324 (1994) 241
- [69] H1 Collaboration, *Inclusive Charged Particle Cross-Sections in Photoproduction at HERA*, Phys. Lett. B328 (1994) 176
- [70] H1 Collaboration, *Energy Flow and Charged Particle Spectrum in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Z. Phys. C63 (1994) 377
- [71] H1 Collaboration, *Deep Inelastic Scattering Events with a Large Rapidity Gap at HERA*, Nucl. Phys. B429 (1994) 477

- [72] H1 Collaboration, *A Search for Heavy Leptons at HERA*, Phys. Lett. B340 (1994) 205
 - [73] H1 Collaboration, *Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA*, Phys. Lett. B338 (1994) 507
 - [74] H1 Collaboration, *A Search for Leptoquarks and Squarks at HERA*, Z. Phys. C64 (1994) 545
 - [75] H1 Collaboration, *Observation of Hard Prozesses in Rapidity Gap Events in γp Interactions*, Nucl. Phys. B435 (1995) 3
 - [76] H1 Collaboration, *Determination of the Strong Coupling Constant from Jet Rates in Deep Inelastic Scattering*, DESY-94-220
 - [77] H1 Collaboration, *A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$* , DESY-95-006 (1995)
 - [78] H1 Collaboration, *The Gluon Density of the Proton at Low x from a QCD analysis of F_2* , in Vorbereitung
 - [79] H1 Collaboration, *A Direct Measurement of the Gluon Density in the Proton at Low x* , in Vorbereitung
 - [80] H1 Collaboration, *Hard Scattering in Photoproduction and the Photon Structure*, in Vorbereitung
 - [81] ZEUS Collaboration, *Search for Leptoquarks with the ZEUS Detektor*, Phys. Lett. B306 (1993) 173
 - [82] ZEUS Collaboration, *Observation of Two Jet Production in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Phys. Lett. B306 (1993) 158
 - [83] ZEUS Collaboration, *Hadronic Energy Distributions in Deep Inelastic Electron-Proton Scattering*, Z. Phys. C59 (1993) 231
 - [84] ZEUS Collaboration, *Search for Excited Electrons using the ZEUS Detektor*, Phys. Lett. B316 (1993) 207
 - [85] ZEUS Collaboration, *Observation of Events with a Large Rapidity Gap in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Phys. Lett. B315 (1993) 481
 - [86] ZEUS Collaboration, *Measurement of the Proton Structure Function F_2 in ep Scattering at HERA*, Phys. Lett. B316 (1993) 412
 - [87] ZEUS Collaboration, *Observation of Direct Processes in Photoproduction at HERA*, Phys. Lett. B322 (1994) 287
 - [88] ZEUS Collaboration, *Measurement of Total and Partial Photon Proton Cross-Sections at 180 GeV Center-of-Mass Energy*, Z. Phys. C63 (1994) 391
 - [89] ZEUS Collaboration, *Observation of Jet Production in Deep Inelastic Scattering With a Large Rapidity Gap at HERA*, Phys. Lett. B332 (1994) 228
 - [90] ZEUS Collaboration, *Comparisons of Energy Flows in Deep Inelastic Scattering Events With and Without a Large Rapidity Gap*, Phys. Lett. B338 (1994) 483
-

- [91] ZEUS Collaboration, *Inclusive Jet Differential Cross-Sections in Photoproduction at HERA*, Phys. Lett. B342 (1995) 417
- [92] ZEUS Collaboration, *Extraction of the Gluon Density of the Proton at Small x* , Phys. Lett. B345 (1995) 576
- [93] ZEUS Collaboration, *Observation of Hard Scattering in Photoproduction Events with a Large Rapidity Gap at HERA*, Phys. Lett. (1995) 399
- [94] ZEUS Collaboration, *Study of $D^{*\pm}$ (2010) Production in ep Collisions at HERA*, DESY-95-013
- [95] ZEUS Collaboration, *Cross-Section Measurement of the Process $ep \rightarrow epJ/\psi$ at HERA*, contributed paper 0672 to ICHEP94, 27th Int. Conf. on High Energy Physics, Glasgow, July 1994
ZEUS Collaboration, *Measurement of the Cross-Section for the Reaction $\gamma p \rightarrow J/\psi p$ with the ZEUS Detektor at HERA*, DESY 95-052 (1995)
- [96] P. Steffen, *Intrinsic Resolution of the CJC Drift Time Measurements*, H1-Note H1-02/94-343
- [97] A. Babaev, *Performance of the H1 Liquid Argon Calorimeter*, H1-Note H1-12/94-413
- [98] R. Prosi, *The 1993 L4 Filter Farm Selection Algorithm*, H1-Note H1-03/95-432
- [99] C. Kleinwort und U.P. Krüger, *Track Reconstruction in the IRON*, H1 Software Note 35
- [100] S. Burke, *How to use Forward Tracks*, H1 Software Note 39

Danksagung

Frau Prof. Dr. B. Naroska danke ich für die hervorragende Betreuung der Analyse und für die Begutachtung der vorliegenden Arbeit.

Herrn Prof. Dr. W. Bartel danke ich für die Anfertigung des Zweitgutachtens.

Diese Arbeit entstand im Rahmen der H1 Collaboration. Für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die stets gern gewährte Unterstützung, sowie auch für das Interesse der Kollaboration an der J/ψ -Physik, möchte ich mich bei allen Mitgliedern von H1 bedanken. Insbesondere gilt der Dank den Mitgliedern der Arbeitsgruppe „Heavy-Quarks“, die von Dr. R. Gerhards geleitet wird.

Besonders herzlich möchte ich mich bei Dipl. phys. Th. Jansen für die konstruktive und erfolgreiche Zusammenarbeit zu dem „ J/ψ -Paper“ bedanken, ebenso wie für unzählige andere Tips und Ratschläge, insbesondere zum Thema „diffraktive Physik“.

Dipl. phys. G. Schmidt verdanke ich die „schlüsselfertig“ zusammengestellte Routine zur Myon-Erkennung im Kalorimeter, ohne die diese Analyse nicht möglich gewesen wäre.

Für das Korrekturlesen dieser Arbeit, bzw. von Teilen davon, bedanke ich mich bei Hannes, Guido, Stephan und Benno. Bei allen Mitgliedern der Myon-Gruppe bedanke ich mich für das freundschaftliche Klima und die große Hilfsbereitschaft, ohne die die letzten Jahre mit der einen oder anderen „stressigen“ Phase nicht so gut zu überstehen gewesen wären.

