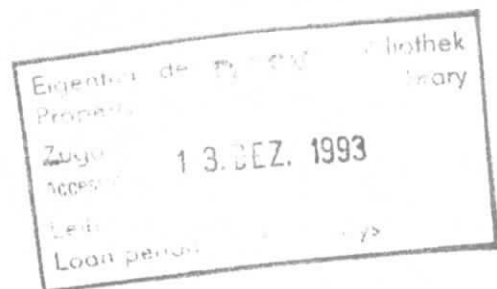


Interner Bericht
DESY F11/F22-93-01
November 1993

Untersuchung der Photoproduktion von
 J/ψ -Mesonen durch Myonnachweis
am e - p - Speicherring HERA

von

C. Schmidt



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 Photo-
produktion von J/ψ -Mesonen
durch Myonnachweis am $e-p$ -
Speicherring HERA

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Carola Schmidt ✓
aus Hamburg

Hamburg
1993

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. E. Lohrmann Prof. Dr. W. Bartel
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. W. Bartel
Datum der Disputation:	2. November 1993
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. G. Mack

Abstract

The observation of the photoproduction of J/ψ mesons at HERA enables the study of diffractive production mechanisms; in particular it is possible to test the universality of the pomeron coupling to heavy quarks.

Inelastic J/ψ production may be used to measure the gluon structure function of the proton. These measurements require that the various mechanisms contributing to J/ψ production be studied and separated.

This thesis describes the development of a trigger designed to identify J/ψ mesons through their decay into muon pairs. The low track multiplicities and calorimetric energy deposits resulting from such decays make the separation of genuine electron proton interactions from background processes particularly difficult.

An analysis of the data collected by H1 on 1992 allowed the selection of $\mu^+\mu^-$ pairs and gave 3 ± 1 J/ψ candidates, to be compared with an expectation of 4 ± 2 events based on extrapolation of lower energy measurements.

Kurzfassung

Mit der Beobachtung der Photoproduktion von J/ψ -Mesonen bei HERA ergibt sich die Möglichkeit, diffraktive Erzeugungsmechanismen zu untersuchen, anhand derer die universelle Pomeron-Kopplung auch an schweren Quarks getestet werden kann. Die inelastische J/ψ -Erzeugung dient unter anderem der Messung der Gluon-Strukturfunktion. Zu diesem Zweck ist die Untersuchung und Trennung aller zur J/ψ -Erzeugung beitragenden Produktionsmechanismen erforderlich.

In dieser Arbeit wurde ein Trigger zum Nachweis von J/ψ -Mesonen anhand des myonischen Zerfallskanals entwickelt, wobei die niedrigen Spurmultiplicitäten und die geringe, im Kalorimeter deponierte Energie die Unterscheidung zwischen Untergrundwechselwirkungen und Reaktionen der Elektron-Proton-Streuung erschwerten. Die Analyse der Daten der Meßperiode 1992 von HERA ermöglichte die Selektion von $\mu^+\mu^-$ -Paaren und lieferte ein Resultat von 3 ± 1 J/ψ -Kandidaten. Diese Zahl ist zu vergleichen mit 4 ± 2 Ereignissen, die man aus der Extrapolation von Messungen bei niedrigen Energien erwartet.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Produktionsmechanismen des J/ψ-Mesons	5
2.1	Kinematik	6
2.1.1	Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung	7
2.1.2	Photoproduktion	8
2.2	Weizsäcker-Williams-Approximation	10
2.3	Diffraktive J/ψ -Erzeugung	11
2.3.1	Vektordominanz-Modell	11
2.3.2	Eigenschaften diffraktiver Streuprozesse	14
2.3.3	Regge-Phänomenologie und Pomeron	21
2.3.4	Einfluß der Virtualität des Photons	25
2.4	Inelastische J/ψ -Produktion	26
2.4.1	Grundlagen des Modells	27
2.4.2	Gluon-Strukturfunktion	28
2.4.3	Photon-Strukturfunktion	29
2.5	Zerfall des J/ψ -Mesons in Myonen	31
2.6	Vergleich der unterschiedlichen Prozesse	32
2.7	Experimentelle Resultate	35
3	Experiment und Datennahme	39
3.1	HERA-Speicherring	39
3.2	H1-Detektor	40
3.2.1	Spurkammersystem	41
3.2.2	Kalorimeter	41
3.2.3	Zentraler Myon-Detektor	43
3.2.4	Weitere Komponenten	44
3.3	Ereignistrigger und Datennahme	45
4	Monte Carlo-Generatoren	48
4.1	Elastische J/ψ -Produktion (DIFFVM)	48

4.2	Diffraktive Dissoziation (DIFFVM)	50
4.3	Diffraktive J/ψ -Erzeugung mit PYTHIA	52
4.4	Inelastische J/ψ -Produktion (EPJPSI)	53
4.5	Untergrund-Generatoren	55
4.5.1	Strahl-Gas-Wechselwirkungen	55
4.5.2	Strahl-Wand-Wechselwirkungen	56
5	Entwicklung eines Triggers für $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	57
5.1	Ereignistopologie	58
5.2	Triggerelemente des L1-Triggers	63
5.2.1	T0-Signal	63
5.2.2	z -Vertex-Trigger	63
5.2.3	Driftkammer-Trigger	67
5.2.4	Eisen-Myon-Trigger	68
5.2.5	Vorwärts-Myon-Trigger	69
5.2.6	Flugzeitzähler	70
5.3	Akzeptanz-Berechnungen	71
5.3.1	Globale Bedingungen	72
5.3.2	z -Vertex-Bedingung	74
5.3.3	Driftkammer-Bedingung	76
5.3.4	Eisen-Myon-Bedingung	79
5.3.5	Vorwärts-Myon-Bedingung	80
5.4	J/ψ -Subtrigger	81
5.5	H1-Trigger der Datennahme 1992	85
6	Selektion der Daten	90
6.1	L4-Trigger	90
6.2	L5-Ereignis-Klassifizierung	92
6.3	Elektron-Proton-Daten	95
6.4	Selektion von Ereignissen mit Myonen	98
6.5	Bedingungen an das Zwei-Spuren-System	108
6.6	Identifizierung beider Myonen	116
7	J/ψ -Kandidaten	120
7.1	Erwartete Ereigniszahlen	120
7.2	Untergrund-Abschätzungen	123
7.3	Kinematische Verteilungen	127
7.4	Ausblick	133
8	Zusammenfassung	136
	Literaturverzeichnis	137

Kapitel 1

Einleitung

Mit dem Speicherring HERA am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg werden erstmals Elektronen einer Energie von 30 GeV mit Protonen einer Energie von 820 GeV zur Kollision gebracht. Am 31.5.1992 wurden von den beiden Großexperimenten H1 und ZEUS die ersten $e-p$ -Reaktionen beobachtet. Der Speicherring eröffnet die Möglichkeit, eine Vielzahl von physikalischen Prozessen zu untersuchen, die weitere Aufklärung über die Kräfte zwischen den elementaren Konstituenten der Wechselwirkungen geben können.

Neben dem Studium elektroschwacher Parameter ist die Untersuchung neuer Teilchenzustände möglich, die aus Theorien resultieren, welche über das Standard-Modell hinausgehen (Leptoquarks, SUSY).

Durch die Streuung polarisierter Elektronen kann die Spin-Strukturfunktion gemessen und nach rechtshändigen schwachen Strömen gesucht werden.

Einen Schwerpunkt des Physik-Programms bei HERA bildet die tiefinelastische Elektron-Proton-Wechselwirkung und die Bestimmung der Strukturfunktion des Protons. Dabei liegt die physikalische Bedeutung in dem großen, bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich der Größen x ($1..10^{-5}$) und Q^2 ($0..10^5\text{ GeV}^2$) begründet. Insbesondere die Region niedriger x -Werte kann erstmals Aufschluß über das Verhalten 'weicher' Quarks und Gluonen und eventuelle Rekombinationsprozesse im Proton liefern. Diese Untersuchungen stoßen in den Grenzbereich zwischen perturbativer und nichtperturbativer QCD vor.

Harte, diffraktive Reaktionen mit elastisch gestreuten Protonen ermöglichen Untersuchungen der Pomeron-Strukturfunktion.

Auch quasireelle Photoproduktionsprozesse und die Erzeugung schwerer Quarks eröffnen bei HERA interessante Fragestellungen.

Der Prozeß der Photon-Gluon-Fusion, der Untersuchungen der schwer zugänglichen Gluon-Strukturfunktion ermöglicht, liefert einen Beitrag zur Erzeugung von J/ψ -Mesonen bei HERA. Dort ist die Gluon-Strukturfunktion bis in einen Bereich von $x \simeq 10^{-4}$ meßbar. Es gibt jedoch weitere Mechanismen, die zur Erzeugung von

J/ψ -Mesonen beitragen, so daß eine Identifizierung und Trennung der unterschiedlichen Prozesse notwendig ist. Den hauptsächlichsten, konkurrierenden Beitrag liefern diffraktive Prozesse. Diese 'weichen' Reaktionen können nicht mit störungstheoretischen Methoden behandelt werden und erfordern die Anwendung phänomenologischer Modelle. Innerhalb dieser Arbeit wird das Vektordominanz-Modell in Zusammenhang mit einem Mechanismus diskutiert, der die diffraktive Hadron-Hadron-Streuung auf den Austausch der Pomeron-Trajektorie im Regge-Bild zurückführt und bei Hadron-Streuexperimenten eine gute Beschreibung der Daten ermöglicht.

Diese Arbeit wurde im Rahmen der H1-Kollaboration durchgeführt und behandelt diffraktive Streuprozesse mit J/ψ -Mesonen im Endzustand, wobei nur der Zerfallskanal $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ berücksichtigt wird.

Die Grundlage bildet die Entwicklung eines Triggers zum Nachweis von Myonen — speziell aus dem Zerfall diffraktiv erzeugter J/ψ -Mesonen. Problematisch erwiesen sich dabei die niedrigen Spurmultiplicitäten und die geringen, im Kalorimeter deponierten Energien. Auch der bei HERA auftretende Untergrund, der von Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen herrührt, spielt eine wesentliche Rolle. Die Signatur dieser Ereignisse zeigt oft keine deutlichen Unterschiede zur Topologie diffraktiver Streuprozesse. Die Untergrundrate muß — bei Sollwerten der HERA-Maschine — um einen Faktor $\sim 10^4$ unterdrückt werden.

Anhand der Daten der Meßperiode des Jahres 1992 ist eine Analysekette entwickelt worden, die unter Verwendung einer Vielzahl von hierarchischen Selektionskriterien zur Bildung eines Datensatzes mit hohem Anteil an J/ψ -Kandidaten führt.

Nach einer Diskussion der theoretischen Grundlagen von Erzeugungsmechanismen der J/ψ -Mesonen in Kapitel 2, der Beschreibung des H1-Experiments (Kapitel 3) und der Erläuterung der Monte Carlo-Generatoren in Kapitel 4 folgt die Beschreibung der Untersuchungen zur Entwicklung eines Triggers für den Zerfallskanal $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (Kapitel 5). Anschließend werden die für die Daten der Meßperiode 1992 verwendeten Selektionskriterien vorgestellt (Kapitel 6). Die Diskussion der Ergebnisse erfolgt in Kapitel 7.

Kapitel 2

Produktionsmechanismen des J/ψ -Mesons

Der Schwerpunkt früherer Experimente, welche die Erzeugung des J/ψ -Mesons untersucht haben, lag in der inelastischen J/ψ -Produktion und der Messung der Gluon-Strukturfunktion. Hierbei handelt es sich sowohl um Experimente der Photoproduktion mit reellen Photonen [1, 2] als auch um Experimente, die die tiefinelastische Streuung von Myonen untersucht haben [3, 4].

Die inelastische J/ψ -Produktion wird im Rahmen der QCD über den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion beschrieben. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s beträgt bei der für die J/ψ -Erzeugung charakteristischen Energieskala $Q^2 = m_c^2$ etwa $\alpha_s \simeq 0.3$, so daß die störungstheoretische Behandlung des Prozesses mit Hilfe der QCD gerechtfertigt ist. Die Gültigkeit perturbativer Methoden wird in dem Colour-Singlett-Modell nur für Transversalimpulse des J/ψ -Mesons von $p_{t,J/\psi} \gtrsim 1 \text{ GeV}/c$ (bezüglich der Flugrichtung des Photons im Photon-Proton-Schwerpunktsystem) gewährleistet (siehe Abschnitt 2.4.1). Bei Impulsen dieser Größenordnung wird die Struktur des Protons aufgelöst und man spricht von 'harten' Prozessen. Die Diskussion des Modells der Photon-Gluon-Fusion erfolgt in Kapitel 2.4.

Bei der Photoproduktion von J/ψ -Mesonen mit reellen und quasireellen Photonen und charakteristischen kleinen Transversalimpulsen ($p_{t,J/\psi} \lesssim 1 \text{ GeV}/c$) des Vektormesons bestehen die wesentlichen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt aus diffraktiven elastischen und inelastischen Prozessen. Die Struktur des Protons wird in diesem kinematischen Bereich nicht aufgelöst, es handelt sich um 'weiche' Prozesse. In diesem Fall müssen phänomenologische Modelle zur Beschreibung der Reaktionen herangezogen werden, da eine Behandlung mit Hilfe von störungstheoretischen Ansätzen nicht möglich ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wird in Kapitel 2.3 ein phänomenologisches Modell dis-

kutiert, das die Photoproduktion von J/ψ -Mesonen auf eine diffraktive Hadron-Hadron-Streuung zurückführt. Dabei wird die Annahme verwendet, daß das Photon — basierend auf dem Vektordominanz-Modell — an das J/ψ -Meson koppelt (siehe Abschnitt 2.3.1). Die verbleibende Vektormeson-Proton-Streuung wird als Hadron-Hadron-Streuung behandelt, das verwendete Modell beruht auf dem Austausch einer dominierenden Regge-Trajektorie — dem Pomeron \mathbb{P} . Die Übertragung von Eigenschaften aus Hadron-Hadron-Streuexperimenten auf die J/ψ -Proton-Streuung (siehe Kapitel 2.3.2) wird durch die experimentell bestätigte Universalität der Pomeron-Kopplung an Hadronen gerechtfertigt (siehe Kapitel 2.3.3).

Diese Vorgehensweise, die für die Photoproduktion leichter Vektormesonen (ρ, ω) experimentelle Bestätigung fand, bietet bei HERA die Möglichkeit, Informationen über die Kopplung des Photons an das J/ψ -Meson zu gewinnen (VDM). Von der theoretischen Seite her kann das Modell der Hadron-Hadron-Streuung, das für zahlreiche Hadronen (p, d, n, π, K) experimentelle Bestätigung fand, für schwere Quarks ($c\bar{c}$) überprüft werden. Dies ermöglicht weitere Untersuchungen der universellen Kopplung des Pomerons.

Dieses Kapitel ist den theoretischen Betrachtungen der möglichen Erzeugungsmechanismen des J/ψ -Mesons gewidmet. Nach einer kurzen Erläuterung einiger kinematischer Variablen, die zur Beschreibung tiefinelastischer Lepton-Nukleon-Streuung verwendet werden, folgt die Erläuterung der Weizsäcker-Williams-Approximation, einer Näherung, die im Fall der Elektron-Proton-Wechselwirkung einen Zusammenhang zwischen der $e-p$ - und der $\gamma-p$ -Streuung liefert. Außerdem werden die oben genannten Modelle zur J/ψ -Erzeugung vorgestellt und mit den Resultaten bisheriger Experimente verglichen. Es werden die Gültigkeitsbereiche und Grenzen der Anwendbarkeit diskutiert. Anschließend wird auf die Möglichkeiten eingegangen, die verschiedenen Produktionsmechanismen experimentell zu trennen und zu unterscheiden. Dieser Diskussion folgt eine Zusammenstellung von Experimenten, die Resultate über Untersuchungen zur J/ψ -Produktion veröffentlicht haben.

2.1 Kinematik

In diesem Abschnitt werden die zur Beschreibung der tiefinelastischen Streuprozesse benötigten kinematischen Variablen erläutert. Außerdem werden Notationen zur Behandlung des $\gamma-p$ -Subsystems eingeführt.

Die in der gesamten Arbeit verwendeten Koordinaten beziehen sich auf die Konventionen des H1-Experiments. Der Ursprung des rechtshändigen Koordinatensystems liegt im nominalen Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors. Die z-Achse verläuft in Richtung des auslaufenden Protonstrahls, die x-Achse befindet sich in der Horizontalen und die y-Achse zeigt nach oben. Als Winkel werden der Polarwinkel θ

und der Azimutwinkel φ verwendet.

2.1.1 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung

Die Bornsche Näherung der $e-p$ -Streuung ist in Abbildung 2.1 (a) dargestellt. Das einlaufende Elektron wechselwirkt mit dem Proton unter Austausch eines Eichbo-

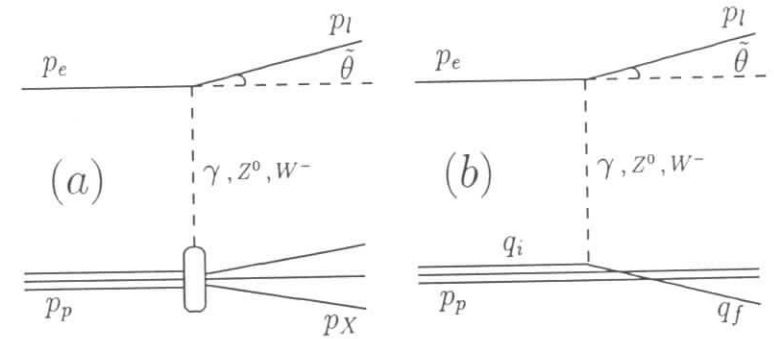


Abbildung 2.1: Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung (a) und die Bornsche Näherung der $e-p$ -Streuung niedrigster Ordnung im Partonbild (b). p_p und p_e sind die Viererimpulse des einlaufenden Protons und Elektrons, p_l und p_X diejenigen des auslaufenden Leptons und des hadronischen Endzustands und q_i und q_f die Viererimpulse des wechselwirkenden Partons.

sons. Hierbei kann es sich um einen neutralen (γ, Z^0) oder geladenen (W^-) Strom handeln. Der Endzustand besteht aus einem Lepton (e^- oder ν_e) und auslaufenden Hadronen.

Die folgenden lorentzinvarianten Größen werden zur Beschreibung des Wechselwirkungsprozesses benutzt:

$$s = (p_p + p_e)^2 \simeq 4 E_e E_p, \quad (2.1)$$

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(p_e - p_l)^2 \simeq 4 E_e E_l \sin^2(\bar{\theta}/2), \quad (\bar{\theta} = \pi - \theta), \quad (2.2)$$

$$W^2 = (q + p_p)^2 = m_p^2 + 2 m_p \nu - Q^2 \quad ; \quad \nu = \frac{(q \cdot p_p)}{m_p}. \quad (2.3)$$

Hierbei ist s das Quadrat der Schwerpunktsenergie, Q^2 bedeutet das Quadrat des Viererimpulses des Austauschbosons und W entspricht der Masse des hadronischen Endzustands. Im Ruhesystem des Protons mißt ν die Energie, die von dem Austauschboson (γ, Z^0, W^-) übertragen wird. Die angegebenen Näherungen sind gültig, wenn die Massen des Elektrons und Protons vernachlässigt werden. Zusätzlich zu den Variablen in den Gleichungen (2.1-2.3) werden häufig die dimensionslosen Größen x und y verwendet:

$$x = \frac{Q^2}{2(q \cdot p_p)} = \frac{Q^2}{2m_p \nu}, \quad y = \frac{(q \cdot p_p)}{(p_e \cdot p_p)} = \frac{\nu}{\nu_{max}}. \quad (2.4)$$

x ist Bjorkens SkalenvARIABLE, y bedeutet die Inelastizität des $e-p$ -Systems (im Ruhesystem des Protons gilt $y = 1 - E'_e/E_e$).

Das Feynman-Diagramm der Elektron-Proton-Streuung im Rahmen des Parton-Modells ist in Abbildung 2.1 (b) dargestellt. In diesem Fall wird das Proton als System quasifreier Partonen angesehen, die Wechselwirkung mit dem e^- kann als Elektron-Parton-Streuung interpretiert werden. Im Grenzfall hoher Energien gibt die Variable x unter Vernachlässigung des Transversalimpulses des Partons näherungsweise dessen Impulsanteil am Gesamtimpuls des Protons wieder.

2.1.2 Photoproduktion

Bei der Untersuchung der in dieser Arbeit diskutierten J/ψ -Produktionsmechanismen bei HERA liegt es nahe, die Betrachtungen auf das Photon-Proton-Subsystem zu reduzieren.

Der totale Wirkungsquerschnitt für $\gamma-p$ -Wechselwirkungen kann in diffraktive und nichtdiffraktive Anteile zerlegt werden [5]:

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} = \sigma_D^{\gamma p} + \sigma_{ND}^{\gamma p} = \sigma_{el}^{\gamma p} + \sigma_{SD}^{\gamma p} + \sigma_{DD}^{\gamma p} + \sigma_{ND}^{soft} + \sigma_{ND}^{hard}. \quad (2.5)$$

Der diffraktive Anteil $\sigma_D^{\gamma p}$ enthält Beiträge der elastischen Streuung $\sigma_{el}^{\gamma p}$ und der einfach $\sigma_{SD}^{\gamma p}$ sowie doppelt $\sigma_{DD}^{\gamma p}$ diffraktiven Dissoziation (siehe Kapitel 2.3). Bei dem nichtdiffraktiven Beitrag muß zwischen 'weichen' und 'harten' Streuprozessen unterschieden werden. Eine scharfe Trennung zwischen den einzelnen konkurrierenden Reaktionen ist nicht möglich.

Die Abhängigkeit des diffraktiven Photon-Proton-Wirkungsquerschnitts von der Virtualität Q^2 des Photons kann im Rahmen des Vektordominanz-Modells durch den

Vektormeson-Propagator $D_V(Q^2)$ der Form:

$$D_V(Q^2) \propto \left(\frac{1}{Q^2 + m_V^2} \right); \quad \sigma_D^{\gamma^* p}(Q^2) \propto D_V^2(Q^2) \cdot \sigma_D^{\gamma p}(0). \quad (2.6)$$

beschrieben werden [6]. Der diffraktive Wirkungsquerschnitt $\sigma_D^{\gamma^* p}(Q^2)$ wird also von nahezu reellen Photonen ($Q^2 \simeq 0$) dominiert — man spricht in diesem Fall von Photoproduktion durch quasireelle Photonen — und der Elektronvertex kann im Bereich dieser kleinen Q^2 -Werte durch ein äquivalentes Photonspektrum angenähert werden (Weizsäcker-Williams-Approximation, siehe Kapitel 2.2). Die entsprechenden Graphen der Photoproduktion, bei denen ein J/ψ -Meson er-

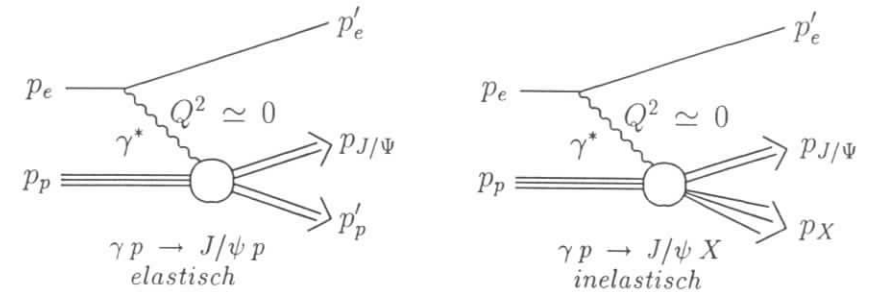


Abbildung 2.2: Photoproduktion des J/ψ -Mesons. In der elastischen Streuung bleibt das Proton erhalten, im inelastischen Fall entsteht das System X .

zeugt wird, sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Man unterscheidet zwischen dem elastischen Fall, bei dem das Proton erhalten bleibt, und der inelastischen Wechselwirkung mit dem hadronischen Endzustand X .

Zur Beschreibung des $\gamma-p$ -Subsystems werden die folgenden kinematischen Größen verwendet (siehe hierzu die Gleichungen (2.1-2.3) und (2.4)):

$$s_{\gamma p} \equiv W^2 = (p_p + q)^2, \quad t = (q - p_{J/\psi})^2, \quad (2.7)$$

$$z = \frac{p_p \cdot p_{J/\psi}}{p_p \cdot q}, \quad M_X^2 = p_X^2. \quad (2.8)$$

Dabei bedeuten $s_{\gamma p}$ das Quadrat der Schwerpunktsenergie des $\gamma-p$ -Subsystems und t das Quadrat des Impulsübertrags zwischen dem Photon und dem Proton. z

ist ein Maß für die Inelastizität des Photon-Proton-Systems (im Schwerpunktsystem des Protons gilt $z = E_{J/\psi}/E_\gamma$) und M_X entspricht der Masse des hadronischen Endzustands.

2.2 Weizsäcker-Williams-Approximation

Der Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt bei HERA, der auf dem Austausch eines Photons basiert, kann in Form von virtuellen Photon-Proton-Wirkungsquerschnitten ausgedrückt werden [7]:

$$\frac{d^2 \sigma^{ep}(s)}{dy dQ^2} = A \sigma_T^{\gamma^*p}(W^2, Q^2) + B \sigma_L^{\gamma^*p}(W^2, Q^2). \quad (2.9)$$

Hierbei bedeuten $\sigma_T^{\gamma^*p}$ bzw. $\sigma_L^{\gamma^*p}$ die Wirkungsquerschnitte für transversal bzw. longitudinal polarisierte Photonen, A und B sind bekannte Funktionen von y und Q^2 . Eine Möglichkeit der Beschreibung des Elektronvertex mit Hilfe des äquivalenten Photonspektrums bietet die Weizsäcker-Williams-Approximation (WWA) [8]. Dabei wird der differentielle Wirkungsquerschnitt näherungsweise ($Q^2 \rightarrow 0$) durch das Produkt aus der y - und Q^2 -abhängigen Photon-Spektralfunktion $G_{\gamma/e}(y, Q^2)$ und dem reellen γ - p -Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}^{\gamma p}$ ausgedrückt:

$$\left. \frac{d^2 \sigma^{ep}(s)}{dy dQ^2} \right|_{WWA} = G_{\gamma/e}(y, Q^2) \sigma_{tot}^{\gamma p}(W^2). \quad (2.10)$$

Im Grenzfall $Q^2 \rightarrow 0$ ist der longitudinale Wirkungsquerschnitt vernachlässigt worden ($\sigma_L \rightarrow 0, \sigma_T \rightarrow \sigma$). Die Photon-Spektralfunktion hat die folgende Form [9]:

$$G_{\gamma/e}(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{y Q^2} \left[1 + (1-y)^2 - \frac{2m_e^2 y^2}{Q^2} \right]. \quad (2.11)$$

Der Term $\propto (2m_e^2 y^2)/Q^2$ liefert einen Beitrag von $< 10\%$ [9] und wird häufig vernachlässigt.

Bei der Verwendung von Gleichung (2.10) für Q^2 -Werte im Bereich $Q^2 \lesssim 0.2 \text{ GeV}^2$ betragen die Abweichungen gegenüber Gleichung (2.9) wenige Prozent. Erst für höhere Q^2 -Werte ($Q^2 \gtrsim 4 \text{ GeV}^2$) sind Korrekturen in der Größenordnung von 10 – 15% notwendig [10].

Durch Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts aus Gleichung (2.9) kann eine Abschätzung der Photon-Proton-Luminosität $\mathcal{L}_{\gamma p}$ bezüglich der Elektron-Proton-Luminosität \mathcal{L}_{ep} angegeben werden, die mit dem Integrationsbereich variiert [11]:

$$\mathcal{L}_{\gamma p} \simeq 0.1 \cdot \mathcal{L}_{ep} \quad W_{\gamma p} > 10 \text{ GeV}, \quad 0.1 \leq y \leq 0.8, \quad (2.12)$$

$$\mathcal{L}_{\gamma p} \simeq 0.3 \cdot \mathcal{L}_{ep} \quad W_{\gamma p} > 10 \text{ GeV}, \quad 0.001 \leq y \leq 1.0. \quad (2.13)$$

2.3 Diffraktive J/ψ -Erzeugung

Die diffraktiven Anteile der Reaktion $\gamma p \rightarrow J/\psi X$ sind durch kleine Transversalimpulse des J/ψ -Mesons ($p_{tJ/\psi} \lesssim 1 \text{ GeV}/c$) und damit niedrige Werte von t gekennzeichnet (für kleine Transversalimpulse gilt $|t| \propto p_{tJ/\psi}^2$). Dieser kinematische Bereich ist durch große Abstände der am Stoß beteiligten Teilchen charakterisiert, die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist groß und eine störungstheoretische Behandlung im Rahmen der QCD nicht möglich. Es muß auf phänomenologische Beschreibungen zurückgegriffen werden. Bei der hier diskutierten Methode findet eine Unterteilung in zwei Subprozesse statt. Die Kopplung des Photons an das J/ψ -Mesons wird mit Hilfe des Vektordominanz-Modells beschrieben. Die Wechselwirkung des Vektormesons mit dem Proton wird als Hadron-Hadron-Streuung behandelt und kann im Rahmen der Regge-Phänomenologie durch den Austausch eines Pomerons dargestellt werden. Aufgrund der Universalität diffraktiver Streuprozesse ist eine Anwendung der Ergebnisse von z.B. p - p -, p - \bar{p} - oder π - p -Experimenten auf die Vektormeson-Proton-Streuung möglich.

2.3.1 Vektordominanz-Modell

Zahlreiche Übereinstimmungen beim Vergleich der Eigenschaften von Photon-Hadron-Wechselwirkungen und rein hadronischen Wechselwirkungen gaben Anlaß zu der Einführung einer hadronischen Komponente des Photons. Das γ bildet virtuelle Zwischenzustände mit den Quantenzahlen des Photons ($J_\gamma^{PC} = 1^{--}$), die mit den Quantenzahlen von Vektormesonen identisch sind. Die Lebensdauer $\Delta\tau$ derartiger hadronischer Zwischenzustände ist über die Unschärferelation gegeben zu [12]:

$$c \Delta\tau \simeq \frac{2 E_\gamma \hbar c}{(m_V \cdot c^2)^2}. \quad (2.14)$$

Bei einer Photonenergie von $E_\gamma = 10 \text{ GeV}$ ergibt sich z.B. für das ρ -Meson ein Wert von $(c \Delta\tau)_\rho \simeq 7 \text{ fm}$, der mittlere Radius des Protons liegt im Vergleich dazu bei etwa $r_p \simeq 1 \text{ fm}$, so daß eine rein hadronische Wechselwirkung möglich ist. Im Vektordominanz-Modell [13, 14] wird das Photon als Überlagerung von Vektormesonen beschrieben [6]:

$$|\gamma\rangle = \sum_V \sqrt{\frac{4\pi}{\gamma_V^2}} |V\rangle ; \quad \frac{4\pi}{\gamma_V^2} \equiv \frac{4\pi}{\gamma_V^2}(Q^2 = 0). \quad (2.15)$$

Die Summe erstreckt sich im einfachen Vektordominanz-Modell (SVD)¹ über die drei Vektormesonen ρ , ω und ϕ , das verallgemeinerte Vektordominanz-Modell (GVD)² berücksichtigt alle Vektormesonen. $4\pi/\gamma_V^2$ ist die Kopplungskonstante des Photons an das Vektormeson. Sie ist nach Konvention für ein reelles Photon ($Q^2 = 0$) definiert.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Vektormeson-Erzeugung $\gamma p \rightarrow V p$ steht daher im Zusammenhang mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Vektormeson-Proton-Streuung [6]:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow V p) = \frac{4\pi\alpha}{\gamma_V^2} \cdot \frac{d\sigma}{dt}(V p \rightarrow V p). \quad (2.16)$$

Zu berücksichtigen ist, daß aufgrund der Konvention über die Definition der Kopplungskonstanten das Vektormeson auf der rechten Seite der Gleichung virtuell ist ($Q^2 = p_{J/\psi}^2 = 0$). Im Bereich hoher Energien ist der Unterschied zu einem realen Vektormeson in Gleichung (2.16) vernachlässigbar [15].

Die Kopplungskonstante $4\pi/\gamma_V^2$ kann aus der leptonicen Zerfallsbreite des Vektormesons $\Gamma_{e^+e^-}^V$ bestimmt werden [16]:

$$\frac{\gamma_V^2}{4\pi}(Q^2 = -m_V^2) = \frac{\alpha^2 m_V}{3\Gamma_{e^+e^-}^V}. \quad (2.17)$$

Das beteiligte Photon dieser Reaktion ist virtuell ($Q^2 = -m_V^2$). Im Falle des J/ψ -Mesons berechnet sich die Kopplungskonstante unter Verwendung von Gleichung (2.17) zu $4\pi\alpha/\gamma_{J/\psi}^2(Q^2 = -m_{J/\psi}^2) = 6.4 \cdot 10^{-4}$ [17]. Die Werte der Kopplungskonstanten stimmen für virtuelle (siehe Gleichung (2.17)) und reelle Photonen (siehe Gleichung (2.16)) nur näherungsweise überein. Unter Einführung eines Vektormeson-Propagators der Form [6]:

$$D_V(Q^2) = \left(\frac{1}{Q^2 + m_V^2 - \pi_V(Q^2)} \right), \quad (2.18)$$

wobei $\pi_V(Q^2)$ die Zerfallsbreite des Vektormesons berücksichtigt, können die Kopplungskonstanten ineinander übergeführt werden:

$$\gamma_V^2(Q^2 = 0) = \gamma_V^2(Q^2 = -m_V^2) \cdot \left(1 - \frac{\pi_V(Q^2 = 0)}{m_V^2} \right). \quad (2.19)$$

Im Falle des ρ -Mesons, bei dem die Abschätzung der Kopplungskonstanten bei $Q^2 = 0$ mit Hilfe der Pion-Proton-Streuung möglich war, liegen die Korrekturen in der Größenordnung von 15% [18].

Unter Verwendung des optischen Theorems (siehe z.B. [19]):

$$\sigma_{\text{tot}}(AB) \sim \frac{1}{s} \text{Im} F(AB \rightarrow AB, \theta = 0) \quad (2.20)$$

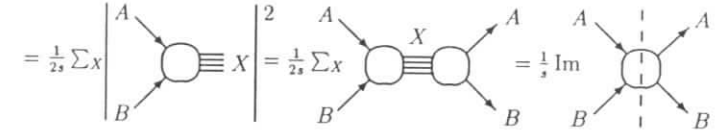


Abbildung 2.3: Graphische Darstellung des optischen Theorems.

das für eine Reaktion zweier Teilchen A und B einen Zusammenhang zwischen dem totalen Wirkungsquerschnitt und der Vorwärtsstreuamplitude der elastischen Streuung liefert, läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung $d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow V p)|_{t=0}$ mit dem totalen Wirkungsquerschnitt der Vektormeson-Proton-Streuung in Beziehung setzen:

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0}(\gamma p \rightarrow V p) = \frac{4\pi\alpha}{\gamma_V^2} \cdot \frac{\sigma_{\text{tot}}^2(V p)}{16\pi}. \quad (2.21)$$

Eine Mittelung über verschiedene Experimente liefert bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 15 \text{ GeV}$ für den totalen J/ψ -Nukleon-Wirkungsquerschnitt einen Wert von $\sigma_{\text{tot}}(J/\psi N) \simeq 1.3 \text{ mb}$, der elastische Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu $\sigma_{\text{el}}(J/\psi N \rightarrow J/\psi N) \simeq 25 \mu\text{b}$ [20]. Der Anteil des elastischen am totalen Wirkungsquerschnitt von etwa $\sim 2\%$ ist verglichen mit demjenigen leichter Vektormesonen (ρ , ω) außergewöhnlich klein. Für das ρ -Meson ergibt sich

¹'Simple Vector Dominance Model'

²'Generalized Vector Dominance Model'

$\sigma_{el}(\rho N)/\sigma_{tot}(\rho N) \simeq 15\%$ [6]. Dieses Ergebnis befindet sich in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß der effektive Radius des J/ψ -Mesons um einen Faktor ~ 10 kleiner ist als derjenige des ρ -Mesons (vergleiche Kapitel 2.3.2.1).

2.3.2 Eigenschaften diffraktiver Streuprozesse

Dieser Abschnitt ist der Beschreibung experimentell ermittelter Eigenschaften hadronischer, diffraktiver Streuprozesse gewidmet. Eine quantitative Behandlung der Reaktionen erfolgt in Kapitel 2.3.3. Unter Ausnutzung der Universalität des Pomeron wird die Übertragung der Eigenschaften z.B. der p - p -, p - \bar{p} - oder π - p -Streuung auf die Vektormeson-Proton-Streuung gerechtfertigt. Eine detaillierte Diskussion diffraktiver Wechselwirkungen ist z.B. unter der Referenz [21] zu finden.

2.3.2.1 Elastische Streuung von Hadronen

Die elastische Streuung von Hadronen kann analog zur optischen Diffraktionsstreuung an einer grauen Scheibe behandelt werden. Besonders deutlich wird dies bei der Betrachtung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ für Proton-Proton-Streuung in Abbildung 2.4. Der Verlauf der Abbildung erinnert an die Intensitätsverteilung der Streuung von Licht an einer grauen Scheibe. Dabei steht der Impulsübertrag t in der Näherung kleiner Streuwinkel im Zusammenhang zum Streuwinkel θ selbst ($t \simeq -p^2 \cdot \theta^2$).

Vom experimentellen als auch vom theoretischen Standpunkt her ist eine Unterteilung der elastischen Streuung in zwei Bereiche üblich. Für kleine Impulsüberträge ($|t| \lesssim 1 \text{ GeV}^2$) ist die Analogie zur Optik ersichtlich, der differentielle Wirkungsquerschnitt wird durch das diffraktive Maximum in Vorwärtsrichtung dominiert und zeigt eine exponentielle Abhängigkeit von t .

Die Verteilung bei größeren Impulsüberträgen wird durch ein Diffraktionsminimum charakterisiert, gefolgt von einem weiteren Diffraktionsmaximum (vergleiche Abbildung 2.4). In diesem Bereich muß die starke Wechselwirkung berücksichtigt und nichtdiffraktive Prozesse in die Überlegungen einbezogen werden.

Mit Hilfe des Partialwellenformalismus ergibt sich für die elastische Streuamplitude [22]:

$$F(\theta, k) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot f(l) \cdot P_l(\cos \theta). \quad (2.22)$$

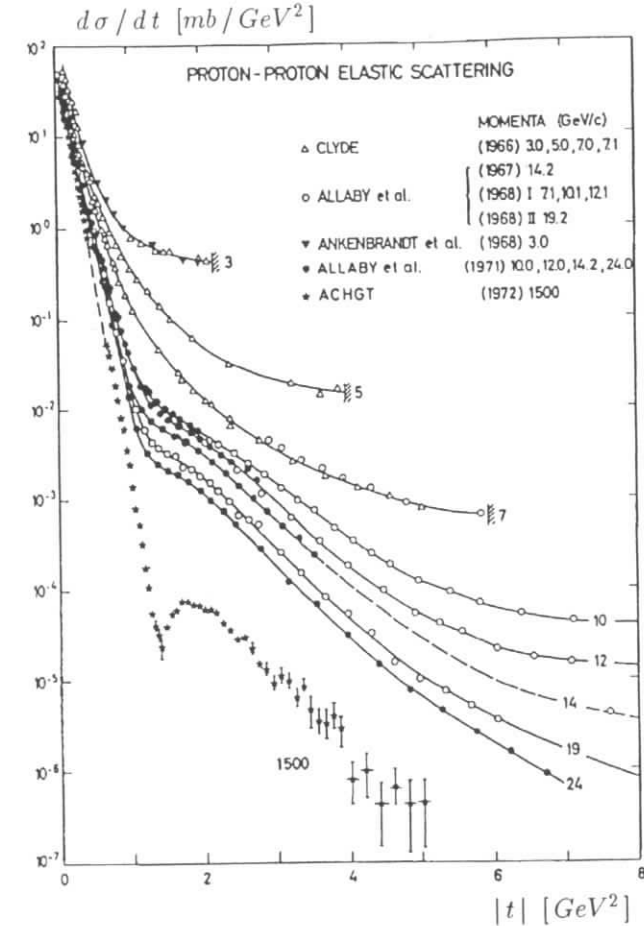


Abbildung 2.4: Elastischer differentieller Wirkungsquerschnitt der Proton-Proton-Streuung als Funktion des Impulsübertrags $|t|$ bei verschiedenen Strahlenergien [21].

Hierbei entspricht k dem Impuls der einlaufenden Welle, l der Drehimpulsquantenzahl, $f(l)$ der Partialwellenamplitude und $P_l(\cos \theta)$ den Legendre-Polynomen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ kann aus der Streuamplitude ermittelt

werden:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} = |F(\theta, k)|^2. \quad (2.23)$$

Im Bereich großer Energien und kleiner Winkel θ dominieren große Bahndrehimpulse und die Legendre-Polynome können durch Bessel-Funktionen angenähert werden. Für kleine Impulsüberträge $|t|$ erhält man die experimentell gemessene exponentielle Abhängigkeit [22]:

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{-b|t|}; \quad b = (\langle r_{h_1}^2 \rangle + \langle r_{h_2}^2 \rangle), \quad (2.24)$$

die in Abbildung 2.4 erkennbar ist. Der konstante Steigungsparameter b wird durch die beiden effektiven Radien r_{h_1} und r_{h_2} der Streuteilchen festgelegt.

Im optische Modell ist der Steigungsparameter b unabhängig von der Schwerpunktsenergie (siehe Gleichung (2.24)). In Experimenten der Hadron-Hadron-Streuung wurde eine Energieabhängigkeit von b beobachtet (siehe hierzu die Abbildungen 2.4 und 2.5), der Steigungsparameter wächst mit zunehmender Energie. Diese Abhängigkeit wird als 'shrinkage' bezeichnet. Erst mit der Erweiterung des optischen Modells und der Zuhilfenahme der Regge-Phänomenologie mit dem Pomeron als Austausch trajektorie ist man in der Lage, eine Energieabhängigkeit des Steigungsparameters zu reproduzieren (siehe Kapitel 2.3.3).

Die exponentielle Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag beobachtet man ebenfalls bei Reaktionen der Photoproduktion von Vektormesonen. Für die elastische Erzeugung von ρ -Mesonen ($\gamma p \rightarrow \rho p$) wurde der Wert des Steigungsparameters b gemessen. Er beträgt bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 15 \text{ GeV}$ etwa $b_{el}^{\rho} = 7 \text{ GeV}^{-2}$ [6]. Die NA14-Kollaboration [2] bestimmte den Parameter für die elastische Erzeugung von J/ψ -Mesonen ($\gamma p \rightarrow J/\psi p$). Bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von etwa $\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 13 \text{ GeV}$ ergab sich ein Wert von $b_{el}^{J/\psi} = 2.5 \text{ GeV}^{-2}$. Nach Gleichung (2.24) steht der Steigungsparameter im Zusammenhang zu den effektiven Radien der Streuteilchen. Ein Vergleich der so berechneten Radien mit anderen Möglichkeiten der Radien-Bestimmung führt zu konsistenten Ergebnissen [23]. Für das ρ -Meson berechnet sich der effektive Radius zu $\langle r_{\rho}^2 \rangle = 0.52 \pm 0.05 \text{ fm}^2$, für das J/ψ -Meson ergibt sich ein Wert von $\langle r_{J/\psi}^2 \rangle = 0.04 \pm 0.02 \text{ fm}^2$.

Der Wirkungsquerschnitt für elastische J/ψ -Produktion wurde unter anderem von der FTFS-Kollaboration am Fermilab ermittelt [1]. Es ergab sich ein Wert von $\sigma_{el}(\gamma p \rightarrow J/\psi p) = 9.8 \pm 1.4 \pm 1.5 \text{ nb}$. Dabei betrug die mittlere Schwerpunktsenergie etwa $\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 15 \text{ GeV}$. Der Steigungsparameter b wurde in diesem Experiment nicht bestimmt.

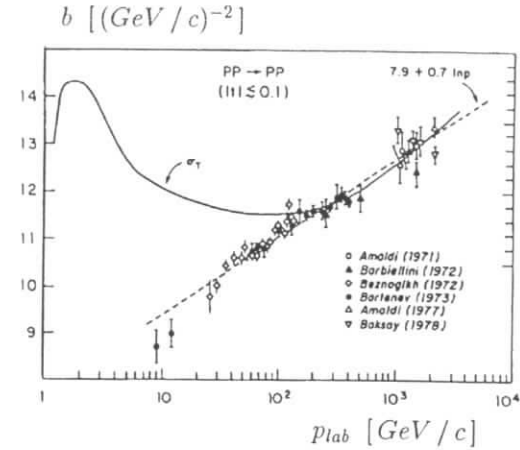


Abbildung 2.5: Steigungsparameter b der elastischen Streuung als Funktion des Impulses des einlaufenden Hadrons p_{lab} für Proton-Proton-Streuung [21].

2.3.2.2 Diffraktive Dissoziation bei Hadron-Streuprozessen

Bei der diffraktiven Dissoziation handelt es sich um inelastische Prozesse, wobei zwischen einfach und doppelt diffraktiven Reaktionen unterschieden wird.

Unter einer einfach diffraktiven Dissoziation versteht man einen Streuprozess, bei dem nur einer der beiden Vertizes inelastisch ist. Aus diesem Grunde unterscheidet man bei der Hadron-Hadron-Streuung zweier Teilchen h_1 und h_2 zwischen Reaktionen der Art $h_1 h_2 \rightarrow h_1 X$, bei der das Hadron h_1 elastisch gestreut wird, und $h_1 h_2 \rightarrow h_2 X$. In dem Fall ist der Vertex des Hadrons h_2 elastisch. Bei dem Prozess der doppelt diffraktiven Dissoziation sind beide Vertizes inelastisch.

Diffraktive Prozesse besitzen charakteristische Endzustände, die bei allen untersuchten Hadron-Hadron-Reaktionen beobachtet werden. Einige experimentelle Ergebnisse sollen im folgenden näher erläutert werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dt dM_X^2$ weist im Bereich kleiner Impulsüberträge wie bei der elastischen Streuung eine exponentielle Abhängigkeit von t auf (siehe Abschnitt 2.3.2.1). In Abbildung 2.6 ist dieses Verhalten für Proton-Proton-Streuung dargestellt. Die Ergebnisse wurden mit Hilfe der Faktorisierung des Proton-Deuteron-Streuprozesses

$$d^2\sigma / dt dM_X^2 \text{ [mb (GeV/c)}^{-2} \text{ GeV}^{-2}]$$

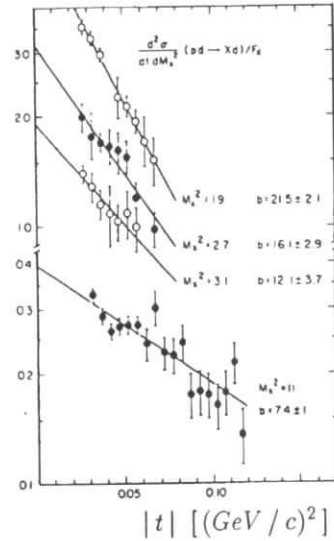


Abbildung 2.6: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma / dt dM_X^2$ der Proton-Proton-Streuung, der durch Faktorisierung der Proton-Deuteron-Streuung ermittelt wurde, als Funktion des Impulsübertrags $|t|$ für verschiedene Massen M_X des hadronischen Endzustands [21].

ermittelt. Der Wert des Steigungsparameters b ist für inelastische diffraktive Dissoziationsprozesse um etwa einen Faktor 2 kleiner als bei der elastischen Streuung. Für p - p -Streuexperimente wurde bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{pp}} = 20 \text{ GeV}$ ein Wert von $b_{el} \simeq 11.5 \text{ GeV}^{-2}$ für die elastische Streuung gemessen, bei der einfachen diffraktiven Dissoziation ergab sich $b_{SD} \simeq 5.0 \text{ GeV}^{-2}$ [21]. Experimentell wurde bei inelastischen diffraktiven Reaktionen nicht nur eine Abhängigkeit des Steigungsparameters von der Schwerpunktsenergie ('shrinkage') sondern auch von der Masse des hadronischen Endzustands M_X beobachtet ($b \sim \ln(s/M_X^2)$, vergleiche Abbildung 2.6).

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Masse des hadronischen Endzustands ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Mit wachsender Masse M_X gelangt man von dem sogenannten 'Resonanzbereich' ($M_X^2 \lesssim 5 \text{ GeV}^2$) in ein Kontinuum, das mittels einer $1/M_X^2$ -Abhängigkeit beschrieben werden kann.

$$d^2\sigma / dt d(M_X^2/s) \text{ [mb (GeV/c)}^{-2}]$$

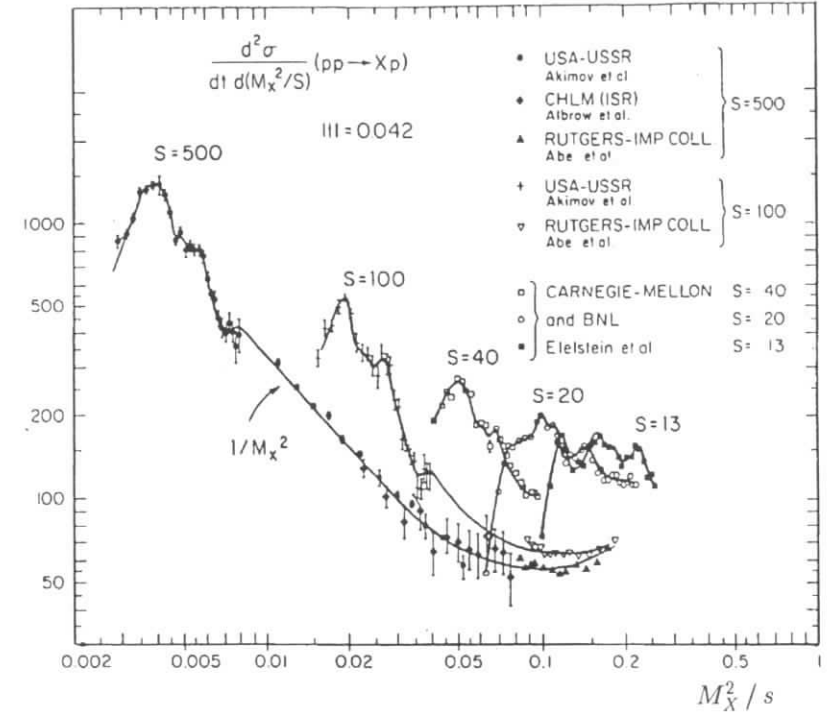


Abbildung 2.7: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma / dt d(M_X^2/s)$ der Proton-Proton-Streuung als Funktion von M_X^2/s für verschiedene Werte der totalen Schwerpunktsenergie [21].

Die geladenen Multiplizitäten des hadronischen Systems M_X können durch eine Normalverteilung beschrieben werden [21]:

$$P_n \propto \frac{2}{\sqrt{2\pi} D} e^{-(n-n_0)^2/2D^2}, \text{ wobei} \quad (2.25)$$

$$n_0 = 2M_X^{1/2} \text{ (} M_X \text{ in GeV)}, \quad n_0/D = 2 \quad (2.26)$$

P_n entspricht der Wahrscheinlichkeit, daß das System X in n geladene Teilchen zerfällt. Die Tatsache, daß das Produkt $P_n \cdot n_0$ nur eine Funktion von n/n_0 ist und keine Massenabhängigkeit aufweist, wird als 'KNO-scaling'³ bezeichnet [21].

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die grundlegenden Eigenschaften diffraktiver Hadron-Hadron-Streuprozesse durch einen exponentiellen Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt \sim e^{-b|t|}$ sowie durch eine Abhängigkeit von der Masse des hadronischen Endzustands der folgenden Form $d\sigma/dM_X^2 \sim 1/M_X^2$ charakterisiert werden können. Hinzu kommen niedrige Multiplizitäten des Endzustands. Alle diskutierten Eigenschaften sind in zahlreichen Experimenten mit verschiedenen Hadronen (p, d, n, π, K) als Streupartner gemessen worden. Auch der Effekt des 'shrinkage' [21] und die Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts zeigen keine Abhängigkeit von den wechselwirkenden Hadronen [24]. Diese Universalität zusammen mit der Tatsache, daß die Beschreibung diffraktiver Streuprozesse auf den Pomeron-Austausch im Regge-Bild zurückgeführt werden kann und kein Austausch von Quantenzahlen stattfindet, legen es nahe, die beobachteten Eigenschaften auf die J/ψ -Proton-Streuung zu übertragen.

2.3.2.3 Diffraktive J/ψ -Produktion

Die Photoproduktion von J/ψ -Mesonen ist unter Zuhilfenahme des Vektordominanz-Modells auf eine Hadron-Hadron-Streuung der Form ($J/\psi N \rightarrow J/\psi X$) zurückgeführt worden. Die grundlegenden experimentellen Ergebnisse aus Hadron-Hadron-Streuexperimenten werden auf die Vektormeson-Proton-Streuung übertragen.

Die beiden Graphen der einfachen diffraktiven Dissoziation der innerhalb dieser Arbeit untersuchten Reaktion $\gamma p \rightarrow J/\psi X$ sind in Abbildung 2.8 dargestellt. Man unterscheidet zwischen der diffraktiven Dissoziation des Protons (Abbildung 2.8 (a)) und der diffraktiven Dissoziation des Photons (Abbildung 2.8 (b)).

Bei der Übertragung der Eigenschaften diffraktiver Hadron-Hadron-Wechselwirkungen auf die J/ψ -Produktion wird die Faktorisierung diffraktiver Prozesse ausgenutzt [21]. Die Streuamplitude ist proportional dem Produkt der Kopplungskonstanten an jedem Vertex, so daß die beiden Vertices der Abbildungen 2.8 unabhängig voneinander behandelt werden können. Der 'untere' p - \mathbb{P} -Vertex ist bei Proton-Proton-Kollisionen detailliert untersucht worden (siehe z.B. [25]), der 'obere' J/ψ - \mathbb{P} -Vertex ist kaum bekannt und kann bei HERA studiert werden.

Die FTPS-Kollaboration [1] hat eine Unterteilung der inelastischen Ereignisse vorgenommen und für den Prozeß der diffraktiven Dissoziation des Protons einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{SD_p}(\gamma p \rightarrow J/\psi X) = 4.4 \pm 0.9 \pm 1.1 \text{ nb}$ ermittelt. Die

³Koba,Nielsen,Olesen

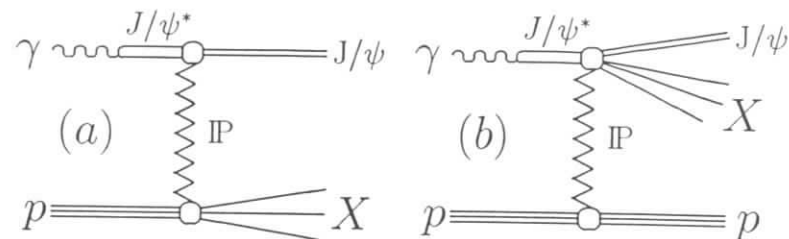


Abbildung 2.8: Inelastische diffraktive Photoproduktion von J/ψ unter Austausch eines Pomerons. Es wird zwischen diffraktiver Dissoziation des Protons (a) und der diffraktiven Dissoziation des Photons (b) unterschieden.

mittlere Schwerpunktsenergie betrug $\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 15 \text{ GeV}$. Die Ereignisse der diffraktiven Dissoziation des Photons konnten nicht eindeutig von denjenigen separiert werden, die über den Mechanismus der Photon-Gluon-Fusion erzeugt worden sind, eine obere Abschätzung ergab $\sigma_{SD_p}(\gamma p \rightarrow J/\psi X) \lesssim 0.7 \text{ nb}$. Für den Wirkungsquerschnitt des doppelt diffraktiven Prozesses liegen keine Resultate vor, eine Trennung von Ereignissen inelastischer J/ψ -Produktion durch Photon-Gluon-Fusion ist ebenfalls noch nicht gelungen. Der Wirkungsquerschnitt für Prozesse mit einer Inelastizität $z < 0.9$ wurde zu $\sigma_{inel} = 6.6 \pm 1.3 \pm 0.7 \text{ nb}$ gemessen.

2.3.3 Regge-Phänomenologie und Pomeron

Die Modifikation des optischen Modells durch die Einführung komplexer, kontinuierlicher Drehimpulse $\alpha(t)$ wurde von Regge [26] vorgeschlagen. Der Motivation eines derartigen Ansatzes liegt die Beobachtung zugrunde, daß zwischen der Masse eines Teilchens und seinem Spin ein mathematischer Zusammenhang besteht. Regge konnte zeigen, daß man bestimmte Teilcheneigenschaften und darunter auch die Streuamplitude als Funktion eines komplexen kontinuierlichen Drehimpulses beschreiben kann.

Die komplexe Streuamplitude besitzt Pole, sogenannte Regge-Pole $\alpha_i(t)$, die dazu führen, daß die Integration über die Streuamplitude aus Gleichung (2.22) durch eine Summe über die Pole angenähert werden kann [27]:

$$F(E, \cos \theta) = F(s, t) = \frac{1}{k} \sum_i \frac{\beta_i(t)}{\sin(\pi \alpha_i(t))} [P_{\alpha_i(t)}(-\cos \theta)]. \quad (2.27)$$

Hierbei bedeuten $\beta_i(t)$ die Residuen-Funktionen. Die Pole $\alpha_i(t)$, die mit der Energie im t -Kanal variieren, werden Regge-Trajektorien genannt. Durchläuft $\text{Re } \alpha_i(t) = l = n$ eine positive, ganze Zahl, spricht man von dem Austausch einer s -Kanal-Resonanz. Als Beispiel ist in Abbildung 2.9 der Verlauf der ρ -Trajektorie

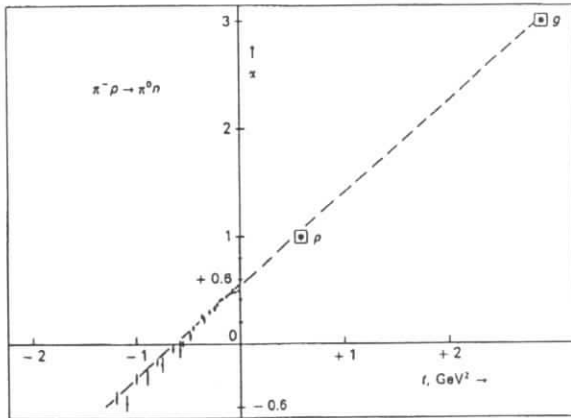


Abbildung 2.9: Die ρ -Trajektorie. Im Bereich $t < 0$ stammen die Daten von der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p$, für $t > 0$ sind die Resonanzen des ρ - und des g -Mesons eingezeichnet [27].

dargestellt [27]. Die s -Kanal-Resonanzen des ρ - und des g -Mesons⁴ können zusammen mit den Daten aus Reaktionen der Form $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ durch eine Gerade verbunden werden. Die Parametrisierung der ρ -Meson-Trajektorie ergibt:

$$\alpha_\rho(t) \cong 0.55 + 0.9 \cdot t. \quad (2.28)$$

⁴In der moderneren Nomenklatur wird es als ρ_3 -Meson bezeichnet

Der im Rahmen dieser Arbeit interessante Aspekt der Regge-Phänomenologie ist die Betrachtung von t -Kanal-Austauschprozessen in Hochenergie-Reaktionen. Im Grenzfall hoher Energien ergibt sich mit der Streuamplitude aus Gleichung (2.27) für den totalen Wirkungsquerschnitt [21]:

$$\sigma_{tot}^{ij} = \sum_k \beta_{ik}(0) \beta_{jk}(0) s^{[\alpha_k(0)-1]}, \quad (2.29)$$

wobei i und j die einlaufenden Teilchen bedeuten. Die Summe erstreckt sich über alle Regge-Pole mit den richtigen Quantenzahlen.

Die Gleichung (2.29) macht deutlich, daß für große Schwerpunktsenergien nur Trajektorien mit einem Wert $\alpha_k(0) \gtrsim 1$ dominieren können. Da der totale Wirkungsquerschnitt für hohe Energien nahezu konstant verläuft (siehe z.B. [27]), wurde eine Trajektorie mit $\alpha_k(0) \simeq 1$ eingeführt, die als Pomeron⁵ ($k = \mathbb{P}$) bezeichnet wird. Man spricht von der sogenannten Vakuum-Trajektorie, weil bei diffraktiven Streuprozessen keine Quantenzahlen ausgetauscht werden.

Verwendet man für die dominierende Pomeron-Trajektorie eine Parametrisierung der Form $\alpha_{\mathbb{P}}(t) = 1 + \alpha'_{\mathbb{P}} \cdot t$, so erhält man für den totalen und den differentiellen elastischen Wirkungsquerschnitt [21]:

$$\sigma_{tot}^{ij}(s) = \beta_{i\mathbb{P}}(0) \beta_{j\mathbb{P}}(0) = \text{const.}, \quad (2.30)$$

$$\frac{d\sigma_{el}^{ij}}{dt}(s, t) = \frac{\beta_{i\mathbb{P}}^2(t) \beta_{j\mathbb{P}}^2(t)}{16\pi} s^{2[\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1]} \simeq \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi} e^{-b(s,t)|t|}, \quad (2.31)$$

$$b(s, t) = b_0(t) + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \ln s. \quad (2.32)$$

Die in Kapitel 2.3.2.1 diskutierte exponentielle Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts sowie die Energieabhängigkeit des Steigungsparameters b ('shrinkage') werden mit dem Formalismus des Pomeron-Austausches korrekt wiedergegeben (vergleiche die Abbildungen 2.4 und 2.5).

Zur Beschreibung der diffraktiven Dissoziation betrachtet man eine Reaktion der Form $A + B \rightarrow C + X$. Unter Verwendung des Mueller-Theorems [28], einer Erweiterung des optischen Theorems, erhält man einen Zusammenhang zwischen dem inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion und der elastischen Drei-Körper-Streuamplitude in Vorwärtsrichtung [19] (vergleiche hierzu Gleichung (2.20) und Abbildung 2.3):

⁵Die Namensgebung ist auf Pomerančuk zurückzuführen.

Vektormesons berücksichtigt, häufig vernachlässigt. Die Unterdrückung des Wirkungsquerschnitts bei hohen Virtualitäten des Photons ist in tiefinelastischen Streuexperimenten bestätigt worden. Der Wert der Masse M , der bei der Untersuchung von Reaktionen der Art ($\mu N \rightarrow \mu' J/\psi X$) ermittelt wurde, ist mit der Masse des J/ψ -Mesons konsistent [33] (vergleiche die Tabelle 2.4).

Aufgrund der Virtualität des Photons besitzen Reaktionen der tiefinelastischen Streuung einen Beitrag longitudinal polarisierter Photonen. Man erhält für die Q^2 -Abhängigkeit des transversalen und longitudinalen Wirkungsquerschnitts [6]:

$$\frac{\sigma_T(Q^2)}{\sigma(0)} = \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right)^2, \quad \frac{\sigma_L(Q^2)}{\sigma(0)} = \frac{\xi_V Q^2}{m_V^2} \cdot \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right)^2. \quad (2.38)$$

Hierbei berücksichtigt ξ_V den relativen Anteil der beiden Wirkungsquerschnitte am totalen Wirkungsquerschnitt. Bei der Berücksichtigung des vollen transversalen und longitudinalen Spektrums des virtuellen Photons verbleibt in der tiefinelastischen Region bei $Q^2 \gtrsim 5 \text{ GeV}^2$ trotz der Unterdrückung durch den Propagatorterm ein Ausläufer 'weicher', diffraktiver Reaktionen.

Detaillierte Untersuchungen zu den diskutierten Aspekten wurden von der EMC-Kollaboration für das ρ -Meson durchgeführt [34]. Wegen der niedrigen Masse des ρ -Mesons ist der Prozeß ($\gamma N \rightarrow \rho X$) bei großen Virtualitäten im Vergleich zur Reaktion ($\gamma N \rightarrow J/\psi X$) stärker unterdrückt. Die Untersuchungen ergaben für $Q^2 \gtrsim 5 \text{ GeV}^2$ Inkonsistenzen gegenüber dem Versuch, die gemessenen Reaktionen vollständig mit dem Modell diffraktiver Produktionsmechanismen zu beschreiben. Der Steigungsparameter b zeigt mit zunehmendem Q^2 einen deutlichen Abfall von Werten der Größenordnung $b(Q^2 = 0 \text{ GeV}^2) = 7 \text{ GeV}^{-2}$ über $b(Q^2 = 5 \text{ GeV}^2) \simeq 3\text{-}4 \text{ GeV}^{-2}$ bis hin zu $b(Q^2 = 10 \text{ GeV}^2) \simeq 1\text{-}2 \text{ GeV}^{-2}$. Diese Beobachtung wird dahingehend interpretiert, daß im Bereich hoher Virtualitäten Q^2 die Vektormeson-Produktion durch 'harte' Streuprozesse dominiert. Eine Aufklärung der Zusammenhänge kann bei HERA erreicht werden.

2.4 Inelastische J/ψ -Produktion

In diesem Kapitel wird ein anderer Ansatz der J/ψ -Erzeugung behandelt, der auf der quantenchromodynamischen Behandlung der Struktur des Protons basiert. Eine störungstheoretische Betrachtung des Prozesses ist möglich, da die Masse der c -Quarks groß ($m_c \simeq 1.5 \text{ GeV}$) und daher die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung relativ klein ist ($\alpha_s \simeq 0.3$) [35].

2.4.1 Grundlagen des Modells

Der zugrundeliegende Subprozeß der störungstheoretischen $c\bar{c}$ -Erzeugung bei HERA ist die Photon-Gluon-Fusion $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$ [36]. Das zugehörige Feynman-Diagramm

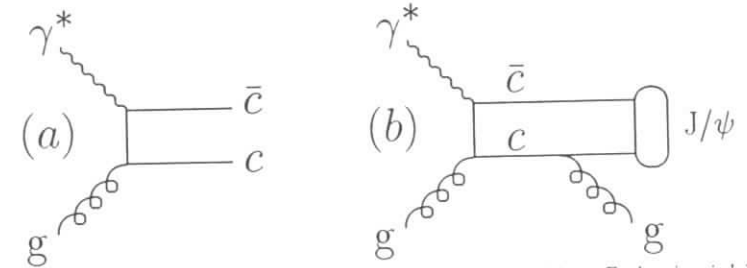


Abbildung 2.11: Feynman-Graph des Prozesses der Photon-Gluon-Fusion in niedrigster Ordnung (a) und der entsprechende Graph zur J/ψ -Erzeugung durch Abstrahlung eines zusätzlichen Gluons (b).

ist in Abbildung 2.11 (a) dargestellt. Das einlaufende Photon wechselwirkt mit dem Gluoninhalt des Protons und bildet ein $c\bar{c}$ -Quarkpaar. Um aus diesem $c\bar{c}$ -Zustand einen gebundenen, farbneutralen Zustand bilden zu können, müssen weitere Wechselwirkungen der Quarks stattfinden, die im Diagramm der Abbildung 2.11 (a) nicht enthalten sind. Für die Erzeugung eines Farbsingulets gibt es mehrere Ansätze, die im folgenden erläutert werden sollen.

Eine Idee beruht auf dem Prinzip der 'semilocal duality' [37]. Die Wechselwirkungen, die zur Bildung eines Farbsingulets notwendig sind, werden ignoriert, da sie nicht zur Erzeugung des c - und \bar{c} -Quarks beitragen. Und es wird eine Einschränkung des Phasenraums vorgenommen, indem nur für Schwerpunktsenergien kleiner als die zweifache D -Meson-Masse ein gebundener Charm-Zustand gebildet werden kann. Kritikpunkte dieses Modells sind die mangelnde Berücksichtigung der Bildung eines Farbsingulets und die fehlenden Vorhersagen über die Spin-Einstellung des J/ψ -Mesons.

Ein anderer Ansatz ist das sogenannte Colour-Singlett-Modell [35], das auf der Berechnung des Matrixelementes der Reaktion ($\gamma g \rightarrow J/\psi g$) beruht. Der Bildung eines Farbsingulets wird mit der Abstrahlung eines weiteren Gluons Rechnung getragen (siehe Abbildung 2.11 (b)). Das J/ψ -Meson wird durch ein S-Wellen- $c\bar{c}$ -System dargestellt, wobei jeder der Spin $\frac{1}{2}$ -Konstituenten die halbe Masse und den halben Viererimpuls des Vektormesons besitzt. Absolute Normierung wird durch die S-Wellenfunktion am Ursprung $|\psi(0)|^2$ erreicht, die aus der leptonischen Zerfallsbreite $\Gamma_{e^+e^-}$ des J/ψ -Mesons gewonnen werden kann. Um eine störungstheore-

tische Behandlung der Gluonabstrahlung gewährleisten zu können, wird im Colour-Singlett-Modell eine Inelastizität ($z \leq 0.9$) verlangt [35]. Dies entspricht einer Einschränkung des Transversalimpulses des Vektormesons auf Werte $p_{t,J/\psi}^2 \geq 0.1 m_{J/\psi}^2$. Es ist eine weitere Vorgehensweise vorgeschlagen worden, die als alternatives Colour-Singlett-Modell bezeichnet wird [38]. In diesem Fall wird das Matrixelement zur Erzeugung eines ungebundenen $c\bar{c}$ -Zustands berechnet ($\gamma g \rightarrow c\bar{c}g$), wobei die Bildung eines Farbsingulets hier ebenfalls über die Abstrahlung eines weiteren Gluons erreicht wird. Die Rate der J/ψ -Produktion wird mit Hilfe der LUND-String-Fragmentation [39] ermittelt und wie beim ersten Ansatz entscheidet die Schwerpunktsenergie des γg -Systems darüber, ob Mesonen mit einem Charm-Quark-Konstituenten oder ein gebundenes $c\bar{c}$ -System gebildet wird.

Der Vergleich mit den Daten bisheriger Experimente [1, 2, 4] zeigt, daß für die differentiellen Wirkungsquerschnitte im Bereich $z \lesssim 0.8 - 0.9$ mit allen drei Modellen gute Übereinstimmung erzielt wird. Zur absoluten Normierung ist ein sogenannter K-Faktor notwendig, der je nach Experiment und verwendetem Ansatz zwischen 1.8 und 6.8 liegt [40]. Die Werte dieser Faktoren deuten darauf hin, daß Korrekturen höherer Ordnung groß sind und berücksichtigt werden müssen. Im Bereich $0.9 \leq z < 1$, in dem die störungstheoretische Behandlung des Prozesses nicht mehr gewährleistet werden kann, müssen andere Produktionsmechanismen in Betracht gezogen werden. Dazu gehören die elastische J/ψ -Erzeugung und die diffraktive Dissoziation im Vektordominanz-Modell (siehe Kapitel 2.3).

Das Modell der Photon-Gluon-Fusion behält auch im tiefinelastischen Bereich hoher Virtualitäten Q^2 des Photons seine Gültigkeit und wird im Gegensatz zu diffraktiven Prozessen nicht durch einen Propagatorterm unterdrückt.

Der integrierte Wirkungsquerschnitt für inelastische J/ψ -Produktion mit einer Inelastizität $z < 0.9$ wurde von der FTPS-Kollaboration [1] ermittelt und liegt bei $\sigma_{inel}(\gamma p \rightarrow J/\psi X) = 6.6 \pm 1.3 \pm 0.7 \text{ nb}$. Die mittlere Schwerpunktsenergie betrug $\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 15 \text{ GeV}$.

2.4.2 Gluon-Strukturfunktion

Ein Aspekt der Untersuchung der J/ψ -Produktion bei HERA ist die Bestimmung der Gluon-Strukturfunktion. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der inelastischen J/ψ -Erzeugung durch den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion kann in der folgenden Form geschrieben werden [40]:

$$\frac{d\sigma}{dx dt} = G(x_g, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}. \quad (2.39)$$

Hierbei entspricht $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ dem Wirkungsquerschnitt für J/ψ -Erzeugung im γ -Gluon-Subsystem, μ^2 ist eine Massenskala und wird zu $\mu^2 = \hat{s}$ gesetzt. Dabei ist \hat{s} das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Photon-Parton-Systems. Der Gluonimpulsanteil des Protons x_g ist gegeben durch

$$x_g = \frac{\hat{s} + Q^2}{y \cdot s}, \quad \text{mit} \quad (2.40)$$

$$(2.41)$$

$$\hat{s} = \frac{p_{t,J/\psi}^2 + (1-z)m_{J/\psi}^2 + z s_2}{z(1-z)}. \quad (2.42)$$

Dabei ist s_2 das Quadrat der invarianten Masse des partonischen Endzustands ohne das Vektormeson und $p_{t,J/\psi}$ der Transversalimpuls des J/ψ -Mesons bezüglich der Photon-Achse. Eine detaillierte Vorgehensweise zur Bestimmung der Gluon-Strukturfunktion kann unter der Referenz [40] gefunden werden.

Eine notwendige Voraussetzung für die Ermittlung von $G(x_g, \mu^2)$ ist die Trennung der Ereignisse der Photon-Gluon-Fusion von den weiteren Prozessen der J/ψ -Erzeugung. Dabei handelt es sich um die schon diskutierten diffraktiven Wechselwirkungen und um den Beitrag sogenannter 'resolved' Photon-Reaktionen, der in Kapitel 2.4.3 diskutiert wird. Die Erzeugung des J/ψ -Mesons über $b\bar{b}$ -Zustände sowie über doppelte $c\bar{c}$ -Paar-Bildung liefert einen kleinen Beitrag ($\lesssim 5\%$) und wird hier nicht behandelt. Eine vollständige Liste aller bei HERA auftretenden Prozesse der J/ψ -Erzeugung ist unter der Referenz [40] zu finden.

2.4.3 Photon-Strukturfunktion

Zusätzlich zu den bisher diskutierten Prozessen der elastischen, diffraktiven und inelastischen J/ψ -Produktion werden bei HERA weitere Reaktionen erwartet — die sogenannten 'resolved' Photon-Beiträge. Es gibt eine endliche Wahrscheinlichkeit dafür, daß sich das Photon in Quarks und Gluonen aufspaltet und die Partonen des Protons mit den Partonen des Photons wechselwirken. Eine Parametrisierung der Struktur des Photons ist unter der Referenz [41] zu finden. In niedrigster Ordnung QCD ist die J/ψ -Erzeugung aus Spin- und Paritäts-Erhaltungsgründen nur über den Zerfall höherer $c\bar{c}$ -Zustände, z.B. den χ_J -Mesonen ($J = 0, 2$) möglich [42]:

$$g + g \rightarrow \chi_{0,2} \rightarrow J/\psi \gamma. \quad (2.43)$$

Unter Abstrahlung eines weiteren Partons gibt es die folgenden, zusätzlichen Reaktionen:

$$\begin{aligned} g + g &\rightarrow J/\psi + g, \\ \{g + g, q + \bar{q}\} &\rightarrow \chi + g \rightarrow J/\psi + \gamma + g, \\ g + q &\rightarrow \chi + q \rightarrow J/\psi + \gamma + q. \end{aligned} \quad (2.44)$$

Zwei Feynman-Graphen der Prozesse aus Gleichung (2.44) sind in Abbildung 2.12

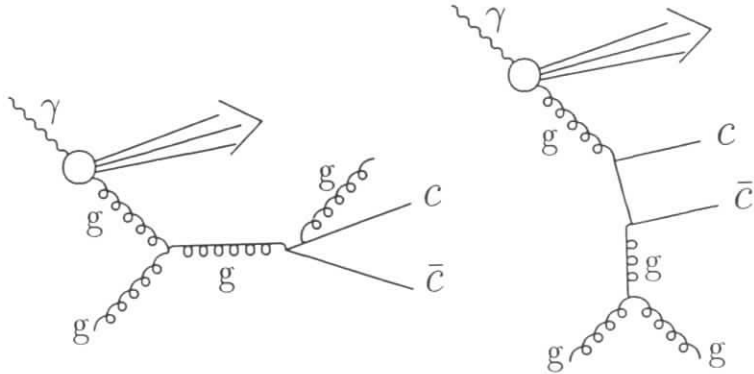


Abbildung 2.12: Feynman-Graphen zweier 'resolved'-Photon-Beiträge zur J/ψ -Erzeugung bei HERA [41].

dargestellt.

Die berechnete Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts einiger der obigen Prozesse ist in Abbildung 2.13 erkennbar [40]. Bei kleinen Schwerpunktsenergien wird die J/ψ -Erzeugung durch den direkten Photon-Gluon-Prozess dominiert. Mit wachsendem \sqrt{s} ist ein Anstieg von 'resolved' Photon-Prozessen erkennbar. In dem bei HERA zugänglichen Energiebereich wird für die gesamte $c\bar{c}$ -Quark-Erzeugung ein Anteil der 'resolved' Photon-Prozesse von etwa 15% erwartet [41]. Dadurch daß die Inelastizität z (siehe Gleichung (2.8)) dieser 'resolved' Photon-Prozesse nur bei kleinen z -Werten vertreten ist, ermöglicht ein Schnitt in der Inelastizität eine Trennung konkurrierender Prozesse.

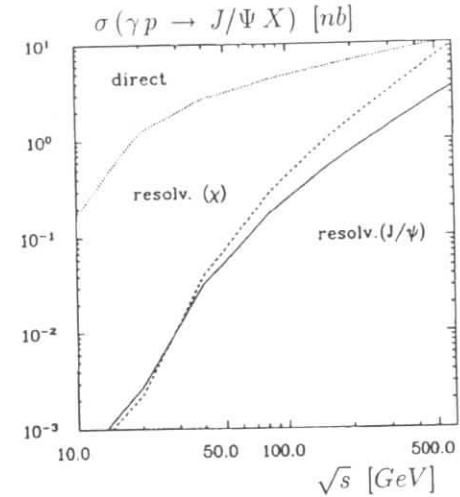


Abbildung 2.13: Wirkungsquerschnitt der inelastischen J/ψ -Produktion als Funktion der totalen Schwerpunktsenergie. Die gepunktete Linie zeigt den direkten Photonbeitrag, die gestrichelte Kurve den 'resolved'-Photon-Beitrag der χ -Erzeugung und die durchgezogene Linie den 'resolved'-Photon-Beitrag der J/ψ -Erzeugung [40].

2.5 Zerfall des J/ψ -Mesons in Myonen

Das erzeugte J/ψ -Meson muß über seine Zerfallsprodukte identifiziert werden. Der Zerfall in ein Leptonenpaar mit einem Verzweigungsverhältnis von $\Gamma_{e^+e^-}/\Gamma = 6.27\%$ und $\Gamma_{\mu^+\mu^-}/\Gamma = 5.97\%$ [43] hinterläßt eine gut nachweisbare Signatur.

Für den Zerfall des Vektormesons in Myonen steht die Polarwinkelverteilung $W(\theta_\mu^*)$ im Ruhesystem des J/ψ -Mesons im Zusammenhang zu der Helizität des J/ψ -Mesons. Für die Myonen aus dem Zerfall gilt [4]:

$$W(\theta_\mu^*) = P(J=1, m=\pm 1) \cdot (1 + \cos^2(\theta_\mu^*)) + P(J=1, m=0) \cdot (2 \sin^2(\theta_\mu^*)). \quad (2.45)$$

Dabei entsprechen $P(J=1, m=\pm 1)$ und $P(J=1, m=0)$ den Wahrscheinlichkeiten, ein J/ψ -Meson mit transversaler bzw. longitudinaler Polarisation zu erzeugen. $\theta_\mu^* = 0^\circ$ entspricht der Flugrichtung des J/ψ -Mesons im Photon-Proton-System. Bei HERA dominieren für die diffraktive J/ψ -Produktion quasireelle und somit transversal polarisierte Photonen. Da außerdem bei der Betrachtung diffraktiver Prozesse die s -Kanal-Helizitätserhaltung experimentell bestätigt worden ist [15], kann das J/ψ -Meson im Rahmen des Vektordominanz-Modells wie das Photon als

transversal polarisiert angesehen werden. Im Schwerpunktsystem des Vektormesons erwartet man für die Myonen in erster Näherung eine Winkelverteilung der folgenden Form:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1 + \cos^2(\theta_\mu^*). \quad (2.46)$$

$d\Omega$ ist das Raumwinkelement. Die Winkelverteilung im Laborsystem erhält man durch eine entsprechende Lorentztransformation.

Die Modelle, die auf dem Prozeß der Photon-Gluon-Fusion basieren (siehe Kapitel 2.4), sagen einen isotropen Zerfall des Vektormesons vorher.

Erst bei ausreichend hoher Statistik der Elektron-Proton-Daten kann eine detaillierte Messung der einzelnen Elemente der Spindichtematrix durchgeführt werden, wodurch die Helizitätsabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bestimmt werden kann.

2.6 Vergleich der unterschiedlichen Prozesse

In diesem Kapitel wurden einige Modelle diskutiert, mit deren Hilfe man die Photoproduktion von J/ψ -Mesonen beschreiben kann. Jedes dieser Modelle ist nur in einem beschränkten kinematischen Bereich anwendbar. Eine Aufgabe bei der Untersuchung der J/ψ -Produktion bei HERA liegt in der Trennung der einzelnen Erzeugungsmechanismen.

Eine für derartige Untersuchungen wichtige kinematische Variable ist die Inelastizität z (siehe Gleichung (2.8)). Inelastische Prozesse sind durch einen Wert $z < 1$ definiert. Bei störungstheoretischen Ansätzen der inelastischen J/ψ -Produktion wird gewöhnlich eine obere Grenze in z verlangt ($z \leq 0.9$). Experimentell wird zur Trennung elastischer und inelastischer Prozesse eine Grenze von $z \lesssim 0.8 - 0.95$ gewählt (vergleiche die Tabelle 2.1).

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dz$, der von der EMC-Kollaboration [33] gemessen wurde, ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Die theoretische Verteilung im Colour-Singlett-Modell, die in Abbildung 2.14 ebenfalls eingezeichnet ist, zeigt für niedrige Werte der Inelastizität eine gute Übereinstimmung mit den Daten. Ebenfalls deutlich erkennbar sind die Abweichungen von den Meßdaten im Bereich $z \gtrsim 0.8$, die darauf schließen lassen, daß dort andere Prozesse der J/ψ -Produktion dominieren. Einen wesentlichen Beitrag bei hohen Werten von z liefern die diffraktiven Wechselwirkungen mit einem vergleichbaren Wirkungsquerschnitt. Die Variable z für die elastische J/ψ -Erzeugung liegt bei $z = 1$, der Prozeß der diffraktiven Dissoziation ist durch große z -Werte ($z \gtrsim 0.8$) charakterisiert (vergleiche Kapitel

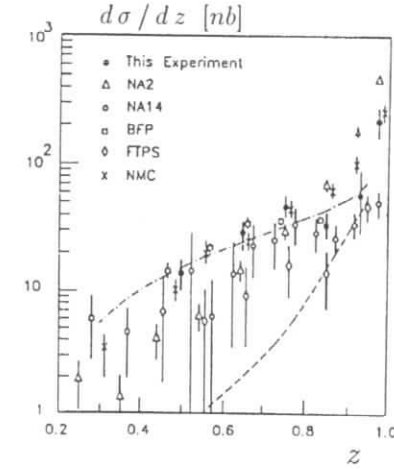


Abbildung 2.14: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dz$ als Funktion der Variable z . Die strichgepunktete Linie ist die theoretische Verteilung im Colour-Singlett-Modell, die gestrichelte Kurve entspricht einer Verteilung $d^2\sigma/dz dp_t^2$ für $p_t^2 = 1 (\text{GeV}/c)^2$ von [44]. Beide Kurven sind willkürlich normiert [33].

4.1 und 4.2).

Schnitte in der Inelastizität ermöglichen daher die Trennung einiger der Mechanismen, zur Berechnung von z ist die Messung der kinematischen Variable y notwendig (siehe Gleichung (2.4)). Da das gestreute Elektron häufig nicht nachgewiesen werden kann, muß y über die Jaquet-Blondel-Methode ermittelt werden [45]:

$$y_{JB} = \sum_h \frac{(E - p_z)_h}{2E_e}. \quad (2.47)$$

Für den Fall, daß ein Teil der Hadronen im Strahlrohr verschwindet, ist eine korrekte Rekonstruktion von y nicht möglich. Dies hat eine Einschränkung des zugänglichen Bereichs der Photon-Proton-Schwerpunktenergie zur Folge.

Der Transversalimpuls des J/ψ -Mesons kann ebenfalls Aussagen über den für die Erzeugung des Mesons verantwortlichen Prozeß liefern. Die diffraktiven elastischen und inelastischen Prozesse sind auf kleine Impulüberträge $|t| \lesssim 1 \text{ GeV}^2$ und dementsprechend kleine Transversalimpulse des Vektormesons beschränkt. Die inelastische J/ψ -Produktion besitzt aufgrund des störungstheoretischen Ansatzes größtenteils Transversalimpulse $p_{t,J/\psi} \gtrsim 1 \text{ GeV}/c$.

Eine weitere kinematische Größe, die für einige Prozesse unterschiedliches Verhalten zeigt, ist die Pseudorapidität:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right). \quad (2.48)$$

In Abbildung 2.15 können die Rapiditätsverteilungen des hadronischen Endzustands X für die J/ψ -Erzeugung durch den Prozeß der diffraktiven Dissoziation des Pro-

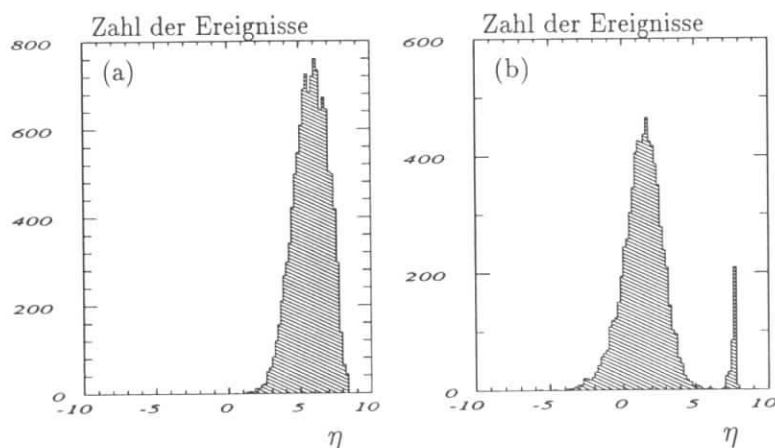


Abbildung 2.15: Pseudorapiditätsverteilung des hadronischen Endzustandes X der J/ψ -Produktion für die diffraktive Dissoziation des Protons (a) und des Photons (b) unter Verwendung des Generators für inelastische diffraktive J/ψ -Erzeugung (DIFFVM).

tons und des Photons miteinander verglichen werden. Dabei wurde nur das hadronische System X berücksichtigt. Deutlich erkennbar ist im Fall der diffraktiven Dissoziation des Photons ein Bereich geringer Teilchendichte zwischen der Anhäufung in Richtung des gestreuten Protons ($\eta \approx 7.5$) und derjenigen, die von dem restlichen hadronischen Endzustand herrührt ($\eta \approx 1.8$).

Darüber hinaus kann die Spinverteilung der J/ψ -Mesonen, die mit Hilfe der Polarwinkelverteilung der Zerfallsmyonen gemessen werden kann, dazu beitragen, 'weiche', diffraktive Streuprozesse von 'harten', perturbativen Mechanismen zu trennen (vergleiche Kapitel 2.5).

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß es zahlreiche Kriterien gibt, mit

deren Hilfe die J/ψ -Ereignisse der einzelnen Erzeugungsmechanismen voneinander getrennt werden können. Dadurch eröffnet sich die Möglichkeit, prozeßspezifische Größen wie z.B. die Wirkungsquerschnitte, die Gluon-Strukturfunktion, den Steigungsparameter b und die Kopplungskonstante $4\pi/\gamma_{J/\psi}^2$ zu bestimmen.

Es sollte erwähnt werden, daß innerhalb dieser Arbeit die Erzeugung des Vektormesons ψ' aufgrund der geringen Datenstatistik während der Meßperiode 1992 unberücksichtigt bleibt. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte des J/ψ -Mesons und des ψ' liegt in der Größenordnung von $\sigma(\gamma N \rightarrow J/\psi' X)/\sigma(\gamma N \rightarrow \psi X) = 15 - 20\%$ [20].

2.7 Experimentelle Resultate

In diesem Abschnitt sind einige Messungen zusammengefaßt, die in den letzten Jahren zur Untersuchung der Photoproduktion von J/ψ -Mesonen durchgeführt worden sind. Dabei werden Photoproduktionsexperimente mit reellen Photonen und Resultate tiefinelastischer Streuexperimente in die Betrachtungen einbezogen.

Die Tabelle 2.1 enthält eine Zusammenstellung der berücksichtigten Kollaborationen. Außerdem sind die untersuchten Reaktionen sowie die jeweiligen Schwerpunktsenergien des Photon-Nukleon-Systems aufgelistet. Und es werden die Kriterien genannt, die zur Trennung elastischer und inelastischer Reaktionen verwendet worden sind.

Die Tabellen 2.2 und 2.3 behandeln die Meßergebnisse aus Photoproduktionsexperimenten mit reellen Photonen. Neben den gemessenen Wirkungsquerschnitten (Tabelle 2.2) ist der Steigungsparameter b aufgeführt (Tabelle 2.3). Einige Experimente gaben eine Abschätzung des totalen J/ψ -Nukleon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{tot}(J/\psi N)$ unter Verwendung der Kopplungskonstanten $4\pi/\gamma_{J/\psi}^2$ an (vergleiche Kapitel 2.3.1).

Der Anteil der inelastischen Reaktionen am gesamten Wirkungsquerschnitt des Prozesses ($\gamma N \rightarrow J/\psi X$) ist ebenfalls in Tabelle 2.3 verzeichnet. Die Meßergebnisse tiefinelastischer Myon-Streuexperimente geben die Tabellen 2.4 und 2.5 wieder. Neben dem Wirkungsquerschnitt (extrapoliert an die Stelle $Q^2 = 0$) und dem Steigungsparameter b ist die Masse im Propagatorterm $D_V \sim 1/(Q^2 + M^2)$ ermittelt worden, der die Abhängigkeit von der Virtualität des Photons beschreibt.

Die Ergebnisse der Abschätzungen des totalen J/ψ -Nukleon-Wirkungsquerschnitts $\sigma_{tot}(J/\psi N)$ sind ebenfalls in Tabelle 2.5 vertreten. Diese Zusammenfassung verdeutlicht die Unsicherheiten, mit denen die gemessenen Größen behaftet sind. Dies liegt hauptsächlich in den unterschiedlichen Kriterien zur Trennung elastischer und inelastischer Reaktionen begründet. Dennoch läßt sich die Tendenz erkennen, daß die Wirkungsquerschnitte und der Steigungsparameter b entsprechend den Erwartungen mit zunehmender Schwerpunktsenergie ansteigen.

Kollaboration	Prozeß	$\sqrt{s_{\gamma N}} [GeV]$	Separationskriterien
E87 [46]	$\gamma Be \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	12.7 - 20.0	(el): genau 2 Spuren in Vorwärtsrichtung und $-t < 0.7$ (inel): > 2 Spuren in Vorwärtsrichtung oder $-t > 0.7$
SLAC [47]	$\gamma D_2 \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ $\rightarrow e^+ e^- X$	5.1 - 6.5	keine Trennung (el)/(inel) nur 'mögliche' Abschätzung
Cornell [48]	$\gamma Be \rightarrow e^+ e^- X$	4.2 - 4.9	keine Trennung (el)/(inel)
E25 [49]	$\gamma D_2 \rightarrow e^+ e^- X$	7.9 - 12.7	(el): $z \geq 0.85$ (inel): $z < 0.85$
E401 [50]	$\gamma D_2 \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ $\rightarrow e^+ e^- X$	12.3 - 21.2	(el): genau 2 Spuren in Vorwärtsrichtung (inel): > 2 Spuren in Vorwärtsrichtung oder inel. Target-Vertex (p,d)
E516 [1]	$\gamma H_2 \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	14.5	FE: genau 2 Spuren in Vorwärtsrichtung RE: el. Proton-Vertex FI: > 2 Spuren in Vorwärtsrichtung RI: inel. Proton Vertex
NA14 [2]	$\gamma Li^6 \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ $\rightarrow e^+ e^- X$	14.1	(el): genau 2 Spuren in Vorwärtsrichtung ; (inel): $z < 0.9$
BPF [51]	$\mu^+ Fe \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	< 20.5	keine Trennung (el)/(inel)
EMC [52]	$\mu^+ Fe \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	< 19.0	(el): Energie $< 5 GeV$
EMC [3]	$\mu^+ Fe \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	< 22.4	(el): $z \geq 0.95$ (inel): $z < 0.95$
EMC [33]	$\mu^+ NH_3 \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	< 22.4	keine Trennung (el)/(inel)
NMC [4]	$\mu^+ H_2 \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ $\mu^+ D_2 \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	< 23.7	(el): $z \geq 0.90$ (inel): $z < 0.90$

Tabelle 2.1: Zusammenfassung von Kollaborationen, die Ergebnisse zur J/ψ -Erzeugung veröffentlicht haben. Genannt wird die jeweils untersuchte Photoproduktionsreaktion und die Schwerpunktsenergie der Experimente. Zusätzlich werden die Kriterien beschrieben, die der Separation elastischer (el) und inelastischer (inel) Reaktionen dienen.

Kollaboration	$\sigma(\gamma N \rightarrow J/\psi X) [nb]$
E87 [46]	$\sigma_{el}(\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 16.4 GeV) = 16.0 \pm 5.0$
SLAC [47]	$\sigma_{el}(\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 5.1 GeV) = 1.3 \pm 0.3$ $\sigma_{el}(\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 6.5 GeV) = 5.0 \pm 0.4$
Cornell [48]	$\sigma(\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 4.6 GeV) = 0.67 \pm 0.21$
E25 [49]	$\sigma_{el}(\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 10.3 GeV) = 37.5 \pm 8.2$
E401 [50]	$\sigma_{el}(\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 16.8 GeV) = 18.0 \pm 2.0$
E516 [1]	$\sigma_{(FERRE)}(\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 14.5 GeV) = 9.8 \pm 1.4 \pm 1.5$ $\sigma_{(FERI)}(\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 14.5 GeV) = 4.4 \pm 0.9 \pm 1.1$ $\sigma_{z<0.9}(\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 14.5 GeV) = 6.6 \pm 1.3 \pm 0.7$
NA14 [2]	$\sigma_{el}(\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 14.1 GeV) = 14.0 \pm 1.6 \pm 2.5$ $\sigma_{inel}(\sqrt{s_{\gamma p}} \simeq 14.1 GeV) = 10.2 \pm 2.3 \pm 3.0$

Tabelle 2.2: Meßergebnisse der Photoproduktionsexperimente mit reellen Photonen. Dargestellt sind die ermittelten Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\sigma(\gamma N \rightarrow J/\psi X)$.

Kollaboration	$b_{el} [GeV^{-2}]$	$\sigma_{tot}(J/\psi N) [mb]$	$\frac{\sigma_{inel}(\gamma N \rightarrow J/\psi X)}{\sigma_{all}(\gamma N \rightarrow J/\psi X)}$
E87 [46]	4	$\simeq 1$	15 / 60
SLAC [47]	2.9	$\lesssim 0.8$	20 - 30 %
Cornell [48]	1.3 ± 0.2	–	–
E25 [49]	1.8 ± 0.4	–	1 / 25
E401 [50]	5.6 ± 1.2	1.5 ± 0.2	$30 \pm 4\%$
E516 [1]	5.0 ± 2.0	–	$32 \pm 8\%$
NA14 [2]	2.5 ± 0.2	–	$33 \pm 1\%$

Tabelle 2.3: Meßergebnisse der Photoproduktionsexperimente mit reellen Photonen. Dargestellt sind der Steigungsparameter b_{el} der elastischen J/ψ -Produktion, der berechnete Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}(J/\psi N)$ und das Verhältnis der inelastischen J/ψ -Erzeugung zur gesamten Photoproduktion von J/ψ -Mesonen.

Kollaboration	$\sigma(Q^2 = 0)$ [nb]
BPF [51]	$\sigma_{inel}^{\mu Fe} = 0.67 \pm 0.2$
EMC [52]	$\sigma_{el}^{\gamma p} = 12.0 \pm 2.1$
EMC [3]	$\sigma_{el}^{\gamma p} = 12.0 \pm 2.1$ ($\sqrt{s_{\gamma p}} = 11.8 GeV$)
	$\sigma_{el}^{\gamma p} = 24.5 \pm 4.5$ ($\sqrt{s_{\gamma p}} = 19.5 GeV$)
	$\sigma_{inel}^{\gamma p} = 13.0 \pm 4.1$ ($\sqrt{s_{\gamma p}} = 11.8 GeV$)
	$\sigma_{inel}^{\gamma p} = 35.0 \pm 6.0$ ($\sqrt{s_{\gamma p}} = 19.5 GeV$)
EMC [33]	$\sigma_{el}^{\gamma p} = 26.0 \pm 3.0 \pm 7.0$
NMC [4]	$\sigma_{el}^{\mu p} = 0.45 \pm 0.06$
	$\sigma_{inel}^{\mu p} = 0.075 \pm 0.010$

Tabelle 2.4: Meßergebnisse der tiefinelastischen Myonstreuung mit virtuellen Photonen. Dargestellt sind die Experimente und die extrapolierten Wirkungsquerschnitte $\sigma(Q^2 = 0)$.

Koll.	b [GeV^{-2}]	M [GeV]	$\sigma_{tot}(J/\psi N)$ [mb]
BPF [51]	–	2.7 ± 0.5	–
EMC [52]	$b_{el} = 2.3 \pm 0.3$	2.4 ± 0.3	1.26 ± 0.31
EMC [3]	$b_{el} = 0.66 \pm 0.14$	2.3 ± 0.2	2.2 ± 0.7
	$b_{inel} = 0.58 \pm 0.07$	–	–
EMC [33]	–	2.75 ± 0.54	–
NMC [4]	$b_{el} = 1.2 \pm 0.1$	–	–
	$b_{inel} = 0.23 \pm 0.02$	–	–

Tabelle 2.5: Meßergebnisse der tiefinelastischen Myonstreuung mit virtuellen Photonen. Dargestellt sind die Steigungsparameter b_{el} und b_{inel} der elastischen bzw. inelastischen J/ψ -Produktion, der angepasste Wert der Masse M im Propagator $\sim 1/(Q^2 + M^2)$ und der berechnete Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}(J/\psi N)$.

Kapitel 3

Experiment und Datennahme

In diesem Kapitel soll ein kurzer Überblick über das Beschleuniger- und Speicherringssystem sowie die für diese Arbeit wichtigen Komponenten des H1-Detektors gegeben werden. Außerdem wird die Funktionsweise des H1-Datennahmesystems vorgestellt.

3.1 HERA-Speicherring

Im Elektron-Proton-Speicherring HERA¹, der einen Umfang von 6.3 km besitzt, werden Elektronen mit einer Energie von bis zu $E_e = 30 GeV$ und Protonen mit einer Energie von $E_p = 820 GeV$ zur Kollision gebracht. Die dadurch zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{ep}} = 314 GeV$ entspricht bei 'fixed-target'-Experimenten einer Strahlenergie des Elektrons von $\sim 50 TeV$. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Ansicht des Beschleunigersystems von HERA. Eine detaillierte Beschreibung ist in [53] zu finden.

Mit den geplanten Teilchendichten pro Teilchenpaket in der Größenordnung von $q_e = 3.5 \cdot 10^{10}$ für die Elektronen und $q_p = 1.0 \cdot 10^{11}$ für die Protonen und 210 kollidierenden Teilchenpaketen kann eine Luminosität von $\mathcal{L} = 1.5 \cdot 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ erzielt werden. Die zugehörigen Teilchenströme liegen bei Werten von $I_e = 60 mA$ für die Elektronen sowie $I_p = 160 mA$ für die Protonen. Pro Jahr und Experiment ist eine integrierte Luminosität in der Größenordnung von $\sim 100 pb^{-1}$ erreichbar.

Die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Ereignisse basieren auf der Datennahme des Jahres 1992 — dem ersten Betriebsjahr von HERA. Die Teilchenenergien betragen $E_e = 26.7 GeV$ bzw. $E_p = 820 GeV$. Mit jeweils 9 kollidierenden Teilchenpaketen konnte eine integrierte Luminosität von $\int_{1992} \mathcal{L} dt = 25.1 nb^{-1}$ gesammelt

¹Hadron-Elektron-Ringanlage

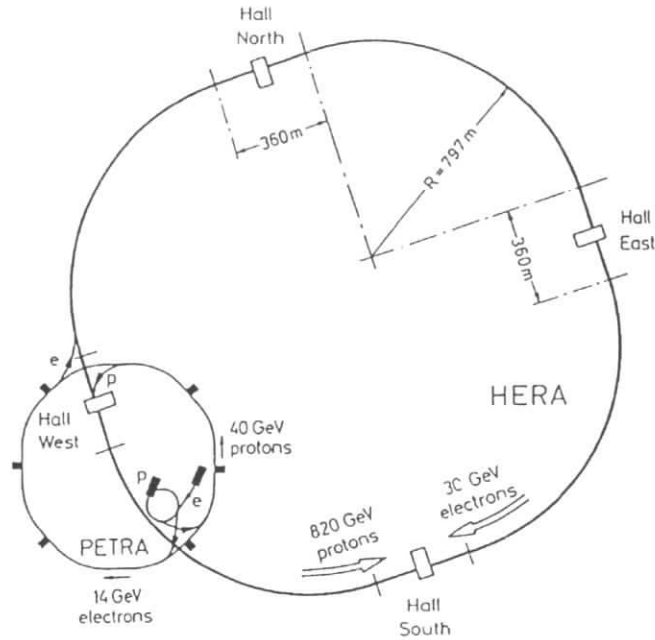


Abbildung 3.1: Schematische Ansicht des Beschleunigersystems von HERA.

werden.

3.2 H1-Detektor

Eine Darstellung des H1-Detektors ist in Abbildung 3.2 skizziert. Dieser ist aufgrund der unterschiedlichen Elektron- und Proton-Strahlenergien bezüglich der Vorwärts-Rückwärtsrichtung asymmetrisch aufgebaut. Die einzelnen Komponenten werden im folgenden kurz erläutert. Für eine ausführliche Beschreibung des Detektors sei auf [54, 55] verwiesen.

3.2.1 Spurrkammersystem

Die Vertexregion, innerhalb derer sich die Elektron- und Protonpakete durchdringen, ist aufgrund der Proton-Paketlänge ein ausgedehntes Gebiet um den nominalen Wechselwirkungspunkt einer Breite $\sigma_z \approx 25 \text{ cm}$. Diese Region ist von einem Spurrkammersystem umgeben. Dabei ist eine grobe Unterteilung in einen Zentral-, Vorwärts- und Rückwärtsbereich möglich. Hauptbestandteil der zentralen Region [2], die einen Polarwinkelbereich von $25^\circ < \theta < 155^\circ$ überdeckt, sind zylindrische Driftkammern. Dabei handelt es sich um zwei Jetkammern (CJC1 und CJC2) zur Bestimmung der $r\varphi$ -Koordinaten sowie eine innere (CIZ) und eine äußere (COZ) z -Kammer, die für die Ermittlung der z -Information zuständig sind. Während der Datennahme 1992 wurden Ortsauflösungen der Größenordnung $\sigma_{r\varphi}^{CJC} = 0.17 \text{ mm}$ und $\sigma_z^{CIZ} = 0.25 \text{ mm}$ und $\sigma_z^{COZ} = 0.34 \text{ mm}$ erreicht [55].

Der Vorwärtsbereich ($7^\circ < \theta < 25^\circ$) ist entlang der Strahlachse in drei Supermodule unterteilt [3], jeweils bestehend aus planaren und radialen Driftkammern, einer Proportionalkammer sowie einem Übergangsstrahlungsmodul. Die erzielten Auflösungen liegen bei $\sigma_{r\varphi} = 0.17 \text{ mm}$ ($\sigma_r = 29 \text{ mm}$) sowie $\sigma_{x,y} = 0.21 \text{ mm}$.

In Rückwärtsrichtung befindet sich eine Proportionalkammer bestehend aus vier Drahtebenen, die eine Bestimmung der Ortskoordinate bis zu einem Polarwinkel von $\theta = 175^\circ$ ermöglicht.

Die Proportionalkammern (MWPC) im zentralen und im Vorwärts- und Rückwärtsbereich werden hauptsächlich für Triggerzwecke genutzt (siehe hierzu Kapitel 5.2.2).

Die Impulsbestimmung im Spurrkammersystem wird durch eine supraleitende Spule [6] ermöglicht, die sich bei einem Radius von 3 m befindet und ein axiales Feld von 1.2 T erzeugt. Die Impulsauflösung der in der Jetkammer registrierten Spuren wurde für die Daten des Jahres 1992 zu $\sigma_p/p^2 = 1.0\% (\text{GeV}/c)^{-1}$ ermittelt [55]. Für eine ausführliche Diskussion der Jetkammern sei auf [56] verwiesen.

3.2.2 Kalorimeter

Das Spurrkammersystem ist von einer fein segmentierten kalorimetrischen Komponente umgeben. Für den zentralen und den Vorwärtsbereich des H1-Detektors wurde ein Flüssig-Argon-Kalorimeter konzipiert, das den Polarwinkelbereich von $4^\circ < \theta < 153^\circ$ überdeckt. Es besteht aus einem elektromagnetischen Teil [4], der mit Bleiplatten als Absorbermaterial (20-30 Strahlungslängen) ausgestattet ist, sowie einer hadronischen Komponente [5], die Stahlplatten einer integrierten Dicke von 3.5-7 Wechselwirkungslängen als Schauermaterial verwendet. Die Auflösung

HERA Experiment H1

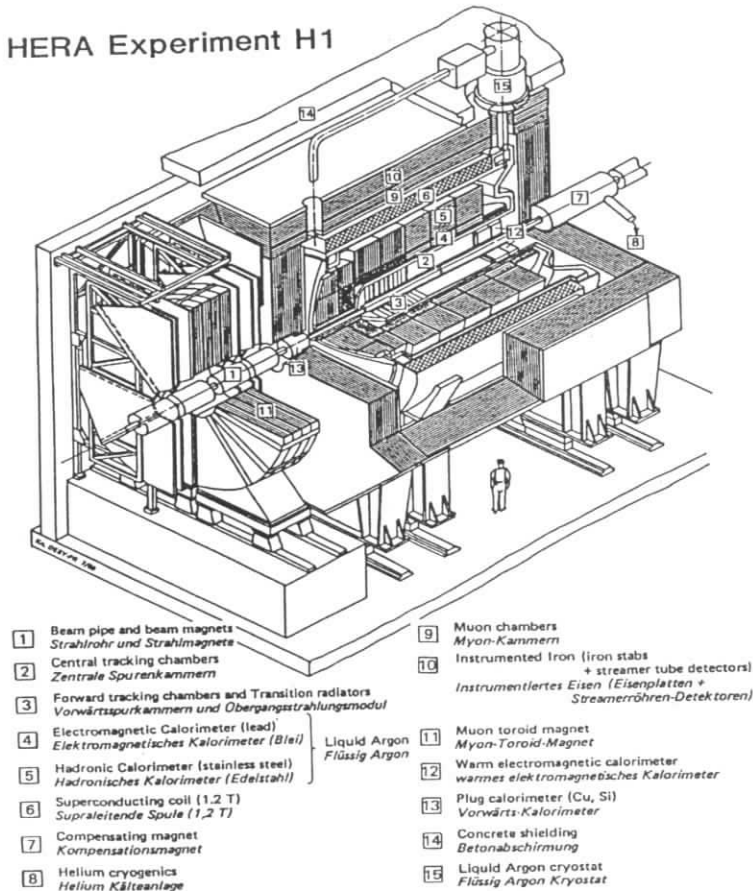


Abbildung 3.2: Schematische Ansicht des H1-Detektors parallel zur Strahlachse.

des elektromagnetischen Kalorimeters liegt bei $\sigma/E = 12\%/\sqrt{E}$, im hadronischen Teil ist $\sigma/E \simeq 50\%/\sqrt{E}$ erreicht worden [57]. Das gesamte Flüssig-Argon-Kalorimeter befindet sich in einem großen Kryostaten [15], der von der supraleitenden Spule [6] umgeben ist.

Vervollständigt wird die Kalorimetrie in Vorwärtsrichtung ($0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$) durch ein Silizium-Kupfer-Kalorimeter (PLUG) [13], während das System in Rückwärtsrichtung ($151^\circ < \theta < 177^\circ$) durch ein Blei-Szintillator-Kalorimeter (BEMC) [12] ergänzt wird.

3.2.3 Zentraler Myon-Detektor

Der Fluß des magnetischen Feldes wird über ein Eisenjoch zurückgeführt, welches ebenfalls als aktive Detektorkomponente genutzt wird. Zu diesem Zweck ist das Eisen in 7.5 cm dicke Platten mit 2.5 cm bzw. 3.5 cm dicken Schlitzen aufgeteilt und mit Streamerrohrkammern instrumentiert. Es dient einerseits der Identifizierung und Impulsbestimmung von Myonen und wird außerdem als hadronisches Restkalorimeter betrieben, um die Energie von aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter entweichenden Teilchen zu messen.

Um dieser komplexen Aufgabenstellung Rechnung zu tragen, werden nicht nur die Drahtinformationen² sondern ebenfalls die Signale von auf den Kammern aufgeklebten, streifenförmigen bzw. großflächigen Influenzelektroden zur Signalverarbeitung verwendet. Dabei wird die Auslese auf zwei verschiedene Arten durchgeführt. Sowohl die Drahtsignale als auch die Signale der als 17 mm breite Streifen³ konzipierten Influenzelektroden werden digital verarbeitet. Da die Streifen senkrecht zu den Drähten verlaufen, steht für jede dieser Streamerkammerebenen eine zweidimensionale Ortskoordinate zur Verfügung. Elektroden, die als sogenannte Pads strukturiert sind, werden analog ausgelesen und dienen der Kalorimetrie. Die Größe der Pads variiert zwischen $30 \times 30\text{ cm}^2$ und $40 \times 50\text{ cm}^2$.

Insgesamt durchquert ein vom Vertex kommendes Teilchen bis zu 16 Streamerrohrkammern, von denen 3 vor dem Eisen [9], weitere 10 innerhalb der Schlitze im Eisen [10] und 3 außerhalb des Jochs [9] angeordnet sind. An 3 Ebenen steht zusätzlich zum Drahtsignal eine Streifeninformation zur Verfügung. Die Ortsauflösung beträgt etwa $\sigma_W \simeq 3 - 4\text{ mm}$ für die Drähte und $\sigma_S \simeq 10\text{ mm}$ für die Streifen. Im Barrelbereich liegt die erreichbare Impulsauflösung in der Größenordnung von $\sigma_p/p \simeq 30\%$. In den Endkappen wird die Auflösung wegen der Abnahme des dort vorhandenen Magnetfeldes deutlich schlechter [55].

Rein geometrisch ergibt sich eine Unterteilung der Eisenstruktur in vier verschiedene Regionen. Dies sind die vordere Endkappe ($5^\circ \lesssim \theta \lesssim 35^\circ$), der vordere Barrelbereich ($35^\circ \lesssim \theta \lesssim 70^\circ$), der hintere Barrelbereich ($70^\circ \lesssim \theta \lesssim 130^\circ$) sowie die hintere Endkappe ($130^\circ \lesssim \theta \lesssim 175^\circ$). Jeder dieser vier 'Subdetektoren' ist in 16 Module eingeteilt. Für den Barrelbereich sind dies die jeweiligen Halbkantanten. Bei den

²Die Drähte besitzen einen Abstand von 10 mm .

³Die Streifen besitzen einen Abstand von 20 mm .

Endkappen wird für die ‘rechts’ sowie ‘links’ vom Strahlrohr liegende Hälfte eine Unterteilung in jeweils 8 Module vorgenommen. In Abbildung 3.3 sind zur Erläuterung verschiedene Ansichten der Eisenstruktur dargestellt.

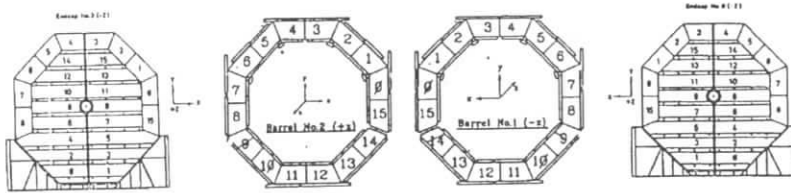


Abbildung 3.3: Schematische Ansicht der Eisenstruktur mit den vier Subdetektoren und den 64 Modulen [58].

Jedes der eingezeichneten 64 Module bildet eine unabhängige, aus bis zu 16 Streamerrohrkammern bestehende Einheit, die separat ausgelesen und zu Triggerzwecken verwendet wird.

Eine umfangreiche Diskussion des Myon-Detektors und dessen Auslese ist in [59] zu finden. Auf die Funktionsweise des Myon-Triggers wird in Kapitel 5.2.4 eingegangen.

3.2.4 Weitere Komponenten

Vervollständigt wird der Myonnachweis durch ein Myon-Spektrometer in Vorwärtsrichtung [11] in einem Polarwinkelbereich von $3^\circ < \theta < 17^\circ$, welches aus einem Eisen-Toroidmagneten und Driftkammern zur Bestimmung des Polarwinkels und des Azimutwinkels besteht. Die Impulsauflösung beträgt etwa $\sigma_p/p = 25\text{-}32\%$ für Myon-Impulse zwischen $5\text{ GeV}/c$ und $200\text{ GeV}/c$.

Zur Identifizierung des von dem Protonstrahl verursachten Untergrundes ist in Rückwärtsrichtung ein aus Szintillatoren bestehendes Flugzeitsystem (ToF) installiert, welches für Triggerzwecke genutzt wird. Dabei wird die Zeitdifferenz zwischen Signalen, die vom Untergrund verursacht werden, und Signalen aus Elektron-Proton-Kollisionen ausgenutzt (siehe Kapitel 5.2.6).

Zur Messung der Luminosität von Elektron-Proton-Kollisionen wird der Bremsstrahlungsprozess $e + p \rightarrow e + \gamma + p$ verwendet. Diese Reaktion kann durch die Messung der Energie des Elektrons und des Photons nachgewiesen werden und wird durch zwei Kalorimeter gewährleistet, die sich 34 m (Elektron-Detektor) bzw.

105 m (Photon-Detektor) vom Wechselwirkungspunkt entfernt in Richtung des auslaufenden Elektronstrahls befinden. Das Elektron-Kalorimeter in Antikoinzidenz mit dem Photon-Detektor dient außerdem dem Nachweis sowie der Analyse von Photoproduktionsereignissen im kinematischen Bereich $0.2 < y < 0.8$.

3.3 Ereignistrigger und Datennahme

Um eine effiziente Datennahme gewährleisten zu können, müssen anhand der registrierten elektronischen Signale der Detektorkomponenten Triggersignale gebildet werden, die darüber entscheiden, ob ein Ereignis gespeichert werden soll oder nicht. Die Wechselwirkungsrate bei HERA beträgt 10.4 MHz , d.h. es kann an den Wechselwirkungspunkten alle 96 ns eine Elektron-Proton-Kollision stattfinden. Durch die Verwendung eines sogenannten Pipeline-Systems, das bei HERA eine Zwischenspeicherung der Daten für einen Zeitraum von mindestens $2.7\text{ }\mu\text{s}$ gewährleistet, ist bis zum Eintreffen einer innerhalb des genannten Zeitraums erfolgten ersten Triggerentscheidung eine totzeitfreie Datennahme möglich.

Der Trigger soll dazu dienen, Untergrund zu unterdrücken. Die bei HERA dominierenden Untergrundreaktionen sind Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit dem Restgas im Strahlrohr sowie Wechselwirkungen der Strahlprotonen mit dem Vakuumgefäß. In beiden Fällen können Sekundärteilchen den Detektor erreichen. Die Signatur dieser Untergrundereignisse ist derjenigen von physikalisch interessanten $e-p$ -Reaktionen sehr ähnlich. Die Energiedeposition im Detektor sowie die auftretende Rate von etwa $8 \cdot 10^5\text{ Hz}$ liegen jedoch deutlich über den entsprechenden Werten der Elektron-Proton-Wechselwirkungen (siehe Kapitel 5.5). Hinzu kommt ein hoher Anteil an physikalisch nicht sehr interessanten quasi-elastischen Elektron-Proton-Reaktionen. Die Anforderung an einen Trigger ist also die Erkennung von physikalisch interessanten Ereignissen. Die dafür vorhandenen Möglichkeiten sind von der Zeit abhängig, die für eine Triggerentscheidung zur Verfügung steht.

Es wird deutlich, daß das Triggerkonzept sowie eine schnelle Datenreduktion bei HERA einen hohen Stellenwert besitzt. Die für H1 konzipierte Lösung besteht aus einer hierarchischen Unterteilung in vier verschiedene Triggerebenen.

Die Entscheidung auf 1. Ebene wird nach etwa $2.4\text{ }\mu\text{s}$ getroffen. Erst dieses L1-Signal stoppt den bis dahin kontinuierlich durchgeführten Vorgang des Füllens der Pipeline. Damit beginnt zu diesem Zeitpunkt das Auftreten von Totzeiten. Nach Eintreffen des L1-Signals wird ebenfalls mit der Auslese der Detektorkomponenten begonnen. Die L1-Entscheidung wird mit Hilfe von Koinzidenzen zwischen elektronischen Signalen einzelner Detektorkomponenten getroffen. Insgesamt können 128 verschiedene dieser ‘Subtrigger’ gebildet werden, deren logisches ‘Oder’ das

L1-Triggersignal liefert. Während der Datennahme im Jahr 1992 betrug die Datennahmerate etwa 26 Hz. Angestrebt wird eine maximal mögliche, primäre Rate in der Größenordnung von ~ 1 kHz.

Die Triggerentscheidungen auf 2. und 3. Ebene, die nach $20 \mu s$ bzw. nach bis zu $800 \mu s$ eintreffen, können aufgrund der wesentlich detaillierteren zur Verfügung stehenden Informationen die vom L1-Trigger akzeptierten Ereignisse nachträglich verwerfen. Der Trigger der 2. Entscheidungsebene beruft sich dabei ebenfalls auf fest verdrahtete, logische Signale, der L3-Trigger hingegen beruht auf den Entschei-

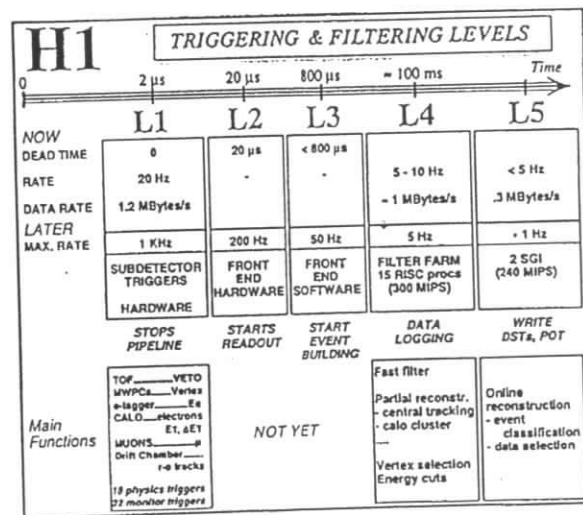


Abbildung 3.4: Überblick über Triggerraten, Totzeiten und Datennahmeraten der einzelnen Trigger-Ebenen [60].

dungskriterien eines Prozessors. Beide Trigger waren in der Meßperiode 1992 noch nicht implementiert.

Der Trigger der 4. Entscheidungsebene schließlich trifft nach etwa ~ 100 ms die Entscheidung darüber, ob ein Ereignis gespeichert oder verworfen wird. Zu diesem Zeitpunkt kann auf einen Speicherbereich zugegriffen werden, in dem die Daten sämtlicher Detektorkomponenten zu einem vollständigen Ereignis zusammengeführt worden sind. Auf einer Filterfarm bestehend aus sogenannten RISC⁴-Prozessoren

⁴Reduced Instruction Set Computer

werden schnelle Filter-Algorithmen ausgeführt. Sie basieren auf einer vereinfachten Rekonstruktion der Ereignisse, die jeweils nur Teile des Spurkammersystems, der kalorimetrischen Komponente und des Eisens berücksichtigt. Eine kurze Erläuterung einiger der während der Meßperiode 1992 verwendeten Algorithmen erfolgt im Kapitel 6.1.

Insgesamt wird mit Hilfe des vorgestellten Triggersystems eine Reduktion der Datennahmerate auf etwa 5 Hz erreicht, mit der der Transfer auf den IBM-Großrechner des DESY-Rechenzentrums durchgeführt werden kann. Die Datentransferrate zur IBM ist auf etwa 1 MByte/s beschränkt.

In Abbildung 3.4 sind die wichtigsten Aspekte des Triggersystems zusammengefaßt. Eine umfassende Beschreibung des Konzeptes ist unter der Referenz [61] zu finden.

Der Trigger, der im Rahmen dieser Arbeit zum Nachweis von Myonpaaren des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ entwickelt wurde, basiert auf elektronischen Signalen des Triggers der 1. Entscheidungsebene.

Kapitel 4

Monte Carlo-Generatoren

Für den Vergleich von Messungen mit den theoretischen Vorhersagen über die J/ψ -Produktion und zur Entwicklung von Trigger- und Selektionsstrategien stehen bei H1 mehrere Monte Carlo-Generatoren zur Verfügung, die im folgenden kurz erläutert werden sollen. Es sind jeweils verschiedene Aspekte der im Kapitel 2 diskutierten Modelle implementiert. Außerdem wird ein kurzer Überblick über diejenigen Generatoren gegeben, die zur Abschätzung des Untergrundes verwendet wurden. Als Endprodukt eines generierten Ereignisses stehen die Vierervektoren sämtlicher bei der Reaktion beteiligter Teilchen sowie diverse kinematische Variablen und Klassifizierungsparameter zur Verfügung.

4.1 Elastische J/ψ -Produktion (DIFFVM)

Ein Ereignis-Generator zur Erzeugung elastischer J/ψ -Mesonen wurde im Rahmen einer Diplomarbeit von [62] entwickelt, von [63] erweitert und diente hauptsächlich begleitenden Studien über Akzeptanzen für Myon-Paare des J/ψ -Zerfalls sowie der Entwicklung eines topologischen Triggers. Das Monte Carlo-Programm basiert auf den in Kapitel 2.3.2 diskutierten experimentellen Ergebnissen diffraktiver Streuprozesse und liefert weder theoretische Vorhersagen über den Wirkungsquerschnitt noch über den Steigungsparameter b . Diese Größen sind vom Benutzer frei wählbar und werden in den bei HERA zugänglichen Energiebereich extrapoliert. Für die Vorabstudien wurden die Ergebnisse von Photoproduktionsexperimenten [1, 2] herangezogen, bei HERA können diese Größen in einem neuen Energiebereich gemessen werden.

Bei der Ermittlung der Photonenergie und des Impulsübertrags Q^2 eines Ereignisses ist die Wahl zwischen drei Parametrisierungen des Photonspektrums möglich. Der Verwendung eines einfachen $1/E_\gamma$ -Spektrums, einer Photon-Verteilung, der

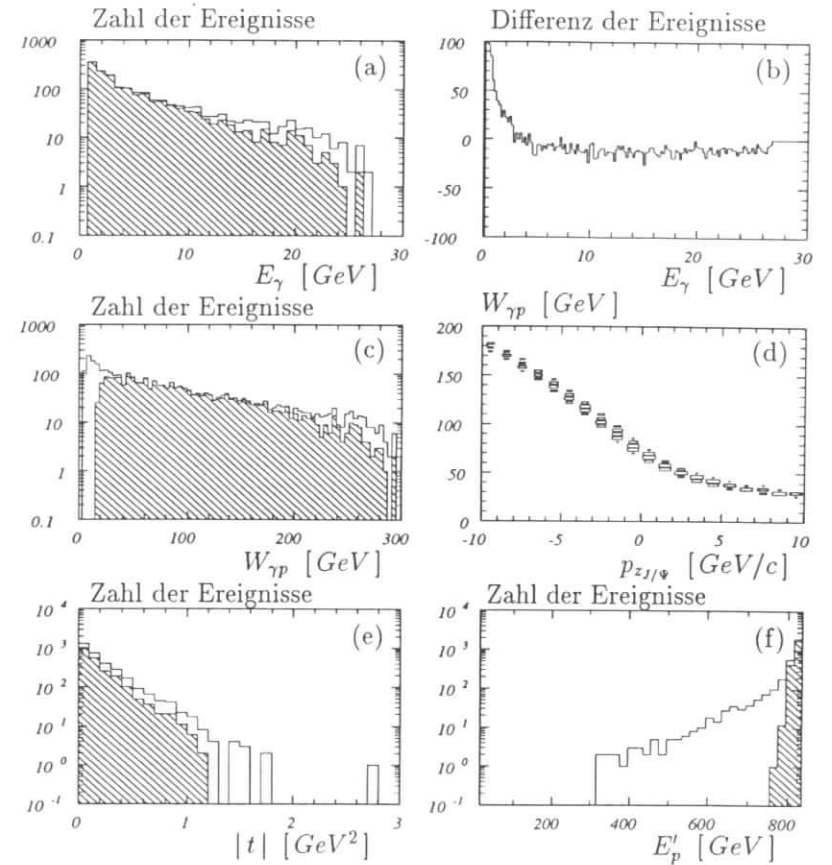


Abbildung 4.1: Photonspektrum E_γ (a), Vergleich der Photonenergien des vollen transversalen und longitudinalen Spektrums und der Weizsäcker-Williams-Approximation (siehe Text) (b), Verteilung der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ (c) sowie die Korrelation zwischen $W_{\gamma p}$ und dem Longitudinalimpuls des J/ψ -Mesons $p_{z J/\psi}$ (d), differentieller Wirkungsquerschnitt dN/dt (e) und die Energie des gestreuten Protons E_p' (f) unter Verwendung des Generators für elastische diffraktive J/ψ -Erzeugung (DIFFVM). Die schraffierten Histogramme entsprechen dem Anteil der Ereignisse, der im Akzeptanzbereich des H1-Detektors liegt. Die Zahl der Ereignisse entspricht einer integrierten Luminosität von etwa 10 pb^{-1} .

die Weizsäcker-Williams-Approximation zugrunde liegt sowie der Benutzung des vollen, transversalen sowie longitudinalen γ -Spektrums [11]. Im letzten Fall wird die Abhängigkeit von der Virtualität Q^2 des Photons über den Vektormeson-Propagator $D_V(Q^2)$ berücksichtigt (siehe Gleichung 2.38). Das resultierende Photonenergie-Spektrum besitzt geringfügige Unterschiede im Bereich niedriger Energien. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 4.1 (a) das volle, transversale sowie longitudinale γ -Spektrum dargestellt, die Abbildung 4.1 (b) zeigt die Differenz zwischen dem vollen transversalen und longitudinalen Spektrum aus (a) und der auf der Weizsäcker-Williams-Approximation basierenden Verteilung.

Der Abbildung 4.1 (c) ist die Verteilung der Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems $W_{\gamma p}$ zu entnehmen. Diese variiert über einen weiten Bereich und ermöglicht die Messung der Energieabhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte. Zusätzlich gibt Abbildung 4.1 (d) die Korrelation zwischen $W_{\gamma p}$ und der z -Komponente des Impulses des J/ψ -Mesons wieder. Hier wird deutlich, daß Ereignisse bei kleinen Schwerpunktsenergien nicht in den räumlichen Akzeptanzbereich des Detektors fallen. Die Vektormesonen verschwinden aufgrund des großen Longitudinalimpulses durch das Strahlrohr (siehe Kapitel 5.1). Mit Monte Carlo-Studien ergab sich ein Schwellenwert von $W_{\gamma p} \sim 10 \text{ GeV}$.

Für die Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ wird der aus dem optischen Modell folgende exponentielle Abfall mit konstantem Steigungsparameter b verwendet. In Abbildung 4.1 (e) ist der Verlauf für einen willkürlich gewählten Wert von $b = 4.0 \text{ GeV}^{-2}$ dargestellt.

Die Abbildung 4.1 (f) gibt die Energie-Verteilung des gestreuten Protons E'_p wieder mit einer deutlichen Anhäufung um $\sim 800 \text{ GeV}$.

Die Zahl der Ereignisse in den Histogrammen entspricht einer integrierten Luminosität von etwa $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ pb}^{-1}$. Die in den Abbildungen 4.1 schraffiert dargestellten Ereignisse berücksichtigen jeweils nur den Anteil von etwa 60%, der sich im Akzeptanzbereich des H1-Detektors befindet ($5^\circ < \theta_\mu < 175^\circ$).

Der Zerfall des J/ψ -Mesons in Myonen stützt sich auf die s -Kanal-Helizitätserhaltung und verwendet die Polarwinkelverteilung $d\sigma/d\cos\theta_\mu^* = 1 + \cos^2\theta_\mu^*$ im Schwerpunktsystem des Vektormesons.

4.2 Diffraktive Dissoziation (DIFFVM)

Die Prozesse der diffraktiven Dissoziation des Protons, des Photons sowie die doppelt diffraktive J/ψ -Erzeugung sind ebenfalls im Generator (DIFFVM) implementiert.

Für das Photonspektrum stehen die schon im Kapitel 4.1 erläuterten, verschiedenen Möglichkeiten zur Verfügung.

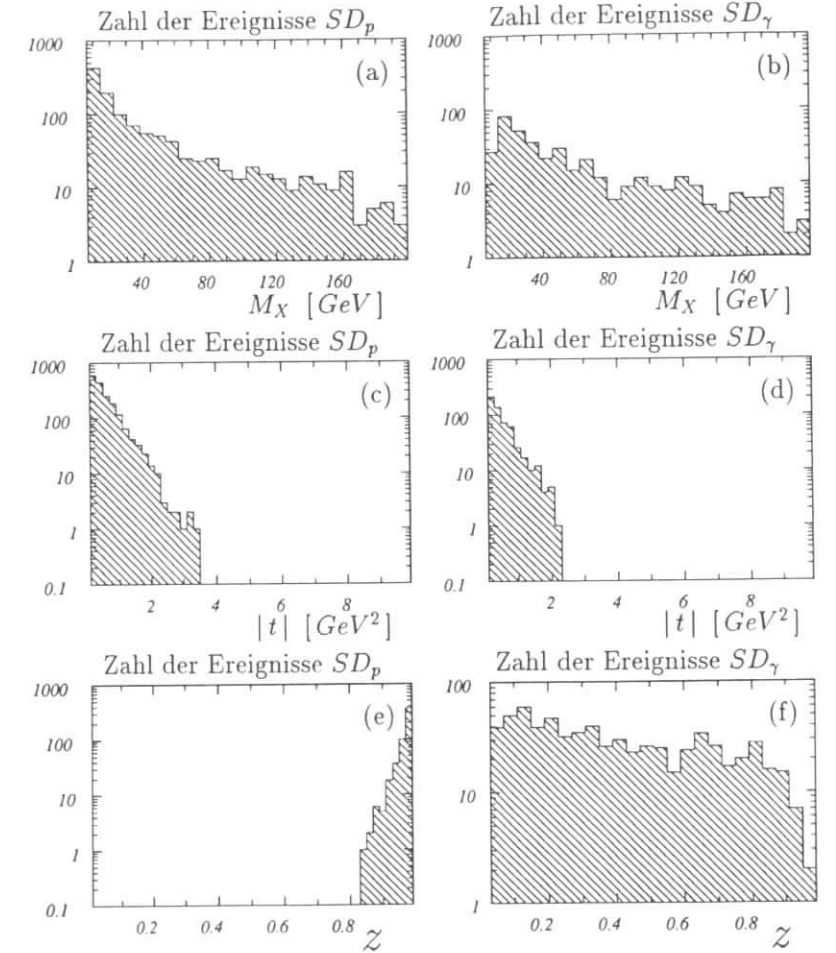


Abbildung 4.2: Massenspektrum des hadronischen Endzustandes M_X für die diffraktive Dissoziation des Protons (a) bzw. Photons (b), die Verteilung des Impulsübertrags t für die beiden Fälle ((c) und (d)) sowie die Inelastizität z für die Prozesse, in denen der 'untere' (e) bzw. der 'obere' (f) Vertex inelastisch erzeugt wurde unter Verwendung des Generators (DIFFVM).

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dt dM_X^2$ wurde entsprechend der auf dem Regge-Modell basierenden Gleichung (2.35) generiert, die in guter Übereinstimmung zu den Meßergebnissen verschiedener Experimente steht. Das resultierende Massenspektrum M_X zeigen die Abbildungen 4.2 für die diffraktive Dissoziation des Protons (a) und die diffraktive Dissoziation des Photons (b). In den Bildern (c) und (d) ist für beide Prozesse die Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ dargestellt.

Der hadronische Endzustand M_X unterliegt einem Phasenraumzerfall, der mit Hilfe des Programms RAMBO¹ simuliert wird [64]. Als Endzustandsteilchen werden Pionen und ein Baryon (p,n) berücksichtigt. Es besteht die Möglichkeit der Wahl eines zylindrischen Phasenraums, um eine Transversalimpulsverteilung mit beschränktem p_t zu erzwingen.

Im Fall der diffraktiven Dissoziation des Protons werden die Myon-Paare entsprechend der Polarwinkelverteilung $d\sigma/d\cos\theta_\mu^* = 1 + \cos^2\theta_\mu^*$ — basierend auf der s -Kanal-Helizitätserhaltung — generiert. Wenn das J/ψ -Meson dissoziiert und mehrere Hadronen zur Helizitätserhaltung zur Verfügung stehen, ist ein isotroper Zerfall des Vektormesons vorgesehen.

Die Abbildungen 4.2 (e) und (f) zeigen die Verteilungen der Inelastizität z für die diffraktive Dissoziation des Protons und des Photons (siehe Gleichung (2.8)). Im ersten Fall werden große Werte von $z \gtrsim 0.8$ bevorzugt, bei einem ‘oberen’ inelastischen Vertex sind hingegen alle Inelastizitäten beteiligt.

4.3 Diffraktive J/ψ -Erzeugung mit PYTHIA

Das Lund Monte Carlo-Programm PYTHIA zur Untersuchung von e^+e^- , $e-p$, $\gamma-p$ - und $p-p$ -Reaktionen bietet unter anderem die Möglichkeit, diffraktive Streuprozesse zu untersuchen [65]. Elastische und einfach sowie doppelt diffraktive Reaktionen werden bei der Behandlung von Photoproduktionsreaktionen berücksichtigt. Mit Hilfe des Vektordominanz-Modells wird die Produktion von Vektormesonen beschrieben. In der Version PYTHIA 5.6 wurde zusätzlich zu der Erzeugung von ρ -, ω - und ϕ -Mesonen auch die Produktion von J/ψ -Mesonen implementiert.

Die Erzeugung von diffraktiven Elektron-Proton-Reaktionen wird in der verwendeten Version PYTHIA 5.6 nicht unterstützt. Um diese Prozesse zu simulieren, muß ein Photon als eines der einlaufenden Teilchen gewählt werden. Die Verwendung eines Spektrums mit variierenden Photonenergien ist vom Benutzer eigenständig zu implementieren. Mittlerweile ist bei H1 die Möglichkeit realisiert worden, das vollständige transversale sowie longitudinale Photonspektrum zu generieren [66] und

¹ ‘Random Momentum Booster’

anschließend für jedes Ereignis den PYTHIA-Generator aufzurufen.

Die Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ basiert auf experimentellen Resultaten und dem Regge-Modell. Im elastischen Fall wird entsprechend der Gleichung (2.31) die Form $d\sigma/dt \sim \exp(-b|t|)$ verwendet. Die Energieabhängigkeit des Steigungsparameters b wird entsprechend der Formel $b_{el} = b_0 + 4s^\epsilon$ berücksichtigt, wobei ϵ aus der Parametrisierung der Pomeron-Trajektorie herrührt (siehe Gleichung (2.37)). Diese Formel ist näherungsweise mit der aus dem Regge-Modell hergeleiteten Gleichung (2.32) verträglich [67]. Bei der diffraktiven Dissoziation ist eine Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Form $d^2\sigma/dt dM_X^2 \sim \exp(-b_{inel}|t|) \cdot 1/M_X^2$ (siehe Gleichung (2.35)) implementiert. Der Steigungsparameter b_{inel} wird in diesem Fall als konstant angesetzt.

Der Übergang in den hadronischen Endzustand — für den Fall der diffraktiven Dissoziation — wird mit dem Fragmentationsmodell JETSET 7.3 realisiert [39].

Aufgrund der Unsicherheiten bezüglich der Polarisation des J/ψ -Mesons wurde der Zerfall in die Myonen als isotrop angenommen.

Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte des diffraktiven elastischen und inelastischen Prozesses der J/ψ -Erzeugung werden auf der Regge-Phänomenologie basierende Parametrisierungen der Wirkungsquerschnitte verwendet [24, 67].

4.4 Inelastische J/ψ -Produktion (EPJPSI)

Für die inelastische J/ψ -Produktion wurde ein weiterer Generator entwickelt, der auf einer störungstheoretischen Beschreibung der Reaktion basiert [68]. Der zugrundeliegende ‘harte’ Subprozeß ist die Photon-Gluon-Fusion (vergleiche die Abbildungen 2.11).

Der Photonfluß wird in diesem Fall mit Hilfe der Weizsäcker-Williams-Approximation berechnet.

Das Gluon wird von dem einlaufenden Proton abgestrahlt, für die Gluonstrukturfunktion $G(x_g)$ können verschiedene Parametrisierungen gewählt werden. Bei den innerhalb dieser Arbeit vorgenommenen Untersuchungen wurde die ‘simple-scaling’-Funktion

$$x_g \cdot G(x_g) = 3(1 - x_g)^5 \quad (4.1)$$

verwendet [69, 70].

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der inelastischen J/ψ -Erzeugung wird über das zugrundeliegende Matrixelement berechnet. Dabei ist die Abstrahlung eines

weiteren Gluons zur Gewährleistung eines farbneutralen Endzustandes in die Berechnungen einbezogen. Dieser Generator basiert auf dem in Kapitel 2.4.1 erläuterten Colour-Singlett-Modell.

Die Fragmentation der Partonen wird mit Hilfe des schon erwähnten Lund Monte Carlo-Programms JETSET 7.3 beschrieben.

Der Zerfall des J/ψ -Mesons, der innerhalb von JETSET 7.3 durchgeführt wird, verläuft isotrop.

Die absolute Normierung wird durch die Wellenfunktion des J/ψ -Mesons am Ursprung ermittelt.

In Abbildung 4.3 ist die Verteilung der Inelastizität z dargestellt. Ein Schnitt bei $z = 0.8$ ermöglicht eine Trennung von Ereignissen der diffraktiven Dissoziation des

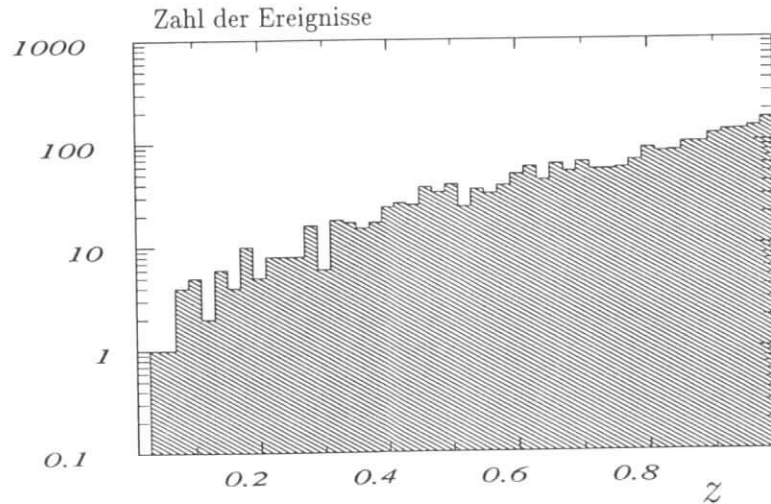


Abbildung 4.3: Verteilung der Inelastizität z für den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion unter Verwendung des Generators (EPJPSI).

Protons. Eine Separation von dem Prozeß der diffraktiven Dissoziation des Photons ist mit Hilfe der Variablen z nicht durchführbar (vergleiche die Abbildungen 4.2 (e) und (f)).

Zusätzlich zu der Reaktion $\gamma g \rightarrow J/\psi g$ sind im (EPJPSI)-Generator eine große Anzahl weiterer Prozesse wählbar. Dazu gehören die in Kapitel 2.4.3 diskutierten 'resolved' Photon-Reaktionen sowie sogenannte harte, diffraktive Prozesse, die sich

auf eine störungstheoretische Behandlung des Pomerons mit Hilfe einer Pomeron-Strukturfunktion stützen.

4.5 Untergrund-Generatoren

Insbesondere für Akzeptanzstudien und zur Entwicklung eines topologischen Triggers ist es notwendig, die bei HERA auftretenden Quellen für Untergrundreaktionen zu kennen und die charakteristischen Signaturen solcher Ereignisse im Detektor abschätzen zu können. In diesem Abschnitt werden daher die hauptsächlich beitragenden Quellen für Untergrundereignisse diskutiert.

Es sollte betont werden, daß die simulierten Untergrund-Datensätze mit großen Unsicherheiten in der Rate und der Ereignistopologie behaftet sind. Eine Diskussion dieser Problematik sowie ein Vergleich der berechneten mit gemessenen Untergrundraten erfolgt in Kapitel 5.5.

4.5.1 Strahl-Gas-Wechselwirkungen

Bei den sogenannten Strahl-Gas-Ereignissen handelt es sich um Reaktionen der Strahlprotonen mit einem Atom des Restgases im Strahlrohr. Die bei solchen Prozessen entstehenden Sekundärteilchen bewegen sich mit kleinen Transversalimpulsen ($p_t \lesssim 300 \text{ MeV}/c$) hauptsächlich entlang der Strahlachse, können jedoch durch die Streuung an strahlnahen Komponenten wie Kollimatoren oder Pumpen in den H1-Detektor abgelenkt werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Strahl-Gas-Untergrundereignisse wurden mit dem Generator MODC² erzeugt, der von der UA5-Kollaboration entwickelt wurde [71]. Die simulierten Wechselwirkungen sind entlang der Strahlachse bezüglich des Wechselwirkungspunktes im H1-Detektor gleichmäßig von -85 m bis $+5 \text{ m}$ verteilt. Es stand ein weiterer Datensatz zur Verfügung, der nur Ereignisse berücksichtigt, deren Wechselwirkungspunkt sich innerhalb eines Bereiches $\pm 2 \text{ m}$ um den nominalen Wechselwirkungspunkt befindet. Alle entstandenen Teilchen wurden bis zum Erreichen des H1-Detektors verfolgt, damit das Ansprechen des Detektors simuliert werden konnte [72].

²Modified Cluster-Generator

4.5.2 Strahl-Wand-Wechselwirkungen

Die Strahl-Wand-Ereignisse entstehen, wenn Strahlprotonen, die einen großen Abstand von der Sollbahn besitzen, an Engstellen des Ringes auf das Vakuumgefäß treffen. Auch in diesem Fall sind es die erzeugten Sekundärteilchen, die im Detektor beobachtet werden.

Es hat sich gezeigt, daß hauptsächlich der Ringabschnitt etwa -40 m bezüglich des Wechselwirkungspunktes zu deutlichen Signaturen im Detektor führt [72]. An dieser Stelle befindet sich eine Gruppe von Quadrupolmagneten.

Die in dieser Arbeit diskutierten Studien wurden mit Strahl-Wand-Ereignissen durchgeführt, die durch die Wechselwirkung von 820 GeV Protonen am ersten QS-Quadrupolmagneten erzeugt worden sind. Hierfür wurde das Programm GHEISHA zur Simulation hadronischer Wechselwirkungen verwendet [73]. Einige Sekundärteilchen unterliegen weiteren Wechselwirkungen und können hadronische Schauer im Magnetmaterial erzeugen. Insbesondere sind Myonen, die aus Zerfällen von K - und π -Mesonen stammen, —die sogenannten Halo-Myonen — in der Lage, weite Strecken entlang des Strahlrohrs zurückzulegen und den Detektor zu erreichen.

Auch bei diesen Untergrundereignissen wurden alle Spuren der entstandenen Sekundärteilchen bis zum Erreichen des H1-Detektors detailliert simuliert.

Kapitel 5

Entwicklung eines Triggers für $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Die hohen Untergrundraten verglichen mit derjenigen Rate, mit welcher die Daten registriert werden können, machen die Verwendung eines selektiven Triggers zwingend erforderlich. Die zahlreichen physikalischen Kanäle der Elektron-Proton-Kollisionen weisen differierende Ereignistopologien auf und führen dazu, daß nahezu für jeden Prozeß unterschiedliche Triggerbedingungen verlangt werden müssen. Bei H1 werden bis zu 128 verschiedene 'Subtrigger' zu einem Triggersignal der 1. Entscheidungsebene verodert.

Einer der Schwerpunkte dieser Arbeit lag in der Entwicklung eines J/ψ -Triggers, der auf vorangegangenen Untersuchungen von [74] basiert und auf den Nachweis diffraktiver Ereignisse erweitert wurde. Dabei beschränken sich die Studien auf den J/ψ -Zerfallskanal in Myonen, der eine eindeutig identifizierbare Signatur im Detektor hinterläßt.

Zur Abschätzung der Akzeptanz einzelner Triggerbedingungen wurden Monte Carlo-Datensätze verwendet, die im Kapitel 4 diskutiert wurden. Dabei ist zu berücksichtigen, daß sich die verschiedenen Erzeugungsmechanismen, die zur Photoproduktion von J/ψ -Mesonen beitragen, durch eine unterschiedliche Kinematik und Ereignistopologie auszeichnen. Der Trigger muß so gestaltet werden, daß er alle physikalisch möglichen Topologien erfaßt und keine Konfiguration bevorzugt. In dieser Arbeit wurden daher zum Vergleich zwei extreme Modelle verwendet. Dabei handelt es sich um die elastische J/ψ -Produktion mit niedrigen Energien und Spurmultiplicitäten sowie um den Erzeugungsmechanismus der Photon-Gluon-Fusion als tiefinelastischen Prozeß.

Die Datensätze, die der Abschätzung von Untergrund-Wechselwirkungen dienen (siehe Kapitel 4.5), wurden unter Berücksichtigung der Soll-Werte der HERA-Maschine generiert. Dies entspricht geplanten Teilchenströmen von $I_e = 60\text{ mA}$ für

die Elektronen und $I_p = 160 \text{ mA}$ für die Protonen, Teilchendichten pro Teilchenpaket von $q_e = 3.5 \cdot 10^{10}$ für die Elektronen und $q_p = 1.0 \cdot 10^{11}$ für die Protonen sowie der maximal möglichen Anzahl von 210 Teilchenpaketen. Der J/ψ -Trigger, der in dieser Arbeit entwickelt wurde, ist also bei hohen Luminositäten anwendbar ($\mathcal{L} = 1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Eine weitere Untergrundquelle, die im Rahmen der Triggersimulation nicht weiter berücksichtigt wurde, bilden kosmische Myonen. Deren Signatur im H1-Detektor ist nur schwer von der Topologie derjenigen Myonpaare zu unterscheiden, die aus dem Zerfall speziell elastisch erzeugter J/ψ -Mesonen herrühren.

Die notwendige Simulation des H1-Detektors wurde mit dem H1-Programmpaket H1SIM durchgeführt [75]. Die wichtigsten Bestandteile dieser Software sind die detaillierte Spurverfolgung aller Endzustandsteilchen durch das Detektormaterial mit GEANT [76], die Simulation von Detektorsignalen, die den gemessenen elektronischen Signalen entsprechen sowie die Bildung von Triggersignalen, die mit den elektronisch erzeugten Triggerelementen des L1-Triggers identisch sind.

Von allen, bei H1 geplanten L1-Triggerkomponenten wurden nur diejenigen berücksichtigt, deren Fertigstellung für die Datennahme 1992 vorgesehen war.

Dieses Kapitel behandelt die Ereignistopologie der J/ψ -Erzeugung und erläutert die am topologischen Trigger beteiligten Detektorkomponenten. Nachfolgend werden begleitende Akzeptanzstudien sowie Untergrunduntersuchungen vorgestellt. Anschließend findet eine Diskussion der Subtrigger statt, die während der Datennahme 1992 verwendet wurden.

5.1 Ereignistopologie

Um eine optimale Auswahl an wirksamen Triggerelementen für den Nachweis von Ereignissen der J/ψ -Produktion treffen zu können, ist eine Untersuchung der im Detektor meßbaren Signatur dieser Reaktionen notwendig. Die folgenden Aspekte verdeutlichen die Schwierigkeiten, die bei der Entwicklung eines Triggers auftraten.

- Eine geringe Energiedeposition im Detektor verhindert die Verwendung des Kalorimeters zum Ereignisnachweis.

Bei der J/ψ -Erzeugung handelt es sich um einen Photoproduktionsprozeß mit kleinen Impulsüberträgen, so daß ein Großteil der Hadronen des Endzustandes im Fall der diffraktiven Dissoziation und der Photon-Gluon-Fusion aufgrund des 'Lorentz boost' in Vorwärtsrichtung im Strahlrohr verschwindet. Die im Barrelbereich des Kalorimeters deponierte Energie liegt typischerweise in der Größenordnung von $\lesssim 5 \text{ GeV}$ im elastischen und $\lesssim 10 \text{ GeV}$ im inelastischen Fall. Zur Auslösung von

Triggersignalen im Kalorimeter müssen dort bestimmte Energiemengen registriert werden. Leider befand sich diese Energieschwelle für den Barrelbereich aufgrund der noch nicht optimalen Betriebsbedingungen während der Datennahme 1992 bei $E_{\text{Barrel}}^{\text{thr}} = 12.6 \text{ GeV}$ und lag damit über dem bei der J/ψ -Erzeugung im Kalorimeter zu erwartenden Energiewert.

- Eine niedrige Spurmultiplicität reduziert die Nachweiswahrscheinlichkeit der Spuren-Trigger und führt zu Schwierigkeiten bei der z -Vertex-Erkennung.

Ereignisse der elastischen J/ψ -Produktion besitzen vier geladene Teilchen im Endzustand. Die mittlere Multiplizität geladener Spuren für den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion liegt bei $\langle \overline{n}_{ch} \rangle \simeq 27$. Die im H1-Detektor sichtbare Spurmultiplicität ist für beide Prozesse deutlich kleiner. Viele Teilchen besitzen zwar hohe Energien, aufgrund geringer Transversalimpulse und daraus resultierender Polarwinkel $\theta \lesssim 5^\circ$ befinden sie sich jedoch außerhalb des Akzeptanzbereichs des Spurkammersystems. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 5.1 die Korrelation zwischen den Impulsen der geladenen Spuren und deren Polarwinkeln θ aufgetragen, (a) entspricht der elastischen J/ψ -Produktion, (b) spiegelt die Verteilung für den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion wider.

In den Abbildungen 5.1 (c) sowie (d) ist für beide Prozesse die Multiplizität der geladenen Spuren wiedergegeben. Die schraffierten Histogramme entsprechen allen geladenen Spuren eines Ereignisses, die unausgefüllten Histogramme berücksichtigen nur diejenigen Spuren, die sich innerhalb des Winkelakzeptanz-Bereiches $5^\circ \leq \theta \leq 175^\circ$ befinden. Bei den elastischen Ereignissen hinterlassen nur die beiden Leptonen eine erkennbare Signatur im Detektor ($n_{ch}^{vis} \leq 2$). Die sichtbare Spurmultiplicität geladener Spuren für den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion ist auf $\langle \overline{n}_{ch}^{vis} \rangle \simeq 10$ zurückgegangen und besitzt einen hohen Anteil von Ereignissen mit nur zwei Spuren.

Es wird ersichtlich, daß insbesondere zum Nachweis elastischer Reaktionen keine hohen Anforderungen an einen Spuren-Trigger gestellt werden können. Für die Verwendung eines Vertex-Triggers müssen neue Algorithmen entwickelt werden, da die allgemein verwendete Signifikanz-Bedingung (siehe Gleichung 5.1) mindestens drei Spuren benötigt und erst bei höheren Multiplizitäten wirksam wird (vergleiche Kapitel 5.2.2).

- Die relativ geringe Energie der Zerfallsmyonen führt dazu, daß nur ein Teil dieser Leptonen den Myon-Detektor erreicht.

Ein Großteil der erzeugten Vektormesonen und daher auch seine Zerfallsteilchen besitzen niedrige Energien $E_\mu \lesssim 1 \text{ GeV}$. Die Energieverteilung der Myonen ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Im Gegensatz zum Prozeß der Photon-Gluon-Fusion (Abbildung 5.2 (b)) mit Werten der Inelastizität $z \lesssim 0.9$ (im Schwerpunktsystem des Protons ist $z = E_{J/\psi} / E_\gamma$) besitzt das Vektormeson bei der elastischen Produktion

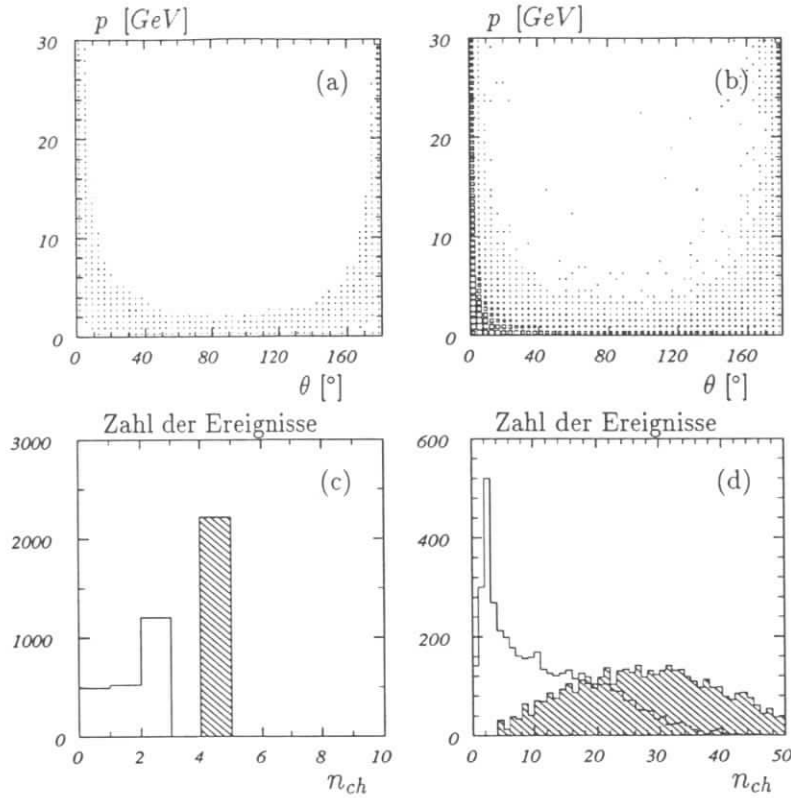


Abbildung 5.1: Korrelation zwischen Impulsen p und Polarwinkeln θ aller geladenen Spuren für die elastische J/ψ -Produktion (DIFFVM) (a) und die Photon-Gluon-Fusion (EPJPSI) (b) sowie die geladene Spurmultiplicität n_{ch} pro Ereignis für die beiden Prozesse (c) und (d). Die schraffierte Verteilung entspricht allen Spuren, das unausgefüllte Histogramm berücksichtigt nur Spuren innerhalb des Akzeptanzbereiches des Detektors.

(Abbildung 5.2 (a)) häufig höhere Energien (in diesem Fall ist $z = 1$). Die Mittelwerte der Verteilungen liegen bei $\langle \bar{E}_\mu^{elast} \rangle = 33.7 \text{ GeV}$ bzw. $\langle \bar{E}_\mu^{PGF} \rangle = 7.4 \text{ GeV}$. Ein Anteil von etwa 25% der elastisch bzw. 32% der inelastisch erzeugten Myonen

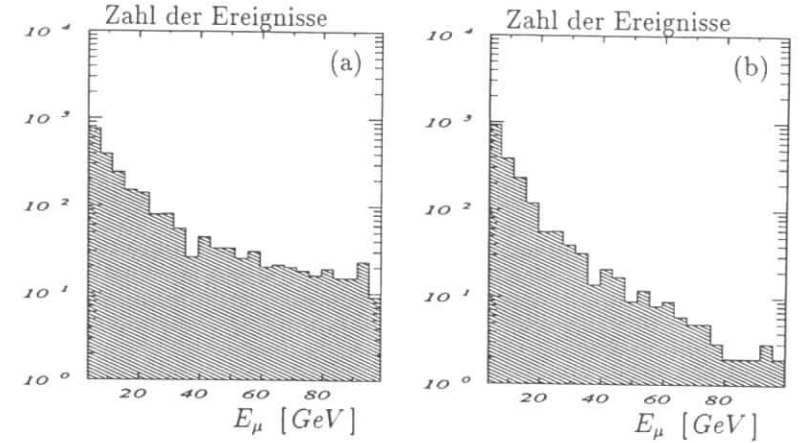


Abbildung 5.2: Energieverteilung der Myonen für die elastische J/ψ -Erzeugung mit (DIFFVM) (a) und den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion unter Verwendung des Generators (EPJPSI) (b). Es wurden keine Akzeptanzschnitte verlangt.

besitzt Energien $E_\mu < 2 \text{ GeV}$.

Um die Detektormaterialien zu durchqueren und die Eisenstruktur zu erreichen, benötigt ein Myon eine Energie von mindestens $E_\mu \sim 1.5 \text{ GeV}$ (bei einem Polarwinkel von $\theta_\mu = 90^\circ$). Zur Auslösung eines L1-Myon-Triggers müssen in der Regel drei Lagen der Eiseninstrumentierung durchquert werden. Es wird deutlich, daß auf dieser Entscheidungsebene ein Großteil der Myonen nicht als solche identifiziert werden kann.

- Die Ausrichtung der Myonen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung führt zu einem deutlichen Verlust an Myonen, die durch das Strahlrohr verschwinden.

Die Energieverteilungen in den Abbildungen 5.2 zeigen einen langen Ausläufer zu hohen Energien. Diese Myonen sind in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung ausgerichtet und gelangen selten in den Akzeptanzbereich des Detektors. Dies liegt in den niedrigen Transversalimpulsen der J/ψ -Mesonen begründet. Die Abbildungen 5.3 zeigen die Transversalimpulsverteilung für den elastischen Fall (a) und die Photon-Gluon-Fusion (b). Zur Verdeutlichung der Vorwärts- und Rückwärtsausrichtung zeigen die Abbildungen 5.3 (c) und (d) für die beiden Prozesse die Korrelation zwischen der Myonenenergie E_μ und dem Polarwinkel θ_μ . Nur der Anteil der Ereignisse, bei dem beide Myonen im Winkelbereich $5^\circ \leq \theta_\mu \leq 175^\circ$ zu finden sind, ermöglicht eine vollständige Ereignisrekonstruktion.

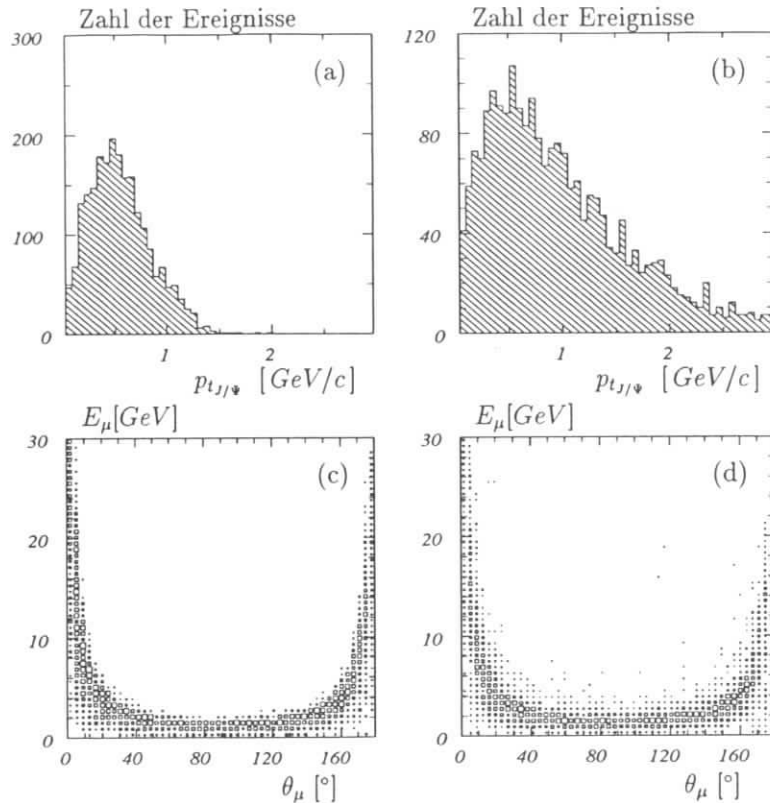


Abbildung 5.3: Transversalimpuls-Verteilung $p_{t,J/\psi}$ der J/ψ -Mesonen für die elastische J/ψ -Produktion (DIFFVM) (a) und die Photon-Gluon-Fusion (EPJPSI) (b) sowie die Korrelation zwischen der Energie der Myonen E_μ und dem Polarwinkel θ_μ für beide Prozesse ((c) und (d)). Es wurden keine Akzeptanzschnitte verlangt.

5.2 Triggerelemente des L1-Triggers

Dieser Abschnitt erläutert die für die Entwicklung eines topologischen J/ψ -Triggers geeigneten Triggerelemente. Von allen bei H1 geplanten L1-Triggersignalen der verschiedenen Detektorkomponenten wurden nur diejenigen berücksichtigt, deren Fertigstellung für die Datennahme 1992 vorgesehen war.

Jede Detektorkomponente liefert üblicherweise bis zu 16 Triggerelemente an den zentralen Trigger. Durch Koinzidenzbildung entstehen daraus die sogenannten 'Subtrigger', deren maximale Anzahl auf 128 beschränkt ist. Das logische 'Oder' aller Subtrigger liefert das L1-Triggersignal.

5.2.1 T0-Signal

Um trotz der bei HERA auftretenden Wechselwirkungsrate von 10.4 MHz eine bis zur Bildung des L1-Triggersignals totzeitfreie Datennahme gewährleisten zu können, wurde bei H1 ein sogenanntes Pipeline-System verwendet, das eine Zwischenspeicherung der Daten über einen Zeitraum von $2.7 - 3.5 \mu\text{s}$ ermöglicht. Erst das Eintreffen des L1-Triggersignals nach etwa $2.4 \mu\text{s}$ stoppt das Füllen der Pipeline und startet die Auslese der Daten für die einzelnen Subdetektoren. Um eine eindeutige Zuordnung zwischen dem Triggersignal und derjenigen Zeitscheibe treffen zu können, in der sich das zugehörige Ereignis befindet, ist ein sogenanntes T0-Signal erforderlich. Es basiert auf einer Triggerbedingung, die schon bei einer geringen Aktivität in bestimmten Detektorkomponenten erfüllt werden kann. Das T0-Signal muß eine Zeitauflösung von $\leq 100 \text{ ns}$ besitzen, was bei H1 während der Datennahme 1992 vom Flüssig-Argon-Kalorimeter, den Proportionalkammern sowie den Jetkammern realisiert werden konnte. Daher muß mindestens eine dieser Komponenten an jedem Subtrigger beteiligt sein.

5.2.2 z-Vertex-Trigger

Der während der Datennahme 1992 verwendete z-Vertex-Trigger basiert auf Signalen der Proportionalkammern. Es handelt sich dabei um die zentrale innere (CIP), die zentrale äußere (COP) und um die planare Vorwärts-Proportionalkammer im ersten Supermodul (vergleiche Kapitel 3.2.1). Als Informationsquelle dienen bei der (CIP)- und der (COP)-Kammer die digitalisierten Padsignale von jeweils zwei Kathodenebenen. Entlang der Strahlachse ist eine Unterteilung in 60 Pads für die innere bzw. 18 für die äußere Proportionalkammer und 20 Pads für die Kammer

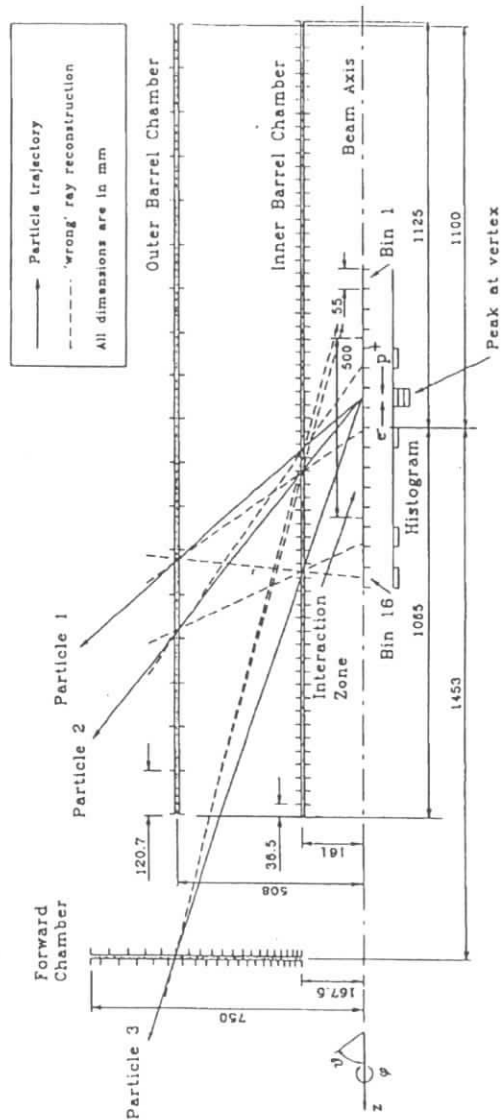


Abbildung 5.4: Schematische Ansicht der Funktionsweise des z -Vertex-Triggers [77].

in Vorwärtsrichtung vorgenommen worden. In der r - φ -Projektion besitzen die CIP- und die COP-Kammer eine einheitliche Unterteilung in 16 Segmente. Abbildung 5.4 zeigt eine schematische Ansicht der Proportionalkammern und das Prinzip des Vertex-Triggers, eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise und Elektronik ist unter der Referenz [77] zu finden.

Für jedes Ereignis werden die 16 φ -Segmente getrennt untersucht. Innerhalb eines Segments werden alle Kombinationen aus getroffenen Pads in der inneren und äußeren bzw. in der inneren und vorderen Kammer gebildet. Jede dieser Kombinationen definiert eine Spurrichtung, die auf die Strahlachse zurückverfolgt wird. Die gewonnenen Schnittpunkte mit der Strahlachse werden in ein sogenanntes z -Vertex-Histogramm eingetragen, das mit seinen 16 Bins und einer Binbreite von 5.4 cm einen hinreichend großen Teil der Vertex-Region ($z \approx 0 \pm 44 \text{ cm}$) überdeckt. Die Entstehung eines Vertex-Histogramms ist ebenfalls in Abbildung 5.4 skizziert. Erwartungsgemäß werden mit diesem Verfahren auch Assoziationen gefunden, die nicht von einem Teilchendurchgang herrühren. Diese 'falschen' Padkombinationen führen zu unkorrelierten Einträgen im Histogramm und sind über den gesamten z -Bereich verteilt. Die 'richtigen' Padkombinationen hingegen sammeln sich in einem Maximum einer Breite von ein bis zwei Bins — dem 'Peak' — um den jeweiligen Ereignisvertex. Die 16, der φ -Segmentierung entsprechenden Histogramme werden anschließend zu einem z -Vertex-Histogramm addiert.

Ein gebräuchlicher Algorithmus zur Erkennung des Maximums in diesem Histogramm ist die Signifikanz-Bestimmung:

$$\sigma = \frac{n_{Peak} - \frac{n_{Back}}{15}}{\sqrt{n_{Peak}}}, \quad (5.1)$$

wobei n_{Peak} der Anzahl der Einträge im maximalen Bin entspricht, n_{Back} ist die Summe der Einträge der restlichen Bins. Die Forderung $\sigma > 1.5$ definiert eines der z -Vertex-Triggerelemente ($zVtx_sig1$) bei H1.

Es ist leicht zu verifizieren, daß dieser Algorithmus mindestens 3 Spuren benötigt und seine Vorteile erst bei hohen Spurmultiplicitäten zur Geltung kommen. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit für die diffraktiven J/ψ -Ereignisse ein weiteres Triggerelement — die sogenannte 'Cluster'-Bedingung ($zVtx_Cls$) — entwickelt. Dieses Element beruht auf der Beobachtung, daß bei Ereignissen niedriger Spurmultiplicitäten nahezu alle Einträge des Vertex-Histogramms benachbart sind. Die 'Cluster'-Bedingung verlangt, daß sich sämtliche Einträge des Vertex-Histogramms in 3 benachbarten Bins befinden (vergleiche hierzu Abschnitt 5.3.2). Genau ein Eintrag ist die minimale Forderung dieses Triggerelements. Für Ereignisse hoher Spurmultiplicitäten ist die Cluster-Bedingung selten erfüllt.

Zur Veranschaulichung der einzelnen Triggerelemente sind in den Abbildungen 5.5 drei Beispiele für mögliche z -Vertex-Histogramme dargestellt. Die Abbildung 5.5

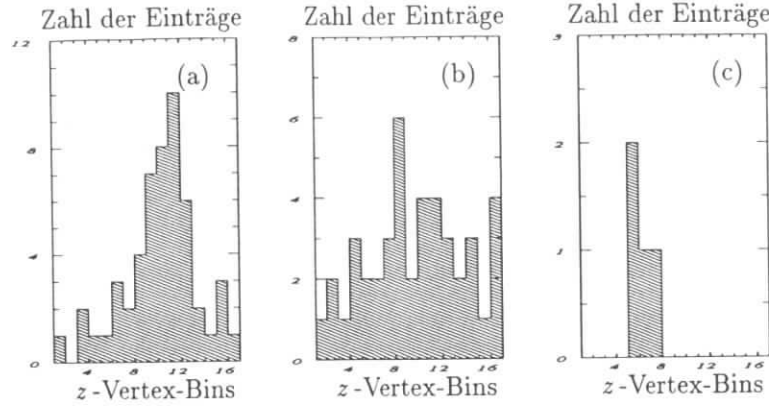


Abbildung 5.5: Beispiele möglicher z -Vertex-Histogramme. (a) erfüllt die Signifikanz-Bedingung, (b) genügt keiner der Forderungen der z -Vertex-Triggerelemente und (c) erfüllt die 'Cluster'-Bedingung.

(a) zeigt ein Histogramm mit $n_{\text{peak}} = 10$ und $n_{\text{Back}} = 42$ Einträgen, das die Signifikanz-Bedingung erfüllt ($\sigma = 2.3$). In Abbildung 5.5 (b) ist das Histogramm eines typischen Untergrundeignisses wiedergegeben. Mit $n_{\text{peak}} = 6$ und $n_{\text{Back}} = 37$ Einträgen ist weder die Signifikanz-Bedingung ($\sigma = 1.4$) noch die 'Cluster'-Bedingung erfüllt. Die Abbildung 5.5 (c) zeigt ein Histogramm mit $n_{\text{peak}} = 2$ und $n_{\text{Back}} = 2$ Einträgen ($\sigma = 1.3$), das die 'Cluster'-Bedingung erfüllt.

Unabhängig von diesen Untersuchungen wurde innerhalb einer Diplomarbeit [78] ein weiteres Triggerelement ($z\text{Vtx_small}$) entwickelt. Es erlaubt maximal 3 Einträge im Peak-Bin sowie maximal 5 Einträge insgesamt. Ein Vergleich der beiden Triggerelemente für niedrige Spurmultiplicitäten zeigt nahezu vollständige Übereinstimmung.

Um zusätzlich gegen unerwartet hohe Untergrundraten gewappnet zu sein, wurden drei weitere Triggerelemente ($z\text{Vtx1}$, $z\text{Vtx2}$, $z\text{Vtx3}$) kodiert. Sie geben ein Signal, wenn die Gesamtanzahl der Einträge im Vertex-Histogramm einen bestimmten Wert überschreitet. Insbesondere das Triggerelement mit der Bedingung > 15 Einträgen fand als sogenanntes 'Veto' in der Meßperiode 1992 bei einigen der Subtrigger Verwendung ($z\text{Vtx_max_Veto}$).

Aufgrund der niedrigen Untergrundraten während der Datennahme 1992 erwies sich die Verwendung des T0-Signals ($z\text{Vtx_T0}$) zur Bildung eines J/ψ -Triggers als ausreichend. Die einzige Bedingung dieses Triggerelementes ist mindestens ein Eintrag im z -Vertex-Histogramm.

5.2.3 Driftkammer-Trigger

Der Driftkammer-Trigger basiert auf Signalen der zentralen Jetkammern (CJC) des H1-Detektors (siehe Kapitel 3.2.1) und arbeitet nur in der r - φ -Projektion des Ereignisses. Aufgrund der Neigung der Driftzellen der zentralen Jetkammer bezüglich der radialen Richtung zur Kompensation des Lorentzwinkels durchquert jedes vom Vertex kommende Teilchen mit einem Transversalimpuls größer ~ 100 MeV mindestens eine Signaldrahtebene. Diese Kreuzungspunkte liefern prompte Signale und definieren das T0-Signal des r - φ -Triggers. Das Prinzip der Spurerkennung basiert auf einem Vergleich der gemessenen Signale mit speziellen, vordefinierten Bit-Masken. Diese Bit-Masken repräsentieren vom Vertex kommende Spuren mit Transversalimpulsen $p_t > 450$ MeV/c und können Teilchen aus Elektron-Proton-Wechselwirkungen verifizieren. Eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise des Triggers ist unter der Referenz [79] zu finden.

Um ein Triggersignal der 1. Entscheidungsebene auslösen zu können, darf der minimale Abstand einer Spur zum nominalen Vertex (DCA)¹ nicht zu groß sein. Zur Erläuterung dieses Spurparameters sei auf die Abbildung 6.1 in Kapitel 6.3 verwiesen. Bei Spuren mit einem Impuls von 1 GeV/c verringert sich die L1-Nachweiswahrscheinlichkeit des Driftkammer-Triggers von etwa $\sim 98\%$ bei einem Wert von $DCA = 0$ cm auf $\sim 80\%$ für ein $DCA = 2$ cm bis zu $\sim 45\%$ bei einem $DCA = 3$ cm. Damit bietet der r - φ -Trigger ein gutes Mittel, um die Strahl-Gas- und Strahl-Wand- Untergrundeignisse und die kosmischen Myonen aufzuspüren und zu verwerfen (vergleiche Kapitel 5.3.3).

Der Funktionsweise des Spuren-Triggers entgegenkommende Forderungen sind Triggerelemente, die eine Mindestanzahl an nachgewiesenen, geladenen Spuren verlangen (DC_RPhi_Thr1) und (DC_RPhi_Thr2). Bei der Datennahme 1992 lagen diese Werte bei $n_{\text{Spur}}^{\text{Thr1}} \geq 1$ bzw. $n_{\text{Spur}}^{\text{Thr2}} \geq 2$.

Die Spurkrümmung liefert dem r - φ -Trigger die Informationen über die Ladung (positiv/negativ) und über den Transversalimpuls p_t des Teilchens. Diese Resultate werden ebenfalls zur Bildung von Triggersignalen verwendet, wobei die Transversalimpulse lediglich in zwei Triggerelemente 'low- p_t ' bzw. 'high- p_t ' klassifiziert werden ($p_t^{\text{low}} > 450$ MeV/c, $p_t^{\text{high}} > 800$ MeV/c).

Die Unterteilung der r - φ -Ebene in 15 Sektoren ermöglicht topologische Korrelationen zwischen den Spuren als Triggerbedingung. Infolge der Tatsache, daß das J/ψ -Meson der Photoproduktionsprozesse bei HERA niedrige Transversalimpulse besitzt (siehe Abbildung 5.3(a) und (b)), sind die aus dem Zerfall entstandenen Myonen in der r - φ -Ebene nahezu entgegengesetzt ausgerichtet. Die Be-

¹Distance of Closest Approach

dingung, daß zwei Spuren mit einem Abstand von mindestens 5 φ -Segmenten ($\Delta\varphi > 5/15 \cdot 360^\circ = 120^\circ$) gefunden werden, ist daher ein wirkungsvolles Triggerelement (**DC_RPhi_Topo**) (siehe Abschnitt 5.3.3).

Leider verzögerte sich der Zeitpunkt der Inbetriebnahme des Spuren-Trigger derart, daß erst zum Ende der Datennahme 1992 die ersten Signale geliefert wurden und eine Verwendung des Triggers für die in dieser Arbeit diskutierten Meßdaten nicht möglich war.

5.2.4 Eisen-Myon-Trigger

Der Eisen-Myon-Trigger wird aus Signalen der Streamerrohrkammern innerhalb des instrumentierten Eisens gebildet. In jedem der 64 Module (vergleiche Abschnitt 3.2.3) sind jeweils 5 der 16 Ebenen für Triggerzwecke ausgerüstet. Von innen nach außen gesehen handelt es sich um die Lagen #3, #4, #5, #8 und #12. Nach der Digitalisierung der Drahtsignale werden die Informationen dieser Kammern unabhängig vom Zustand der Pipeline weiterverarbeitet.

Der erste Schritt ist die Bildung eines logischen 'Oders' über sämtliche Signale einer Ebene. Diese so gebildeten 5 Ebenensignale eines Moduls gelangen zusammen mit zwei sogenannten 'Majoritäts-Bits'² in die erste logische Triggerstufe. Dort ist mit Hilfe von RAM's³ eine nahezu beliebige Verknüpfung dieser Signale möglich. Die folgenden Bedingungen bieten einige Beispiele für topologische Kombinationen, die für die J/ψ -Erkennung verwendet werden können:

- 2 der 5 Triggerebenen wurden getroffen (2/5).
- 3 der 5 Triggerebenen wurden getroffen (3/5).
- 2 der 3 inneren sowie 1 der 2 äußeren Triggerebenen wurden getroffen.
- Ebene #3, #4 und #12 wurden getroffen.
- 2 der 5 Triggerebenen wurde getroffen und in Ebene #3 hat nur ein Element bestehend aus 16 logisch 'veroderten' Drähten ein Signal gesehen.

Das System ist für maximal 8 solcher, frei programmierbarer Bedingungen ausgelegt, die die nachgewiesenen 'Myonen' definieren. Von jedem Modul gelangt jeweils das i -te ($i = 1, \dots, 8$) Ausgangssignal in eine zweite logische Triggerstufe, in der —

²Die Forderungen lauten, daß in Ebene #3 genau ein Element bestehend aus 16 logisch 'veroderten' Drähten bzw. mehr als ein Element getroffen worden sind.

³Random Access Memory

ebenfalls mit Hilfe von RAM's — weitere topologische Kombinationen zwischen diesen 64 'Myonen' möglich sind. Die 8 Ausgangssignale dieser zweiten Triggerstufe bilden die Triggerelemente des Eisen-Myon-Triggers. Eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise und der logischen Möglichkeiten ist unter der Referenz [80] zu finden.

Sinnvolle, der Geometrie des Detektors und der Topologie der Myon-Paare entgegenkommende Bedingungen sind z.B. die Forderungen nach einem bzw. mehr als einem 'Myon' lokalisiert in den vier definierten Subdetektoren. Diese Triggerelemente sind in der Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

	genau ein 'Myon'	mehr als ein 'Myon'
vordere Endkappe	Mu_EQ1_FEC	Mu_GT1_FEC
vorderes Barrel	Mu_EQ1_FBA	Mu_GT1_FBA
rückwärtiges Barrel	Mu_EQ1_BBA	Mu_GT1_BBA
rückwärtige Endkappe	Mu_EQ1_BEC	Mu_GT1_BEC

Tabelle 5.1: Triggerelemente des Eisen-Myon-Triggers.

Da zur Verbesserung der Akzeptanz des Myon-Systems jeweils ein logisches 'Oder' über zwei benachbarte Zeitscheiben durchgeführt wird, kann der Eisen-Myon-Trigger kein T0-Signal zur Verfügung stellen.

5.2.5 Vorwärts-Myon-Trigger

Der Vorwärts-Myon-Trigger basiert auf den Signalen der zur Bestimmung des Polarwinkels dienenden θ -Driftkammern des Myon-Spektrometers in Vorwärtsrichtung. Dabei wird ausgenutzt, daß die Summe der Driftzeiten in den zwei Lagen jeder θ -Kammer einen konstanten Wert annimmt, wenn das signalauslösende Teilchen die Ebenen senkrecht durchquert.

Mit Hilfe eines zweidimensionalen Schieberegisters, in dem die Driftzeiten der beiden Lagen digitalisiert und abgelegt werden, wird ein T0-Signal generiert. Außerdem können Spur-Segmente von Teilchen identifiziert werden, die die Driftkammern senkrecht durchqueren.

Im zweiten Schritt wird mit ähnlichen Registern verlangt, daß die gefundenen Spur-Segmente zu Spuren zusammengesetzt werden können, die aus der Vertex-Region stammen. Dabei wird die Vielfachstreuung in dem Kalorimeter- und Eisenmaterial

sowie die Ablenkung aufgrund des Magnetfeldes berücksichtigt.

Die einzelnen Spur-Elemente der Kammern vor dem Toroidmagneten werden mit denjenigen hinter dem Magneten kombiniert. Für eine ausführliche Beschreibung sei auf die Referenz [81] verwiesen.

Die zur Verfügung stehenden Triggerelemente liefern die Zahl der registrierten Spuren und ermöglichen, genau ein Myon oder mehr als ein Myon im gleichen oder in verschiedenen Oktanten des Myon-Spektrometers zu verlangen. Der notwendige Impuls zum Nachweis von Myonen durch das Vorwärts-Myon-System liegt in der Größenordnung von $p_\mu > 5 \text{ GeV}/c$.

Leider konnte auch der Vorwärts-Myon-Trigger aufgrund unvorhersehbarer Verzögerungen während der Datennahme 1992 nicht in Betrieb genommen werden.

5.2.6 Flugzeitähler

Die Flugzeitähler, die zu Triggerzwecken genutzt werden, bestehen aus einem Hodoskop zweier Szintillatoren etwa 2 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt in Richtung des auslaufenden Elektronstrahls. Zur Identifizierung des Untergrundes wird die Tatsache ausgenutzt, daß Teilchen-Fragmente, die in Untergrundreaktionen vor dem Wechselwirkungspunkt entstanden sind, die Flugzeitähler früher passieren als Teilchen, die aus Elektron-Proton-Reaktionen herrühren. Die Zeitdifferenz zwischen den beiden Signalen beträgt etwa 13 ns. Mit einer Zeitauflösung des Systems von $\sim 4 \text{ ns}$ ist man in der Lage, den Teil des protoninduzierten Untergrundes von Elektron-Proton-Kollisionen zu trennen, der in den Flugzeitählern ein Signal hinterläßt. Eine typische Zeitverteilung ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Das erste Maximum gibt den Zeitpunkt der Untergrundreaktion wieder, das zweite, später auftretende Maximum rührt von $e-p$ -Wechselwirkungen her.

Aufgrund dieser Verteilung wird ein sogenanntes Untergrundzeitfenster von 25.0 ns Länge um das Maximum des protoninduzierten Untergrundes gewählt. Dieses Fenster definiert das Triggerelement (TOF_BG) und findet als Veto in zahlreichen Subtriggern Verwendung. Außerdem wird ein sogenanntes Wechselwirkungsfenster von 13.1 ns Länge um den Zeitpunkt der Elektron-Proton-Kollisionen gelegt, welches das Triggerelement (TOF_IA) bildet. Dieses Signal kann nur in denjenigen physikalischen Kanälen Verwendung finden, die Endzustandsteilchen im Akzeptanzbereich der Flugzeitähler besitzen.

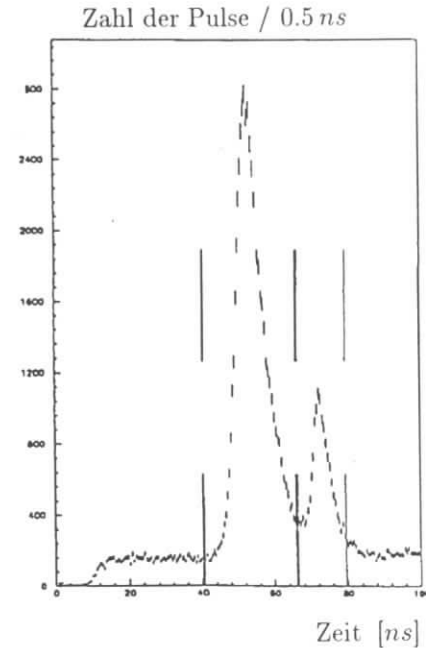


Abbildung 5.6: Typische Zeitverteilung der gemessenen Signale des Flugzeitsystems [55].

5.3 Akzeptanz-Berechnungen

In diesem Kapitel sollen die Nachweiswahrscheinlichkeiten und die verbleibenden Untergrundraten diskutiert werden, die mit Hilfe der einzelnen, schon erläuterten Triggerelemente erzielt werden können. Für diese Studien wurden J/ψ -Ereignisse der diffraktiven elastischen Produktion und der Photon-Gluon-Fusion verwendet. Bei der Betrachtung der J/ψ -Ereignisse bietet sich aufgrund der Detektorgeometrie und der Ereignistopologie eine Unterteilung in Winkelklassen an [74], die im ersten Abschnitt erläutert wird. Zur Abschätzung des Untergrundes dienen die in Kapitel 4.5 vorgestellten Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse.

5.3.1 Globale Bedingungen

Wie schon in Kapitel 5.1 diskutiert ist die Polarwinkelverteilung der Zerfallsmyonen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung ausgerichtet (vergleiche Abbildung 5.3 (c) und (d)). Außerdem ist die Energie der Myonen vom Winkel θ_μ abhängig. Unter zusätzlicher Berücksichtigung der Detektorgeometrie liegt es nahe, eine Unterteilung in verschiedene Polarwinkelbereiche vorzunehmen und für jeden der Bereiche unterschiedliche Triggerbedingungen zu verlangen.

Tabelle 5.2 zeigt für den Fall der elastischen J/ψ -Erzeugung die jeweiligen Anteile der Ereignisse, die sich auf fünf verschiedene Winkelklassen verteilen. Myonen mit Winkeln $\theta_\mu < 5^\circ$ liegen nicht im Akzeptanzbereich des Detektors, eine Ereignis-

Winkelbereich der Myonen	0° - 5°	(F) 5° - 25°	(C) 25° - 155°	(B) 155° - 175°	175° - 180°
0° - 5°	22.3 %	12.4 %	4.8 %	0.1 %	—
(F) 5° - 25°		6.0 %	11.8 %	1.1 %	0.8 %
(C) 25° - 155°			17.2 %	12.1 %	3.9 %
(B) 155° - 175°				5.9 %	2.5 %
175° - 180°					—

Tabelle 5.2: Ereignisanteile der elastischen J/ψ -Produktion in verschiedenen Polarwinkelbereichen.

nisrekonstruktion ist nicht möglich. Der Vorwärtsbereich (F) mit Polarwinkeln im Bereich $5^\circ < \theta_\mu < 25^\circ$ wird von dem Spurkammersystem in Vorwärtsrichtung zusammen mit der inneren Jetkammer (CJC1) erfaßt und der zentrale Bereich (C) $25^\circ < \theta_\mu < 155^\circ$ wird vom gesamten zentralen Spurkammersystem überdeckt. In Rückwärtsrichtung $155^\circ < \theta_\mu < 175^\circ$ steht nur die innere Jetkammer zur Spur-rekonstruktion zur Verfügung und Polarwinkel $\theta_\mu > 175^\circ$ liegen außerhalb des Akzeptanzbereiches.

Die Tabelle 5.2 für die elastische J/ψ -Produktion und die entsprechende Tabelle 5.3 für die J/ψ -Erzeugung durch die Photon-Gluon-Fusion spiegeln beide die Ausrichtung in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung wider.

Die Bedingung, daß sich beide Myonen im Vorwärts- (F) oder zentralen (C) Bereich des H1-Detektors befinden, wird für den Prozeß der elastischen J/ψ -Produktion von 35.0 % der Ereignisse erfüllt. Im Fall der Photon-Gluon-Fusion liegt der Anteil bei 57.4 %. Für die nachfolgenden Untersuchungen wird in Bezug auf die J/ψ -Erzeugung häufig nur dieser Anteil berücksichtigt und in die 3 Klassen (FF),(FC)

Winkelbereich der Myonen	0° - 5°	(F) 5° - 25°	(C) 25° - 155°	(B) 155° - 175°	175° - 180°
0° - 5°	3.9 %	7.0 %	3.5 %	0.1 %	0.1 %
(F) 5° - 25°		9.0 %	15.4 %	0.6 %	0.1 %
(C) 25° - 155°			33.0 %	15.7 %	3.3 %
(B) 155° - 175°				6.8 %	1.3 %
175° - 180°					—

Tabelle 5.3: Ereignisanteile der inelastischen J/ψ -Produktion in verschiedenen Polarwinkelbereichen.

und (CC) unterteilt, je nachdem welchen Winkelklassen die beiden Myonen zugeordnet werden.

Als erste globale Forderung an alle hier verwendeten Ereignisse wird die T0-Bedingung verlangt. Das in Kapitel 5.2.1 erläuterte T0-Signal dient der Identifizierung der Zeitscheibe, in der sich das Ereignis befindet und ist daher eine notwendige Forderung. Die globale T0-Bedingung ist durch ein logisches 'Oder' der T0-Signale aller Detektorkomponenten definiert, deren Zeitauflösung die Bildung eines derartigen Signals erlaubt (Flüssig-Argon-Kalorimeter, Proportionalkammern und Jetkammern). In Tabelle 5.4 ist ersichtlich, daß nahezu alle J/ψ -Ereignisse diese Forderung erfüllen, während die Untergrundraten beträchtlich reduziert werden können. Die ursprünglichen Raten — abgeschätzt mit den Soll-Werten der HERA-Maschine (siehe Kapitel 3.1) — liegen für die Strahl-Gas- und die Strahl-Wand-Ereignisse in der Größenordnung mehrerer $\sim 100 \text{ kHz}$ (vergleiche Tabelle 5.4).

Die zweite globale Forderung bezieht sich auf das Flugzeitsystem und verwendet das Triggerelement (TOF_BG) (siehe Kapitel 5.2.6). Die Ergebnisse sind ebenfalls in Tabelle 5.4 verzeichnet. Das Veto auf ein Signal innerhalb des Untergrund-Zeitfensters hat erwartungsgemäß keinen Einfluß auf die J/ψ -Ereignisse. Der Untergrund, dessen Wechselwirkungspunkt sich außerhalb der Vertex-Region des Detektors befindet, wird hingegen reduziert.

Unter Forderung beider globaler Bedingungen sind die Untergrundraten deutlich zurückgegangen (siehe die Koinzidenz in Tabelle 5.4), während die J/ψ -Ereignisse kaum beeinflusst worden sind.

Bei der Diskussion in den folgenden Abschnitten werden nur noch Ereignisse verwendet, die ein globales T0-Signal und das Veto auf ein Signal innerhalb des Untergrund-Zeitfensters der Flugzeitähler besitzen.

	J/ ψ - Mesonen		Strahl-Gas- Ereignisse	Strahl-Gas- am Vertex	Strahl-Wand- Ereignisse
	elastisch	inelastisch			
total	100.0 %	100.0 %	300 kHz	12 kHz	490 kHz
globales T0	99.5 %	99.3 %	30 kHz	4 kHz	170 kHz
TOF-Veto	100.0 %	100.0 %	46 kHz	12 kHz	280 kHz
Koinzidenz	99.5 %	99.3 %	7 kHz	4 kHz	140 kHz

Tabelle 5.4: Ereignisanteile der elastischen und inelastischen J/ ψ -Produktion sowie Untergrundraten für Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse, die die Forderung des globalen T0-Signals, des Veto-Signals des Flugzeitzählers und die Koinzidenz beider Bedingungen erfüllen.

5.3.2 z-Vertex-Bedingung

Die niedrigen Spurmultiplicitäten speziell der diffraktiv erzeugten J/ ψ -Ereignisse und die daraus resultierende geringe Anzahl an Einträgen im Vertex-Histogramm ergeben niedrige Akzeptanzen für den Signifikanz-Algorithmus. Deshalb wird die in Kapitel 5.2.2 beschriebene Cluster-Bedingung als z-Vertex-Triggerelement verwendet. Zur Verdeutlichung der Problemstellung zeigt Abbildung 5.7 die Verteilung über die Anzahl der gefüllten Bins im Histogramm für die myonischen Winkelklassen (FF), (FC) sowie (CC) jeweils für den Prozeß der elastischen J/ ψ -Produktion und für die Photon-Gluon-Fusion. Man erkennt, daß die elastischen Ereignisse entsprechend der niedrigeren Spurmultiplicitäten weniger Bins mit Einträgen aufzuweisen haben als die inelastischen Ereignisse. Außerdem wird deutlich, daß die Gesamtzahl der Einträge im Vertex-Histogramm von der Winkelklasse der Myonen abhängt. Der Anteil der Ereignisse, bei dem alle Einträge in 3 benachbarten Bins zu finden sind, kann der Tabelle 5.5 entnommen werden. Der niedrige Prozentsatz für elastische J/ ψ -Reaktionen mit beiden Myonen in Vorwärtsrichtung erklärt sich dadurch, daß die Leptonen als einzige sichtbare Endzustandsteilchen häufig nicht mehr im Akzeptanzbereich des z-Vertex-Triggers liegen und kein Signal hinterlassen. Der Verlust an inelastischen J/ ψ -Ereignissen mit beiden Myonen im zentralen Bereich des Detektors liegt in der zu hohen Spurmultiplicität begründet, die eine Erfüllung der 'Cluster'-Bedingung verhindert. Aufgrund 'falscher' Padkombinationen der Proportionalkammern sind die Einträge im z-Vertex-Histogramm selten auf 3 benachbarte Bins beschränkt. Die Ereignisse hoher Spurmultiplicität können

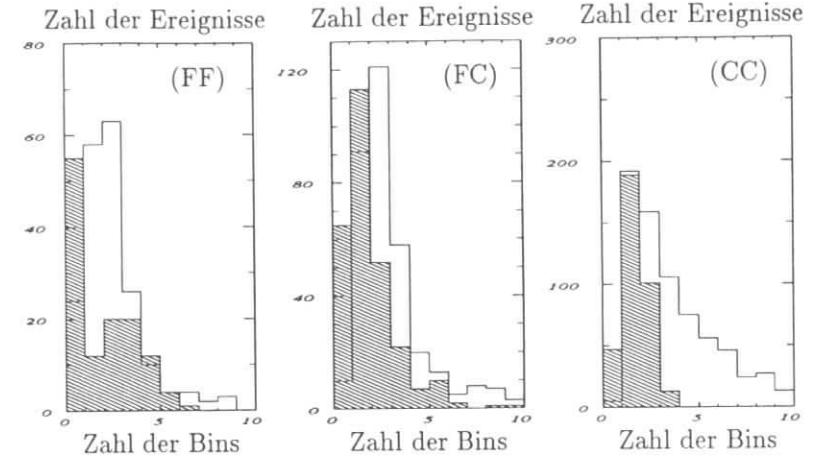


Abbildung 5.7: Verteilung der gefüllten Bins des z-Vertex-Histogramms für die Prozesse der elastischen (schraffiert) und der inelastischen (unausgefüllt) J/ ψ -Produktion, jeweils unterteilt in die Winkelklassen (FF), (FC) sowie (CC).

	elastische J/ ψ -Mesonen			inelastische J/ ψ -Mesonen		
	(FF)	(FC)	(CC)	(FF)	(FC)	(CC)
zVtx_Cls	33.0 %	69.3 %	86.4 %	70.4 %	67.7 %	50.9 %

Tabelle 5.5: Ereignisanteile der elastischen und inelastischen J/ ψ -Produktion, deren Einträge im Vertex-Histogramm in 3 benachbarten Bins zu finden sind.

jedoch mit der dort wirksamen Signifikanz-Bedingung nachgewiesen werden.

Die entsprechenden Histogramme der gefüllten Bins für die drei verschiedenen Datensätze der Untergrundwechselwirkungen liefert die Abbildung 5.8. Der Strahl-Gas-Untergrund besitzt teilweise hohe Spurmultiplicitäten verteilt auf eine größere Anzahl von Vertex-Bins. Die Strahl-Wand-Ereignisse zeichnen sich hingegen durch niedrigere Spurzahlen und ein häufigeres leeres Vertex-Histogramm aus. Die Forderung der 'Cluster'-Bedingung, deren Ergebnisse in Tabelle 5.6 eingetragen sind, führt daher zu einer drastischen Reduktion der Untergrundraten.

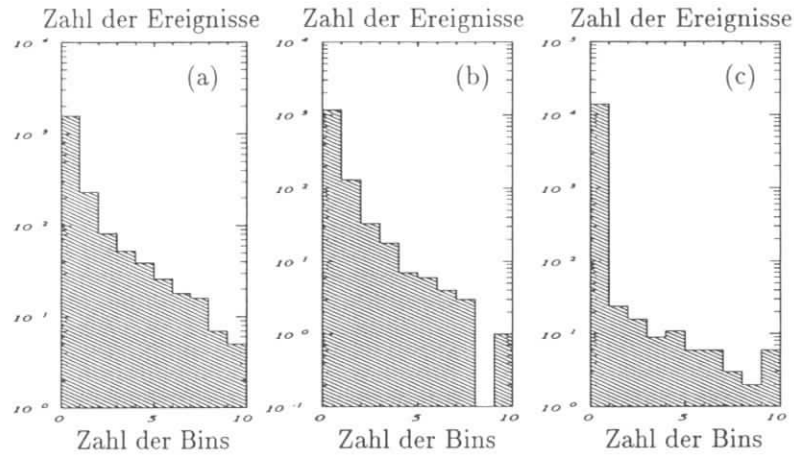


Abbildung 5.8: Verteilung der gefüllten Bins für die drei Datensätze des Strahl-Gas-Untergrundes (a), des Strahl-Gas-Untergrundes am Vertex (b) sowie des Strahl-Wand-Untergrundes (c).

	Strahl-Gas-Ereignisse	Strahl-Gas am Vertex	Strahl-Wand-Ereignisse
globale Bedingung	7 k Hz	4 k Hz	140 k Hz
zVtx_Cls	900 Hz	471 Hz	330 Hz

Tabelle 5.6: Untergrundraten der Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse, die die globalen Forderungen erfüllen sowie die Raten des Anteils, bei dem zusätzlich alle Einträge in 3 benachbarten Bins zu finden sind.

5.3.3 Driftkammer-Bedingung

Der Driftkammer-Trigger bietet aufgrund der Tatsache, daß er nur Spuren mit einem $DCA \lesssim 2\text{ cm}$ nachweisen kann, ein Mittel gegen Untergrundeignisse sowie kosmische Myonen. Die Erkennung von J/ψ -Reaktionen beschränkt sich hingegen auf den Anteil der Ereignisse, bei dem sich mindestens eins der erzeugten Teilchen im Akzeptanzbereich der Driftkammern befindet. Abbildung 5.9 zeigt die Anzahl

der gefundenen Spuren des r - φ -Triggers für die elastische J/ψ -Produktion und die

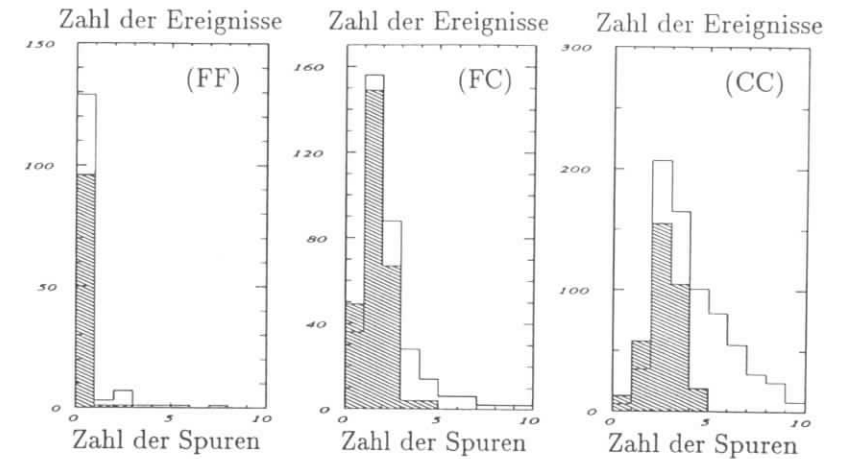


Abbildung 5.9: Verteilung der gefundenen Spuren des Driftkammer-Triggers für die Prozesse der elastischen (schraffiert) und der inelastischen (unausgefüllt) J/ψ -Produktion, jeweils unterteilt in die Winkelklassen (FF), (FC) sowie (CC).

Photon-Gluon-Fusion, jeweils unterteilt in die Winkelbereiche (FF), (FC) und (CC). Es wird deutlich, daß bei Ereignissen mit beiden Myonen in Vorwärtsrichtung im elastischen und im inelastischen Fall keine Forderung an den Spuren-Trigger gestellt werden kann.

Bei Ereignissen mit beiden Myonen im Zentralbereich hingegen können häufig min-

	elastische J/ψ -Mesonen			inelastische J/ψ -Mesonen		
	(FF)	(FC)	(CC)	(FF)	(FC)	(CC)
DC_RPhi_Topo	–	0.8 %	71.1 %	0.5 %	9.1 %	78.4 %

Tabelle 5.7: Ereignisanteile der elastischen und inelastischen J/ψ -Produktion mit Spuren in zwei φ -Segmenten der Driftkammern, die einen Mindestabstand größer 5 Segmente besitzen.

destens zwei Spuren beobachtet werden. Die topologische Bedingung nach zwei nahezu entgegengesetzten Spuren mit einer Winkeldifferenz von $\Delta\varphi > 120^\circ$ in der

$r-\varphi$ -Ebene ist erfolgreich anwendbar. Die damit nachweisbaren Anteile der Ereignisse für die zwei Prozesse der J/ψ -Erzeugung sind der Tabelle 5.7 zu entnehmen.

Das Verhalten der Untergründereignisse gegenüber dem Driftkammer-Trigger verdeutlicht die Abbildung 5.10. Der Prozentsatz an Ereignissen mit nachweisbaren

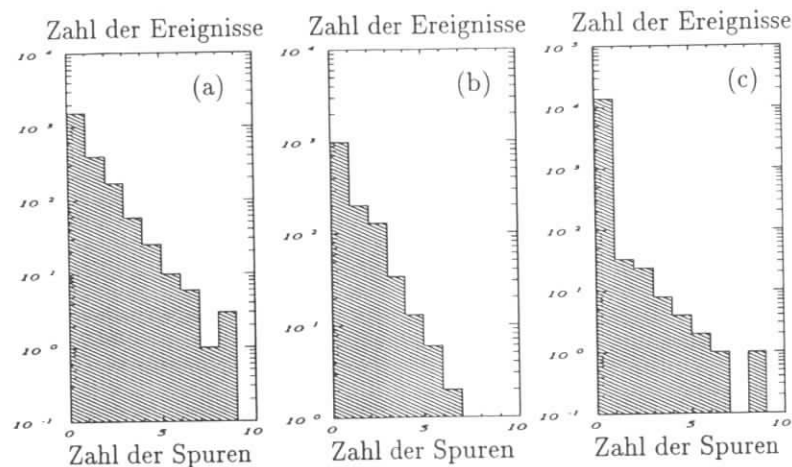


Abbildung 5.10: Verteilung der gefundenen Spuren des Driftkammer-Triggers für die drei Datensätze des Strahl-Gas-Untergrundes (a), des Strahl-Gas-Untergrundes am Vertex (b) sowie des Strahl-Wand-Untergrundes (c).

Spuren ist für beide Untergrundquellen gering. Die Forderung nach Spuren in zwei

	Strahl-Gas-Ereignisse	Strahl-Gas am Vertex	Strahl-Wand-Ereignisse
globale Bedingung	7 k Hz	4 k Hz	140 k Hz
DC_RPhi_Topo	210 Hz	120 Hz	90 Hz

Tabelle 5.8: Untergrundraten der Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse, die die globalen Forderungen erfüllen sowie die Raten des Anteils, der zusätzlich Spuren in zwei φ -Segmenten der Driftkammern mit einem Mindestabstand größer 5 Segmente besitzt.

verschiedenen φ -Segmenten mit einem Mindestabstand von $> 120^\circ$ (das entspricht

> 5 Segmenten) bestätigt den Driftkammer-Trigger als wirkungsvolles Mittel zur Unterdrückung von Untergründereignissen. Die Resultate sind in Tabelle 5.8 zusammengefaßt.

5.3.4 Eisen-Myon-Bedingung

Ein Vorteil bei der Untersuchung des myonischen Zerfallskanals von J/ψ -Ereignissen ist die eindeutige und gut nachweisbare Signatur im Myonsystem des Detektors. Um die Forderungen des Eisen-Myon-Triggers zu erfüllen, ist eine Energie der Myonen von $E_\mu > 1.5 \text{ GeV}$ notwendig. Tabelle 5.9 gibt die Anteile der Ereignisse der elastischen und inelastischen J/ψ -Produktion wieder, bei denen genau ein bzw. mehr

		elastische J/ψ -Mesonen			inelastische J/ψ -Mesonen		
		(FF)	(FC)	(CC)	(FF)	(FC)	(CC)
= 1 Myon	(3/5)	38.8 %	63.0 %	37.9 %	50.5 %	65.9 %	43.4 %
> 1 Myon	(3/5)	49.2 %	8.0 %	5.1 %	41.8 %	13.2 %	10.8 %
= 1 Myon	(2/5)	28.5 %	69.1 %	47.6 %	32.1 %	68.8 %	49.1 %
> 1 Myon	(2/5)	66.5 %	13.5 %	11.1 %	64.3 %	21.5 %	21.7 %

Tabelle 5.9: Ereignisanteile der elastischen und inelastischen J/ψ -Produktion mit genau einem bzw. mehr als einem 'Myon' im instrumentierten Eisen. Die 'Myon'-Bedingung ist (2/5) bzw. (3/5).

als ein 'Myon' gefunden wird. Es ist deutlich erkennbar, daß die zentrale Winkelklasse (CC) aufgrund der dort vorhandenen niedrigen Energien E_μ die geringste Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen im instrumentierten Eisen aufzuweisen hat. Nur in dem Fall, daß sich beide Myonen im Vorwärtsbereich des Detektors befinden (Winkelklasse (FF)), leistet die Forderung nach mehr als einem 'Myon' einen entscheidenden Beitrag.

Als Bedingung zur Definition eines 'Myons' wurden in Tabelle 5.9 die Forderung von 2 der 5 Triggerlagen und die Forderung von 3 der 5 Triggerlagen miteinander verglichen. Die Abnahme des identifizierbaren Anteils von Ereignissen mit zunehmender Anzahl an geforderten Triggerebenen liegt hauptsächlich in der Nachweiswahrscheinlichkeit der Streamerrohrkammern von etwa 80 % begründet. Bei Myonen niedriger Energie trägt zusätzlich die Eindringtiefe zu den Unterschieden bei. Man erkennt ebenfalls, daß in der Winkelklasse (FF) bei der schwächeren

'Myon'-Bedingung (2/5) der Anteil der Ereignisse mit genau einem nachgewiesenen 'Myon' zurückgeht, weil in diesem Fall häufig beide 'Myonen' identifiziert werden können.

Insgesamt geht aus der Tabelle 5.9 hervor, daß für Ereignisse der Winkelklasse (FF) ein Anteil von etwa 90 % eine erkennbare Myon-Signatur aufweist, während für die zentrale Winkelklasse aufgrund der geringen Energien nur etwa 50 % der Ereignisse im Eisen nachweisbare Myonen besitzen.

Die Forderung nach einer Myon-Signatur im Detektor ist hilfreich bei der Unterdrückung von Untergründereignissen. Tabelle 5.10 zeigt die verbleibenden Raten für Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen nach der Forderung von einem

		Strahl-Gas-Ereignisse	Strahl-Gas am Vertex	Strahl-Wand-Ereignisse
globale Bedingung		7 k Hz	4 k Hz	140 k Hz
= 1 Myon	(3/5)	290 Hz	99 Hz	900 Hz
> 1 Myon	(3/5)	24 Hz	6 Hz	80 Hz
= 1 Myon	(2/5)	576 Hz	216 Hz	2 kHz
> 1 Myon	(2/5)	66 Hz	15 Hz	180 Hz

Tabelle 5.10: Untergrundraten der Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse, die die globalen Forderungen erfüllen sowie die Raten des Anteils, der zusätzlich genau ein bzw. mehr als ein 'Myon' im instrumentierten Eisen besitzt. Die 'Myon'-Bedingung ist (2/5) bzw. (3/5).

bzw. mehr als einem 'Myon' im instrumentierten Eisen. Bei den Strahl-Wand-Wechselwirkungen tragen hauptsächlich die Halo-Myonen zu der verbleibenden Rate bei. Im Fall der Strahl-Gas-Reaktionen sind aus π - und K-Meson-Zerfällen entstandene Myonen aber auch als Myonen mißidentifizierte hochenergetische Pionen dafür verantwortlich, daß Untergründereignisse die Bedingungen des Eisen-Myon-Triggers erfüllen.

5.3.5 Vorwärts-Myon-Bedingung

Ein dem instrumentierten Eisen ähnliches Bild ergibt sich bei der Anwendung der Forderungen des Vorwärts-Myon-Triggers nach einem bzw. mehr als einem Myon

	elastische J/ψ -Mesonen			inelastische J/ψ -Mesonen		
	(FF)	(FC)	(CC)	(FF)	(FC)	(CC)
= 1 Myon	36.3 %	35.4 %	—	30.1 %	31.8 %	1.1 %
> 1 Myon	46.4 %	0.6 %	—	54.1 %	0.9 %	0.1 %

Tabelle 5.11: Ereignisanteile der elastischen und inelastischen J/ψ -Produktion mit genau einem bzw. mehr als einem Myon im Vorwärts-Myonsystem.

im Myon-Spektrometer. Tabelle 5.11 zeigt die Anteile der Ereignisse der elastischen J/ψ -Erzeugung und des Prozesses der Photon-Gluon-Fusion, die den Kriterien des Vorwärts-Myon-Systems genügen. Bei diesem Trigger ist wegen des eingeschränkten Polarwinkelbereichs des Spektrometers die Anwendbarkeit auf Myonen in Vorwärtsrichtung (F) beschränkt. In der Winkelklasse (FF) beträgt der Anteil der nachweisbaren Ereignisse etwa 80 % .

In Tabelle 5.12 sind die Raten der Untergründereignisse eingetragen, die im Vorwärts-

		Strahl-Gas-Ereignisse	Strahl-Gas am Vertex	Strahl-Wand-Ereignisse
globale Bedingung		7 k Hz	4 k Hz	140 k Hz
= 1 Myon		57 Hz	39 Hz	250 Hz
> 1 Myon		12 Hz	—	30 Hz

Tabelle 5.12: Untergrundraten der Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse, die die globalen Forderungen erfüllen sowie die Raten des Anteils, der zusätzlich genau ein bzw. mehr als ein Myon im Vorwärts-Myonsystem besitzt.

Myonsystem ein Signal abgeben. Auch hier ist eine beträchtliche Reduktion des Untergrundes möglich.

5.4 J/ψ -Subtrigger

Die Untersuchungen des letzten Abschnitts haben verdeutlicht, daß jedes der Trigger-elemente eine erkennbare Reduktion des Untergrundes bewirken kann, während

von den Photoproduktionsereignissen nur derjenige Anteil verloren geht, der aufgrund fehlender Signaturen im Detektor nicht nachgewiesen werden kann. Derartige Ereignisse werden im allgemeinen auch in der späteren Auswertung keine Verwendung finden, da eine Rekonstruktion der Kinematik nur mit Hilfe einer Impulsmessung der Spuren und einer Myon-Identifizierung möglich ist.

Die verbleibenden Untergrundraten sind unter alleiniger Forderung einzelner Triggererelemente zur Verwendung als Subtrigger der 1. Entscheidungsebene noch zu hoch (es sollte für jeden Subtrigger eine Rate in der Größenordnung von 10 Hz angestrebt werden). Unter Ausnutzung der Tatsache, daß die einzelnen Triggererelemente unabhängig voneinander sind und auf unterschiedliche Signaturen von Untergrundereignissen ansprechen, ist durch Koinzidenzbildung verschiedener Triggererelemente eine Reduktion des Untergrundes auf ein erträgliches Maß möglich. Aufgrund der Unsicherheiten bezüglich der im 1. Betriebsjahr bei HERA auftretenden Untergrundraten, sind J/ψ -Subtrigger mit unterschiedlichen Bedingungen untersucht worden. Die Resultate eines strengen und eines schwachen Subtriggers sollen an dieser Stelle diskutiert werden.

Zusätzlich zur Forderung der globalen T0-Bedingung und des Vetos des Flugzeitsystems wurden die folgenden, restriktiven Bedingungen formuliert:

- (FF): z -Vertex-Cluster-Bedingung mit maximal 3 Einträgen im Histogramm, ≤ 3 Spuren im Driftkammer-Trigger, ≥ 2 'Myonen' in der vorderen Endkappe des instrumentierten Eisens⁴ und ≥ 1 Myon im Vorwärts-Spektrometer.
- (FC): z -Vertex-Cluster-Bedingung mit maximal 5 Einträgen im Histogramm, 1-5 Spuren im Driftkammer-Trigger und ≥ 1 'Myon' im instrumentierten Eisen.
- (CC): z -Vertex-Cluster-Bedingung mit maximal 7 Einträgen im Histogramm, 2-7 Spuren im Driftkammer-Trigger, der topologischen r - φ -Bedingung ($\Delta\varphi > 120^\circ$) und ≥ 1 'Myon' im instrumentierten Eisen.

Es ergeben sich die in Tabelle 5.13 dargestellten Nachweiswahrscheinlichkeiten für die elastische und die inelastische J/ψ -Produktion. Bei Ereignissen in den drei Winkelklassen werden jeweils Nachweiswahrscheinlichkeiten von etwa 20-40% erreicht. Bezogen auf alle generierten Ereignisse können ungefähr 18% der elastischen sowie 21% der inelastischen J/ψ -Ereignisse nachgewiesen werden. Der Untergrund ist unter den dargelegten Forderungen nahezu vollständig unterdrückt.

⁴Die 'Myon'-Bedingung wurde auf (3/5) Lagen in den Endkappen und (2/5) Lagen im Barrelbereich festgelegt.

strenge Forderung	elastische J/ψ -Mesonen			inelastische J/ψ -Mesonen		
	(FF)	(FC)	(CC)	(FF)	(FC)	(CC)
pro Klasse	28.5%	40.0%	38.9%	21.7%	43.9%	24.2%
total	18.4%			21.4%		

Tabelle 5.13: Ereignisanteile der elastischen und inelastischen J/ψ -Produktion, die durch eine strenge Koinzidenz an Triggererelementen akzeptiert werden.

Tabelle 5.14 zeigt eine verbleibende Rate von jeweils etwa 10 Hz für Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen.

strenge Forderung	Strahl-Gas-Ereignisse	Strahl-Gas am Vertex	Strahl-Wand-Ereignisse
globale Bedingung	7 k Hz	4 k Hz	140 k Hz
total	~ 9 Hz	~ 6 Hz	~ 10 Hz

Tabelle 5.14: Untergrundraten der Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse, die durch eine strenge Trigger-Bedingung akzeptiert werden.

Wesentlich 'weichere' Subtrigger ergeben sich bei der Wahl der folgenden Bedingungen, erneut unter Hinzunahme der globalen T0-Bedingung sowie des Vetos des Flugzeitzählers:

- (FF): z -Vertex-Cluster-Bedingung und ≥ 2 'Myonen' in der vorderen Endkappe des instrumentierten Eisens⁵.
- (FC): z -Vertex-Cluster-Bedingung, ≥ 1 Spur im Driftkammer-Trigger und ≥ 1 'Myon' im instrumentierten Eisen.
- (CC): z -Vertex-Cluster-Bedingung, ≥ 2 Spuren im Driftkammer-Trigger und ≥ 1 'Myon' im instrumentierten Eisen.

⁵Die 'Myon'-Bedingung wurde auf (3/5) Lagen in den Endkappen und (2/5) Lagen im Barrelbereich festgelegt.

Die Tabelle 5.15 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit der J/ψ -Ereignisse. Für die einzelnen Winkelklassen ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit zwischen 30 %

schwache Forderung	elastische J/ψ -Mesonen			inelastische J/ψ -Mesonen		
	(FF)	(FC)	(CC)	(FF)	(FC)	(CC)
pro Klasse	37.1 %	44.3 %	41.3 %	30.0 %	53.2 %	32.1 %
total	21.4 %			33.7 %		

Tabelle 5.15: Ereignisanteile der elastischen und inelastischen J/ψ -Produktion, die durch eine schwache Koinzidenz an Triggerelementen akzeptiert werden.

und 50 %. Die Akzeptanz unter Berücksichtigung aller generierten Ereignisse steigt für die beiden Prozesse auf etwa 21 % bzw. 34 %. Unter Forderung dieser schwachen Bedingungen ist ein Anstieg der Untergrundraten auf Werte von jeweils etwa 20 Hz für Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen zu beobachten. Die Zahlen sind in Tabelle 5.16 eingetragen.

schwache Forderung	Strahl-Gas-Ereignisse	Strahl-Gas am Vertex	Strahl-Wand-Ereignisse
globale Bedingung	7 k Hz	4 k Hz	140 k Hz
total	~ 15 Hz	~ 9 Hz	~ 20 Hz

Tabelle 5.16: Untergrundraten der Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse, die durch eine 'weiche' Trigger-Bedingung akzeptiert werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß unter Berücksichtigung der Untergrundraten, die auftreten, wenn die HERA-Maschine bei Soll-Werten betrieben wird, eine ausreichende Reduktion der Rate auf Werte der Größenordnung von jeweils 10 - 20 Hz für Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen erzielt werden kann. Verteilt auf drei Subtrigger ((FF),(FC) und (CC)) liefert diese Rate für den Trigger der 1. Entscheidungsebene eine vernünftige Ausgangsbasis, die mit den Triggern höherer Entscheidungsebene weiter reduziert werden kann.

Aufgrund der Unsicherheiten in der Simulation der Untergrundereignisse sind detailliertere Untergrund-Untersuchungen erst sinnvoll, wenn die Monte Carlo-Ereignisse mit der Signatur des bei HERA gemessenen Untergrundes verglichen worden sind.

Erste Ergebnisse der Meßperiode 1992 werden in Kapitel 5.5 zusammengefaßt.

An dieser Stelle sollte erwähnt werden, daß der durch den Trigger reduzierten Untergrundrate von 10 - 20 Hz ein nachweisbarer Anteil von Ereignissen der J/ψ -Erzeugung gegenübersteht, der bei Soll-Werten der HERA-Maschine eine Ereignisrate von etwa $\sim 10^{-3}$ Hz erzeugt. Anhand dieser Zahlen werden die Anforderungen deutlich, die an eine nachfolgende Selektion von J/ψ -Kandidaten gestellt werden müssen.

5.5 H1-Trigger der Datennahme 1992

Während der Datennahme 1992, dem ersten Betriebsjahr von HERA, wurden 10×10 Teilchenpakete zur Kollision gebracht. Die Anzahl der Teilchen pro Paket lag für Protonen und Elektronen ebenfalls unter den Nominal-Werten. Aus diesem Grunde war es möglich, schwache Forderungen an die Triggerelemente zum Nachweis von J/ψ -Reaktionen zu stellen. Die relevanten Subtrigger, mit deren Hilfe die innerhalb dieser Arbeit analysierten Daten nachgewiesen wurden, sind im folgenden zusammengestellt:

- Subtrigger-Bit 24: `zVtx_T0` und `zVtx_max_Veto` und `Mu_GE1_FEC`⁶
- Subtrigger-Bit 25: `zVtx_T0` und `Mu_GE1_BEC`
- Subtrigger-Bit 26: `zVtx_T0` und (`Mu_GE1_FBA` oder `Mu_GE1_BBA`)

Für die Forderung an den Vertex-Trigger stellte sich das T0-Signal als ausreichend heraus. Nur das Subtrigger-Bit 24 mußte aufgrund der zunehmenden Untergrundraten hadronischer Fragmente in der vorderen Endkappe (siehe Abbildung 5.11 (a)) mit dem Triggerelement `zVtx_max_Veto` (≤ 15 Einträge im Vertex-Histogramm) in Koinzidenz gesetzt werden.

Bei Anwendung dieser schwachen Forderungen auf die Monte Carlo-Ereignisse der J/ψ -Erzeugung ergeben sich die in Tabelle 5.17 zusammengefaßten Akzeptanzen. Die Subtrigger, die die vordere oder hintere Endkappe des instrumentierten Eisens zur Myon-Identifizierung verwenden, erreichen Nachweiswahrscheinlichkeiten von knapp 15 % für die elastische J/ψ -Erzeugung und fast 30 % für den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion. Der Subtrigger, der auf Myonen im Barrelbereich anspricht, besitzt erwartungsgemäß deutlich niedrigere Anteile von beobachtbaren Ereignissen. Die Veroderung der drei J/ψ -Subtrigger führt zu Nachweiswahrscheinlichkeiten von

⁶Die 'Myon'-Bedingung wurde auf (3/5) Lagen festgelegt.

J/ψ -Trigger (1992)	elastische J/ψ -Mesonen	inelastische J/ψ -Mesonen
Bit 24	14.4 %	28.3 %
Bit 25	13.4 %	25.5 %
Bit 26	1.6 %	9.7 %
'oder'	28.9 %	59.8 %
L1 total	34.3 %	68.6 %

Tabelle 5.17: Ereignisanteile der elastischen und inelastischen J/ψ -Produktion, die durch die Myon-Subtrigger und den totalen L1-Trigger der Datennahme 1992 akzeptiert werden.

knapp 30 % für elastisch und 60 % für tiefinelastisch erzeugte Vektormesonen. Die Verbesserungen gegenüber den Ergebnissen aus Kapitel 5.4 sind auf die schwachen Anforderungen an die Vertex-Signatur im Spurkammersystem zurückzuführen ($zVtx_T0$). Der deutliche Zuwachs an Ereignissen der inelastischen J/ψ -Produktion beruht auf der Tatsache, daß diese z -Vertex-Bedingung keine obere Grenze für die nachweisbare Spurmultiplicität aufweist.

Unter Hinzunahme aller anderen, zum L1-Signal beitragenden Subtrigger kann ein weiterer Anstieg des Anteils der nachweisbaren Ereignisse erreicht werden (vergleiche Tabelle 5.17). Die Nachweiswahrscheinlichkeit für elastische J/ψ -Produktion steigt auf fast 35 %, von den Ereignissen aus dem Prozeß der Photon-Gluon-Fusion werden fast 70 % akzeptiert. Bei beiden physikalischen Reaktionen wird der Anstieg hauptsächlich durch die sogenannten Spuren-Trigger verursacht, die keine Myon-Signatur verlangen. Den wesentlichen Beitrag liefert die Koinzidenz aus der Signifikanz-Bedingung des z -Vertex-Triggers mit einem Triggererelement des Driftkammer-Triggers ($zVtx_sig1$ und DC_RPhi_Thr1).

Ebenfalls erwähnenswert sind die Subtrigger, die auf dem Luminositätssystem des H1-Detektors basieren. Diese ermöglichen den Nachweis derjenigen Ereignisse der J/ψ -Produktion, bei denen sich das gestreute Elektron im Akzeptanzbereich des Elektron-Kalorimeters ($0.2 < y < 0.8$, $3 \cdot 10^{-8} GeV^2 < Q^2 < 10^{-2} GeV^2$ [5]) befindet. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist mit etwa 5 % für elastische und inelastische J/ψ -Mesonen recht klein. Die Kinematik dieser Ereignisse zeichnet sich jedoch durch niedrige Werte des Gluonimpulsanteils des Protons x_g aus (vergleiche Kapitel 2.4.2) und ermöglicht die Bestimmung der Gluon-Strukturfunktion in diesem kinematischen Bereich [82]. Hinzu kommt aufgrund der Messung des gestreuten Elektrons eine zuverlässige Bestimmung der kinematischen Variable y (siehe Gleichung (2.4)).

Die Spuren-Trigger ebenso wie die Luminositäts-Trigger bieten darüber hinaus redundante Informationen, die eine Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Triggererelemente möglich macht.

Die während der Datennahme des Jahres 1992 bei H1 gemessenen Raten der drei Subtrigger, die dem Nachweis von J/ψ -Mesonen dienen, können der Tabelle 5.18 entnommen werden. Dazu wurde eine Füllung des Elektron-Proton-Speicherrings

Subtrigger	Bit 24	Bit 25	Bit 26
gemessene Rate	1.30 Hz	0.30 Hz	0.51 Hz
Strahl-Gas (MC)	1.0 Hz	0.5 Hz	–
Strahl-Gas am Vertex (MC)	0.3 Hz	–	–
Strahl-Wand (MC)	0.7 Hz	0.7 Hz	–

Tabelle 5.18: Trigger-Raten, die typischerweise während der Datennahme 1992 mit den für die J/ψ -Erzeugung relevanten Subtrigger gemessen wurden. Im Vergleich dazu sind die Raten der Monte Carlo-Ereignisse dargestellt, die auf die gemessene Luminosität extrapoliert worden sind.

gewählt, bei der die Teilchenströme $I_e = 1.6 mA$ für die Elektronen sowie $I_p = 1.0 mA$ für die Protonen betragen. Die Luminosität entsprach etwa $\sim 1\%$ des nominalen Wertes. Da die während der Meßperiode 1992 erwartete Rate an Ereignissen der J/ψ -Erzeugung vernachlässigbar klein war, mußten die gemessenen Raten aus Tabelle 5.18 von verschiedenen Untergrundquellen verursacht worden sein.

Die Rate des Subtrigger-Bits 24 für die vordere Endkappe wurde von hadronischen Fragmenten dominiert, deren unkorrelierte Treffer in den Streamerrohrkammern die Triggerbedingung des Eisen-Myon-Triggers zufällig erfüllt haben. Ein typisches Ereignis ist in Abbildung 5.11 (a) dargestellt.

Die Rate im Barrelbereich (Subtrigger-Bit 26) wurde durch kosmische Myonen verursacht, ein typisches Ereignis dieser Art zeigt Abbildung 5.11 (b).

Die Rate des Subtrigger-Bits 25 wurde von Halo-Myonen mit zusätzlich geringer Aktivität im Spurkammersystem erzeugt.

In Tabelle 5.18 sind ebenfalls die Raten der Monte Carlo-Rechnungen zur Simulation von Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen angegeben. Dabei wurden die mit Hilfe der Soll-Werte der HERA-Maschine berechneten Untergrundraten auf die Teilchenströme der Meßperiode 1992 extrapoliert. Für die Subtrigger, die die vordere bzw. hintere Endkappe des instrumentierten Eisens zur Myon-Identifizierung verwenden (Subtrigger-Bit 24 und 25), zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Die

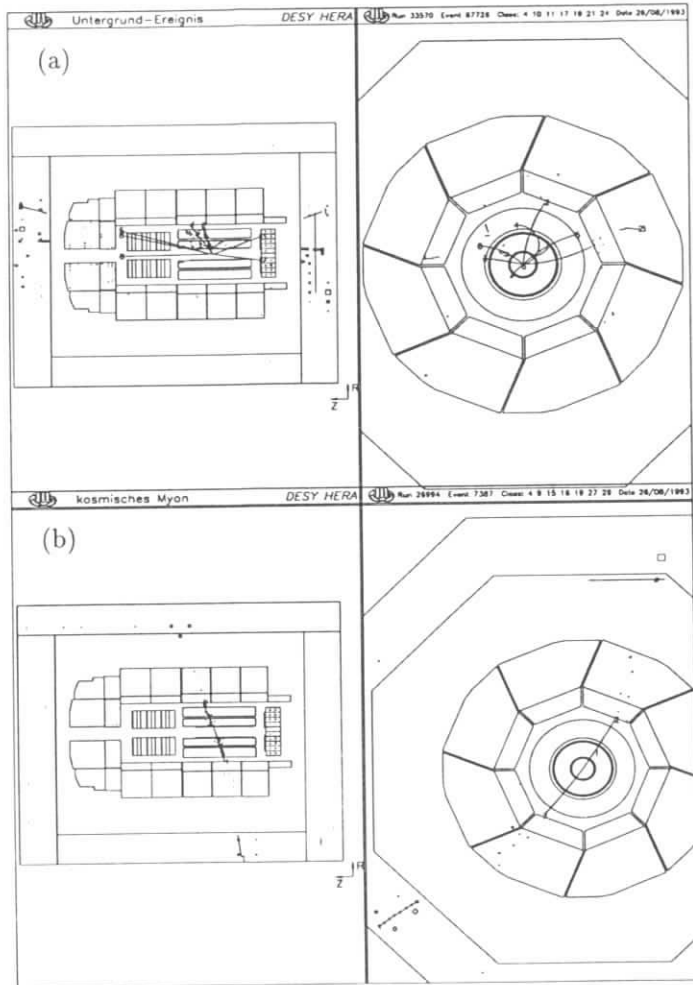


Abbildung 5.11: Typisches Untergrundeignis mit hadronischen Fragmenten in der vorderen Endkappe (a) und ein kosmisches Myon (b).

Rate des Subtriggers, der auf Myonen im Barrelbereich anspricht (Subtrigger-Bit 26), kann erwartungsgemäß nicht reproduziert werden, da sie von kosmischen Myonen verursacht wird. Abschätzungen aus Monte Carlo-Simulationen kosmischer Myonen ergeben für das Subtrigger-Bit 26 eine Rate in der Größenordnung von $\sim 2 \text{ Hz}$. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß der zentrale Myon-Detektor während der Datennahme 1992 nicht vollständig instrumentiert gewesen war (Module 3 und 4 des rückwärtigen Barrelbereichs), sind die Ergebnisse mit der gemessenen Rate des Subtrigger-Bits 26 konsistent.

Weitere Untersuchungen zum Vergleich des bei HERA dominierenden Untergrundes mit den generierten Monte Carlo-Untergrundeignissen haben ergeben, daß die gemessenen Strahl-Gas-Untergrundraten verschiedener Spuren-Trigger um etwa einen Faktor 2 kleiner sind als diejenigen Raten, die durch Extrapolation der Monte Carlo-Ereignisse zu der Luminosität der Datennahme 1992 berechnet wurden [55]. Die im Flugzeitsystem gemessenen Raten des Strahl-Wand-Untergrundes stimmen hingegen mit den Berechnungen überein.

Weitere Beobachtungen lassen darauf schließen, daß sowohl die Rate von Halo-Myonen als auch die Signatur der Ereignisse mit hadronischen Fragmenten in der vorderen Endkappe unterschätzt wurden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Monte Carlo-Generatoren zur Simulation des Untergrundes im Rahmen dieser Arbeit eine ausreichende Genauigkeit bezüglich der gemessenen Raten besaßen. Zum jetzigen Zeitpunkt sollten hingegen reale, bei HERA gemessene Daten zur Abschätzung der Untergrundquellen verwendet werden.

Kapitel 6

Selektion der Daten

Während der Datennahme im Jahr 1992 konnte eine integrierte Luminosität von $\int_{1992} \mathcal{L} dt = 25.1 \text{ nb}^{-1}$ gesammelt werden. Der Trigger der ersten Entscheidungsebene besaß eine Rate in der Größenordnung von $\sim 26 \text{ Hz}$. Da die Datentransferate, mit der die Ereignisse auf den IBM-Großrechner übertragen werden können, auf etwa 1 MByte/s begrenzt ist (das entspricht etwa 5-10 Ereignissen/s), war eine weitere Reduktion der Daten mit dem Trigger der 4. Entscheidungsebene notwendig. Dieser Trigger kann für jedes Ereignis auf die vollständige Information aller Detektorkomponenten zugreifen und ermöglicht durch die Identifizierung und Verwerfung von Untergrundereignissen eine Verringerung der Datenrate.

Für die auf die IBM übernommenen Daten wird nach vollständiger Rekonstruktion der Ereignisse eine Klassifizierung nach physikalischen Prozessen vorgenommen, die auf den jeweils typischen, im H1-Detektor sichtbaren Eigenschaften der physikalischen Kanäle basiert (L5-Ereignis-Klassifizierung).

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die Kriterien des Triggers der 4. Ebene und die L5-Ereignis-Klassifizierung. Anschließend wird eine Strategie diskutiert, mit deren Hilfe im Rahmen dieser Arbeit eine schrittweise Reduktion der Daten bis zur Selektion von J/ψ -Kandidaten aus dem Prozeß der Photoproduktion erreicht wurde.

6.1 L4-Trigger

Der H1-Trigger der 4. Entscheidungsebene, der während der Datennahme des Jahres 1992 direkt nach der L1-Trigger-Entscheidung wirksam wurde, ist ein auf Prozessoren basierender 'Software'-Trigger. Mit Hilfe einer vereinfachten Rekonstruktion und verschiedenen Filter-Algorithmen werden in Abhängigkeit des jeweils angesprochenen L1-Subtriggers unterschiedliche Forderungen an die Topologie der

Ereignisse gestellt. Das Hauptaugenmerk ist dabei auf das zentrale Spurkammersystem gerichtet. Von den verworfenen Ereignissen wurden zu Beginn der Meßperiode 10% und zum Ende nur noch 1% zur Kontrolle über die Funktionsweise und Effizienz des Filters behalten. Der Reduktionsfaktor des L4-Triggers lag im Bereich von 0.5-0.8 [55].

Diejenigen Kriterien des L4-Triggers, die eine Auswirkung auf die hier untersuchten Daten hatten, werden im folgenden diskutiert. Dabei bezeichnet der verwendete Ausdruck der 'Untergrund-Spur' eine Spur, bei der mindestens 15 Drähte der Jetkammern für die Rekonstruktion verwendet wurden und der Polarwinkel $\theta < 90^\circ$ beträgt. Außerdem muß die Vertex-Koordinate einer solchen Untergrund-Spur außerhalb der Wechselwirkungsregion in Rückwärtsrichtung bei $z_0 < -100 \text{ cm}$ liegen.

Eine zentrale Spur ist definiert durch einen Spurparameter $|DCA| < 2 \text{ cm}$, eine z-Vertex-Koordinate im Intervall $100 \text{ cm} > z_0 > -75 \text{ cm}$, einen Radius am Spurbeginn von $R_{st} < 30 \text{ cm}$ und durch eine rekonstruierte Spurlänge mit mindestens 15 angesprochenen Drähten in den Jetkammern.

Eine genaue Definition der einzelnen Spurparameter ist der Abbildung 6.1 in Kapitel 6.3 zu entnehmen.

- **Bedingung 1:** Unter Verwendung der z-Information der zentralen Jetkammern (CJC1,CJC2) wird für gut separierte Treffer-Paare pro Zelle eine Extrapolation auf die Strahlachse durchgeführt. Überschreitet der Anteil der Paare, deren z-Koordinate sich bei $< -75 \text{ cm}$ befindet, einen Wert von 50%, wird das Ereignis verworfen.

Diese Forderung dient der Erkennung von Untergrundwechselwirkungen mit einem Ereignisvertex außerhalb der nominalen Wechselwirkungsregion. Die Auswirkungen auf Elektron-Proton-Reaktionen sind von der Länge der Wechselwirkungsregion und damit von der Ausdehnung der Teilchenpakete abhängig. Für die Meßperiode des Jahres 1992 ergab sich eine Breite σ_z der rekonstruierten z-Vertex-Verteilung von ungefähr $\sigma_z \simeq 25 \text{ cm}$ [55]. Der Verlust an physikalischen e-p-Reaktionen, der durch Bedingung 1 verursacht wird, liegt im Prozentbereich.

- **Bedingung 2:** Ein Ereignis mit ≥ 3 Untergrund-Spuren wird nicht akzeptiert.
- **Bedingung 3:** Besitzt ein Ereignis 1-2 Untergrund-Spuren, wird es verworfen, wenn nicht mindestens eine weitere, zentrale Spur vorhanden ist.

Auch der Schwerpunkt dieser beiden Forderungen liegt in der Erkennung von Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen, deren Ereignis-Vertex sich außerhalb der nominalen Wechselwirkungsregion in Richtung des auslaufenden Elektronstrahls befindet. Der Verlust an Elektron-Proton-Ereignissen ist vernachlässigbar.

- **Bedingung 4:** Unter Ausnutzung der z-Information wird für gut separierte Treffer-Paare der Jetkammern eine Extrapolation auf die Strahlachse durchgeführt. Der Anteil von Paaren, dessen Winkel zur Strahlachse $< 10^\circ$ ist, darf einen Wert von 50% nicht überschreiten.

Diese Forderung wurde entwickelt, um Elektron-induzierten Untergrund zu unterdrücken, der hauptsächlich durch Synchrotron-Strahlung hervorgerufen wird. Auch in diesem Fall werden nahezu keine Elektron-Proton-Reaktionen verworfen.

- **Bedingung 5:** Beinhaltet der auslösende L1-Subtrigger ein 'Myon'-Signal in der vorderen Endkappe, wird das Ereignis nur akzeptiert, wenn der Myon-Kandidat zusätzlich eine rekonstruierte Spur im instrumentierten Eisen aufweisen kann.

Dieses Kriterium wurde zur Verringerung der Ereignisrate mit hadronischen Fragmenten im instrumentierten Eisen eingeführt. Da die Zerfallsmyonen des J/ψ -Mesons in Vorwärtsrichtung wegen der dort vorhandenen hohen Energien (vergleiche die Abbildungen 5.3) eine deutliche Signatur im Eisen verursachen und die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für gut separierte Myonen etwa 90% beträgt, ist der durch die 5. Bedingung verursachte Verlust an Ereignissen der Photoproduktion von J/ψ -Mesonen vernachlässigbar klein.

Die Anzahl der während der Meßperiode des Jahres 1992 vom Trigger der 4. Entscheidungsebene akzeptierten und auf den IBM-Großrechner transferierten Daten lag in der Größenordnung von $\sim 8 \cdot 10^6$ Ereignissen.

6.2 L5-Ereignis-Klassifizierung

Die vom L4-Trigger akzeptierten, auf den DESY-Großrechner übertragenen Rohdaten werden im nächsten Schritt auf einer SGI¹-Workstation vollständig rekonstruiert. Anschließend wird eine erste Ereignis-Klassifizierung durchgeführt, bevor die Daten erneut auf den IBM-Großrechner gelangen. Typischerweise einige Stunden nach der Aufzeichnung von Ereignissen durch das H1-Experiment stehen diese dem Benutzer rekonstruiert und klassifiziert als sogenannte POT²-Daten zur Verfügung.

Die erste Ereignis-Klassifizierung dient der Einteilung der Daten in Klassen der bei HERA auftretenden physikalischen Prozesse und beruht auf den jeweils signifikanten kinematischen und topologischen Eigenschaften. Die in dieser Arbeit verwendeten

¹Silicon Graphics

²Production Output Tapes

Klassen der Ereignis-Klassifizierung der Datennahme des Jahres 1992, die zur Identifizierung von Reaktionen der Photoproduktion von J/ψ -Mesonen in Frage kamen, werden nachfolgend näher erläutert. Wegen der noch nicht vollständig funktionierenden Verbindung von Spuren aus verschiedenen Detektorkomponenten wurden vom gesamten Spurkammersystem nur die Informationen der zentralen Jetkammern verwertet.

- **Klasse 17:** Diese Klasse ist der Physik der schweren Quarks gewidmet, zu der die Photoproduktionsreaktionen der J/ψ -Erzeugung gehören. Da die Selektionskriterien zur Identifizierung dieser Ereignisse den Zerfall des Vektor-mesons in Myonen und Elektronen berücksichtigen sollen, ist das restriktivste Entscheidungskriterium eine Forderung an die invariante Masse $m_{\mu\mu}$, die aus zwei Jetkammer-Spuren gebildet wird. Die Forderung beinhaltet, daß die invariante Masse eines entgegengesetzt geladenen Spur-Paares in einem Intervall von $m_{J/\psi} \pm 0.70 \text{ GeV}$ liegt.

Eine alternative Bedingung verlangt zwei rekonstruierte Myonen in der vorderen Endkappe mit einer Differenz im Azimutwinkel von $\Delta\varphi > 90^\circ$ und eine zusätzlichen Spur im Spurkammersystem.

Weitere Kriterien zur Klassifizierung anderer Erscheinungsformen der Physik der schweren Quarks (D^* , Λ_c , semileptonische Zerfälle in Myonen bzw. Elektronen) verlangen zwei Spuren der zentralen Jetkammern mit einem Transversalimpuls $p_t > 0.45 \text{ GeV}/c$ oder eine solche Spur zusammen mit einem identifizierten Lepton-Kandidaten.

Die Forderung an die invariante Masse ist nur für Ereignisse mit beiden Myonen im zentralen Bereich ($25^\circ < \theta < 155^\circ$) erfüllbar, die Bedingung an die Myonen in der vorderen Endkappe mit einer zusätzlichen Spur ermöglicht nur den Nachweis inelastischer Ereignisse. Anhand der genannten Punkte wird deutlich, daß die Selektion der Klasse 17 nicht alle topologischen Aspekte der J/ψ -Produktion berücksichtigen kann.

- **Klasse 19:** Aufgrund der Vielzahl von verschiedenen physikalischen Kanälen mit Myonen im Endzustand wurde die Klasse der Myon-Kandidaten eingeführt. Das einzige und ausschlaggebende Entscheidungskriterium ist die Forderung einer rekonstruierten Spur im instrumentierten Eisen.

Diese, zur späteren Identifizierung von Myon-Kandidaten notwendige Bedingung verursacht keine Verluste für Ereignisse mit Myonen im Endzustand.

- **Klasse 24:** Aus technischen Gründen und zur Ausübung einer Kontrollfunktion wurde eine Klasse eingeführt, die alle L1-akzeptierten Ereignisse überdeckt, die einen der 8 Triggerelemente des Eisen-Myon-Triggers beinhalten.

Die Berücksichtigung der drei hier diskutierten Ereignis-Klassen, die sich teilweise überlappen, bietet eine sichere Grundlage zur Selektion von Daten der Photoproduktion von J/ψ -Mesonen. Der Anteil der POT-Daten, der in mindestens einer dieser drei Klassen zu finden war, betrug während der Datennahme 1992 etwa 30%.

Der weitere Verlauf der Datenkette bei H1 sieht eine zweite Ereignis-Klassifizierung vor, deren Zielsetzung auf einer weitergehenden Reduktion der Daten durch die Identifizierung von Strahl-Gas-, Strahl-Wand-Wechselwirkungen und kosmischen Myonen beruht. Von der POT-Datenmenge des Jahres 1992 wurden etwa 5% durch die zweite Klassifizierung akzeptiert und standen als sogenannte DST³-Daten dem Benutzer zur Verfügung [55].

Die Erkennung kosmischer Myonen [83] basiert auf den Spuren in den zentralen Jetkammern und untersucht, ob das Ereignis zwei Spuren enthält, die innerhalb der Meßfehler in den Spurparametern der Krümmung, des Winkels φ und des DCA übereinstimmen und von einem durchgehenden Teilchen herrühren könnten. Der Anteil der kosmischen Myonen, der mit Hilfe dieser Methode erkannt wird, liegt bei etwa 80%. Von den Monte Carlo-Daten der J/ψ -Erzeugung (DIFFVM) wurde keines der Ereignisse fälschlicherweise als kosmisches Myon identifiziert.

Die Erkennung von Untergrundereignissen [83] (hauptsächlich Strahl-Gas-Wechselwirkungen) beruht auf der Ereignis-Topologie, die sich von derjenigen vieler physikalischen Kanäle unterscheidet. Der Untergrund kann wegen des 'Lorentz boost' durch einen Energiefluß $\sum p_z / \sum p \simeq 1$ charakterisiert werden, während der Wert der kinematischen Variable $y_h = \sum (E - p_z) / 2 E_e$ klein ist. Die Summation sowie die Energie- und Impulsbestimmung basiert auf einer kombinierten Verwendung von Spurparametern und Informationen des Kalorimeters. Bei Forderung der Schnitte $0.6 < \sum p_z / \sum p < 0.9$ und $y_h > 0.05$ oder $\sum p_z / \sum p \geq 0.9$ und $y_h > 0.15$ kann eine Reduktion des Untergrundes um einen Faktor 100 erreicht werden, während ein Großteil der physikalischen Kanäle nur geringe Verluste aufzuweisen hat [55]. Von den Monte Carlo-Daten zur J/ψ -Erzeugung und speziell des diffraktiven Anteils (DIFFVM) werden aufgrund der niedrigen Spurmultiplicität und der geringen Energiedeposition im Detektor bis zu 40% der Ereignisse verworfen.

Dieses schlechte Resultat war ausschlaggebend dafür, daß bei der innerhalb dieser Arbeit durchgeführten Datenreduktion auf die von H1 angebotene zweite Ereignis-Klassifizierung verzichtet wurde. Als Grundlage der in den folgenden Abschnitten erläuterten Selektionen dienen daher die etwa 30% der POT-Daten, die in den Ereignisklassen 17, 19 und 24 zu finden waren.

³Data Summary Tapes

6.3 Elektron-Proton-Daten

Um die Prozesse der J/ψ -Erzeugung analysieren zu können, ist die Rekonstruktion der Vierervektoren des Vektormesons erforderlich. Somit ist die Identifizierung der Myonspuren sowie die Rekonstruktion der einzelnen Impulse unumgänglich. Zur Gewährleistung dieser Anforderungen ist ein wichtiger Schritt bei der Selektion von J/ψ -Kandidaten die Verschärfung der Kriterien, die an die Qualität der Spuren gestellt werden.

Zu diesem Zweck sind in diesem Abschnitt einige grundlegende Eigenschaften der Daten zusammengestellt, die von dem Trigger der 4. Entscheidungsebene und der Ereignis-Klassifizierung akzeptiert und auf POT-Daten geschrieben wurden. Diskutiert werden Informationen aus den zentralen Jetkammern über einzelne Spurparameter. Zur Erläuterung der für die Spurrekonstruktion relevanten Größen dient die Abbildung 6.1. In der r - φ -Projektion ist der Spurparameter DCA sichtbar, die

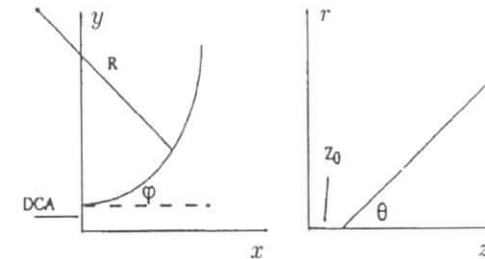


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Parameter zur Rekonstruktion im Spurkammersystem [56].

r - z -Projektion skizziert die Vertex-Koordinate z_0 .

Aus den Verteilungen, die in den Abbildungen 6.2 dargestellt sind, lassen sich Kriterien ermitteln, die über die Qualität der Spuren Auskunft geben. Die unausgefüllten Histogramme der Abbildungen beinhalten jeweils alle Spuren eines Ereignisses, die schraffierten Histogramme berücksichtigen nur sogenannte 'gute' Spuren, die unter Zuhilfenahme der Verteilungen am Ende dieses Abschnitts definiert werden.

In Abbildung 6.2 (a) ist der Spurparameter DCA dargestellt. Der in dem unausgefüllten Histogramm erkennbare lange Ausläufer zu großen Werten des DCA wird ausschließlich von kosmischen Myonen und von Spuren der Untergrundereignisse verursacht. Ein Kriterium zur Definition einer 'guten' Spur ist die Bedingung $|DCA| < 1 \text{ cm}$.

Die Verteilung der z_0 -Koordinate der Spuren zeigt Abbildung 6.2 (b). Neben der Anhäufung um den nominalen Wechselwirkungspunkt bei $z_0 = 0 \text{ cm}$ ist ein weitere

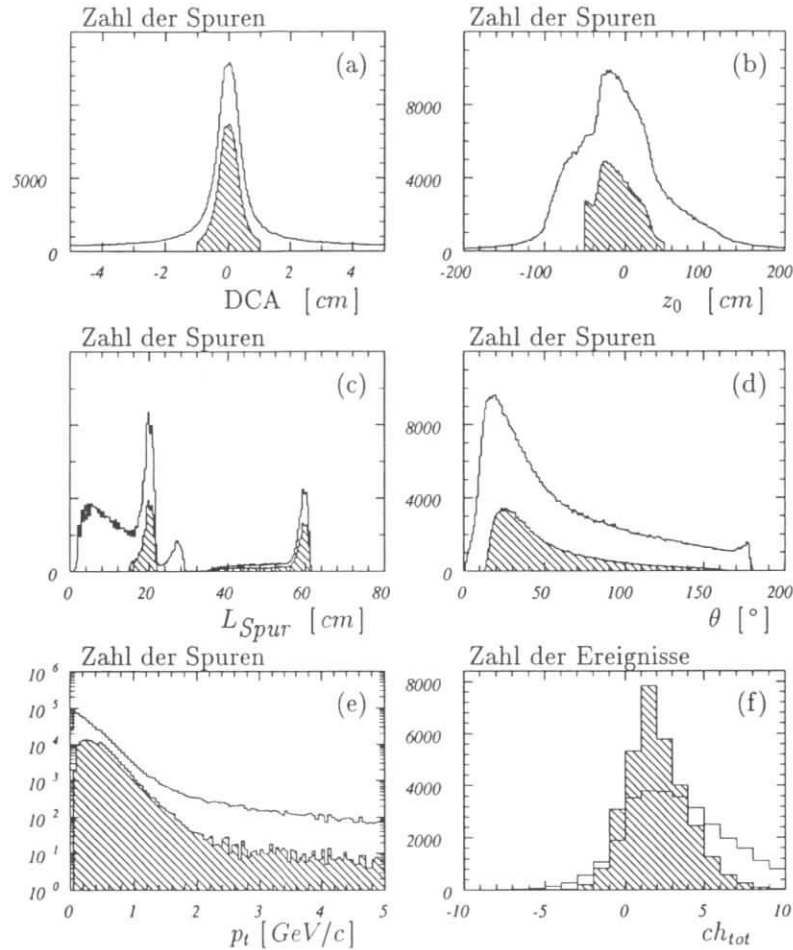


Abbildung 6.2: Verteilung des DCA (a), des z_0 (b), der Spurlänge L_{Spur} (c), des Polarwinkels θ (d), des Transversalimpulses p_t (e) und die Verteilung der Gesamtladung der Ereignisse ch_{tot} (f) aller Spuren (unausgefüllte Histogramme) sowie nur der 'guten' Spuren (schraffierte Histogramme) für Elektron-Proton-Ereignisse der Meßperiode 1992.

Anhäufung bei etwa $z_0 = -50 \text{ cm}$ erkennbar, die von Strahl-Wechselwirkungen an nahegelegenen Kollimatoren herrührt. Für eine 'gute' Spur wurde eine z_0 -Koordinate in einem Bereich von $\pm 50 \text{ cm}$ um den nominalen Wechselwirkungspunkt gefordert.

Abbildung 6.2 (c) zeigt das Histogramm der radialen Spurlänge L_{Spur} . Sie berechnet sich aus der Differenz der Radien am äußeren (R_{end}) und inneren (R_{st}) Spurende. Die deutlich erkennbare Struktur wird durch die geometrische Anordnung der beiden Jetkammern bewirkt. Die CJC1-Kammer mit einem inneren und äußeren Radius von 21.1 cm bzw. 43.5 cm produziert die Anhäufung bei $L_{Spur} = 20 \text{ cm}$. Der innere und äußere Radius der CJC2-Kammer liegt bei 53.7 cm bzw. 83.3 cm . Bei Spuren einer radialen Länge $L_{Spur} \gtrsim 35 \text{ cm}$ handelt es sich um Teilchen, die beide Jetkammern zumindest teilweise durchqueren. Für eine 'gute' Spur wurde eine Spurlänge von $L_{Spur} > 15 \text{ cm}$ verlangt, so daß eine hinreichende Bestimmung des Impulses möglich ist. Als weitere Forderung wurde verlangt, daß sich der Spurbeginn in der inneren Jetkammer (CJC1) befindet ($R_{st} < 30 \text{ cm}$).

In den Abbildungen 6.2 (d) und (e) sind die Verteilungen des Polarwinkels θ und des Transversalimpulses p_t der Spuren dargestellt. Eine ausgeprägte Anhäufung der Spuren bei kleinen Polarwinkeln θ und niedrigen Transversalimpulsen spiegeln die bei HERA vorherrschende, in Vorwärtsrichtung asymmetrische Kinematik wider.

Die Abbildung 6.2 (f) zeigt die Gesamtladung pro Ereignis. Im schraffierten Histogramm wurden zur Bildung von ch_{tot} nur die 'guten' Spuren berücksichtigt. Der Mittelwert der Verteilungen liegt bei $\langle ch_{tot}^{all} \rangle = 3.2$ bzw. $\langle ch_{tot}^{gut} \rangle = 1.5$. Der Ausläufer zu hohen positiven Werten von ch_{tot} wird von Untergrundereignissen verursacht, bei denen der Anteil der positiv geladenen Spuren überwiegt.

Nachfolgend sind die Kriterien zusammengefaßt, die eine 'gute' Spur erfüllen muß:

- Der Spurparameter DCA besitzt einen Wert $|DCA| < 1 \text{ cm}$.
- Die Vertex-Koordinate z_0 befindet sich innerhalb der nominalen Wechselwirkungsregion von $\pm 50 \text{ cm}$ ($|z_0| < 50 \text{ cm}$).
- Der Beginn der rekonstruierten Spur R_{st} ist nicht weiter als 30 cm von der Strahlachse entfernt.
- Die rekonstruierte Spur besitzt eine Länge von $L_{Spur} > 15 \text{ cm}$.

Unter Verwendung der Spuren, die diese Bedingungen erfüllen, sind die schraffierten Histogramme der Abbildungen 6.2 entstanden. Die Forderung mindestens einer 'guten' Spur wird von etwa 60% der POT-Daten (Klassen 17, 19 und 24) erfüllt.

6.4 Selektion von Ereignissen mit Myonen

Die in dieser Arbeit durchgeführte Selektion von J/ψ -Kandidaten wurde in mehrere Schritte unterteilt, die in diesem und dem nachfolgenden Abschnitt vorgestellt werden. Dieses Kapitel behandelt die Suche nach Ereignissen mit eindeutig identifizierten Myonen bei gleichzeitiger Erfüllung einiger allgemeiner Kriterien an die Qualität der Ereignisse. Die Untersuchungen basieren auf dem Anteil von etwa 30% der POT-Daten der Klassen 17, 19 sowie 24 der L5-Ereignis-Klassifizierung.

In Kapitel 5.5 wurde diskutiert, daß die L1-Subtrigger-Rate des Myon-Triggers der vorderen Endkappe von hadronischen Fragmenten dominiert ist, die aufgrund der zahlreichen unkorrelierten Drahttreffer die 'Myon'-Bedingung des Eisen-Myon-Triggers zufällig erfüllten (siehe Abbildung 5.11 (a)). Im Barrel-Bereich dominierten kosmische Myonen, während die Triggerrate in der hinteren Endkappe auf Halo-Myonen aus Strahl-Wand-Wechselwirkungen zurückzuführen ist. Zur Unterdrückung dieser Ereignisse wurden die Bedingungen zur Identifizierung eines Myons verschärft, indem eine Spurverbindung zwischen den rekonstruierten Spurteilstücken aus dem instrumentierten Eisen und dem Spurkammersystem verlangt wurde [83]. Der Algorithmus zur Suche von solchen Spurverbindungen beruht auf der Extrapolation von Spuren des Spurkammersystems durch den Detektor bis zum instrumentierten Eisen und dem Vergleich einiger der ermittelten Spurparameter mit denjenigen der rekonstruierten Eisenspuren. Dabei wird der Einfluß des Energieverlustes, der Vielfachstreuung und des Magnetfeldes berücksichtigt. Die Spurparameter sind $(\frac{Q}{p}, \theta, \varphi, \varphi_1, z_1)$ für Myonen im Barrelbereich und $(\frac{Q}{p}, \theta, \varphi, x_1, y_1)$ für Myonen in den Endkappen. $\frac{Q}{p}$ gibt die Spurkrümmung inklusive Ladungsvorzeichen an, θ und φ entsprechen den Polar- und Azimutwinkeln und x_1, y_1, z_1, φ_1 sind Koordinaten des innersten Spurpunktes. In Abhängigkeit des Durchgangsortes des Myons wird jeweils nur ein Teil dieser Parameter zur Spurverbindung verwendet (vordere Endkappe: $n_f = 4$, Barrelbereich: $n_f = 4$ und rückwärtige Endkappe $n_f = 2$). Die Berechnung des χ^2 -Wertes und die Integration der entsprechenden χ^2 -Verteilung $f(u, n_f)$ für die n_f Freiheitsgrade ($n_f \leq 5$) liefert P_{χ^2} — die Wahrscheinlichkeit, bei Wiederholung der Messung einen größeren χ^2 -Wert zu erhalten [84]:

$$\chi^2 = (\vec{X}_I - \vec{X}_E)^T \cdot V_G^{-1} \cdot (\vec{X}_I - \vec{X}_E), \quad P_{\chi^2} = 1 - \int_0^{\chi^2} f(u, n_f) du. \quad (6.1)$$

\vec{X}_I bzw. \vec{X}_E entsprechen dem Satz von Spurparametern der rekonstruierten Eisenspur bzw. der extrapolierten Spur, $V_G = V_I + V_E$ bedeutet die Summe der beiden Kovarianzmatrizen. P_{χ^2} ist ein Maß für die Übereinstimmung der Spurparameter zwischen extrapolierte Spur und rekonstruierter Eisenspur.

Die P_{χ^2} -Verteilung der gefundenen Spurverbindungen für die POT-Daten ist in Ab-

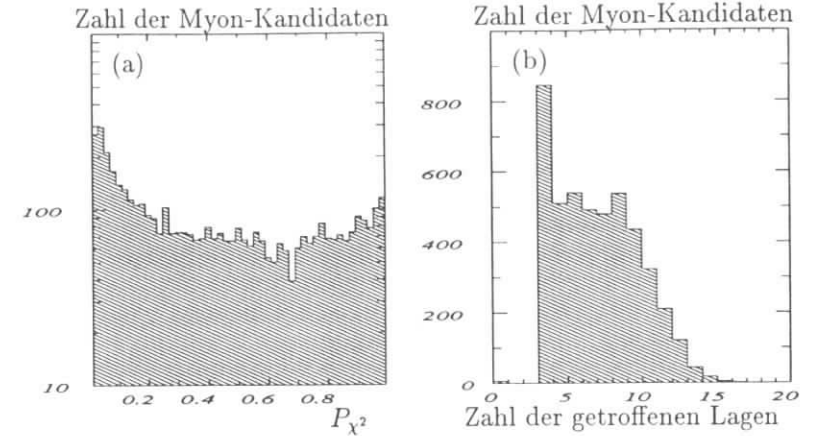


Abbildung 6.3: Verteilung der Wahrscheinlichkeit einer korrekten Spurverbindung zwischen dem Spurkammersystem und dem instrumentierten Eisen (a) und die Verteilung der Zahl der Streamerrohrkammern, die für die rekonstruierte Spur verwendet wurden (b).

bildung 6.3 (a) dargestellt. Man erkennt näherungsweise eine Gleichverteilung mit Abweichungen in den Bereichen um 0 und 1.

H1 akzeptierte in der Meßperiode 1992 eine Spurverbindung dann, wenn die Bedingung $P_{\chi^2} > 0.001$ erfüllt wurde. Zur Verbesserung der Qualität der als Myonen identifizierten Signaturen wurde im Rahmen dieser Arbeit für eine Spurverbindung ein Wert von $P_{\chi^2} > 0.01$ gefordert.

In Abbildung 6.3 (b) ist für jeden Myon-Kandidaten die Anzahl der Streamerrohrkammern eingetragen, die zur Rekonstruktion im instrumentierten Eisen beigetragen haben. Der hohe Anteil kurzer Spuren mit nur 3 verwendeten Drahtlagen ist ein Hinweis auf Ereignisse mit hadronischen Fragmenten, die hauptsächlich in der vorderen Endkappe um das Strahlrohr auftraten. Zu deren Unterdrückung wurden Myon-Kandidaten in der vorderen Endkappe innerhalb eines Radius $r < 120$ cm nur dann akzeptiert, wenn mehr als 5 Streamerrohrkammern zur Rekonstruktion verwendet worden sind.

Zur Reduktion kosmischer Myonen wurde das in Kapitel 6.2 beschriebene Verfahren zur Erkennung kosmischer Myonen verwendet.

Spurverbindungen, die der Bedingung $P_{\chi^2} > 0.01$ genügen, in der vorderen Endkappe die verschärften Bedingungen erfüllen sowie nicht als kosmisches Myon identifiziert worden sind, werden im folgenden als Myon-Kandidaten bezeichnet. Nur

etwa 3% der POT-Daten (Klassen 17, 19 und 24) weist mindestens einen derartigen Kandidaten auf.

Ein Großteil der Ereignisse der Klassen 17, 19 und 24 der L5-Ereignis-Klassifizierung zeichnet sich durch eine hohe Anzahl getroffener Drähte im Spurkammersystem aus. Dabei sind die Daten häufig dadurch charakterisiert, daß ein großer Teil dieser Drähte in der Spurrekonstruktion keine Verwendung findet. Ein weiteres, typisches Merkmal der Daten ist, daß eine Vielzahl von Spuren die Anforderungen an eine 'gute' Spur (vergleiche Kapitel 6.3) nicht erfüllt.

Zur Selektion von Ereignissen hoher Qualität wurden weitere Forderungen an das Spurkammersystem gestellt, die im folgenden erläutert werden. Zur Verdeutlichung der Auswirkung jeder einzelnen Bedingung werden verschiedene Abbildungen gezeigt (6.4-6.8). Dort repräsentieren die schraffierten Histogramme den Anteil der Ereignisse, der die jeweils diskutierte Forderung erfüllt. Die unausgefüllten Histogramme entsprechen einem repräsentativen Anteil der POT-Daten der L5-Ereignisklassen 17, 19 und 24.

Eine der Bedingungen ist die Begrenzung der Gesamtzahl der Spuren auf < 20 . Die Motivation dieser Forderung liegt in der niedrigen Spurmultiplicität diffraktiver Ereignisse begründet. Die Abbildung 6.4 (a) zeigt die Verteilung der Gesamtzahl der Spuren. In Abbildung 6.4 (b) ist das Verhältnis von 'guten' Spuren zur Gesamtzahl aller Spuren R_{Spuren} dargestellt. Das Verhältnis von getroffenen Jetkammer-Drähten, die zur Spurrekonstruktion verwendet wurden, zur Gesamtzahl aller getroffenen Drähte $R_{Drähte}$ ist in Abbildung 6.4 (c) wiedergegeben. Die Gesamtladung der guten Spuren pro Ereignis ist in Abbildung 6.4 (d) skizziert. In Abbildung 6.4 (e) ist die mittlere z_0 -Koordinate (\bar{z}_0) der 'guten' Spuren eines Ereignisses dargestellt und Abbildung 6.4 (f) zeigt die Verteilung der Nummer des Teilchenpaketes, welches dem Ereignis zugeordnet ist. Während der Meßperiode des Jahres 1992 wurde HERA mit jeweils 9 kollidierenden Elektron- und Proton-Teilchenpaketen betrieben (Nummern 0 - 8). Einem weiteren Proton-Teilchenpaket stand kein Elektron-Teilchenpaket zur Kollision gegenüber (Proton-'Pilotbunch') (Nummer 9). Die Teilchen-Paket-Nummer 19 entsprach dem Elektron-'Pilotbunch'. Bei den weiteren Nummern handelt es sich um leere Teilchenpakete. Die dortigen Einträge im Histogramm der Abbildung 6.4 (f) werden ausschließlich von kosmischen Myonen verursacht.

Die Forderung nach weniger als 20 Spuren verringert erwartungsgemäß den Anteil der Ereignisse mit niedrigen Werten des Verhältnisses von 'guten' zur Gesamtzahl aller Spuren R_{Spuren} (Abbildung 6.4 (b)). Unabhängig davon zeigt sich eine Reduktion von Ereignissen mit negativer mittlerer z_0 -Koordinate (Abbildung 6.4 (e)). Der relative Anteil der zur Rekonstruktion verwendeten Jetkammer-Drähte wird ebenfalls bei niedrigen Werten von $R_{Drähte}$ unterdrückt (Abbildung 6.4 (c)).

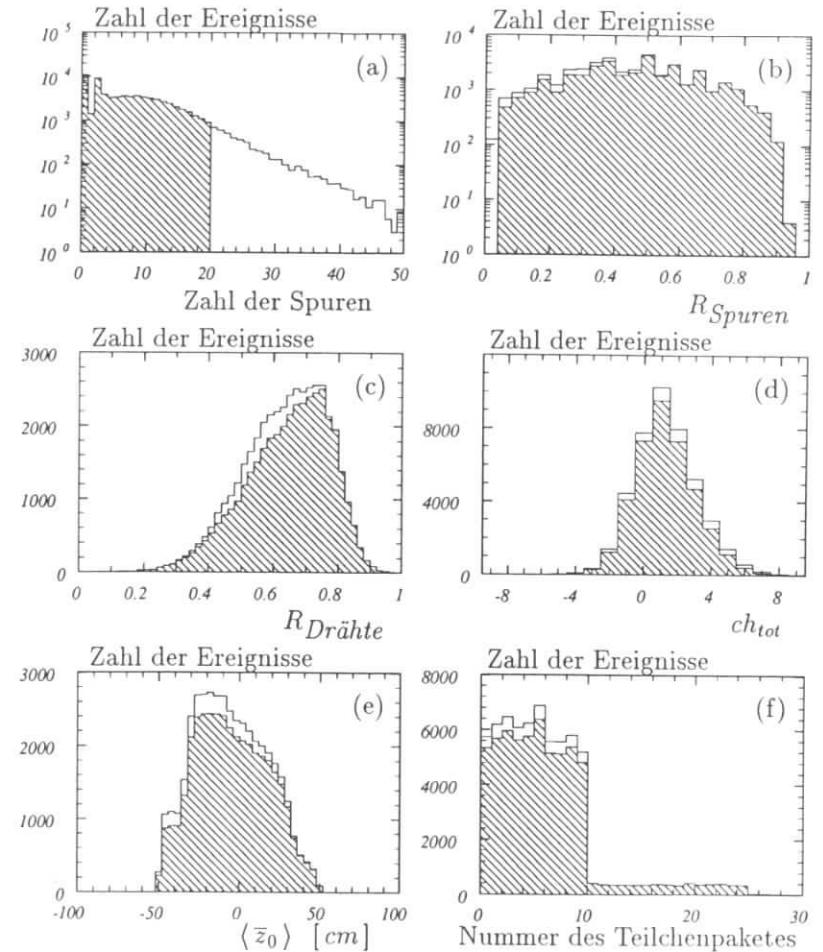


Abbildung 6.4: Auswirkungen der Forderung, daß die Ereignisse weniger als 20 Spuren besitzen (schraffierte Histogramme). Die unausgefüllten Histogramme entsprechen POT-Daten der L5-Ereignisklassen 17, 19 und 24. Gezeigt sind die Verteilungen für die Anzahl aller Spuren (a), das Verhältnis R_{Spuren} (b), das Verhältnis $R_{Drähte}$ (c), die Gesamtladung ch_{tot} (d), das mittlere $\langle z_0 \rangle$ (e) und die Nummer des Teilchenpakets (f).

Insgesamt werden durch die Forderung nach weniger als 20 Spuren etwa 10% der POT-Daten (Klassen 17, 19 und 24) verworfen.

Unter der Bedingung, daß das Verhältnis 'guter' Spuren zur Gesamtzahl aller Spuren $R_{Spuren} > 0.1$ sein soll, ergeben sich die in den Abbildungen 6.5 dargestellten Veränderungen. Dieser Schnitt diente ausschließlich der Verbesserung der Qualität der selektierten Ereignisse. Erneut zeigt sich eine Unterdrückung der Daten besonders für negative Werte von $\langle \bar{z}_0 \rangle$ und für einen geringen relativen Anteil der zur Rekonstruktion verwendeten Jetkammer-Drähte $R_{Drähte}$. Man erkennt ebenfalls eine deutliche Reduktion kosmischer Myonen, die wegen eines großen DCA -Parameters häufig keine 'gute' Spur aufzuweisen haben (vergleiche die leeren Teilchenpakete in der Abbildung 6.5 (f)). Die Forderung von $R_{Spuren} > 0.1$ reduziert die POT-Daten (Ereignisklassen 17, 19 und 24) um etwa 40%.

Eine weitere Größe, die einen Einfluß auf die Qualität der Ereignisse besitzt, ist das Verhältnis der von der Rekonstruktion verwendeten zur Gesamtzahl der getroffenen Jetkammer-Drähte $R_{Drähte}$. Die Auswirkungen der Forderung $R_{Drähte} > 0.5$ zeigen die Abbildungen 6.6. Besonders auffällig ist die Unterdrückung von Ereignissen, deren Verhältnis von 'guten' Spuren zur Gesamtzahl der Spuren klein ist (siehe Abbildung 6.6 (b)). Der Anteil der kosmischen Myonen wird ebenfalls reduziert (vergleiche Abbildung 6.6 (f)). Mit Hilfe des Verhältnisses $R_{Drähte}$ können etwa 40% der POT-Daten (Klassen 17, 19 und 24) verworfen werden.

Die Forderung, daß sich die Gesamtladung der 'guten' Spuren ch_{tot} innerhalb eines Intervalls $+4 > ch_{tot} > -4$ befindet, ermöglicht ebenfalls eine sichtbare Reduktion der Daten. Die Veränderungen, die bei der Anwendung dieser Bedingung auf die POT-Daten (Klassen 17, 19 und 24) auftreten, werden in den Abbildungen 6.7 deutlich. Neben der Abnahme der Ereignisse im Bereich negativer mittlerer z_0 -Koordinaten ist eine Reduktion für niedrige Werte von $R_{Drähte}$ ersichtlich. Die Einschränkung der Gesamtladung bewirkt eine Reduktion der POT-Daten (Klassen 17, 19 und 24) um etwa 10%.

Sämtliche Bedingungen der in diesem Kapitel durchgeführten Selektion von Ereignissen mit Myonen sind im folgenden noch einmal zusammengefaßt:

- Ein Ereignis besitzt ≥ 2 Myon-Kandidaten.

oder

- Ein Ereignis besitzt genau 1 Myon-Kandidaten.
- Es ist mindestens eine 'gute' Spur vorhanden.
- Das Ereignis besitzt weniger als 20 Spuren.

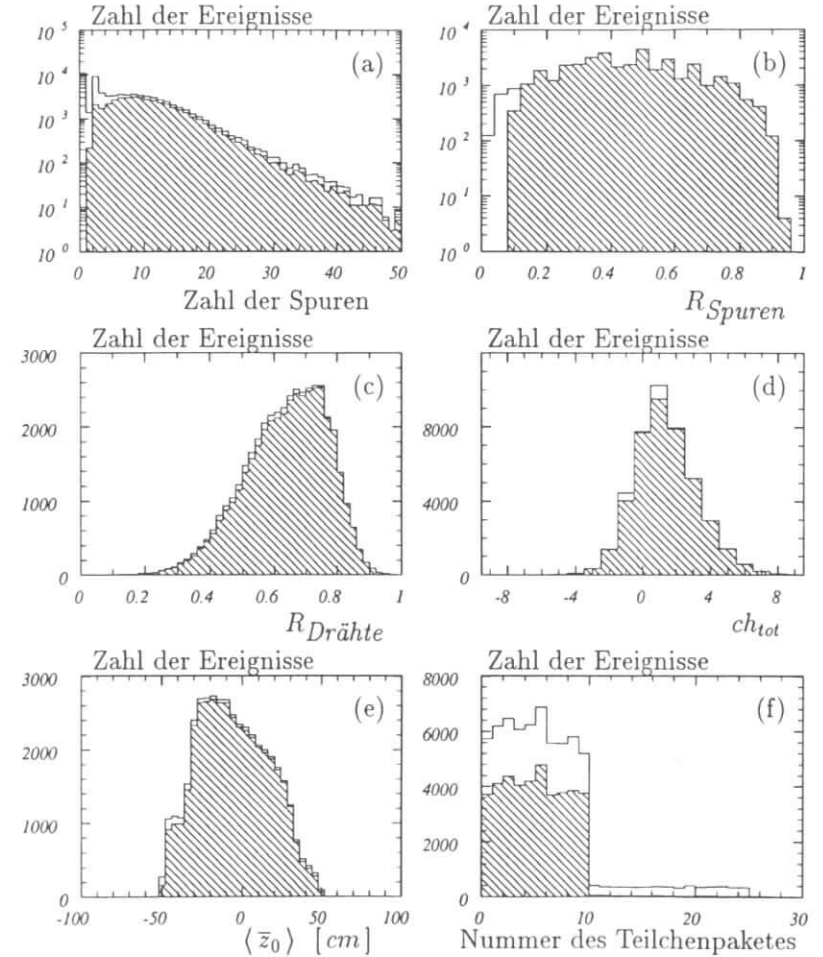


Abbildung 6.5: Auswirkungen der Forderung, daß die Ereignisse ein Verhältnis R_{Spuren} größer als 0.1 besitzen (schraffierte Histogramme). Die unausgefüllten Histogramme entsprechen POT-Daten der L5-Ereignisklassen 17, 19 und 24. Gezeigt sind die Verteilungen für die Anzahl aller Spuren (a), das Verhältnis R_{Spuren} (b), das Verhältnis $R_{Drähte}$ (c), die Gesamtladung ch_{tot} (d), das mittlere $\langle \bar{z}_0 \rangle$ (e) und die Nummer des Teilchenpakets (f).

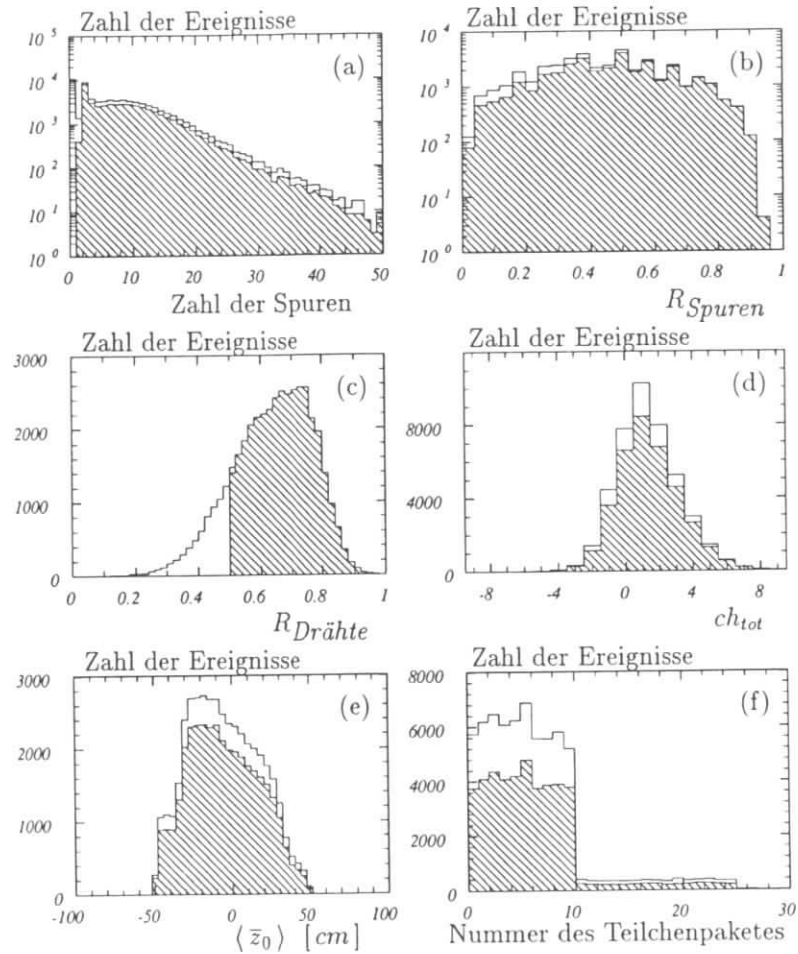


Abbildung 6.6: Auswirkungen der Forderung, daß die Ereignisse ein Verhältnis $R_{\text{Drähte}}$ größer als 0.5 besitzen (schraffierte Histogramme). Die unausgefüllten Histogramme entsprechen POT-Daten der L5-Ereignisklassen 17, 19 und 24. Gezeigt sind die Verteilungen für die Anzahl aller Spuren (a), das Verhältnis R_{Spuren} (b), das Verhältnis $R_{\text{Drähte}}$ (c), die Gesamtladung ch_{tot} (d), das mittlere $\langle \bar{z}_0 \rangle$ (e) und die Nummer des Teilchenpakets (f).

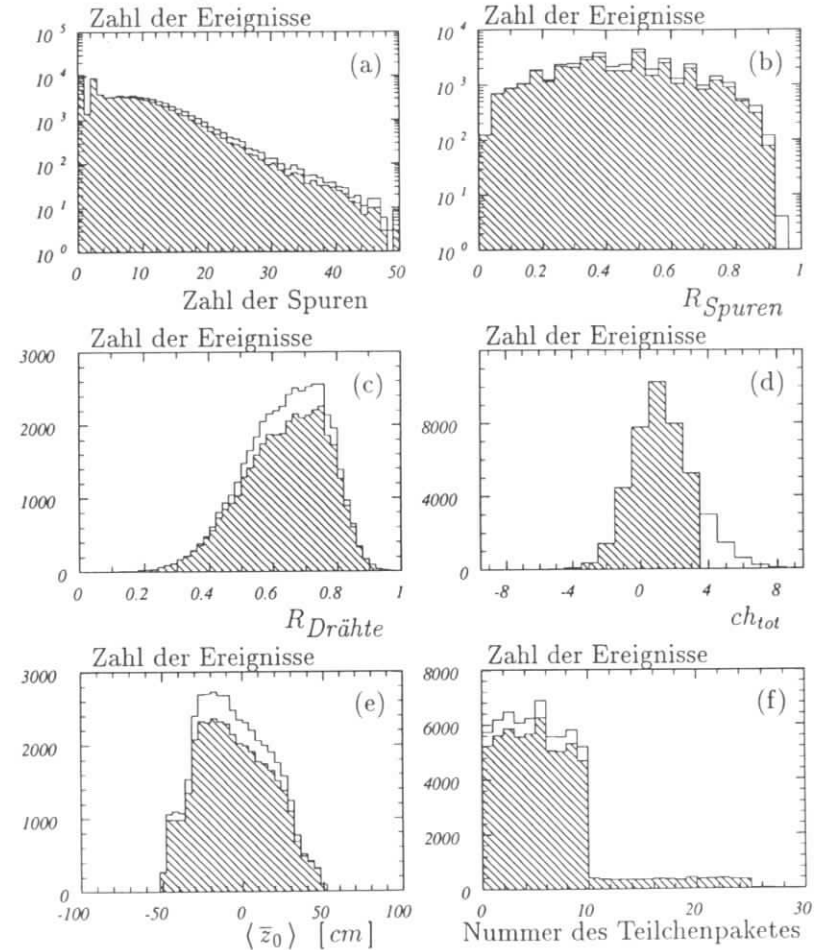


Abbildung 6.7: Auswirkungen der Forderung, daß die Ereignisse einen Betrag der Gesamtladung kleiner 4 besitzen (schraffierte Histogramme). Die unausgefüllten Histogramme entsprechen POT-Daten der L5-Ereignisklassen 17, 19 und 24. Gezeigt sind die Verteilungen für die Anzahl aller Spuren (a), das Verhältnis R_{Spuren} (b), das Verhältnis $R_{\text{Drähte}}$ (c), die Gesamtladung ch_{tot} (d), das mittlere $\langle \bar{z}_0 \rangle$ (e) und die Nummer des Teilchenpakets (f).

- Das Verhältnis 'guter' zur Gesamtzahl aller Spuren genügt der Forderung $R_{Spuren} > 0.1$.
- Das Verhältnis der für die Rekonstruktion verwendeten zur Gesamtzahl der getroffenen Drähte erfüllt die Bedingung $R_{Drähte} > 0.5$.
- Die Gesamtladung befindet sich im Intervall $+4 > ch_{tot} > -4$.

Bei der Erfüllung aller dieser Kriterien ergeben sich die in den Abbildungen 6.8 gezeigten Verteilungen. Die Anreicherung des Verhältnisses $R_{Drähte}$ sowie die Reduktion auf niedrige Spurmultiplicitäten sind deutliche Effekte der Selektion. Der Anteil der Ereignisse mit der Nummer eines leeren Teilchenpaketes ist zurückgegangen, da die Forderung nach einem Myon-Kandidaten die Erkennung kosmischer Myonen verwendet. Die in diesem Abschnitt erreichte Reduktion des Anteils der POT-Daten der Klassen 17, 19 und 24 auf 0.5% entspricht etwa der Summe der Reduktionsfaktoren der einzelnen, diskutierten Forderungen. Dies hebt die Unabhängigkeit der jeweiligen Schritte hervor.

Bezogen auf die Gesamtzahl der POT-Daten wurden etwa 30% der Ereignisse in die Klassen 17, 19 oder 24 der L5-Ereignis-Klassifizierung eingeteilt (Kapitel 6.2). Insgesamt erfüllen 11997 Ereignisse, das entspricht etwa $\sim 0.15\%$ der gesamten POT-Daten, die in diesem Abschnitt verlangten Bedingungen. Von diesen 11997 Ereignissen besitzen 7.1% die Teilchenpaket-Nummer des Proton-'Pilotbunch', 13.7% der Ereignisse entstammen einem leeren Teilchenpaket. Zur Reduktion des verbliebenen Untergrundes sind weitere Selektionsschritte erforderlich.

Wendet man die Selektionsschritte dieses Abschnitts auf die vom Trigger der 1. Entscheidungsebene akzeptierten Monte Carlo-Ereignisse der Photoproduktion von J/ψ -Mesonen an, ergibt sich eine Akzeptanz von etwa 65% für die diffraktiven und 74% für die inelastischen Reaktionen. Die Verluste werden von Ereignissen verursacht, bei denen wegen einer fehlenden Spurverbindung kein Myon-Kandidat gefunden wurde. Die Identifizierung der Myonen ist jedoch eine notwendige Forderung, um eine vollständige Rekonstruktion der Kinematik der Daten gewährleisten zu können.

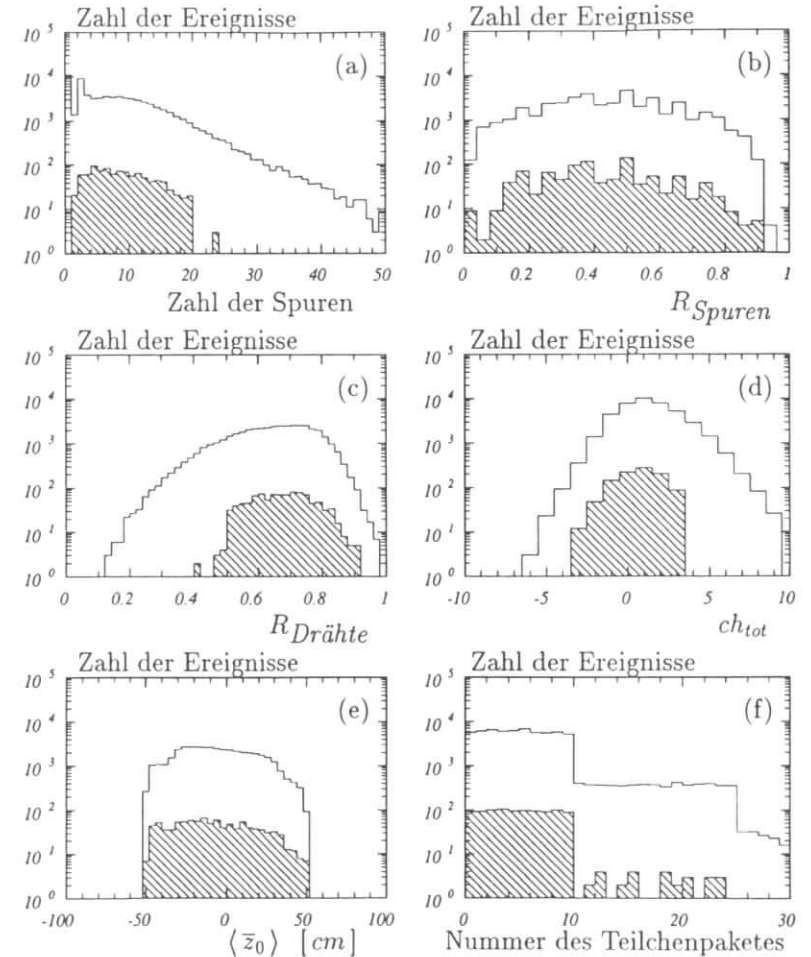


Abbildung 6.8: Auswirkungen der Forderung, daß die Ereignisse sämtliche, im Text erwähnte Bedingungen erfüllen (schraffierte Histogramme). Die ungeschrafften Histogramme entsprechen POT-Daten der L5-Ereignisklassen 17, 19 und 24. Gezeigt sind die Verteilungen für die Anzahl aller Spuren (a), das Verhältnis R_{Spuren} (b), das Verhältnis $R_{Drähte}$ (c), die Gesamtladung ch_{tot} (d), das mittlere $\langle z_0 \rangle$ (e) und die Nummer des Teilchenpakets (f).

6.5 Bedingungen an das Zwei-Spuren-System

In diesem Kapitel wird ein weiterer Schritt zur Reduktion der Daten und zur Selektion von J/ψ -Kandidaten vorgestellt, der die kinematischen und topologischen Eigenschaften der Zerfallsmyonen berücksichtigt.

Zuvor wird ein weiteres Kriterium zur Identifizierung von Untergrundereignissen erläutert, das auf der Messung des Energieverlustes von Teilchenspuren im zentralen Spurkammersystem basiert und insbesondere Untergrundereignisse mit Protonen erkennen kann.

Eine Beschreibung der Ionisation von Gasen durch geladene Teilchen liefert die Bethe-Bloch-Formel. Sie gibt den Energieverlust eines Teilchens in Abhängigkeit von seiner Geschwindigkeit beim Durchgang durch ein Medium wieder. Wird der Impuls eines Teilchens gemessen, kann der mittlere Energieverlust zur Teilchenidentifizierung verwendet werden. Mit den H1-Jetkammern ist während der Datennahme des Jahres 1992 für die Energieverlust-Bestimmung eine Auflösung der Größenordnung von etwa $\sigma_{dE/dx} / (dE/dx) \simeq 10\%$ erzielt worden [55].

Die relative Energieverlust-Verteilung $(dE/dx)_{rel}$ der Spuren für die in Kapitel 6.4 selektierten, 11997 Ereignisse, ist in Abbildung 6.9 in Abhängigkeit des Logarithmus des Teilchenimpulses $\log_{10}(p/(GeV/c))$ dargestellt. Dabei wurde der Energieverlust dE/dx auf denjenigen eines minimalionisierenden Teilchens normiert $(dE/dx)_{rel} = (dE/dx) / (dE/dx)_{m.i.p.}$. Um eine hinreichend genaue Energieverlust-Bestimmung gewährleisten zu können, wurden nur Spuren mit einem Radius am Beginn der Spur von $R_{st} < 30\text{ cm}$ berücksichtigt. Und es wurde verlangt, daß für die Ermittlung der dE/dx -Werte mindestens 10 Drähte der Jetkammern verwendet wurden. Man erkennt einen Anstieg des Energieverlustes für Werte $p \lesssim 1\text{ GeV}/c$, der von niederenergetischen Protonen aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen herrührt. Zur Unterdrückung dieses Untergrundes wurden alle Ereignisse verworfen, bei denen eine positiv geladene Spur mit den Eigenschaften ($R_{st} < 30\text{ cm}$, $N_{Dr\ddot{a}hte} > 10$) gefunden wurde, deren relativer Energieverlust $(dE/dx)_{rel}$ einen Wert von 2.5 überschreitet. Mit dieser Forderung konnten die bisher selektierten Daten um weitere 35% reduziert werden.

Für die Rekonstruktion von J/ψ -Mesonen ist eine Identifizierung der Spuren beider Myonen notwendig. Aber nur etwa 8% der bisher selektierten Ereignisse besitzen zwei Myon-Kandidaten. Um nicht den Anteil von 92% der Daten zu verlieren, bei dem unter Zuhilfenahme der Eisenrekonstruktion nur ein Myon gefunden worden ist, war die Hinzunahme weiterer Kriterien zur Ernennung einer zweiten Myon-Spur erforderlich. Dabei wurde die Möglichkeit berücksichtigt, daß das zweite Myon im Kalorimeter absorbiert wird.

Eine Möglichkeit zur Identifizierung des zweiten Myons liefert die Erkennung von Myonen durch das Kalorimeter [83]. Dazu werden die Spuren des zentralen Spurkammersystems in das Kalorimeter extrapoliert. Die deponierten elektromagneti-

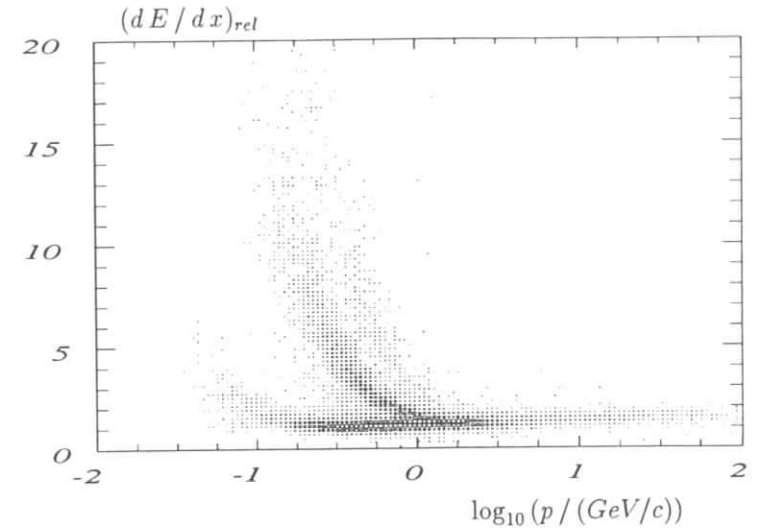


Abbildung 6.9: Relativer Energieverlust $(dE/dx)_{rel}$ in Abhängigkeit des Logarithmus der Impulse $\log_{10}(p/(GeV/c))$ für Spuren, die in der inneren Jetkammer beginnen und bei denen mindestens 10 Drähte zur Energieverlust-Bestimmung verwendet wurden.

schen und hadronischen Energien, die sich in einem Abstand d von $d < r_A = 15\text{ cm}$ bzw. $d < r_B = 30\text{ cm}$ von der Spur befinden, werden summiert. Unter den Bedingungen, daß in ≥ 3 Lagen des hadronischen Kalorimeters Energie deponiert wurde, die hadronische und die elektromagnetische Energie einen Schwellenwert von 2.5 GeV bzw. 1.0 GeV nicht überschreiten und sich mehr als 50% der gesammelten Energie im inneren 'Zylinder' (Radius r_A) befindet, wird die Kalorimeter-Signatur einem Myon zugeordnet. Wegen der 1992 unzulänglichen Eichung des Vorwärts-Spurkammersystems konnte dieses Verfahren zur Erkennung von Myonen während der Datennahme 1992 nur im zentralen Bereich des H1-Detektors angewendet werden.

Um den verbleibenden Verlust an Ereignissen mit zwei Myonen gering zu halten, wurden für den Fall nur einer identifizierten Myon-Spur alle weiteren Spuren des Spurkammersystems als mögliche Myon-Kandidaten aufgefaßt.

An das oben definierte Zwei-Spuren-System wurden die nachfolgend erläuterten Bedingungen gestellt.

Eine Forderung basiert auf der Bildung der invarianten Masse $m_{\mu\mu}$ zwischen den als Myonen angenommenen oder identifizierten Spuren entgegengesetzter Ladung. In den Abbildungen 6.10 sind die Ergebnisse für Monte Carlo-Ereignisse der elastischen J/ψ -Erzeugung (DIFFVM) in Abbildung 6.10 (a) und der inelastischen J/ψ -Erzeugung (EPJPSI) in Abbildung 6.10 (b) dargestellt. Die Histogramme zeigen die erwartete Anhäufung um die Masse des J/ψ -Mesons. Der kombinatorische Untergrund speziell im Fall der inelastischen J/ψ -Erzeugung rührt von den 'falschen' Spur-Kombinationen der Ereignisse mit nur einem identifizierten Myon her. Die Massenauflösung, die man bei der Rekonstruktion der invarianten Masse des J/ψ -Mesons erwartet, liegt bei $\sigma_{m_{\mu\mu}} \simeq 50 \text{ MeV}$. Dieser Wert ist aufgrund der niedrigen Impulse der Myonen durch Vielfachstreuung dominiert.

Eine weitere charakteristische Größe für Ereignisse der J/ψ -Erzeugung ist die Differenz im Azimutwinkel $\Delta\varphi$ zwischen den Zerfallsmyonen. Aufgrund der relativ geringen Transversalimpulse des Vektormesons sind die beiden Leptonen in der r - φ -Ebene nahezu entgegengesetzt ausgerichtet. Die Verteilung der Differenz im Azimutwinkel kann ebenfalls den Abbildungen 6.10 entnommen werden. Die Abbildung 6.10 (c) zeigt $\Delta\varphi$ für elastische Monte Carlo-Ereignisse, das Ergebnis für den Fall des Prozesses der Photon-Gluon-Fusion ist in Abbildung 6.10 (d) dargestellt. Die Verteilungen heben trotz des kombinatorischen Untergrundes die Koplanarität der Zerfallsteilchen deutlich hervor.

Als wirksames Mittel zur Untergrund-Unterdrückung hat sich ein Schnitt im Winkel θ^* herausgestellt. θ^* ist der Polarwinkel im Schwerpunktsystem der zwei als Myonen angenommenen Teilchen. Die z -Achse dieses Systems wird durch die Flugrichtung des 'Mutterteilchens' ($m_{\mu\mu}$) im Laborsystem definiert. Der Winkel θ^* stimmt nicht mit dem in Kapitel 2.5 eingeführten Winkel θ^* überein, da die Quantisierungsachse in letzteren Fall durch die Flugrichtung des J/ψ -Mesons im Photon-Proton-Schwerpunktsystem gegeben ist. Die Abweichungen zwischen den beiden Winkeln sind jedoch gering, da sich das Photon annähernd parallel zur Strahlachse bewegt und die Flugrichtung des J/ψ -Mesons im γ - p - bzw. e - p -System nahezu identisch verläuft.

Die Winkelverteilungen $\cos(\theta^*)$ in den Abbildungen 6.10 zeigen für elastische Monte Carlo-Ereignisse (Abbildung 6.10 (e)) nahezu eine Gleichverteilung. Die Abweichungen von der in erster Näherung erwarteten Verteilung $\propto 1 + \cos^2(\theta^*)$ (siehe Gleichung (2.46)) speziell im Bereich um $\cos(\theta^*) \simeq \pm 1$ resultieren aus der Tatsache, daß die Myonen in diesem Fall nahezu keinen Transversalimpuls aufweisen und im Strahlrohr verschwinden. Bei der inelastischen J/ψ -Produktion (Abbildung 6.10 (f)) wird dieser Effekt wegen der höheren Spurmultiplicitäten durch die zahlreichen 'falschen' Kombinationen mit anderen Spuren überlagert. Diese befinden sich vorwiegend im Bereich um $\cos(\theta^*) \simeq \pm 1$.

Es folgt eine Diskussion der entsprechenden Verteilungen für die aus den POT-Daten

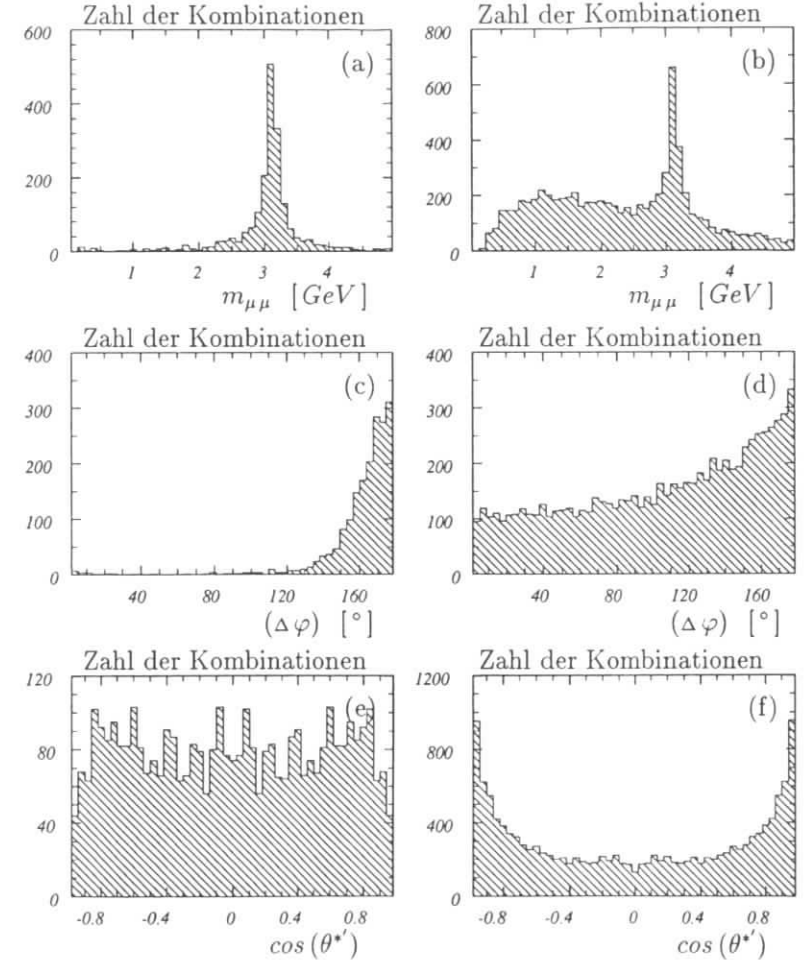


Abbildung 6.10: Verteilungen kinematischer Größen des Zwei-Spuren-Systems für elastische Monte Carlo-Ereignisse (DIFFVM, linke Bilder) als auch inelastische Ereignisse (EPJPSI, rechte Bilder). Dargestellt ist die Verteilung der invarianten Masse $m_{\mu\mu}$ ((a) und (b)), die Differenz des Azimutwinkels ($\Delta\varphi$) ((c) und (d)) sowie die Verteilung des Polarwinkels $\cos(\theta^*)$ ((e) und (f)).

selektierten Ereignisse mit Myonen. Dabei werden die verschiedenen Klassen der Myon-Identifizierung getrennt diskutiert. Die Abbildungen 6.11 zeigen die Verteilungen für Ereignisse mit zwei Myon-Kandidaten aus der Eisen-Rekonstruktion. Die invariante Masse $m_{\mu\mu}$ (Abbildung 6.11 (a)) besitzt lange Ausläufer zu hohen Massen, die aus Gründen der besseren Übersicht im Histogramm nicht dargestellt sind. Die Differenz des Azimutwinkels $\Delta\varphi$ (Abbildung 6.11 (b)) zeigt häufig nahezu entgegengesetzt ausgerichtete Teilchen, die Polarwinkelverteilung $\cos(\theta^*)$ (Abbildung 6.11 (c)) weist eine deutliche Anhäufung im Bereich um ± 1 auf. Die genannten Eigenschaften sind charakteristisch für kosmische Myonen, was in Abbildung 6.11 (d) bestätigt wird. Ein Großteil der Ereignisse besitzt Teilchenpaket-Nummern > 9 , die leeren Teilchenpaketen entsprechen.

Ein sehr ähnliches Verhalten ergibt sich für Ereignisse mit jeweils einem identifizierten Myon im Eisen und im Kalorimeter (siehe Abbildungen 6.12). Auch hier dominieren kosmische Myonen.

Die Abbildungen 6.13 zeigen die entsprechenden Verteilungen für Daten mit nur einem Myon-Kandidaten. Bei jedem Ereignis ergaben sämtliche Spurkombinationen einen Eintrag im Histogramm. Das Ladungsvorzeichen blieb dabei unberücksichtigt. Eine mit zunehmender invarianter Masse abfallende Verteilung von $m_{\mu\mu}$ (Abbildung 6.13 (a)), eine über den gesamten Winkelbereich nahezu gleichverteilte Differenz des Azimutwinkels (Abbildung 6.13 (b)), eine in den Bereichen um $\cos(\theta^*) \simeq \pm 1$ angereicherte Polarwinkelverteilung (Abbildung 6.13 (c)) sowie fast ausnahmslos Teilchenpaket-Nummern, die gefüllten Teilchenpaketen entsprechen, sind die Merkmale der Abbildungen 6.13.

Die Bedingungen, welche unter Berücksichtigung der in diesem Kapitel gezeigten Verteilungen an das den Leptonen zugeordnete Zwei-Spuren-System gestellt wurden, um als J/ψ -Kandidaten interpretiert und für die weitere Analyse selektiert zu werden, sind im folgenden aufgelistet:

- Die beiden Spuren besitzen entgegengesetztes Ladungsvorzeichen.
- Die invariante Masse der beiden Spuren liegt in dem Intervall von $\pm 1 \text{ GeV}$ um die Masse des J/ψ -Mesons $m_{J/\psi}$.
- Die Differenz des Azimutwinkels genügt der Bedingung $\Delta\varphi > 90^\circ$.
- Der Polarwinkel der beiden Teilchen im ihrem Ruhesystem erfüllt die Forderung $|\cos(\theta^*)| < 0.9$.

Ereignisse mit nur einem identifizierten Myon wurden dann akzeptiert, wenn eine der Spurkombinationen die genannten Bedingungen erfüllte. Selektiert wurden 431 Ereignisse, das entspricht 0.005% der POT-Daten. Die Teilchenpaket-Nummer des Proton-*Pilotbunch* besitzen noch 3.5% der Ereignisse, der Anteil der Daten mit

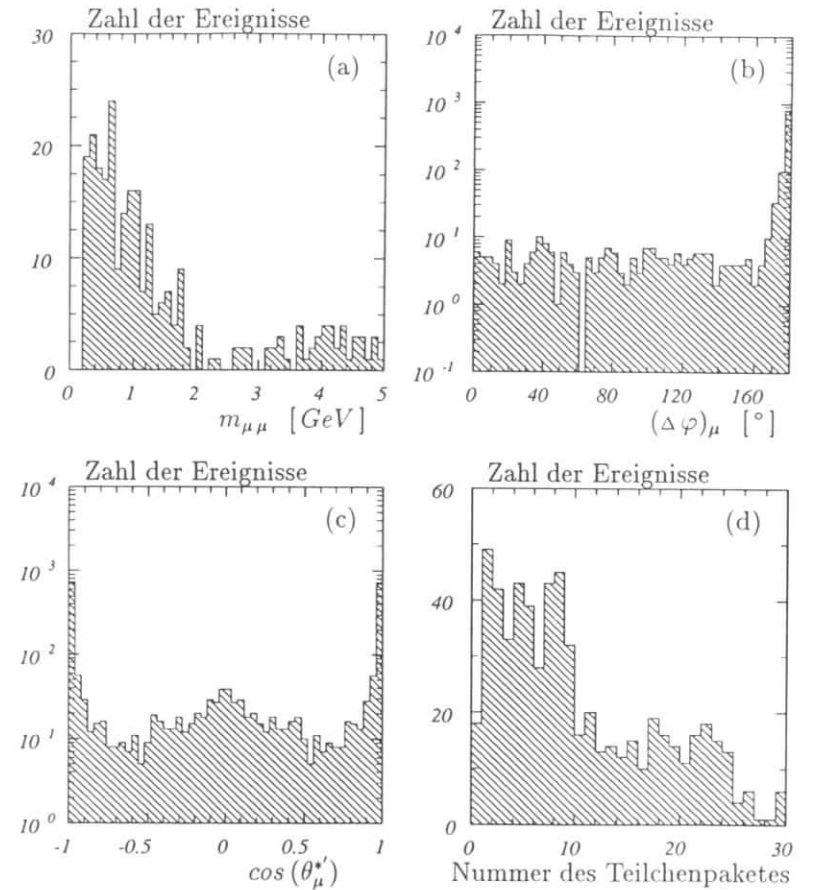


Abbildung 6.11: Verteilungen kinematischer Größen des Zwei-Spuren-Systems für Ereignisse mit zwei gefundenen Spurverbindungen zwischen dem Myon-Detektor und dem zentralen Spurkammersystem. Dargestellt ist die Verteilung der invarianten Masse $m_{\mu\mu}$ (a), die Differenz des Azimutwinkels $(\Delta\varphi)_\mu$ (b), die Verteilung des Polarwinkels $\cos(\theta_\mu^*)$ (c) und die Verteilung über die jeweilige Nummer des kollidierten Teilchenpaketes (d).

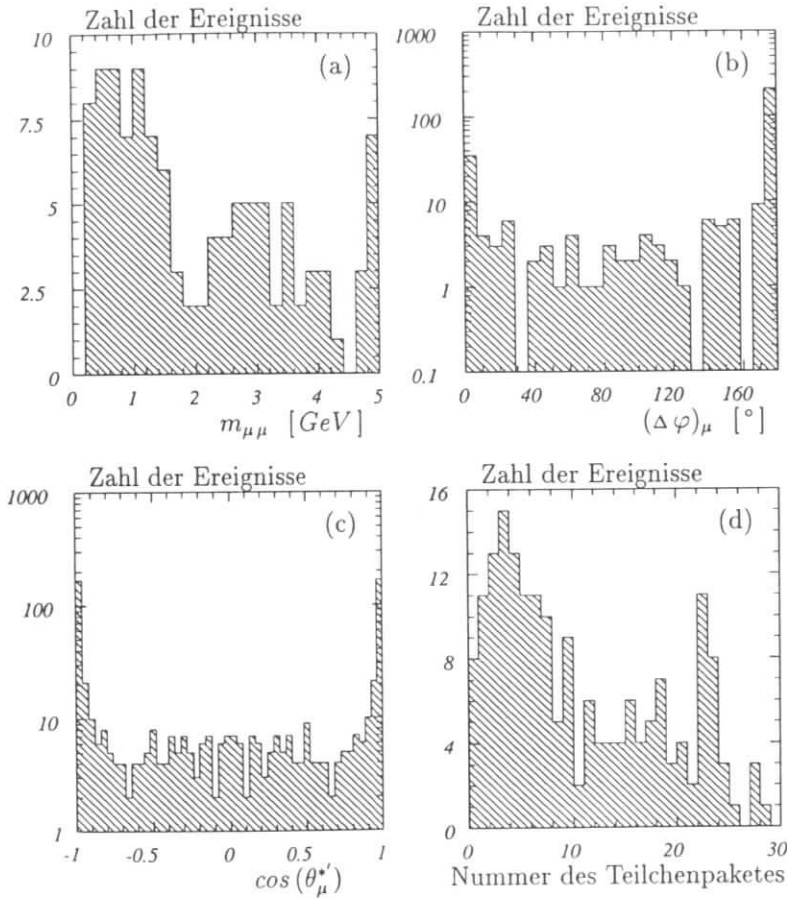


Abbildung 6.12: Verteilungen kinematischer Größen des Zwei-Spuren-Systems für Ereignisse mit einer gefundenen Spurverbindung zwischen dem Myon-Detektor und dem zentralen Spurkammersystem sowie einer Spurverbindung zwischen dem Kalorimeter und dem Spurkammersystem. Dargestellt ist die Verteilung der invarianten Masse $m_{\mu\mu}$ (a), die Differenz des Azimutwinkels $(\Delta\varphi)_\mu$ (b), die Verteilung des Polarwinkels $\cos(\theta'_\mu)$ (c) und die Verteilung über die jeweilige Nummer des kollidierten Teilchenpaketes (d).

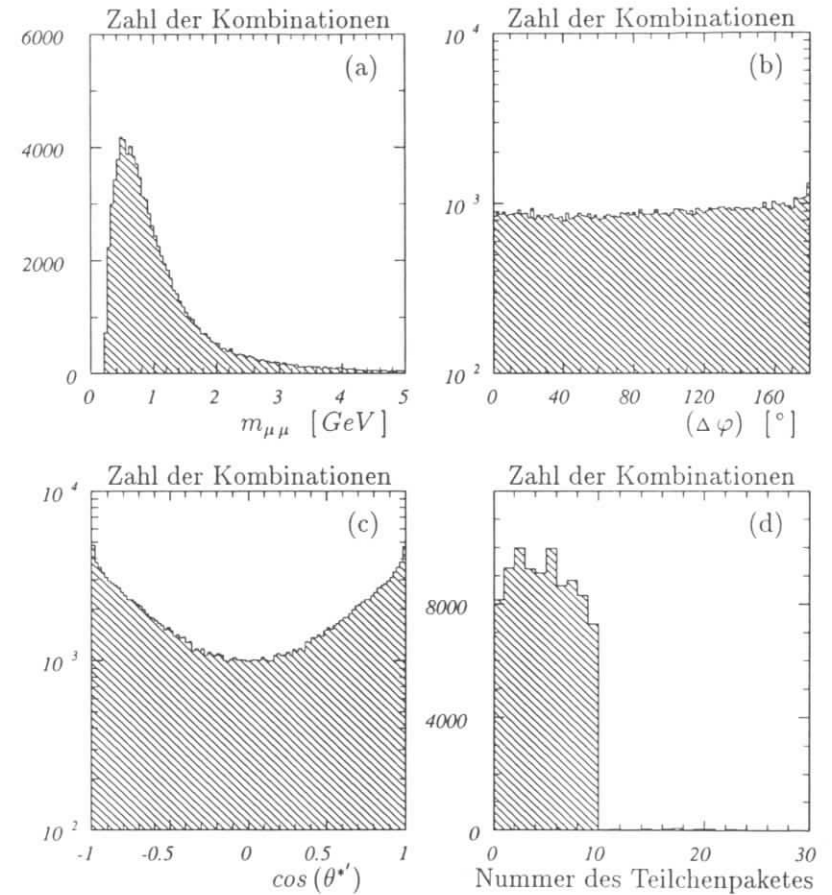


Abbildung 6.13: Verteilungen kinematischer Größen des Zwei-Spuren-Systems für alle Kombinationen zwischen der gefundenen Spurverbindung des Myon-Detektors und des zentralen Spurkammersystems und allen anderen Spuren des Spurkammersystems. Dargestellt ist die Verteilung der invarianten Masse $m_{\mu\mu}$ (a), die Differenz des Azimutwinkels $(\Delta\varphi)$ (b), die Verteilung des Polarwinkels $\cos(\theta'_\mu)$ (c) und die Verteilung über die jeweilige Nummer des kollidierten Teilchenpaketes (d).

leerem Teilchenpaket ist auf 2.6 % zurückgegangen.

Von den Monte Carlo-Ereignissen der Photoproduktion von J/ψ -Mesonen erfüllten etwa 65 % der diffraktiven und 68 % der inelastischen Daten die oben aufgeführten Bedingungen an das Zwei-Spuren-System. Bei den Verlusten handelt es sich um Ereignisse, bei denen kein zweiter Myon-Kandidat gefunden werden konnte. Dies ist jedoch eine notwendige Forderung, um die Topologie von Reaktionen der J/ψ -Erzeugung analysieren zu können.

6.6 Identifizierung beider Myonen

Wegen des zum Zeitpunkt der Analyse unvollständig geeichten H1-Detektors fanden keine weiteren automatisierten Selektionsschritte statt. Die 413 selektierten Ereignisse wurden einer visuellen Inspektion unterzogen. Mit Hilfe dieser Vorgehensweise wurden nur noch diejenigen Ereignisse akzeptiert, die optisch einen zweiten Myon-Kandidaten erkennen ließen, der eindeutig zu einer Spur des Spurkammersystems zugeordnet werden konnte. Insgesamt wurde der Datensatz durch sämtliche Selektionsschritte des Kapitels 6 auf 58 Ereignisse reduziert. Davon besitzen noch 2 Ereignisse (also etwa 3 %) die Teilchenpaket-Nummer des Proton-*'Pilotbunch'*.

Zusammenfassend für die im Kapitel 6 durchgeführten Selektionsschritte sind in

verwendete Datensätze	Zahl der Ereignisse	Anteil mit 'leerem' Teilchenpaket	Anteil des Proton- <i>'Pilotbunch'</i>
POT-Daten	$\sim 8 \cdot 10^6$	$\sim 20 \%$	$\sim 8 \%$
Ereignisse mit Myonen	11997	13.7 %	7.1 %
Zwei-Spuren-System	431	2.6 %	3.5 %
2 identifizierte Myonen	58	—	3.4 %

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der Zahl der POT-Daten und der einzelnen Selektions-Datensätze sowie die Anteile, die leeren Teilchenpaketen entsprechen und diejenigen, die die Nummer des Proton-*'Pilotbunch'* besitzen.

der Tabelle 6.1 die jeweils akzeptierten Ereigniszahlen dargestellt. Berücksichtigt werden die POT-Daten, die Ereignisse mit Myonen, die Bedingungen an das Zwei-Spuren-System und die visuelle Inspektion. Zusätzlich sind die jeweiligen Anteile

der Ereignisse mit der Teilchenpaket-Nummer des Proton-*'Pilotbunch'* und diejenigen Anteile mit leeren Teilchenpaketen verzeichnet.

Zur Illustration der verschiedenen Entscheidungskriterien zur Definition des zweiten Myon-Kandidaten sind in den Abbildungen 6.14 und 6.15 drei Ereignisse dargestellt, die anhand unterschiedlicher Vorgehensweisen akzeptiert wurden. Die Abbildung 6.14 (a) zeigt ein Ereignis mit zwei Myonen, die mit der Eisenrekonstruktion gefunden wurden. Die Signaturen im instrumentierten Eisen sind deutlich erkennbar. Ein J/ψ -Kandidat, bei dem eines der Myonen im Kalorimeter absorbiert wurde (Abbildung 6.14 (b)), konnte durch die im Kalorimeter deponierte Energie identifiziert werden. In Abbildung 6.15 (a) ist ein Ereignis zu sehen, das nur durch visuelle Inspektion einen zweiten Myon-Kandidaten erkennen ließ.

Zur Verdeutlichung der Schwierigkeiten bei der Erkennung der verbliebenen Untergrundereignisse ist in Abbildung 6.15 (b) ein Beispiel gegeben, das die Teilchenpaket-Nummer des *'Pilotbunch'* trägt. Das Ereignis weist zwei deutlich sichtbare Myon-Signaturen im instrumentierten Eisen auf, die zusätzlich durch eine Spurverbindung zum Spurkammersystem ausgezeichnet sind.

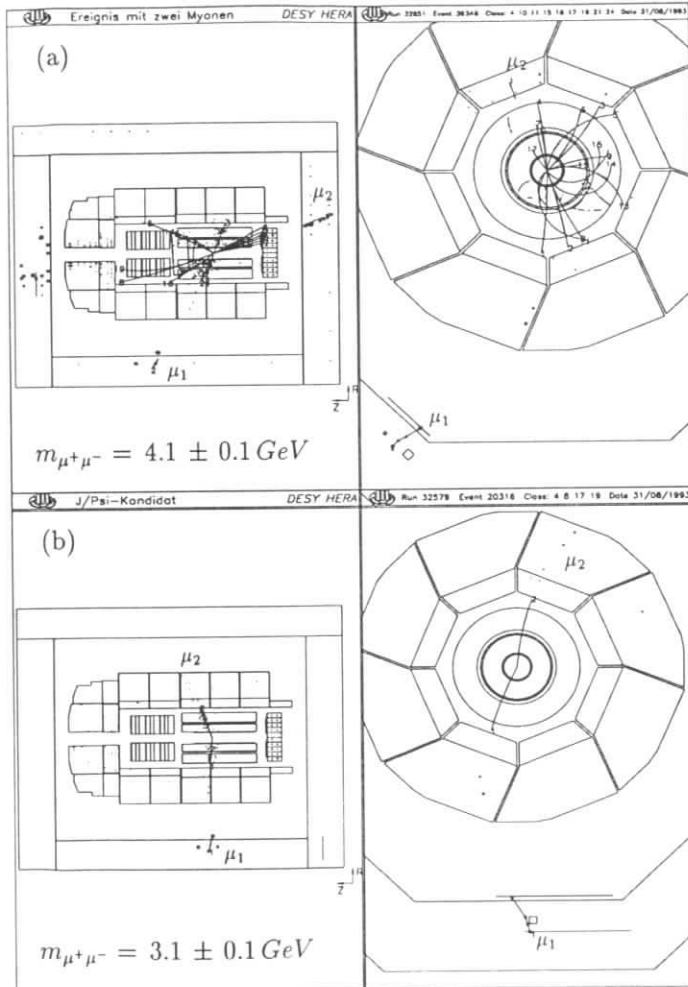


Abbildung 6.14: Ereignis mit zwei Myonen, bei dem beide Myonen eine Spurverbindung zwischen dem Eisen und dem zentralen Spursystem besitzen (a) und ein J/ ψ -Kandidat, der eine Spurverbindung zwischen Spurkammersystem und Eisen sowie eine Spurverbindung zwischen Spurkammersystem und Kalorimeter besitzt (b).

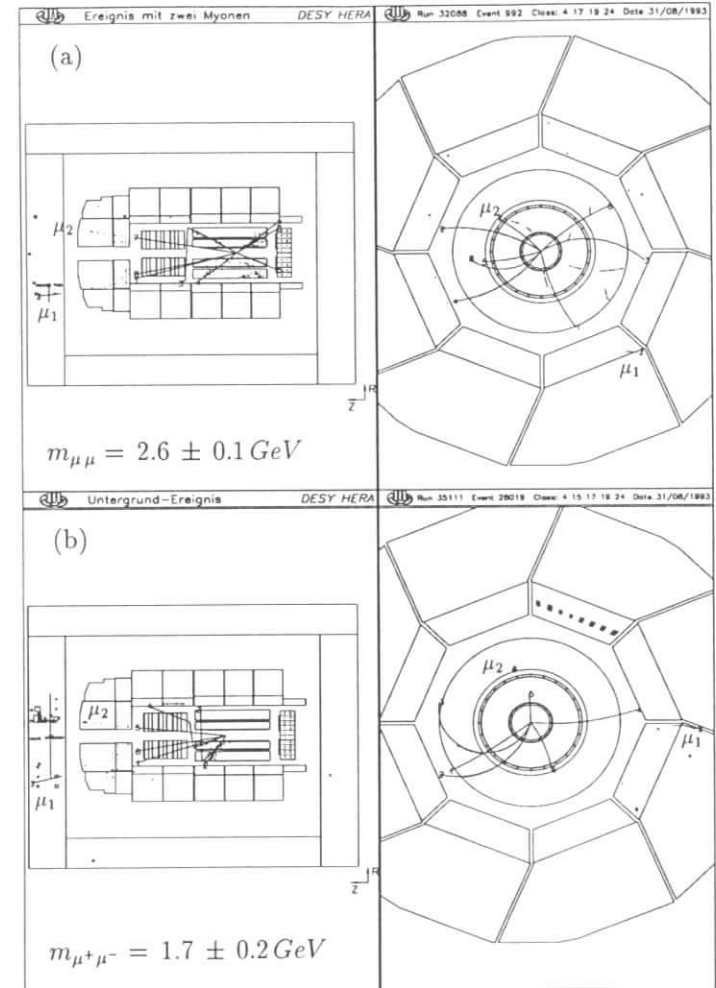


Abbildung 6.15: Ereignis mit zwei Myonen, bei dem ein Myonen nur durch visuelle Inspektion erkannt wurde (a) und ein Untergrundereignis, das die Teilchenpaket-Nummer des Proton-'Pilotbunch' besitzt (b).

Kapitel 7

J/ψ -Kandidaten

Dieses Kapitel behandelt die in Kapitel 6 selektierten 58 Ereignisse mit jeweils zwei Myon-Kandidaten und beschäftigt sich mit der Fragestellung, welche physikalischen Prozesse und Untergrundreaktionen zu diesem Datensatz beigetragen haben. Nach einer Abschätzung der erwarteten Ereigniszahlen für Photoproduktionsreaktionen der J/ψ -Erzeugung folgt eine Diskussion der Beiträge von einigen Untergrundquellen, wobei Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen sowie physikalische Untergrund-Reaktionen berücksichtigt werden. Anhand dieser Ergebnisse werden einige kinematische Verteilungen der Daten diskutiert und der Anteil der J/ψ -Kandidaten abgeschätzt. Abschließend werden mögliche Vorgehensweisen zur Bestimmung einiger, für die Photoproduktion von J/ψ -Mesonen relevanten Parameter beschrieben, die erst mit einer größeren Anzahl von Ereignissen durchführbar sein werden.

7.1 Erwartete Ereigniszahlen

Der verbliebene Datensatz mit 58 Ereignissen besitzt jeweils ein Myon im instrumentierten Eisen sowie ein weiteres Myon, welches entweder ebenfalls im Eisen oder im Kalorimeter identifiziert wurde. Für beide Myonen konnten die entsprechenden Spuren im Spurkammersystem aufgefunden gemacht werden.

Dieser Abschnitt ist der Abschätzung des Beitrags von Photoproduktionsreaktionen der J/ψ -Erzeugung gewidmet. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte im bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich muß auf Resultate anderer Experimente zurückgegriffen werden, da eine theoretische Beschreibung zumindest der diffraktiven Prozesse der J/ψ -Erzeugung nicht möglich ist. Wegen der deutlich niedrigeren Photon-Nukleon-Schwerpunktenergien ($\sqrt{s_{\gamma N}} \lesssim 20 \text{ GeV}$) bisheriger Messungen werden die Ergebnisse in den bei HERA zugänglichen Energiebereich ex-

trapoliert. Die in Kapitel 2.7 aufgeführte Liste einiger Experimente und deren Resultate macht deutlich, daß die Meßergebnisse mit großen Unsicherheiten behaftet sind. Hinzu kommt, daß die Methode der Separation der einzelnen Erzeugungsmechanismen, sofern sie durchgeführt worden ist, häufig unterschiedlich ist und zu abweichenden Resultaten geführt hat.

Die Möglichkeit der Extrapolation gemessener Wirkungsquerschnitte bei niedrigen Schwerpunktenergien in den bei HERA zugänglichen Energiebereich ist im Generator (DIFFVM) implementiert (vergleiche hierzu die Abschnitte 4.1 und 4.2) und liefert unter Verwendung der Resultate der FTPS-Kollaboration [1] die folgenden Ergebnisse:

$$\begin{aligned}\sigma_{el}(ep \rightarrow e' J/\psi p) &= 5.4 \pm 1.1 \text{ nb}, \\ \sigma_{SD_p}(ep \rightarrow e' J/\psi X) &= 6.2 \pm 1.8 \text{ nb}, \\ \sigma_{SD_\gamma}(ep \rightarrow e' J/\psi X p) &\lesssim 0.8 \text{ nb}.\end{aligned}\tag{7.1}$$

Die mittlere Schwerpunktenergie des Photon-Proton-Subsystems ergibt sich zu etwa $\langle \sqrt{s_{\gamma p}} \rangle = \langle \bar{W} \rangle \simeq 95 \text{ GeV}$. Für den doppelt diffraktiven Wirkungsquerschnitt σ_{DD} liegen bisher keine experimentellen Resultate vor.

Der PYTHIA-Generator (siehe Kapitel 4.3) bestimmt die zu erwartenden Wirkungsquerschnitte aufgrund von Berechnungen, die auf dem Pomeron-Formalismus im Regge-Bild basieren und in [67] beschrieben werden. Bei einer mittleren Schwerpunktenergie des Photon-Proton-Subsystems von $\langle \sqrt{s_{\gamma p}} \rangle = \langle \bar{W} \rangle \simeq 80 \text{ GeV}$ ergeben sich die folgenden Resultate:

$$\begin{aligned}\sigma_{el}(ep \rightarrow e' J/\psi p) &= 4.2 \text{ nb}, \\ \sigma_{SD_p}(ep \rightarrow e' J/\psi X) &= 3.3 \text{ nb}, \\ \sigma_{SD_\gamma}(ep \rightarrow e' J/\psi p X) &= 1.1 \text{ nb}, \\ \sigma_{DD}(ep \rightarrow e' J/\psi X X) &= 1.0 \text{ nb}.\end{aligned}\tag{7.2}$$

Ein Vergleich der Ergebnisse der beiden Verfahren verdeutlicht die Unsicherheiten, die den für die Meßperiode 1992 berechenbaren Ereigniszahlen zugrunde liegen. Weitere Ungewißheiten ergeben sich dadurch, daß die Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Subsystems bei HERA $\langle\sqrt{s_{\gamma p}}\rangle = \langle W\rangle \simeq 80 - 90 \text{ GeV}$ deutlich höher liegt als bei bisherigen 'fixed-target'-Experimenten.

Der Generator der inelastischen J/ψ -Erzeugung (EPJPSI) liefert für den Wirkungsquerschnitt bei HERA einen Wert von:

$$\sigma_{inel}(ep \rightarrow e' J/\psi X) = 3.2 \text{ nb}. \quad (7.3)$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen, in Kapitel 6 diskutierten Reduktionsschritte und Selektionskriterien der Monte Carlo-Daten für elastische und inelastische J/ψ -Ereignisse sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Für die visuelle

Reduktionskriterien	Nachweiswahrscheinlichkeit	
	elastische J/ψ	inelastische J/ψ
Trigger (Ebene 1)	34 %	69 %
Selektion von Ereignissen mit Myonen	65 %	74 %
Bedingungen an das Zwei-Spuren-System	65 %	68 %
Identifizierung beider Myonen	$\sim 95\%$	$\sim 95\%$
total	14 %	33 %

Tabelle 7.1: Nachweiswahrscheinlichkeiten für elastische (DIFFVM) und inelastische (EPJPSI) Monte Carlo-Daten bei der Erfüllung aller in dieser Arbeit diskutierten Selektionskriterien.

Inspektion wurde eine Akzeptanz von etwa 95% angenommen. Die insgesamt mit Hilfe von Monte Carlo-Daten ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt 14% für elastisch erzeugte J/ψ -Mesonen und 33% für inelastisch erzeugte J/ψ -Mesonen.

Daraus ergeben sich unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses des J/ψ -Mesons von $\Gamma_{\mu^+\mu^-}/\Gamma = 5.97\%$ [43] und der integrierten Luminosität des Jahres 1992 von $\int_{1992} \mathcal{L} dt = 25.1 \text{ nb}^{-1}$ aus den Wirkungsquerschnitten der Gleichungen (7.1)-(7.3) die in Tabelle 7.2 zusammengefaßten Ereigniszahlen. Für die Meßperiode 1992 werden aufgrund dieser Berechnungen 5 ± 2 Ereignisse erwartet, die von Photoproduktionsreaktionen der J/ψ -Erzeugung herrühren. Der Fehler wird aus der

	erwartete Ereigniszahlen (Meßperiode 1992)					
	elastische J/ψ	SD_p	SD_γ	DD	inelastische J/ψ	total
total	~ 1	~ 1	$\lesssim 1$	$\lesssim 1$	~ 2	5 ± 2
(CC)	$\lesssim 1$	$\lesssim 1$	$\lesssim 1$	$\lesssim 1$	~ 1	3 ± 1
$n_{ch} \leq 4$	~ 1	~ 1	$\lesssim 1$	$\lesssim 1$	~ 1	4 ± 2

Tabelle 7.2: Erwartete Ereigniszahlen für elastische (DIFFVM), diffraktive (DIFFVM) und inelastische (EPJPSI) Monte Carlo-Daten unter Berücksichtigung aller verwendeten Trigger und Selektionskriterien. Außerdem sind die Resultate der zusätzlichen Forderungen skizziert, daß sich beide Myonen im zentralen Bereich befinden (CC) oder daß die Ereignisse eine niedrige Spurmultiplicität aufzuweisen haben.

Diskrepanz der beiden unterschiedlichen Verfahren zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte abgeschätzt. Unter zusätzlicher Forderung, daß sich beide Myonen im zentralen Bereich des Detektors befinden (CC), verbleiben etwa 3 ± 1 Ereignisse. Bei der Beschränkung der Daten auf Ereignisse niedriger Spurmultiplicitäten ($n_{ch} \leq 4$) reduziert sich die Anzahl der erwarteten Ereignisse auf 4 ± 2 .

7.2 Untergrund-Abschätzungen

Neben den Photoproduktionsreaktionen der J/ψ -Erzeugung tragen noch weitere Prozesse zu dem Datensatz der 58 Ereignisse bei. In diesem Abschnitt werden einige Untergrundquellen diskutiert, wobei Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen sowie konkurrierende physikalische Prozesse mit Myonen im Endzustand berücksichtigt werden.

Die in Kapitel 4.5 diskutierten Monte Carlo-Ereignisse der Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen konnten für diese Untersuchungen nicht verwendet werden. Zum einen sind die Wechselwirkungen des Protonstrahls nur grob angenähert, andererseits war die Statistik der vorhandenen Untergrunddaten zu gering. Ein generiertes Ereignis entsprach bei Sollwerten der HERA-Maschine einer Wechselwirkungsrate von einigen Hz . Die Berechnung der verbleibenden Untergrundereignisse nach Anwendung aller Reduktionsschritte war daher nicht möglich.

Um eine Abschätzung über den im selektierten Datensatz vorhandenen Anteil von Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignissen zu erhalten, wurde die Tatsache ausgenutzt, daß während der Datennahme 1992 von HERA 9 kollidierende und für

Protonen und Elektronen jeweils ein Teilchenpaket ohne Kollisionspartner — der sogenannte ‘Pilotbunch’ — geliefert wurde. Unter Berücksichtigung der Anzahl der Ereignisse N_{Pilot} , die einem Proton-‘Pilotbunch’ zugeordnet wurden, des gemessenen Stroms im ‘Pilotbunch’ I_{Pilot} sowie des Gesamtstroms aller Teilchenpakete I_{tot} ergibt sich eine statistische Abschätzung der Anzahl der Ereignisse N_{ep} , die aus Elektron-Proton-Wechselwirkungen herrühren:

$$N_{ep} = N_{tot} - N_{Strahl} = N_{tot} - N_{Pilot} \cdot \frac{I_{tot}}{I_{Pilot}}. \quad (7.4)$$

N_{tot} entspricht dabei der Gesamtzahl aller Ereignisse. Bei $N_{Pilot} = 2$ Ereignissen aus dem Proton-‘Pilotbunch’ und $N_{tot} = 58$ Ereignissen ergibt sich ein Anteil von etwa $N_{Strahl} = 20 \pm 4$ Ereignissen, die aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen herrühren, sowie $N_{ep} = 38 \pm 7$ Ereignisse aus $e-p$ -Wechselwirkungen. Ereignisse aus dem Elektron-‘Pilotbunch’ wurden nicht selektiert.

Detaillierte Untersuchungen von Untergrundereignissen aus dem Proton-‘Pilotbunch’, die zumindest einige der innerhalb dieser Arbeit verwendeten Selektionskriterien erfüllten, haben ergeben, daß sich die Myonen vorwiegend im Vorwärtsbereich des Detektors befinden ($\theta < 25^\circ$), Beiträge mit zwei Myon-Signaturen im zentralen Bereich sind vernachlässigbar ($N_{Strahl}^{(CC)} \simeq 0$). Die Spurmultiplicität von Ereignissen aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen variiert über einen weiten Bereich von kleinen ($n_{ch} = 2$) bis zu hohen Werten von $n_{ch} \sim 20$. Der Beitrag von Untergrundereignissen aus dem Proton-‘Pilotbunch’ mit einer Spurmultiplicität $n_{ch} \leq 4$ beträgt etwa 50% und führt zu einem Anteil von etwa $N_{Strahl}^{n_{ch} \leq 4} = 10 \pm 2$ Ereignissen im selektierten Datensatz. Die relevanten Ereigniszahlen der Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen sind am Ende dieses Abschnitts in Tabelle 7.4 zusammengefaßt.

Einen physikalisch konkurrierenden Prozeß mit Signaturen im H1-Detektor, die denen der J/ψ -Erzeugung vergleichbar sind, bildet die Reaktion $\gamma^* \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Diese quantenelektrodynamische Reaktion basiert auf der Wechselwirkung des virtuellen Photons vom Elektron mit einem virtuellen Photon, das vom Proton abgestrahlt wird. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen basieren auf dem Zwei-Photon-Generator LPAIR [85].

Der totale Wirkungsquerschnitt ist mit $\sigma(\gamma^* \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 104 \text{ nb}$ sehr hoch. Die geringen Energien der Myonen, die Ausrichtung in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung sowie die niedrigen Spurmultiplicitäten (93% der Ereignisse sind elastischer Natur) führen dazu, daß sich ein Großteil der Daten nicht im Akzeptanzbereich des H1-Detektors befindet [86].

Mit dem Trigger der 1. Entscheidungsebene, der während der Meßperiode 1992 verwendet wurde, können nur etwa 2% der Zwei-Photon-Ereignisse nachgewiesen

werden. Die weiteren Selektionsschritte reduzieren die Zwei-Photon-Daten um 59% durch die Forderung nach einem identifizierten Myon sowie um weitere 55% aufgrund der Bedingungen an das Zwei-Spuren-System ($m_{\mu\mu}$, $\Delta\varphi$ und $\cos(\theta^*)$). Die nachfolgende visuelle Inspektion der Monte Carlo-Daten akzeptierte etwa 95% der Ereignisse.

Der Beitrag der Zwei-Photon-Daten liefert ein kontinuierliches Spektrum für die invariante Masse der beiden Myonen ($\sim 1/M_{\mu\mu}^2$) [87]. Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $\gamma^* \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$ unter Verwendung der in dieser Arbeit diskutierten Selektionskette liegt bei etwa $\sigma \simeq 350 \text{ pb}$. Dies führt bei der integrierten Luminosität des Jahres 1992 zu $N_{\gamma\gamma} = 9 \pm 3$ Ereignissen.

Weitergehende Untersuchungen haben ergeben, daß sich bei etwa 50% der selektierten Ereignisse beide Myon-Kandidaten im zentralen Bereich des H1-Detektors befinden. Diese Anreicherung von Daten der (CC)-Winkelklasse beruht auf der Tatsache, daß die Myonen, die in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung ausgerichtet sind, häufig im Strahlrohr verschwinden. Außerdem werden für die Ereignisse mit Myon-Signaturen im Vorwärtsbereich wegen der dort vorherrschenden hohen Untergrundraten schärfere Selektionskriterien verlangt (vergleiche Kapitel 6). Für die sichtbare Spurmultiplicität der elastischen und inelastischen Zwei-Photon-Ereignisse gilt stets $n_{ch} \leq 4$. Bei Erfüllung dieser zusätzlichen Bedingungen verbleibt für den selektierten Datensatz ein Anteil von $N_{\gamma\gamma}^{(CC)} = 5 \pm 2$ Ereignissen in der (CC)-Winkelklasse und von $N_{\gamma\gamma}^{n_{ch} \leq 4} = 9 \pm 3$ Ereignissen mit niedriger Spurmultiplicität. Die Tabelle 7.3 gibt eine Zusammenstellung der einzelnen, ermittelten Reduktionsfaktoren wieder, der Tabelle 7.4 können die erwarteten Ereigniszahlen entnommen werden.

Einen weiteren physikalischen Beitrag liefert der Prozeß der Photon-Gluon-Fusion unter Bildung von Teilchen, bei denen einer der Konstituenten ein c -Quark (Charm) ist (vergleiche Kapitel 2.4.1 und Abbildung 2.11 (a)). Der Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma(ep \rightarrow e' c \bar{c} X) \simeq 670 \text{ nb}$ [88]. Das semileptonische Verzweigungsverhältnis der c -Quarks in Myonen von 10.5% [43] und Zerfälle von Pionen und K-Mesonen führen zu Ereignissen mit Myonen im Endzustand. Diese Beiträge werden durch Monte Carlo-Rechnungen abgeschätzt. Die innerhalb dieser Arbeit verwendeten Ereignisse wurden mit dem PYTHIA-Generator erzeugt. Etwa 5% der generierten Daten besitzen ein Myon im instrumentierten Eisen des H1-Detektors. Von diesem Anteil werden durch den L1-Trigger und die weiteren Selektionsschritte etwa 0.6% akzeptiert. Dabei machte die visuelle Inspektion der Monte Carlo-Daten deutlich, daß ein Großteil der Ereignisse ($\sim 90\%$) tatsächlich nur ein sichtbares Myon aufweist. Bei der integrierten Luminosität des Jahres 1992 ergibt sich eine Abschätzung von 5 ± 2 Ereignissen.

Ein charakteristisches Merkmal der $c\bar{c}$ -Ereignisse ist die Tatsache, daß der Beitrag mit zwei Myonen im zentralen Bereich vernachlässigbar ist ($N_{c\bar{c}}^{(CC)} = 0$ Ereignisse). Dadurch daß sich der Prozeß der Photon-Gluon-Fusion durch hohe Spurmultipli-

zitäten im hadronischen Endzustand auszeichnet, erfüllen nur etwa 20% der Daten die Bedingung $n_{ch} \leq 4$ und liefern einen Beitrag von etwa $N_{\text{eff}}^{n_{ch} \leq 4} = 1 \pm 1$ Ereignis im selektierten Datensatz niedriger Spurmultiplicitäten. Die einzelnen Reduktionsfaktoren und Ereigniszahlen für die Meßperiode 1992 sind in den Tabellen 7.3 und 7.4 zusammengefaßt.

Ein weiterer physikalischer Untergrundprozeß ist die Erzeugung leichter Quark-Antiquark-Paare (u,d,s) mit einem totalen Wirkungsquerschnitt in der Größenordnung von $\sigma(\text{leichte Quarks}) \simeq 6.7 \mu\text{b}$ [65]. Davon findet man bei etwa $\sim 20\%$ der Ereignisse eine Myon-Signatur im instrumentierten Eisen, die aus Zerfällen von Pionen und K-Mesonen herrührt. Nach Anwendung des L1-Triggers und den weiteren Reduktionskriterien verbleibt für die Meßperiode des Jahres 1992 ein Anteil von etwa 29 ± 10 Ereignissen. Die abgeschätzte Akzeptanz von $\sim 5\%$ durch visuelle Inspektion sollte nur als Richtwert dienen.

Weiterführende Untersuchungen haben ergeben, daß von den Ereignissen mit leichten Quark-Antiquark-Paaren weder die Forderung nach zwei Myonen im zentralen Bereich des Detektors noch die Bedingung einer niedrigen Spurmultiplicität von $n_{ch} \leq 4$ erfüllt werden.

In Tabelle 7.3 sind die Reduktionsfaktoren für die in diesem Abschnitt diskutierten physikalischen Untergrundquellen zusammengestellt. Die Tabelle 7.4 liefert eine

Reduktionskriterien	Nachweiswahrscheinlichkeit		
	$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	$c \rightarrow \mu$	leichte Quarks
Myon im Eisen	–	$\sim 5\%$	$\sim 20\%$
Trigger (Ebene 1)	$\sim 2\%$	$\sim 75\%$	$\sim 89\%$
Selektion von Ereignissen mit Myonen	$\sim 41\%$	$\sim 30\%$	$\sim 15\%$
Bedingungen an das Zwei-Spur-System	$\sim 45\%$	$\sim 25\%$	$\sim 13\%$
Identifikation beider Myonen	$\sim 95\%$	$\sim 10\%$	$\sim 5\%$
total	$\sim 0.3\%$	$\sim 0.03\%$	$\sim 0.02\%$

Tabelle 7.3: Nachweiswahrscheinlichkeiten für Zwei-Photon-Ereignisse (LPAIR), semileptonische Zerfälle aus c-Quarks und Wechselwirkungen leichter Quarks bei der Erfüllung aller in dieser Arbeit diskutierten Selektionskriterien.

Abschätzung der zu erwartenden Ereigniszahlen in dem selektierten Datensatz unter Berücksichtigung der integrierten Luminosität des Jahres 1992 von $\int_{1992} \mathcal{L} dt = 25.1 \text{ nb}^{-1}$. Dabei wurde auch eine Unterteilung in Ereignisse mit beiden Myonen

	erwartete Ereigniszahlen (Meßperiode 1992)				
	N_{Strahl}	$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	$c \rightarrow \mu$	leichte Quarks	total
total	20 ± 4	9 ± 3	5 ± 2	29 ± 10	63 ± 19
(CC)	–	5 ± 2	–	–	5 ± 2
$n_{ch} \leq 4$	10 ± 2	9 ± 3	1 ± 1	–	20 ± 6

Tabelle 7.4: Erwartete Ereigniszahlen für Untergrund aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen, Zwei-Photon-Ereignisse (LPAIR), semileptonische Zerfälle aus c-Quarks und Wechselwirkungen leichter Quarks unter Berücksichtigung aller verwendeten Trigger und Selektionskriterien. Außerdem sind die Resultate der zusätzlichen Forderungen skizziert, daß sich beide Myonen im zentralen Bereich befinden (CC) sowie daß die Ereignisse eine niedrige Spurmultiplicität aufzuweisen haben.

in der (CC)-Winkelklasse sowie in Ereignisse mit niedriger Spurmultiplicität vorgenommen. Die Fehler ergeben sich aufgrund der systematischen Unsicherheiten zu etwa 20-30%.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Abschätzungen der zahlreichen Untergrundquellen für die Meßperiode 1992 einen Beitrag von etwa 63 ± 19 Ereignissen vorhersagen. Unter Anwendung zusätzlicher Schnitte kann dieser Anteil weiter reduziert werden. Die Forderung nach beiden Myonen im zentralen Bereich des Detektors liefert einen weitgehend untergrundfreien Datensatz von 5 ± 2 Ereignissen, die aus Zwei-Photon-Reaktionen herrühren. Unter Forderung niedriger Spurmultiplicitäten verbleibt ein erwarteter Anteil von 20 ± 6 Untergrundereignissen, wobei etwa 50% auf Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen zurückzuführen sind.

7.3 Kinematische Verteilungen

Dieser Abschnitt ist dem Datensatz der 58 Ereignisse gewidmet. Zur Verifikation der Abschätzungen der letzten Kapitel werden verschiedene kinematische Verteilungen der beiden Myonen diskutiert. Hauptaufgabe ist die Untersuchung der Reinheit des selektierten Datensatzes.

Einige Verteilungen sind in den Abbildungen 7.1 dargestellt. Die Korrelation zwischen der Energie E_μ und dem Polarwinkel $\cos \theta_\mu$ der Myonen (Abbildung 7.1 (a)) zeigt ansatzweise in Vorwärts- und in Rückwärtsrichtung einen Anstieg zu höheren

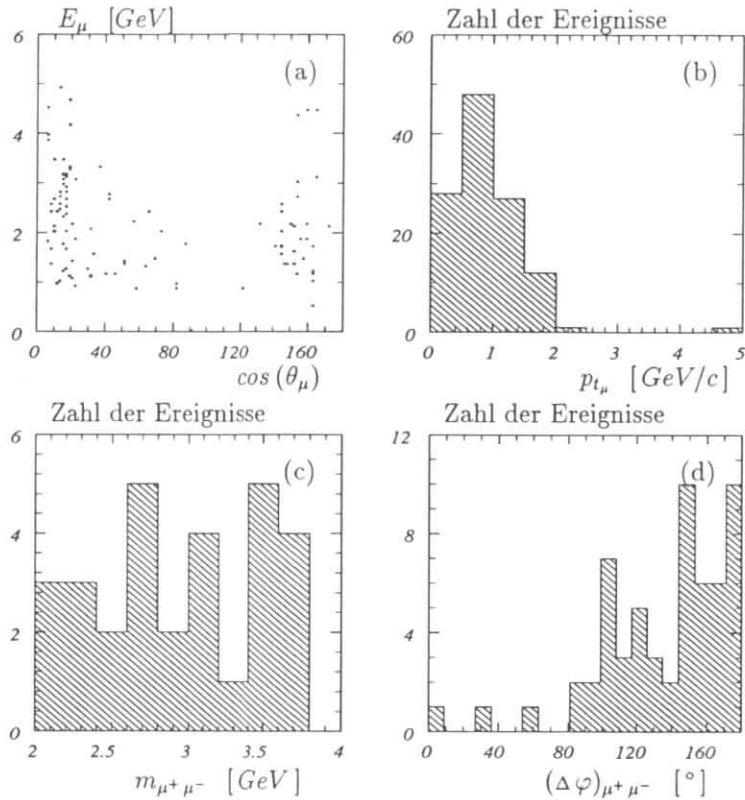


Abbildung 7.1: Verteilung des Polarwinkels $\cos(\theta_\mu)$ der Myonen (a), des Transversalimpulses p_{t_μ} der Myonen (b), der invarianten Masse $m_{\mu^+\mu^-}$ der zwei Myonen (c) und die Differenz des Azimutwinkels $(\Delta\varphi)_{\mu^+\mu^-}$ zwischen den Myonen für alle 58 Ereignisse.

Energien. Dabei ist zu berücksichtigen, daß aufgrund der Kinematik bei HERA auch Teilchen aus Untergründereignissen wegen des 'Lorentz boost' zumindest in Vorwärtsrichtung eine vergleichbare Signatur aufweisen.

Die Verteilung des Transversalimpulses p_{t_μ} in Abbildung 7.1 (b) mit einem Mittelwert von $\langle \overline{p_{t_\mu}} \rangle = 0.9 \text{ GeV}/c$ spiegelt die Reaktionskinematik wider, die bei

Elektron-Proton-Reaktionen und auch Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen dominiert.

In Abbildung 7.1 (c) ist die invariante Masse zwischen den beiden Myonen $m_{\mu^+\mu^-}$ in einem Intervall von $m_{J/\psi} \pm 1 \text{ GeV}$ eingetragen. Da bei nur einem identifizierten Myon in der Selektion aus Kapitel 6.5 gefordert wurde, daß eine beliebige Kombination mit anderen Spuren die Massenbedingung erfüllen mußte, besteht die Möglichkeit, daß sich die invariante Masse der visuell identifizierten beiden Myonen außerhalb des Massenintervalls befindet. Von den 58 Ereignissen besitzen 29 Myon-Paare eine Masse, die außerhalb des gewählten Bereiches liegt. In Abbildung 7.1 (c) ist keine Anhäufung um die Masse des J/ψ -Mesons erkennbar.

Abbildung 7.1 (d) zeigt die Differenz des Azimutwinkels $(\Delta\varphi)_{\mu^+\mu^-}$ zwischen den Myonen mit einer deutlichen Anreicherung bei entgegengesetzt ausgerichteten Myonen.

Der gesamte selektierte Datensatz zeigt keine signifikante Anhäufung um die Masse des J/ψ -Mesons und wird von strahlbezogenen und physikalischen Untergründereignissen dominiert.

Ein anderes Verhalten ergibt sich, wenn man sich auf Ereignisse beschränkt, bei denen beide Myonen im zentralen Bereich des H1-Detektors nachgewiesen werden können ($25^\circ < \theta_\mu < 155^\circ$). Die Motivation einer derartigen Einschränkung liegt in den geringen Beiträgen anderer Prozesse mit Myonen im Endzustand begründet. Außerdem bietet das zentrale Spurkammersystem die besten Ergebnisse bezüglich der Orts- und Impulsauflösung. 9 der 58 Ereignisse erfüllen die Forderung an den Winkel θ_μ der beiden Myonen. Das Verhalten der kinematischen Variablen ist in den Abbildungen 7.2 dargestellt.

Die Korrelation zwischen der Energie der Myonen E_μ und dem Polarwinkel $\cos \theta_\mu$ (siehe Abbildung 7.2 (a)) besitzt auch in dem eingeschränkten Bereich eine Anhäufung von hohen Energien in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung.

Die Verteilung des Transversalimpulses p_{t_μ} in Abbildung 7.2 (b) liefert einen mittleren Transversalimpuls von $\langle \overline{p_{t_\mu}} \rangle = 1.3 \text{ GeV}/c$.

In Abbildung 7.2 (c) ist die invariante Masse zwischen den beiden Myonen $m_{\mu^+\mu^-}$ eingetragen, wobei sich 3 Ereignisse in einem Intervall von $m_{J/\psi} \pm 100 \text{ MeV}$ befinden.

Die Differenz des Azimutwinkels $(\Delta\varphi)_{\mu^+\mu^-}$ in Abbildung 7.2 (d) besitzt für alle Ereignisse einen Wert von $(\Delta\varphi)_{\mu^+\mu^-} > 90^\circ$.

Ein weiterer Aspekt der 58 Ereignisse kann unter Verwendung eines Schnitts in der Multiplizität der geladenen Spuren n_{ch} untersucht werden. 14 Ereignisse besitzen einen Wert $n_{ch} \leq 4$ und definieren den Anteil der Ereignisse niedriger Spurmultiplicität. Die zugehörigen Verteilungen der Variablen sind in den Abbildungen 7.3 dargestellt.

Die Korrelation zwischen der Energie der Myonen E_μ und dem Polarwinkel $\cos \theta_\mu$

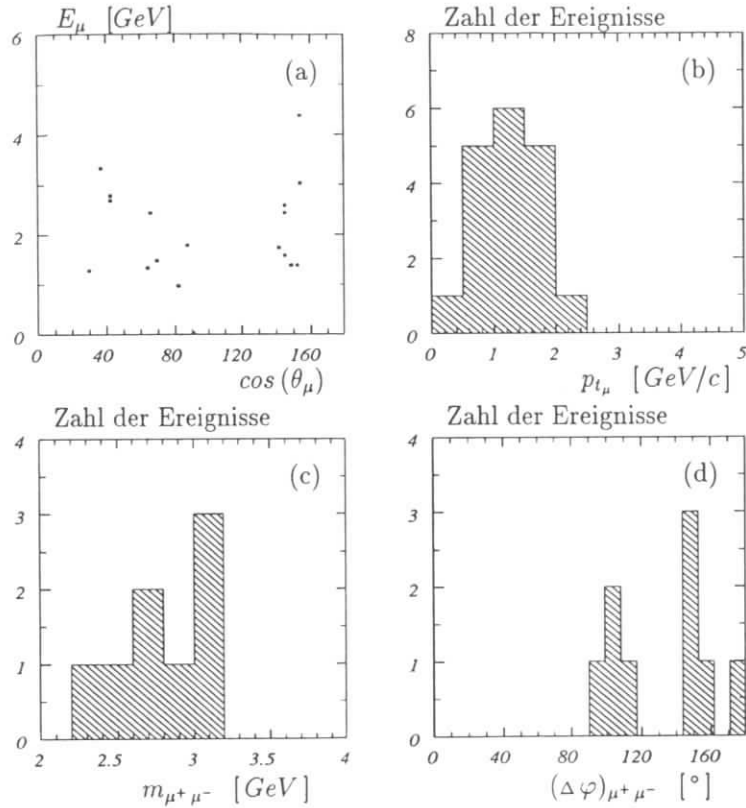


Abbildung 7.2: Verteilung des Polarwinkels $\cos(\theta_\mu)$ der Myonen (a), des Transversalimpulses $p_{t,\mu}$ der Myonen (b), der invarianten Masse $m_{\mu^+\mu^-}$ der zwei Myonen (c) und die Differenz des Azimutwinkels $(\Delta\varphi)_{\mu^+\mu^-}$ zwischen den Myonen für alle Ereignisse, bei denen sich beide Myonen im zentralen Bereich (CC) befinden.

in Abbildung 7.3 (a) zeigt erneut die Anhäufung in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung mit den dort anzutreffenden höheren Energien. Die Verteilung des Transversalimpulses $p_{t,\mu}$ in Abbildung 7.3 (b) besitzt einen Mittelwert von $\langle \overline{p_{t,\mu}} \rangle = 1.2 \text{ GeV}/c$. Die invariante Masse zwischen den beiden Myonen $m_{\mu^+\mu^-}$, die in Abbildung 7.3

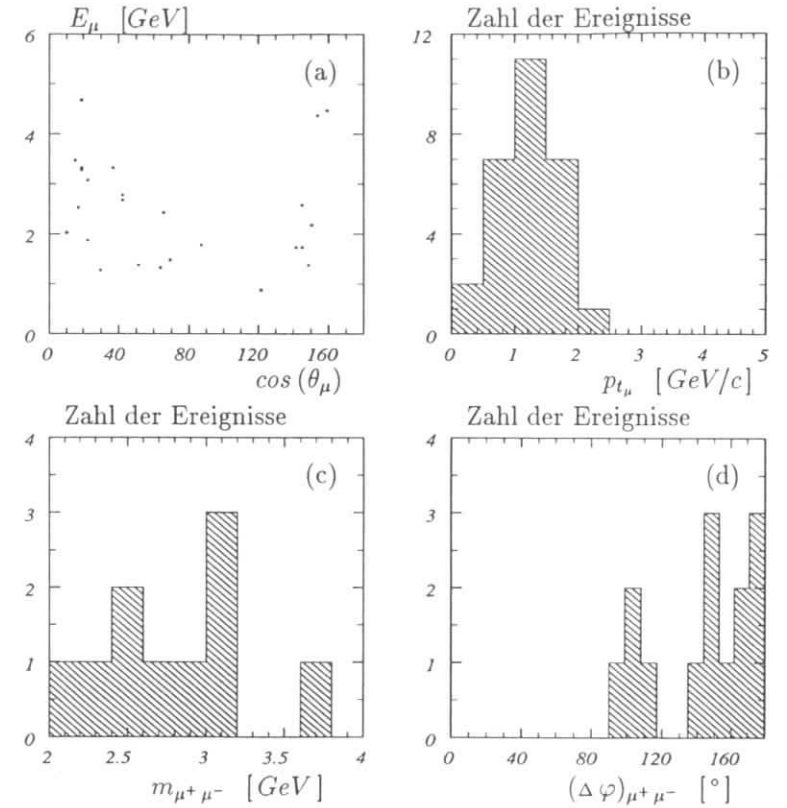


Abbildung 7.3: Verteilung des Polarwinkels $\cos(\theta_\mu)$ der Myonen (a), des Transversalimpulses $p_{t,\mu}$ der Myonen (b), der invarianten Masse $m_{\mu^+\mu^-}$ der zwei Myonen (c) und die Differenz des Azimutwinkels $(\Delta\varphi)_{\mu^+\mu^-}$ zwischen den Myonen für alle Ereignisse, deren Spurmultiplicität die Bedingung ≤ 4 erfüllt.

(c) dargestellt ist, liefert ebenfalls 3 Einträge in einem Massenintervall von $m_{J/\psi} \pm 100 \text{ MeV}$. Zwei dieser Ereignisse sind mit denjenigen identisch, die unter Forderung beider Myonen im zentralen Bereich selektiert worden sind. Die Verteilung der Differenz des Azimutwinkels $(\Delta\varphi)_{\mu^+\mu^-}$ in Abbildung 7.3 (d) besitzt für alle Ereignisse einen Wert von $(\Delta\varphi)_{\mu^+\mu^-} > 90^\circ$.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß aufgrund der geringen Statistik unter Verwendung der Daten der Meßperiode des Jahres 1992 keine signifikante Anhäufung in einem Massenintervall um die J/ψ -Masse erzielt werden konnte.

Abschätzungen, die auf Monte Carlo-Simulationen beruhen, ergaben für die Meßperiode 1992 einen Anteil von 63 ± 19 Untergrundeignissen sowie 5 ± 2 Ereignissen der J/ψ -Erzeugung. Die Summe dieser Ereigniszahlen stimmt im Rahmen der Unsicherheiten mit den selektierten 58 Ereignissen überein. 4 der Ereignisse besitzen eine invariante Masse in dem Intervall von $m_{J/\psi} \pm 100 \text{ MeV}$. Ein J/ψ -Signal konnte nicht ausgemacht werden,

Unter Forderung zusätzlicher Schnitte (beide Myonen im zentralen Detektorbereich, niedrige Spurmultiplicität) wurde eine weitere Reduktion des Untergrundes erzielt. Es konnten 3 ± 1 Ereignisse als J/ψ -Kandidaten selektiert werden, die eine invariante Masse im Intervall von $m_{J/\psi} \pm 100 \text{ MeV}$ besitzen.

Der Tabelle 7.5 können die Ereigniszahlen, die in den Kapiteln 7.1 und 7.2 abgeschätzt wurden zusammen mit den gemessenen Resultaten entnommen werden.

	erwartete Ereigniszahlen		selektierte Daten	
	total	J/ψ -Mesonen	total	J/ψ -Kandidaten
total	68 ± 21	5 ± 2	58	4
(CC)	8 ± 3	3 ± 1	9	3
$n_{ch} \leq 4$	24 ± 8	4 ± 2	14	3

Tabelle 7.5: Vergleich der für die Selektion erwarteten und der selektierten Ereigniszahlen sowie die J/ψ -Kandidaten der Meßperiode 1992. Außerdem sind die Resultate der zusätzlichen Forderungen skizziert, daß sich beide Myonen im zentralen Bereich befinden (CC) und daß die Ereignisse eine niedrige Spurmultiplicität aufzuweisen haben.

Gegenstand dieser Arbeit waren die Daten, die während der Datennahme des Jahres 1992 mit dem H1-Experiment gesammelt werden konnten. Detaillierte Untersuchungen der Erzeugungsmechanismen von J/ψ -Mesonen konnten aufgrund der geringen Datenstatistik des ersten Betriebsjahres von HERA nicht durchgeführt werden. Während der Meßperiode 1993 wurden bezüglich der HERA-Maschine und des H1-Experiments zahlreiche Verbesserungen eingeführt, so daß Ende des Jahres mit einer deutlich höheren Datenstatistik zu rechnen ist. Bis Ende August 1993 wurde eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} \simeq 125 \text{ nb}^{-1}$ akkumuliert.

In der Abbildung 7.4 ist ein J/ψ -Kandidat der Meßperiode 1993 dargestellt. Das Ereignis ist ein Kandidat für ein elastisch erzeugtes Vektormeson, die invariante

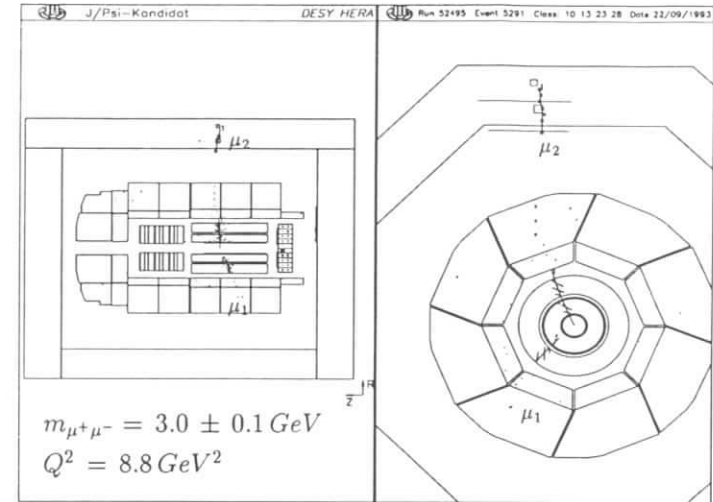


Abbildung 7.4: Tiefinelastischer J/ψ -Kandidat der Datennahme 1993. Das Elektron ist im Rückwärts-Kalorimeter nachgewiesen, beide Myonen befinden sich im zentralen Bereich des Detektors.

Masse beträgt $m_{\mu^+\mu^-} = 3.0 \pm 0.1 \text{ GeV}$. Es sollte hervorgehoben werden, daß das Elektron im rückwärtigen Kalorimeter nachgewiesen worden ist, die Virtualität des Photons berechnet sich zu $Q^2 = 8.8 \text{ GeV}^2$.

7.4 Ausblick

In Hinblick auf die in Abschnitt 7.1 geführte Diskussion der zu erwartenden Ereigniszahlen der J/ψ -Produktion, der Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen und physikalischen Untergrundquellen (Kapitel 7.2) und unter Berücksichtigung der zur Verfügung stehenden kleinen Datenmenge kann im Rahmen dieser Arbeit nur die Aussage gemacht werden, daß der selektierte Datensatz der Meßperiode 1992 mit den Ratenabschätzungen übereinstimmt.

Trotz der geringen Statistik ist deutlich geworden, daß die gesamte Analyseketten von dem Auslösen eines Triggersignals auf 1. Entscheidungsebene, über die Datenreduktion auf der 4. Entscheidungsebene, die Klassifizierung (Ebene 5) und die

weitere Selektion bis zur Bildung eines Datensatzes von J/ψ -Kandidaten realisiert werden konnte und Verteilungen liefert, die mit den Erwartungen übereinstimmen.

Es verbleibt eine Diskussion der Methoden, die zur Bestimmung zahlreicher Parameter der Photoproduktion von J/ψ -Mesonen mit einer höheren integrierten Luminosität in den nächsten Jahren untersucht werden können.

Ein physikalisch notwendiger Aspekt ist die Trennung der einzelnen Erzeugungsmechanismen für die J/ψ -Mesonen (Kapitel 2). Aufgrund der Kinematik bei HERA ist der hadronische Endzustand nicht vollständig nachweisbar, da einige der Teilchen durch das Strahlrohr verschwinden. Besonders der Prozeß der diffraktiven Dissoziation des Protons kann aufgrund der im Detektor sichtbaren, geringen Spurmultiplicität nicht von der Reaktion der elastischen J/ψ -Erzeugung unterschieden werden. Die Rekonstruktion der Inelastizität z ermöglicht im Prinzip eine Trennung dieser beiden Mechanismen. Zur Berechnung von z muß die kinematische Variable y bekannt sein, die mit der Jaquet-Blondel-Methode unter Verwendung der im Kalorimeter deponierten Energien ermittelt werden kann. Ein Schnitt in $z \gtrsim 0.95$ definiert üblicherweise den Anteil elastischer Ereignisse. Die Tabellen 2.1 und 2.2 der experimentellen Ergebnisse verschiedener Kollaborationen verdeutlichen die unterschiedlichen Resultate der elastischen Wirkungsquerschnitte der Experimente, die die Variable z verwendet haben gegenüber denjenigen, bei denen der hadronische Endzustand im Detektor sichtbar war. HERA kann zur Erklärung dieser Diskrepanzen beitragen.

Ein wichtiges Hilfsmittel bei HERA, das während der Datennahme 1992 noch nicht zur Verfügung stand, bildet der Proton-Tagger. Er besteht aus einer Anordnung von Szintillatoren 24 m vom Wechselwirkungspunkt in Richtung des auslaufenden Protonstrahls entfernt. Unter Verwendung einer oberen Grenze für den Transversalimpuls des J/ψ -Mesons ($|p_x| < 0.5 \text{ GeV}/c$, $|p_y| < 1.0 \text{ GeV}/c$) ergibt sich für elastische Prozesse eine vernachlässigbar kleine Akzeptanz des Proton-Taggers von $\sim 0.5\%$, während Ereignisse der diffraktiven Dissoziation des Protons zu etwa $\sim 63\%$ nachgewiesen werden können [63]. Eine Identifizierung elastisch erzeugter J/ψ -Mesonen ist daher auf statistischer Basis möglich.

Die Selektion von Ereignissen der diffraktiven Dissoziation des Protons könnte unter Zuhilfenahme des Proton-Tagger zusammen mit einem Schnitt in der Inelastizität $z \gtrsim 0.8$ realisiert werden (vergleiche Abbildung 4.2 (e)).

Die Reaktion der diffraktiven Dissoziation des Photons zeichnet sich durch einen elastischen Proton-Vertex aus. Dieser spiegelt sich in der Pseudorapiditätsverteilung des hadronischen Endzustandes wider (siehe die Abbildungen 2.15). Im Gegensatz zu dem Prozeß der diffraktiven Dissoziation des Protons zeigt sich bei der diffraktiven Dissoziation des Photons ein Bereich niedriger Teilchendichte um das elastisch gestreute Proton ('rapidity-gap').

Der Wirkungsquerschnitt der inelastischen J/ψ -Erzeugung durch den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion kann durch einen Schnitt in der Inelastizität von $z \lesssim 0.8$ er-

mittelt werden. Die Trennung der Beiträge der 'resolved'-Photon-Reaktionen gelingt über eine weitere Einschränkung des z -Bereichs von $z \gtrsim 0.2$ (vergleiche den Abschnitt 2.4.3).

Neben der Bestimmung der einzelnen Wirkungsquerschnitte ist mit Hilfe des Vektordominanz-Modells und des optischen Theorems (siehe Gleichung (2.21)) im Prinzip die Ermittlung des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{tot}(J/\psi p)$ möglich. Die Kopplungskonstante $4\pi/\gamma_V^2$, die zur Berechnung von $\sigma_{tot}(J/\psi p)$ benötigt wird, ist nur an der Stelle $Q^2 = -m_{J/\psi}^2$ bekannt. Die Ungewißheit über die Energieabhängigkeit dieser Konstanten führt zu Unsicherheiten bei der Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts.

Ein weiterer Aspekt ist die Messung des Steigungsparameters b der diffraktiven J/ψ -Erzeugung. Dabei kann auch die Energieabhängigkeit des Parameters untersucht werden ('shrinkage'). Die Ergebnisse werden aussagen, ob die Verwendung des Vektordominanz-Modells in Zusammenhang mit der Pomeron-Phänomenologie im Regge-Bild zur Beschreibung diffraktiver hadronischer Streuprozesse auch für schwere Quarks (c-Quarks) möglich ist (Universalität). Außerdem liefert der Steigungsparameter b Aussagen über den effektiven Radius des J/ψ -Mesons, der mit den Resultaten von Berechnungen aus Potentialmodellen verglichen werden kann.

Bei HERA wie auch schon bei Experimenten der tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung liegt ein Schwerpunkt auf der Untersuchung der Abhängigkeit der hier diskutierten Größen von der Virtualität Q^2 des Photons. Die diffraktiven Wirkungsquerschnitte sind im Rahmen des Vektordominanz-Modells durch einen Vektormeson-Propagator der Form $D_V \propto 1/(Q^2 + M^2)$ unterdrückt (vergleiche Kapitel 2.3.4). Mit zunehmendem Q^2 verringert sich der Beitrag dieser Prozesse und die konkurrierenden harten Wechselwirkungen dominieren.

Die Ermittlung des Massenparameters M führte bei früheren Untersuchungen der J/ψ -Produktion zu Ergebnissen, die mit der Masse des J/ψ -Mesons übereinstimmen (vergleiche die Tabelle 2.5). Die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ der Photoproduktion von ρ -Mesonen ergab, daß der Steigungsparameter b mit wachsender Virtualität Q^2 eine abfallende Tendenz aufweist [34]. Dies entspricht der Erwartung, daß die Daten im Bereich hoher Q^2 -Werte durch ein diffraktives, 'weiches' Modell nicht vollständig beschrieben werden können.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit war die Behandlung diffraktiver Streuprozesse als einen Beitrag zur J/ψ -Erzeugung bei HERA.

Mit Hilfe von Monte Carlo-Generatoren wurden kinematische Untersuchungen zur Signatur dieser Ereignisse durchgeführt, die zur Entwicklung eines Triggers für den Zerfallskanal $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ führten. Probleme bereiteten dabei die geringen Energien und Transversalimpulse der Vektormesonen und demzufolge der Zerfallsmyonen. Auch die Ausrichtung der Endzustandsteilchen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung, die niedrigen Spurmultiplicitäten des Endzustands und die geringen im Kalorimeter deponierten Energien führten zu Schwierigkeiten beim Nachweis dieser Reaktionen im H1-Detektor. Mit Hilfe einer Vertex-Bedingung für Ereignisse niedriger Spurmultiplicitäten konnten etwa $\sim 20\%$ der elastischen, diffraktiven und $\sim 30\%$ der inelastischen Ereignisse nachgewiesen werden. Für die Untergrundereignisse, bei denen es sich hauptsächlich um Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen handelt, wurde eine hinreichend große Reduktion der Triggerrate erreicht. Unter Sollbedingungen der HERA-Maschine kann die Untergrund-Rate auf etwa ~ 10 Hz reduziert werden.

Diesen Untersuchungen schloß sich eine Analyse der Daten des H1-Experiments an, die während der Meßperiode des Jahres 1992 gesammelt wurden ($\int_{1992} \mathcal{L} dt = 25.1 \text{ nb}^{-1}$). Dazu war die Entwicklung einer Vielzahl hierarchischer Selektions-schritte erforderlich. Ein wesentliches Kriterium beruhte auf Forderungen nach Spuren hoher Qualität im Spurkammersystem des H1-Detektors. Auch die Myon-Signatur und die Topologie der Lepton-Paare, die aus dem Zerfall des Vektormesons stammen, lieferten entscheidende Beiträge bei der Selektion eines Datensatzes mit J/ψ -Kandidaten.

Ausgehend von einer Datenmenge (POT-Daten) in der Größenordnung von $\sim 8 \cdot 10^6$ Ereignissen konnte eine Reduktion auf einen Datensatz erreicht werden, der aus 58 J/ψ -Kandidaten besteht. Dieser Zahl stand eine Abschätzung aus Monte Carlo-Studien von etwa 5 ± 2 Ereignissen der J/ψ -Erzeugung gegenüber. Un-

ter Berücksichtigung von Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen sowie von physikalischen konkurrierenden Prozessen konnte eine Übereinstimmung zwischen den Vorhersagen und den experimentell gemessenen Resultaten erzielt werden. Die in dieser Arbeit behandelten physikalischen Untergrundreaktionen beinhalteten Zwei-Photon-Wechselwirkungen ($\gamma^* \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$), semileptonische Zerfälle schwerer Quarks sowie Wechselwirkungen leichter Quarks mit myonischer Signatur im H1-Detektor. Der abgeschätzte Beitrag dieser Prozesse am selektierten Datensatz liegt bei 63 ± 19 Ereignissen.

Wenn beide Myonen im zentralen Bereich des Detektors nachgewiesen werden konnten, reduzierte sich der Datensatz auf 9 Ereignisse. Davon besitzen 3 ± 1 Ereignisse eine Masse im Intervall $m_{J/\psi} \pm 100 \text{ MeV}$. Den einzigen verbleibenden simulierten Untergrundprozeß bilden die Zwei-Photon-Reaktionen ($\gamma^* \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$) mit einem Beitrag von 5 ± 2 Ereignissen. Der mit Monte Carlo-Generatoren berechnete Beitrag der Ereignisse mit J/ψ -Mesonen lag bei 3 ± 1 Ereignissen.

Bei einer Einschränkung der selektierten Daten auf Ereignisse niedriger Spurmultiplicität ($n_{ch} \leq 4$) verblieben 14 Ereignisse. Bei 3 ± 1 Ereignissen handelt es sich um J/ψ -Kandidaten mit einer invarianten Masse im Intervall $m_{J/\psi} \pm 100 \text{ MeV}$. Die Monte Carlo- Abschätzungen ergaben eine erwartete Ereigniszahl von 20 ± 6 Untergrundereignissen und 4 ± 2 Ereignissen der J/ψ -Erzeugung.

Die geringe Statistik der Daten aus der Meßperiode des Jahres 1992 machte eine detailliertere Analyse der einzelnen Prozesse der J/ψ -Erzeugung unmöglich. Die am Ende dieser Arbeit geführte Diskussion beschränkte sich auf Aspekte und Strategien zur Bestimmung physikalischer Variablen der J/ψ -Erzeugung, die nur bei einer deutlich höheren integrierten Luminosität meßbar sind.

Literaturverzeichnis

- [1] B.H. DENBY ET AL.
Inelastic and Elastic Photoproduction of J/ψ (3097)
Phys. Rev. Lett. **52**, (1984) 795
- [2] R. BARATE ET AL.
Measurement of J/ψ and ψ' Real Photoproduction on Lithium-6 at a Mean Energy of 90GeV
Z. Phys. **C33**, (1987) 505
- [3] J.J. AUBERT ET AL.
Production of Charmonium in $250\text{GeV}\mu^+$ -Iron Interactions
Nucl. Phys. **B213**, (1983) 1
- [4] M. DE JONG
Muoproduction of J/ψ -Mesons and the Gluon Distribution in Nucleons
PhD Thesis Utrecht (1991)
- [5] H1-COLLABORATION
Total photoproduction cross section measurement at HERA energies
Phys. Lett. **B299** (1993) 374
- [6] T.H. BAUER ET AL.
The hadronic properties of the photon in high-energy interactions
Rev. Mod. Phys. **50** No2, (1978) 261
- [7] G.A. SCHULER
Theoretical aspects of low- Q^2 physics at HERA
in *Proc. of the workshop on physics at HERA, Hamburg* (1991)
- [8] C.F. WEIZSÄCKER
Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen
Z. Phys. **88**, (1934) 612
- [9] A. ROSTOVTSSEV, V. SOLOSHENKO
Corrections to the Weizsäcker-Williams-Approximation of Photon Flux in $e-p$ Collisions
internal H1-Note H1-08/93-309, (1993)
- [10] A.I. LEBEDEV
Corrections to Weizsäcker-Williams Approximation for Low- Q^2 Inelastic $e-p$ Scattering
in *Proc. of the workshop on physics at HERA, Hamburg* (1991)
- [11] J.R. SMITH
An Experimentalist's Guide to Photon Flux Calculations
DAVIS-preprint UCD/IIRPA-92-24, (1992)
- [12] E. PAUL
Photoproduction of Vector Mesons
Nucl. Phys. **A446**, (1985) 203c
- [13] J. J. SAKURAI
Theory of Strong Interactions
Ann. Phys. (N.Y.) **11**, (1960) 1
- [14] M. GELL-MANN, F. ZACHARIASEN
Form Factors and Vector Mesons
Phys. Rev. **24** No.3, (1961) 953
- [15] R.P. FEYNMAN
Photon-Hadron Interactions
Addison-Wesley Publishing Company, London (1989)
- [16] B. MARGOLIS
New vector mesons and photon total cross sections
Phys. Rev. **D17** No.5, (1978) 1310
- [17] J.J. HERNANDEZ ET AL.
Rev. Part. Prop.
Phys. Lett. **B239** (1990) 1
- [18] D.W.G.S. LEITH
Electromagnetic Interactions of Hadrons
Vol.2, Chapt.3, Generalized Vector Dominance, A.Donnachie, G. Shaw
Plenum Press, New York (1978)
- [19] P.D.B. COLLINS, A.D. MARTIN
Hadron reactions mechanisms
Rep. Prog. Phys. **45**, (1982) 335

- [20] S.D. HOLMES, W. LEE, J.E. WISS
High-Energy Photoproduction of charmed States
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **35**, (1985) 397
- [21] K. GOULIANOS
Diffractive Interactions of Hadrons at high Energies
Phys. Rep. **101 No.3**, (1983) 169
- [22] E. LOHRMANN
Hochenergiephysik
Teubner Studienbücher Physik, Stuttgart (1986)
- [23] B. POVH, J. HÜFNER
Systematics of strong interaction radii for hadrons
Phys. Lett. **245B**, (1990) 653
- [24] A. DONNACHIE, P.V. LANDSHOFF
Total Cross Sections
CERN preprint CERN-TH 6635/92, (1992)
- [25] A. DONNACHIE, P.V. LANDSHOFF
Elastic Scattering and Diffraction Dissociation
Nucl. Phys. **B244**, (1984) 322
- [26] T. REGGE
Introduction to Complex Orbital Momenta
Nuovo Cim. **14 No.5**, (1959) 951
- [27] D.H. PERKINS
Introduction to High Energy Physics
Addison-Wesley Publishing Company, London (1982)
- [28] A.H. MUELLER
O(2,1) Analysis of Single-Particle Spectra at High Energy
Phys. Rev. **2**, (1970) 2963
- [29] G.A. SCHULER, J. TERRON
Elastic and Diffractive Photoproduction of J/ψ Mesons
DESY preprint 92-017, (1992)
- [30] L.V. GRIBOV, E.M. LEVIN, M.G. RYSKIN
Semihard processes in QCD
Phys. Rep. **100**, (1983) 1
- [31] G. INGELMAN, P. SCHLEIN
Jet Structure in High Mass Diffractive Scattering
Phys. Lett. **B152** (1985) 256
- [32] 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
- [33] J. ASHMAN
Muoproduction of J/ψ and the Gluon Distribution of the Nucleon
Z. Phys. **C56**, (1992) 21
- [34] J. ASHMAN
Exclusive ρ^0 and Φ production in deep inelastic Muon Scattering
Z. Phys. **C39**, (1988) 169
- [35] E.L. BERGER, D. JONES
Inelastic photoproduction of J/ψ and Υ by gluons
Phys. Rev. **D23 No.7**, (1981) 1521
- [36] L.M. JONES, H.W. WYLD
Charmed-particle production by photon-gluon fusion
Phys. Rev. **D17 No.3**, (1978) 759
- [37] H. FRITSCH, K.H. STRENG
Photoproduction of Heavy Quark Flavours
Phys. Lett. **B72** (1978) 385
- [38] H. JUNG, D. WYLER
DESY preprint in preparation
- [39] M. BENGTTSSON, T. SJÖSTRAND
The LUND Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- -physics: JETSET Version 6.3: an Update
Comp. Phys. Comm. **43**, (1987) 367
- [40] H. JUNG, G.A. SCHULER, J. TERRON
 J/ψ -Production Mechanisms and Determination of the Gluon Density at HERA
DESY preprint 92-028, (1992)
- [41] M. DREES, K. GRASSIE
Parametrizations of the Photon Structure and Applications to Supersymmetric

- Particle Production at HERA
Z. Phys. C **28**, (1985) 451
- [42] R. BAIER, R. RÜCKL
Hadronic Collision: A Quarkonium Factory
Z. Phys. C **19**, (1983) 251
- [43] M. AGUILAR-BENITEZ ET AL.
Rev. Part. Prop.
Phys. Rev. D **45 Part 2**, (1992)
- [44] D.W. DUKE, J.F. OWENS
Momentum Distributions for J/ψ Photoproduction
Phys. Lett. **96B** (1980) 84
- [45] F. JAQUET, A. BLONDEL
An ep facility for Europe
Proceedings, ed. by U. Amaldi, Hamburg (1979)
- [46] B. KNAPP
Photoproduction of Narrow Resonances
Phys. Rev. Lett. **34**, (1975) 1040
- [47] U. CAMERINI
Photoproduction of the ψ Particles
Phys. Rev. Lett. **35**, (1975) 483
- [48] B. GITTELMAN
Photoproduction of the ψ (3100) Meson at 11 GeV
Phys. Rev. Lett. **35**, (1975) 1616
- [49] T. NASH
Measurement of J/ψ (3100) Photoproduction in Deuterium at a Mean Energy of 55 GeV
Phys. Rev. Lett. **36**, (1976) 1233
- [50] M. BINKLEY
 J/ψ Photoproduction from 60 to 300 GeV / c
Phys. Rev. Lett. **48**, (1982) 73
- [51] A. R. CLARK
Observation of J/ψ (3100) Production by 209 GeV Muons
Phys. Rev. Lett. **43**, (1979) 187
- [52] J. J. AUBERT
Measurement of J/ψ Production in 280 GeV / $c\mu^+$ Iron Interactions
Phys. Rev. Lett. **89B**, (1980) 267
- [53] B. H. WIHK
HERA Status
in Proc. of the workshop on physics at HERA, Hamburg (1991)
- [54] H1-COLLABORATION
Technical Proposal for the H1 Detector, (1986)
- [55] H1-COLLABORATION
The H1 detector at HERA
DESY preprint 93-103, (1993) to be submitted to *Nucl. Instr. & Meth.*
- [56] M.W. SCHULZ
Untersuchung von Methoden Zur Kalibrierung der H1-Jetkammer
Dissertation, Hamburg (1993) (*unveröffentlicht*)
- [57] H1 CALORIMETER GROUP
The H1 Liquid Argon Calorimeter System
DESY preprint 93-078, (1993) to be submitted to *Nucl. Instr. & Meth.*
- [58] B. KOPPITZ
Geometrical Arrangement and Sizes of the H1 Chambers for Iron Instrumentation and Muon Detection
internal H1-Note H1-TR 402, (1991)
- [59] J. TUTAS
Myonen im H1-Detektor
Dissertation, AACHEN preprint PITHA 91/10 (1991)
- [60] F. EISELE
First Results from the H1 experiment at HERA
internal H1-Note H1-15/92-244, (1992)
invited talk, Proc. of the 26th. Int. Conf. on High Energy Physics, Dallas (1992)
- [61] E. ELSÉN
The H1 Trigger and Data Acquisition System
internal H1-Note H1-01/93-262, (1993)
Proc. of the Int. Symp. Electronic Instrumentation in Physics, Dubna (1991)
- [62] R. LAUSEN
Ein Generator für inelastische diffraktive Photoproduktion von J/ψ -Mesonen
Diplomarbeit, Hamburg (1992) (*unveröffentlicht*)

- [63] B. LIST
Diffraktive J/ψ -Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA
Diplomarbeit, Berlin (1993) (*unveröffentlicht*)
- [64] R. KLEISS, W.J. STIRLING, S.D.ELLIS
A new Monte Carlo treatment of multiparticle phase space at high energies
Comp. Phys. Comm. **40**,(1986) 359
- [65] M .BENGTSSON, T. SJÖSTRAND
The LUND Monte Carlo for Hadronic Processes PYTHIA Version 4.8
Comp. Phys. Comm. **46**,(1987) 43
- [66] I. ABT
Manual to IJRAY, a Monte Carlo generator shell to produce e-p-events for H1
internal H1-Note H1-05/93-290, (1993)
- [67] G.A. SCHULER, T. SJÖSTRAND
Towards a Complete Description of High-Energy Photoproduction
CERN preprint CERN-TH 6796/93, (1993)
- [68] H. JUNG
The Monte Carlo Generator EPJPSI for J/ψ -Mesons in High Energy Electron Proton Collisions
AACHEN preprint PITHA 92/10 (1992)
- [69] G. R. FARRAR
Parton distributions in hadrons and the cross sections for lepton pair production
Nucl. Phys. **B77**, (1974) 429
- [70] J. F. GUNION
Isolating the 3-quark component of the proton's wave function
Phys. Rev. **D10**, (1974) 242
- [71] UA5-COLLABORATION
The UA5 High Energy anti-p p Simulation Program
Nucl. Phys. **B291**, (1987) 445
- [72] D. HANDSCHUH
Studien zum Protoninduzierten Untergrund am H1-Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung
Dissertation, Hamburg (1993) (*unveröffentlicht*)
- [73] H. FESEFELDT
The Simulation of Hadronic Showers: Physics and Applications
AACHEN preprint PITHA 85/02 (1985)

- [74] R. SELL
Ein topologischer Trigger für $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ im H1-Detektor bei HERA
Diplomarbeit, Hamburg (1991) (*unveröffentlicht*)
- [75] J. MEYER ET AL.
Guide for the H1 simulation program H1SIM
H1-Software-Note 3, Hamburg (1989)
- [76] R. BRUN ET AL.
GEANT3 User's Guide
CERN-DD/EE 84-1, Genf (1986)
- [77] S. EICHENBERGER
A Fast Pipelined Trigger for the H1 Experiment at HERA Based on Multiwire Proportional Chamber Signals
Dissertation, Zürich (1993) (*unveröffentlicht*)
- [78] C. KEUKER
Untersuchungen über Myonpaare bei H1
Diplomarbeit, Aachen (1993) (*unveröffentlicht*)
- [79] T. WOLF
Entwicklung, Bau und erste Ergebnisse eines totzeitfreien Spurfinders für das H1-Exeperiment an HERA
Dissertation, Zürich (1993) (*unveröffentlicht*)
- [80] J. TUTAS
A Level 1 Trigger from the Limited Streamer Tube system
internal H1-Note H1-07/91-185, (1991)
- [81] T. AHMED ET AL.
A Pipelined First-Level Forward Muon Drift Chamber Trigger for H1
internal H1-Note H1-10/92-251, (1992)
- [82] T. JANSEN
Triggerstudien für $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ im H1-Detektor bei HERA
Diplomarbeit, AACHEN preprint PITHA 92/9 (1992)
- [83] H1-COLLABORATION
H1-Software (1992)
- [84] E. KUNTZE
Rekonstruktion von Myonen im H1-Detektor
Diplomarbeit, Hamburg (1992) (*unveröffentlicht*)

- [85] S.P. BARANOV, O. DÜNGER, H. SHOOSHTARI, J.A.M. VERMASEREN
LPAIR — A generator for lepton pair production
in Proc. of the Workshop on Physics at HERA, Hamburg (1991)
- [86] O. DÜNGER
Myonpaar-Erzeugung durch Zwei-Photon-Reaktionen am $e-p$ -Speicherring
HERA
Dissertation, Hamburg (in Vorbereitung)
- [87] MARK J COLLABORATION
Recent measurements of two photon muon pair process from Mark J at \sqrt{s} up
to 46.78 GeV
Phys. Energ. Fort. Phys. Nucl 10, (1986) 400
- [88] F. OULD-SAADA ET. AL.
Prospects for Charm Physics with H1-Detector at HERA
DESY preprint 91-138, (1991)
presented at Int. Symp. on Heavy Flavor Physics, Orsay, France (1991)

Danksagung

Die Anfertigung der vorliegenden Dissertation erfolgte innerhalb der Myon-Gruppe der H1-Kollaboration. Allen Mitgliedern dieser Gruppe aber auch der gesamten Kollaboration sei an dieser Stelle für die angenehme Arbeitsatmosphäre gedankt. Erst die jederzeit gern gewährte Unterstützung machte eine Fertigstellung dieser Arbeit überhaupt erst möglich.

Besonders danken möchte ich:

Herrn Prof. Dr. Wulfrin Bartel für die hervorragende Betreuung während meiner Doktorandenzeit. Durch die Motivation zur Beschäftigung mit diesem Thema, den ständigen Ansporn, die unzähligen Hinweise und Diskussionen und die jederzeit bereitwillige Unterstützung in Rat und Tat trug er wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit bei.

Herrn Prof. Dr. Erich Lohrmann für die Übernahme der Betreuung der Dissertation von Seiten der Universität.

Frau Prof. Dr. Beate Naroska für die Bereitschaft zur Begutachtung der Disputation.

Dr. Ueli Straumann für die vielen wertvollen Informationen über die Funktionsweise und die Möglichkeiten des H1-Triggers.

Dr. Jörg Tutas für die vielen interessanten Stunden in der Halle Nord sowie die wertvollen Hinweise für meine Arbeit.

Thomas Jansen, Dr. Hannes Jung und Dr. Claus Kleinwort für die zahlreichen Diskussionen über J/ψ 's und Myonen und ihre sorgfältige Korrekturarbeit.

Benno List, da sich ohne ihn die Abgabe der Arbeit bestimmt um Wochen verzögert hätte. Seine gutsortierte Privatbibliothek, seine HEP-Künste und die physikalischen Diskussionen haben mir oft sehr geholfen.

Allen Diplomanden, Doktoranden und Postdocs für die feuchte Mithilfe bei der Fertigstellung unseres Türrahmens und andere oft willkommene Abwechslungen zu den zahlreichen kleinen Hürden des physikalischen Alltags.

Frau Dr. Meier und Herrn Dr. Bosse für ihr unermüdliches sachkundiges und vor allem auch menschliches Engagement in einer für mich wichtigen Situation.

Und schließlich allen Freunden und meiner Familie für die Unterstützung, wann immer ich sie brauchte.

