Untersuchung diffraktiver J/ψ-Erzeugung bei HERA

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Thomas Jansen
aus Krefeld

Hamburg
1995

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. F.-W. Büßer Prof. Dr. W. Bartel
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. E. Lohrmann Prof. Dr. W. Bartel
Datum der Disputation:	14. 9. 95
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. B. Kramer

Abstract

At HERA the observation of photoproduction of J/ψ–Mesons enables the study of diffractive procceses at high photon-proton–energies up to 150 GeV. An analysis of data collected by H1 in 1994 for an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 2.1\,\mathrm{pb}^{-1}$ allowed the selection of e^+e^-–pairs by electronidentification with the calorimeter. From 341 ± 18 J/ψ–candidates the elastic cross section $\sigma(\gamma + p \rightarrow J/\psi + p') = (30 \pm 6 \pm 6)\,\mathrm{nb}$ at $W_{\gamma p} = (43 \pm 2)$ GeV up to $(75 \pm 26 \pm 14)\,\mathrm{nb}$ at $W_{\gamma p} = (134 \pm 2)$ GeV was determinated. The rise of the elastic cross section is associated with a pomeronintercept of $\epsilon = 0.22 \pm 0.03$. This value is much higher as expected from parameterisations given by Donnachie and Landshoff for soft hardron–hadron–interactions ($\epsilon = 0.081$).

Kurzfassung

Bei HERA ermöglicht die Beobachtung der Photoproduktion von J/ψ–Mesonen die Untersuchung von diffraktiven Prozessen bis zu einer Photon–Proton–Schwerpunkt-energie von 150 GeV. Die Ananlyse von H1–Daten, die 1994 für eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 2.1\,\mathrm{pb}^{-1}$ aufgezeichnet wurden, erlaubten die Selektion von e^+e^-–Paaren durch Elektronidentifikatrion im Kalorimeter. Von 341 ± 18 J/ψ–Kandidaten konnte der elastische Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma + p \rightarrow J/\psi + p') = (30 \pm 6 \pm 6)\,\mathrm{nb}$ bei $W_{\gamma p} = (43 \pm 2)$ GeV bis hin zu $(75 \pm 26 \pm 14)\,\mathrm{nb}$ bei $W_{\gamma p} = (134 \pm 2)$ GeV bestimmt werden. Das Ansteigen des elastischen Wirkungsquerschnitts ist mit einem Pomeronintercept $\epsilon = 0.22 \pm 0.03$ verbunden. Dieser Wert ist sehr viel höher, als er durch die Parameterisation von Donnachie and Landshoff für weiche Hadron–Hadron–Streuung mit $\epsilon = 0.081$ vorhergesagt wird.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich im Rahmen des H1–Experiments mit der diffraktiven J/ψ–Erzeugung bei HERA.
Am deutschen Elektron–Synchrotron DESY im Hamburg wurde der erste Elektron–Proton Speicherring (HERA) entwickelt, an dem Elektronen (Positronen) bis zu einer Energie von 30 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV zur Kollision gebracht werden, wodurch eine maximale Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 314\,\mathrm{GeV}$ erreicht wird.
Der Elektron–Strahl von HERA kann als eine Quelle für quasireelle Photonen angesehen werden, falls das Elektron unter kleinem Winkel am Proton gestreut wird. Dadurch ermöglicht HERA die Untersuchung der Photoproduktion des J/ψ–Mesons im Schwerpunktenergiebereich von 30 GeV bis 180 GeV.
Das J/ψ–Meson ist durch seinen Zerfall in die Leptonpaare $\mu^+\mu^-$ oder e^+e^- leicht im Experiment zu erkennen. Den Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die Messung des elastischen Prozesses: $\gamma p \rightarrow J/\psi p'$, wobei der Zerfallskanal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ zur Identifikation des J/ψ–Mesons benutzt wird.
Mit dieser Messung lassen sich die Vorhersagen des diffraktiven Modells bei hohen Schwerpunktenergien überprüfen. Weiterhin ermöglicht die Masse des J/ψ–Mesons QCD–Störungsrechnung im Bereich $(0.25 < \alpha_s < 0.3)$. Die Vorhersagen dieser Modelle können in Zukunft mit der Messung des elastischen Wirkungsquerschnitts verglichen werden.

Gliederung der Arbeit

Nach einer Erläuterung der Erzeugungsmechanismen zur elastischen J/ψ–Produktion bei ep–Kollisionen in Kapitel 1 folgt in Kapitel 2 die Beschreibung des H1–Experiments. Es werden in einer kurzen Übersicht die in dieser Analyse verwendeten Detektorkomponenten und die Methode der Datennahme vorgestellt.
Zum genaueren Verständnis der Abläufe im Detektor werden J/ψ–Ereignisse simuliert. Dazu dienen sogenannte Monte–Carlo–Simulationen, die statistische Abläufe im Detektor nachvollziehbar machen. Das hierzu verwendete Monte–Carlo–Modell

wird in Kapitel 3 vorgestellt.
Es folgt in Kapitel 4 die Beschreibung der Selektion von elastischen J/ψ–Ereignissen. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts muß die Nachweiswahrscheinlichkeit für den elastischen Streuprozeß ermittelt werden. Hierzu werden in Kapitel 5 die Nachweiswahrscheinlichkeiten einzelner Detektorkomponenten gesondert untersucht und mit den Vorhersagen der Monte–Carlo–Simulation verglichen. Daraus läßt sich der systematische Fehler für die Messung abschätzen.
In Kapitel 6 werden schließlich der ep– und der Photon–Proton–Wirkungsquerschnitt für die elastische J/ψ–Erzeugung bestimmt. Weiterhin werden J/ψ–Kandidaten, deren gestreutes Elektron im rückwärtigen Kalorimeter nachgewiesen wurde, getrennt von den Photoproduktionsergebnissen betrachtet.
Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick ab.

Kapitel 1

Produktionsmodelle zur Erzeugung des J/ψ–Mesons in der Elektron–Proton–Streuung

Das J/ψ-Vektormeson ist ein gebundener Zustand aus einem *Charm*– und einem *Anticharm*–Quark. Es hat die Spin- und Paritätsquantenzahlen $(J^{PC}) = 1^{--}$. Die Masse beträgt $m_{J/\psi} = 3.097\,\mathrm{GeV}$ und die gesamte Zerfallsbreite $\Gamma = 88\,\mathrm{keV}$. Das J/ψ–Meson zerfällt jeweils zu 6 % in ein e^-e^+- oder $\mu^-\mu^+$-Leptonpaar [PDG94]. Die klare Zerfallssignatur des Leptonpaares ermöglicht ein einfaches Erkennen des J/ψ-Mesons im Detektor.
Der Elektron–Strahl von HERA emittiert quasireelle Photonen, deren Streuung am Proton untersucht werden kann. Wird das Elektron unter großem Winkel gestreut, ist das Photon virtuell, wodurch die Struktur des Protons aufgelöst werden kann. In diesem Fall spricht man von tiefinelastische Streuung (DIS). HERA ermöglicht die Messung des Wirkungsquerschnitts bei verschiedenen Photon–Proton–Schwerpunktenergien in einem Bereich von 30 bis 180 GeV sowohl für Photoproduktion als auch für tiefinelastische Streuung des Elektrons am Proton.
Die bisherigen Experimente zur J/ψ–Erzeugung durch Photonen lassen sich in folgende zwei Gruppen einteilen:

- Photoproduktion mit reellen Photonen [Bin82, Den84, Bar87, Fra93].
- Tiefinelastische Streuung von Myonen [Cla79, EMC83, NMC94].

In allen bisherigen Experimenten befand sich das Proton in Ruhe. Die maximale Strahlenergie beträgt 280 GeV [NMC94]. Dies entspricht einer maximalen Photon–Proton–Schwerpunktenergie von $W_{\gamma p} = 22\,\mathrm{GeV}$. Durch HERA ist eine um den Faktor 10 höhere γp–Schwerpunktenergie zu erreichen.

1.1 Kinematik

Die kinematischen Variablen bei HERA für die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung werden in diesem Abschnitt definiert. Die Erläuterung weitere Größen zur Beschreibung der Photoproduktion findet im nächsten Abschnitt statt.

1.1.1 Die tiefinelastische Streuung

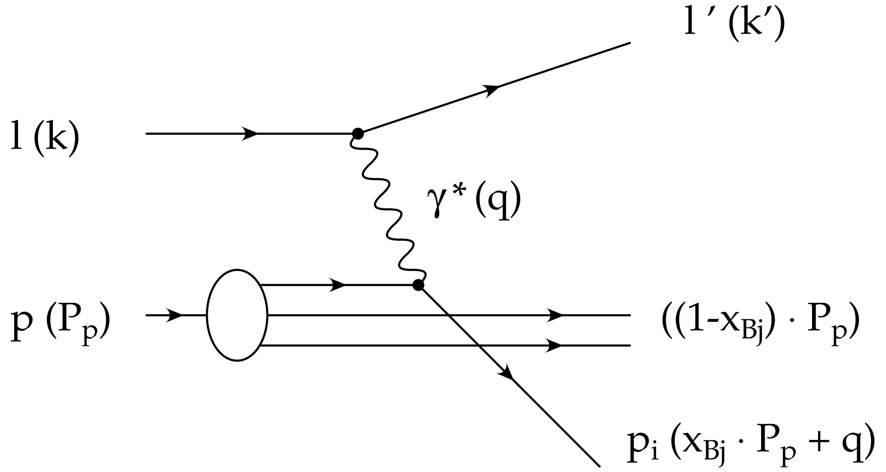


Abbildung 1.1: *Tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung. Das einlaufende Lepton trägt die Bezeichnung* l *mit dem Viererimpuls* (k)*. Für die weiteren Teilchen ist analog dazu der Teilchentyp und Viererimpuls definiert.*

In niedrigster Ordnung wird die tiefinelastische *ep*–Streuung durch die Bornsche Näherung beschrieben (vergl. Abbildung 1.1). Am Leptonvertex wird ein virtuelles Boson abgestrahlt, welches mit einem Parton aus dem Proton wechselwirkt. Dabei kann es sich um einen neutralen Strom (γ, Z^0-Austausch) oder um einen geladenen Strom ($W^{\pm}$-Austausch) handeln. Bei kleiner Virtualität ist der Austausch der schwach wechselwirkenden Bosonen aufgrund ihrer großen Masse unterdrückt. Deshalb dominiert die Streuung des Photons am Proton. In dieser Arbeit wird nur die Streuung des Photons am Proton behandelt. Zur kinematischen Beschreibung werden die folgenden lorentzinvarianten Größen benutzt:
Die Virtualität Q^2 des ausgetauschten Photons bestimmt sich aus der Impulsdifferenz zwischen dem ein- und auslaufenden Lepton.

$$Q^2 := -q^2 = -(k - k')^2$$

Die Variable y gibt im Protonruhesystem den Energieübertrag vom Lepton auf das Proton an:

$$y := \frac{P_p \cdot q}{P_p \cdot k}$$

Eine dritte Variable x_{Bj} wird zur Beschreibung der inelastischen Kinematik benutzt. Im Partonmodell wird dem einlaufenden Parton p_i der Impulsbruchteil x_{Bj} vom Protongesamtimpuls zugeordnet. Es gilt:

$$x_{Bj} := \frac{Q^2}{2P_p q}$$

Benutzt man die invariante Masse des Elektron–Proton–Systems

$$s := (P_p + k)^2$$

und vernachlässigt die Ruhemasse des Elektrons und des Protons, so erhält man folgende Abhängigkeit für die Bjorken-Variable x_{Bj}:

$$x_{Bj} \approx \frac{Q^2}{ys}$$

Das Photon–Proton–Schwerpunktsytem besitzt die Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$.

$$W_{\gamma p}^2 = (P_p + q)^2 = m_p^2 - Q^2 + ys \tag{1.1}$$

1.2 Photoproduktion

Im Fall kleiner Virtualität ($Q^2 \ll 1GeV^2$) befindet sich das Photon annähernd auf der Massenschale. Vom phänomenologischen Standpunkt haben Photon–Hadron–Wechselwirkungen ähnliche Eigenschaften wie Hadron–Hadron–Wechselwirkungen [Bau78], denn das „physikalische“ Photon ist als eine Überlagerung des elektromagnetischen Feldes $|\gamma_{QED}\rangle$ mit einer hadronischen Komponente zu verstehen.

$$|\gamma\rangle = |\gamma_{QED}\rangle + |h\rangle$$

Der totale Photon–Proton–Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} = \sigma_{direkt}^{\gamma p} + \sigma_D + \sigma_{ND}$$

setzt sich aus der direkten Wechselwirkung des Photons mit dem Proton $\sigma_{direkt}^{\gamma p}$ und einem hadronischen Anteil zusammen, der sich in einen diffraktiven σ_D und einen nicht diffraktiven Beitrag σ_{ND} aufspaltet. Eine ausführliche Übersicht zur Photoproduktion geben [Bau78] und [Sch93].

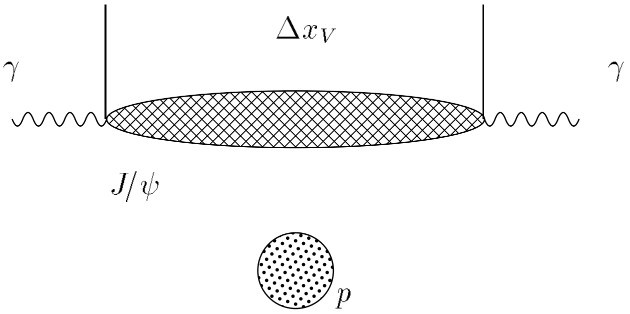


Abbildung 1.2: *Das Photon fluktuiert innerhalb einer Formationzeit* Δt_V *in ein Vektormeson, das dann am Proton gestreut wird. Die Größenordnung für die Formationsstrecke* Δx_V *hängt von* m_V *und der Energie des Photons ab (siehe Gleichung 1.2).*

Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Photoproduktion des J/ψ–Vektormesons. Hier läßt sich der Photoproduktionsmechanismus in zwei Schritte aufteilen. Im ersten Schritt wird der Übergang vom Photon in das Vektormeson betrachtet. Die Unschärferelation erlaubt die Existenz des Vektormesons für die Formationzeit Δt_V, welche mit $\Delta E = E_\gamma - E_V$ im Zusammenhang steht. Die Strecke, auf der das Photon als Vektormeson existiert, wird Formationsstrecke Δx_V genannt (vergleiche dazu [Bau78]):

$$\Delta x_V = c \cdot \Delta t_V = \frac{\hbar c}{E_\gamma - E_V} \approx \frac{2\hbar c E_\gamma}{Q^2 + m_V^2} \tag{1.2}$$

Für eine mittlere Schwerpunktenergie $< W_{\gamma p} > = 100\,\mathrm{GeV}$ beträgt $\Delta x_V \approx 200$ fm, die den Protonradius $r_p = 0.8$ fm um ein Vielfaches übersteigt.

Im zweiten Schritt wird die Wechselwirkung zwischen J/ψ und Proton unabhängig von der Formation betrachtet. Eine wichtige Variable zur Beschreibung der Wech-

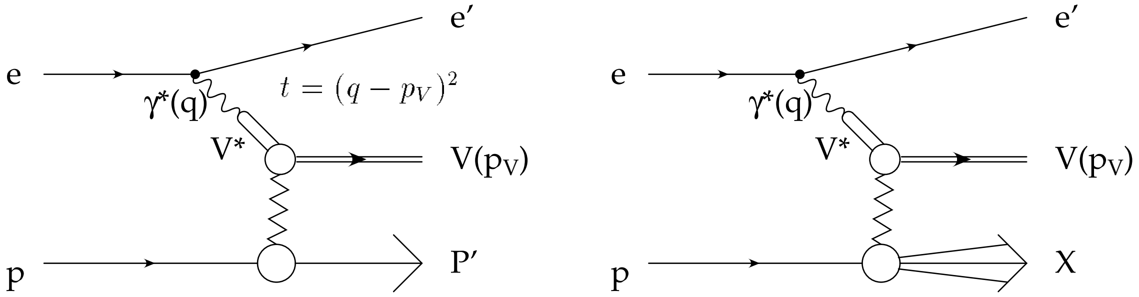


Abbildung 1.3: *Diffraktive Erzeugung eines Vektormesons. t berechnet sich aus dem Impulsübertrag zwischen Photon und Vektormeson. In der linken Abbildung bleiben das Vektormeson und das Proton nach der Streuung intakt. In der rechten Abbildung dissoziiert das Proton.*

selwirkung des Vektormesons mit dem Proton ist die Inelastizität z:

$$z = \frac{P_p \cdot p_V}{P_p \cdot q} \tag{1.3}$$

z gibt im Protonruhesystem den Energieübertrag vom Photon auf das Vektormeson an. Elastische Streuung ist durch $z \to 1$ gekennzeichnet, die den Schwerpunkt dieser Arbeit bildet. Dieser Prozeß ist im wesentlichen diffraktiver Natur. Es handelt sich bei der diffraktiven Streuung um einen weichen Prozeß, an dem das Proton als Ganzes beteiligt ist (vergleiche mit Abbildung 1.3). Eine zur Beschreibung von diffraktiven Prozessen wichtige Größe ist die Impulsänderung des Protons, deren Quadrat die Größe t definiert

$$t = (P_p - P_p')^2 = (q - p_V)^2 \ . \tag{1.4}$$

Die diffraktive Wechselwirkung liefert elastische und inelastische Beiträge, bei denen einer der Reaktionspartner dissoziiert (vergleiche dazu Abbildung 1.4). Die dazugehörigen Wirkungsquerschnitte werden mit σ_{SD} und σ_{DD} bezeichnet. σ_{SD} steht für die Dissoziation einer der Reaktionspartner. Bei σ_{DD} dissoziieren beide Reaktionspartner. Die diffraktive Dissoziation des Protons kann bei HERA nicht in allen Fällen identifiziert werden, da die Teilchen aus der Protondissoziation in Protonrichtung durch das Strahlrohr aus dem Detektor entweichen. Solche Ereignisse können als elastisch misinterpretiert werden.

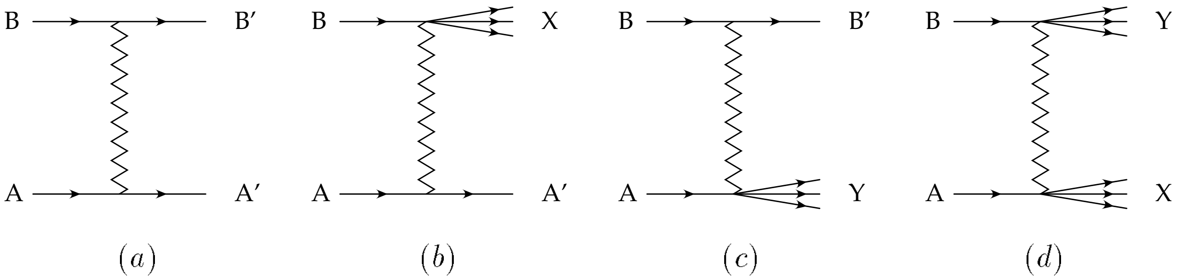


Abbildung 1.4: *Unterteilung der diffraktiven Streuung in diffraktiv elastischer (a), einfache dissoziierender (b) (c) und doppelte dissoziierender Streuung (d)*

1.3 Das Vektormeson–Dominanz–Modell

Das Photon wird im Vektormeson–Dominanz–Modell [Sak60, Bau78] (VMD–Modell) als eine Fluktuation des elektromagnetischen Feldes γ_{QED} in Vektormesonen dargestellt:

$$|\gamma\rangle = N|\gamma_{QED}\rangle + \sum_V \frac{e}{\gamma_V}|V\rangle$$

Die VMD–Kopplungskonstante γ_V läßt sich aus der leptonischen Zerfallsbreite Γ_{ee} und der Masse des Vektormesons m_V bestimmen. Sie gibt die Übergangswahrscheinlichkeit des Photons in ein Vektormeson an, welche weitgehend von der Energie des Photons E_γ unabhängig ist [Bau78].

$$\frac{\gamma_V^2}{4\pi} = \frac{\alpha^2 m_V}{3\Gamma_{ee}^V}$$

(α ist die QED-Feinstrukturkonstante). Die Massen und leptonischen Zerfallsbreiten sind für verschiedene Vektormesonen gemessen worden. Daraus ergeben sich die VMD–Kopplungskonstanten in Tabelle 1.1. Der Wirkungsquerschnitt für die Vektormesonproduktion hängt mit dem elastischen Vektormeson–Proton–Wirkungsquerschnitt zusammen [Bau78].

Vektormeson	m_V [GeV]	Γ_{ee} [keV]	$\frac{\gamma_V^2}{4\pi}(Q^2 = m_V^2)$
ρ^0	0.768	6.77	2.0
ω	0.782	0.60	23.1
ϕ	1.019	1.37	13.2
J/ψ	3.097	5.28	10.4
$\psi'(2S)$	3.686	2.14	30.6
Υ	9.460	1.33	126.3

Tabelle 1.1: *Übersicht über die VMD-Kopplungskonstanten. Die Werte der Massen und der leptonischen Zerfallsbreiten sind aus [PDG94].*

$$\sigma(\gamma p \to Vp') = \alpha \frac{4\pi}{\gamma_V^2} \sigma(Vp \to Vp')$$

Für die Kopplungskonstante γ_V ist zu berücksichtigen, daß das am Zerfall beteiligte Vektormeson virtuell ist ($Q^2 = m_V^2$). Das wird im VMD–Modell durch den Vektormeson–Propagator $D_V(Q^2)$ der VMD–Kopplung [Sak69, Don78] berücksichtigt,

$$D_V(Q^2) = \frac{1}{Q^2 + m_V^2 - \Pi_V(Q^2)}$$

wobei der Anteil $\Pi_V(Q^2)$ den Propagator modifiziert, um die starke Kopplung des Vektormesons an Hadronen zu beschreiben. Die Bedingung $\Re e\ \Pi_V(Q^2) = 0$ gibt die Normierung der Kopplungskonstante vor, während im Imaginärteil

$$\Im m\ \Pi_V(Q^2) = m_V \Gamma_V^{had}(Q^2)$$

die hadronische Zerfallsbreite eingeht. Dies führt beim ρ–Meson zu einer nicht vernachlässigbaren Korrektur der VMD–Kopplung von 10 %, die durch Interpolation zu reellen Photonen ($Q^2 = 0$) entsteht (siehe [Bau78]).

$$\widetilde{\gamma_V^2}(Q^2 = 0) = \gamma_V^2(Q^2 = m_V^2)\left[1 - \frac{\Pi(0)}{m_\rho^2}\right] = \gamma_V^2(Q^2 = m_V^2)\left[1 + 0.48\frac{\Gamma_\rho}{m_\rho}\right]$$

Die Interpolation zum reellen Photon ergibt beim J/ψ–Meson wegen der geringen hadronischen Zerfallsbreite eine vernachlässigbare Korrektur. Deswegen kann $\Pi_V(Q^2) = 0$ gesetzt werden (*narrow–width–approximation*). Es vereinfacht sich die Q^2–Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts zu [Sak69]:

$$\frac{\sigma_T^{\gamma p}(Q^2)}{\sigma_T^{\gamma p}(0)} = \left[\frac{m_{J/\psi}^2}{m_{J/\psi}^2 + Q^2}\right]^2 \tag{1.5}$$

$\sigma_T^{\gamma p}(Q^2)$ steht für den Wirkungsquerschnitt transversal polarisierter Photonen. Wenn virtuelle Photonen beteiligt sind, kann logitudinale Polarisation auftreten. Sakurai [Sak69] sagt für das VMD–Modell folgendes Verhältnis zwischen logitudinalem und transversalem γp–Wirkungsquerschnitt voraus:

$$R(Q^2) = \frac{\sigma_L^{\gamma p}(Q^2)}{\sigma_T^{\gamma p}(Q^2)} = \frac{Q^2}{m_{J/\psi}^2} \tag{1.6}$$

1.3.1 Der Zusammenhang zwischen ep- und γp–Wirkungsquerschnitt

Der einlaufende Elektronenstrahl emittiert Photonen, die mit dem Proton wechselwirken. Für kleine Q^2–Werte gibt die Weizsäcker–Williams–Näherung [Wei34, Wil34, Bud75] die Wahrscheinlichkeit an, in der Umgebung des Elektrons ein Photon mit dem Energieanteil $\frac{E_\gamma}{E_e}$ und der Virtualtät Q^2 vorzufinden. In der WWA–Näherung läßt sich der Wirkungsquerschnitt der ep–Streuung durch einen äquvalenten Photonfluß F_γ ausdrücken:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dy\ dQ^2} = \frac{d^2\mathcal{F}_\gamma}{dy\ dQ^2} \cdot \sigma_{\gamma p} = \frac{d^2\mathcal{F}_\gamma^T}{dy\ dQ^2}\sigma_{\gamma p}^T + \frac{d^2\mathcal{F}_\gamma^L}{dy\ dQ^2}\sigma_{\gamma p}^L \tag{1.7}$$

Der Flußfaktor $d\mathcal{F}_\gamma$ hat sowohl transversale $d\mathcal{F}_\gamma^T$ als auch longitudinale $d\mathcal{F}_\gamma^L$ Anteile. Für die Bestimmung des ep–Wirkungsquerschnitts muß zusätzlich die Q^2–Abhängigkeit des transversalen und longitudinalen γp–Wirkungsquerschnitts berücksichtigt werden. Das VMD–Modell macht dazu die Vorhersagen nach den Gleichungen 1.5 und 1.6. Die longitudinalen Anteile gehen beim Streuprozeß für $Q^2 \to 0$ im Fall der Photoproduktion gegen Null.
Der ep–Wirkungsquerschnitt berechnet sich aus der Faltung der Flußfaktoren mit dem γp–Wirkungsquerschnitt,

$$\sigma_{ep} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dQ^2 \left(\frac{d^2\mathcal{F}_\gamma^T}{dy\ dQ^2} + \frac{d^2\mathcal{F}_\gamma^L}{dy\ dQ^2} \frac{Q^2}{m^2_{J/\psi}} \right) \left[\frac{m^2_{J/\psi}}{m^2_{J/\psi} + Q^2} \right]^2 \cdot \sigma_{\gamma p}(W_{\gamma p}) \tag{1.8}$$

wobei

$$Q^2_{min} = m_e^2 \cdot \frac{y^2}{1-y}$$

von y abhängig ist. Die kinematischen Grenzen für die Integration werden im Anhang A.1 hergeleitet. Die Flußfaktoren $d\mathcal{F}^T$ und $d\mathcal{F}^L$ zeigen das für das Photonspektrum typische $\frac{1}{y}$- und $\frac{1}{Q^2}$–Verhalten im Fall $y \to y_{min}$ und $Q^2 \to Q^2_{min}$.

$$d\mathcal{F}^T = \frac{dydQ^2\alpha}{2\pi y Q^2} \cdot \left(1 + (1-y)^2 - 2m_e^2 \frac{y^2}{Q^2}\right) \tag{1.9}$$

$$d\mathcal{F}^L = \frac{dydQ^2\alpha}{2\pi y Q^2} \cdot (2(1-y)) \tag{1.10}$$

1.4 Die diffraktive J/ψ–Proton–Streuung

In dieser Arbeit wird die elastische J/ψ–Erzeugung im Schwerpunktenergiebereich von 30 bis 150 GeV behandelt. Dazu wurde im vorherigen Abschnitt 1.3 der Übergang vom Photon in das Vektormeson erläutert. Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der diffraktiven Streuung des Vektormesons am Proton. Zusätzlich geben die Abschnitte 1.5 und 1.6 einen Überblick zu den Ansätzen der QCD–Störungsrechnung.

1.4.1 Der diffraktive Hadron–Hadron–Streuprozeß

Die bisherigen Messungen haben gezeigt, daß die elastische Streuung diffraktiv ist. Dies wurde aus Experimenten der Photoproduktion mit reellen Photonen und durch Myonstreuexperimente bis zu einer maximalen Schwerpunktenergie von

$\sqrt{s} = 22\,\mathrm{GeV}$ [NMC94] bestätigt. Es ist naheliegend, die Vorhersagen des diffraktiven Modells bis zu einer für HERA typischen mittleren γp–Schwerpunktenergie von 100 GeV zu interpolieren.
Der diffraktive Streuprozeß kann analog zur optischen Streuung an einer kreisförmigen Apertur mit gaußförmiger Umrandung durch folgende Streuamplitude beschrieben werden:

$$\frac{d\sigma/dt}{(d\sigma/dt)_{t=0}} = e^{bt} \cong 1 - b(p\theta)^2 \tag{1.11}$$

Ein Vergleich der Streuamplitude mit der Intensitätsverteilung der optischen Streuung liefert einen Zusammenhang zum Steigungs-Parameter b und dem Wechselwirkungsradius R [Gou83] :

$$b = \frac{R^2}{4}$$

Regge–Phänomenologie

Die Regge–Phänomenologie beschreibt die weiche Hadron–Hadron–Streuung mit dem Austausch von *Regge*–Trajektorien [Reg59]. Unter der Regge–Trajektorie α_R versteht man eine lineare Funktion von t:

$$\alpha_R(t) = \alpha_0 + \alpha'(t) \cdot t$$

$\alpha_R(t)$ kann als eine Verallgemeinerung des Drehimpulses interpretiert werden. Für den unphysikalischen Bereich $t > 0$ gibt $\alpha_R(m^2)$ den Spin von Teilchen an, die auf der Trajektorie liegen [Per82].
Für Hadron–Hadron–Streuung macht die Regge–Theorie folgende Vorhersage [Gou83]:

$$\sigma_{tot}^{AB} = \sum_R \beta_{AR}(0)\beta_{BR}(0)s_{AB}^{\alpha_R(0)-1}$$

$\sqrt{s_{AB}}$ ist die Schwerpunktenergie des Streuprozesses zwischen Hadron A mit Hadron B. Die Summation $\sum_R$ erfolgt über alle in Betracht kommenden Trajektorien. Die Kopplungen $\beta_{AR}(t)$ und $\beta_{BR}(t)$ zwischen Hadron und Trajektorie sind voneinander unabhängig und erlauben eine Faktorisierung der Beiträge von den verschiedenen Vertizes.
Aus experimentellen Beobachtungen wurde $\alpha_\rho(0) \approx 0.5$ für die ρ–Trajektorie bestimmt [Don92]. Der Beitrag dieser Trajektorie liefert ein $1/\sqrt{s}$ Abfallen des Wirkungsquerschnitts. Dieser Beitrag verschwindet bei $s \to \infty$.

Die Pomeron-Trajektorie

Um das Ansteigen der elastischen Hadron–Hadron–Wirkungsquerschnitte bei größeren Schwerpunktenergien ($\sqrt{s} > 30$ GeV) zu erklären, wird eine Trajektorie mit

$\alpha_0 \gtrsim 1$ benötigt. Als einzige Trajektorie erfüllt die *Pomeron*–Trajektorie diese Anforderung

$$\alpha_{I\!P} = 1 + \epsilon + \alpha'_{I\!P} \cdot t \quad ,$$

die definiert ist durch folgende Parameter:
Aus mehreren Hadron–Hadron–Streuexperimenten wurde

$$\epsilon = 0.0808 \quad \text{und} \quad \alpha'_{I\!P} = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$$

bestimmt [Lan90], [Don92].
Der totale Hadron–Hadron–Wirkungsquerschnitt läßt sich in Reggeon– und Pomeron–Beiträge zerlegen,

$$\sigma^{tot}_{AB} = X_{AB} s^{\epsilon}_{AB} + Y_{AB} s^{-\eta}_{AB} \tag{1.12}$$

wobei $\eta = 0.4545$ und $\epsilon = 0.0808$ aus der Anpassung an Hadron–Hadron–Streuexperimente bei Schwerpunktenergien bis $\sqrt{s} = 20\,\mathrm{GeV}$ gewonnen wurden [Don92]. Donnachie und Landshoff geben für den totalen Photon–Proton–Wirkungsquerschnitt folgendes Verhalten in Abhängigkeit von der Schwerpunktenergie an [Don92]:

$$\sigma^{tot}_{\gamma p} = 0.677 s^{\epsilon} + 0.129 s^{-\eta}$$

wobei ϵ und η dieselben Werte wie in der Hadron–Hadron–Streuung sind. Die Experimente H1 und ZEUS stimmen in ihren Messungen weitgehend mit dieser Vorhersage überein.

Experiment	$W_{\gamma p}$ [GeV]	$\sigma^{tot}_{\gamma p}$ μb
H1 [Ahm93]	195	159 ± 20
ZEUS [Der94]	180	143 ± 17
Vorhersage [Don92]	190	158

Tabelle 1.2: *Vergleich von $\sigma^{tot}_{\gamma p}$ zwischen der Messung von H1 und ZEUS und der Vorhersage von [Don92].*

Die diffraktive elastische Streuung

Man kann annehmen, daß bei den bei HERA erreichbaren Schwerpunktenergien die Eigenschaften der Pomeron–Trajektorie auch den Anstieg des Wirkungsquerschnitts für die J/ψ–Proton–Streuung bestimmen:

$$\sigma(W^2_{\gamma p}) \propto s^{2\epsilon} = W^{4\epsilon}_{\gamma p}$$

In Anlehnug an das optische Modell erwartet man, daß der Wirkungsquerschnitt exponentiell mit t abfällt (siehe Gleichung 1.11):

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{bt}$$

Der Abfall wird durch den Steigungsparameter

$$b(W_{\gamma p}^2) = b(W_0^2) + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \ln\left(\frac{W_{\gamma p}^2}{W_0^2}\right)$$

parameterisiert. Das diffraktive Modell macht zu den Parametern W_0 und b keine Vorhersagen. Diese werden aus experimentellen Daten gewonnen (vergleiche dazu

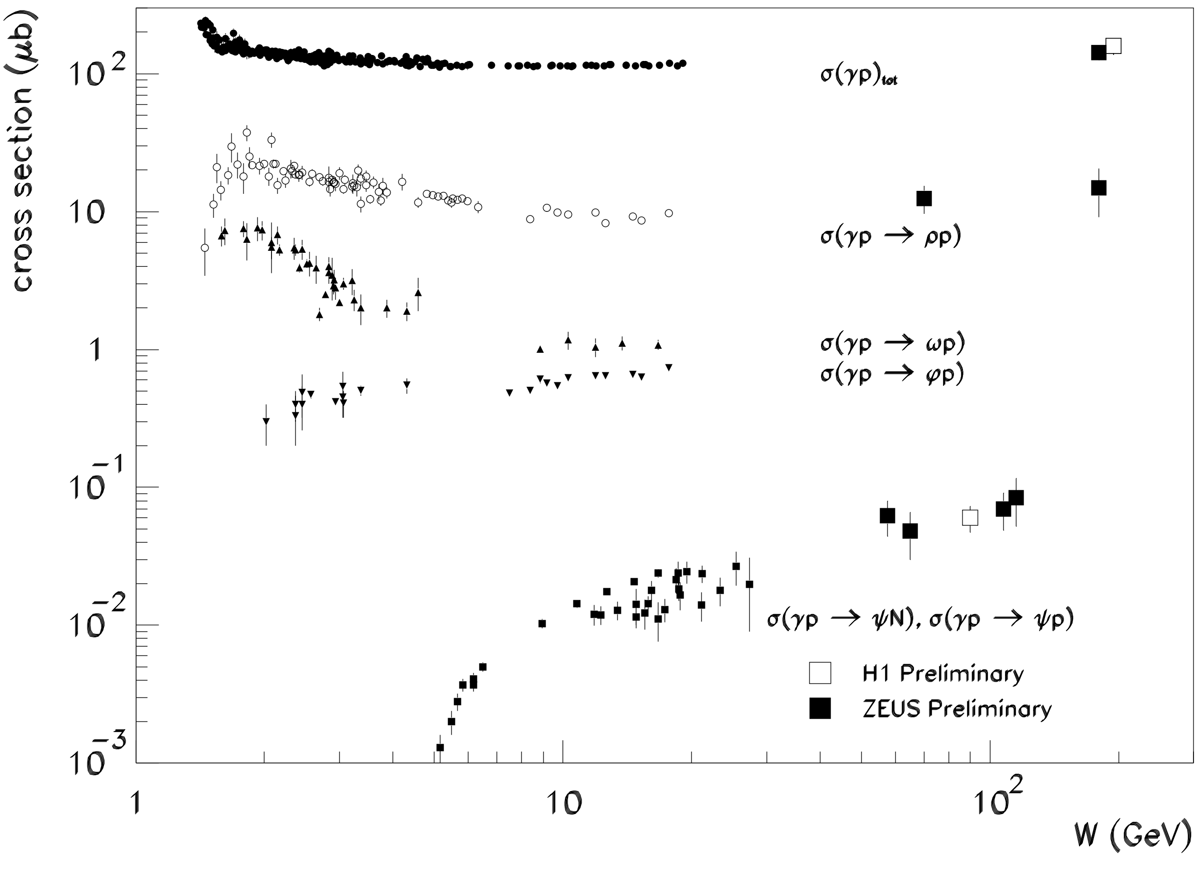


Abbildung 1.5: *Der totale γp-Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ im Vergleich zur elastischen Photoproduktion von ρ, ω, ϕ und J/ψ–Vektormesonen. Die von HERA gemessenen Wirkungsquerschnitte wurden aus den Daten des Jahres 1993 gewonnen [Der94a].*

Abschnitt 3.1.3). Das Regge–Modell macht nur Vorhersagen über den Anstieg von b mit $2\alpha'_{I\!P} \ln(W_{\gamma p}^2)$. Dieses Ansteigen von b wird *shrinkage* genannt.

Die diffraktive Dissoziation des Protons

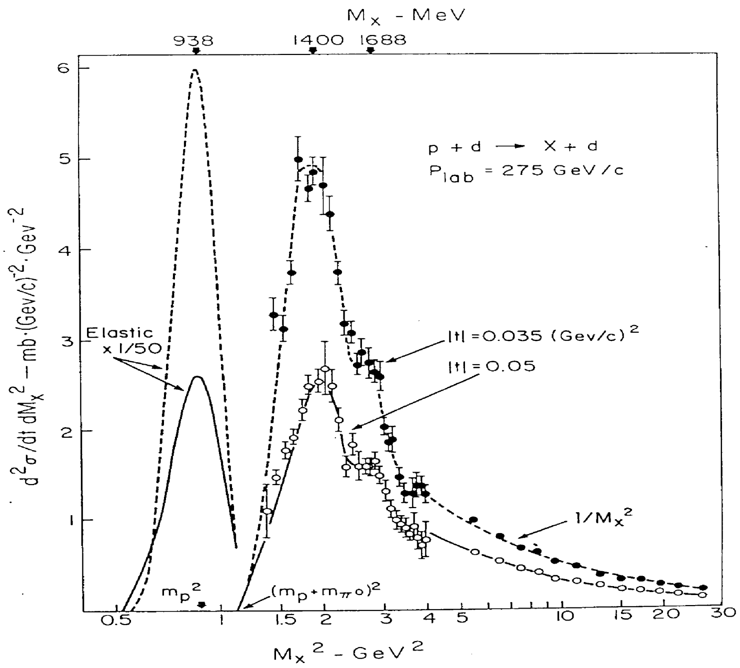


Abbildung 1.6: *Die M_x^2–Verteilung aus experimentellen Daten der pd–Streuung (aus [Gou83]).*

Die diffraktive Dissoziation des Protons zählt zum σ_{SD}–Anteil (vergleiche mit Abb. 1.4 (c)), bei dem nur einer der Reaktionspartner elastisch gestreut wird:

$$J/\psi^\star + p \rightarrow J/\psi + X$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dM_x^2$ und der Steigungsparameter b_{SD} bekommen folgende $\frac{1}{M_x^2}$–Abhängigkeit:

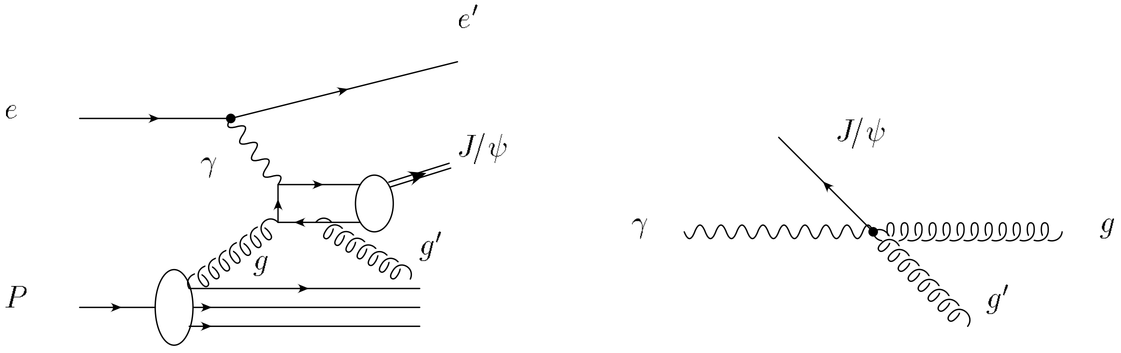
$$\frac{d^2\sigma}{dt\; dM_x^2} \propto e^{b_{\rm SD} t}\, \frac{f_p(M_x^2)}{M_x^2}$$

mit

$$b_{SD}(W_{\gamma p}^2, M_x^2) = b_{SD}(W_0^2, M_0^2) + 2\alpha'_{I\!P} \left(\ln \frac{W_{\gamma p}^2}{W_0^2} - \ln \frac{M_x^2}{M_0^2} \right) .$$

Die Funktion $f_p(M_x^2)$ berücksichtigt eine Region von $N^\star$–Anregungen für $M_x^2 <$ 4 GeV^2 (vergleiche mit Abbildung 1.6). Da der Steigungsparameter b_{SD} von M_x^2 abhängig ist, läßt er sich nur für ein mittleres M_0 bestimmen (siehe Abschnitt 3.1.3).

1.5 J/ψ–Erzeugung durch Photon–Gluon–Fusion



(a) **(b)**

Abbildung 1.7: *J/ψ–Erzeugung durch Photon–Gluon–Fusion im Colour–Singlet–Modell: Die Abbildung (a) zeigt den Graphen in der ep–Streuung. Das einlaufende Photon erzeugt mit dem Gluon g ein Farbe tragendes Charm-Anticharm-Paar, welches durch die Abstrahlung eines weiteren Gluons g' zum farbneutralen Bindungszustand (dem J/ψ–Meson) übergeht. Abbildung (b) zeigt die Kinematik des Prozesses im γ–Gluon–Schwerpunktsystem.*

Bisher wurde die elastische J/ψ–Erzeugung durch das diffraktive Modell behandelt. Es gibt auch Versuche, diesen Prozeß durch QCD–Modelle mit Hilfe der Photon–Gluon–Fusion zu beschreiben [Jun93, Rys93]. Dies ist möglich, da der Kopplungsparameter der starken Wechselwirkung α_s bei der J/ψ–Masse klein genug ist, um Störungsrechnung durchführen zu können ($\alpha_s(4m_c^2) \approx 0.25$).
In der Photon–Gluon–Fusion wechselwirkt das einlaufende Photon mit einem Gluon aus dem Proton, und es entstehen ein *Charm*– und *Anticharm*–Quark (siehe Abbildung 1.7). Ein farbneutrales J/ψ-Vektormesons kann erst durch die Abstrahlung eines weiteren Gluons entstehen (siehe 1.7 (a)). Im sogenannten *Colour–Singlet–Modell* wird die J/ψ–Erzeugung durch folgende Reaktion beschrieben:

$$\gamma(q) + g(x_g P) \rightarrow J/\psi(p_{J/\psi}) + g'(g_2) \tag{1.13}$$

Für das einlaufende Gluon g gilt, daß es kollinear zum Proton den Impulsanteil x_g am Protonimpuls trägt. In der nicht–relativistischen Näherung verteilt sich der Impuls des J/ψ-Mesons zu gleichen Anteilen auf die Impulse der schweren Quarks.

$$p_c = \frac{p_{J/\psi}}{2}$$

Folgende drei Invarianten sind im Colour–Singlet–Modell definiert:

$$\begin{array}{lll} s & = s_1 - M^2 := & (p_{J/\psi} + g_2)^2 \\ t & = t_1 - M^2 := & (p_{J/\psi} - q)^2 \\ u & = u_1 - M^2 := & (p_{J/\psi} - x_g P)^2 \end{array}$$

$M = m_{J/\psi}$ ist die Masse des J/ψ–Mesons und die Größen $p_{J/\psi}$, $x_g P$ und g_2 sind durch die Reaktion 1.13 im γ–Gluon–Schwerpunktsystem definiert. Der Wirkungsquerschnitt lautet nach der Mittelung über die Farben und Spins [Ber81]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4}{3} \frac{\alpha_s^2 \alpha e_c^2}{s} A_{J/\psi}^2 M^2 (4\pi)^2 \cdot \frac{s_1^2 s^2 + t_1^2 t^2 + u_1^2 u^2}{s^2 t^2 u^2}$$

Dabei ist $e_c^2 = 4/9$ die Ladung des *Charm*–Quarks zum Quadrat und $M = m_{J/\psi}$ die Masse des J/ψ–Mesons. Die Normierungskonstante $A_{J/\psi}^2$ hängt über folgende Beziehung mit der Wellenfunktion des J/ψ-Teilchens am Ursprung zusammen:

$$A_{J/\psi} = \sqrt{\frac{2|\psi(0)|^2}{M}}$$

und läßt sich durch die leptonische Zerfallsbreite ausdrücken:

$$\Gamma_{ee}(J/\psi \to e^+ e^-) = \frac{8\pi\alpha^2 e_c^2 A_{J/\psi}^2}{M} = \frac{16\pi\alpha^2 e_c^2}{m_{J/\psi}^2} \cdot |\psi(0)|^2$$

Damit sind alle Parameter einschließlich der Normierung im Colour–Singlet–Modell festgelegt.

1.5.1 Der Übergang zum elastischen Grenzfall

Der Gültigkeitsbereich des Colour–Singlet–Modells wird vom Transversalimpuls $p_{T,J/\psi}^{\gamma g}$ im Photon–Gluon–Ruhesystem (siehe Abbildung 1.7 (b)) und z bestimmt:

$$s_{\gamma g} = s_1 - M^2 = \frac{M^2(1-z)}{z} + \frac{p_{T,J/\psi}^2}{z(1-z)}$$

Im Fall $z < 0.9$ (inelastischer Fall) kann ein hartes Gluon g_2 entgegengesetzt zum J/ψ abgestrahlt werden. Für $z \to z_{max} = 1 - \frac{|t|}{ys} \approx 1$ (elastischer Fall) erreicht das Matrixelement einen endlichen Wert, wobei ein sehr weiches Gluon g_2 emittiert wird. In [Ber81] wird eine minimale Schwerpunktenergie $W_0 = 2$ GeV im Endzustand gefordert,

$$(g_2 + (1 - x_g)P)^2 = m_x^2 \geq W_0^2$$

weil im elastischen Grenzfall Kohärenzeffekte mit dem Protonrest ($N^\star$–Anregungen) im Endzustand nicht berücksichtigt werden. Dadurch ist das Colour–Singlet–Modell

nur im Bereich $z < 0.9$ mit einem *harten* Gluon g_2 im Endzustand gültig und es muß ein minimaler Transversalimpuls des J/ψ–Mesons $p_{T,J/\psi}^{\gamma g} \geq 1\,\mathrm{GeV}$ gefordert werden. Der Vergleich des differentiellen Wirkungsquerschnitts zu den experimentellen Ergebnissen zeigt für $z < 0.9$ (inelastischer Fall) eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der Vorhersage des Colour–Singlet–Modells [Den84, Bar87, Jun92]. Zur absoluten Normierung ist ein sogenannter k–Faktor nötig [Jun92], der durch QCD-Korrekturen höherer Ordnung[Zun94] und durch relativistische Korrekturen zum Colour–Singlet–Prozeß [Jun93] berechnet werden kann.
Im elastischen Grenzfall ($z \rightarrow 1$) führen die QCD–Korrekturen zum Colour–Singlet–Modell zu einer Verminderung des Wirkungsquerschnitts. In diesem Grenzfall verliert das Modell seine Gültigkeit [Zun94].
Erst im Bereich $Q^2 \gg 0$ können QCD–Rechnungen zur elastischen J/ψ–Produktion durchgeführt werden, da nun Q^2 die Skala für die starke Kopplung α_s dominiert. Dies wird in Abschnitt 1.6 behandelt.

1.6 J/ψ–Produktion im Bereich $Q^2 \gg 0$

HERA ermöglicht die Untersuchung der J/ψ–Produktion sowohl in der Photoproduktion $Q^2 \rightarrow 0$ als auch in DIS. Im VMD–Modell wird der Übergang von $Q^2 = 0$ zu $Q^2 \neq 0$ durch den Propagator D_V berücksichtigt (siehe Abschnitt 1.3). Dies führt zu einer Unterdrückung des Wirkungsquerschnitts durch den VMD–Formfaktor (Gleichung 1.14).

$$\sigma_{\gamma p}^{T}(Q^2) = \sigma_{\gamma p}^{T}(0) \left[1 + \frac{Q^2}{m_\Lambda^2}\right]^{-2} \tag{1.14}$$

Die Myonstreuexperimente BPF, EMC und NMC [Cla79, EMC83, NMC94] haben den Skalenfaktor m_Λ im Bereich $Q^2 < 10\,\mathrm{GeV}^2$ bestimmt (siehe Tabelle 1.3). Dieser

Experiment	Elastizitätsbedingung	E_γ [GeV]	m_Λ [GeV]
BPF [Cla79]	$E_{had} < 4.5\,\mathrm{GeV}$	40 – 170	2.7 ± 0.5
EMC [EMC83]	$z > 0.95$	60 – 120	2.9 ± 0.3
		120 – 200	3.6 ± 0.6
	$z < 0.95$	60 – 120	2.3 ± 0.2
		120 – 200	2.7 ± 0.3
NMC [NMC94]	$z > 0.97$	60 – 240	3.2 ± 0.6

Tabelle 1.3: *Übersicht über die gemessene m_Λ-Skala des VMD–Propagatorterms in der virtuellen J/ψ–Photoproduktion.*

ist mit $m_{J/\psi}$ verträglich.
Im Bereich $Q^2 > 10\,\mathrm{GeV}^2$ wird wegen $\sigma^L_{\gamma p}(Q^2) \propto Q^2 \sigma^T_{\gamma p}(Q^2)$ der transversale Beitrag stärker als der longitudinale Beitrag des Wirkungsquerschnitts unterdrückt (siehe Gleichung 1.6). Ein vereinfachter Ansatz berücksichtigt die Kopplung von Quarks am virtuellen Photon $\gamma^\star$ (siehe Abbildung 1.8). Nach der Annahme von Donnachie und Landshoff verhält sich das Pomeron wie ein $C = +1$ *isoskalares* Photon, welches nahezu punktförmig an Valenzquarks koppelt [Don87]. Dieses einfache Modell sagt ein Q^{-4}–Verhalten für den Erzeugungswirkungsquerschnitt voraus.

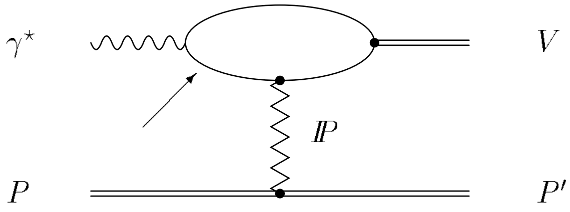


Abbildung 1.8: *Diagramm für $\gamma^\star p \to Vp$ bei großem Q^2. Die mit dem Pfeil gekennzeichnete Quarklinie ist weit von der Massenschale entfernt (Abb. aus [Don87]).*

Es gibt außerdem Versuche, den Pomeronaustausch zwischen dem $c\bar{c}$–Quarkpaar und dem Proton durch ein farbloses Gluonsystem zu ersetzten [Rys93]. Die Skala $\bar{q}^2$, bei der QCD–Störungsrechnung durchgeführt wird, ist durch die J/ψ–Masse und Q^2 dominiert

$$\bar{q}^2 := \frac{1}{4}(m^2_{J/\psi} + Q^2 - t)\ . \tag{1.15}$$

Außerdem wird die Vorhersage gemacht, daß der Wirkungsquerschnitt quadratisch von $\bar{x}G(\bar{x}, \bar{q}^2)$ abhängt [Rys93, Rys94, Bro94]

$$\frac{d\sigma_T}{dt} \propto \left[\frac{2\bar{q}^2 + t}{(2\bar{q}^2)^3}\ F_N^{2G}(t) \cdot \bar{x}G(\bar{x}, \bar{q}^2)\right]^2\ . \tag{1.16}$$

Es ist zu berücksichtigen, daß $\bar{x}$ von der Skala $\bar{q}^2$ abhängig ist

$$\bar{x} := \frac{4\bar{q}^2}{2P_p q}\ .$$

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Gluondichte wird zusätzlich durch einen Zwei–Gluon–Formfaktor $F_N^{2G}(t)$ bestimmt [Rys93]. Dieser wurde zur Beschreibung des Korrelationsverhaltens von zwei Gluonen im Proton eingeführt. Er ist nur für den Fall $t = 0$ bekannt ($F_N^{2G}(t = 0) = 1$).
Desweiteren zeigen diese QCD–Rechnungen folgendes Q^2–Verhalten:

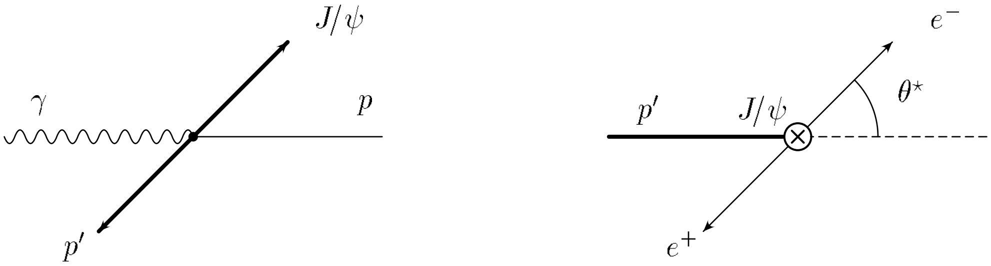
$$\lim_{Q^2 \to \infty} \frac{d\sigma_T}{dt} \sim \frac{1}{Q^8} \tag{1.17}$$

Für den Wirkungsquerschnitt longitudinal polarisierter Photonen gilt [Bro94, Kru95]:

$$\lim_{Q^2\to\infty} \frac{d\sigma_L}{dt} = \lim_{Q^2\to\infty} \frac{Q^2}{m^2_{J/\psi}} \cdot \frac{d\sigma_T}{dt} \sim \frac{1}{Q^6} \tag{1.18}$$

1.7 Winkelverteilung der Leptonen aus dem Zerfall des J/ψ–Mesons

Beim Zerfall des J/ψ–Mesons in ein Leptonpaar (e^+e^-) oder ($\mu^+\mu^-$) folgen die Zerfälle einer bestimmten Zerfallswinkelverteilung. Zur Berechnung der Zerfallswinkelverteilung muß eine Lorentz–Transformation vom Laborsystem in das γp–Schwerpunktsystem (sog. *Helicity Frame* [Bau78]) und von dort aus in das J/ψ–Schwerpunktsystem erfolgen. Der Viererimpuls des J/ψ–Mesons im γp–Schwerpunktsystem dient als Quantisierungsachse zur Messung von $\theta^\star$ (siehe Abbildung 1.9). Unter der Annahme, daß das Vektormeson im γp–Schwerpunktsystem die Helizität des Photons übernimmt (s–Kanal–Helizitätserhaltung), ist eine dafür charakteristische Zerfallswinkelverteilung der beiden Leptonen im J/ψ–Schwerpunktsystem zu erwarten. Folgende Zerfallswinkelverteilung gilt für den leptonischen Zerfall in Spin–1/2–Teilchen im J/ψ–Schwerpunktsystem[Sch73]:



γp–Schwerpunktsystem

J/ψ–Schwerpunktsystem

Abbildung 1.9: *Darstellung des Zerfallswinkel $\theta^\star$ im J/ψ–Schwerpunktsystem. Als relevantes Bezugssystem dient das γp–Schwerpunktsystem, welches die Quantisierungsachse für $\theta^\star$ definiert.*

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} \propto (1-\rho)\sin^2\theta^\star + \rho\frac{1+\cos^2\theta^\star}{2} \tag{1.19}$$

ρ ist der transversale Anteil am gesamten γp–Wirkungsquerschnitt.

Kapitel 2

Das H1–Experiment

2.1 Der Elektron–Proton–Speicherring HERA

Mit der Elektron–Proton–Speicherringanlage HERA werden 27.55 GeV Positronen mit 820 GeV Protonen in zwei Wechselwirkungspunkten frontal zur Kollision gebracht. Der nördliche Wechselwirkungspunkt ist vom H1-Detektor und der südliche Wechselwirkungspunkt vom ZEUS-Detektor umgeben. Die Schwerpunktenergie beträgt $\sqrt{s} = 300$ GeV. Um bei Experimenten mit ruhenden Proton die HERA-Schwerpunktenergie zu erreichen, wäre ein Elektron– oder Positronstrahl von ≈ 48 TeV notwendig. Folgende technische Parameter wies HERA 1994 auf:

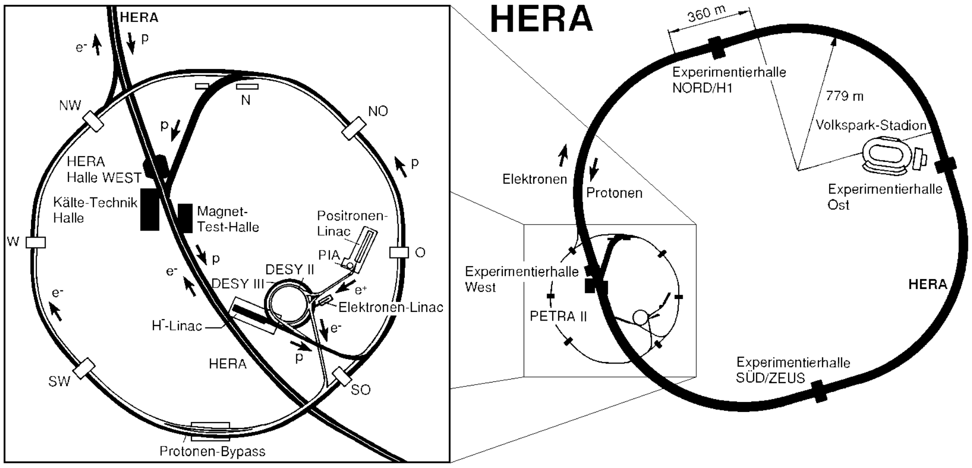


Abbildung 2.1: Die Speicherringanlage HERA und ihre Vorbeschleuniger

Parameter	1994		Einheiten
	HERA e^- (e^+)	HERA (p)	
Strahlenergie	27.55	820	GeV
Anzahl der Teilchenpakete	168	170	
Teilchenzahl je Paket	$\approx 5 \times 10^{10}$		
Anzahl kollidierender Pakete	153		
Zeit zwischen zwei Kollisionen	96		ns
mittlerer Strahlstrom	17	41	mA
Strahllebensdauer	6 – 10	50 – 100	h
spezifische Luminosität	5×10^{29}		$cm^{-2}/(mA^2 \cdot s^2)$
erzeugte Luminosität	0.95 (4.98)		(pbarn)$^{-1}$

Tabelle 2.1: *Technische Daten von HERA 1994*

2.2 Koordinatensystem

In dieser Arbeit wird das Koordinatensystem des H1-Experimentes verwendet. Der Ursprung des rechtshändigen Koordinatensystems liegt im ep–Wechselwirkungspunkt. Die z–Achse folgt dem Protonstrahl in Vorwärtsrichtung und die horizontale x–Achse zeigt zum Kreismittelpunkt von HERA.

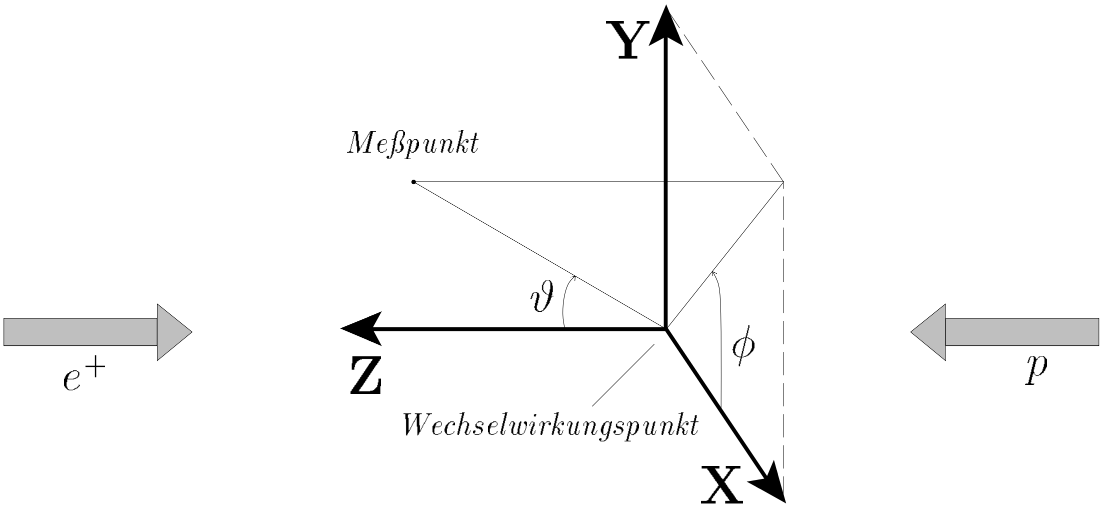


Abbildung 2.2: Das H1-Koordinatensystem

2.3 Der H1–Detektor

Der H1–Detektor (siehe Abbildung 2.3) ist ein komplexes Nachweisgerät für ep–Kollisionen bei HERA. Die Vielfalt der zu erwarteten Teilchen aus einer ep–Kollision erfordert zu deren Nachweis das Zusammenspiel verschiedener Detektorkomponenten. Eine umfassende Beschreibung des H1–Detektors ist in [Abt93] zu finden. Es werden nur Komponenten des Detektors beschrieben, die in dieser Arbeit wichtig sind.

Das Spurkammersystem

Die Spurkammern $\boxed{2}$ und $\boxed{3}$ umgeben das Strahlrohr $\boxed{1}$ im ep–Wechselwirkungsbereich und überdecken einen Polarwinkel von $5^\circ < \theta < 160^\circ$. Sie befinden sich in einem longitudinalen homogenen Magnetfeld ($\Delta B/B < 2\%$) von 1.12 T . Dies ermöglicht die Messung von Ladung und Impuls geladener Teilchen.
Die zentralen Spurkammern $25^\circ < \theta < 160^\circ$ erlauben die $r\phi$–Messung durch die innere und äußere Driftkammer (CJC1, CJC2). 1994 betrug die Auflösung für die CJC1– und CJC2–Kammer in der $r\phi$–Ebene $\sigma_{r\phi} = 145\mu m$. Die z–Koordinate konnte mit einer Auflösung von $\sigma_z \approx 2$ cm durch Ladungsteilung ermittelt werden. Die z–Messung wird durch die z–Kammern (innere (CIZ) und äußere z–Kammer (COZ)) bis zu einer Auflösung von 300 μm verbessert. Es wird eine Genauigkeit in der Impulsauflösung von $\sigma_P/P^2 \simeq 0.5\%/\,\mathrm{GeV}^2$ erreicht.
Weiterhin sichern schnelle Vieldrahtproportionalkammern (zentrale MWPCs) die notwendige Zeitauflösung für den Trigger.
In Vorwärtsrichtung sind drei Spurkammermodule hintereinander entlang der z–Achse angeordnet, die je aus einer radialen Driftkammer ($\sigma_\phi = 170\mu$m), einer Vieldrahtproportionalkammer (FMWPC) und einer planaren Driftkammer mit einer Auflösung von 210 μm bestehen.

Das Kalorimeter

Alle Spurkammerdetektoren werden von einem fein segmentierten Flüssig–Argon–Kalorimeter (LAC) umgeben, das sich in einem Kyrostaten $\boxed{15}$ innerhalb der Magnetspule befindet. Zur Abdeckung eines möglichst großen Raumwinkelbereichs wird das LAC ($5^\circ < \theta < 157^\circ$) in durch ein Vorwärts–Kalorimeter (PLUG) $\boxed{13}$ ($3.3^\circ < \theta < 4^\circ$) und durch ein Rückwärts–Kalorimeter (BEMC) $\boxed{12}$ ($154^\circ < \theta < 177^\circ$) ergänzt.
Beim Flüssig–Argon–Kalorimeter handelt es sich um ein *sampling*–Kalorimeter. Der elektromagnetische Teil $\boxed{4}$ besteht aus Bleiplatten als Absorbermaterial und hat eine totale Dicke von 20 – 30 Strahlungslängen X_0. Das aktive Medium ist flüssiges Argon. Die durch Ionisation entstandene Ladung wandert in einem Hochspannungsfeld

Abbildung 2.3: *Der H1–Detektor.*

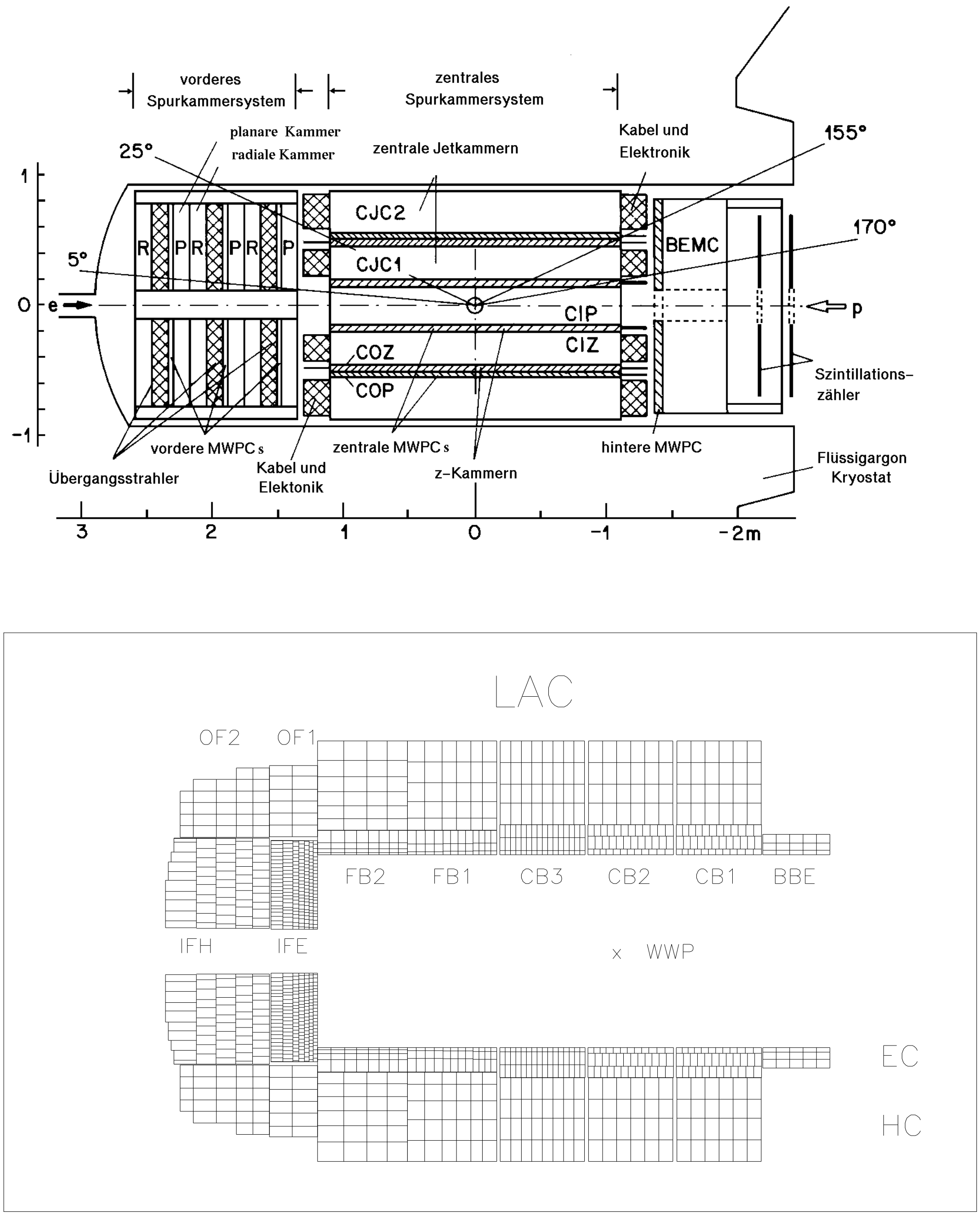


Abbildung 2.4: *Die H1–Spurdetektoren in der $r - z$ Ansicht (Abbildung oben). Das H1 Flüssig–Argon–Kalorimeter LAC (Abbildung unten) mit seinen Auslesezellen, die in Ringsegmenten den Wechselwirkungsbereich umgeben.*

zu den sogenannten *Pads*, welche mit einer Kantenlänge von 3–4 cm die Segmentierung des Kalorimters vorgeben. Mit dieser Methode wird eine Energieauflösung für die elektromagnetischen Energie von $\sigma_E/E = 12\%/\sqrt{E}$ mit einem konstanten Betrag zur Auflösungsfunktion von 1% erreicht.

Umhüllt wird der elektromagnetische Teil vom hadronischen Kalorimeter $\boxed{5}$ mit Stahlplatten als Absorbermaterial, mit einer Gesamttiefe von 5 – 7 hadronischen Wechselwirkungslängen Λ . Für das hadronische Kalorimeter beträgt die hadronische Energieauflösung $\sigma_E/E = 55\%/\sqrt{E}$ für stark wechselwirkende Teilchen mit einem konstanten Betrag zur Auflösungsfunktion von 2%.

Da es sich beim LAC um ein nicht kompensierendes Kalorimeter ($e/h \neq 1$) mit unterschiedlichen Ansprechverhalten für Elektronen und Hadronen handelt, müssen zum Erreichen der angegebenen Auflösungen elektromagnetische und hadronische Schauer unterschiedlich gewichtet werden. Dazu ist eine feine transversale und longitudinale Segmentierung des Kalorimeters mit insgesamt 45000 Auslesekanälen notwendig.

Der Rückwärtsbereich wird durch das BEMC–Kalorimeter abgedeckt. Es handelt sich um ein Blei–Szintillator–Kalorimeter mit einer Dicke von 22.5 Strahlungslängen X_0 und 0.97 hadronischen Wechselwirkungslängen Λ. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E}$ für Elektronen.

In Vorwärtsrichtung fügt sich das PLUG-Kalorimeter $\boxed{13}$ zwischen dem LAC und dem Strahlrohr ein. Es besteht aus dem Absorbermaterial Kupfer mit einer Tiefe von 4.25 hadronischen Wechselwirkungslängen Λ. Zum Schauernachweis dienen Silizium–Halbleiter–Detektoren. Seine hadronische Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E \approx 150\%/\sqrt{E}$.

Der Myondetektor

Der Myondetektor besteht aus dem *instrumentierten* Eisen $\boxed{10}$ und dem Vorwärts–Myonspektrometer $\boxed{9}$.

Außerhalb der Magnetspule befindet sich das Eisenjoch zur Rückführung des Magnetfelds mit der sogenannten *Eiseninstrumentierung.* Das Eisenjoch ist aus 7.5 cm dicke Platten mit Schlitzen von 2.5 bzw. 3.5 cm Höhe unterteilt. In den Lücken befinden sich Streamerrohrkammern, die einerseits Myonen identifizieren und deren Impuls messen, als auch hadronische Teilchen aus den hadronischen Schauern des Flüssig–Argon–Kalorimeters nachweisen.

Das Vorwärts–Myon–Spektrometer ist in der Lage, Myonen mit einem Impuls $p_\mu > 5\,\mathrm{GeV}$ in einem Winkelbereich von ($3° < \theta < 17°$) nachzuweisen. Jeweils drei Driftkammerlagen vor und hinter einem Eisentoroiden $\boxed{11}$ mit 1.6 T ermöglichen die Impulsmessung.

Das Luminositätssystem

Über den durch die QED berechneten ($e + p \rightarrow e' + \gamma + p$) Bethe–Heitler–Wirkungsquerschnitt wird die Luminosität gemessen. Dazu sind (nicht auf Abbildung 2.3 sichtbar) in Elektronrichtung bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$ ein Elektrondetektor (ET) und bei $z = -102.9\,\mathrm{m}$ ein Photondetektor (PD) angeordnet. Bei beiden Detektoren handelt es sich um Kristall–Cerenkov–Zähler mit einer Energieauflösung von $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E}$. Eine weitere Anwendung des ET ist die Messung von gestreuten Elektronen mit einem Energieverlust von $E_\gamma/E_e > 0.2$ ($y > 0.2$) bei kleinem Streuwinkel.

Die Vorwärtsszintillationszähler (Proton–Tagger)

In Protonrichtung bei $z = 24\,\mathrm{m}$ befinden sich zwei Ebenen von jeweils 7 Szintillationszähler, die in der x-y–Ebene um das Strahlrohr angeordnet sind (vergleiche mit Abbildung 2.5). Falls ein Teilchen in beiden Ebenen entlang der z–Achse eine Koinzidenz auslöst, spricht ein Zählkanal an. Mit diesen Zählern ist der Nachweis von Protonfragmenten aus der ep–Kollision möglich. Demgegenüber löst das gestreute intakte Proton *kein* Zählsignal aus [Lis93].

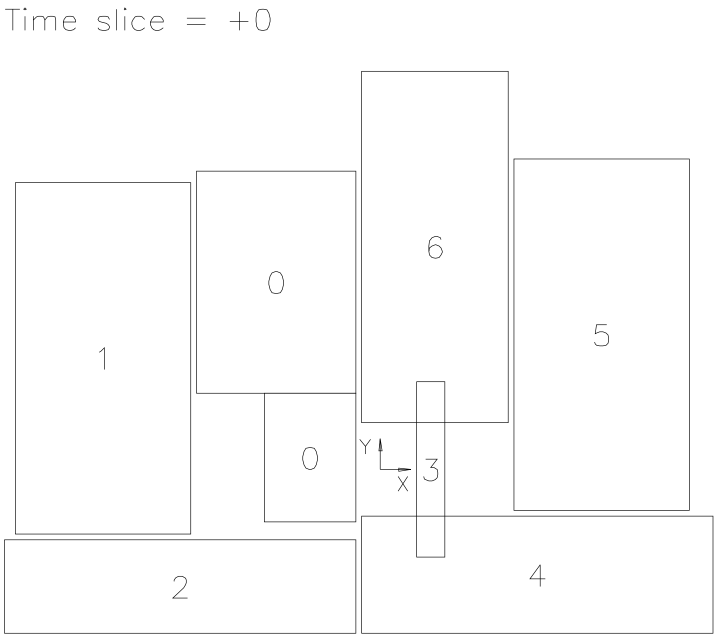


Abbildung 2.5: *Der Proton–Tagger bei $z = +24$ m.*

2.4 Das Trigger– und Datenauslesesystem

Alle 96 ns ($\hat{=}$10.4 MHz) ist bei HERA eine ep–Kollision mit einem potentiell physikalisch interessanten Ereignis möglich. Diese Kandidaten werden durch ein Triggersystem herausgefiltert und mit einer Rate von 5 – 10 Hz abgespeichert.
Demgegenüber steht eine Untergrundrate von $10 - 50$ kHz im Detektor, die sich aus folgenden Komponenten zusammensetzt:

- Die Wechselwirkung von Protonen mit dem Strahlrohr von HERA führt zu einer Rate von bis zu 50 kHz. Diese Ereignisse entstehen vor dem Detektor und erzeugen Teilchen, die unter kleinem Winkel den Detektor durchqueren.
- Im Bereich des Detektors wechselwirken Protonen mit Restgasmolekülen. Dies führt zu einer Rate von inelastischen Proton–Nukleon–Streuungen in der Grössenordnung von 1 kHz, welche mit ep–Photoproduktionsereignissen verwechselt werden können.
- Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung durchqueren mit einer Rate von mehreren kHz den Detektor. Myonen, die den Wechselwirkungsbereich durchqueren und ein ep–Ereignis vortäuschen, bilden einen Untergrund für alle myonischen Zerfälle schwerer Quarks, insbesondere für das Erkennen von J/ψ–Ereignissen. Die Triggerrate für diese Ereignisse beträgt $\approx$ 5 Hz.

Aufgrund der hohen Untergrundrate muß im Detektor innerhalb kurzer Zeit über das Abspeichern eines physikalisch relevanten Ereignisses eine Entscheidung getroffen werden. Das Datennahmesystem jeder Detektorkomponente speichert die Signale der letzten HERA–Kollisionen zwischen. Das geschieht in sogenannten *Pipelines*. Eine schnelle parallel zum Datennahmesystem arbeitende Ausleseelektronik (L1–Trigger) hat $\approx 2.4\,\mu$s Zeit, eine Entscheidung zum Abspeichern oder Verwerfen des Ereignisses zu geben.
Zielsetzung des Triggersystems ist die Steuerung der Datennahme bei gleichzeitiger Minimierung der Totzeit. Beim H1–Detektor wird dies durch ein mehrstufiges Triggersystem erreicht (vergleiche mit Abbildung 2.2):
Die erste Triggerstufe (L1) muß ein Ereignis nach maximal $2.4\,\mu$s akzeptiert haben. Dazu liefern die verschiedenen Detektorkomponenten bis zu 128 Triggerentscheidungen (Triggerelemente), die zu physikalisch relevanten Triggerkombinationen (Subtrigger) verknüpft werden. Eine Veroderung der Subtrigger erzeugt ein L1–Triggersignal, welches das Pipelinesystem anhält. Bis zu diesem Zeitpunkt arbeitet das Datennahmesystem totzeitfrei.
Jetzt wird die zweite Triggerstufe (L2) ausgelöst, die eine komplexere Auswertung der Triggerelemente erlaubt. Falls erforderlich, soll sie möglichst schnell die L1–Triggerentscheidung verifizieren, um im Fall einer negativen Entscheidung das Pipelinesystem erneut zu starten, damit die Totzeit minimiert wird. Die L2 Entscheidung

Triggerstufe	L 1	L 2	L 3	L 4	L 5
Entscheidungszeit	2 μs	20 μs	800 μs	100 ms	–
Rate 1994	20 Hz	–	–	5 – 10 Hz	$\leq$ 5 Hz
maximale Rate	1 kHz	200 Hz	50 Hz	10 Hz	1 Hz
Datenrate	1.2 MB / s	–	–	1 MB / s	0.3 MB / s
hauptsächliche Aufgabe	Anhalten der Pipeline	Start der Auslese	Neuer Start der Pipeline	Ereignis speichern	DST schreiben

Tabelle 2.2: *Aufgaben und zeitliche Aufeinanderfolge der Triggerstufen des H1–Detektors.*

muß innerhalb von 200 HERA–Zyklen ($\approx 20\,\mu$s) gefällt werden.
In der dritten Triggerstufe (L3) ermöglicht ein System von Mikroprozessoren die Analyse der gesamten Triggerdaten aller Detektorkomponenten. Dazu stehen max. $800\,\mu$s zur Verfügung, während das Datennahmesystem den gesamten Detektor ausliest. Die Triggerstufen L2 und L3 haben 1994 keine aktive Triggerentscheidung getroffen.
Die vierte Triggerstufe (L4) kann auf die vollständigen Daten eines Ereignisses des Datennahmesystems zugreifen. Auf einem System von RISC[1]–Prozessoren wird durch schnelle Filteralgorithmen eine weitere Datenreduktion durchgeführt.
Die verbleibenden Ereignisse werden mit $5-10\,$Hz auf Magnetband–Kassetten aufgezeichnet. In einem weiteren Schritt erfolgt die Rekonstruktion der Ereignisse und die physikalische Klassifikation (L5). Endgültig verbleiben die rekonstruierten Ereignisse auf DST[2]–Datensätzen. Eine ausführliche Übersicht über das Datennahmesystem und den Trigger findet sich in [Els93].

---

[1] Reduced Instruction Set Computer

[2] Data Summary Tape

Kapitel 3

Das Monte–Carlo–Modell zur diffraktiven J/ψ–Erzeugung

Zur Messung des ep–Wirkungsquerschnitts muß die Detektornachweiswahrscheinlichkeit bekannt sein, um die registrierten Daten auf Detektoreffekte zu korrigieren. Zum Nachvollziehen der statistischen Abläufe im Detektor bedient man sich Monte–Carlo–Modellen. Zunächst werden die Vierervektoren, die die ep–Streuung beschreiben, entsprechend den Vorhersagen eines Modells zur J/ψ–Erzeugung generiert. Dann wird die Detektorantwort auf den Durchgang der Teilchen im Detektor simuliert. Der simulierten digitalen Detektorantwort folgen die gleichen Rekonstruktions- und Selektionsprogramme, wie sie für die Daten angewendet werden. Die aus dem Monte–Carlo–Modell ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeit wird, soweit es möglich ist, durch Daten überprüft.

Dieses Kapitel stellt kurz das verwendete Monte–Carlo–Modell vor.

3.1 Der Generator DIFFVM

Entsprechend den Vorhersagen eines diffraktiven Ansatzes generiert DIFFVM die Viererimpulse aller an der ep–Streuung beteiligten Teilchen der J/ψ–Produktion. Dies umfaßt den Photoproduktions- und den tiefinelastischen Bereich (vergleiche mit Abbildung 3.1).

Das einlaufende Elektron strahlt ein Photon mit der Energie E_γ und der Virtualität Q^2 ab. Dieses Photon geht entsprechend der VMD–Vorhersage in ein virtuelles Vektormeson über, welches am Proton gestreut wird. Die Streuung wird nach den Vorgaben des diffraktiven Ansatzes parameterisiert.

Das Proton bleibt entweder erhalten (diffraktive elastische J/ψp–Streuung), oder im Fall der diffraktiven Dissoziation wird ein Zustand mit der Masse M_x generiert, der in ein Nukleon und Pionen zerfällt.

Der verwendete Generator berücksichtigt nur den Zerfall des J/ψ–Mesons in das

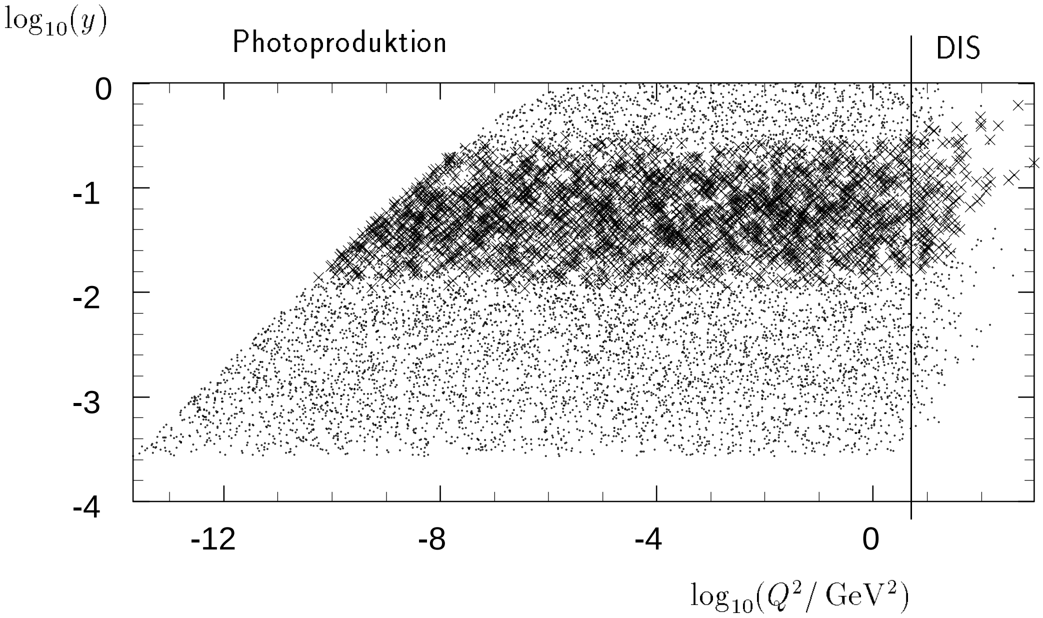


Abbildung 3.1: *Korrelation zwischen y und Q^2 der von DIFFVM generierten Ereignisse. Die Ereignisse liegen in der kinematischen Region von Photoproduktion und DIS–Ereignissen. Die mit* x *gekennzeichneten Ereignisse erfüllen die Bedingung des Polarwinkelbereichs aus der Abbildung 3.2.*

Leptonpaar (e^+e^-), wobei die Zerfallsteilchen in der durch die s–Kanal–Helizitätserhaltung vorgegebenen Winkelverteilung generiert werden (vergleiche mit Abschnitt 1.7). Eine ausführliche Beschreibung des Generators findet sich in [Lis93].
Folgende Eigenschaften wurden DIFFVM für das Monte–Carlo–Modell vorgegeben:

3.1.1 Photonspektrum

DIFFVM generiert transversal und longitudinal polarisierte Photonen, die sich aus der Anwendung der Weizsäcker-Williams-Methode ergeben (vergleiche mit Abschnitt 1.3.1). In Abhängigkeit von y und Q^2 wird der Streuwinkel und der Energieverlust des gestreuten Elektrons berechnet. Jedem generierten Photon wird eine Helizität λ zugeordnet, die in die Winkelverteilung der Zerfallsteilchen und die Q^2–Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts eingeht.

3.1.2 Q^2–Abhängigkeit der VMD–Kopplung

Beim Übergang vom Photon in das virtuelle Vektormeson folgt die Q^2–Abhängigkeit des transversalen γp–Wirkungsquerschnitts der Parameterisierung in Gleichung 1.5. Der longitudinale Wirkungsquerschnitt wird durch das Verhältnis $R(Q^2)$ in Gleichung 1.6 bestimmt. DIFFVM generiert deshalb für die Photoproduktion hauptsächlich Ereignisse mit transversal polarisierten Photonen.

3.1.3 Diffraktive Streuung des J/ψ–Mesons am Proton

Das diffraktive Modell (vergleiche mit Abschnitt 1.4) macht zwar Vorhersagen zum Anstieg des hadronischen Wirkungsquerschnitts und der Abhängigkeit vom Impulsübertrag t, allerdings liefert es keine Normierung für die diffraktive Streuung des J/ψ–Mesons am Proton. Dies muß aus experimentellen Daten gewonnen werden. Dabei ist zwischen Experimenten zu unterscheiden, bei denen das gestreute Proton erhalten bleibt oder dissoziiert.
Es ist schwierig, elastische Erzeugung direkt zu messen, da das gestreute Nukleon nachgewiesen werden muß. Experimente, die $\sigma_{el.}$ mit dieser Methode gemessen haben, sind in der Tabelle 3.1 aufgeführt. Die andere Möglichkeit besteht im Nachweis der Schauerteilchen aus der Nukleondissoziation. Es dürfen keine weiteren Spuren neben dem Leptonpaar aus dem J/ψ–Zerfall nachgewiesen oder zusätzliche Energie im Kalorimeter gemessen werden. Myonstreu–Experimente wie BPF [Cla79], EMC [EMC83] und NMC [NMC91] geben nur einen Bereich in $z > 0.9$ [NMC91], $z > 0.95$ [EMC83] bzw. $E_{Kalorimeter} < 4.5\,\text{GeV}$ [Cla79] für ihre Messung an, wodurch Ereignisse mit Nukleondissoziation nicht vollständig ausgeschlossen werden [Sch92]. Eine generelle Übersicht der gemessenen J/ψ–Wirkungsquerschnitte findet sich in

Experiment	E_γ [GeV]	$\sigma_{elastisch}$[nb]	$b_{el.}$ [GeV^{-2}]	Nukleondissoziation
E516 [Den84]	100	(9.8 ± 2.2)	–	(46 ± 6) %
E401 [Bin82]	150	(18 ± 2)	(5.6 ± 1.2)	(30 ± 4) %

Tabelle 3.1: *Experimente, die das elastische gestreute Nukleon in der J/ψ-Photoproduktion nachgewiesen haben. In der letzten Spalte ist der Anteil der Ereignisse, bei denen das Nukleon dissoziiert, an der Gesamtzahl der nachgewiesenen J/ψ–Kandidaten aufgeführt.*

Verhalten $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{4\epsilon}$: $\epsilon = 0.0808$			
Protonelastisch	$W_0 = 14\,\text{GeV}$	$b(W_0) = 5\,\text{GeV}^{-2}$	$\sigma_{el.} = 9.8\,\text{nb}$
Protondissoziation	$W_0 = 14\,\text{GeV}$	$b(W_0) = 2.5\,\text{GeV}^{-2}$ $< M_0 >= 3\,\text{GeV}$	$\sigma_{pdiss.} = 0.46 \cdot \sigma_{el.}$

Tabelle 3.2: *Die im Monte–Carlo–Generator DIFFVM verwendeten Parameter.*

[Hol85, Sch93a].
Zur Interpolation von $\sigma_{el}(W_{\gamma p})$ bei HERA–Bedingungen ($30 < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$), wurde die Messung der E516–Kollaboration zur Normierung des elastischen Wirkungsquerschnitts bei $W_0 = 14\,\mathrm{GeV}$ gewählt. Diese hat auch den Anteil an Protondissoziation gemessen, der für das Monte–Carlo–Modell verwendet wird (siehe Tabelle 3.2).

3.2 Die Kinematik der generierten Ereignisse

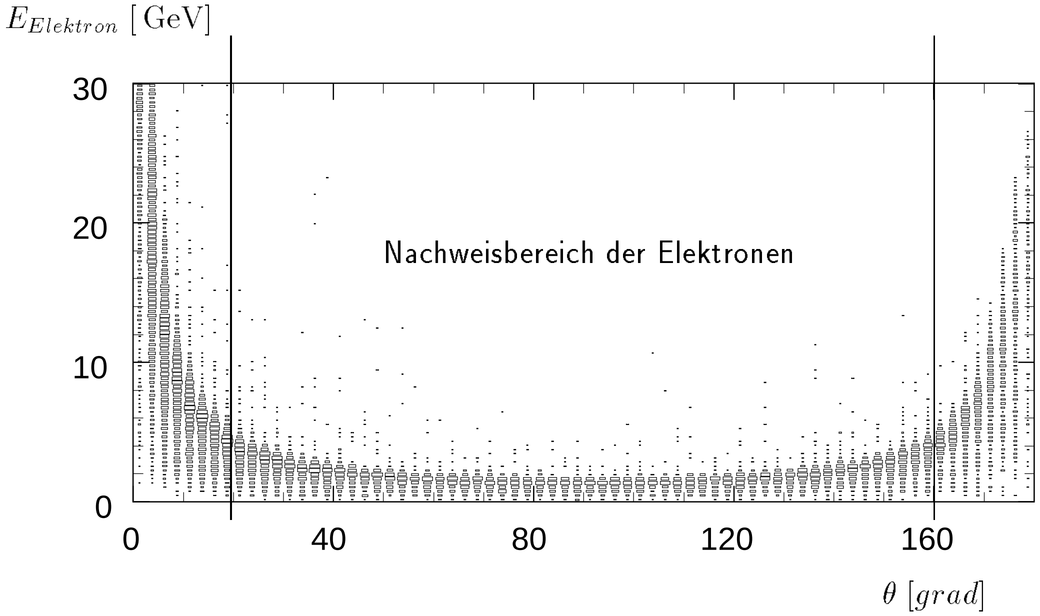


Abbildung 3.2: *Energieverteilung der Elektronen aus dem Zerfall des J/ψ–Mesons in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ im Laborsystem. Die senkrechten Markierungen geben den Schnitt im Polarwinkelbereich zum Nachweis der Elektronen im Detektor an.*

Der Polarwinkelbereich des erzeugtenJ/ψ–Mesons wird von der Kinematik des Photons (y, Q^2) und dem Impulsübertrag t bestimmt. Im Laborsystem dominiert für das J/ψ–Meson der Polarwinkelbereich in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung des H1–Detektors. Für die Leptonen aus dem J/ψ–Zerfall bedeutet dies eine hohe Energie in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung (vergleiche mit Abbildung 3.2), sowie eine Energiedeposition von $E_{Elektron} \approx 1.5$ GeV, falls das J/ψ in Ruhe zerfällt.
Die Polarwinkelakzeptanz ist durch das Spurkammersystem beschränkt. In der Analyse wird ein Polarwinkelbereich von $20° < \theta < 160°$ gefordert, um die Spuren im

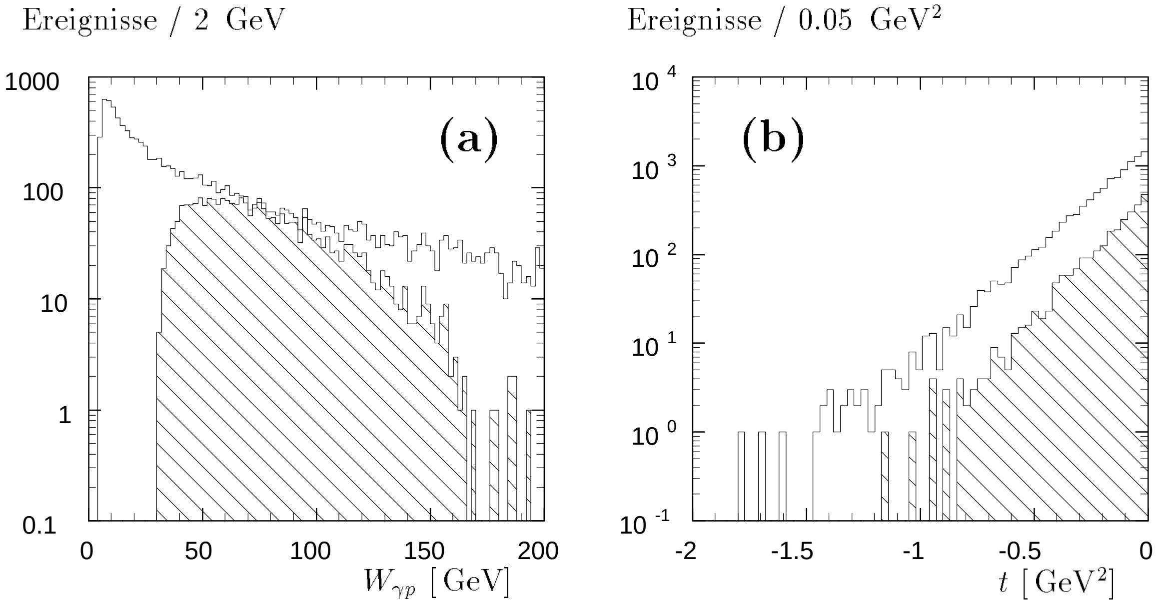


Abbildung 3.3: *Abbildung (a) zeigt $W_{\gamma p}$ vor und nach Einschränkung des Polarwinkelbereichs (schraffiert) für das Elektron–Positron–Paar. In (b) ist die t–Verteilung des elastischen Monte–Carlo–Generators dargestellt.*

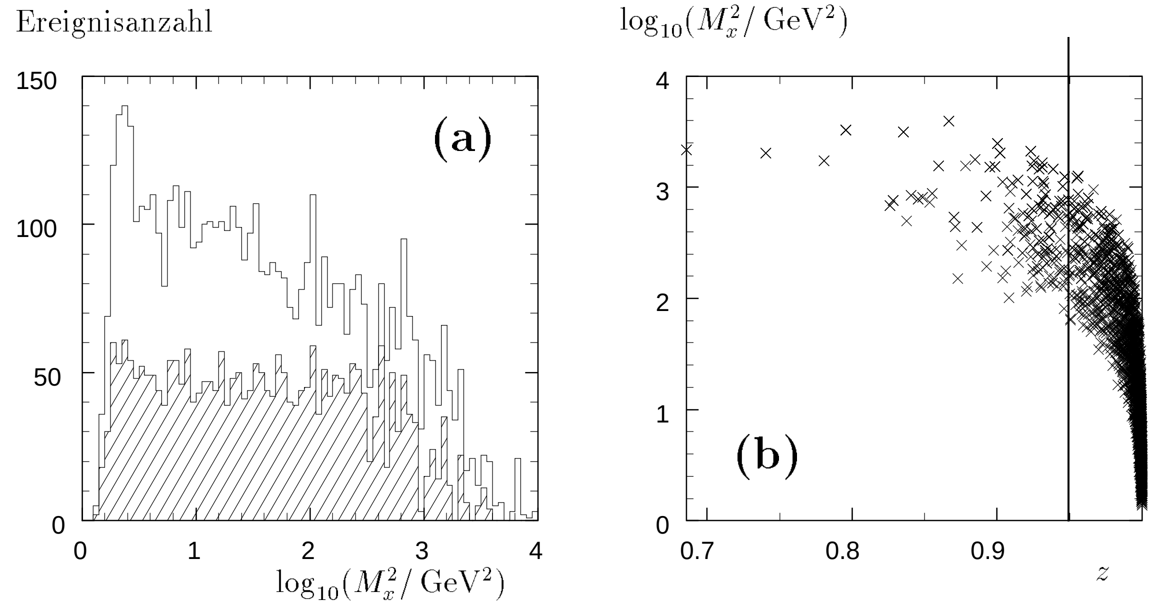


Abbildung 3.4: *In Abbildung (a) wird die M_x^2-Verteilung vor und nach dem Polarwinkelschnitt gezeigt. In (b) ist die Korrelation zwischen der z–Verteilung und M_x^2 nach dem Polarwinkelschnitt dargestellt. Mit einem Schnitt von $z > 0.95$ läßt sich die Protondissoziation nicht vollständig unterdrücken.*

zentralen Spurkammersystem zu rekonstruieren und die zugehörige Energie im Kalorimeter nachweisen zu können. In Abbildung 3.3 (a) wird gezeigt, wie der Polarwinkelschnitt den $W_{\gamma p}$–Bereich der Messung einschränkt. Abbildung 3.1 zeigt diesen Bereich für y und Q^2, der durch x gekennzeichnet wird.
Der mittlere Steigungsparameter $< b >$ für Monte–Carlo–Ereignisse wird aus einer Anpassung anhand der t–Verteilung gewonnen (siehe Abbildung 3.3 (b)). Hierfür werden nur Ereignisse im Polarwinkelbereich von $20° < \theta < 160°$ verwendet. Für elastische Ereignisse beträgt $< b >^{MC}_{el.} = (6.33 \pm 0.09)$ GeV^{-2}. Im Fall der Protondissoziation verkleinert sich der mittlere Steigungsparameter auf $< b >^{MC}_{p-diss.} = (1.89 \pm 0.05)$ GeV^{-2}.
Abbildung 3.4 (a) zeigt die M_x^2-Verteilung für die Protondissoziation. In 3.4 (b) deutet die Korrelation zwischen der z–Verteilung und M_x^2 darauf hin, daß der in den bisherigen Experimenten übliche Schnitt $z > 0.95$ unter HERA–Bedingungen nicht ausreicht, um Protondissoziation zu unterdrücken.

3.3 Die Simulation von Untergrundereignissen

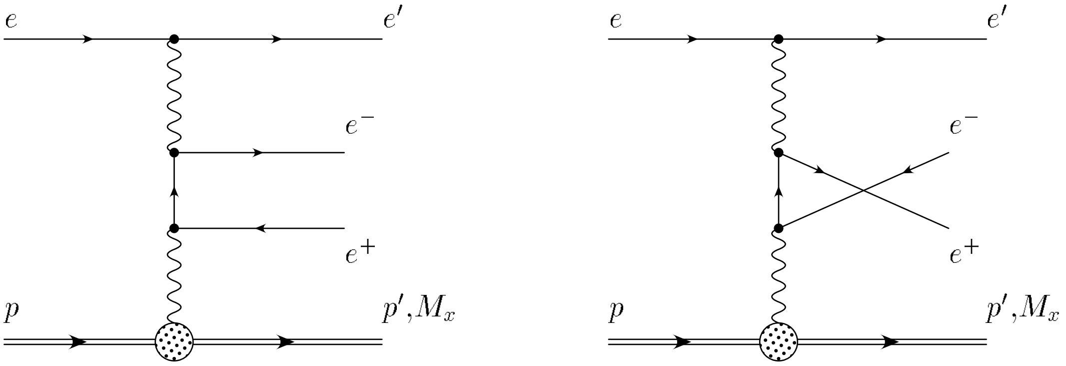


Abbildung 3.5: *Die wichtigsten QED–Graphen zur Erzeugung von Elektron–Positron–Paaren durch zwei Photonen in der ep–Streuung. Eine vollständige Übersicht aller im Generator LPAIR verwendeter Graphen findet sich in [Ver83]. In der ep–Streuung wird das Proton entweder elastisch gestreut ($M_x = m_p$), oder es zerfällt in den hadronischen Zustand M_x.*

Neben experimentell bedingtem Untergrund (Strahlwand- und Strahlgaswechselwirkung sowie Myonen aus kosmischen Schauern) gibt es einen physikalischen Untergrund zum Zerfall des J/ψ–Mesons in ein e^+e^-–Paar. Dieser Untergrund wird durch e^+e^-–Paare aus der Photon–Photon–Wechselwirkung gebildet, wobei die Ereignisse in ihrer Topologie nicht von den e^+e^-–Ereignissen der J/ψ–Produktion zu unterscheiden sind.
Die Quanten–Elektrodynamik (QED) erlaubt eine Berechnung der Beiträge aus der Photon–Photon–Wechselwirkung. Abbildung 3.5 zeigt die Graphen mit den wich-

tigsten Beiträgen zum Wirkungsquerschnitt. Der Monte–Carlo–Generator LPAIR [Ver83] simuliert die ep–Streuung. Die Kopplung des Photons an das Proton muß die endliche Ausdehnung des Protons berücksichtigen. Es wird eine Korrektur durch die Dipol–Formfaktoren G_E und G_M für das Proton eingeführt. Im Fall der inelastischen Streuung des Protons, wird die γp–Streuung durch die Proton–Strukturfunktion parameterisiert. Eine ausführliche Beschreibung des LPAIR Generators findet sich in [Due94]. Zusammenfassend wird dort die Abweichung im Wirkungsquerschnitt zwischen der Berechnung mit den Dipol–Formfaktoren und experimentellen Daten mit maximal 3 % für die elastische und mit maximal 6 % (Proton–Strukturfunktionen) für die inelastische γp–Streuung abgeschätzt.
Folgende Wirkungsquerschnitte wurden für e^+e^-–Paare von LPAIR vorhergesagt:

Schnitte auf das e^+e^-–Paare	
$15^\circ < \theta < 165^\circ$ $E > 0.5\,\mathrm{GeV}$ $p_T > 0.2\,\mathrm{GeV}$	
Proton–Vertex	σ_{ep} $[pb]$
elastisch	1954
inelastisch $Q^2 < 5\,\mathrm{GeV}^2$	516
inelastisch $Q^2 > 5\,\mathrm{GeV}^2$	40

Die Ereignisse wurden für eine integrierte Luminosität von 10 pb^{-1} generiert und später auf die gesamte untersuchte Luminosität normiert. Dies erlaubt unter Verwendung der Monte–Carlo–Simulation eine Vorhersage der e^+e^-–Paare aus der Photon–Photon–Wechselwirkung im J/ψ–Signal.

Kapitel 4

Die Datenselektion

In dieser Arbeit werden die in der zweiten Hälfte der HERA–Betriebsperiode von 1994 genommenen H1–Daten ausgewertet. Dabei handelt es sich um Positron–Proton–Kollisionen mit einer integrierten Luminosität von 2.1 pb^{-1}.
Maßgeblich wird die Datenselektion vom Trigger beeinflußt, der über die Aufzeichnung eines Ereignisses entscheidet. Dieser wird im ersten Abschnitt beschrieben. Dann folgen die Abschnitte über die Selektionskriterien für das Auffinden von Spurpaaren im Spurkammersystem, ergänzt durch die Elektronenidentifikation mit Hilfe des Flüssig–Argon–Kalorimeters (LAC).

4.1 Der Trigger für die e^+e^-–Paare

Zum Nachweis von Ereignissen mit e^+e^-–Spurpaaren wurde ein spezieller Trigger zusammengestellt. Dieser bevorzugt Ereignisse mit nur zwei Spuren im Zentralbereich des Detektors und verlangt zusätzlich eine Signatur, die auf den Zerfall des J/ψ–Mesons in ein e^+e^-–Paar hinweist. Entweder handelt es sich um eine koplanare Signatur der Spuren in der $r\phi$–Ebene, oder einer Spur kann Energie im Kalorimeter zugeordnet werden. In diesem Abschnitt werden die Triggerelemente vorgestellt, aus denen die Subtrigger zusammengesetzt sind, die für die Ereignisselektion wichtig sind.

t_0 Signal

Um keine Totzeit während der L1–Triggerentscheidung einzuführen, werden die von den einzelnen Detektorkomponenten genommenen Daten in einem Pipeline–System gespeichert. Bei einer positiven Entscheidung eines L1–Subtriggers ist eine Zuordnung zwischen der Triggerentscheidung und der Zeitscheibe des zugehörigen Ereignisses nötig. In den hier verwendeten Subtriggern liefern die zentralen und vorderen Proportionalkammen, der Driftkammertrigger sowie das BEMC dieses t_0 Signal.

Der Flugzeitzähler TOF

Zusätzlich zu den Teilchen aus den ep–Kollisionen dringen weitere Teilchen aus Kollisionen, die vor dem Wechselwirkungspunkt stattfinden, in den Detektor ein. Diese Teilchen lösen 13 ns früher ein Signal im TOF–Zähler aus, als Teilchen aus der ep–Kollision. Fallen TOF–Signale in einen Zeitbereich, die von ep–Kollisionen herstammen, wird das Triggerelement für eine ep–Wechselwirkung gesetzt `TOF-IA`. Fällt das Signal in einen Zeitbereich für Untergrundereignisse, wird `TOF-BG` aktiviert. Dieselbe Funktionsweise gilt für den FTOF–Zähler in Vorwärtsrichtung bei $z = +7m$.

Der BEMC–Trigger

Dieser Trigger soll zum Nachweis des gestreuten Strahl–Elektrons (Positrons) dienen, welches in einem Polarinkelbereich von $154° < \theta < 177°$ das BEMC erreicht. Werden mehr als 7 GeV im BEMC deponiert, spricht das Triggerelement (`BSET-CL2`) an. Das Vetosignal `BSET-SDV` unterdrückt das Auslösen des Triggers durch Teilchen, die aus Rückwärtsrichtung das BEMC durchqueren.

Der Driftkammertrigger

Es soll mindestens eine Spur im zentralen Spurkammersystem aus dem ep–Wechselwirkungsbereich den Trigger ansprechen. Die Signale der zentralen Driftkammern CJC1, CJC2 werden im $r\phi$–Trigger ausgenutzt, der auf Spuren geladener Teilchen mit einem transversalen Impuls $p_T > 450\,\text{MeV}$ anspricht. Als Nachweismethode dient der Vergleich der Driftkammersignale mit Bitmasken, die eine vom Vertex kommende Spur representieren. Eine detailierte Beschreibung findet sich in [Wol92]. Als Triggerelemente werden hier (`dcrphi-tha`, mindestens eine Spur mit $p_T > 450\,\text{MeV}$) und (`dcrphi-thneg`, die Spur muß von einem negativ geladenen Teilchen stammen) verwendet.

Der Proportionalkammertrigger

Die Proportionalkammern (CIP, COP), sowie die Proportionalkammer des ersten Supermoduls des Vorwärtsspurkammersystems liefern die Signale für diesen Trigger. Entlang der z–Achse sind die CIP und COP in 60 Segmente und in der $r\phi$–Ebene in 16 Segmente unterteilt. Bestimmte Koinzidenzen zwischen Segmenten der CIP und COP lassen auf Spuren schließen, die vom Ereignisvertex stammen. Solche Koinzidenzsignale werden auch *Rays* genannt. Jeder Schnittpunkt eines Ray mit der z–Achse, erzeugt im sogenannten z–Vertex–Histogramm einen Eintrag. Das Histogramm ist in 16 Intervalle unterteilt und umfaßt eine Region von $z = \pm 44\,\text{cm}$. Rays

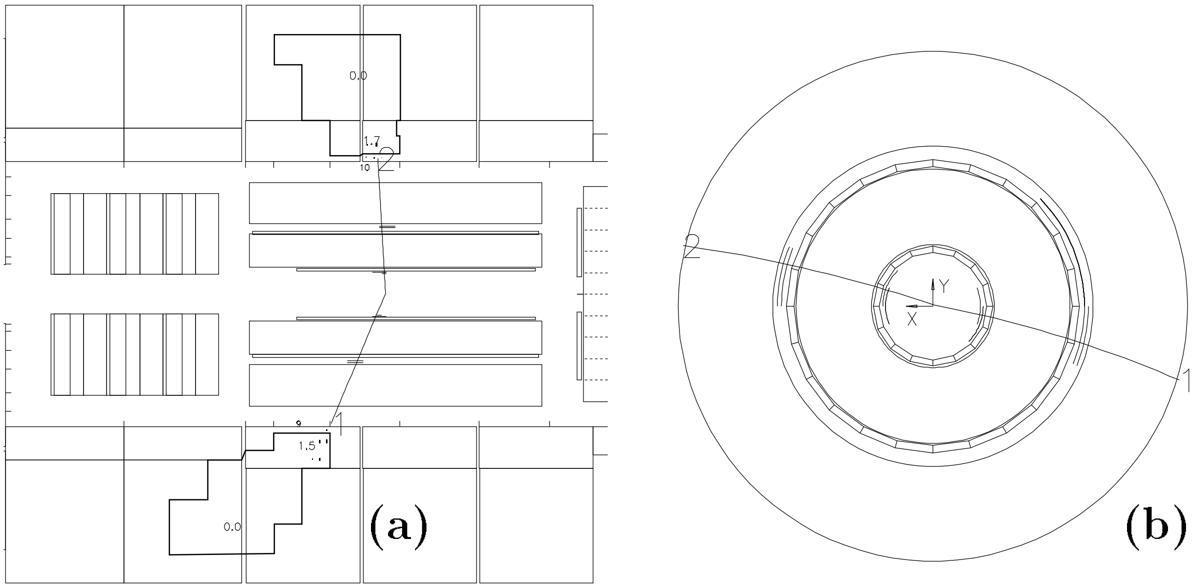


Abbildung 4.1: *Abbildungen (a) und (b) erläutern die Funktionsweise des Triggers. (a) zeigt ein $J/\psi \rightarrow e^+e^-$–Ereignis in der rz–Ansicht. Das e^+e^-–Paar löst Signale in den Proportionalkammern aus, die die Ray–Information für den z–Vertex–Trigger liefern. Weiterhin sprechen die Segmente des Kalorimetertriggers an, die ein weiteres Triggerelement liefern. In (b) wird die MWPC–Information in der rϕ–Projektion gezeigt. Die beiden Spuren liegen koplanar zueinander. Dies löst das Triggerelement* `topo--BR` *aus.*

aus der logischen Veroderung mit t_0–Signalen der zentralen und vorderen Proportionalkammern bilden das `ray-t0`. Um Ereignisse zu verwerfen, deren Wechselwirkung in Rückwärtsrichtung ($z < 1\,m$) außhalb der Vertex–Region stattgefunden haben, bilden die Signale der CIP in Rückwärtsrichtung das `CIP-bwd` Veto–Triggerelement. Speziell für Ereignisse mit geringer Multiplizität, wie es für die elastisch erzeugten J/ψ–Ereignisse der Fall ist, wurde das Triggerelement `zvtx-cls` gebildet. Sämtliche Einträge des Histogramms müssen sich in drei benachbarten Bins befinden. Dies ist für Ereignisse mit zwei Spuren im Detektor meistens der Fall. Ereignisse mit hoher Multiplizität werden dagegen durch die Clusterbedingung unterdrückt.

Die Rays werden als zusätzliche Spursignale für den Kalorimetertrigger verwendet (siehe nächsten Abschnitt). Weiterhin kann mit Hilfe von zwei Rays eine topologische Bedingung in der rϕ–Ebene `topo-BR` gebildet werden. Dieses Triggerelement ist aktiv, wenn zwei Rays entgegengesetzt zueinander in der rϕ–Ebene orientiert sind. Die Ray–Segmente brauchen nicht genau koplanar zueinander angeordnet sein, denn die Koplanaritätsbedingung wird durch das Hinzunehmen eines benachbarten ϕ–Segments gelockert.

Der Kalorimetertrigger

Durch den Kalorimetertrigger ist ein Auslösen des L1–Triggers durch Elektronen ab einer Kalorimeterenergie von 1.5 GeV je Elektron möglich. Diese geringe Energie liegt nur $4\,\sigma$ oberhalb des typischen Rauschsignals eines Kalorimetersegments. Deshalb muß dieser Trigger mit einer Spurkammerinformation kombiniert werden.
Parallel zur eigentlichen Auslese der 45000 elektronischen Kanäle des LAC–Kalorimeters wird vom LAC–Triggersystem die L1–Triggerinformation bereitgestellt. Gegenüber der eigentlichen Auslese ($\approx 2.7\,\mu$s) werden die Signale im Triggersystem über eine kürzere Zeit ($\approx 500\,$ns) integriert, wodurch die Präzision der Energiemessung verringert und durch den Einfluß von Rauschsignalen die Triggerschwelle verschmiert wird.
Die Signale der einzelnen Kanäle werden in sogenannten Trigger–Towern (TT) zusammengefaßt und innerhalb eines Towers summiert. Die TT bilden Projektionen zum Wechselwirkungspunkt, wobei sie das Kalorimeter in $23\,\theta$– und in bis zu $32\,\phi$–Bereiche unterteilen. Falls die Energiesumme eines TT im elektromagnetischen oder im hadronischen Kalorimeter eine Schwelle (AGM–Schwelle) überschreitet, wird das Signal weiterverarbeitet. Diese Schwelle betrug 1994 nominell 1 GeV und varrierte je nach TT–Position um ±100 MeV.
Je nach θ–Region werden 1 - 4 TT zu einem Big–Tower (BT) zusammengefaßt. Das Kalorimeter ist insgesamt in 240 elektromagnetische und 240 hadronische BT segmentiert. Die analogen BT–Signale werden durch schnelle Analog–Digital–Wandler (FADC) mit einer Auflösung von 0.125 GeV je FADC–Einheit digitalisiert.
Fällt ein BT–Signal mit einem Ray aus dem Proportionalkammertrigger zusammen

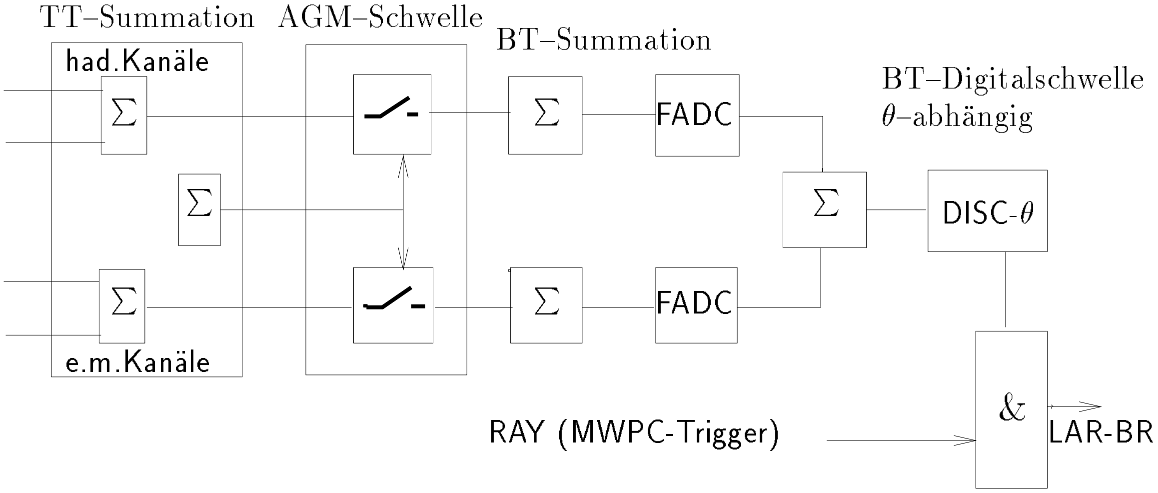


Abbildung 4.2: *Schematische Darstellung des LAC–Triggers mit den hier relevanten Funktionen, um das* `LAR-BR` *Triggersignal zu erzeugen.*

und der FADC–Inhalt übersteigt eine θ–abhängige Schwelle (1.5 GeV für die Kalorimeterbereiche FB, CB und BBE), dann wird das Triggerelement `LAR-BR` ausgelöst. Eine Übersicht über den hier erläuterten Teil des LAC–Triggers ist in Abbildung 4.2 zu sehen.
BT–Signale, die zum IF–Kalorimeter gehören (vergleiche mit Abbildung 2.4), werden summiert und bilden das Triggerelement `LAR-IF`. Dieses spricht ab einer Energieschwelle von 2 GeV an.

Monitortrigger

Monitortrigger dienen zur Untersuchung des Ansprechverhaltens der zuvor erläuterten Triggerelemente. Diese veranlassen die Aufzeichnung eines Ereignisses unabhängig vom L1–Subtrigger, welcher untersucht werden soll. Typische Monitortrigger sind `zvtx-t0`, `dcrphi-t0` oder `lar-t0`.

4.1.1 Die verwendeten L1-Subtrigger

Die in 4.1 vorgestellten Triggerelemente liefern je nach Element Triggerraten im Bereich einiger kHz. Erst die Kombination der Triggerelemente ermöglicht Raten unter 10 Hz pro Subtrigger, die für die weitere Datennahme akzeptabel sind. Folgende L1–Subtrigger werden in der Datenselektion verwendet:

Kalorimetertrigger	**S52:**	`zvtx-cls & dcrphi-tha & LAR-BR` `& no LAR-IF & BG-Veto`
Topologischer Spurtrigger	**S54:**	`zvtx-cls & dcrphi-thneg & topo-BR` `& BG-Veto`
BEMC-Trigger	**S00:**	`BSET-CL2 & BSET-SDV & no TOF-BG` `& ( FToF-IA or no FToF-BG )`

Die globalen Triggerelmente von der CIP und den TOF–Systemen zur Unterdrückung von Untergrundereignissen werden durch:
`BG-Veto` = `no TOF-BG & no CIP-bwd & ( FToF-IA or no FToF-BG )` abgedeckt.

4.1.2 Der L4–Trigger

Mit dem L4–Trigger ist es auf einem System von Prozessoren möglich, eine vereinfachte Rekonstruktion der Daten durchzuführen. Für die hier verwendete Selektion sind die folgenden Algorithmen von Bedeutung:

- Für die Subtrigger **S52** und **S54** muß mindestens eine Spur ein minimales $p_t > 0.25\,\mathrm{GeV}$ haben und die Vertexprojektion muß im Bereich $|z| < 40\,\mathrm{cm}$ liegen. Zusätzlich ist eine negativ geladene Spur erforderlich. Außerdem werden Ereignisse mit kosmischen Myonen verworfen, die sich durch Spuren im instrumentierten Eisen auszeichnen.

- Für den Subtrigger **S52** muß eine Spur auf einen Kalorimeterbereich zeigen, der mindestens eine Energie von 500 MeV in einem Zylinder mit

  $$\sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.5$$

  aufweist. $\eta = -\ln\tan\theta/2$ ist die Pseudorapidität der Spur.

Erst wenn diese Bedingungen für den jeweiligen Subtrigger erfüllt sind, wird das Ereignis permanent aufgezeichnet.

4.2 Die Spurselektion

Die Rohdaten werden im nächsten Schritt vollständig rekonstruiert, nach physikalischen Gesichtspunkten in Klassen eingeteilt (L5) und auf DST–Datensätze geschrieben. Diffraktive J/ψ–Kandidaten sind als Ereignisse mit geringer Spurmultiplizität $n \leq 3$ und an einem Spurpaar mit einer rekonstuierten Masse um 3.1 GeV zu erkennen. In dem mit J/ψ–Mesonen angereicherten Datensatz wird ein Massenschnitt $m > 1.5\,\mathrm{GeV}$ für das Spurpaar gemacht.
Zur Massenrekonstruktion werden nur Spuren verwendet, die folgende Gütekriterien genügen:

Bei allen Spuren muß es sich um vertexangepaßte Spuren handeln. Das bedeutet, daß der Ereignisvertex zur Spuranpassung hinzugezogen wird. Dazu wird für eine Datennahmeperiode von maximal 2 Stunden (RUN) die xy–Position des ep–Wechselwirkungspunktes (RUN–Vertex) mit Hilfe von Vielspurereignissen bestimmt. Die z–Position kann von Ereignis zu Ereignis variieren und muß gesondert in jedem Ereignis rekonstruiert werden. Eine Beschreibung zur Bestimmung des RUN–Vertex findet sich in [Gel94].

Spurkriterien		
(a)	$\|z\| < 40\,\mathrm{cm}$	für den rekonstruierten Ursprung der Spur am Wechselwirkungspunkt.
(b)	$p_T > 0.2\,\mathrm{GeV}$	minimaler Transversalimpuls.
(c)	$20^\circ < \theta < 160^\circ$	Polarwinkelbereich, der durch CJC1 überdeckt wird.
(d)	$\Delta r > 15\,\mathrm{cm}$	minimale radiale Länge der Spur im zentralen Spurkammersystem.

Tabelle 4.1: *Gütekriterien für eine Spur, die zur J/ψ–Massenrekonstruktion herangezogen wird.*

Da elastische $J/\psi \rightarrow e^+e^-$–Kandidaten untersucht werden sollen, sind nur Ereignisse erlaubt, bei denen die beiden Spuren des e^+e^-–Paares rekonstruiert werden. Falls mehrere Spuranpassungen für dieselbe Spur durch die Rekonstruktion ermittelt wurden, wird die Spuranpassung mit der größten radialen Länge Δr zur Massenrekonstruktion gewählt. Treten zusätzlich zum Vertex zeigende Spuren im Spurkammersystem auf, die nicht zum e^+e^-–Paar gehören, dann wird das Ereignis verworfen. Eine Ausnahme bilden Ereignisse, bei denen das gestreute Strahlpositron im BEMC–Kalorimeter nachgewiesen wurde. In diesem Fall wird die zum Positron zugehörige Spur als dritte Spur zugelassen.
In der Abbildung 4.3 wird die Massenverteilung für Spurpaare nach Anwendung der zuvor erläuterten Schnitte gezeigt. Als Massenhypothese wird jeder Spur die Elektronmasse zugeordnet. Um den Zerfallskanal $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ zu unterdrücken, wurde zusätzlich gefordert, daß keine Myonspur im instrumentierten Eisen zu finden ist. Eine Übersicht der selektierten Ereignisse liefert Tabelle 4.2.

Massenbereich	Spurkombination	Ereignisanzahl
$m > 1.5\,\mathrm{GeV}$	entgegengesetzte Ladung	30919
	gleiche Ladung	3298
$\lvert m - m_{J/\psi}\rvert < 275\,\mathrm{MeV}$	entgegengesetzte Ladung	967
	gleiche Ladung	57
	Signal	432
	Untergrund	592

Tabelle 4.2: *Übersicht über die Ereignisanzahl von Zweispurereignissen im gesamten und im J/ψ–Massenbereich. Die Ereigniszahlen, die mit Signal bezeichnet werden, liegen über einer linearen Anpassung des Untergrundes. Die unter der Anpassung werden Untergrund genannt.*

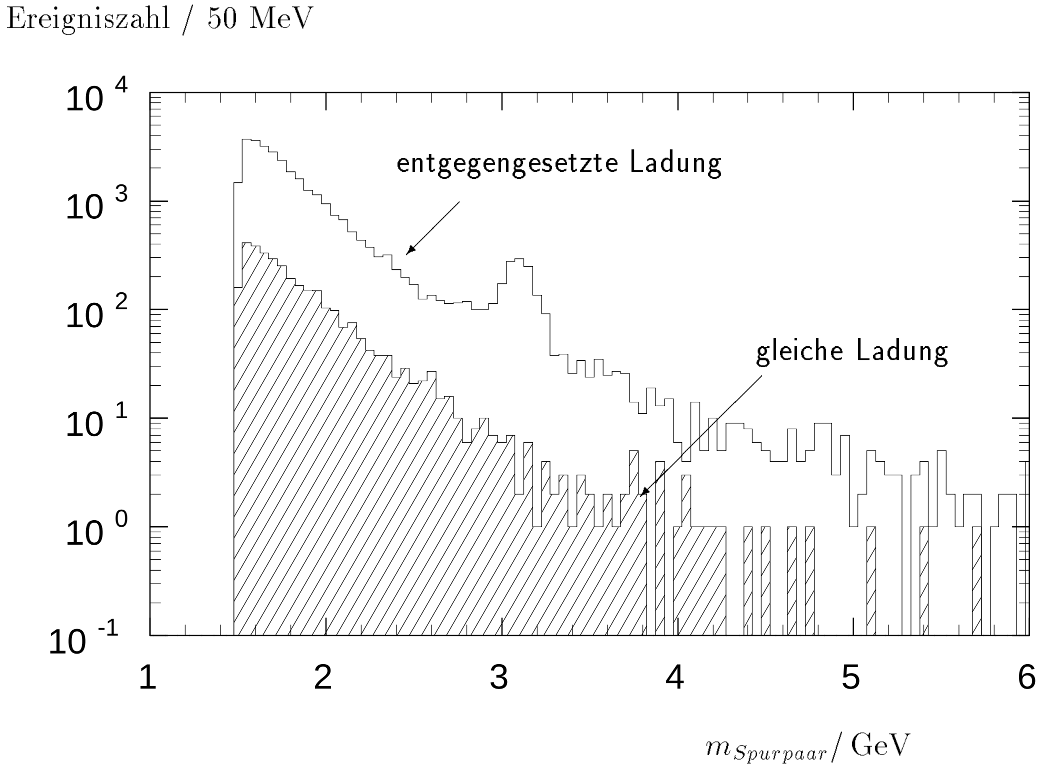


Abbildung 4.3: *Die Abbildung zeigt die Massenverteilung für die selektierten Zweispurereignisse. Ereignisse mit einer Myonspur im instrumentierten Eisen wurden unterdrückt. Deutlich ist das J/ψ–Signal für die entgegengesetzt geladene Spurkombination erkennbar. Der Anteil an Ereignissen mit gleich geladener Spurkombination beträgt etwa 10 %. Es wurden Spuren in einem Polarwinkelbereich* $20° < \theta < 160°$ *zugelassen.*

4.3 Der Nachweis der Elektronen

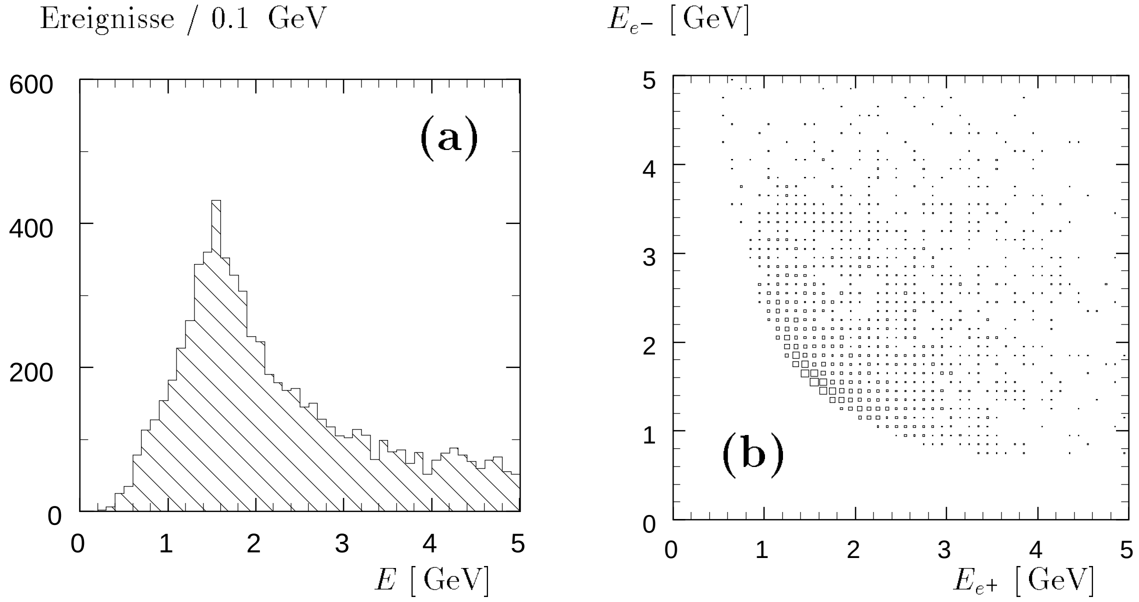


Abbildung 4.4: *Die Abbildungen (a) und (b) zeigen die Energieverteilung der Elektronen aus dem J/ψ–Zerfall für das Monte–Carlo–Modell. Abbildung (a) zeigt das Energiespektrum der Elektronen und (b) die Korrelation zwischen den Energien des e^+e^-–Paares für einen Polarwinkelbereich von* $20° < \theta < 160°$.

Die Abbildung 4.3 zeigt deutlich, daß eine Spurpaarselektion ohne Teilchenidentifikation nicht ausreicht, um das $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ Signal vom Untergrund zu unterscheiden. In diesem Abschnitt wird das LAC–Kalorimeter zur Identifikation des e^+e^-–Paares mit hinzugezogen. Abbildung 4.4 zeigt die Energieverteilung der Elektronen aus dem J/ψ–Zerfall für den Monte–Carlo–Generator. Diese hat ihr Maximum bei 1.5 GeV. In der Standardauswertekette bei H1 wird das gestreute Elektron (Positron) ab einer Energie von 5 GeV im LAC identifiziert. Zum J/ψ–Nachweis sind deshalb andere Verfahren für den Elektronnachweis bei niedrigen Energien notwendig.

4.3.1 Die Nachweismethode

Zum Nachweis der Elektronen aus dem J/ψ–Zerfall wird die Spurkammer- und die Kalorimeterinformation genutzt.

Aus der rekonstruierten Spur, die die Gütekriterien nach Tabelle 4.1 erfüllen muß, wird entlang einer Helix bis zum elektromagnetischen Teil des LAC extrapoliert (siehe Abbildung 4.5). Dann wird für das elektromagnetische LAC innerhalb eines

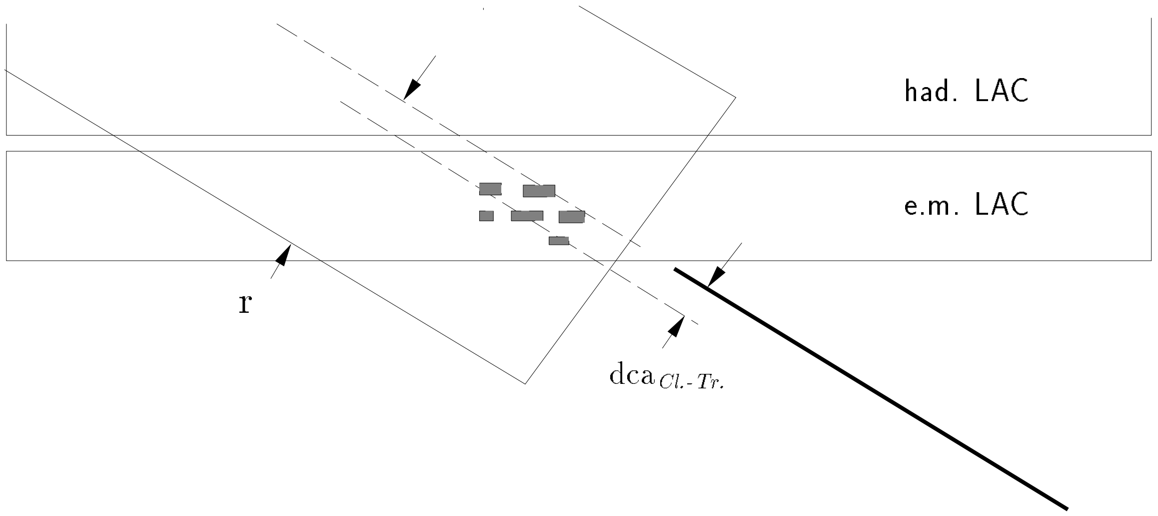


Abbildung 4.5: *Die Skizze zeigt die Interpolation der rekonstruierten Spur vom Spurkammersystem zum LAC.*

Zylinders mit dem Radius $r = 15\,\mathrm{cm}$ die rekonstruierte Energie der Kalorimeterzellen $E^{e.m.}_{cell}$ summiert.

$$E_{e.m.} = \sum_{r<15cm} E^{e.m.}_{cell}$$

dca $_{Cl.\text{-}Tr.}$ sei der Abstand zwischen dem Eintrittspunkt der Spurinterpolation ins Kalorimeter und der Ortskoordinate des Mittelpunktes der ersten Zelle, die angesprochen hat. Im Mittel beträgt dca $_{Cl.\text{-}Tr.} \approx 3\,\mathrm{cm}$, wobei im Vorwärtsbereich für $\theta \to 20^\circ$ dca $_{Cl.\text{-}Tr.}$ Werte bis zu 5 cm annehmen kann.

Die Energierekonstruktion im LAC

Die Pulshöheninformation aus den Kalorimeterzellen wird zunächst in Energie pro Zelle umgeformt, wobei diese auf eine elektromagnetische Skala geeicht ist. Dann werden im LAC Zellen gesucht, die ein Signal von mehr als $4\sigma_{noise}$ Standardabweichungen zum Rauschspektrum haben. In der Nachbarschaft dieser Zellen werden alle Zellen von mehr als $2\sigma_{noise}$ berücksichtigt, während alle anderen Zellen unterdrückt werden. Alle Zellen mit einem Signal werden zu sogenannten *Clustern* zusammengefaßt [Goe91]. Jedem Cluster wird eine Clusterenergie zugeordnet. Um daraus die Energie einfallender Teilchen zu berechnen, müssen Korrekturen angebracht werden, da die im Kalorimeter nachgewiesenen Teilchen schon im Kyrostaten Energie verloren haben können. Die elektromagnetische Energie wird auf die zwischen rekonstruierten Cluster und dem Spurkammersystem liegende inaktive Materie korrigiert. Bisher wurde in der Energierekonstruktion nicht zwischen Elektronen und Hadronen unterschieden. Der Algorithmus zur Clusterbildung ist so ausgelegt, daß Elektronen und Photonen möglichst in einem Cluster zusammengefaßt werden, während Hadronen mehrere Cluster erzeugen [Goe91], die ins hadronische Kalorimeter hineinreichen können.

4.3.2 Die Trennung von Pionen und Elektronen

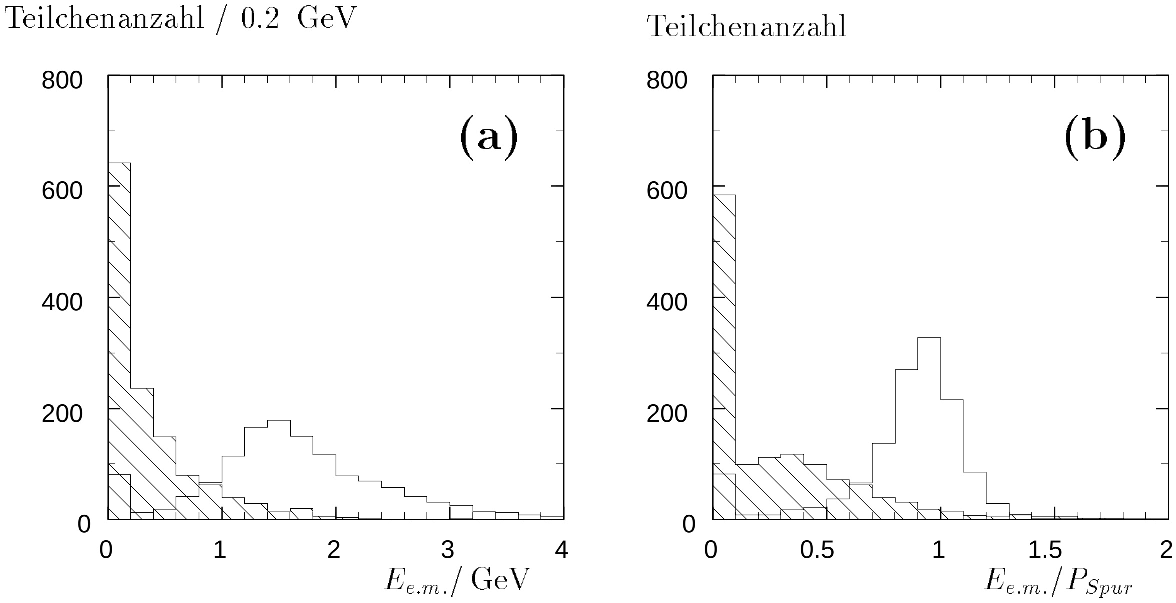


Abbildung 4.6: *Vergleich zwischen Elektronen aus dem Zerfall des J/ψ–Mesons (Monte–Carlo–Modell) und Pionen aus Photoproduktionsdaten.*
Abbildung (a) zeigt die Energieverteilung der Elektronen und Pionen nach der Rekonstruktion der elektromagnetischen Energie im LAC und Abbildung (b) das Verhältnis zwischen rekonstruierter Energie im LAC und dem Impuls des Spurkammersystems. Elektron- und Pionverteilungen (schraffiert) sind auf die gleiche Anzahl von Einträgen normiert.

Die Kalorimeterinformation wird dazu benutzt, Elektronen von Hadronen zu trennen. Für Pionen dominiert die hadronische Wechselwirkung im Kalorimeter. Das Ansprechverhalten des elektromagnetischen LAC ist für Hadronen geringer als für Elektronen. Ein Vergleich der Impulsmessung im Spurkammersystem mit der im elektromagnetischen LAC gemessenen Energie kann zur Unterscheidung von Elektronen und Hadronen genutzt werden.
In Abbildung 4.6 (b) ist zu erkennen, daß die Energie der Elektronen fast vollständig im Kalorimeter rekonstruiert wird ($E/P \approx 1$). Dies ist bei den Pionen nicht der Fall. Abbildungen 4.6 (a) und (b) zeigen, daß durch die Forderung eines minimalen

E/P–Verhältnis sowie einer minimalen elektromagnetischen Energie, Elektronkandidaten von Pionen getrennt werden können. Die Schnitte in Tabelle 4.3 werden zur Identifikation der Elektronkandidaten verwendet.

Selektionsschnitte	$E_{e.m.} > 0.8\,\mathrm{GeV}$	$E_{e.m.}/P_{Spur} > 0.6$

Tabelle 4.3: *Selektionsschnitte zum Erkennen eins Elektronkandidaten.*

Unterdrückung von Pionuntergrund

Die Unterdrückung von Pionen wurde anhand von Photoproduktionsdaten mit mehreren geladenen Spuren untersucht. Es wird dabei vorausgesetzt, daß sich unter den untersuchten Spuren vernachlässigbar wenige Elektronkandidaten befinden. Hierzu wurde eine Datenselektion verwendet, bei der das gestreute Elektron (Positron) im Elektrondetektor des Luminositätssystem nachgewiesen wurde. Ein Selektionsschnitt für Spurpaare ab einer Masse $m > 1.5\,\mathrm{GeV}$ stellt ähnliche kinematische Bedingungen wie für e^+e^-–Paare aus dem J/ψ–Zerfall sicher. Gehört eine Spur zu diesem Spurpaar, wird in derselben Weise die rekonstuierte Energie des Kalorimeters ermittelt, wie im zuvor beschriebenen Abschnitt. In der Abbildung 4.6 sind Verteilungen für die Pionkandidaten schraffiert dargestellt. Diese deponieren weitaus weniger Energie im Kalorimeter als die Elektronen.
Die Kombination beider Schnitte (siehe 4.3) unterdrückt den Pionuntergrund für Spurpaare mit einer Masse $m > 1.5\,\mathrm{GeV}$ auf einige % pro Spur (vergleiche mit Tabelle 4.4). Wendet man auf beide Spuren die Schnitte zur Elektronerkennung an, so läßt sich mit Hilfe der Untergrundereignisse aus der Massenverteilung (siehe Tabelle 4.2) die Anzahl der falsch identifizierten Spurpaare abschätzen. Für ≈ 30000 Untergrundereignisse werden maximal 180 Ereignisse erwartet, die als Elektronpaare

Abschätzung für den Pionuntergrund		
Masse des Spurpaares	eine Spur	beide Spuren
$m > 1.5\,\mathrm{GeV}$	8 %	0.6 %
$m > 2.5\,\mathrm{GeV}$	3 %	0.1 %

Tabelle 4.4: *Der erwartete Pionuntergrund nach Selektionsschnitten auf die Kalorimeterenergie und auf das E/P–Verhältnis für eine und für beide Spuren des Spurpaares.*

falsch identifiziert werden. Für Spurpaare mit $m > 2.5\,\mathrm{GeV}$ sind maximal 2 Ereignisse zu erwarten.
Die Nachweiswahrscheinlichkeit für das e^+e^-–Paar wird in Abschnitt 5.2 sowohl für Daten als auch für das Monte–Carlo–Modell untersucht.

4.4 Massenverteilung der e^+e^-–Paare

Jede Spur des Spurpaares aus der in Abschnitt 4.2 erläuteten Zweispurselektion muß in einem weiteren Selektionsschritt die Schnitte aus Tabelle 4.3 erfüllen. Nach Ausführung der Elektronidentifikation für das e^+e^-–Spurpaar verbleiben 673 e^+e^-–Kandidaten im Massenbereich $m > 1.5\,\mathrm{GeV}$. Davon haben 25 Ereignisse Spuren mit gleichem Ladungsvorzeichen, wobei sich im J/ψ–Massenbereich $|m - m_{J/\psi}| < 275\,\mathrm{MeV}$ nur ein Spurpaar mit gleicher Ladung befindet. Die Massenverteilung wird in Abbildung 4.7 gezeigt. Deutlich ist das J/ψ–Signal zu erkennen. Eine gaußförmige Anpassung des J/ψ–Signals ergibt ein Signalmaximum bei $m_0 = (3.08 \pm 0.02)\,\mathrm{GeV}$. Die Signalbreite beträgt $\sigma_{Daten} = 77\,\mathrm{MeV}$, die verträglich mit der durch das Monte–Carlo–Modell vorhergesagten Auflösung von $\sigma_{MC} = 65\,\mathrm{MeV}$ ist. Zur Bestimmung der Impulsauflösung aus der Signalbreite wird folgender Zusammenhang zwischen der rekonstruierten Masse und den Impulsen der Zerfallsteilchen ausgenutzt (4.1):

$$m_{12}^2 = 2p_1p_2(1 - \cos\beta_{12}) \tag{4.1}$$

Dabei wurden die Massen der Zerfallsteilchen p_1, p_2 vernachlässigt. β_{12} gibt den Winkel zwischen den beiden Spuren an. Als Vereinfachung wird angenommen, daß die Impulse beider Spuren gleich groß sind und $\beta_{12} \approx 180°$ beträgt. Für Spurpaare aus der Monte–Carlo–Simulation ergibt sich aus der Signalbreite eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p^2 \approx 1\%/\,\mathrm{GeV}$. Die Impulsauflösung verschlechtert sich für die Daten auf etwa $\sigma_p/p^2 \approx 1.3\%/\,\mathrm{GeV}$. In Abbildung 4.7 ist außerdem eine größere Anzahl (max. 15 % der J/ψ–Kandidaten) von Ereignissen zu erkennen, deren Masse etwa 100 - 200 MeV niedriger liegt als die J/ψ–Masse. Dies ist auf e^+e^-–Paare zurückzuführen, bei denen die Elektronen mit dem Strahlrohr oder mit weiterem Material der Spurkammern wechselwirken. Dieser Effekt wird in der Monte–Carlo–Simulation berücksichtigt (siehe 4.7 (Histogramm)). Zur Vermeidung weiterer Beiträge zum systematischen Fehler durch diesen Effekt wurde der Massenbereich für J/ψ–Kandidaten von $|m - m_{J/\psi}| < 150\,\mathrm{MeV}$ auf $|m - m_{J/\psi}| < 275\,\mathrm{MeV}$ vergrößert.
In Abbildung 4.7 (schraffiert) werden für den QED–Untergrund im J/ψ–Massenbereich nach allen Selektionsschnitten 36 $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ Kandidaten erwartet. Dies gilt für das auf die integrierte Luminosität normierte MC–Modell. Die Ereigniszahlen im J/ψ–Massenbereich sind in Tabelle 4.5 aufgeführt. Die J/ψ–Kandidaten wurden nachträglich visuell überprüft, wobei es aber zu keiner weiteren Selektion kam:

- Die Ereignisse mit dem gestreuten Strahl–Positron im BEMC wurden auf das Auslösen des BEMC–Triggers verifiziert, wobei 3 Ereignisse durch innere Dreiecksegmente getriggert wurden.

- Es sind 10 Ereignisse gefunden worden, die neben dem e^+e^-–Spurpaar zusätzliche Spuren im Vorwärtsspurkammersystem aufwiesen. Diese Ereignisse werden durch weitere Selektionsschnitte zur Findung von elastischen J/ψ–Kandidaten unterdrückt (siehe Abschnitt 4.7).

4.5 Bestimmung der integrierten Luminosität

Der Detektorzustand ändert sich von Zeit zu Zeit. Deshalb wird die Datenaufzeichnung in Datennahmeperioden (RUNs) von maximal zwei Stunden unterteilt. Für jeden RUN erfolgt eine Aufzeichnung über den Zustand einzelner Detektorkomponenten. Hierzu zählen die Hochspannung und die Verfügbarkeit der Ausleseelektronik. Jedem RUN wird die in diesem Zeitraum gesammelte Luminosität zugeordnet. Es werden nur RUNs verwendet, bei denen für alle verwendeten Detektorkomponenten die Hochspannung anlag, sowie die Detektorauslese funktionsfähig war. Dies gilt für die Summation der Luminosität und für die Selektion. Außerdem wurden nur für den Zeitraum vom 8.9.94 – 1.11.94 die Daten analysiert, da hier der Kalorimetertrigger mit niedrigen Energieschwellen zur Verfügung stand. Folgende Werte wurden für die integrierte Luminosität ermittelt:

Int. Luminosität	RUN 86629 - 90416
$\mathcal{L}$	2.344 pb^{-1}
$\mathcal{L}$ korrigiert	2.098 pb^{-1}

Die Datennahmeperioden mit verschobenen Wechselwirkungspunkt in $+z$–Richtung sind ausgeschlossen worden.
Abbildung 4.8 (a) zeigt die integrierte Luminosität in Abhängigkeit von der RUN–Nummer. Abbildung (b) stellt die Anzahl der e^+e^-–Paare pro Luminositätsintervall dar. Daraus ist über einen Zeitraum von zwei Monaten eine stabile Datennahme zu erkennen.

4.6 Der kinematische Bereich in z

Bisher beschränkte sich die Selektion auf die Identifikation von J/ψ–Kandidaten mit Hilfe von e^+e^-–Paaren. Die beiden folgenden Abschnitte beschäftigen sich mit dem kinematischen Bereich, in dem die Ereignisse selektiert wurden.
Eine wichtige Größe zur Charakterisierung der J/ψ–Kandidaten ist die Inelastizität

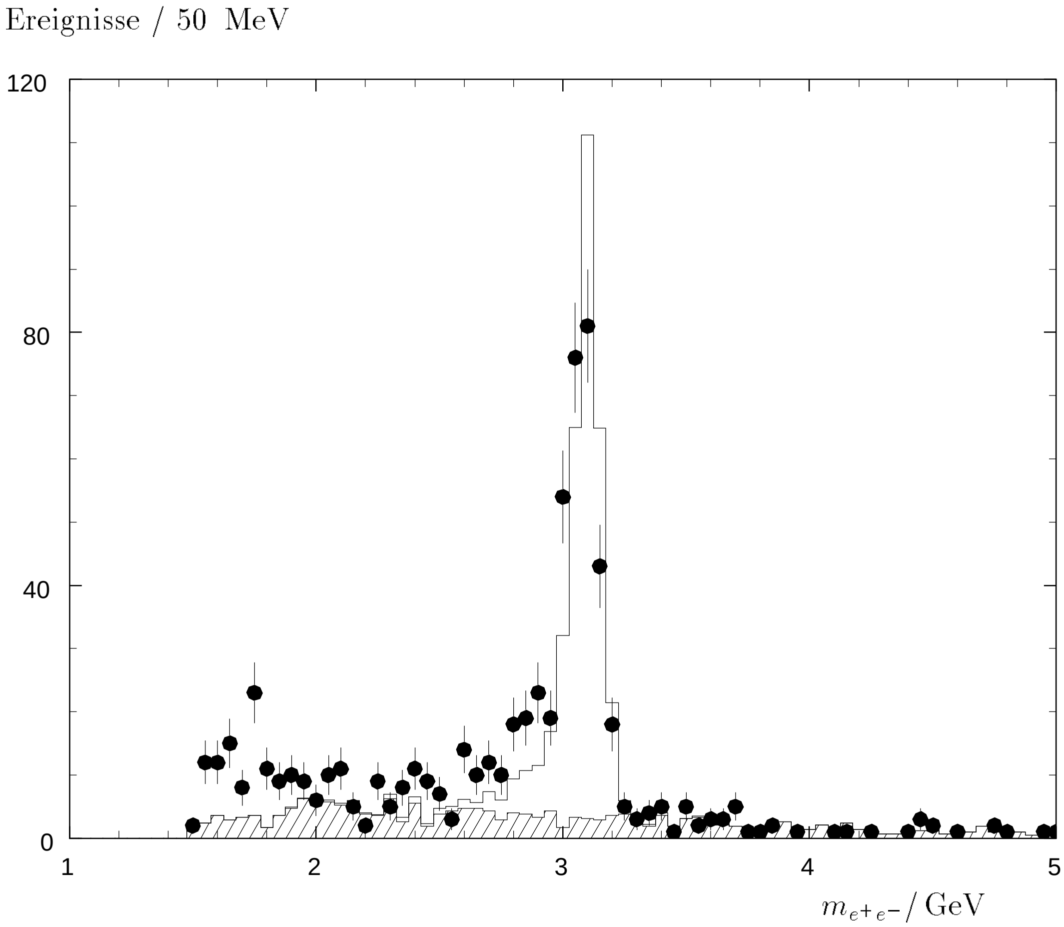


Abbildung 4.7: *Die Massenverteilung der* e^+e^-*–Kandidaten nach Zweispurselektion und Elektronerkennung. Die Punkte stehen für die Daten. Das MC–Modell ist den Daten als Histogramm überlagert und auf die Daten im Massenbereich* $|m - m_{J/\psi}| < 275\,MeV$ *des* J/ψ*–Mesons normiert. Die QED–Untergrundereignisse nach sämtlichen Selektionsschnitten sind schraffiert dargestellt. Deren Normierung entspricht der gesammelten Luminosität von* $\mathcal{L} = 2.1\ pb^{-1}$.

J/ψ–Kandidaten für $\lvert m - m_{J/\psi}\rvert < 275\,\mathrm{MeV}$	
Insgesamt	341
BEMC–getriggert	17
Untergrundereignisse aus exp. Anpassung von 2 - 6 GeV	43 ± 3

Tabelle 4.5: *Anzahl der Ereignisse im* J/ψ*–Massenbereich.*

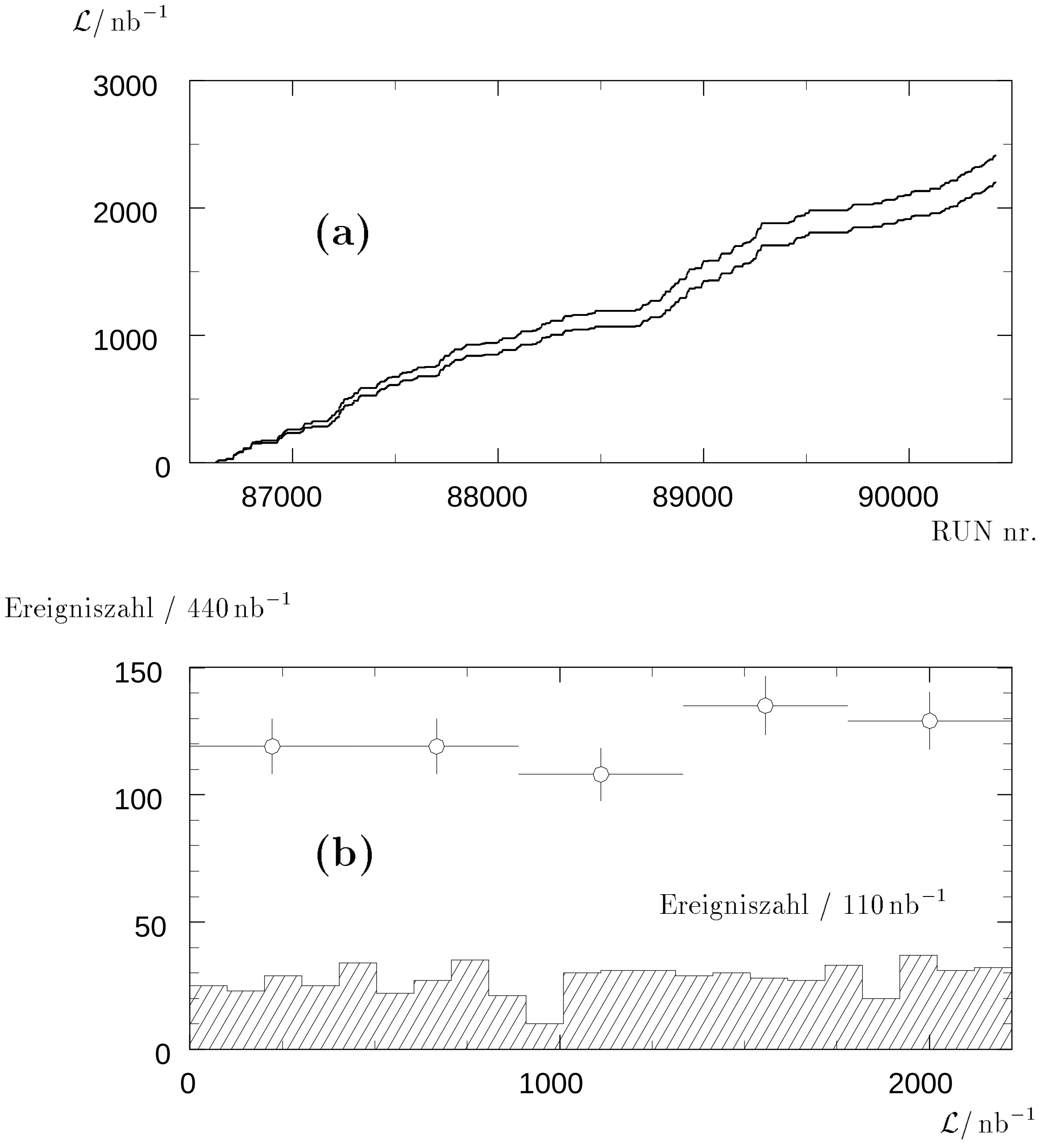


Abbildung 4.8: *Abbildung (a) zeigt die integrierte Luminosität über die Datennahmeperiode (obere Kurve). Die untere Kurve ergibt sich nach der Korrektur einzelner Datennahmeperioden, bei denen nicht alle verwendeteten Detektorelemente in Betrieb waren. Abbildung (b) zeigt für dieselbe Periode die Anzahl von selektierten* e^+e^-*–Paaren pro* $440\,nb^{-1}$*. Das überlagerte Histogram zeigt die gleichen Daten mit einer kleineren Intervallbreite.*

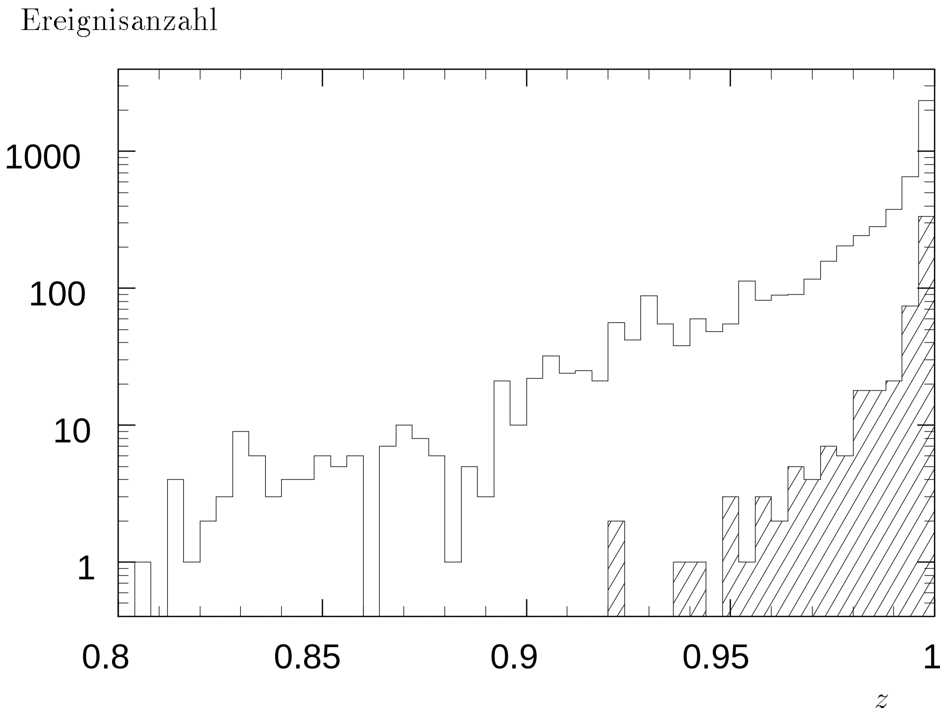


Abbildung 4.9: *z–Verteilung für das protoninelastische Monte–Carlo. Die schraffiert dargestellte Verteilung kennzeichnet alle J/ψ–Kandidaten, die die e^+e^-–Paar–Selektion erfüllen.*

z (siehe 1.3). Durch die Anwendung der Methode von Jacquet–Blondel [Blo79] können alle Beiträge zu y aus dem hadronischen Endzustand bestimmt werden. Mit $q + P = p_{J/\psi} + \sum_i p_i$ gilt:

$$y = \frac{2}{s}(p_{J/\psi} + \sum_i p_i - P) \cdot P = y_{J/\psi} + y_x \quad , \tag{4.2}$$

wobei $y_{J/\psi}$ den Beitrag vom e^+e^-–Paar des J/ψ–Mesons bildet

$$y_{J/\psi} = \frac{1}{2E_e}(E_{J/\psi} - p_{z,J/\psi}) \tag{4.3}$$

und y_x aus allen Beiträgen bestimmt wird, die nicht zum e^+e^-–Paar gehören:

$$y_x = \frac{1}{2E_e}\sum_i (E_i - p_{z,i}) \approx \frac{1}{2E_e}\sum_i p_i(1 - \cos\theta_i) \tag{4.4}$$

Die Inelastizität z läßt sich demnach durch die Beiträge $y_{J/\psi}$ und y_x ausdrücken [Sel95]:

$$z = \frac{P \cdot p_{J/\psi}}{P \cdot q} = \frac{y_{J/\psi}}{y_{J/\psi} + y_x} \tag{4.5}$$

Für den Fall $z = 1$ gilt $y = y_{J/\psi}$, wodurch $W_{\gamma p}$ aus der Kinematik des e^+e^-–Paars rekonstruiert werden kann.
Zur Selektion von J/ψ–Kandidaten wurden nur Ereignisse mit den beiden Spuren des e^+e^-–Paares ohne weitere zusätzliche Spuren im Spurkammersystem zugelassen. Abbildung 4.9 zeigt die z–Verteilung für protoninelastische Ereignisse. Ohne Selektionsschnitte erstreckt sich die z–Verteilung bis in den inelastischen Bereich $z < 0.8$ hinein. Nach allen bisher genannten Selektionsschnitten ist der z–Bereich auf $0.95 < z < 1$ eingeschränkt. Zur Trennung des protonelastischen Anteils sind weitere Detektorelemente in Vorwärtsrichtung notwendig. Dies wird in Abschnitt 4.7 behandelt.

4.7 Die Vorwärtsselektion

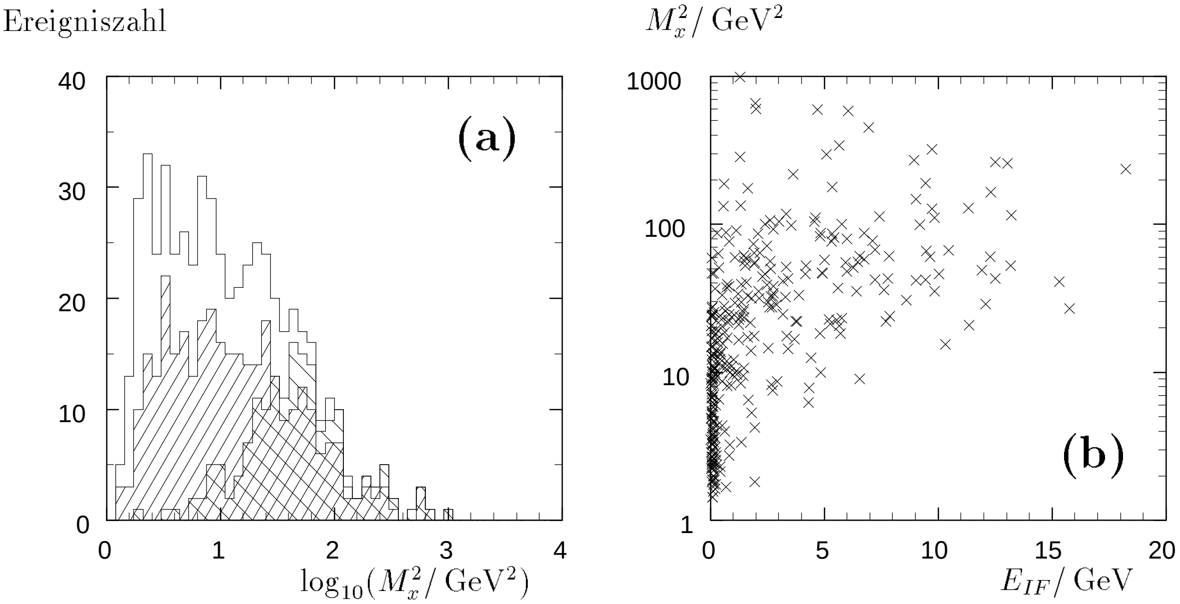
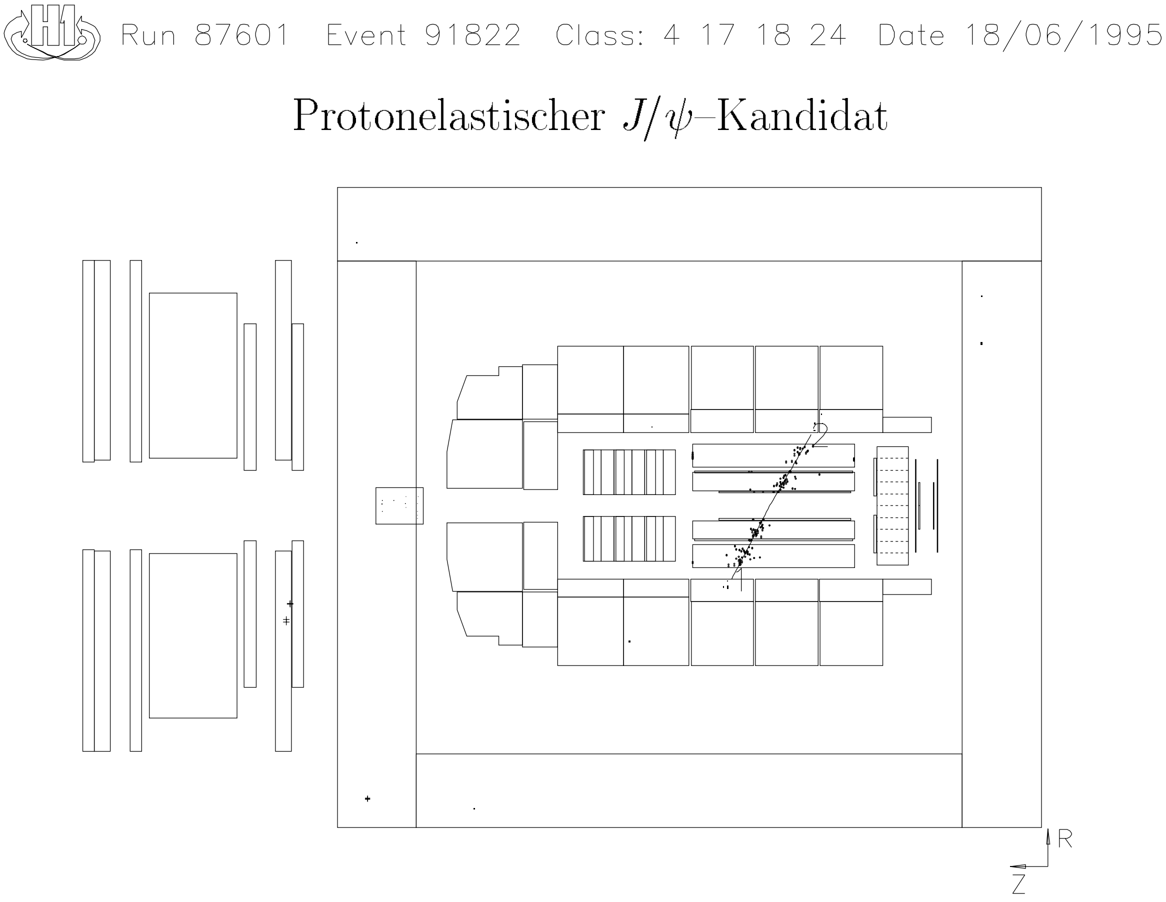


Abbildung 4.10: *(a) und (b) zeigen die M_x^2–Verteilungen der selektierten J/ψ–Kandidaten für das protoninelastische Monte–Carlo. In (a) wird zusätzlich ein Signal im Proton–Tagger (links schraffiert) oder eine minimale Energie von 1 GeV im LAC in Vorwärtsrichtung (rechts schraffiert) verlangt. In (b) wird die Korrelation der Energie im LAC mit M_x^2 gezeigt.*

In Abschnitt 4.6 wurde gezeigt, daß die Selektion auf die beiden Spuren des e^+e^-–Paares den Inelastizitätsbereich auf $z > 0.95$ begrenzt, falls keine dritte Spur im gesamten Spurkammersystem zugelassen wird. Das reicht nicht aus, um protonelastische von protoninelastischen Ereignissen zu trennen, denn für $z > 0.95$ werden durchaus Massen mit $M_x^2 > 100\,\mathrm{GeV}^2$ im hadronischen Endzustand erwartet (vergleiche mit Abbildung 3.4 (b)). Die beiden Ereignisse in Abbildung 4.11 und 4.12 sind als J/ψ–Kandidaten nach der zuvor beschriebenen Selektion identifiziert worden. Das protoninelastische Ereignis (Abbildung 4.12) weist neben den beiden Spuren vom e^+e^-–Paar weitere Energie im LAC–Kalorimeter und Plug–Kalorimeter auf. Es werden Spuren im Vorwärtsmyonsystem nachgewiesen und der Proton–Tagger spricht durch die Schauerteilchen aus der Protondissoziation an. Dies läßt sich zur Trennung von protoninelastischen Ereignissen ausnutzen:
Es wird die Größe E_{IF} definiert, in der die Energien aller Zellen (e.m. und had.) zwischen $4° < \theta < 10°$ summiert sind. Für den Proton–Tagger gilt das Ansprechen eines Zählkanals als Hinweis auf Schauerpartikel bei $z = +24$ m.
Zur Trennung der protonelastischen von protoninelastischen J/ψ–Kandidaten wird die Vorwärtsselektion **V** eingeführt. Umgekehrt werden Ereignisse mit Protondissoziation durch die Selektion **NV** nachgewiesen. Die Definitionen von **V** und **NV** sind in Tabelle 4.6 aufgeführt. Die Abbildung 4.10 (a) zeigt das Ansprechen des Proton–Taggers bei kleinem M_x^2. Abbildung 4.10 (b) gibt die Korrelation zwischen M_x^2 und E_{IF} an. Die Bedingung $E_{IF} < 1\,\mathrm{GeV}$ reicht nicht aus, um protoninelastische Ereignisse im $N^\star$–Anregungsbereich zu unterdrücken. Darum wird in der Selektion **V** die Kombination von Proton–Tagger und der Bedingung $E_{IF} < 1\,\mathrm{GeV}$ verwendet, um die Schauerpartikel von protoninelastischen Ereignissen nachzuweisen.

Übersicht der Selektionsbedingung		
(a)	J/ψ–Kandidat aus e^+e^-–Selektion	
(b)	kein Signal in Vorwärtsrichtung	Signal in Vorwärtsrichtung
Selektion:	**V**	**NV**
	kein P–Tagger Signal und $E_{IF} < 1\,\mathrm{GeV}$	P–Tagger Signal oder $E_{IF} > 1\,\mathrm{GeV}$

Tabelle 4.6: *Übersicht zu den Vorwärtsselektionen V und NV. Zur Identifizierung eines J/ψ–Kandidaten gilt die Bedingung (a). Bedingung (b) dient zum Nachweis der protonelastischen Ereignisse* **V** *und der protoninelastischen Ereignisse* **NV***.*



Protonelastischer J/ψ–Kandidat

Abbildung 4.11: *Protonelastischer* J/ψ*–Kandidat in der* $r-z$*–Ansicht. Deutlich sind die beiden Spuren des* e^+e^-*–Paares aus dem Zerfall des* J/ψ*–Mesons zu erkennen. In der Vorwärtsregion wurden weder Spuren nachgewiesen, noch wurde zusätzliche Energie im Kalorimeter deponiert.*

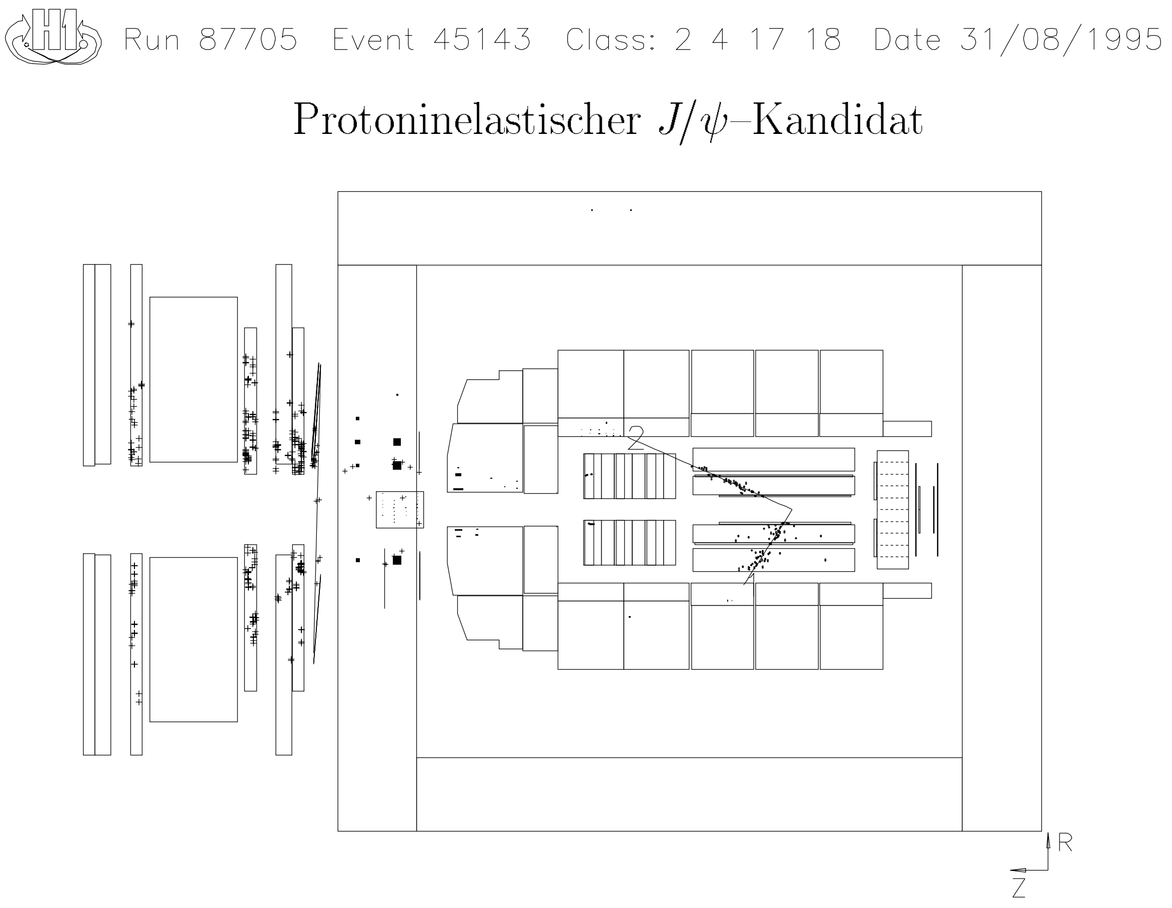


Abbildung 4.12: *Die Abbildung zeigt einen protoninelastischen* J/ψ*–Kandidaten. Neben den beiden Spuren des* e^+e^-*–Paares ist zusätzlich im LAC–Kalorimeter 11.7 GeV deponiert worden. Außerdem hat das Vorwärtsmyonsystem angesprochen.*

Kapitel 5

Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Im vorherigen Kapitel 4 sind die Selektionsschnitte erläutert worden. In diesem Kapitel folgt die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für J/ψ–Mesonen. Das Monte–Carlo–Modell erlaubt das statistische Nachvollziehen der Detektoreffekte, wobei dies für die einzelnen Detektorkomponenten, soweit dies möglich ist, durch unabhängige Datenselektionen überprüft wird.

Im ersten Abschnitt wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für Spuren im zentralen Spurkammersystem ermittelt. Die nächsten beiden Abschnitte befassen sich mit den Detektoreffekten zur Elektronerkennung und den Einfluß auf die Trigger. In einem weiteren Abschnitt wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Protondissoziation durch die in Abschnitt 4.7 vorgestellte Vorwärtsselektion ermittelt. Daraus läßt sich der Anteil an protoninelastischen Ereignissen in einem Bereich $z > 0.95$ bestimmen. Für dieses ermittelte Verhältnis von protonelastischen zu inelastischen Ereignissen werden die Daten mit den Monte–Carlo–Vorhersagen verglichen.

5.1 Die Spuridentifikation

Die Spurselektion beschränkt sich auf einen Polarwinkelbereich von $20^\circ < \theta < 160^\circ$ des zentralen Spurkammersystems. Diese Spuren müssen mindestens eine radiale Mindestlänge von $\Delta r > 15\,\mathrm{cm}$ besitzen. Außerdem weisen sie einen minimalen Transversalimpuls von $p_T > 200\,\mathrm{MeV}$ auf.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit zum Auffinden einer Spur teilt sich in zwei Komponenten auf:

$$\epsilon_{Spur} = \epsilon_{CJC} \times \epsilon_{Vertex\text{-}Fit}$$

ϵ_{CJC} gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Teilchen in den CJC–Kammern nachgewiesen wird und die rekonstruierte Spur die beschriebenen Eigenschaften besitzt.

Die Größe $\epsilon_{Vertex\text{-}Fit}$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit für das Zustandekommen einer Anpassung an den RUN–Vertex.

Der Nachweis einer Spur im zentralen Spurkammersystem

Die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit eines geladenen Teilchens durch das CJC–Spurkammersystem wurde mit Spuren von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung überprüft. Dazu dienten 1994 Myonen, die durch die innern Proportionalkammern CIP getriggert wurden, um ein Durchqueren der Vertexregion sicher zu stellen. Jeweils eine vom CJC–Spurkammersystem rekonstruierte Spur, welche zum Vertex zeigt, macht Vorhersagen über eine weitere zu erwartende vom Ursprung auslaufende Spur in Richtung Richtung $\pi - \theta$ und $\phi + \pi$. Mit dieser Methode konnte

$$\epsilon_{CJC} = 0.981 \pm 0.003$$

für die Rekonstruktion einer Spur im CJC–Spurkammersystem bestimmt werden, wobei der angegebene Fehler aus der Statistik resultiert. ϵ_{CJC} in Abhängigkeit vom Winkelbereich wird in Abbildung 5.1 gezeigt. ϵ_{CJC} ist sowohl im gesamten Polarwinkelbereich (vergl. Abbildung 5.1 (a)) als auch im Azimutalbereich nahezu konstant (vergl. Abbildung 5.1 (b)).

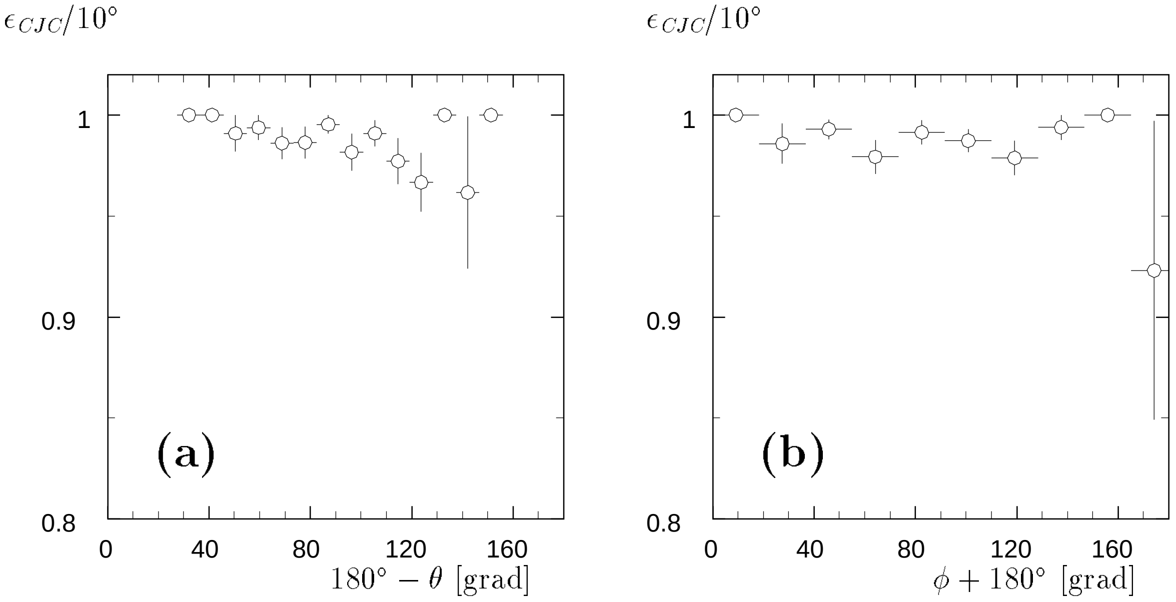


Abbildung 5.1: *Nachweiswahrscheinlichkeit einer Spur im CJC–Spurkammersystem ermittelt durch kosmische Myonen: Abbildung (a) zeigt die Abhängigkeit vom Polarwinkel. (b) zeigt den Azimutalbereich.*

Einfluß der RUN–Vertexanpassung

Nach der Rekonstruktion der Spur durch das CJC–Spurkammersystem erfolgt eine Anpassung der Spur an den RUN–Vertex (vergl. mit Abschnitt 4.2), um mit dem Vertex als zusätzlichem Spurpunkt die Genauigkeit der Spurparameter zu verbessern. Dazu werden nur Spuren verwendet, die aus der RUN–Vertexregion stammen. Eine nicht an den RUN–Vertex angepaßte Spur geht nicht in die Spurselektion ein (siehe Abschnitt 4.2) und führt zu einer Verminderung der Nachweiswahrscheinlichkeit.

Zur Überprüfung der Vertexanpassung wurden in Vielspurereignissen Spurpaare selektiert, die nicht mit Hilfe des RUN–Vertex rekonstruiert wurden. Diese Datenselektion zur Kontrolle der Vertex–Anpassung erstreckt sich über die gleiche Runperiode wie für die eigentlichen Daten. Unter der Bedingung, daß eine Spur mit Hilfe des RUN–Vertex rekonstruiert wurde, wird die zweite Spur auf ihre Vertexeigenschaft untersucht. Dies ergibt eine Wahrscheinlichkeit von

$$\epsilon_{Vertex\text{-}Fit} = 0.992 \pm 0.002$$

für eine Vertexanpassung.

5.2 Die Elektronnachweiswahrscheinlichkeit

Im Abschnitt 5.1 wurde der Nachweis einzelner Spuren im Spurkammersystem behandelt. In diesem Abschnitt wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Zuordnung eines Elektronkandidaten zu einer Spur nach den im Abschnitt 4.3 definierten Schnitten zur Elektronerkennung ermittelt.

Hierzu werden Zweispurereignisse im J/ψ–Massenbereich selektiert. Dann wird die Identifikation eines Elektrons gefordert (vergl. mit Tabelle 4.3) und nachgesehen, wie oft die zweite Spur als Elektronkandidat identifiziert wird. Diese Kriterien werden auf die in Abschnitt 4.2 erläuterte Zweispurselektion angewendet.

Die visuelle Durchsicht dieser Daten zeigt, daß keine Myonkandidaten aus dem Zerfall $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ stammen. Weiterhin wird der Pionuntergrund im Massenbereich $m > 2.5\,\mathrm{GeV}$ für Zweispurereignisse mit kleiner 1 % abgeschätzt (vergl. mit Abschnitt 4.3).

Nach derselben Methode wird mit den $J/\psi \to e^+e^-$ Ereignissen aus der Monte–Carlo–Simulation verfahren. Die Monte–Carlo–Ereignisse mit einem erkannten Elektronkandidaten werden auf die Daten normiert, deren Spurpaare im Massenbereich $|m - m_{J/\psi}| < 275\,\mathrm{MeV}$ liegen und eine Spur als Elektronkandidat erkannt werden konnte.

Jetzt ist ein Vergleich der zweiten noch nicht zur Elektronidentifikation herangezogenen Spur zwischen dem Monte–Carlo–Modell und Daten möglich. Abbildung 5.2 zeigt die rekonstruierte und auf inaktives Material korrigierte Energie im LAC für

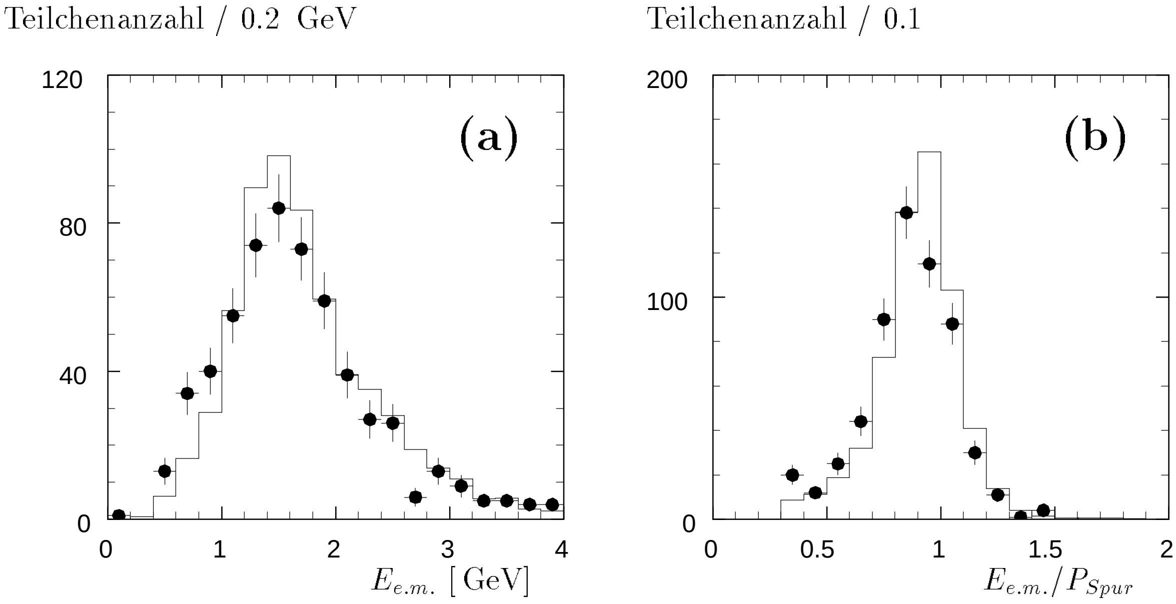


Abbildung 5.2: *Abbildung (a) zeigt die rekonstruierte Energie im LAC im direkten Vergleich zwischen Daten (Punkte) und Monte–Carlo–Simulation (Histogramm). In (b) ist das E/P–Verhältnis dargestellt.*

$E_{e.m.}/P_{Spur}$	Mean	σ
MC	0.93	0.14
Daten	0.89	0.16

Tabelle 5.1: *E/P–Verhältnisse im Vergleich zwischen Daten und Monte–Carlo–Simulation.*

den zweiten Elektronkandidaten der Zweispurselektion. In (b) wird das $E_{em.}/P_{Spur}$–Verhältnis dargestellt. Folgende E/P–Verhältnisse lassen sich aus den Verteilungen der Abbildung (b) bestimmen: Für die grundlegenden Größen, auf die zur Elektronidentifikation geschnitten wird, stimmen die Daten weitgehend mit der Monte–Carlo–Simulation überein. Dies zeigen auch die Abbildungen 5.3 (a) - (c), die die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Polarwinkel (a), dem Azimutalwinkel (b) und dem Impuls (c) der Spur angeben. Bis auf den Vorwärtsbereich des Detektors $8° < \theta < 20°$ sind Daten und Monte–Carlo–Simulation vergleichbar. Nach Durchführung der im Abschnitt 4.3 erläuterten Elektronidentifikation lassen sich die in Tabelle 5.2 aufgeführten Nachweiswahrscheinlichkeit ermitteln. Global liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit in der Monte–Carlo–Simulation um 5 % höher als in den Daten. Diese Abweichnung bestimmt den systematischen Fehler für die

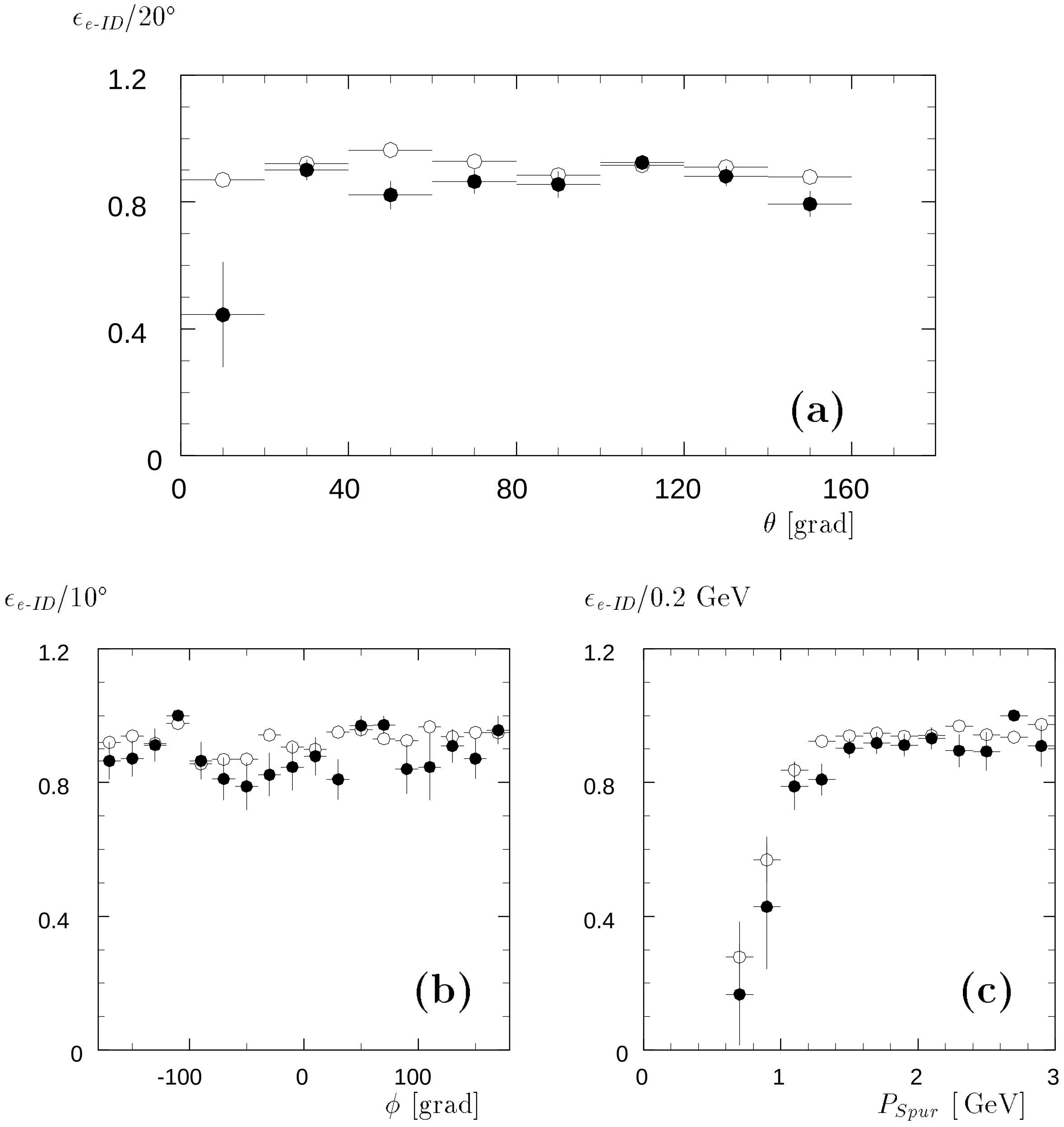


Abbildung 5.3: *Elektronnachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Polarwinkel (a), dem Azimutalwinkel (b) und dem Impuls (c) der Spur. Die ausgefüllten Punkte stehen für die Daten und die Kreise für die Monte–Carlo–Simulation.*

Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Elektron		
$\epsilon_{e\text{-}ID}$	$20^\circ - 90^\circ$	$90^\circ - 160^\circ$
Monte–Carlo–Modell	0.905 ± 0.005	0.910 ± 0.005
Daten	0.87 ± 0.02	0.88 ± 0.02

Tabelle 5.2: *Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeit eines Elektrons zwischen dem Monte–Carlo–Modell und Daten. Der statistische Fehler von 3 % für die Daten ist durch die begrenzte Anzahl an selektierten Zweispurereignissen bestimmt.*

Elektronerkennung.
Während der Datennahmeperiode fielen verschiedene Analogeinheiten des LAC–Kalorimeters im Bereich der elektromagnetischen Komponenten CB1E, CB2E, CB3E und FB1E aus. Dies betraf etwa 100 Auslesezellen, die allerdings der zweiten e.m. Lage des Kalorimeters zugeordnet sind, welche für vergleichsweise niederenergetische Elektronen am meisten zur Clusterenergie beisteuern. In der Detektorsimulation und der Rekonstruktion werden diese Kanäle gesondert behandelt (Zur genauen Handhabung dieser Auslesezellen siehe [Gay95]).

5.3 Einfluß des Triggers auf die J/ψ–Erkennung

Durch die Zusammenstellung der Triggerelemente der einzelnen Detektorkomponenten erfolgt eine Vorselektion der J/ψ–Ereignisse, da die Triggerentscheidung über die Aufzeichnung eines Ereignisses bestimmt. Ein Verständnis der Vorselektion wird durch die Detektorsimulation erzielt, in der die Triggerabläufe einbezogen sind.
In den folgenden Abschnitten wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für den Trigger zwischen Daten und Monte–Carlo–Simulation verglichen. Die bei dieser Verfahrensweise verwendeten Datenselektionen müssen

- unabhängig von der zu untersuchenden Triggerkomponente sein und
- die Ereignisdaten sollten die gleichen kinematischen Eigenschaften wie die Daten aus der J/ψ–Selektion besitzen.

Diese unabhängige Bestimmung der Triggeransprechwahrscheinlichkeit wurde für die wichtigsten Spurkammertriggerelemente, den LAC–Trigger und die Untergrund–Veto–Triggerelmente durchgeführt.
Ein Vergleich der durch die physikalischen Subtrigger **S00, S52, S54** aufgenommenen Ereignisseraten im J/ψ–Signals zwischen Daten und einer Monte–Carlo–Simulation erfolgt im letzten Abschnitt.

Datenselektion mit Subtrigger **S00**		
Datennahmeperiode:	RUN 87586 – 90417	$\mathcal{L}_{int.} = 1.6\,\mathrm{pb}^{-1}$
Spurselektion:	siehe J/ψ–Selektion	vergl. mit Tabelle 4.1
Multiplizitätsbedingung:		vergl. mit Abschnitt 4.2
Massenbereich für das Spurpaar:		$m > 1.5\,\mathrm{GeV}$
Anzahl selektierter Ereignisse:		382

Tabelle 5.3: *Überblick zur Datenselektion, welche zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Spurkammertriggerelemente dient.*

5.3.1 Überprüfung der wichtigsten Spurkammertrigger

Um das Monte–Carlo–Modell für die Spurkammertrigger durch Daten zu überprüfen, ist eine Datenselektion notwendig, die von diesen Triggern unabhängig ist. Dazu bieten sich Zweispurereignisse an, die durch das BEMC mit dem Subtrigger **S00** aufgezeichnet wurden. Der Subtrigger **S00** enthält keine Triggerelemente der Spurkammerdetektoren. Die Selektion von Spurpaaren mit einer Masse $m > 1\,\mathrm{GeV}$ stellt sicher, daß die Spuren in einem vergleichbaren Transversalimpulsbereich $p_T > 500\,\mathrm{MeV}$ liegen, wie sie in der J/ψ–Selektion vorkommen. Es wurde mit dieser Datenselektion annähernd der gleiche Datennahmeabschnitt untersucht, wie es für die J/ψ–Selektion der Fall war (vergleiche mit Tabelle 5.3).

Für des Monte–Carlo–Modell wurden tiefinelastische Ereignisse selektiert, bei denen das gestreute Elektron (Positron) den BEMC–Subtrigger **S00** auslösen. Außerdem müssen die Gütekriterien für eine Spur (Tabelle 4.1) und die Spurmultiplizitätsbedingungen aus Abschnitt 4.2 erfüllt werden. Die Abbildungen 5.4 und 5.5 zeigen die Nachweiswahrscheinlichkeit der Spurkammertriggerelemente für verschiedene Winkelbereiche im Vergleich zwischen Monte–Carlo–Rechnung und Daten. Die Änderung der Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Winkelbereich wird dabei gut durch die Detektorsimulation beschrieben. Von 10000 simulierten Ereignissen haben $\approx 20\%$ ein Triggersignal ausgelöst und sind selektiert worden. Damit kann der statistische Fehler von 2 % im Monte–Carlo–Modell gegenüber den sytematischen Fehlern vernachlässigt werden. Im Fall der Proportionalkammern (vergl. mit Abbildung 5.4) beschreibt die Detektorsimulation sehr gut die Daten. Der $r\phi$–Trigger (vergl. mit Abbildung 5.5) zeigt in der Detektorsimulation eine um 8 % zu hohe Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggerelementes `dcrphi-tha` in der Detektorsimulation im Vergleich zu den Daten. Diese Abweichung wird nachträglich bei der Bestimmung der gesamten Detektorakzeptanz korrigiert. Nach der Korrektur wird ein systematischer Fehler von 7 % wegen der beschränkten Statistik der BEMC–Selektion für dieses Triggerelement angenommen.

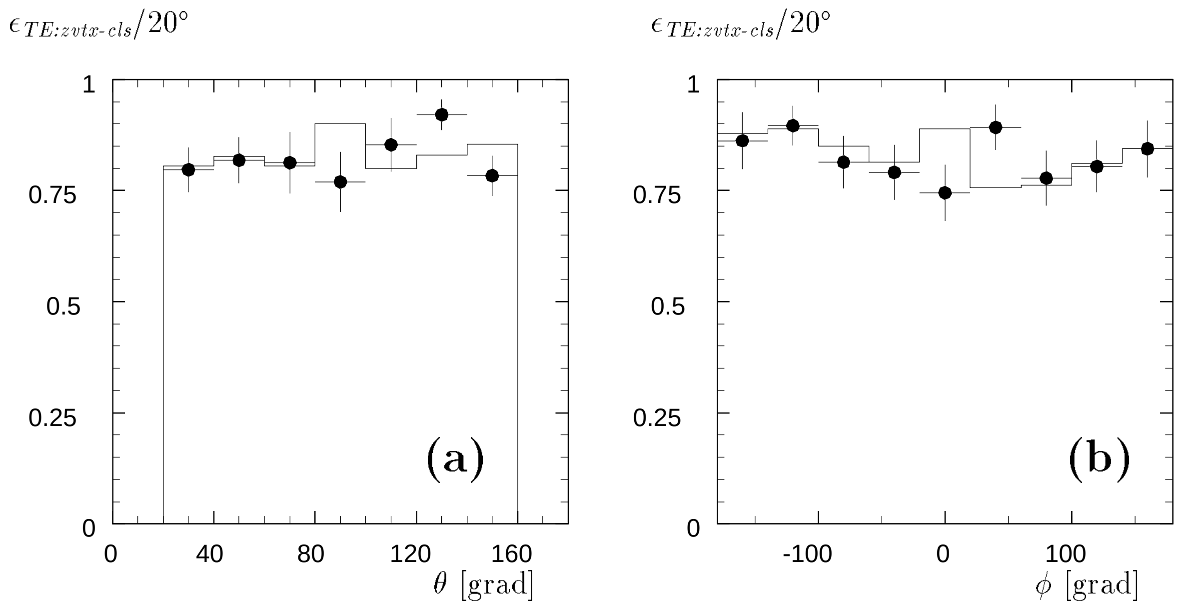


Abbildung 5.4: *Abbildungen (a) und (b) zeigen jeweils die Nachweiswahrscheinlichkeiten für das Triggerelement* `zvtx-cls` *des Proportionalkammertriggers. Das Monte–Carlo–Modell gibt mit nur geringen Abweichungen $\Delta\epsilon < 4\%$ das Verhalten des Triggerelements im untersuchten Winkelbereich wieder.*

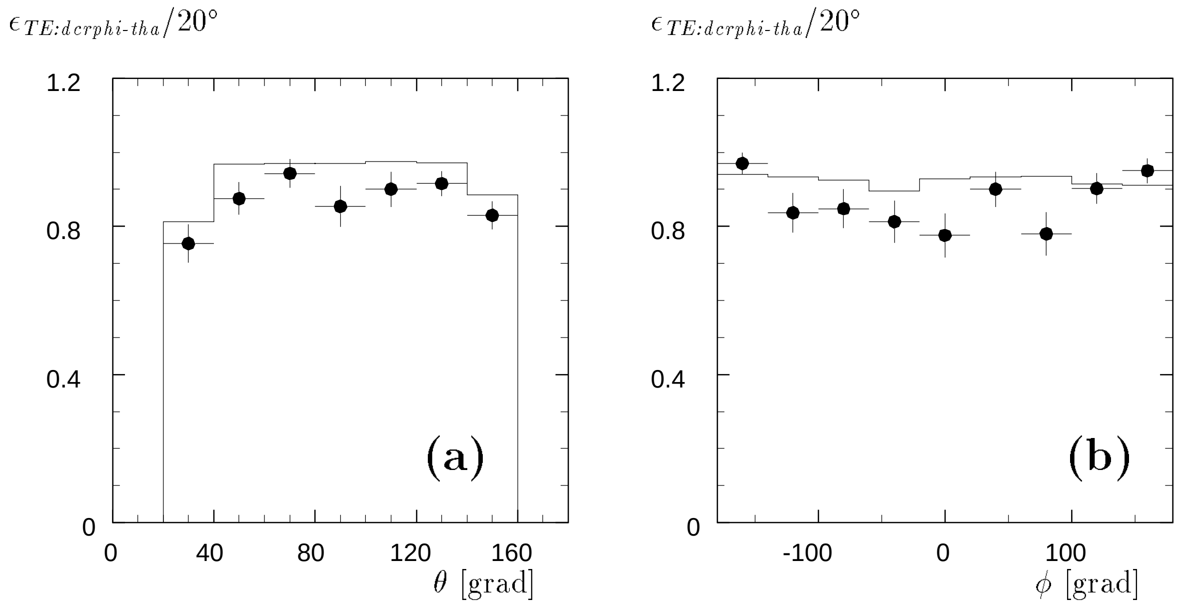


Abbildung 5.5: *Abbildungen (a) und (b) zeigen jeweils die Nachweiswahrscheinlichkeiten für das Triggerelement dcrphi-tha des Driftkammertriggers. Das Monte–Carlo–Modell zeigt eine 8 % höhere Nachweiswahrscheinlichkeit als die Daten.*

5.3.2 Akzeptanzuntersuchung zum Kalorimetertrigger

Der Abschnitt 5.3.1 behandelte die beiden wichtigsten Spurkammer–Triggerelemente. In den folgenden Abschnitten werden die Triggerelemente untersucht, die auf das e^+e^-–Paar des J/ψ–Mesons selektiv sind. Die wichtigste Rolle spielen dabei die Big–Ray–Signale des Proportionalkammertriggers. Zeigt ein sogenannter Ray (vergl. mit Abschnitt 4.1) auf den Signalbereich im zvtx–Histogramm, dann wird er Big–Ray genannt. Die in Tabelle 5.3 beschriebene Datenselektion dient zur Überprüfung der Big–Ray–Triggersimulation. Das Spurkammersystem ist in 224 Big–Ray–Segmente unterteilt, wobei 14 Segmentbereiche die Polarwinkelregion und 16 Segmentbereiche die Azimutalregion unterteilen. Eine Spur wird je nach Richtung dem entsprechenden Big–Ray–Segment in θ und ϕ zugeordnet. Das Ansprechen des Big–Ray–Segments nach dem Durchgang einer Spur durch das Proportionalkammersystem wird in Abbildung 5.6 gezeigt. Hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen der Detektorsimulation und den Daten aus Tabelle 5.3.

Die Big–Rays werden mit den Big–Towern (vergleiche mit Abschnitt 4.1) zum Triggerelement `lar-BR` verknüpft. Es spricht an, falls eine Spur in einem Winkelsegment sowohl die Proportionalkammern auslöst, als auch im Big–Tower genügend Energie zur Aktivierung des BT–Segments deponiert. Zur Ermittlung des BT–Schwellenverhaltens dienen die im J/ψ–Signal selektierten Elektronspurpaare. Es werden nur die durch den Spurkammertrigger **S54** selektierten Spurpaare zur Ermittlung des Schwellenverhaltens verwendet. Die Vorgehensweise ist ähnlich wie zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit eines Elektronkandidaten:
Eine Spur wird als guter Elektronkandidat erkannt, wodurch sichergestellt ist, daß es sich bei der zweiten Spur auch um einen Elektronkandidaten handelt. Nach dem im Abschnitt 4.3 beschriebene Verfahren werden die Zellen im Kalorimeter für die zweite Spur gesucht und im zugehörigen Big–Tower summiert. Das Rauschsignal pro Big–Tower liegt je nach Polarwinkelbereich nur $1 - 2\ \sigma$ entfernt von der nominellen Ansprechschwelle. Für die Detektorsimulation wurde das Rauschsignal jedes einzelnen Trigger–Towers sowie dessen Analogschwelle (AGM–Schwelle) (vergleiche mit Abbildung 4.2) gemessen. Anhand der daraus ermittelten Parameter kann das Schwellenverhalten jedes Big–Towers simuliert werden.
Die Abbildung 5.7 zeigt das Ansprechverhalten eines Big–Towers in Abhängigkeit von der elektromagnetischen Energie, die zu diesem Big–Tower gehört. Die Schwelle liegt sowohl bei den Daten als auch im Monte–Carlo–Modell im Mittel bei 2 GeV. Die Ursache ist in den hohen AGM–Schwellen pro Trigger–Tower zu suchen (je nach Trigger–Tower 0.8 - 1.5 GeV). Dabei ist berücksichtigt, daß sich die Energie eines Elektrons auf mehrere Trigger–Tower verteilen kann.
Jetzt wird in Abhängigkeit vom Polarwinkel das Ansprechverhalten der Big–Tower

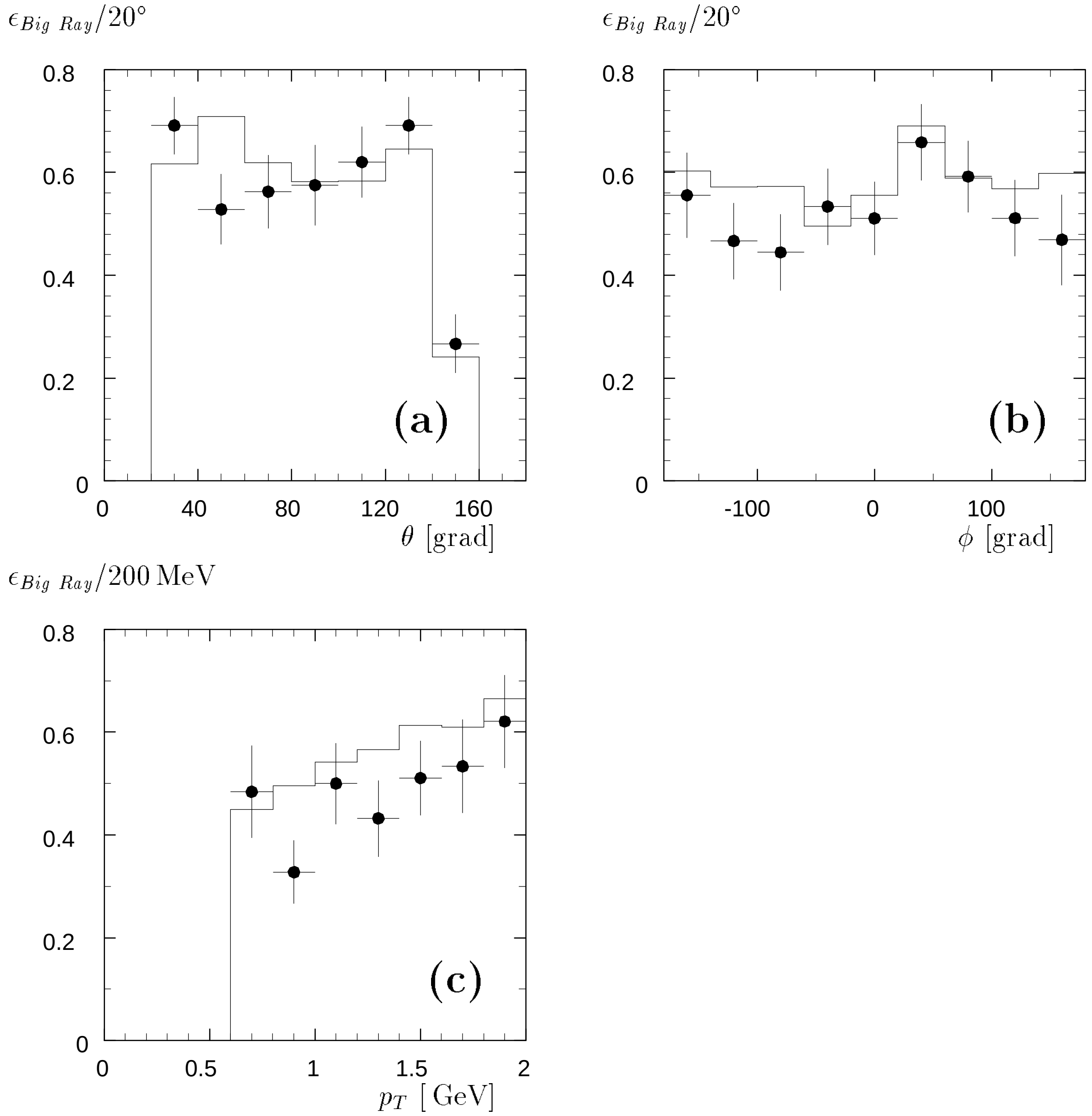


Abbildung 5.6: *Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Big–Ray–Signale in Abhängigkeit vom Winkelbereich (a),(b) nach dem Durchgang einer Spur durch das zugehörige räumliche Proportionalkammersegment. Abbildung (c) zeigt das Anspechverhalten der Proportionalkammersegmente in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Spur. Für die Daten (Punkte) und die Monte–Carlo–Ereignisse wurde die Selektion nach Tabelle 5.3 durchgeführt. Die Monte–Carlo–Simulation ist als Histogramm überlagert dargestellt.*

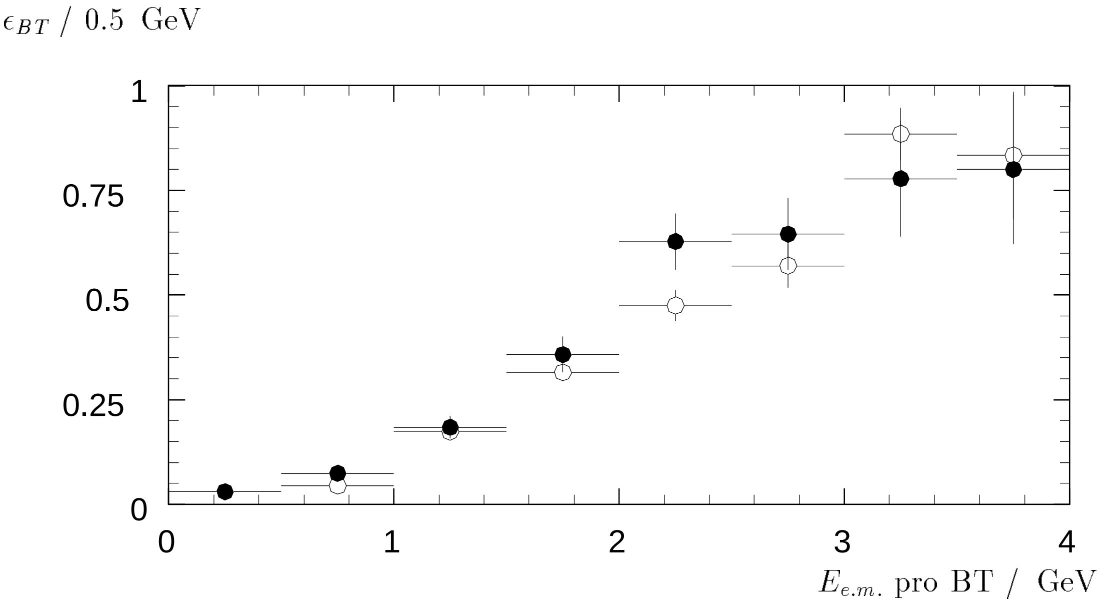


Abbildung 5.7: *Das Ansprechverhalten eines Big–Towers in Abhängigkeit von der elektromagnetischen Energie, die in diesem Big–Tower deponiert wurde. In dieser Abbildung werden das Verhalten im Monte–Carlo–Modell (Kreise) mit den Daten (ausgefüllte Punkte) verglichen.*

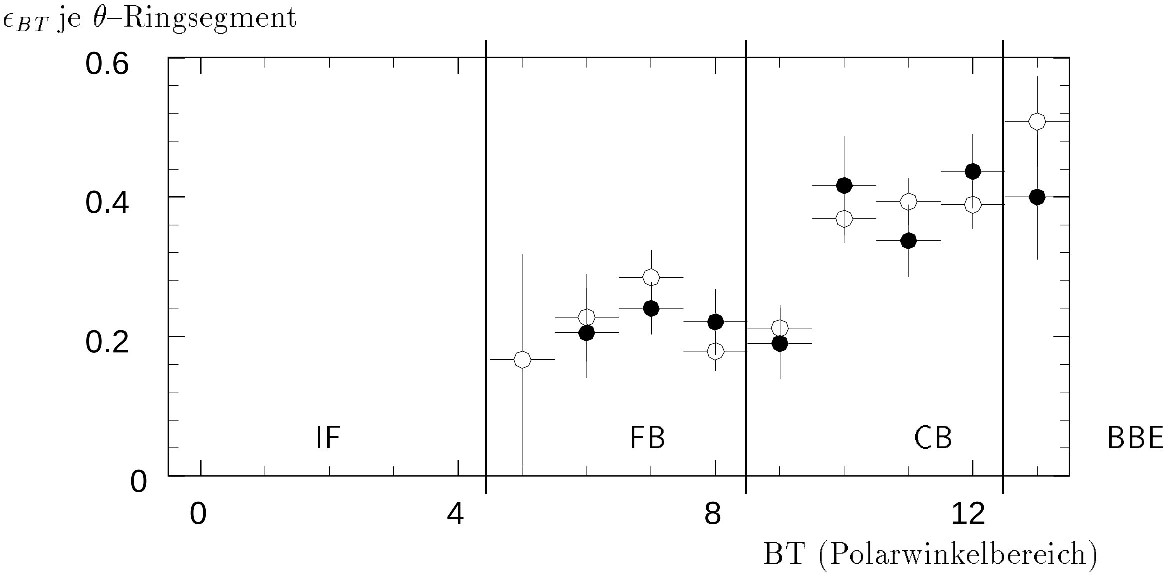


Abbildung 5.8: *Ansprechwahrscheinlichkeit eines Big–Towers in Abhängigkeit vom θ–Ringsegment. Die Kreise zeigen die im Monte–Carlo–Modell vorgegebene und die ausgefüllten Punkte die durch die Daten ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit für einen Big–Tower, der durch einen Elektron–Kandidaten mit einer Mindestenergie ($E_{e.m.} > 0.8\,GeV$) getroffen wurde.*

durch die zuvor beschriebene Methode überprüft. Dazu werden Elektronkandidaten mit einer im Kalorimeter rekonstruierten elektromagnetischen Energie von mindestens 0.8 GeV und einem Big–Ray–Signal vom Proportionalkammertrigger vorselektiert. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für das Ansprechen eines Big–Towers unter diesen Bedingungen zeigt die Abbildung 5.8 als Vergleich zwischen Monte–Carlo–Modell und Daten. Aus dem Vergleich ist zu erkennen, daß im Modell die Polarwinkelakzeptanz für das LAC–Triggerelement richtig wiedergegeben wird.

Überprüfung des `LAR-IF` Veto–Elements

Für den Kalorimetertrigger **S52** wurde zur Reduzierung der L1–Triggerrate das Ansprechen des `LAR-IF` Veto–Triggerelements verlangt. Zur Bestimmung der Akzeptanz wurden Ereignisse selektiert, die eine Koinzidenz mit dem Subtrigger **S54** haben, der von dem zu untersuchenden Triggerelement unabhängig ist. Aus der Übersicht 5.4 ergibt sich für das Triggerelement `LAR-IF` eine Akzeptanz von etwa 50 % mit einem systematischen Fehler von 6 %, der aus der Differenz zwischen Daten und dem Monte–Carlo–Modell bestimmt wurde.

Akzeptanz des `LAR-IF` Triggerelements	
Selektion:	$\epsilon_{LAR\text{-}IF}$
Monte–Carlo–Modell mit Protondissoziation	0.51 ± 0.01(stat)
Daten Zweispurselektion	0.48 ± 0.02(stat)

Tabelle 5.4: *Vergleich der Akzeptanz des* `LAR-IF` *Triggerelements zwischen Daten und Monte–Carlo–Modell. Es werden nur Ereignisse mit dem Subtrigger* **S54** *und einer Mindestenergie von mehr als $E_{IF} > 1$ GeV im Vorwärtsbereich des Kalorimeters zugelassen.*

5.3.3 Der topologische Spurkammertrigger

Weiterhin bilden die Big–Rays die Grundlage für das topologische Triggerelement `topo-BR`. Dieses Triggerelement ist nur aktiv, falls zwei Big–Rays in der $r\phi$–Ebene koplanar zueinander angeordnet sind. Dabei werden zwei ϕ–Nachbarn für einen Big–Ray zur Koplanaritätsbedingung zugelassen. Die Detektorsimulation beschreibt das Ansprechverhalten der Big–Rays, wie Abbildung 5.6 zeigt. Zur gesonderten Überprüfung des Ansprechverhaltens der topologischen Spurbedingung in der Detektorsimulation wurden $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ Spurpaare verwendet, bei denen Triggerelemente des zentralen Myondetektors angesprochen haben. Das Ansprechverhalten des topologischen Triggerelements in Relation zu den Myontriggerelementen weicht zwischen Detektorsimulation und Daten um maximal 10 % ab [Sch95].

5.3.4 Überprüfung der Untergrund–Veto–Triggerelemente

Jedem der hier verwendeten physikalischen Subtrigger **S00, S52, S54** wurden Untergrund–Veto–Triggerelemente zugeordnet, um Ereignisse aus Strahl–Wand- und Strahl–Gas–Kollisionen zu unterdrücken. Diese Vetoelemente sind durch Monitortrigger überwacht worden.

Die Flugzeitzähler

Zur Überwachung des Vorwärts–Flugzeitzählers FTOF wurde ein Monitortrigger untersucht, der Ereignisse *mit* dem FTOF–Veto–Signal in Koinzidenz zum BEMC–Trigger aufzeichnete. Von 2000 Ereignissen, bei denen das gestreute Positron im BEMC rekonstruiert wurde, konnte kein Ereignis mit einem FTOF–Veto–Triggersignal nachgewiesen werden. Die zufällige Veto–Rate des FTOF–Systems läßt sich damit kleiner als 2 % für J/ψ–Kandidaten abschätzen.
Eine vergleichbare Analyse von Monitortriggerdaten zum `TOF-BG` Vetoelement ergab eine Abschätzung für die Veto–Rate kleiner als 1 %.

Das Veto–Signal der inneren Proportionalkammern

Ereignisse, die aus der Rückwärtsrichtung bei ($z < 1\,\mathrm{m}$) außerhalb der Vertexregion stammen, sollen unter anderem durch das `CIP-bwd` Vetoelement unterdrückt werden. Dieses Triggerelement wird in den Subtriggern **S52** und **S54** aber nicht im Subtrigger **S00** verwendet. Darum ermöglicht die in Tabelle 5.3 beschriebene Selektion eine Abschätzung der Vetorate für Zweispurereignisse. Von 710 getriggerten Zweispurereignissen sprach in keinem Fall dieses Vetoelement an. Damit beträgt die Abschätzung für die Veto–Rate kleiner 4 %.

5.3.5 Der Verlust von Ereignissen durch den L4–Trigger

Der L4–Trigger benutzt die gesamte zu einem Ereignis gehörende Detektorinformation. Die Filterfarm erlaubt es, für einzelne Detektorkomponenten die Daten zu rekonstruieren, um die Triggerentscheidung durch rekonstruierte Daten nachzuvollziehen. Dabei bestimmen die L1–Subtrigger die Selektionsschnitte für L4 (vergleiche mit Abschnitt 4.1.2).
Die Eigenschaften des L4–Triggers werden durch folgende Vorgehensweisen kontrolliert:

i) Die Algorithmen des L4–Triggers können RUN–abhängig im Monte–Carlo–Modell simuliert werden.

ii) Jedes hundertste durch L4 verworfene Ereignis wird zur Kontrolle aufgezeichnet.

Die Methode i) liefert für J/ψ–Ereignisse aus der Monte–Carlo–Simulation eine maximale Veto–Rate $< 1\%$ (vergleiche mit Tabelle 5.5). Diese Rate gilt erst nach der Ausführung aller Selektionsschnitte zum Erkennen von $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ Kandidaten einschließlich einer Einschränkung auf die Subtrigger **S00, S52, S54**.

Ergebnisse der L4–Simulation					
L4–Vorbedingung		L4–Veto–Flag			
Subtrigger	Ereignisse ohne L4	keine Spur	keine neg. Spur	keine BT–Energie	gesamte Veto–Rate
S52	1654	7	24	2	2.0 %
S54	876	6	13	–	2.2 %
Nach Selektionsschnitten zum Erkennen eines e^+e^-–Paares:					
S52	1096	1	2	0	< 0.3 %
S54	639	1	1	–	< 0.4 %

Tabelle 5.5: *Ergebnisse der L4–Triggersimulation. Nach Anwendung aller Selektionsschnitte zum Erkennen eines* e^+e^-*–Paares ist nach dem Monte–Carlo–Modell eine maximale Veto–Rate* $< 1\%$ *zu erwarten.*

Da die Möglichkeit besteht, daß die Detektorsimulation die Eigenschaften der Daten nicht vollständig wiedergeben kann, werden die von L4 verworfenen Ereignisse untersucht (Methode ii)). Es wurde 1 % der vom L4–Algorithmus verworfenen Ereignisse aufgezeichnet. Hierbei handelt es sich um eine Datenmenge von $\approx 10^6$ Ereignissen. Auf diese Ereignisgruppe wurden folgende Schnitte angewendet:
Nach der Selektion von Ereignissen mit einem Spurpaar mit einer rekonstruierten Masse $m > 1.5\,\mathrm{GeV}$ reduziert sich die Menge auf 93 Kandidaten, falls nur die beiden Spuren des Spurpaares im Detektor zugelassen werden. Nach Erhöhung der Massenbedingung auf 2 GeV und einer Triggerselektion auf die Subtrigger **S00, S52, S54** verbleiben 7 Ereignisse. Die visuelle Durchsicht dieser Ereignisse zeigt, daß es sich dabei um von L4 verworfene kosmische Myonen handelt, die in Koinzidenz mit dem topologischen Spurtrigger **S54** und einem Myontrigger auftreten. Nach Ausführung

der Schnitte zur Elektronerkennung verbleibt kein von L4 verworfenes Ereignis in der Selektion.
Nach dem Resultat der L4–Triggersimulation und der Analyse der von L4 verworfenen Ereignissen wird die maximale Veto–Rate von L4 als kleiner 1 % im Rahmen dieser Selektion abgeschätzt.

5.3.6 Die vollständige Triggerakzeptanz

Ein Verständnis des gesamten Triggers im Zusammenwirken aller Triggerelemente kann nur durch die Detektorsimulation erlangt werden. In den vorherigen Abschnitten dieses Kapitels wurden jeweils die Akzeptanzeigenschaften einzelner Triggerelemente zwischen Daten und der Simulation verglichen.
Mit Hilfe der Detektorsimulation wird in einem weiteren Schritt die Triggerakzeptanz für die Subtrigger in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ bestimmt. Zusätzlich werden die Skalierungsfaktoren der einzelnen Subtrigger simuliert.

Skalierungsfaktoren der Subtrigger

Es müssen in der Selektion wechselnde Skalierungsfaktoren für die aktive Zeit eines Subtriggers berücksichtigt werden. In Datennahmeperioden mit hoher Untergrundrate kann es erforderlich sein, einen Subtrigger um einen bestimmten frei einstellbaren Faktor, den sogenannten Skalierungsfaktor zu unterdrücken. Das bedeutet, daß sein Gewicht sich von RUN zu RUN ändern kann. Die Skalenfaktoren d_{RUN} werden für jeden RUN gespeichert. Mit der Luminosität jedes einzelnen RUNs gewichtet, wird ein für diese Selektion gültiger mittlerer Skalenfaktor

$$\frac{1}{d_m} = \frac{1}{\mathcal{L}_{int}} \sum_{RUN} \frac{\mathcal{L}_{RUN}}{d_{RUN}}$$

für jeden Subtrigger bestimmt (Tabelle 5.6). Zur Simulation der aktiven Zeiten eines Subtriggers sind die gemittelten Skalenfaktoren in das Monte–Carlo–Modell übernommen worden. Falls ein Subtrigger bei einem Ereignis anspricht, wird seine Ansprechwahrscheinlichkeit um den Faktor $1/d_m$ reduziert.

Subtrigger	mittlerer Skalenfaktor d_m
S00	1.174
S52	1.167
S54	1.524

Tabelle 5.6: *Mittlerer Skalenfaktor d_m je L1–Subtrigger*

Die Triggerakzeptanz in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$

Da je nach Polarwinkelbereich der Kalorimetertrigger verschiedene Ansprechwahrscheinlichkeiten auf einen Elektronkandidaten aufweist (siehe Abbildung 5.8), ist die Triggerakzeptanz stark von $W_{\gamma p}$ abhängig (siehe Tabelle 5.7 und Abbildung 5.9). Das `LAR-IF` Triggerelement ist dafür verantwortlich, daß die Triggerakzeptanz für Ereignisse mit Protondissoziation geringer gegenüber protonelastischen Ereignissen ausfällt. Die Tabelle 5.8 faßt die ermittelten Fehler der Triggerelemente für die L1–Subtrigger zusammen. Der Einfluß des L4–Filters kann gegenüber dem L1–Triggers vernachlassigt werden (vergl. mit 5.3.5).

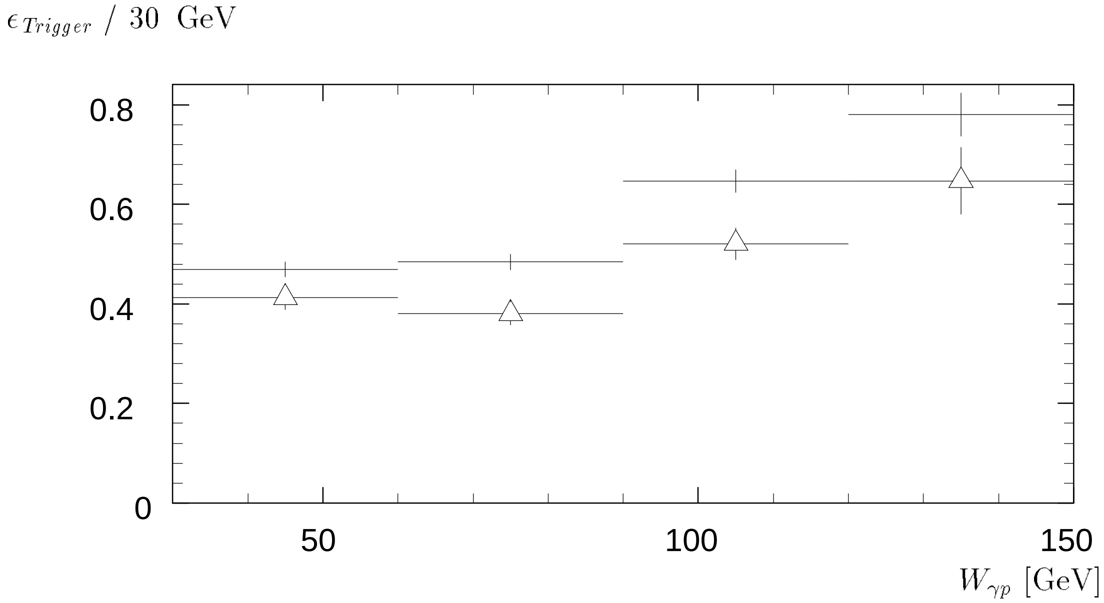


Abbildung 5.9: *Die gesamte Triggerakzeptanz für L1 und L4 in Abhängigkeit von der γp–Schwerpunktenergie. Die Akzeptanzen wurden anhand des Monte–Carlo–Modells für protonelastische Ereignisse (Balken) und für Ereignisse mit Protondissoziation (Dreiecke) ermittelt.*

5.4 Die Erkennung von kosmischen Myonen

Nicht alle kosmischen Myonen können durch den L4–Trigger verworfen werden (vergleiche mit Abschnitt 4.1.2), da nicht jedes Myon ein Signal im instrumentierten Eisen hinterläßt. Der topologische Spurtrigger **S54** kann auf kosmische Myonen ansprechen, falls diese die Vertex–Region durchqueren. Ein Selektionsalgorithmus zum Erkennen von kosmischen Myonen verwirft Zweispurkandidaten, falls sich beide

Vollständige Triggerakzeptanz				
	$W_{\gamma p}$–Bereich [GeV]			
Akzeptanz	30 – 60	60 – 90	90 – 120	120 – 150
$\epsilon_{p.el.}$	0.47	0.48	0.64	0.78
$\epsilon_{p.in.}$	0.41	0.38	0.52	0.64

Tabelle 5.7: *Übersicht zur gesamten Triggerakzeptanz in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$. Es wird zwischen protonelastische von protoninelastische J/ψ–Kandidaten unterschieden. Die Tabelle 5.8 gibt die systematischen Fehler für die Subtrigger an.*

Übersicht Trigger: systematische Fehler		
Triggerelement	Subtrigger	
	S52	**S54**
`zvtx-cls`	4 %	4 %
`big-rays`	4 %	4 %
`rphi-tha`	7 %	
`rphi-thneg`		7 %
`big-tower` LAC	9 %	
`br-topo` koplanar		10 %
`LAR-IF`	6 %	
`veto-elemente`	4 %	4 %
Skalenfaktoren	3 %	3 %
Quadratische Summe:	14 %	14 %

Tabelle 5.8: *Fehlerabschätzung für die Subtrigger* **S52** *und* **S54**. *Die Fehler basieren auf den Abweichungen zwischen Daten und Detektorsimulation der einzelnen Triggerelemente. Im Fall des $r\phi$–Triggers wurde eine 8 (*`rphi-tha`*) bzw. 12 % (*`rphi-thneg`*) zu hohe Triggerakzeptanz in der Detektorsimulation festgestellt. Diese werden nachträglich korrigiert. Der in der Tabelle aufgeführte Wert von 7 % bezieht sich auf die reduzierte Statistik der BEMC–getriggerten Datenselektion.*

Spuren zu einer gemeinsamen Spur anpassen lassen. Eine Übersicht der Selektionskriterien zum Erkennen von kosmischen Myonen liefert Tabelle 5.9.

Die Selektionseigenschaften des Filteralgorithmus zum Erkennen von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung wurden sowohl am Monte–Carlo–Modell als auch an den Daten überprüft.

Kriterien zum Erkennen von kosmischen Myonen		
Für die einzelne Spur	inverser Krümmungsradius	$\kappa > 0.015\,\mathrm{cm}^{-1}$
	radiale Länge	$\Delta r > 8\,\mathrm{cm}$
	radialer Startpunkt	$r_{Start} < 40\,\mathrm{cm}$
Für die Spurkombination	Azimutalbedingung	$\phi_i \cdot \phi_j < 0$
Spur i mit Spur j	Differenz zwischen inversen Krümmungradien	$\Delta\kappa < 0.2\,\mathrm{cm}^{-1}$
	Differenz im kleinsten Abstand zum Ursprung	$\Delta\,\mathrm{dca} < 2\,\mathrm{cm}$
	Anpassung an gemeinsame Helix	$\chi_r^2 < 100$

Tabelle 5.9: *Koplanaritätskriterien zum Erkennen von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung im zentralen Spurkammersystem.*

Für elastische J/ψ–Kandidaten wird der Verlust durch den Filteralgorithmus bei J/ψ–Ereignissen mit kleinen Transversalimpuls ($p^2_{T,J/\psi} < 1\,\mathrm{GeV}^2$) am wahrscheinlichsten sein. Mit Hilfe der Detektorsimulation wird eine Unterdrückungsrate durch den Filteralgorithmus von $(3.9 \pm 0.4)\%$ für J/ψ–Kandidaten mit ($p^2_{T,J/\psi} < 1\,\mathrm{GeV}^2$) ermittelt. Beim Übergang auf Ereignisse mit größeren Transversalimpuls ($p^2_{T,J/\psi} > 1\,\mathrm{GeV}^2$) sinkt die Unterdrückungsrate auf $(2.2 \pm 1.5)\%$. Die angegebenen statistischen Fehler ergeben sich durch die eingeschränkte Ereignisstatistik im Monte–Carlo–Modell.

Die Überprüfung des kosmischen Myon–Filters durch Daten erfolgte mit Hilfe von BEMC–getriggerten Zweispurereignissen (vergleiche mit Selektion 5.3). Diese Daten bestätigen für den Filteralgorithmus eine Unterdrückungsrate von $< 2\%$ für BEMC–getriggerte Zweispurereignisse. Allerdings wird mit diesen Daten nur der Bereich ($p_T^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$) abgedeckt.

5.5 Akzeptanz für die Vorwärtsrichtung

In Abschnitt 4.7 wurden die Schnitte der Vorwärtsselektion **V** für protonelastische J/ψ–Kandidaten erläutert. Dieser Abschnitt behandelt im ersten Teil die Akzeptanz des Proton–Taggers. Der zweite Teil beschäftigt sich mit dem M_x^2–Verhalten des protoninelastischen Monte–Carlo–Modells. Es werden die Akzeptanz des Proton–Taggers und des LAC–Kalorimeters im Vorwärtsbereich bei

$$\frac{d\sigma^2}{dt\;dM_x^2} \propto \frac{1}{M_x^n} \quad \text{für } n = 2 \quad \text{und } n = 2.5$$

untersucht.

5.5.1 Ansprechwahrscheinlichkeit einzelner Zählkanäle des Proton–Taggers

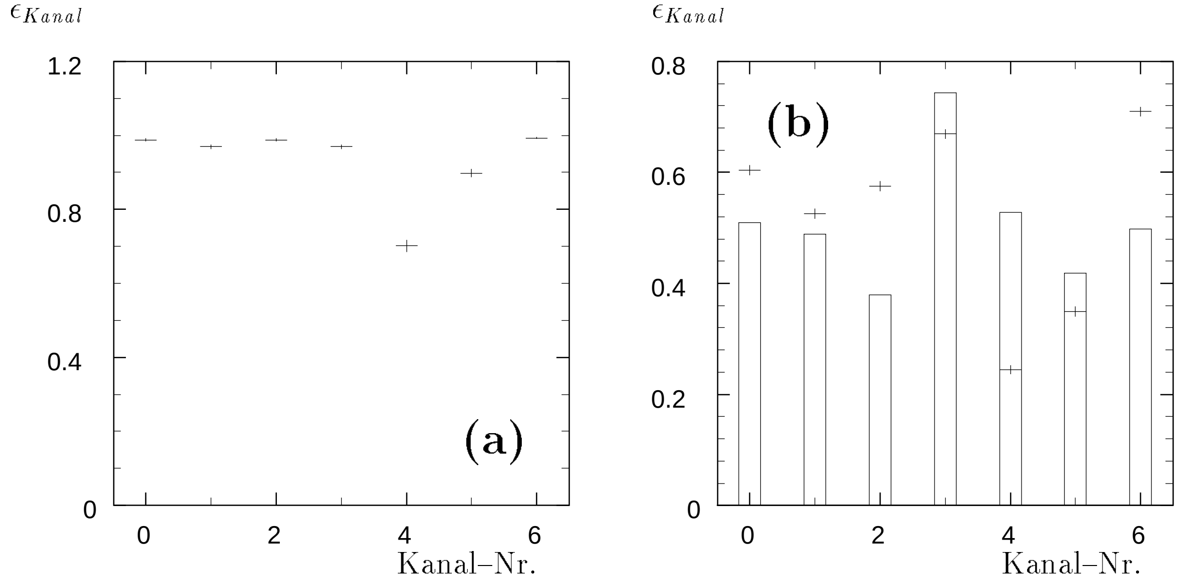


Abbildung 5.10: *Abbildungen (a) zeigt die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Zählkanals des Proton–Taggers, nachdem mindestens 6 von 7 Zählkanälen angesprochen haben. In Abbildungen (b) wird nur noch das Ansprechen von mindestens einem der 7 Kanäle verlangt. Die Daten sind mit den Vorhersagen aus der Detektorsimulation (Histogramm) überlagert worden.*

Während der Datennnahme 1994 wurde der Proton–Tagger durchgehend für jeden RUN durch ein Programm auf der L4 Filterfarm überwacht [Lis93] und die Perioden

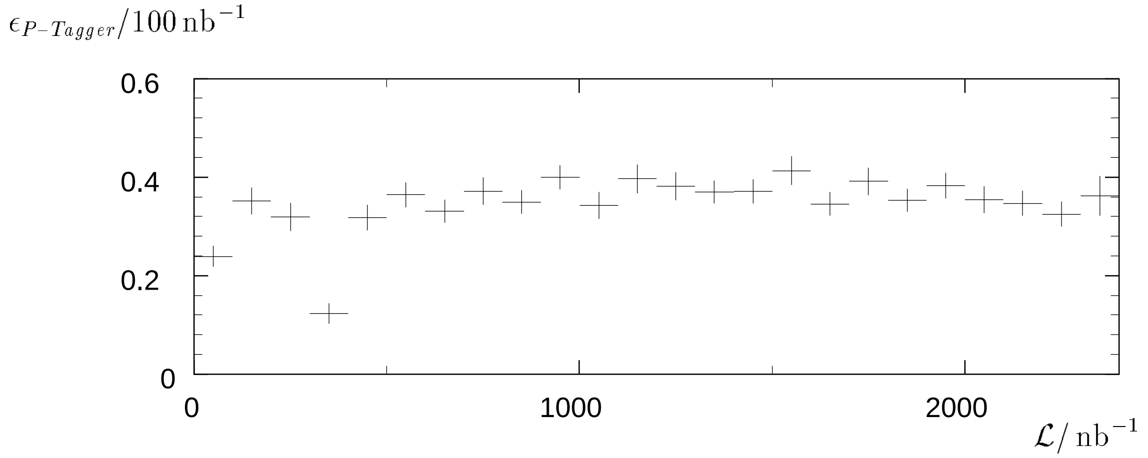


Abbildung 5.11: *Relative Trefferhäufigkeit der Zählkanäle 0,1,3,5 des Proton–Taggers in Abhängigkeit von der Luminosität für das Ansprechen von mindestens einem Kanal.*

markiert, in denen der Proton–Tagger funktionsfähig war. Das war für 96 % der RUN–Bereiche der Fall. Die als fehlerhaft gekennzeichneten Abschnitte sind aus der Analyse ausgeschlossen worden.
Unter der Annahme, daß Schauerpartikel den Proton–Tagger erreichen, wird im ersten Schritt die Ansprechwahrscheinlichkeit *einzelner* Zählkanäle untersucht. Dazu wurden Zweispurereignisse aus der in Abschnitt 4.2 vorgestellten Datenselektion mit mindestens einem Zählsignal im Proton–Tagger verwendet. Jetzt werden Ereignisse selektiert, bei denen 6 von 7 möglichen Kanälen angesprochen haben. Dies zeigt Abbildung 5.10 (a). Der Zählkanal 4 zeigt hier eine weitaus geringere Ansprechwahrscheinlichkeit als die anderen Kanäle, da seine Hochspannung während der Datennahme reduziert wurde. Deswegen wird er aus der weiteren Analyse ausgeschlossen. Falls einzelne Partikel die Zähleranordnung durchqueren, wird bis auf Kanal 4 eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 1 angenommen. Dies ist berechtigt, da die Signale der Zähler zehnmal höher sind als die Schwellen.
Im nächsten Schritt wird die Akzeptanz einzelner Kanäle untersucht. Wegen der Komplexität der Magnetanordnung vor dem Zähler, können in der Detektorsimulation nur sehr ungenaue Vorhersagen über die Akzeptanz pro Kanal gemacht werden. Eine umfassende Beschreibung der Simulation findet sich in [Lis93]. Die Abbildung 5.10 (b) zeigt den Vergleich der Zählerakzeptanzen zwischen Daten und Monte–Carlo–Modell. Für den Vergleich wurde das Ansprechen von mindestens einem der sieben Kanäle verlangt. Kanäle, die mehr als 15% in diesem Vergleich voneinander abweichen, wurden aus der weiteren Analyse ausgeschlossen. Dies unfaßt die Kanäle 2,4,6. Bei allen weiteren Kanälen wird ein Fehler für die Akzeptanz von 15 % veranschlagt.

Stabilität während der Datennahme

Abbildung 5.11 zeigt die relative Trefferhäufigkeit in Abhängigkeit von der Luminosität. Um genügend Statistik pro Luminositätsabschnitt zu gewährleisten, wurde die in Abschnitt 4.2 verwendete Datenselektion untersucht. $\epsilon_{P-Tagger}$ bezieht sich hier auf die gesamte Zweispurselektion ohne Elektronidentifizierung. Einen auffälligen Einbruch in der relativen Trefferhäufigkeit gab es im ersten Drittel der untersuchten Datennahmeperiode, welcher auf Ausleseprobleme im falschen Zeitfenster zurückzuführen ist. Dies umfaßt den RUN–Bereich 87182 – 87213 für eine Luminosität von $\mathcal{L} = 52\,\mathrm{nb}^{-1}$. Dieser Bereich wurde aus der Analyse herausgenommen.

5.5.2 Die Akzeptanz des Proton–Taggers

Im Abschnitt 5.5.1 wurden die einzelnen Zählkanäle behandelt und eine Auswahl von Zählkanälen vorgenommen, deren Akzeptanz nicht mehr als 15% von den Vorraussagen des Monte–Carlo–Modells abweicht. Um die Akzeptanz des gesamten Proton–Taggers mit den im Abschnitt 5.5.1 ausgewählten Kanälen zu bestimmen, wird zusätzlich eine Mindestenergie von $E_{IF} > 1$ GeV im LAC–Kalorimeter verlangt. Dies gewährleistet zur Akzeptanzuntersuchung des Proton–Taggers Ereignisse mit Schaueraktivität in Vorwärtsrichtung. In Tabelle 5.10 werden die Akzeptanzen des Proton–Taggers zwischen Monte–Carlo–Modell und verschiedenen Datenselektionen verglichen. Als allgemeine Tendenz ist zu erkennen, daß zwischen der Monte–Carlo–Berechnung und den Daten eine Differenz von 10 % besteht. Die Akzeptanz des Proton–Taggers wird nachträglich um diesen Beitrag korrigiert. Allerdings muß ein systematischer Fehler von 20 % veranschlagt werden, der die Ungewißheit in

Akzeptanz des Proton–Taggers in Koinzidenz mit $E_{IF} > 1\,\mathrm{GeV}$		
Beschreibung der Selektion		Akzeptanz %
Monte–Carlo–Modell:	Protondissoziation e^+e^-–Selektion	59 ± 3(stat.)
Daten:	Zweispurereignisse J/ψ–Massenbereich	48 ± 6(stat.)
	Positron im Elektrondetekor des Luminositätsystems	47 ± 2(stat.)

Tabelle 5.10: *Akzeptanz des Proton–Taggers im Vergleich zwischen Monte–Carlo–Vorhersagen und verschiedenen Datenselektionen. Für den Proton–Tagger mußte mindestens einer der Kanäle 0,1,3,5 angesprochen haben.*

der Nachweiswahrscheinlichkeit einzelner Zählkanäle sowie die Ungewißheit in der Schauertopologie in der Vorwärtsregion berücksichtigt. Außerdem ist das Material der HERA–Magnete vor dem Proton–Tagger in der Simulation nur näherungsweise beschrieben worden.

5.5.3 Das Akzeptanzverhalten in Abhängigkeit von M_x^2

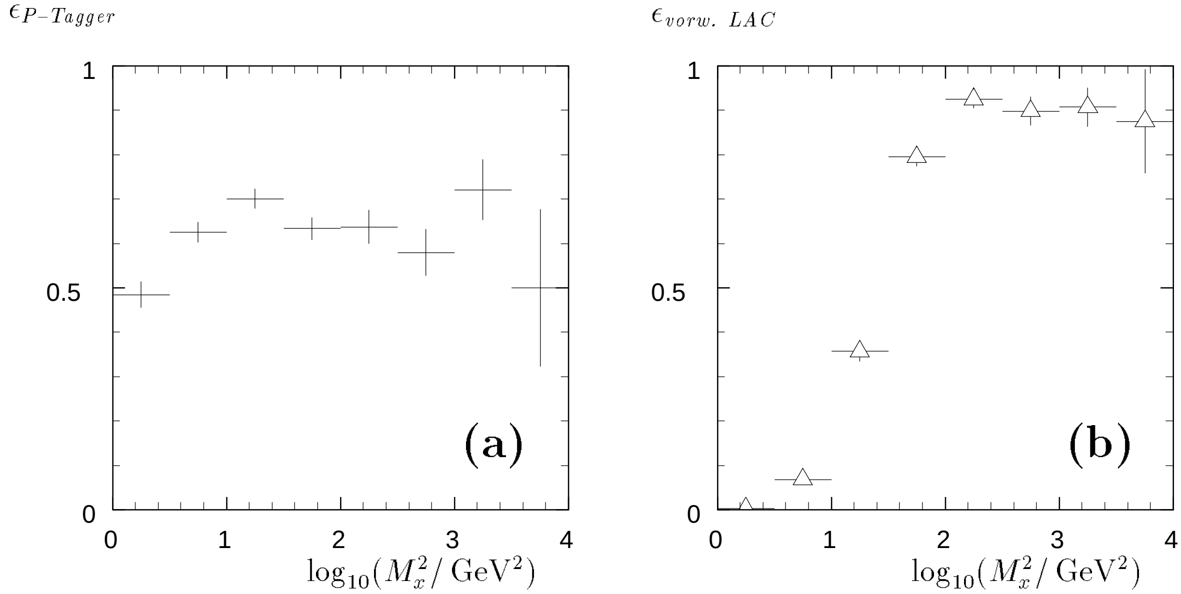


Abbildung 5.12: *Abbildung (a) zeigt die Akzeptanz des Proton–Taggers und Abbildung (b) des LAC–Kalorimeters mit* $E_{IF} > 1\,GeV^2$ *in Abhängigkeit von* $\log_{10}(M_x^2/\,GeV^2)$*, für das Monte–Carlo mit Protondissoziation.*

Zu Beginn des Kapitels 5.5 wurde auf die M_x^2–Abhängigkeit der Protondissoziation hingewiesen. Im allgemeinen wird für $d\sigma^2/dtdM_x^2 \propto e^{bt}/M_x^n$ der Parameter $n = 2$ gesetzt [Gou83]. Allerdings ist für die J/ψ–Produktion bei HERA–Schwerpunktenergien bisher $n = 2$ noch nicht experimentell bestätigt worden.
Abbildung 5.12 (a) zeigt die Akzeptanz des Proton–Taggers in Abhängigkeit von $\log_{10}(M_x^2/\,\mathrm{GeV}^2)$. Im Bereich $M_x^2 < 10\,\mathrm{GeV}^2$ besitzt der Proton–Tagger eine Akzeptanz von 50 %. Das bedeutet, daß Ereignisse mit $N^\star$–Anregungen nachgewiesen werden können. Dies ist mit dem vorwärtigen LAC–Kalorimeter unter der Bedingung $E_{IF} > 1\,\mathrm{GeV}$ wegen der geringen Akzeptanz in dieser kinematischen Region nicht möglich (siehe Abbildung (b)). Beide Akzeptanzen ändern sich mit M_x^2. Der systematische Fehler für die Akzeptanz durch das $\frac{1}{M_x^n}$–Verhalten wird durch das Monte–Carlo–Modell zur Protondissoziation untersucht, indem man n zwischen 2 und 2.5 variiert. Die Änderung der Akzeptanz für protoninelastischen Ereignisse in

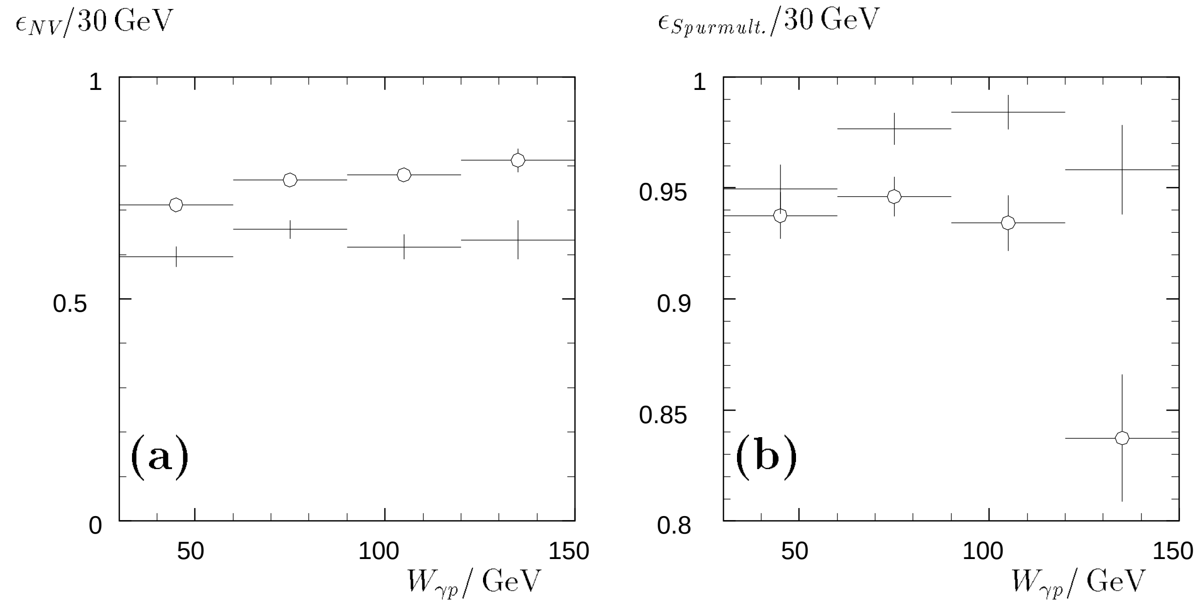


Abbildung 5.13: *Abbildung (a) zeigt in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ die Akzeptanz für protoninelastische Ereignisse durch die Selektion* **NV**, *die Schauerpartikel aus der Protondissoziation nachweist. Abbildung (b) zeigt den Einfluß der Multiplizitätsbedingung, die nur die beiden Spuren des e^+e^-–Paares im Spurkammersystem zuläßt, auf den Nachweis von protoninelastischen Ereignissen. Im Monte–Carlo–Modell wird der Fall $n = 2$ durch Punkte mit Kreisen und $n = 2.5$ durch die Balken dargestellt.*

Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ zeigt Abbildung 5.13. Die Selektion **NV** dient zum Nachweis von Schauerpartikeln aus der Protondissoziation. In Abbildung (a) ist zu erkennen, daß sich die Akzeptanz für protoninelastische Ereignisse durch die Selektion **NV** bei $W_{\gamma p} = 30\,\mathrm{GeV}$ von 70 auf 60 % senkt, falls n von 2 auf 2.5 erhöht wird. Diese Änderung in der Akzeptanz nimmt mit steigender Schwerpunktenergie zu, bis die Differenz in der Akzeptanz zwischen beiden Modellannahmen nahezu 20 % bei $W_{\gamma p} = 150\,\mathrm{GeV}$ beträgt. Der relative systematische Fehler steigt von 15 % ($W_{\gamma p} = 30\,\mathrm{GeV}$) auf 25 % bei $W_{\gamma p} = 150\,\mathrm{GeV}$.

Eine weitere Auswirkung von zusätzlichen Partikeln im Spurkammersystem wird in Abbildung 5.13 (b) gezeigt. In der Vorselektion von Zweispurereignissen (vergleiche mit Abschnitt 4.2) werden nur die beiden Spuren aus dem J/ψ–Zerfall zugelassen. Falls Schauerpartikel weitere Spuren im vorderen Teil des Spurkammersystems erzeugen, werden diese Ereignisse in der Vorselektion verworfen. Je nach Modellannahme für die Protondissoziation ändert dies die Akzeptanz für protoninelastische Ereignisse um maximal 10 %.

5.6 Unterteilung in protonelastische und inelastische Ereignisse

In den vorhergehenden Abschnitten wurde für einzelne Detektorkomponenten nachgeprüft, wie gut das Monte–Carlo–Modell die Detektoreigenschaften wiedergeben kann. Es muß berücksichtigt werden, daß die Detektorakzeptanz mit der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ variiert und vom Anteil protoninelastischer Ereignisse abhängig ist, da sich die Triggerakzeptanz zwischen elastischen und inelastischen Kandidaten unterscheidet (vergleiche mit Abbildung 5.9). Zur Lösung dieses Problems werden die Detektorakzeptanzen getrennt für protonelastischen und inelastische Ereignisse bestimmt. Die Unterscheidung in die Selektionen **V** und **NV** ermöglicht das Aufstellen des Gleichungssystems 5.1:

$$\begin{aligned} n_V &= \epsilon_V^{el} \quad n_{el} + \epsilon_V^{pd} \quad n_{pd} \\ n_{NV} &= \epsilon_{NV}^{el} \quad n_{el} + \epsilon_{NV}^{pd} \quad n_{pd} \end{aligned} \tag{5.1}$$

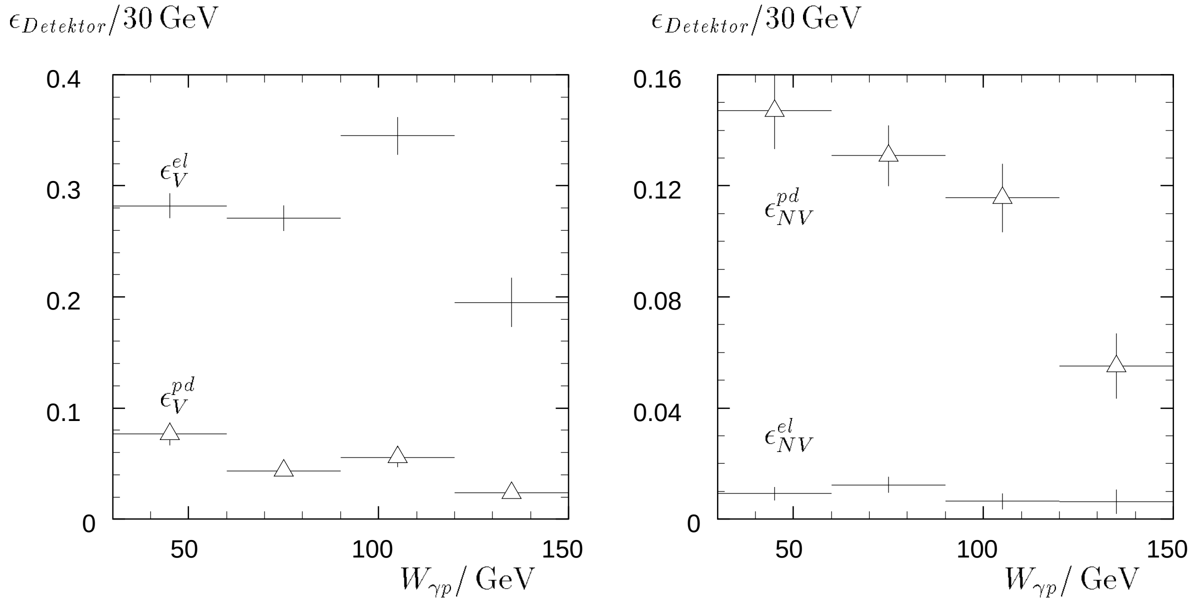
Experimentell wurden pro $W_{\gamma p}$–Intervall die Ereigniszahlen n_V und n_{NV} nachgewiesen. In jedem Intervall werden die vier Akzeptanzen ϵ_V^{el},ϵ_V^{pd},ϵ_{NV}^{el},ϵ_{NV}^{pd} getrennt durch die Detektorsimulation bestimmt. Durch die Lösung des Gleichungssystems 5.1 kann das Verhältnis n_{el}/n_{pd} unabhängig von einer theoretischen Modellannahme pro $W_{\gamma p}$–Intervall berechnet werden. Abbildung 5.14 zeigt die $W_{\gamma p}$–Abhängigkeit der durch die Detektorsimulation ermittelten Akzeptanzen. Im Fall der Selektion **V** wird deutlich, daß die Detektorakzeptanz um mehr als Faktor 3 größer für protonelastische Ereignisse ist, als für protoninelastische Kandidaten (siehe Abbildung 5.14 (a)). In der Selektion **NV** dominieren protoninelastische Kandidaten (siehe Abbildung (b)). Der Unterschied in den Akzeptanzen ermöglicht die Trennung von protonelastischen und inelastischen Ereignissen.

Die Ereigniszahlen n_V und n_{NV} müssen auf ihren QED–Untergrund korrigiert werden. Hierzu wird die Vorhersage an QED–Ereignissen aus dem Monte–Carlo–Modell von den Daten je $W_{\gamma p}$–Intervall abgezogen. Diese Korrektur wird in Anhang B.1 erläutert. Eine Übersicht der Detektorakzeptanzen einschließlich der systematischen Fehler ist in Tabelle 5.11 zusammengestellt. Zur Abschätzung der systematischen Fehler wird zwischen einem globalen Anteil zur Erkennung des e^+e^-–Paares und zwischen den vom physikalischen Modell abhängigen Anteil der Protondissoziation unterschieden. Im protoninelastischen Fall werden größere systematische Ungewißheiten erwartet als bei protonelastischen Kandidaten (siehe Tabelle 5.12). Zur Lösung des Gleichungssystems 5.1 wird dies im Rahmen der Fehlerfortpflanzung berücksichtigt. Die Lösungskoeffizienten sowie die Fehlerberechnung sind in Anhang B.2 aufgeführt. Das Ergebnis für $n_{el.}$ und n_{pd} zeigt Tabelle 5.11.

In den ersten beiden $W_{\gamma p}$–Intervallen sind vergleichbar viel protonelastische wie protoninelastische Ereignisse vertreten. Bei den weiteren Intervallen mit $W_{\gamma p} > 90\,\text{GeV}$ überwiegt der protoninelastische Anteil gegenüber den elastischen Ereignissen.

Korrektur der Ereigniszahlen durch Detektorakzeptanz				
	$W_{\gamma p}$–Bereich [GeV]			
Akzeptanz :	30 – 60	60 – 90	90 – 120	120 – 150
ϵ_V^{el}	0.282	0.278	0.341	0.190
$\Delta\epsilon_V^{el}$	17 %	17 %	17 %	17 %
ϵ_V^{pd}	0.076	0.045	0.055	0.023
$\Delta\epsilon_V^{pd}$	26 %	26.5 %	27 %	28 %
ϵ_{NV}^{el}	0.009	0.012	0.006	0.006
$\Delta\epsilon_{NV}^{el}$	17 %	17 %	17 %	17 %
ϵ_{NV}^{pd}	0.148	0.130	0.118	0.055
$\Delta\epsilon_{NV}^{pd}$	26 %	26.5 %	27 %	28 %
Selektion:				
n_V	45	82	57	13
n_{NV}	19	34	25	7
korr. Anzahl Ereignisse:				
n_{el}	127	256	134	54
Δn_{el} (stat)	19 %	13 %	18 %	35 %
Δn_{el} (sys.)	19 %	18 %	18 %	18 %
n_{pd}	121	238	205	121
Δn_{pd} (stat)	25 %	18 %	20 %	40 %
Δn_{pd} (sys.)	28 %	29 %	28 %	29 %

Tabelle 5.11: *Bestimmung der Ereigniszahlen für protonelastischen und inelastische Kandidaten mit einem für das* e^+e^-*–Paar gültigen Polarwinkelbereich von* $20° < \theta < 160°$.



Selektion V **Selektion NV**

Abbildung 5.14: *Detektorakzeptanz in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ getrennt für protonelastische und protoninelastische Ereignisse. Links sind die Akzeptanzen im Fall der Selektion* **V** *und rechts für die Selektion* **NV** *abgebildet. Das e^+e^-–Paar muß im Polarwinkelbereich zwischen $20° < \theta < 160°$ liegen und $Q^2 < 4\,GeV^2$ betragen. Der protonelastische Akzeptanzverlauf wird durch Balken und die protoninelastische Akzeptanz durch Dreiecke dargestellt.*

Übersicht: Systematische Fehler		
e^+e^-–Erkennung:	$\Delta\epsilon_{e^+e^-}$	
Auffinden von zwei Vertexspuren	6 %	
Erkennen beider Elektronen im LAC	5 %	
Trigger	14 %	
Protondissoziation:	$\Delta\epsilon_{el}$	$\Delta\epsilon_{pd}$
Selektion	2 %	10 %
Vorwärtsselektion	4 %	20 %
Quadratische Summe:	17 %	27 %

Tabelle 5.12: *Übersicht der systematischen Fehler zu den einzelnen Selektionsschnitten. Die Selektion weist je nach Verhalten des Protons verschieden systematische Ungewißheiten auf.*

5.6.1 Globale Detektorakzeptanz

Da durch die Lösung des Gleichungsystems 5.1 das Verhältnis von protonelastischen zu inelastischen Ereignissen bekannt ist, kann jetzt eine globale Detektorakzeptanz bestimmt werden. Dabei werden die protonelastischen und protoninelastischen Monte–Carlo–Ereignisse in dem in Tabelle 5.11 gegebenen Verhältnis von n_{el}/n_{pd} zueinander gewichtet. Die resultierende Detektorakzeptanz zeigt Tabelle 5.13 für einen $W_{\gamma p}$–Bereich von $30 < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$.

Übersicht: Detektorakzeptanz		
Beschreibung	$\epsilon_{Detektor}$	$\Delta\epsilon$ %
Auffinden von zwei Vertexspuren	0.95	6
Erkennen beider Elektronen im LAC	0.76	5
Trigger	0.46	14
Selektion	0.67	10
Summe:	0.22	19

Tabelle 5.13: *Übersicht zur Detektorakzeptanz zum Erkennen eines* e^+e^-*–Paares im Polarwinkelbereich von* $20° < \theta < 160°$*. Die systematischen Fehler sind quadratisch summiert.*

5.7 Vergleich zwischen Monte–Carlo–Modell und Daten

Nach der Bestimmung des Verhältnis von protonelastischen zu protoninelastischen Ereignissen ist ein Vergleich zwischen den Vorhersagen aus dem Monte–Carlo–Modell und den Daten möglich. Zuerst werden die L1–Triggerraten mit und ohne Selektion **V** verglichen. Dann folgt ein Vergleich für die Spureigenschaften der e^+e^--Paare zwischen Monte–Carlo–Modell und Daten. Abschließend wird die $W_{\gamma p}$–Verteilung mit der Monte–Carlo–Vorhersage verglichen.

5.7.1 Vergleich der Subtriggerraten

Ein wichtiger Test zur Überprüfung der Monte–Carlo–Simulation sind die Ereignisbeiträge der verschiedenen Subtrigger zum J/ψ–Signal. Hier können fehlerhafte Beschreibungen der Triggerelemente im Monte–Carlo–Modell zu größeren Abweichungen bei den Subtriggeranteilen führen. Die Abbildung 5.15 zeigt den Vergleich der Ansprechwahrscheinlichkeiten einzelner Subtrigger zwischen Daten und

Monte–Carlo–Modell für Ereignisse im J/ψ–Signal. In Abbildung (a) wurde zu diesem Zweck im ersten Bin die Anzahl der Ereignisse im J/ψ–Massenbereich aus dem Monte–Carlo–Modell mit der Anzahl von Ereignissen aus den Daten normiert. Die weiteren Histogramme zeigen die Voraussagen des Monte–Carlo–Modells für die Subtriggeranteile. Diese Verteilung auf die verschiedenen Subtrigger wird gut durch die Simulation wiedergegeben.

In Abbildung (b) wurden für dieselbe Normierung zusätzlich die Vorwärtsselektionsschnitte aus Abschnitt 4.7 hinzugenommen. Das Monte–Carlo–Modell folgt im ersten Histogramm von (b) im Rahmen von 4 % den Daten. Nach diesen Schnitten werden außerdem die Triggeranteile richtig wiedergegeben.

5.7.2 Spureigenschaften der e^+e^-–Paare

Die Abbildung 5.16 zeigt für die J/ψ–Kandidaten einen Vergleich der wichtigsten Spureigenschaften einzelner Spuren zwischen Daten und Monte–Carlo–Simulation. Die Azimutalverteilung (b), der Transversalimpuls (c) und die deponierten Energie im LAC–Kalorimeter (d) werden vergleichbar zu den Daten im Monte–Carlo–Modell wiedergegeben. In (a) ist zu erkennen, daß in den Daten mehr Spuren im Rückwärtsbereich des Detektors vorhanden sind, als es das Monte–Carlo–Modell vorhersagt. Die Abweichung liegt aber immer noch im statistischen Rahmen (Das Modell besitzt die fünffache Statistik im Vergleich zu den Daten).

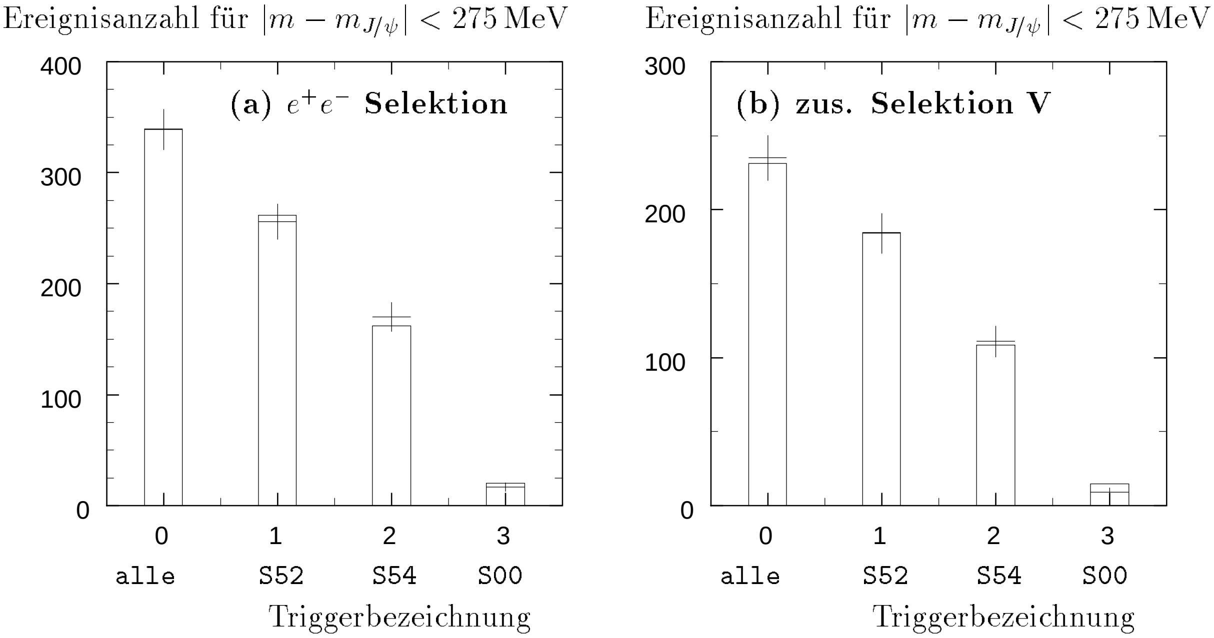


Abbildung 5.15: *Beide Abbildungen stellen die Triggerzusammensetzung der selektierten Ereignisse dar. Das erste Bin zeigt die Anzahl aller Ereignisse im J/ψ–Massenbereich. Auf diese Anzahl wurde das Monte–Carlo–Modell normiert. Die weiteren Bins zeigen die Voraussagen der Simulation (Histogramm) für die Anteile vom LAC–Trigger* **S52**, *vom topologischen Spurkammertrigger* **S54** *und vom BEMC–Trigger* **S00** *an. Die aus den Daten ermittelten Subtriggeranteile sind als Punkte überlagert. Die Abbildungen unterscheiden sich in den Selektionen voneinander. (a) umfaßt die gesamte e^+e^-–Selektion im J/ψ–Massenbereich und bei (b) wird zusätzlich die in Abschnitt 4.7 erläuterte Selektion* **V** *verlangt.*

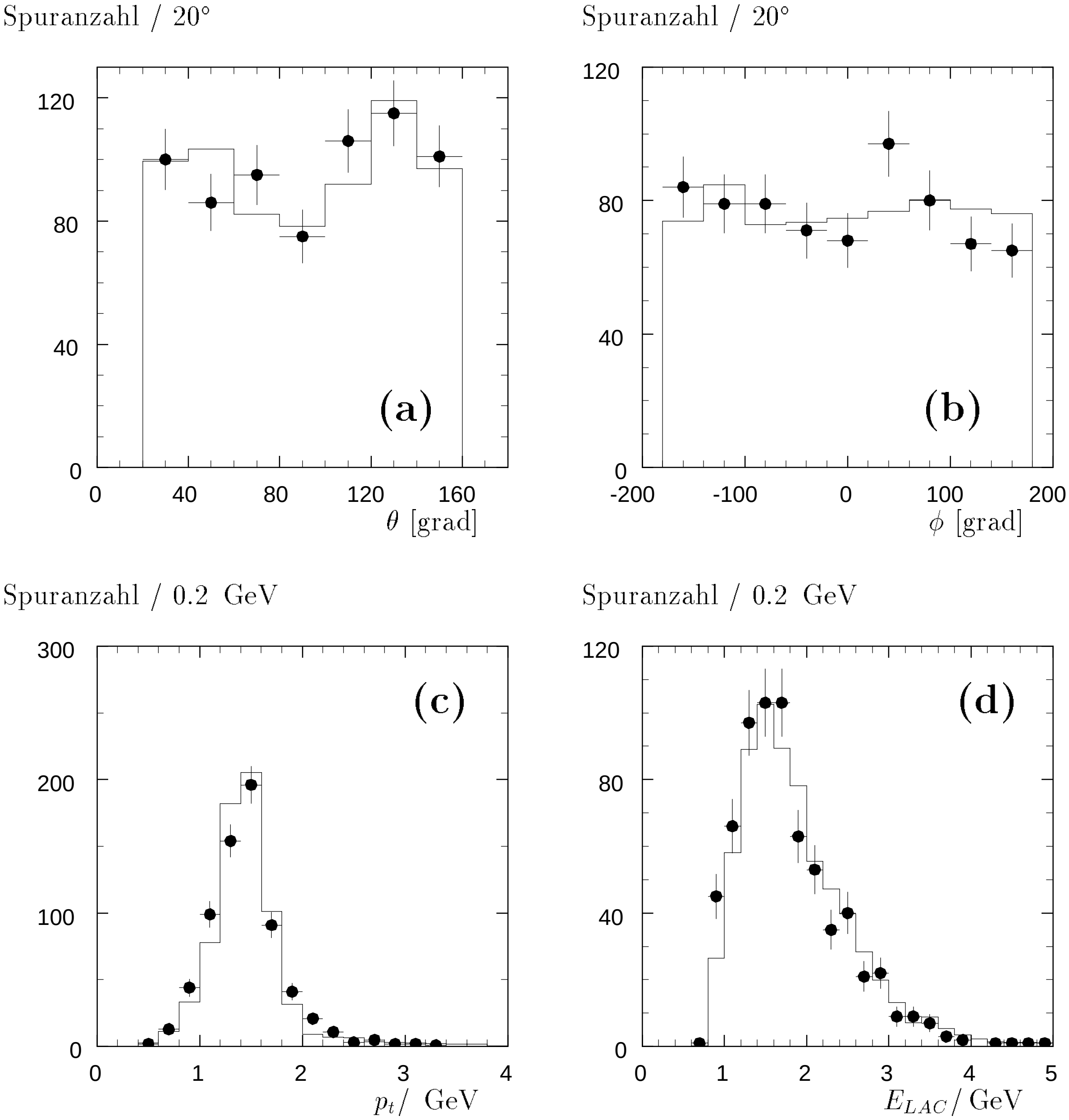


Abbildung 5.16: *Die wichtigsten Verteilungen für die Spureigenschaften der Elektronen aus dem J/ψ–Zerfall. Die Daten sind als Punkte gekennzeichnet. Das Monte–Carlo–Modell nach allen Detektorschnitten ist als Histogramm überlagert. (Die Statistik des Monte–Carlo–Modells entspricht der fünffachen Statistik der Daten.)*

5.7.3 Der Meßbereich für die γp–Schwerpunktenergie

$W_{\gamma p}$ wird aus der kinematischen Größe y nach Gleichung 1.1 ermittelt. y kann nur selten direkt durch das Photon bestimmt werden, da das gestreute Positron im Fall der Photoproduktion meistens verloren geht. Ist sein Streuwinkel groß genug, kann es im BEMC (typ. $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$) nachgewiesen werden. Eine weitere Möglichkeit zur direkten Rekonstruktion besteht im Nachweis des gestreuten Positrons im Elektrondetektor des Luminositätsystems. Der eingeschränkte Akzeptanzbereich des Elektrondetektors macht nur den kinematischen Bereich $y > 0.3$ für diese direkte Messung möglich. Damit werden Schwerpunktenergien $W_{\gamma p} > 160\,\mathrm{GeV}$ erreicht, die außerhalb des Akzeptanzbereichs der hier selektierten J/ψ–Kandidaten liegen (siehe Abbildung 3.3 (a) und 5.17). Im Fall der Photoproduktion wird die Virtualität des Photons zur Berechnung von $W_{\gamma p}$ vernachlässigt. Zur Bestimmung von y nach der Methode von Jacquet–Blondel [Blo79] werden die beiden Spuren des e^+e^-–Paares hinzugezogen (siehe Abschnitt 4.6):

$$W_{\gamma p} \approx m_p^2 + \frac{s}{2E_e}(E_{J/\psi} - p_{z,J/\psi}) \tag{5.2}$$

E_e ist die Energie des einlaufenden Positrons und s die ep–Schwerpunktenergie. $(E_{J/\psi} - p_{z,J/\psi})$ wird aus den rekonstruierten Vierervektoren des e^+e^-–Paares berechnet.

Da nur die beiden Spuren des e^+e^-–Paares im Spurkammersystems erlaubt sind (vergleiche mit Abschnitt 4.2), ist diese Näherung im Bereich $z > 0.95$ möglich (siehe Abschnitt 4.6). Die Abbildung 5.17 zeigt die rekonstruierte $W_{\gamma p}$–Verteilung im Vergleich zwischen Daten und Monte–Carlo–Modell. Durch die eingeschränkte Polarwinkelakzeptanz ist diese Analyse auf einen $W_{\gamma p}$–Bereich von 30 – 150 GeV sensitiv (vergleiche auch Abbildung 3.3 (a)).

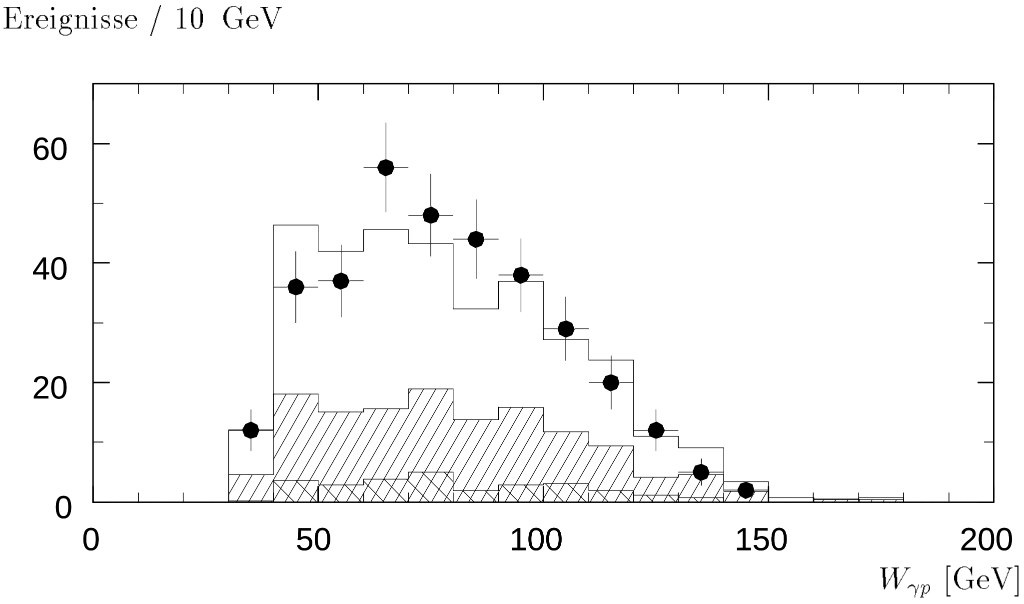


Abbildung 5.17: *Der in dieser Analyse sensitive γp–Meßbereich im Vergleich zwischen Daten und Monte–Carlo–Modell nach allen Sektionsschnitten zur Erkennung eines e^+e^-–Paares im J/ψ–Massenbereich. Die Daten sind durch die Punkte gekennzeichnet und das Monte–Carlo als Histogramm überlagert. Der Monte–Carlo–Anteil mit Protondissoziation ist rechts und der auf die Luminosität normierte Anteil des QED–Untergrunds ist links schraffiert.*

Kapitel 6

Ergebnisse zur diffraktiven J/ψ-Erzeugung

In den ersten beiden Abschnitten werden *ep*- und γp–Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ bestimmt. Es folgen Untersuchungen zur Transversalimpuls- und der Zerfallswinkelverteilung des J/ψ–Mesons. Das Kapitel schließt mit der Q^2–Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ ab.

6.1 Messung des ep–Wirkungsquerschnitts

Durch die Unterteilung der J/ψ–Kandidaten in die Selektionen **V** und **NV** konnte zwischen protonelastischen (Selektion **V**) und protoninelastischen Ereignissen (Selektion **NV**) unterschieden werden. Für die protonelastischen und inelastischen J/ψ–Kandidaten wurden jeweils getrennt die Detektorakzeptanzen der Selektionen **V** und **NV** bestimmt (siehe Abschnitt 5.6). Damit lassen sich die Anzahl der protonelastischen n_{el} und inelastischen n_{pd} Ereignisse im Polarakzeptanzbereich von $20^\circ < \theta < 160^\circ$ durch das Gleichungssystem B.1 als Funktion von $W_{\gamma p}$ berechnen. Pro W–Intervall ergeben sich folgende ep–Wirkungsquerschnitte für $ep \to J/\psi + X(p', M_X)$:

$$\sigma_{ep}^{el} = \frac{n_{el}(1-\epsilon_{\psi'})}{\epsilon_{pol}\cdot\mathcal{L}\cdot\mathrm{BR}} \quad , \quad \sigma_{ep}^{pd} = \frac{n_{pd}(1-\epsilon_{\psi'})}{\epsilon_{pol}\cdot\mathcal{L}\cdot\mathrm{BR}} \tag{6.1}$$

$\mathcal{L}$ ist die in Abschnitt 4.5 ermittelte integrierte Luminosität. Weiterhin beträgt das Zerfallsverhältnis $J/\psi \to e^+e^-$ [PDG94]:

$$\mathrm{BR}(J/\psi \to e^+e^-) = (6 \pm 0.25)\%$$

Eine weitere Größe ist die Polarwinkelakzeptanz ϵ_{pol} für das e^+e^-–Paar, wobei das Elektron wie auch das Positron im Polarwinkelbereich $20^\circ < \theta < 160^\circ$ vorliegen müssen. Unter der Annahme der s–Kanal–Helizitätserhaltung (vergl. mit Abschnitt 1.7 und 6.4) wurde ϵ_{pol} mit Hilfe des Monte–Carlo–Modells bestimmt (vergl. mit Tabelle 6.1). Der ep–Wirkungsquerschnitt wurde so in vier $W_{\gamma p}$–Intervallen bestimmt

Polarwinkelakzeptanz ϵ_{pol} $20° < \theta < 160°$			
$W_{\gamma p}$–Bereich [GeV]			
30 – 60	60 – 90	90 – 120	120 – 150
0.46 ± 0.02	0.86 ± 0.04	0.71 ± 0.03	0.37 ± 0.02

Tabelle 6.1: *Übersicht zur Polarakzeptanz in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$. Ein systematischer Fehler von 5% zeigt sich durch die Variation von $\sigma_{\gamma p}(W_{\gamma p}) \propto W_{\gamma p}^{4\epsilon}$ mit $\epsilon = 0.081$ auf $\epsilon = 0.25$.*

(vergl. mit Tabelle 6.4). Die Übersicht 6.5 zeigt weitere systematische Fehler, die unabhängig von der Detektorakzeptanz zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts hinzukommen.

6.1.1 Korrektur auf den Beitrag von ψ'–Vektormesonen

Zerfallskanal	Zerfallsrate [%]
$\psi' \to J/\psi + \pi^+\pi^-$	32.4 ± 2.6
$\psi' \to J/\psi + \eta$	2.7 ± 0.4
$\psi' \to J/\psi + \pi^0\pi^0$	18.4 ± 2.7
$\psi' \to J/\psi + \pi^0$	0.097 ± 0.021
$\psi' \to e^+e^-$	0.88 ± 0.13
$\psi' \to \mu^+\mu^-$	0.77 ± 0.17

Tabelle 6.2: *Der obere Teil der Tabelle zeigt den Zerfall von ψ' in das J/ψ und weitere Hadronen. Der untere Teil gibt den direkten Zerfall des ψ' in Leptonen an (Zerfallsraten aus [PDG94]).*

Zur Messung des elastischen Wirkungsquerschnitts muß auf die Kaskadenzerfälle vom ψ' ins J/ψ und neutrale Zerfallsprodukte korrigiert werden. Dies sind die Kaskadenzerfälle,

$$\psi' \to J/\psi + \pi^0\pi^0$$

$$\psi' \rightarrow J/\psi + \eta$$
$$\psi' \rightarrow J/\psi + \pi^0$$

welche eine Gesamtzerfallsrate von $(21.11 \pm 2.73)\%$ ergeben.
Das ψ' zu J/ψ–Verhältnis läßt sich aus experimentellen Daten ermitteln.
Dem $\psi'(2s)$ werden dieselben Spin– und Paritätseigenschaften $(J^{PC}) = 1^{--}$ wie dem J/ψ zugeordnet. Es unterscheidet sich vom J/ψ in der Masse $\Delta m = (589.07 \pm 0.13)$ MeV [PDG94] und in den Zerfallsbreiten. In der Tabelle 6.2 sind die Zerfallsraten für die Zerfälle $\psi' \rightarrow J/\psi + X$ und die direkten leptonischen Zerfallsraten aufgeführt. Der Nachweis des ψ' erfolgt experimentell ebenso durch die Identifikation der Zerfallsleptonen. Experimentell wurde ein Verhältnis $\psi'/_{J/\psi} \simeq 0.2$ ermittelt. Eine Übersicht der gemessenen $\psi'/J/\psi$–Verhältnisse bei $W_{\gamma p} \leq 22$ GeV ist in Tabelle 6.3 zu finden.

Experiment	Zerfallskanal	$\sigma(\psi')/\sigma(J/\psi)$
NA14 [Bar87]	$\mu^+\mu^-$	0.19 ± 0.04
EMC [EMC83]	$\mu^+\mu^-$	0.22 ± 0.12
E401 [Bin83]	$J/\psi + \pi^+\pi^-$	0.20 ± 0.05

Tabelle 6.3: *Übersicht der bisher ermittelten ψ' zu J/ψ Verhältnisse für Experimente mit hoher Statistik.*

$\epsilon_{\psi'}$ korrigiert den Beitrag von Kaskadenzerfällen des ψ' ins J/ψ und neutrale Zerfallsprodukte (vergl. mit Abschnitt 6.1.1). Zur Abschätzung des Anteils des ψ'- am J/ψ-Wirkungsquerschnitt wird das Verhältnis $\sigma(\psi')/\sigma(J/\psi) = 0.19 \pm 0.04$ aus den Myonstreuexperimenten angenommen (vergl. mit Übersicht 6.3). Daraus berechnet sich folgende Korrektur für den J/ψ—Wirkungsquerschnitt.

$$\epsilon_{\psi'} = \frac{\sigma(\psi')}{\sigma(J/\psi)} \cdot \mathrm{BR}_{neutrals} = 0.19 \cdot 0.21 = 0.040 \pm 0.008$$

In der Massenverteilung (Abbildung: 4.7) ist ein Signal durch den Zerfallskanal $\psi' \rightarrow e^+e^-$ bei $m_{e^+e^-} \approx 3.7$ GeV möglich. Unter Berücksichtigung der Zerfallsrate $\mathrm{BR}(\psi' \rightarrow e^+e^-)$ (siehe Tabelle 6.2) sind

$$n_{J/\psi} \cdot \sigma(\psi')/\sigma(J/\psi) \cdot BR = 341 \cdot 0.119 \cdot 0.0088 \approx 0.6$$

Ereignisse zu erwarten. In Abbildung 4.7 sind im Massenbereich des ψ' (3.6 - 3.8) GeV sieben Ereignisse zu finden, wobei sechs e^+e^-–QED–Ereignisse durch das Monte–Carlo–Modell als Untergrund vorausgesagt werden. Demnach konnte kein Signal vom Zerfallskanal $\psi' \rightarrow e^+e^-$ nachgewiesen werden.

ep–Wirkungsquerschnitt				
	$W_{\gamma p}$–Bereich [GeV]			
	30 – 60	60 – 90	90 – 120	120 – 150
$\sigma_{p.el.}$ [nb]	$2.1 \pm 0.4 \pm 0.4$	$2.3 \pm 0.3 \pm 0.5$	$1.4 \pm 0.3 \pm 0.3$	$1.1 \pm 0.4 \pm 0.2$
$\sigma_{p.in.}$ [nb]	$2.0 \pm 0.5 \pm 0.6$	$2.1 \pm 0.4 \pm 0.6$	$2.2 \pm 0.4 \pm 0.6$	$2.5 \pm 1.0 \pm 0.8$

Tabelle 6.4: *ep–Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ für $Q^2 < 4\,GeV^2$. Zuerst wird der statistische dann der systematische Fehler genannt.*

Übersicht: systematische Fehler		
Luminosität	2 %	
BR($J/\psi \rightarrow e^+e^-$)	4 %	
Polarwinkelschnitt	5 %	
ψ'–Korrektur	1 %	
Detektor (siehe Tab.:5.11)	Δn_{el} 18 %	Δn_{pd} 29 %
Quadratische Summe:	19 %	30 %

Tabelle 6.5: *Übersicht der systematischen Fehler zur Bestimmung des ep–Wirkungsquerschnitts.*

6.2 Die Bestimmung des γp–Wirkungsquerschnitts

γp–Wirkungsquerschnitt				
	$W_{\gamma p}$–Bereich [GeV]			
	30 – 60	60 – 90	90 – 120	120 – 150
Flußfaktor $\mathcal{F}_{e/\gamma}$	0.0724	0.0369	0.0225	0.0146
W_x [GeV]	42.9 ± 2.0	73.8 ± 2.0	103.8 ± 2.0	133.9 ± 2.0
$\sigma_{p.el.}$ [nb]	$30 \pm 6 \pm 6$	$61 \pm 8 \pm 11$	$64 \pm 12 \pm 12$	$75 \pm 26 \pm 14$
$\sigma_{p.in.}$ [nb]	$27 \pm 7 \pm 8$	$57 \pm 10 \pm 16$	$97 \pm 19 \pm 27$	$170 \pm 68 \pm 49$

Tabelle 6.6: *γp–Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ für $Q^2 < 4\,GeV^2$. Zuerst wird der statistische dann der systematische Fehler genannt.*

Im Abschnitt 1.3.1 wurde der Zusammenhang zwischen ep- und γp-Wirkungsquerschnitt erläutert (siehe Gleichung 1.8). Mit

$$y = \frac{W_{\gamma p}^2 + Q^2 - m_p^2}{s}$$

läßt sich der γp-Wirkungsquerschnitt im Intervall $[W_a, W_b]$ berechnen, falls sein Anstieg

$$\sigma_{\gamma p}(W) = \sigma_{\gamma p}(W_0) \left(\frac{W}{W_0}\right)^{\epsilon'} \tag{6.2}$$

durch den Parameter ϵ' annähernd bekannt ist (Gleichung 6.2):

$$\sigma_{ep}^{meas} = \sigma_{\gamma p}(W_0) \int_{W_a}^{W_b} dW \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{Cut-Off}} dQ^2 \left(\frac{W}{W_0}\right)^{\epsilon'} \cdot \frac{d^2\mathcal{F}_{e/\gamma}}{dy\; dQ^2} \tag{6.3}$$

Für jedes $W_{\gamma p}$–Intervall läßt sich ein Photonflußfaktor

$$\mathcal{F}_{e/\gamma}\Big|_{W_a}^{W_b} = \int_{W_a}^{W_b} dW \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{Cut-Off}} dQ^2 \frac{d\mathcal{F}^T(y, Q^2)}{dy dQ^2}$$

bestimmen, mit dem sich der γp–Wirkungsquerschnitt zur Schwerpunktenergie W_x berechnen läßt (Gleichung 6.4).

$$\sigma_{ep}^{meas} = \sigma_{\gamma p}(W_x) \cdot \mathcal{F}_{e/\gamma}\Big|_{W_a}^{W_b} \tag{6.4}$$

Zur Anpassung an die Daten wurde $\epsilon' = 0.9$ gewählt und um $\Delta\epsilon' = \pm 0.4$ variiert. Dies ergab eine Änderung für $\Delta W_x < 2\,\mathrm{GeV}$. Der Flußfaktor $\mathcal{F}_{e/\gamma}$ sowie der daraus

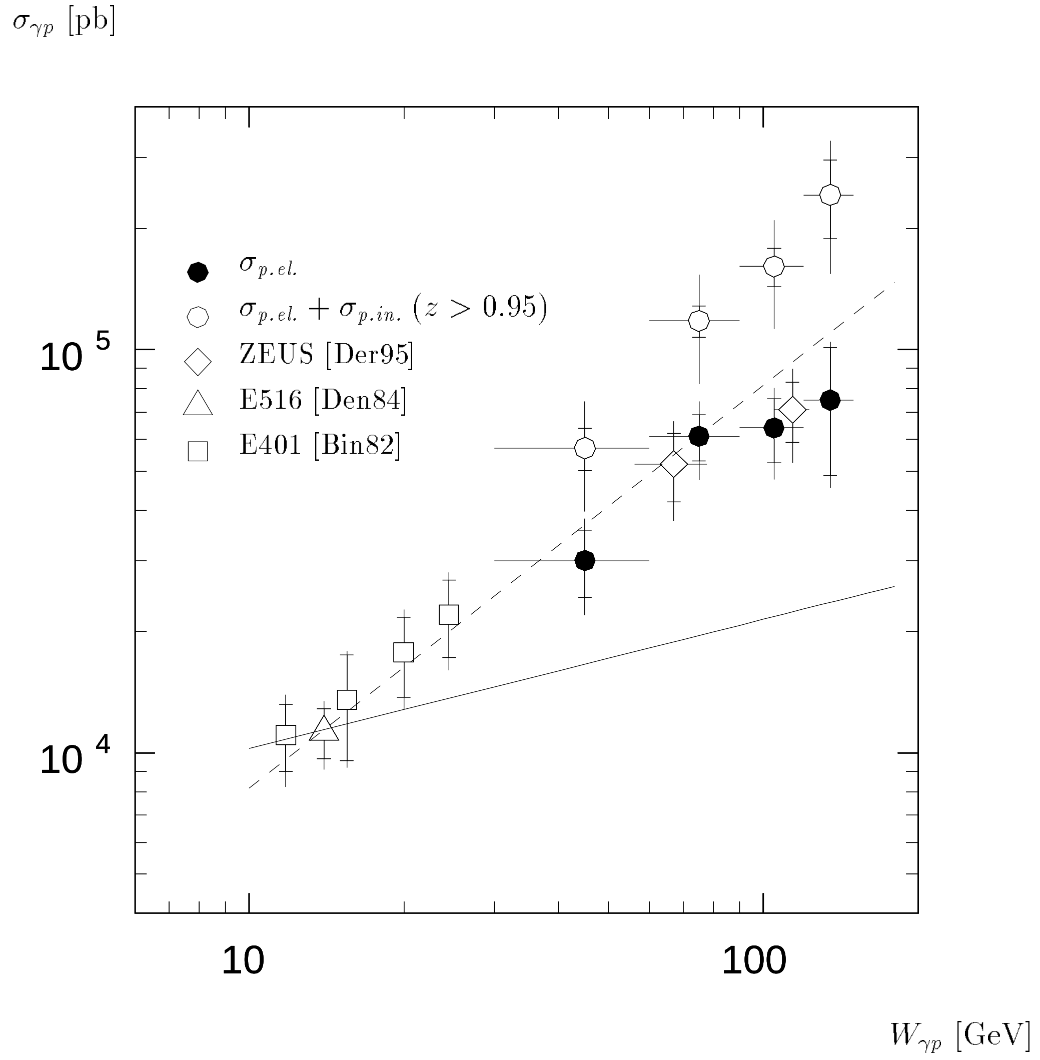


Abbildung 6.1: *Die in dieser Analyse ermittelten Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu anderen Messung in Abhängigkeit von* $W_{\gamma p}$. *Die protonelastischen Messungen werden durch ausgefüllte Kreise gekennzeichnet. Die Summe von elastischer und protoninelastischer Messung für* $(z > 0.95)$ *bilden die nicht ausgefüllten Kreise. Die durchgezogene Line zeigt das Ansteigen von* $\sigma_{\gamma p}(W_{\gamma p}) \propto W_{\gamma p}^{4\epsilon}$ *mit* $\epsilon = 0.081$. *Für die gestrichelte Linie wurde* ϵ *auf 0.25 erhöht.*

bestimmte γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}(W_x)$ sind für die verschiedenen W–Intervalle in Tabelle 6.6 zusammengestellt.

In der Abbildung 6.1 wird die Abhängigkeit des γp-Wirkungsquerschnitts von der Schwerpunktenergie für die protonelastische und inelastische J/ψ–Erzeugung dargestellt. Da nur Ereignisse mit den beiden Spuren des e^+e^-–Paares im Spurkammersystem zugelassen werden, beschränkt sich der kinematische Bereich für die protoninelastischen Ereignisse auf $z > 0.95$ (vergl. mit Abbildung 4.9). Die Abbildung 6.1 zeigt deutlich das Ansteigen des elastischen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$. Der Anstieg ist größer, als er durch das diffraktive Modell zur Hadron–Hadron–Streuung mit $\epsilon = 0.0808$ [Lan90], [Don92] vorausgesagt wird (siehe Abschnitt 1.4). Zum Vergleich ist der Anstieg mit $\epsilon = 0.25$ in der Abbildung 6.1 durch den gestrichelten Verlauf gekennzeichnet.

6.3 Transversalimpuls des J/ψ–Mesons

Für die diffraktive Streuung ist ein exponentielles Abfallen des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von t zu erwarten (vergleiche mit 1.11). Dieser Abfall wird durch den Steigungsparameter b charakterisiert. Zur Bestimmung von b ist die Messung der t–Verteilung notwendig, welche unter Vernachlässigung des zusätzlichen Transversalimpuls des γp–Schwerpunktsystems im elastischen Fall aus $p_T^{J/\psi}$ rekonstruierbar ist. Im γp–Schwerpunktsystem gilt:

$$t = (q - p_{J/\psi})^2 = -\frac{1}{z} p_T^{\star 2} - (1-z)Q^2 - (\frac{1}{z} - 1)m^2_{J/\psi} \tag{6.5}$$

Im elastischen Fall ($z = 1$) kann $t \approx -p_T^{\star 2}$ gleichgesetzt werden. Abbildung 6.2 zeigt die p_T^2–Verteilung des rekonstruierten J/ψ–Mesons im Vergleich zwischen Daten und Monte–Caro–Modell. Deutlich ist zu erkennen, daß die meisten Ereignisse in der Region $p_T^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ zu finden sind. Ein Vergleich der p_T^2–Verteilung (Abbildung 6.2) mit der t–Verteilung (Abb.: 3.3 (b)) zeigt den Einfluß des Transversalimpulses des γp–Schwerpunktsystems auf das $p^2_{T_{J/\psi}}$, falls Q^2 nicht mehr zu vernachlässigen ist ($Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$). Dies führt zu einem nahezu konstanten Verhalten von $d\sigma_{\gamma p}/dp_T^2$ ab $p_T^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$, welches auch durch das Monte–Carlo wiedergegen wird. Ohne die Rekonstruktion des gestreuten Positrons kann deshalb keine Aussage über $d\sigma/dt$ für $|t| > 1\,\mathrm{GeV}^2$ gemacht werden.

Zur Bestimmung des Steigungsparameters b wird binweise der zu erwartende Beitrag von QED–Ereignissen statistisch abgezogen. Anhand der Vorwärtsselektion ist eine Trennung der protoninelastischen Ereignisse von der Gesamtzahl der J/ψ–Kandidaten möglich (vergleiche mit Abbildung 6.3). In beiden Abbildungen (a) und (b) zeigt sich, daß der Steigungsparameter b im Monte–Carlo–Modell zu groß

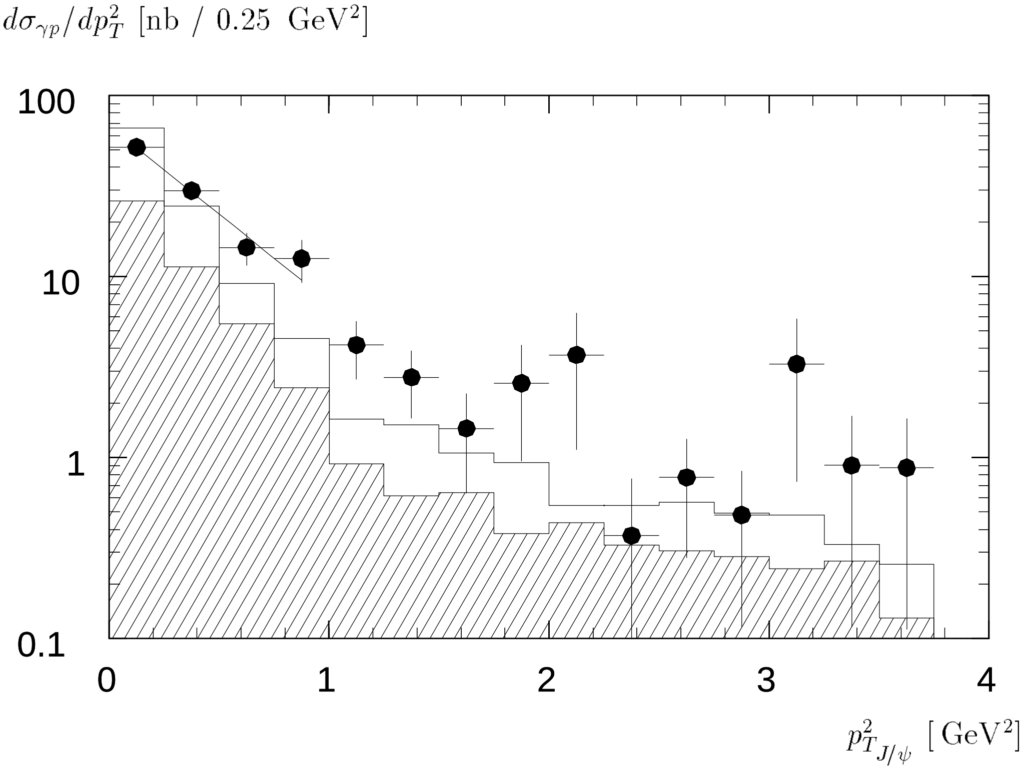


Abbildung 6.2: *Die Transversalimpulsverteilung des rekonstruierten J/ψ–Mesons im Vergleich zwischen Daten und Mont–Carlo–Modell für J/ψ–Kandidaten mit $Q^2 < 4\,GeV^2$. Die Punkte repräsentieren Daten und das Histogramm das Monte–Carlo. Der Monte–Carlo–Anteil mit Protondissoziation ist schraffiert gekennzeichnet.*

gewählt wurde (siehe Tabelle 6.7). Die Tabelle 6.7 gibt eine Übersicht zu den aus den Daten angepaßten Steigungsparametern. Es ist zu berücksichtigen, daß in der Selektion **V** ein nicht vernachlässigbarer Anteil an protoninelastischen Ereignissen vorhanden ist. Je nach $W_{\gamma p}$–Bereich ist in der Selektion **V** für die protonelastischen Kandidaten ein Anteil aus der Protondissoziation von 16 – 27 % zu erwarten. Da die Detektorakzeptanzen für die verschiedenen Selektionen bekannt sind (siehe Abschnitt 5.6) und auch das Verhältnis zwischen elastischen und protoninelastischen Ereignisse bestimmt wurde, ist diese Abschätzung der protoninelastischen Kandidaten in der Selektion **V** möglich.

6.4 Die Zerfallswinkelverteilung der e^+e^-–Paare

Bei der diffraktiven Streuung überträgt sich der Spin des einlaufenden Photons auf das J/ψ (siehe Abschnitt 1.7). Daher ist im J/ψ–Schwerpunktsystem für das

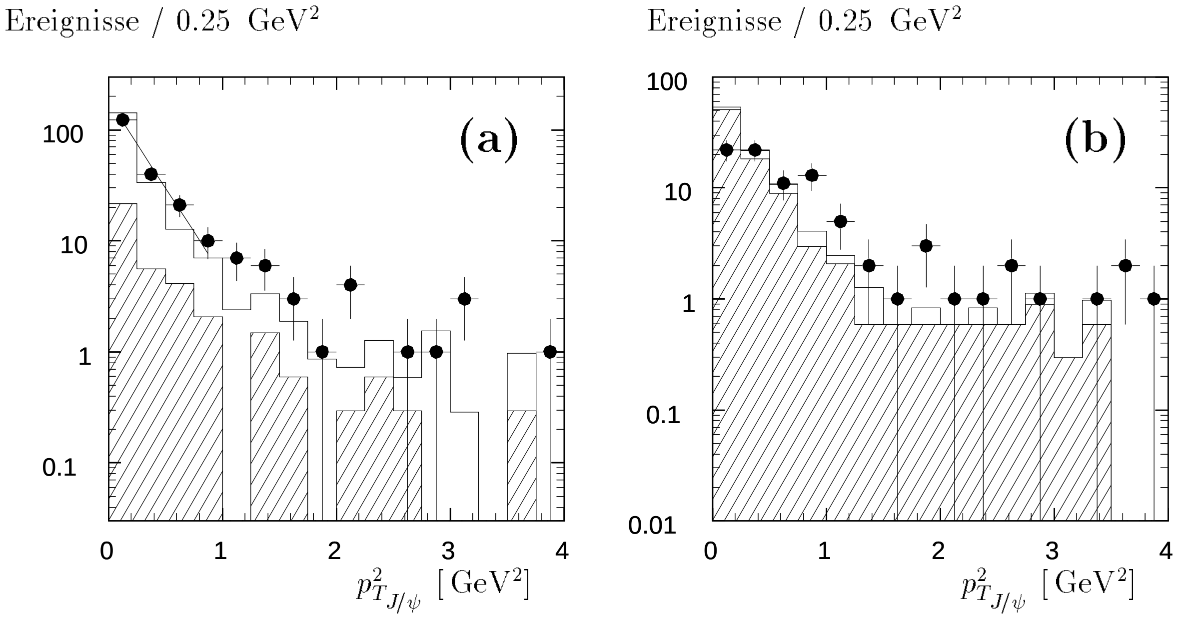


Abbildung 6.3: *Abbildung (a) zeigt* $p^2_{T_{J/\psi}}$ *für die Vorwärtsselektion* **V**. *Wie in Abbildung 6.2 werden hier Daten und Monte–Carlo–Modell überlagert. Das Histogramm zeigt die Summe aus protonelastischen und inelastischen Ereignissen. Der protoninelastische Anteil ist schraffiert dargestellt. Abbildung (b) zeigt dieselbe Verteilung nach der Selektion* **NV**.

Anpassung des Steigungsparameters b	
Selektion	b [GeV^{-2}]
alle J/ψ–Kandidaten	2.5 ± 0.4
(**V**): Vorwärts elastisch	3.9 ± 0.5
(**NV**): Schauer in Vorwärtsrichtung	1.3 ± 0.6
Monte–Carlo–Modell	s. Abschnitt 3.1.3
p. elastisch	6.33 ± 0.09
p. inelastisch	1.89 ± 0.05

Tabelle 6.7: *Anpassung des Steigungsparameters b im Intervall von* $0 < p_T^2 < 0.75\,GeV^2$. *Der Fehler der Anpassung enthält die Variation der oberen Intervallgrenze auf 1* GeV^2.

Leptonpaar eine typische Zerfallswinkelverteilung für den Zerfall eines transversal polarisierten Spin 1 Teilchens zu erwarten (siehe Gleichung 1.19). Im Fall $Q^2 \rightarrow 0$

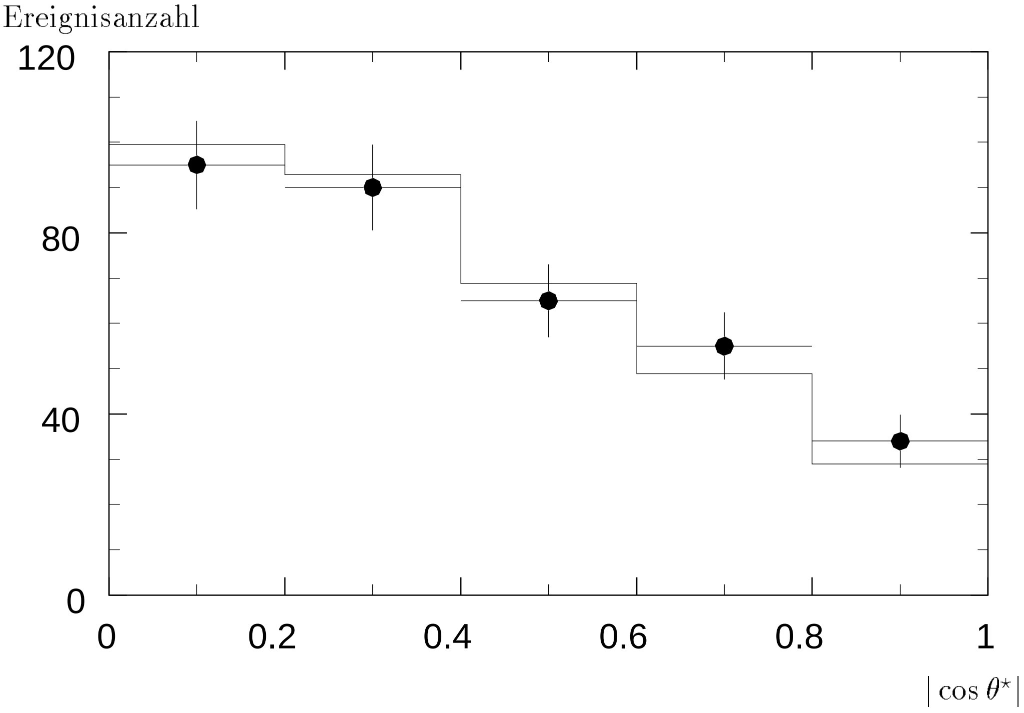


Abbildung 6.4: *Vergleich der Zerfallswinkelverteilung für J/ψ–Kandidaten zwischen Daten und Monte–Carlo–Modell, welches als Histogramm überlagert ist.*

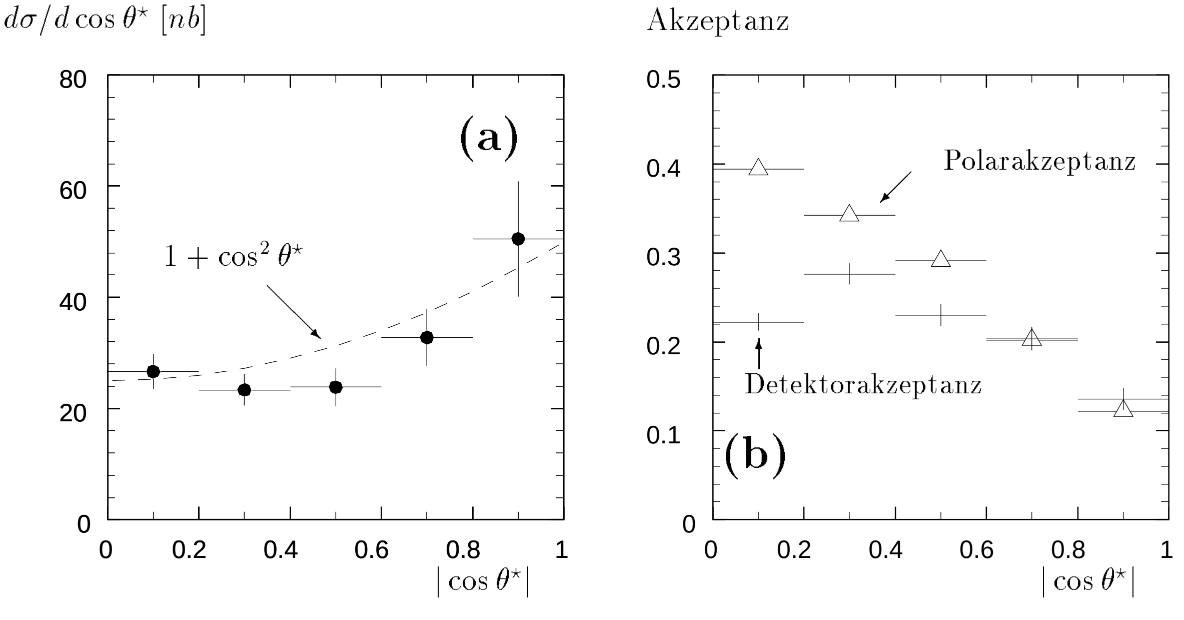


Abbildung 6.5: *Abbildung (a): Auf Detektoreinflüsse korrigierte Zerfallswinkelverteilung im Vergleich zur Vorhersage transversal polarisierter J/ψ–Mesonen (Gleichung: 6.6). (b) zeigt für J/ψ–Mesonen die Polarakzeptanz nach dem Polarwinkelschnitt auf die beiden Zerfallsleptonen von* $20^\circ < \theta < 160^\circ$ *sowie die Detektorakzeptanz, die innerhalb des Polarwinkelbereichs ermittelt wurde.*

vereinfacht sich die Zerfallswinkelverteilung zur Verteilung 6.6.:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^\star} \propto \frac{d\sigma}{d\cos\theta^\star} \propto 1 + \cos^2\theta^\star \tag{6.6}$$

Da es sich bei den meisten J/ψ–Ereignissen um Photoproduktionskandidaten handelt, erfolgt wegen $Q^2 \approx 0$ die Lorentz–Transformation in das γp–System entlang der z–Achse. Nach der Transformation in das J/ψ–Schwerpunktsystem (vergleiche mit Abbildung 1.9) berechnet sich $\cos\theta^\star$ aus der Richtung eines Elektrons $\vec{p_e^\star}$ und der Quantisierungsrichtung $\vec{p}^{\gamma p}_{J/\psi}$:

$$\cos\theta^\star = \frac{\vec{p_e^\star} \cdot \vec{p}^{\gamma p}_{J/\psi}}{|\vec{p_e^\star}||\vec{p}^{\gamma p}_{J/\psi}|} \tag{6.7}$$

Die Abbildung 6.4 zeigt den Vergleich für $|\cos\theta^\star|$ zwischen Daten und Monte–Carlo–Modell, welches der Zerfallswinkelverteilung für transversale Polarisation folgt (siehe 6.6), nach allen Selektionsschnitten zum Erkennen von J/ψ–Kandidaten.
Die experimentelle Schwierigkeit in der Messung von $\cos\theta^\star$ besteht in der großen Verzerrung der Winkelverteilung durch das Experiment. Nach Korrektur der Detektoreinflüsse (vergl. mit Abbildung 6.5 (b)), sind die Daten mit der Zerfallswinkelverteilung für transversale Polarisation verträglich (siehe Abbilung (a)). Die Verteilung 6.6, welche bei transversaler Polarisation des J/ψ–Mesons erwartet wird, ist mit den Datenpunkten überlagert worden.
Für die Selektionen **V** und **NV** konnte wegen zu geringer Statistik im Bin $|\cos\theta^\star| > 0.8$ keine Aussage über die Zerfallswinkelverteilung gemacht werden.

6.5 Ereignisse mit einer Virtualität $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$

In Abschnitt 6.1 wurde der Photoproduktionsbereich mit $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$ behandelt. Weiterhin können auch Ereignisse mit einer größeren Virtualität nachgewiesen werden. Zur Selektion von DIS–Kandidaten (vergleiche mit Abbildung 3.1) muß das gestreute Positron mindestens eine Energie von 12 GeV im rückwärtigen Kalorimeter deponieren, und es muß ein $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ rekonstruiert werden. Es werden nur Ereignisse selektiert, die den BEMC–Trigger **S00** ausgelöst haben. Die sensitiven Bereiche des BEMC–Kalorimeters, die nahe am Strahlrohr liegen (*inner triangles*), werden aus dieser Selektion herausgenommen. Ansonsten gelten die im Kapitel 4 erläuterten Selektionsschnitte zum Erkennen von $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ Kandidaten.

Abbildung 6.6 zeigt die Q^2–Verteilung der DIS–Kandidaten. Das Monte–Carlo–Modell wurde für $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$ auf die Anzahl der Ereignisse im J/ψ–Massenbereich normiert. Die Interpolation in den Bereich $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ erfolgt über die Q^2–

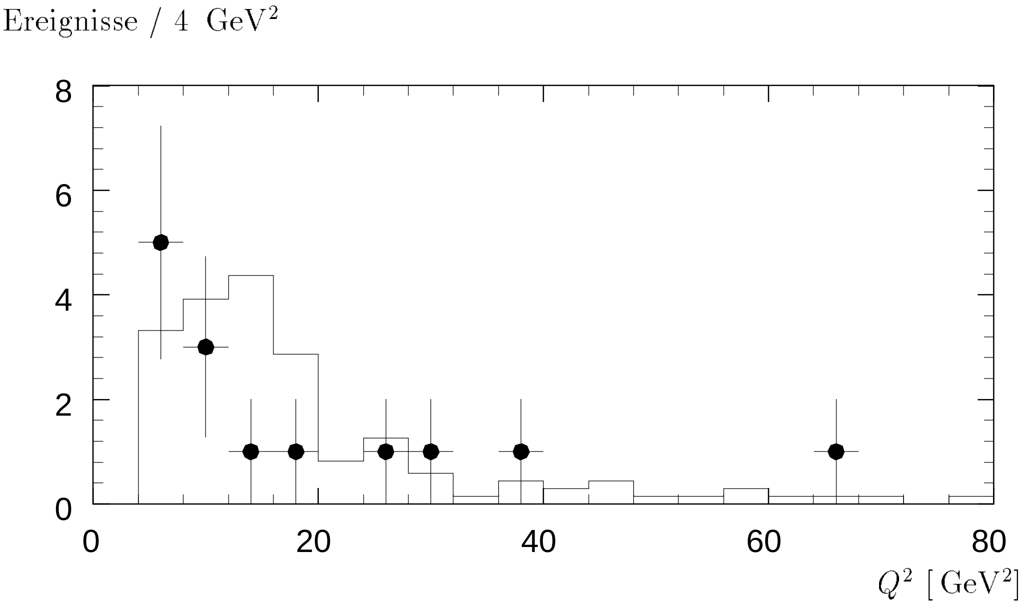


Abbildung 6.6: *Q^2–Verteilung der $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ DIS–Kandidaten. Die Monte–Carlo–Vorhersage des VMD–Modells ist als Histogramm überlagert dargestellt.*

Abhängigkeit des γp–Wirkungsquerschnitts (Gleichung 6.8).

$$\sigma_{\gamma p}(Q^2) = \sigma_{\gamma p}(0) \ \ [1 + R(Q^2)] \cdot \left[1 + \frac{Q^2}{\mathrm{m}^2_{J/\psi}}\right]^{-n} \tag{6.8}$$

Für die Monte–Carlo–Vorhersage aus Abbildung 6.6 wurden $R(Q^2) = \xi Q^2/m^2_{J/\psi}$, $\xi = 1$ und $n = 2$ gewählt, um die Akzeptanz für BEMC–getriggerte J/ψ–Kandidaten zu bestimmen.

6.5.1 Bestimmung von σ_{ep} für $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$

Die Akzeptanz für J/ψ–Kandidaten mit $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$ wurde durch das Monte–Carlo–Modell bestimmt. Folgende Änderungen in der Akzeptanz gegenüber Ereignissen im Bereich $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$ wurden berücksichtigt:

- Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggers vergrößert sich durch den BEMC–Trigger **S00** auf $\epsilon_{trig} = 0.83 \pm 0.08$. Zusätzlich wurde der systematische Fehler bezüglich der Änderung von $n = 2$ auf $n = 3$ mit 10 % abgeschätzt.

- Die Polarwinkelakzeptanz beträgt $\epsilon_{pol.} = 0.60 \pm 0.05$ innerhalb von $30 < W < 150\,\mathrm{GeV}$. Aufgrund von Ungewißheiten in der Zerfallswinkelverteilung vergrößert sich der systematische Fehler von $\epsilon_{pol.}$ auf 8 %. Zur Akzeptanzbestimmung wurde die Zerfallswinkelverteilung 1.19 verwendet, die einen Anteil an longitudinaler Polarisation $R(Q^2)$ berücksichtigt. Der systematische Fehler wurde aus der Differenz zur flachen Zerfallswinkelverteilung abgeschätzt.

Unter Berücksichtigung aller weiteren Akzeptanzen zum Erkennen von J/ψ–Kandidaten (vergl. mit Tabelle 5.13) beträgt die Gesamtakzeptanz für $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$

$$\epsilon(Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2) = 0.240 \pm 0.043\ ,$$

wobei der systematische Fehler mit 18 % nach quadratischer Addition aller systematischen Beiträge abgeschätzt wurde. Unter Berücksichtigung der integrierten Luminosität und dem Zerfallsverhältnis $\mathrm{BR}(J/\psi \to e^+e^-)$ (siehe Abschnitt 6.1) wird der ep–Wirkungsquerschnitt $(ep \to e'J/\psi X,p')$ in zwei verschiedenen Q^2–Bereichen bestimmt (siehe Tabelle 6.8). Da wegen der geringen Statistik keine Schnitte zum Erkennen von Schauerteilchen in Vorwärtsrichtung vorgenommen werden konnten, schließt dieser Wert den kinematischen Bereich von $0.95 < z < 1$ ein.

Daten σ_{ep}^{meas} [pb]		
$0 < Q^2 \leq 4\,\mathrm{GeV}^2$	$4 < Q^2 \leq 12\,\mathrm{GeV}^2$	$12 < Q^2 < 80\,\mathrm{GeV}^2$
$15.7 \pm 0.9 \pm 3.2$ nb	$260 \pm 91 \pm 47$ pb	$195 \pm 80 \pm 35$ pb

Tabelle 6.8: *Die erste Spalte gibt σ_{ep} für die Photoproduktion an (siehe Tabelle 6.4). Die folgenden Spalten beziehen sich auf die DIS–Kandidaten. Zuerst wird der statistische und dann der systematische Fehler angegeben.*

6.5.2 Der γp–Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von Q^2

Zum Vergleich des Q^2–Verhaltens der Daten mit der theoretischen Vorhersage des VMD–Modells wurden die γp–Wirkungsquerschnitte in den verschiedenen Q^2–Intervallen mit Hilfe des Photonflußfaktors $\mathcal{F}_{e/\gamma}$ berechnet (siehe Anhang B.3).

$$\sigma_{\gamma p}(Q_0^2) = \left[\frac{\sigma_{ep}^{meas}}{\mathcal{F}_{e/\gamma}}\right]_{Q_a^2}^{Q_b^2} \tag{6.9}$$

Q_a^2 und Q_b^2 geben die Grenzen des Intervalls an, in denen $\mathcal{F}_{e/\gamma}$ berechnet wurde. Q_0^2 ist so gewählt, daß Gleichung 6.8 bei Variation von n die geringsten Korrekturen zu $\mathcal{F}_{e/\gamma}$ liefert (siehe Anhang B.3).

Abbildung 6.7 zeigt das Abfallen von $\sigma_{\gamma p}$ in Abhängigkeit von Q^2. Wegen der

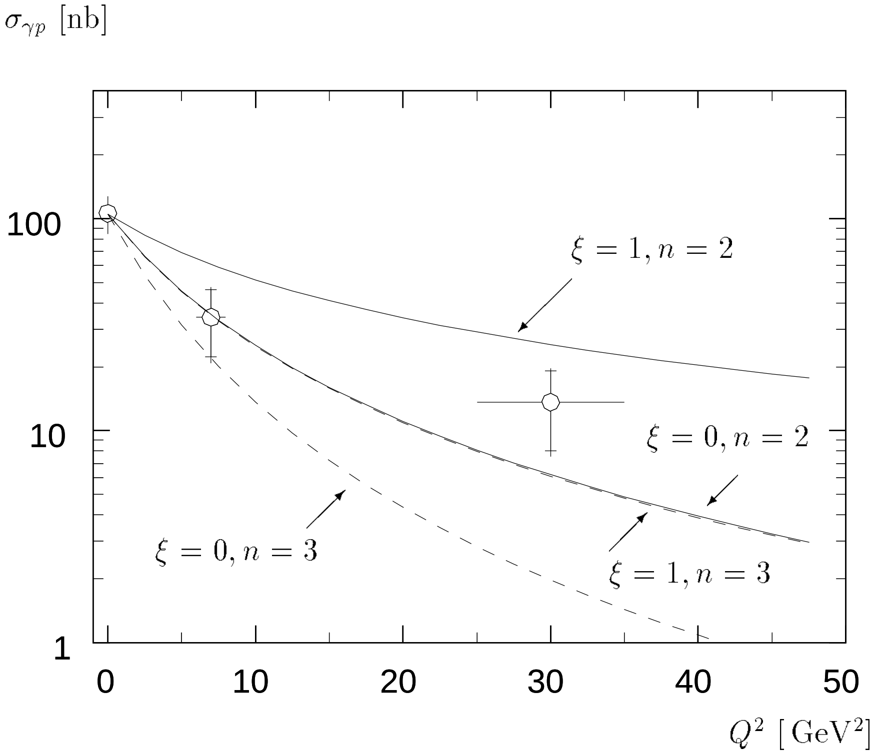


Abbildung 6.7: *Der γp–Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von Q^2. Das Abfallen von $\sigma_{\gamma p}(Q^2)$ wird in zwei verschiede Bereiche je nach dem Potenzverhalten n unterteilt. Die durchgezogene Kurve steht für $n = 2$ und der gestrichelte Kurvenverlauf für $n = 3$. $\xi = 1$ bildet die obere und $\xi = 0$ die untere Grenze (n, ξ beziehen sich auf Glg. 6.8).*

hohen statistischen Fehler ist keine genaue Messung der Unterdrückung von $\sigma_{\gamma p}$ mit steigendem Q^2 möglich. Insgesamt ist das gemessene $\sigma_{\gamma p}(Q^2)$ mit $n = 2$ und $R(Q^2) < Q^2/m^2_{J/\psi}$ verträglich.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die H1–Daten von 1994 für eine integrierte Luminosität $\mathcal{L} = 2.1 \text{ pb}^{-1}$ auf ein J/ψ–Signal untersucht. Es konnten 341 ± 18 quasielastische $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ Kandidaten ($z > 0.95$) selektiert werden. Durch den Nachweis von Schauerpartikel im Vorwärtsbereich des Flüssig–Argon–Kalorimeters und im Proton–Tagger war eine Trennung in elastische Ereignisse und solche mit Protondissoziation möglich. Für die Selektion **V** (elastisch), in der keine Schauerteilchen nachgewiesen werden durften, betrug der Anteil an Ereignissen mit Protondissoziation über den gesamten $W_{\gamma p}$–Bereich von 30 bis 150 GeV gemittelt (21 ± 6) % .
Der γp–Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $\gamma p \rightarrow J/\psi p'$ wurde in Abhängigkeit von der Schwerpunktenergie in einem Bereich von 30 bis 150 GeV für $Q^2 < 4\,\text{GeV}^2$ ermittelt (siehe Abbildung 6.1). Der Anstieg von $\sigma_{\gamma p}$ ist größer als die Vorhersage aus der diffraktiven Hadron–Hadron–Streuung mit einem $\epsilon = 0.0808$ [Lan90]. Der elastische Wirkungsquerschnitt steigt von $(30 \pm 6 \pm 6)\,\text{nb}$ bei $W_{\gamma p} = (43 \pm 2)\,\text{GeV}$ auf $(75 \pm 26 \pm 14)\,\text{nb}$ bei $W_{\gamma p} = (134 \pm 2)\,\text{GeV}$.
Für Kandidaten mit ($z > 0.95$) wurde der Steigungsparameter $b_{(z>0.95)} = (2.5 \pm 0.4)\ \text{GeV}^{-2}$ im Bereich $p_T^2 < 1\,\text{GeV}^2$ bestimmt. Für die elastische Selektion beträgt $b_{V,(el.)} = (3.9 \pm 0.5)\ \text{GeV}^{-2}$. Die p_T^2–Verteilung zeigt für $p_T^2 > 1\,\text{GeV}^2$ ein nahezu konstantes Verhalten. In diesem Bereich muß der zusätzliche Impulsübertrag vom Photon auf das J/ψ–Meson bei Ereignissen mit endlichen Q^2 berücksichtigt werden, wodurch die Näherung $t \approx -p_T^2$ nicht mehr gültig ist.
Zum Nachweis der s–Kanal–Helizitätserhaltung wurde die Zerfallswinkelverteilung untersucht. Nach Korrektur der Detektorakzeptanz ist die korregierte Verteilung mit einer $(1 + \cos^2\theta^\star)$–Verteilung verträglich. Das heißt, daß s–Kanal–Helizitätserhaltung gilt.
Zusätzlich wurde für J/ψ–Kandidaten mit einem $Q^2 > 4\,\text{GeV}^2$ der Abfall des Wirkungsquerschnitts mit Q^2 untersucht. Insgesamt ist der Abfall des Wirkungsquerschnitts mit den Vorhersagen des VMD–Modells verträglich.

Ausblick

Bisher konnten durch das H1–Experiment elastische J/ψ–Kandidaten im $W_{\gamma p}$–Bereich von $30 < W_{\gamma p} < 180\,\mathrm{GeV}$ nachgewiesen werden. Dieser Meßbereich wird durch die Polarwinkelakzeptanz des zentralen Spurkammersystems vorgegeben. Die Einbeziehung des Vorwärtsspurkammersystems zur Rekonstruktion von J/ψ–Kandidaten senkt die untere Grenze des $W_{\gamma p}$–Bereichs auf 15 GeV. Dies erlaubt den direkten Vergleich der HERA–Messungen mit Fixed–Target Experimenten, die eine maximale Schwerpunktenergie von $W_{\gamma p} = 22\,\mathrm{GeV}$ aufweisen [NMC94].
In dieser Arbeit wurde der elastische Wirkungsquerschnitt statistisch durch die Ausnutzung des Proton–Taggers und des LAC–Kalorimeters in Vorwärtsrichtung ermittelt. In der Datennahmeperoide 1995 wird erstmals das Vorwärtsprotonspektrometer FPS zum Nachweis des gestreuten Protons verwendet. Mit der direkten Messung des gestreuten Protons ist eine exklusive Messung des elastischen Wirkungsquerschnitts möglich. Insbesondere kann t direkt aus Impulsdifferenz des Protons bestimmt werden.
Die J/ψ–Erzeugung in DIS erlaubt QCD–Störungsrechnung bei einer Skala, die sowohl durch $m_{J/\psi}$ als auch durch Q^2 vorgegeben wird. Bisher ist der Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und $Q^2 < 20\,\mathrm{GeV}^2$ mit genügend hoher Statistik untersucht worden. Entsprechend hohe integrierte Luminosität erlaubt in Zukunft die Untersuchung derJ/ψ–Produktion bei $Q^2 > 10\,\mathrm{GeV}^2$. In diesem kinematischen Bereich dominiert für die QCD–Störungsrechnung die Q^2–Skala. Insbesondere ist hier das Verhältnis des J/ψ–Wirkungsquerschnitts zum ρ–Wirkungsquerschnitt von Interesse.
Weiterhin ist die Messung des Verhältnis $\sigma(\psi')/\sigma(J/\psi)$ zur Überprüfung der VMD–Kopplung bei den durch HERA erreichbaren Schwerpunktenergien möglich.

Anhang A

Kinematik

A.1 Kinematische Grenzen zur Integration des Photonflusses

A.1.1 Kinematische Grenzen für Q^2

Zur Integration des Photonflusses werden die kinematischen Grenzen bei HERA für Q^2 und y benötigt. Zur Erzeugung des Endzustandes m_h wird eine minimale Schwerpunktenergie W_{min} benötigt

$$W^2_{min} = (m_h + m_P)^2 \ ,$$

wobei m_P die Protonmasse ist. Durch W^2_{min} wird Q^2_{max} festgelegt:

$$Q^2_{max} = y(s - m_P^2 - m_e^2) + m_P^2 - W^2_{min}$$

Die Untergrenze Q^2_{min} ist eine Funktion von y. Q^2 läßt sich in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ des gestreuten Elektrons (Positrons) $(E', \vec{p_k})$ im Protonruhesystem darstellen:

$$Q^2 = -2\left(m_e^2 - 2(EE' - |\vec{p_k}||\vec{p_{k'}}|\cos\theta)\right)$$

Entwickelt man $|\vec{p_k}||\vec{p_{k'}}|$ nach Termen der Ordnung $\mathcal{O}(\frac{m_e^2}{EE'})$, dann berechnet sich die Abhängigkeit von Q^2 nach dem Streuwinkel θ wie folgt:

$$Q^2 = -2m_e^2 + 2\left(EE' - 2EE'(1 - \frac{1}{2}m_e^2\frac{E^2 + E'^2}{(EE')^2})\cos\theta\right)$$

Q^2_{min} wird für $\cos\theta \to 1$ erreicht.
Die Interpretation von y im Protonruhesystem auf die $e^-(e^+)$–Energie normierte Photonenergie

$$y = \frac{E - E'}{E} = \frac{E_\gamma}{E}$$

ergibt folgende y-Abhängigkeit für Q^2_{min}:

$$Q^2_{min}(y) = m_e^2 \frac{y^2}{1-y}$$

A.1.2 Kinematische Grenzen für y

Die Integrationsgrenzen für y lassen sich mit Hilfe von $W_{\gamma p}$ und Q^2_{min} bestimmen:

$$W^2 = ys + m_P^2 - m_e^2 \frac{y^2}{1-y}$$

Löst man diese Gleichung nach y auf und setzt W^2_{min} ein, dann errechnen sich die Grenzen für y:

$$y_{max,min} = \frac{s + W_1^2 \pm \sqrt{(s - W_1^2)^2 - 4m_e^2 W_1^2}}{2(s + m_e^2)}$$

mit

$$W_1^2 := W^2_{min} - m_P^2 \quad .$$

Anhang B

Korrekturen

B.1 Korrektur des QED–Untergrundes

Neben den J/ψ–Kandidaten werden QED–Ereignisse im J/ψ–Massenbereich für e^+e^-–Paare erwartet, deren Rate durch die Monte–Carlo–Simulation bestimmt werden kann (Abbildung 4.7). Das auf die untersuchte Luminosität normierte Monte–Carlo–Modell liefert näherungsweise dieselbe Vorhersage an Ereignissen wie die gemessene Anzahl von Untergundereignissen, die aus einer exponentiellen Anpassung an der Massenverteilung gewonnen wurde (siehe Abschnitt 4.4).
Dies berechtigt dazu, statistisch die Anzahl an QED–Monte–Carlo–Ereignissen von den Daten pro untersuchten $W_{\gamma p}$–Intervall zu subtrahieren. Das QED–Monte–Carlo beinhaltet protonelastische als auch inelastische Kandidaten (vergleiche mit Abschnitt 3.3). Demzufolge werden die Selektionsschnitte **V** und **NV** berücksichtigt. Tabelle B.1 zeigt die Ereignisanzahl in den einzelnen $W_{\gamma p}$–Intervallen, mit denen n_V und n_{NV} korrigiert wurden.

Korrektur des QED–Untergrundes				
	$W_{\gamma p}$–Bereich [GeV]			
Selektion	30 – 60	60 – 90	90 – 120	120 – 150
V	11	14	3	1
NV	4	7	2	1

Tabelle B.1: *Verteilung der QED–Monte–Carlo–Ereignisse in den einzelnen $W_{\gamma p}$–Intervallen.*

B.2 Trennung der protonelastischen von inelastischen Ereignissen

Das Gleichungssystem 5.1 läßt sich mit Hilfe einer inversen 2 × 2–Abbildung lösen.

$$\begin{aligned} n_{el} &= k_{11}\cdot n_V + k_{12}\cdot n_{NV} \\ n_{pd} &= k_{21}\cdot n_V + k_{22}\cdot n_{NV} \end{aligned} \tag{B.1}$$

Die Faktoren k_{ij} des Gleichungssystems B.1 haben folgendes Aussehen:

$$k_{11} = \frac{\epsilon^{pd}_{NV}}{\epsilon^{el}_V\epsilon^{pd}_{NV} - \epsilon^{el}_{NV}\epsilon^{pd}_V} = \frac{1}{\epsilon^{el}_V - \epsilon^{el}_{NV}\left(\frac{\epsilon^{pd}_V}{\epsilon^{pd}_{NV}}\right)}$$

$$k_{12} = \frac{-\epsilon^{pd}_{V}}{\epsilon^{el}_V\epsilon^{pd}_{NV} - \epsilon^{el}_{NV}\epsilon^{pd}_V} = \frac{1}{\epsilon^{el}_{NV} - \epsilon^{el}_{V}\left(\frac{\epsilon^{pd}_{NV}}{\epsilon^{pd}_{V}}\right)}$$

$$k_{21} = \frac{-\epsilon^{el}_{NV}}{\epsilon^{el}_V\epsilon^{pd}_{NV} - \epsilon^{el}_{NV}\epsilon^{pd}_V} = \frac{1}{\epsilon^{pd}_V - \epsilon^{pd}_{NV}\left(\frac{\epsilon^{el}_V}{\epsilon^{el}_{NV}}\right)}$$

$$k_{22} = \frac{\epsilon^{el}_{V}}{\epsilon^{el}_V\epsilon^{pd}_{NV} - \epsilon^{el}_{NV}\epsilon^{pd}_V} = \frac{1}{\epsilon^{pd}_{NV} - \epsilon^{pd}_{V}\left(\frac{\epsilon^{el}_{NV}}{\epsilon^{el}_{V}}\right)}$$

Der Fehler für die Faktoren k_{ij} werden unter Berücksichtigung der Kovarianzmatrix V_{kl} berechnet, deren Elemente durch die Fehler $\Delta\epsilon_{kl}$ definiert sind.

$$(\Delta k_{ij})^2 = \sum_{k,l=1}^{2} \frac{\partial k_{ij}}{\partial \epsilon_k}\, V_{kl}\, \frac{\partial k_{ij}}{\partial \epsilon_l} \tag{B.2}$$

Tabelle B.2 zeigt die Faktoren k_{ij}, die aus den Detektorakzeptanzen ϵ_{kl} (siehe Tabelle 5.11) gewonnen wurden. Die systematischen Fehler von n_{el} und n_{pd} werden durch die Fehler Δk_{ij} gewichtet nach Selektion **V** oder **NV** bestimmt.

$$\begin{aligned} (\Delta n_{el})^2 &= (\Delta k_{11} n_V)^2 + (\Delta k_{12} n_{NV})^2 \\ (\Delta n_{pd})^2 &= (\Delta k_{21} n_V)^2 + (\Delta k_{22} n_{NV})^2 \end{aligned} \tag{B.3}$$

B.3 Binkorrektur für Ereignisse mit $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$

In der in Abschnitt 6.5 erläuterten DIS–Selektion werden zwei Intervalle zur Messung von σ_{ep}^{meas} verwendet. Für die Intervalle muß der Wert Q_0^2 angegeben werden, für den $\sigma_{\gamma p}$ mit Hilfe des Flußfaktors berechnet wurde (Gleichung B.4).

$$\sigma_{ep}^{meas} = \sigma_{\gamma p}(Q_0^2) \cdot \mathcal{F}_{e/\gamma} \tag{B.4}$$

Übersicht zu den Faktoren k_{ij}				
	$W_{\gamma p}$–Bereich [GeV]			
	30 – 60	60 – 90	90 – 120	120 – 150
k_{11}	3.605	3.652	2.957	5.334
$\|\Delta k_{11}\|$	0.504	0.511	0.414	0.745
k_{12}	-1.851	-1.264	-1.378	-2.230
$\|\Delta k_{12}\|$	0.359	0.111	0.303	0.205
k_{21}	-0.219	-0.337	-0.150	-0.582
$\|\Delta k_{21}\|$	0.004	0.014	0.003	0.023
k_{22}	6.869	7.809	8.545	18.425
$\|\Delta k_{22}\|$	1.785	2.068	2.306	4.970

Tabelle B.2: *Lösung des Gleichungssytems 5.1.*

$\sigma_{\gamma p}(Q^2)$ ist dabei von den Modellannahmen für das Potenzverhalten n und vom Anteil der longitudinalen Polarisation abhängig (vergleiche mit Gleichung 6.8), wodurch Q_0^2 bezüglich des fest definierten Flußfaktors $\mathcal{F}_{e/\gamma}$ (siehe Gleichung B.6) variiert. σ_{ep}^{meas} setzt sich jeweils aus transversalen und longitudinalen Komponenten der Faktorisierung zwischen $dF_{e/\gamma}$ und $\sigma_{\gamma p}$ zusammen:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dy\ dQ^2} = \frac{d^2\mathcal{F}_\gamma}{dy\ dQ^2} \cdot \sigma_{\gamma p} = \frac{d^2\mathcal{F}_\gamma^T}{dy\ dQ^2}\sigma_{\gamma p}^T + \frac{d^2\mathcal{F}_\gamma^L}{dy\ dQ^2}\sigma_{\gamma p}^L \tag{B.5}$$

Folgende Verhältnisse sind zwischen den longitudinalen und transversalen Komponenten definiert:

$$\rho(y, Q^2) = \frac{d\mathcal{F}^L(y, Q^2)}{d\mathcal{F}^T(y, Q^2)}$$

$$R(y, Q^2) = \frac{\sigma_{\gamma p}^L(y, Q^2)}{\sigma_{\gamma p}^T(y, Q^2)}$$

Im Bereich $y < 0.25 \ll 1$ gilt als Näherung $\rho \approx 1$. Das Integral zur Bestimmung von σ_{ep} (Gleichung 1.8) vereinfacht sich zu:

$$\begin{aligned}\sigma_{ep}^{meas} &= \int_{y,Q^2} dydQ^2 \frac{d\mathcal{F}^T(y, Q^2)}{dydQ^2} \cdot \sigma_{\gamma p}^T(y, Q^2) \cdot \Big[1 + R(y, Q^2)\Big] \\ &= \int_{y,Q^2} dydQ^2 \frac{d\mathcal{F}^T(y, Q^2)}{dydQ^2} \cdot \sigma_{\gamma p}(y, 0) \cdot \left[1 + \frac{Q^2}{m_{J/\psi}}\right]^{-n} \cdot \Big[1 + R(y, Q^2)\Big]\end{aligned}$$

Es wird pro Intervall ein Photonfluß $\mathcal{F}_{e/\gamma}$ definiert, um $\sigma_{\gamma p}(y_0, Q_0^2)$ aus σ_{ep}^{meas} zu berechnen:

$$\mathcal{F}_{e/\gamma} = \int_{y,Q^2} dydQ^2 \frac{d\mathcal{F}^T(y, Q^2)}{dydQ^2} \tag{B.6}$$

y_0 und Q_0^2 geben den kinematischen Bereich an, in dem unter Variation des Modells

$$n = 2 \rightarrow n = 3 \quad \text{und} \quad \epsilon = 0.081 \rightarrow \epsilon = 0.25$$

die Bedingung gilt:

$$\sigma_{\gamma p}(y_0, Q_0^2) = \frac{1}{\mathcal{F}_{e/\gamma}} \cdot \int_{y,Q^2} dy dQ^2 \frac{d\mathcal{F}^T(y,Q^2)}{dy dQ^2} \cdot \sigma_{\gamma p}(y,0) \cdot \left[1 + \frac{Q^2}{m_{J/\psi}}\right]^{-n} \cdot \left[1 + R(y,Q^2)\right] \tag{B.7}$$

Der äquivalenter Photonfluß $\mathcal{F}_{e/\gamma}$ wurde aus dem Integral B.6 für die verschiedenen Q^2–Intervalle berechnet (siehe Tabelle B.3). Die Grenzen in y werden durch $30 < W < 150\,\mathrm{GeV}$ vorgegeben.

Binkorrekturen zu $\sigma_{\gamma p}(Q^2)$			
	$0 < Q^2 \leq 4\,\mathrm{GeV}^2$	$4 < Q^2 \leq 12\,\mathrm{GeV}^2$	$12 < Q^2 < 80\,\mathrm{GeV}^2$
$\mathcal{F}_{e/\gamma}$	0.1492(3)	0.0076(8)	0.0143(4)
Q_0^2 [GeV^2]	0.13 ± 0.04	7 ± 2	30 ± 5
W_0 [GeV]	69 ± 5	72 ± 5	72 ± 5

Tabelle B.3: *Binkorrekturen zur Bestimmung von* $\sigma_{\gamma p}(Q^2)$.

Literaturverzeichnis

[Abt93] I. Abt et al., H1 Collaboration : The H1 Detector at HERA – *DESY Preprint DESY 93-103* (1993) (to be published in *Nucl. Instr. and Methods*)

[Ahm93] T. Ahmed et al., H1 Collaboration : Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA Energies – *Phys. Lett.* B299, (1993) 374 - 384

[Ahm94] T. Ahmed et al., H1 Collaboration : Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA – *Phys. Lett.* B338, (1994) 507 - 518

[Bar87] R. Barate et al., NA-14 Collaboration: Measurement of J/ψ and ψ' Real Photoproduction on Lithium-6 at a Mean Energy of 90 GeV – *Z. Phys.* C33, (1987) 505

[Bau78] T.H. Bauer, R.D. Spital, D.R. Yennie, F.M. Pipkin: The hadronic properties of the photon in high-energy interaction – *Rev. Mod. Phys.* 50, (1978) 261

[Ber81] L. Berger and D. Jones: Inelastic photoproduction of J/ψ and Υ by gluons – *Pys. Rev.* D23 (1981) 1521

[Bin82] M. Binkley et al., E401 Collaboration: J/ψ Photoproduction from 60 to 300 GeV / c – *Phys. Rev. Lett.* 48, (1982) 73

[Bin83] M. Binkley et al., E401 Collaboration: ψ' Photoproduction at a Mean Energy of 150 GeV– *Phys. Rev. Lett.* 50, (1983) 302

[Blo79] A. Blondel, F. Jacquet: Proceedings of the study of an *ep*–Facility for Europe– *DESY preprint DESY 79-48*, (1979) 391

[Bro94] S.J.Brodsky, L.Frankfurt, J.F.Gunion, A.H.Mueller and M. Strikman: Diffractive Leptoproduction of Vector Mesons in QCD – *SLAC preprint SLAC-PUB-64112* (1994)

[Buc81] W. Buchmüller and S.H.H. Tye: Hyperfine Splittings in heavy quark systems – *Pys. Rev.* D24 (1981) 132

[Bud75] V.M. Budnev et al.: Equivalent Photon Approximation – *Phys. Rep.* C15, 181 (1975)

[Cla79] A. R. Clark et al., BPF Collaboration: Observation of $J/\psi(3100)$ Production by 209-GeV Muons – *Phys. Rev. Lett.* 43, 187 (1979) 187

[Cla80] A. R. Clark et al., BPF Collaboration: Polarization of muon-produced $J/\psi(3100)$ – *Rev. Lett.* 45 No.26, (1980), 2091 - 2095

[Col77] P.D.B. Collins : An introduction to REGGE theory & high energy physics – *Cambridge (Cambridge University Press)* (1977)

[Coo81] R. L. Cool et al.: Diffraction Dissoziation of $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ und $p^{\pm}$ at 100 and 200 GeV– *Phys. Rev. Lett.* 47 (1981) 701 - 704

[Den84] B.H. Denby et al., FTPS Collaboration: Inelastic and Elastic Photoproduction of $J/\psi(3097)$ – *Phys. Rev. Lett.* 52, (1984) 795

[Der94] M. Derrick et al., ZEUS Collaboration: Measurement of Total and Partial Photon Proton Cross Sections at 180 GeV Center of Mass Energies – *Z. Phys.* C63 (1994) 391 - 408

[Der94a] M. Derrick et al., ZEUS Collaboration: Cross Section Measurement of the process $ep \rightarrow epJ/\psi$ at HERA – *Preprint ICHEP Ref. 0672* (1994)

[Der95] M. Derrick et al., ZEUS Collaboration: Measurement of the Cross Section for the Reaction $\gamma p \rightarrow J/\psi p$ with the ZEUS Detector at HERA – *Phys. Lett.* B350, (1995) 120 - 1134

[Don78] A.Donnachie and G. Shaw : Electromagnetic Interactions of Hadrons, Vol.2, Chapter 3, Generalized Vector Dominance – *Plenum Press, New York and London* (1978)

[Don87] A.Donnachie and P.V.Landshoff : Exclusive Rho Production in deep inelastic scattering – *Rev. Lett.* B185, (1987) 403

[Don92] A.Donnachie and P.V.Landshoff : Total cross sections – *Phys. Lett.* B296, No 1/2, (1992) 227 - 232

[Don94] A.Donnachie and P.V.Landshoff : Exclusive Vectormeson Production at HERA – *Preprint HEP-PH/9411368* (1994)

[Due94] O. DÜNGER : Untersuchung der Myonpaar-Erzeugung durch Photon-Photon-Kollision am e-p-Speicherring HERA – Dissertation, Hamburg (1993) (unveröffentlicht)

[Els93] E. ELSEN : 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)

[EMC83] J.J. AUBERT ET AL., EMC COLLABORATION: Production of Charmonium in 250 GeV μ^+-Iron Interactions – *Nucl. Phys.* B213, (1983) 1

[EMC88] J. ASHMAN ET AL., EMC COLLABORATION: Exclusive ρ^0 and ϕ production in deep inelastic muon scattering – *Z. Phys. C – Particles and Fields* 39, (1988) 169

[Fra93] P.L. FRABETTI, ET AL., E687 COLLABORATION: A Measurement of elastic J/ψ photoproduction cross-section at fermilab E687 – *Phys. Lett.* B316, (1993) 197

[Gay95] J. GAYLER, M. JAFFRE, H. KÜSTER, H. RICK, V. SHEKELYAN : Reprocessing of LAr data and LAr MC for 1994 – *internal H1-Note* H1-01/95-421 (1995)

[Gel94] A. GELLRICH : Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron-Proton-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA – Dissertation, Hamburg (1994) (unveröffentlicht)

[Goe91] L. GÖRLICH, H.P. WELLISCH : Documentation of the LAr clustering – *internal H1-Note* H1-12/91-204 (1991)

[Gou83] K.GOULIANOS : Diffractive Interactions of Hadrons at high Energies – *Phys. Rep.* 101 No.3, (1983)

[Hol85] S.D. HOLMES, W. LEE, J.E. WISS : High-Energy Photoproduction of charmed states – *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 35, (1985) 397

[Jun92] H.JUNG, G.A. SCHULER, J.TERRON : J/ψ–Produktion Mechanisms and Determination of the Gluon Desity at HERA – *DESY report DESY 92-028* (1992)

[Jun93] H.JUNG, D. KRÜCKER, C.GREUB, D.WYLER : Relativistic Corrections to Photoproduction of J/ψ– *DESY report DESY 93-072* (1993)

[Kru95] D. KRÜCKER : Modelle für die elastische J/ψ–Produktion bei HERA – Dissertation, Aachen (1995) (in Vorbereitung)

[Lan90] P.V. LANDSHOFF : Diffractive processes – *Nucl. Phys.* (Proc.Suppl.) 12, (1990) 597 - 412

[Lan95] P.V. LANDSHOFF : $\gamma p \rightarrow Vp$ and $\gamma^{\star} p \rightarrow Vp$ – *Vortrag: Photon* '95 *(Sheffield), DIS* '95 *(Paris)* HEP-PH-9505396

[Lis93] B. LIST : Diffraktive J/ψ–Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA – *internal H1-Note* H1-10/93-319 (1993)

[NMC91] D.ALLASIA ET AL., NMC COLLABORATION : Inelastic J/ψ production in deep inelastic scattering from hydrogen and deuterium and the gluon distribution of free nucleons – *Phys. Lett.* B258 (1991) 493; M. de Jong (NMC Collaboration), PhD Thesis, Utrecht (1991)

[NMC94] M. ARNEODO ET AL., NMC COLLABORATION : Quasielastic J/ψ muoproduction from hydrogen, deuterium, carbon and tin – *Phys. Lett.* B332, 195 (1994)

[PDG94] L. MONTANET ET AL., PARTICLE DATA GROUP : Review of Particle Properties – *Phys. Rev.* D50, 1173 (1994)

[Per82] D.H. PERKINS : Introduction to high energy physics – *Reading, MA (Addison Wesley)*, (1982)

[Pom58] I.IA. POMERANCHUK : Equality of the nucleon and antinucleon total interaction cross section at high energies – *Sov. Phys.* JETP 34 (7), No. 3, (1958) 499 - 501

[Reg59] T.REGGE : Introduction to Complex Orbital Momenta – *Nuovo Cim.* 14 No.5, (1959) 951

[Rys93] M.G. RYSKIN: Diffractive J/ψ electroproduction in LLA QCD – *Z. Phys.* C57, (1993) 89

[Rys94] J.R. FORSHAW, M.G. RYSKIN: Diffractive Vector Meson Production at Large Momentum Transfer – *DESY preprint DESY 94-162*, (1994)

[Sak60] J.J. SAKAURAI : Theorie of strong interactions – *Ann. Phys. (NY)* 11, (1960) 1 - 48

[Sak69] J.J. SAKAURAI : Vector-meson dominance and high-energy electron-proton inelastic scattering – PHYS. REV. LETT. 22, No.18 (1969) 981 - 984

[Sch73] K. Schilling, G. Wolf : How to analyse vector-meson production in inelastic lepton scattering – *Nucl. Phys.* B61, (1973) 381

[Sch92] G.A. Schuler and J. Terron : Elastic and Diffractive Photoproduction of J/ψ mesons – *CERN preprint CERN-TH.6403/92)*, (1992)

[Sch93] G.A. Schuler and T. Sjöstrand : Towards a Complete Description of High-Energy Photoproduction – *CERN preprint CERN-TH.6796/93)*, (1993)

[Sch93a] C. Schmidt : Untersuchung der Photoproduktion von J/ψ-Mesonen durch Myonnachweis am e-p-Speicherring HERA – Dissertation, Hamburg (1993) (unveröffentlicht)

[Sch95] S. Schiek : Short report on $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ Analysis – Vortrag Heavy Flavour Arbeitsgruppe H1, 7.4.1995

[Sel95] R. Sell: Untersuchung der J/ψ–Produktion über den Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ am ep–Speicherring HERA – Dissertation, Hamburg (1995) (unveröffentlicht)

[Ver83] J.A.M. Vermaseren : Two-Photon Processes at very high energies – *Nucl. Phys.* B229 (1983), 347

[Wei34] C.F. von Weizäcker : Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen – *Z. Phys.* 88 (1934) 612

[Wil34] E.J. Williams : Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionisation and radiation formulae – *Phys. Rev.* 45 (1934) 729

[Wol92] T. Wolff : Entwickulung, Bau und erste Ergebnisse eines totzeitfreien Spurfinders für das H1–Experiment an HERA – *internal H1-Note* H1-02/92-213 (1992)

[Zun94] M.Krämer, J.Zunft, J.Steegborn, and P.M.Zerwas : Inelastic J/ψPhotoproduction – *DESY preprint DESY 94-207*, 1994; J.Zunft, Dissertation, Hamburg (1994)