Untersuchung der inelastischen Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA

DISSERTATION
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Stephan Schiek
aus Kiel

Hamburg
1996

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. F.W. Büßer
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. V. Blobel
Datum der Disputation:	29. Januar 1997
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. B. Kramer

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die inelastische Photoproduktion von J/ψ-Mesonen am Speicherring HERA im leptonischen Zerfallskanal untersucht. Die Ereignisse sind mit dem H1-Detektor während der Datennahmeperioden 1994 und 1995 aufgezeichnet worden.
Es zeigt sich, daß die inelastische J/ψ-Produktion im Bereich der Photon-Proton Schwerpunktenergie $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ und der Elastizität $z < 0.9$ (z ist der relative Energieübertrag vom Photon auf das J/ψ-Meson) als Funktion von $W_{\gamma p}$ in der Form durch NLO-QCD Rechnungen im Colour-Singlet Modell beschrieben werden kann. In einem eingeschränkten Bereich $z < 0.8$ und einem Schnitt auf den Transversalimpuls des J/ψ-Mesons von $p_{t,\psi}^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ sind sowohl Form als auch absolute Höhe des gemessenen Wirkungsquerschnitts in Übereinstimmung mit den entsprechenden QCD-Rechnungen. Eine Log-Likelihood Anpassung an die $p_{t,\psi}^2$-Verteilung der Form $e^{-bp_t^2}$ liefert einen Wert von $b = (0.387 \pm 0.036 \pm 0.030)\,\mathrm{GeV}^{-2}$, der innerhalb der Fehler mit den NLO-QCD Vorhersagen von $b = 0.33\,\mathrm{GeV}^{-2}$ übereinstimmt. Die Rechnungen in führender Ordnung in α_s sagen einen deutlich steileren Abfall der $p_{t,\psi}^2$-Verteilung voraus, der nicht durch die Messungen bestätigt wird. Die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts als Funktion von z wird durch das Colour-Singlet Modell beschrieben und zeigt keine Evidenz für das Vorhandensein großer Colour-Octet Beiträge im Bereich $z > 0.8$. Eine direkte Messung der Gluondichte $x_g g(x_g, \mu^2)$ bei $\mu^2 = m_\psi^2$ im Bereich $10^{-3} \leq x_g \leq 10^{-2}$ ergibt einen Anstieg zu kleinen Werten von x_g der Form $x_g^{-\lambda}$ mit $\lambda = 0.35 \pm 0.05 \pm 0.05$. Dieser Anstieg ist innerhalb der Fehler verträglich sowohl mit der Parametrisierung MRS(A') als auch mit der steileren Vorhersage von GRV.

Abstract

In this thesis the inelastic photoproduction of J/ψ-mesons at HERA is analysed in the leptonic decay channel. The events were taken in the years 1994 and 1995 with the H1-detector.
The shape of the cross section in the range of the photon-proton center of mass energy $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ and the elasticity $z < 0.9$ is described by NLO-QCD calculations in the colour-singlet model. In a restricted kinematic range $z < 0.8$ and $p_{t,\psi}^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ shape and height of the measured cross section is in agreement with the QCD-calculations. A log-likelihood fit to the $p_{t,\psi}^2$-distribution of the form $e^{-bp_t^2}$ yields a value of $b = (0.387 \pm 0.036 \pm 0.030)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ which is within the errors in agreement with the NLO-QCD prediction of $b = 0.33\,\mathrm{GeV}^{-2}$. The prediction of the leading order QCD-calculations is much steeper and not in agreement with the data. The z-distribution is well described by the calculations in the colour-singlet model. There is no evidence for large colour-octet contributions in the differential z distribution in the range $z > 0.8$. A direct measurement of the gluon density $x_g g(x_g, \mu^2)$ at $\mu^2 = m_\psi^2$ in the range $10^{-3} \leq x_g \leq 10^{-2}$ shows a behaviour of the form $x_g^{-\lambda}$ with $\lambda = 0.35 \pm 0.05 \pm 0.05$, which is within the errors compatible with the gluon parametrisation MRS(A') and also with the steeper prediction of GRV.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY wurde 1992 der weltweit erste Positron-Proton Speicherring (HERA) mit einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$ in Betrieb genommen. Ein wesentlicher Forschungsaspekt ist die Messung der Protonstruktur in zuvor unzugänglichen kinematischen Bereichen. Es werden maximale Impulsüberträge von $Q^2 \approx 10^5\,\mathrm{GeV}^2$ erreicht. Der experimentell zugängliche Bereich von x, dem Impulsbruchteil des an der Reaktion beteiligten Konstituenten des Protons, liegt bei Werten von $x \gtrsim 10^{-5}$ bei Impulsüberträgen $Q^2 \gtrsim 1\,\mathrm{GeV}^2$.

Ein interessantes Forschungsgebiet der Lepton-Proton Streuung bei HERA ist die Untersuchung von Ereignissen mit der Erzeugung schwerer Quarks (c, b). Ein wesentlicher Prozeß hierfür ist die Photon-Gluon Fusion (PGF), bei der ein vom Positron abgestrahltes quasireelles Photon ($Q^2 \approx 0$) mit einem Gluon aus dem Proton über ein Quark-Antiquarkpaar in Wechselwirkung tritt. Diese Art von Wechselwirkung bei HERA ist sensitiv auf den Gluonanteil im Proton im Bereich $0.5 \times 10^{-3} \lesssim x_g \lesssim 10^{-2}$. Sie kann störungstheoretisch beschrieben werden im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD).

Die Produktion von b-Quarks ist aufgrund ihrer höheren Masse gegenüber der von c-Quarks etwa um einen Faktor 100 unterdrückt. Zur experimentellen Untersuchung sind Ereignisse mit gebundenen Charmonium-Zuständen besonders geeignet, da die ungebundenen $c\bar{c}$-Zustände experimentell nur schwer von der Produktion leichter Quarksorten getrennt werden können.

In dieser Arbeit wird die *inelastische* Produktion von J/ψ-Vektormesonen untersucht. Dieser Prozeß kann beschrieben werden durch eine Photon-Gluon Wechselwirkung, bei der das erzeugte $c\bar{c}$-Paar durch Abstrahlung eines harten Gluons (Colour-Singlet Modell) oder weicher Gluonen (Colour-Octet Modell) in einen farbneutralen gebundenen J/ψ-Zustand übergeht.

Inelastische J/ψ-Produktion ist bereits in Fixed-Target Experimenten bei einer Photon-Proton Schwerpunktenergie von $W_{\gamma p} < 25\,\mathrm{GeV}$ untersucht worden. Dabei wurde die inelastische J/ψ-Produktion von der elastischen durch einen Schnitt von $z < 0.9$ getrennt (die Elastizität z gibt den relativen Energieübertrag vom Photon auf das J/ψ-Meson

an). Man fand in diesen Experimenten, daß die Form des gemessenen Wirkungsquerschnitts in z durch die QCD-Rechnungen im Colour-Singlet Modell gut beschrieben wird.
Die vorliegende Analyse untersucht die *inelastische* J/ψ-Produktion im Bereich der Elastizität $z < 0.9$ und bei Schwerpunktenergien von $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$. Es liegen QCD-Vorhersagen in nächst führender Ordnung in α_s (NLO) vor, mit denen die experimentellen Resultate verglichen werden. Diese sind bei großen Werten von z bzw. kleinen Transversalimpulsen mit theoretischen Unsicherheiten behaftet. Daher wird die J/ψ-Produktion auch in einem eingeschränkten kinematischen Bereich $z < 0.8$ und $p_{t,\psi}^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ untersucht.
Die bei HERA experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte als Funktion der Photon-Proton Schwerpunktenergie und die differentiellen Wirkungsquerschnitte in $p_{t,\psi}^2$ (Transversalimpulsverteilung) bzw. z (Elastizitätsverteilung) werden präsentiert und mit den QCD-Rechnungen für den Photon-Gluon Fusionsmechanismus im Colour Singlet bzw. Colour-Octet Modell verglichen. Weiterhin wird in dieser Arbeit eine Methode zur Messung der Gluondichte bis zu Werten von $x_g \approx 10^{-3}$ vorgestellt.

Weitere Prozesse bei HERA, die zur Untersuchung der Gluondichte geeignet sind, sind die Erzeugung leichter Quark-Antiquarkpaare bzw. ungebundener $c\bar{c}$-Zustände durch Photon-Gluon Fusion. Indirekt kann man die Gluondichte bestimmen aus der logarithmischen Ableitung $dF_2/d\ln(Q^2)$ der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ (scaling violation) [1, 2].
Die elastische J/ψ-Produktion im Elastizitätsbereich $z \approx 1$ kann als eine Wechselwirkung ohne Austausch von Farbladung zwischen Proton und Photon angesehen werden. In einem neueren störungstheoretischen Modell, welches von Ryskin vorgeschlagen wurde, wird diese Wechselwirkung in führender Ordnung durch einen Zwei-Gluon Austausch beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist demnach sensitiv auf das Quadrat der Gluondichte im Proton.

Die Untersuchung von J/ψ-Mesonen erfolgt in dieser Arbeit über ihren leptonischen Zerfall. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall von J/ψ-Mesonen in Elektronen bzw. Myonen beträgt jeweils etwa 6%. Da die Zerfallsleptonen in der Regel mit kleinen Transversalimpulsen ($p_t \approx 1\,\mathrm{GeV}$) erzeugt werden, kommt der Untersuchung des Leptonnachweises und der verwendeten Trigger für die Analyse eine zentrale Bedeutung zu. Myonen und Elektronen werden im Flüssig-Argon Kalorimeter nachgewiesen. Myonen können ebenfalls im Myondetektor nachgewiesen werden.
Das gestreute Positron wird bei den Ereignissen der J/ψ-Produktion in der Regel nicht im Detektor nachgewiesen. Daher müssen Trigger konzipiert werden, die auf die Zerfallsleptonen sensitiv sind. Zur Selektion inelastisch erzeugter J/ψ-Mesonen mit myonischem Zerfall tragen fast ausschließlich solche Trigger bei, bei denen mindestens ein Zerfallsmyon im Myondetektor nachgewiesen wird. Hierfür ist allerdings ein Transversalimpuls von $p_{t,\mu} \gtrsim 1 - 2\,\mathrm{GeV}$ erforderlich.

Gliederung der Arbeit

Nach dieser Einleitung wird im **zweiten** Kapitel ein Überblick über den Speicherring HERA und den H1-Detektor gegeben.
Im **dritten** Kapitel werden verschiedene Modelle für die J/ψ-Erzeugung bei HERA mit Schwerpunkt auf dem Photon-Gluon Fusionsmechanismus vorgestellt.
Eine Beschreibung des H1-Triggers mit Schwerpunkt auf den für diese Analyse verwendeten Triggerkomponenten wird im **vierten** Kapitel gegeben.
Im **fünften** Kapitel werden die Nachweismethoden von Leptonen im Kalorimeter sowie von Myonen im H1-Myonsystem beschrieben.
Die H1-Datenselektion und die für diese Analyse verwendeten Selektionsschnitte werden im **sechsten** Kapitel vorgestellt.
Im **siebten** Kapitel wird die Rekonstruktion der für die J/ψ-Analyse verwendeten kinematischen Variablen aufgezeigt und ein Vergleich zwischen gemessenen Verteilungen und den Vorhersagen im Colour-Singlet Modell mit Hilfe von simulierten Ereignissen vorgenommen.
Die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes im Positron-Proton System bzw. im Photon-Proton System und die Berechnung differentieller Wirkungsquerschnitte sind im **achten** Kapitel dargestellt, in dem auch die Ergebnisse diskutiert werden.

Kapitel 2

Das Experiment

In diesem Kapitel wird das Experiment beschrieben, an dem die Daten für die vorliegende Arbeit genommen wurden. Zunächst wird der Positron-Proton Speicherring[1] **HERA** vorgestellt. Danach werden der **H1**-Detektor und speziell die für die Analyse der (inelastischen) J/ψ-Produktion verwendeten Detektorteile beschrieben.

2.1 Der Speicherring HERA

Am Positron-Proton (ep) Speicherring HERA, dessen Umfang 6335 m beträgt, werden Protonen mit einer Energie von 820 GeV und Positronen mit 27.55 GeV an zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Die ep-Schwerpunktenergie

$$s = (P + k)^2 \tag{2.1}$$

ist somit $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$. P und k sind die Viererimpulse der einfallenden Protonen bzw. Positronen.

Ein schematisches Bild des Speicherrings HERA und seiner Vorbeschleuniger befindet sich in Abbildung 2.1. Die Protonen werden im Linac III, DESY III und PETRA auf 40 GeV vorbeschleunigt und anschließend in HERA injiziert, wo sie auf ihre Sollenergie beschleunigt werden. Die Positronen gelangen über LINAC II, DESY II und PETRA II mit 12 GeV in den HERA-Ring .

In Tabelle 2.1 sind einige wichtige Kenndaten von HERA für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 dargestellt. Die an den Wechselwirkungspunkten plazierten Großdetektoren **H1** und **ZEUS** weisen die entstehenden Wechselwirkungsprodukte nach. Ein wesentliches Ziel ist die Entschlüsselung der Protonstruktur (siehe Einleitung).

Zwei weitere Experimente benutzen jeweils nur den Positron- bzw. Protonstrahl des HERA Speicherrings. Ziel des **HERMES** Experimentes, das seit 1994 Daten aufzeichnet, ist die Messung der Protonspinstruktur. Hierfür werden longitudinal polarisierte

---

[1] seit 1994 werden Positronen statt Elektronen verwendet, um die Strahllebensdauer zu erhöhen.

Parameter	1994		1995		Design	
	e^+	p	e^+	p	e^+	p
Anzahl der Teichenpakete	168	170	189	180	210	210
mittlerer Strahlstrom [mA]	17	42	18.4	54	58	163
maximaler Strahlstrom [mA]	30.9	53.8	36	73.3	58	163
spezifische Luminosität [$cm^{-2}s^{-1}mA^{-2}$]	3.62×10^{29}		4.06×10^{29}		4×10^{29}	
maximale Luminosität [$cm^{-2}s^{-1}$]	4.3×10^{30}		5.9×10^{30}		16×10^{30}	
integrierte Luminosität [nb^{-1}]	4977		11055		10^5	

Tabelle 2.1: *Ausgewählte Kenndaten von HERA aus den Jahren 1994 und 1995 [3] und die Design-Werte*

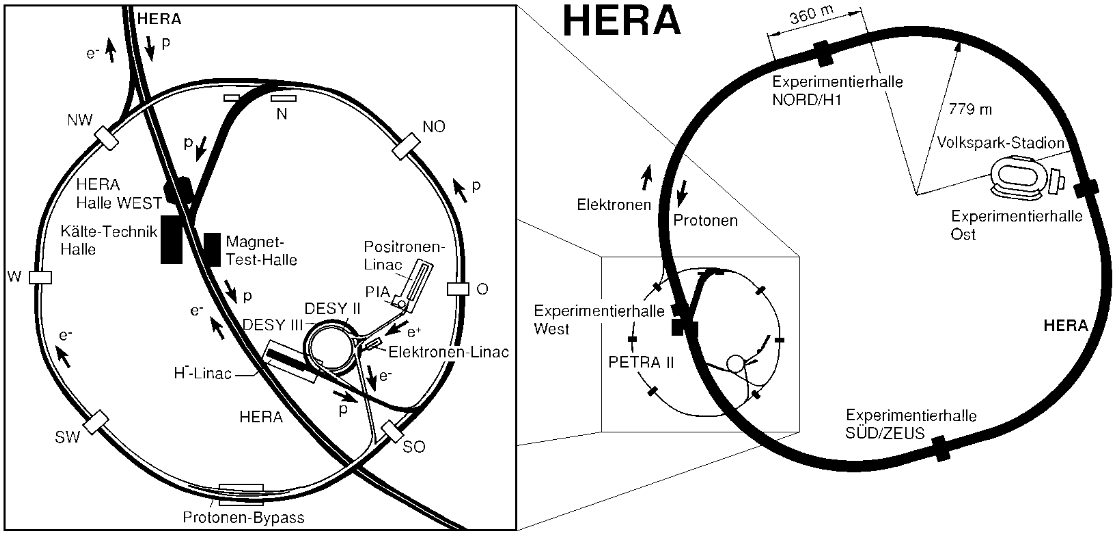


Abbildung 2.1: *Schaubild des Speicherrings HERA (rechts) und seiner Vorbeschleuniger (links)*

Positronen des HERA-Strahls auf polarisierte Gastargets geschossen. Mit dem **HERA-B** Experiment, das sich in der Aufbauphase befindet, soll die der CP-Verletzung in B-Zerfällen gemessen werden. Zur Erzeugung von B-Mesonen werden Kupfer- bzw. Aluminiumdrähte an den äußeren Rand des Protonstrahls gefahren.

2.2 Der H1-Detektor

Ein Gesamtbild des H1-Detektors [5] ist in Abbildung 2.3 abgebildet. Charakteristisch ist der asymmetrische Aufbau des Detektors. In Richtung des Protonstrahls ist der Detektor aufwendiger instrumentiert als in Positronflugrichtung. Hiermit wird der Tatsache Rechnung getragen, daß der überwiegende Anteil der bei ep-Wechselwirkungen entstehenden Teilchen aufgrund der hohen Protonenergien in Richtung des Protonstrahls erzeugt wird.

Die meisten Detektorkomponenten sind radialsymmetrisch bezüglich der Strahlachse aufgebaut. Die wesentlichen Komponenten des H1-Detektors sind das Spurkammersystem $\boxed{2}$ $\boxed{3}$, radial daran anschließend das Flüssig-Argon Kalorimeter $\boxed{4}$ $\boxed{5}$. Diese Detektoren sind umgeben von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$, die ein Magnetfeld von 1.2 T erzeugt. Außerhalb der Spule befindet sich das instrumentierte Eisen $\boxed{10}$, welches einerseits als Rückflußjoch für den magnetischen Fluß dient und andererseits zum Myonnachweis verwendet wird. Zum Myonnachweis in Vorwärtsrichtung dient das Vorwärtsmyonspektrometer $\boxed{11}$.

In Rückwärtsrichtung befindet sich zwischen Spurkammersystem und instrumentierten Eisen das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC [2] $\boxed{12}$ (ab 1995 ersetzt durch das SPACAL [3]).

2.2.1 Das H1-Koordinatensystem

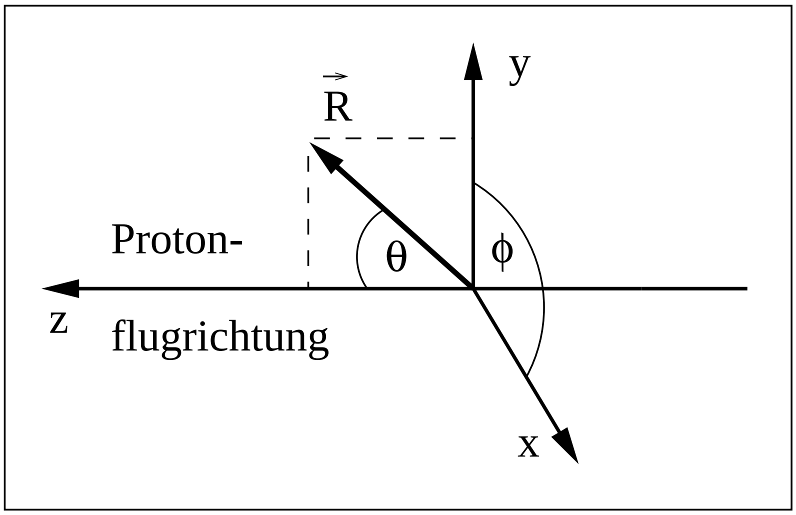


Abbildung 2.2: *Das H1-Koordinatensystem*

---

[2] BEMC: Backward Electromagnetic Calorimeter

[3] SPACAL: Spagetti Calorimeter

Das H1-Koordinatensystem ist ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem (siehe Abbildung 2.2). Die Protonflugrichtung definiert die positive z-Achse. Die x-Achse ist die horizontale Achse in der Ebene senkrecht zur Strahlachse, die y-Achse entsprechend die vertikale Achse in dieser Ebene.
Der Koordinatenursprung liegt am Punkt der nominellen ep-Wechselwirkung. Dieser Punkt ist der Mittelpunkt der zylindrisch aufgebauten zentralen Driftkammer.
In Polarkoordinaten, die aufgrund der Radialsymmetrie des Detektors häufig verwendet werden, ist R der Abstand vom Koordinatenursprung, θ der Winkel zwischen dem Ortsvektor eines Punktes und der z-Achse und ϕ der Winkel der Projektion des Ortsvektors in die x-y-Ebene relativ zur x-Achse.
Der Transversalimpuls p_t eines Teilches ist der Betrag der Projektion des Impulsvektors auf die x-y-Ebene.
Als *Vorwärtsrichtung* wird die Richtung der auslaufendenen Protonen bezeichnet (z-Achse).

2.2.2 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem des H1-Detektors dient zur Bestimmung der Impulse geladener Teilchen und besteht aus den zylindrisch aufgebauten zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2, den z-Kammern CIZ und COZ – Driftkammern zur Messung der z-Koordinate von Teilchen – und den Proportionalkammern CIP und COP. In Vorwärtsrichtung schließt sich das Vorwärtsspurkammersystem an, welches aus drei sogenannten Supermodulen aufgebaut ist. Zwischen der zentralen Spurkammer und dem rückwärtigen Kalorimeter befindet sich die Rückwärtsproportionalkammer, die 1995 durch eine Driftkammer ersetzt wurde. Eine schematische Übersicht über das Spurkammersystem in der Seitenansicht ist in Abbildung 2.4 gegeben.

Im zentralen Spurkammersystem werden die Vierervektoren der Zerfallsleptonen des J/ψ-Mesons bestimmt im Polarwinkelbereich $20° \leq \theta \leq 160°$. Der Untergrundanteil in diesem Bereich ist niedrig und die Qualität der Spurrekonstruktion gut.
Zur Rekonstruktion kinematischer Variablen werden Spuren aus dem zentralen und dem Vorwärtsspurkammersystem verwendet ($8° \leq \theta \leq 170°$).

Zentrale Spurkammern

Die zentralen Driftkammern **CJC1** und **CJC2** [7] (central jet chamber) stellen den wichtigsten Teil der zentralen Spurkammern dar. Ihr Aufbau folgt dem der Jetkammern am JADE-Detektor [8] am Speicherring PETRA.
Die Driftkammern sind in Abbildung 2.5 im radialen Querschnitt abgebildet. Es gibt 30 Driftzellen in CJC1 und 60 in CJC2 mit insgesamt 56 Drahtlagen in radialer Richtung. Die Zellen sind um 30° zur Radialen verkippt. Hierdurch kann man den Teilchendurchgang mit einer hohen Zeitauflösung bestimmen (≤ 1 ns), da jede Spur die Drahtebene mindestens einmal kreuzt. Auf diese Weise können beispielsweise Myonen der kos-

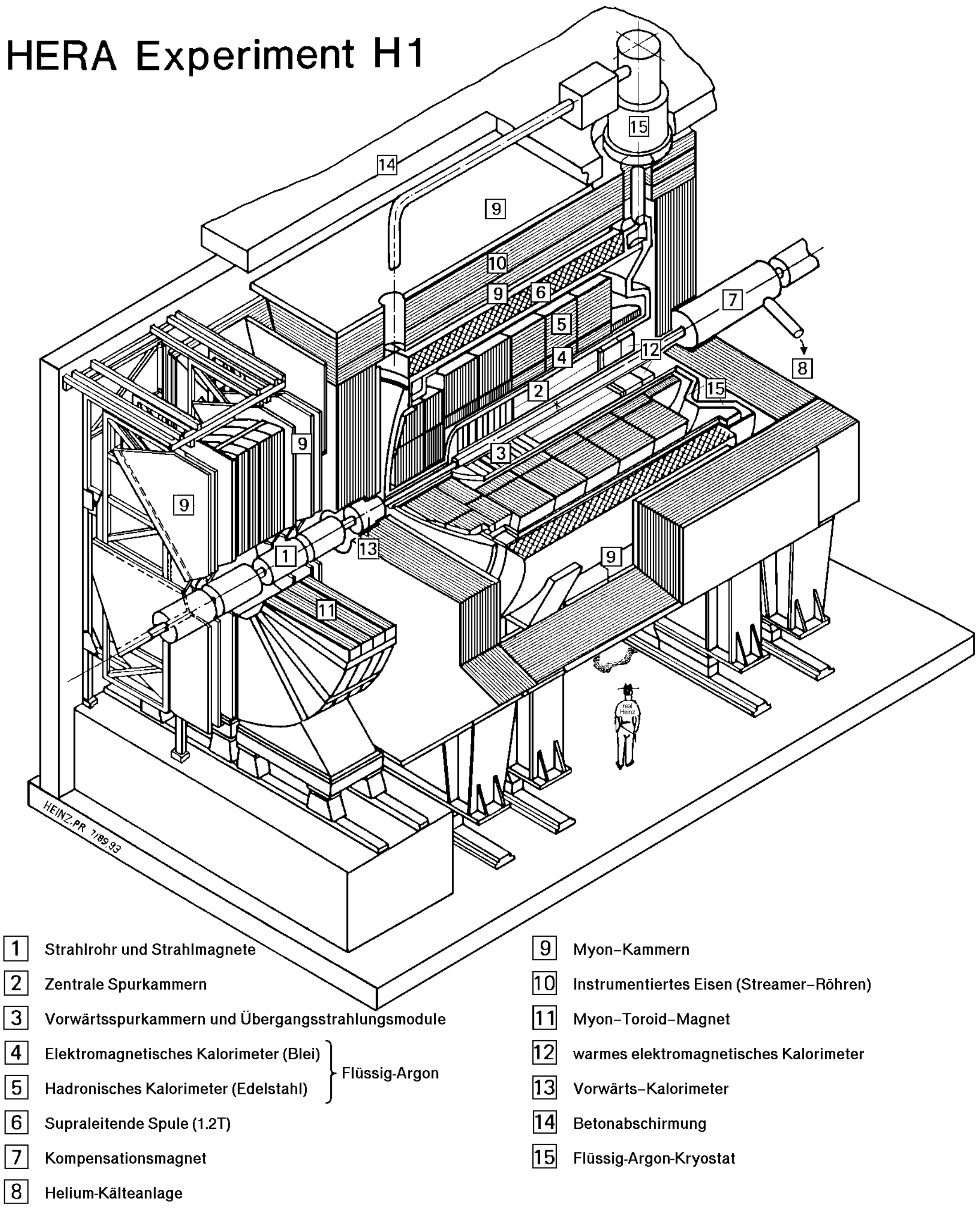


Abbildung 2.3: *Der H1-Detektor*

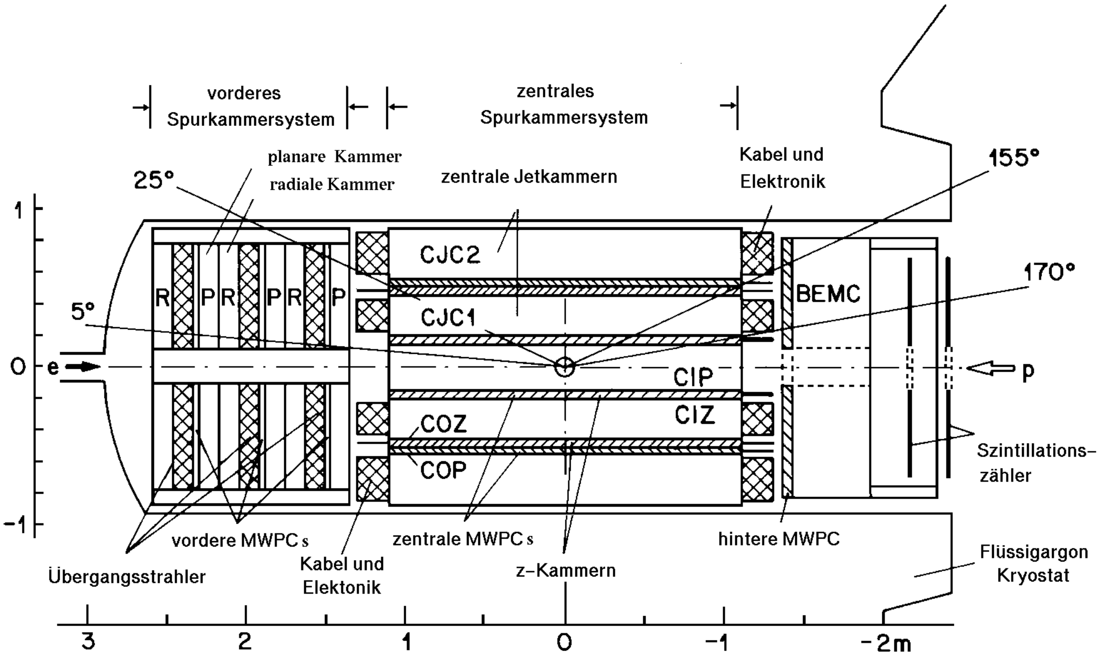


Abbildung 2.4: *Seitenansicht des H1-Spurkammersystems (1994)*

mischen Höhenstrahlung erkannt werden, die zwischen zwei Wechselwirkungen den Detektor durchqueren. Der Polarwinkelbereich, in dem vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen sowohl CJC1 als auch CJC2 durchqueren, ist $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$.

Die Ortsauflösung beträgt in der x-y-Ebene, der Driftebene, $\sigma_{xy} = 145\,\mu m$. Für den Transversalimpuls der Teilchen (Impuls in x-y-Ebene) ergibt sich eine Auflösung von $\sigma_{p_t}/p_t^2 \approx 0.01$ GeV^{-1}. Der spezifische Energieverlust dE/dx kann auf 10% genau bestimmt werden. Die Bestimmung der z-Koordinate erfolgt durch Messung der Ladungsteilung. Die mit dieser Methode erzielte Auflösung in z ist $\sigma_z = 2.2\,\text{cm}$.
Zur Verbesserung der z-Auflösung dienen die Driftkammern **CIZ** (central inner z-chamber) und **COZ** (central outer z-chamber). In ihnen kann die z-Position einer Teilchenspur mit einer Genauigkeit von $\sigma_z \approx 300\ \mu m$ bestimmt werden.

Die Jetkammern dienen nicht nur zur Spurerkennung sondern werden auch zum Triggern von Ereignissen verwendet (DC-Rϕ Trigger).
Die Vieldrahtproportionalkammern **CIP** (central inner proportional chamber) und **COP** (cental outer proportional chamber) werden ausschließlich zum Triggern verwendet (z-Vertex-Trigger). Eine ausführliche Beschreibung des H1-Triggersystems erfolgt in Kapitel 4.

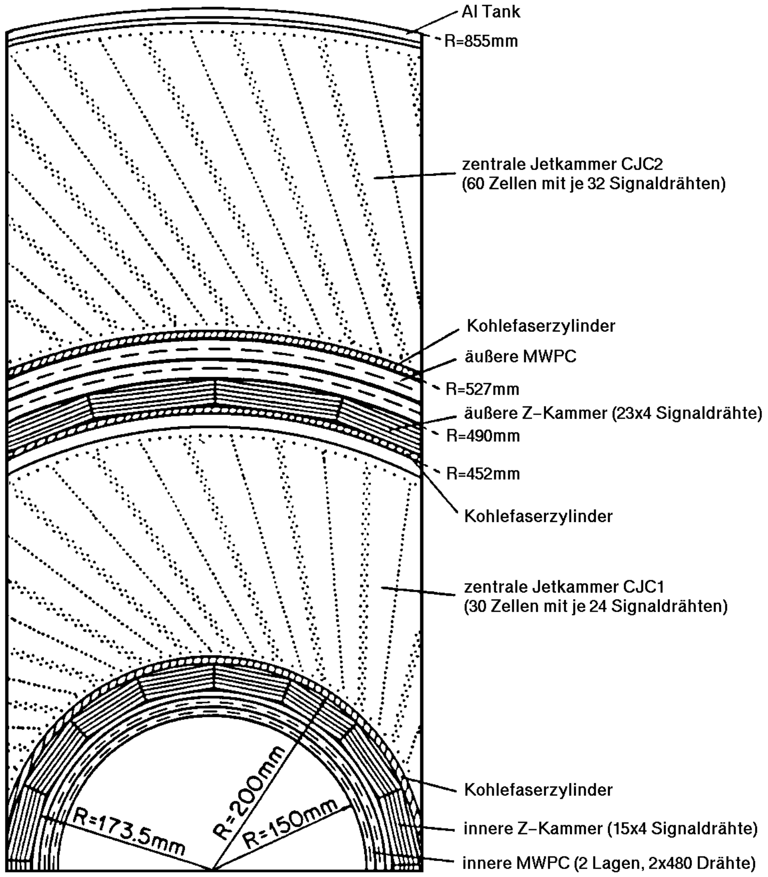


Abbildung 2.5: *Radiale Ansicht der zentralen Spurkammer*

Vorwärtsspurkammersystem und rückwärtige Proportionalkammer

- Das Vorwärtsspurkammersystem besteht aus drei sogenannten Supermodulen. Jedes dieser Module enthält jeweils eine **radiale** und **planare** Driftkammer, ferner Vorwärtsproportionalkammern **FPC** (forward proportional chamber) und Übergangsstrahlungsdetektoren zur Trennung von hochenergetischen Pionen und Elektronen. Im Vorwärtsspurkammersystem können geladene Teilchen nachgewiesen werden, die im Polarwinkelbereich von $5° \leq \theta \leq 25°$ den H1-Detektor durchqueren.
  Die **radialen** Driftkammern bestehen jeweils aus 48 Zellen, die **planaren** aus 32. Die Impulsauflösung beträgt $\sigma_p/p^2 < 0.003$ GeV^{-1}, die Auflösung in θ und ϕ ist $\sigma_{\theta,\phi} < 1$ mrad.
  Die Vorwärtsproportionalkammern werden zu Triggerzwecken benutzt.

- Die rückwärtige Proportionalkammer deckt den Winkelbereich $155° \leq \theta \leq 175°$ ab. Sie besteht aus insgesamt vier Anodendrahtebenen. Sie dient vor allem zur Rekonstruktion von Teilchenspuren, die im hinter ihr liegenden Kalorimeter (BEMC) nachgewiesen werden.

2.3 Kalorimeter

Das H1-Kalorimeter hat die Aufgabe, Elektronen, Myonen, neutrale Teilchen sowie Teilchenjets mit hoher Teilchendichte nachzuweisen. Es besteht aus dem **Flüssig-Argon** Kalorimeter, welches die Spurkammern im vorderen und zentralen Bereich umschließt, dem rückwärtigen Kalorimeter **BEMC** bzw. **SPACAL**, dem **PLUG** Kalorimeter, welches Teilchen in extremer Vorwärtsrichtung nachweist sowie dem 'Tail Catcher', der Teil des instrumentierten Eisens ist und Schauerteilchen detektiert, die in den weiter innenliegenden Kalorimetern nicht absorbiert wurden. Dieser letztere Teil des Kalorimeters wird in Abschnitt 2.4 beschrieben.

2.3.1 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter [9] (engl. Liquid Argon Calorimeter; Abkürzung: **LAr**) überdeckt einen Polarwinkelbereich von $4^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$. Es liegt vollständig innerhalb der supraleitenden Magnetfeldspule. Es zeichnet sich aus durch hohe Stabilität, einfache Kalibration, und eine feine Granularität zur Elektron-Pion Separation.
Es ist unterteilt in einen inneren elektromagnetischen Teil und einen äußeren hadronischen Teil. Längs der Strahlachse ist es unterteilt in acht Module. Die beiden vorderen bilden den Vorwärtsbereich, daran schließen sich fünf Module im Zentralbereich an. Das hinterste Modul (BBE) hat nur eine elektromagnetische Komponente. Schematisch ist der beschriebene Aufbau in Abbildung 2.6 dargestellt.

- **Elektromagnetischer Teil**: Der elektromagnetische Teil des LAr-Kalorimeters ist aufgebaut aus 2.4 cm dicken Absorberplatten aus Blei. In den 2.35 cm dicken Spalten zwischen zwei Bleiplatten befindet sich flüssiges Argon. In Vorwärtsrichtung hat das elektromagnetische Kalorimeter eine Dicke von 30, im Zentralbereich von 20 Strahlungslängen. Um eine feine Segmentierung für einen genauen Elektronnachweis zu erreichen, werden insgesamt 31000 Kanäle ausgelesen. Die Energieauflösung wurde am Teststrahl bestimmt zu: $\sigma_E/E = (10\% - 13\%)/\sqrt{E} \oplus 1\%$.

- **Hadronischer Teil**: Im hadronischen Teil werden 1.9 cm dicke Absorberplatten aus Edelstahl verwendet. Zwischen je zwei Absorberplatten befinden sich flüssiges Argon. Die Anzahl der hadronischen Wechselwirkungslängen variiert zwischen vier im Zentralbereich und bis zu acht in Vorwärtsrichtung. In Abbildung 2.7 sind die Isolinien gleicher Wechselwirkungslängen im LAr-Kalorimeter dargestellt. Die Auslese erfogt in ca. 13000 Kanälen. Die Energieauflösung beträgt: $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$.

Im Rahmen dieser Analyse dient das LAr-Kalorimeter zum Leptonnachweis und wird zur Bestimmung kinematischer Variablen eingesetzt.

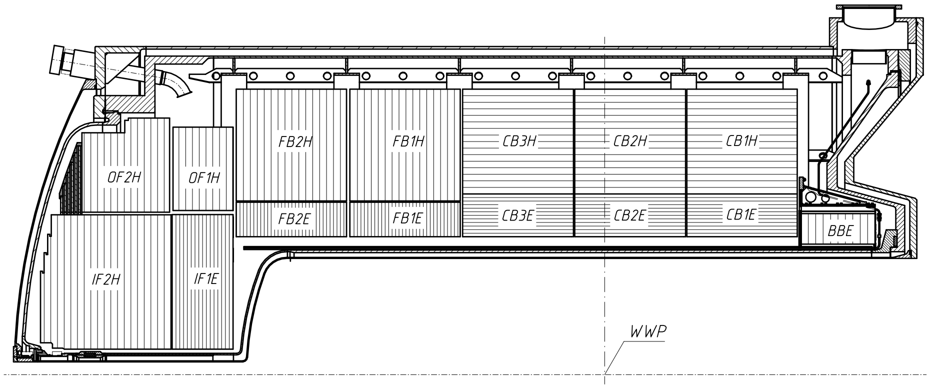


Abbildung 2.6: *Seitenansicht des Flüssig-Argon Kalorimeters*

Abbildung 2.7: *Seitenansicht des Flüssig-Argon Kalorimeter mit den Isolinien der hadronischen Wechselwirkungslängen*

2.3.2 Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter

- **Rückwärtiges Kalorimeter**: Das rückwärtige Kalorimeter (BEMC) [10], welches sich hinter der rückwärtigen Proportionalkammer befindet, dient zum Nachweis des gestreuten Positrons in Rückwärtsrichtung. Es deckt den Polarwinkelbereich $151^\circ \leq \theta \leq 177^\circ$ ab. Dieses entspricht einem Bereich von $3.5\ \mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 100\ \mathrm{GeV}^2$. Es ist ein Blei-Szintillator Kalorimeter bestehend aus 88 Zellen. Seine Dicke entspricht 22.5 Strahlunglängen bzw. einer hadronischen Wechselwirkungslänge. Seine Energieauflösung ist $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$.

  In der Datennahmeperiode 1995 wurde das BEMC ersetzt durch das SPACAL [11], welches aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil besteht. Das getreute Positron kann im kinematischen Bereich $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ nachgewiesen werden. Als Absorbermaterial dient Blei, in das szintillierende Fiberglasstreifen mit einem Radius von 0.5 mm eingarbeitet sind. Der elektomagnetische Teil hat eine Dicke von 44 Strahlungslängen, der hadronische von etwa zwei hadronischen Wechselwirkungslängen. Die Energieauflösung wurde zu $\sigma_E/E = 7\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ bestimmt.

Das rückwärtige Kalorimeter dient bei dieser Analyse zur Abtrennung von tiefinelastischen J/ψ-Ereignissen, in denen das gestreute Positron hier nachgewiesen wird.

- **Vorwärtskalorimeter**: Zum Nachweis von Protonfragmenten in Vorwärtsrichtung dient das **PLUG**-Kalorimeter, das den Polarwinkelbereich $0.6° \leq \theta \leq 3°$ überdeckt. Es wird für diese Analyse nicht verwendet.

2.4 Zentrales- und Vorwärtsmyonspektrometer

Das Myonsystem im H1-Detektor besteht aus dem **zentralen Myonsystem**, das den ganzen Detektor umschließt und dem **Vorwärtsmyonspektrometer**, das eine Impulsbestimmung hochenergetischer Myonen bei kleinen Polarwinkeln ermöglichen soll. Im Rahmen dieser Arbeit wird das *zentralen Myonsystem* zum Nachweis der Myonen aus dem J/ψ-Zerfall verwendet.

2.4.1 Zentrales Myonsystem

Das zentrale Myonsystem (instrumentiertes Eisen) ist aus einzelnen **Modulen** aufgebaut, die jeweils aus 10 Eisenplatten mit einer Dicke von 7.5 cm bestehen (siehe Abbildung 2.8). Zwischen diesen Lagen befinden sich insgesamt 10 Lagen von Streamerrohrkammern (eine Doppellage). Vor und hinter einem Modul sind jeweils drei weitere Streamerrohrlagen in den Myonkammern angebracht.
Im Zentralbereich verlaufen die Drähte in den Streamerrohrkammern in z-Richtung, in den Endkappen in horizontaler Richtung (x-Richtung). Die Auslese der Drahtinformation erfolgt digital.
Auf den Streamerrohrprofilen sind auf fünf Lagen streifenförmige Influenzelektroden (Streifen) aufgebracht. Diese haben eine Breite von 1.7 cm und einen Abstand von 2 cm. Sie dienen zur Ortsbestimmung in Richtung der Drähte, d.h sie messen im Zentralbereich die z-Koordinate und im Endkappenbereich die x-Koordinate. In den Myonkammern sind jeweils zwei Streifenlagen zu einer Doppellage zusammengefaßt, so daß effektiv nur drei Lagen verwendet werden.
Mit Hilfe der Draht- und Streifenlagen kann die Spur eines Myons rekonstruiert werden, welches das instrumentierte Eisen durchquert. Die Ortsauflösung, gemessen in der Richtung senkrecht zu den Drähten, beträgt $\approx$ 4 mm, senkrecht zu den Streifen $1 - 1.5$ cm. Die bei der Rekonstruktion erzielte Impulsauflösung σ_p/p beträgt 35% im Zentralbereich. Im Endkappenbereich ist diese sehr viel schlechter aufgrund des sehr inhomogenen Magnetfeldes in diesem Bereich. Sie liegt bei einigen 100% [76].

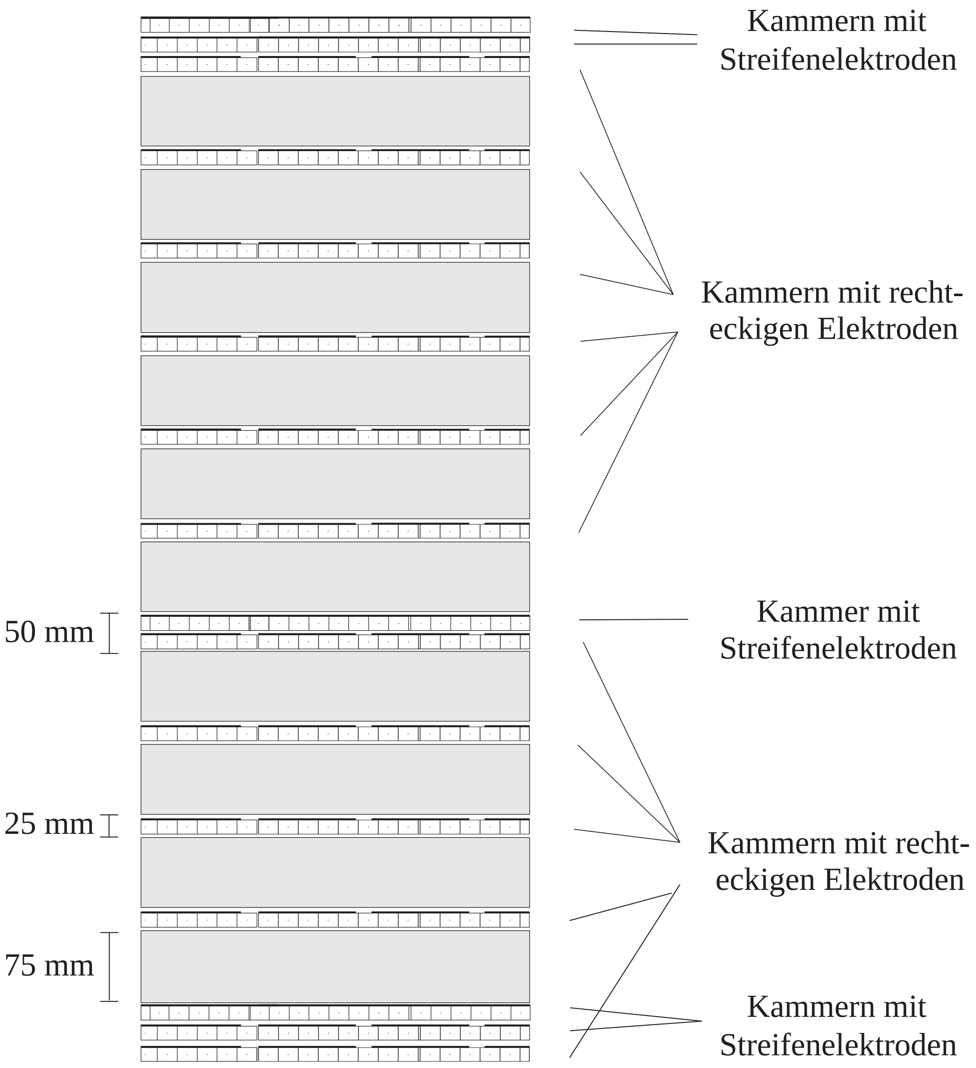


Abbildung 2.8: *Lagenquerschnitt des instrumentierten Eisens*

Auf den übrigen Streamerrohrkammern befinden sich flächenartige Influenzelektroden (pads) mit einer Querschnittsfläche von $40 \times 50\,\mathrm{cm}^2$ im Zentralbereich und $28 \times 28\,\mathrm{cm}^2$ im Endkappenbereich. Jeweils fünf bzw. sechs dieser Elektroden in radialer Richtung sind zu einem sogenannten Turm zusammengefaßt. Die Türme sind Teil des H1-Kalorimeters (**Tail Catcher**) und dienen zur Energiemessung von Schauerenergien, die in den weiter innenliegenden Kalorimetern nicht absorbiert werden. Die Energieauflösung liegt bei $\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E}$.

Insgesamt ist das instrumentierte Eisen aufgebaut aus 64 **Modulen**. In den Endkappen liegen jeweils zwei Module nebeneinander und acht übereinander (siehe Abb. 2.9). Im Zentralbereich (Barrel) ist es in longitudinaler Richtung aufgebaut aus zwei oktagonalen Bereichen mit je 16 Modulen.

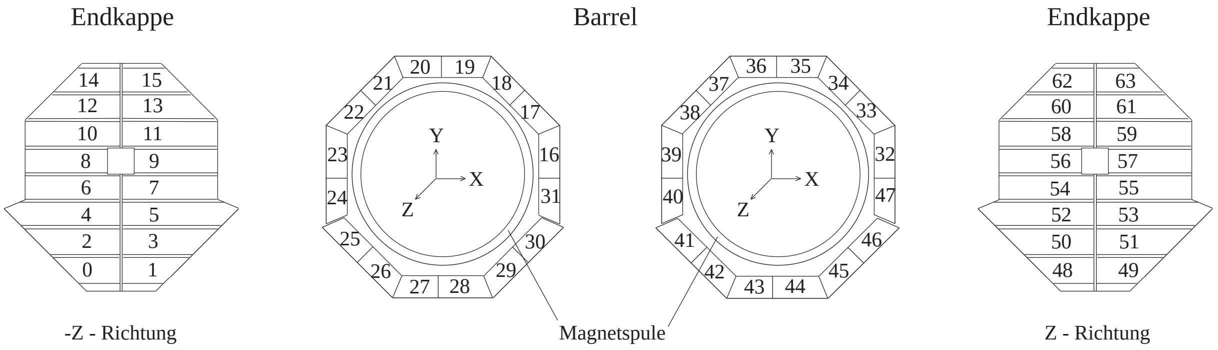


Abbildung 2.9: *Modulunterteilung des instrumentierten Eisens*

2.4.2 Vorwärtsmyonspektrometer

Das Vorwärtsmyonspektrometer überdeckt den Polarwinkelbereich von $3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$. Es ist aufgebaut aus einem Toroidmagneten, vor und hinter dem jeweils drei Driftkammern liegen. Myonen mit einer Energie ab 5 GeV können im Vorwärtsmyonspektrometer nachgewiesen werden. Die räumliche Auflösung beträgt hier $\sigma < 350\ \mu m$, die Impulsauflösung σ/p beträgt 24% für Teilchen mit einem Impuls von 5 GeV.
Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Vorwärtsmyonspektrometer nicht benutzt. Neben der Aufgabe des Myonnachweises dient es zum Nachweis von Protonfragmenten bei diffraktiven Prozessen (siehe Kapitel 3.1).

2.5 Luminositätssystem

Die Luminosität im Strahlbetrieb wird bei H1 mit Hilfe von Bethe-Heitler Ereignissen der Form $ep \to ep\gamma$ bestimmt [6]. Der Luminositätsmonitor mißt die Koinzidenz von gestreutem Positron und abgestrahlten Photon. Der Hauptuntergrundprozeß sind Bremsstrahlungsereignisse, bei denen das Positron mit Restgasmolekülen im Strahlrohr wechselwirkt.

Der Photondetektor steht 102.9 m vom Wechselwirkungspunkt in Positronflugrichtung entfernt und ist ebenso wie der Elektronenkleinwinkeldetektor (ET), der 33.4 m hinter dem Wechselwirkungspunkt positioniert ist, ein total absorbierendes Cerenkov-Kalorimeter. Dieses bietet neben hoher Strahlungsresistenz eine gute Auflösung in Ort, Zeit und Energie. Die Energieauflösung der Kalorimeter beträgt $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$. Ihre Dicke entspricht etwa 20 Strahlungslängen. Die Genauigkeit, mit der die Luminosität im H1-Detektor bestimmt werden kann, ist $\approx 1.5\%$.

Der Elektronenkleinwinkeldetektor hat zusätzlich die Aufgabe, das gestreute Positron im Bereich $Q^2 < 0.01\ \text{GeV}^2$ und $0.2 \leq y \leq 0.8$ nachzuweisen zu triggern. Die Kinematik des gestreuten Positrons, welches sich in dem angegebenen kinematischen Bereich befindet, kann mittels der Energiemessung des Elektronenkleinwinkeldetektors bestimmt werden.

2.6 Datennahme und Datenverarbeitung (Überblick)

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über die wesentlichen Schritte der Datenerfassung und Datenverarbeitung gegeben werden.

Datenverarbeitung

Das H1-Triggersystem [5] ist ein aus vier Stufen bestehender Trigger, der die Aufgabe hat, physikalische Ereignisse zu erkennen und Untergrundereignisse zu verwerfen. Eine detaillierte Beschreibung des Triggersystems wird in Kapitel 4 gegeben.
Ereignisse, die vom H1-Trigger akzeptiert wurden, werden zunächst rekonstruiert und anschließend wird geprüft, ob sie den Anforderungen einer sogenannten physikalischen Klasse genügen (siehe weiter unten). Alle positiv klassifizierten Ereignisse werden auf Magnetbänder geschrieben, sogenannte POT's (Production Output Tapes) (siehe Kap. 6).

Rekonstruktionsprogramm (H1REC)

Das Programm zur Ereignisrekonstruktion heißt **H1REC** . Bei der Rekonstruktion von Ereignissen wird für die einzelnen Detektorkomponenten ausgehend von den aufgezeichneten Detektordaten (Rohdaten) eine Rekonstruktion physikalisch relevanter Größen vorgenommen.
In den Spurkammern werden aus den vorhandenen Drahtsignalen Spuren rekonstruiert, d.h. Teilchenimpuls und Flugrichtung der Teilchen. Im Kalorimeter werden aus den Signalen in den einzelnen Zellen Cluster von Energiedepositionen gebildet, deren Gesamtenergie und Lage bestimmt wird. Hieraus können dann z.B. Jets rekonstruiert werden bzw. die Kinematik des gestreuten Positrons ermittelt werden. Im LAr-Kalorimeter wird ebenfalls nach niederenergetischen Myonen und Elektronen ($1 - 5$ GeV) gesucht. Im Myonsystem werden die Spuren von Teilchen aus den Draht- und Streifentreffern rekonstruiert. Rekonstruierte Spuren im Myonsystem werden mit Hilfe eines Extrapolationsprogramms mit Spuren aus der zentralen Spurkammer verbunden, wenn diese in den Spurparametern übereinstimmen.
Die Rekonstruktion in der Spurkammer und im Myonsystem wird ausführlich in Kapitel 5 diskutiert.

Ereignisklassifikation (H1ECLASS)

Nach erfolgter Rekonstruktion werden die Ereignisse klassifiziert, d.h. es wird geprüft ob sie die Bedingungen für eine physikalische Klasse erfüllen. Es gibt u.a. Ereignisklassen für Ereignisse mit hohem Q^2, für Photoproduktionsereignisse und Ereignisse mit schweren Quarks. Dabei kann ein Ereignis auch mehreren physikalischen Klassen zugeordnet werden, wenn es die Selektionsschnitte der jeweiligen Klassen erfüllt.
Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten physikalischen Klassen sind **CSEMU** für die Analyse des myonischen Zerfallskanals des J/ψ-Mesons und **CJPSI** für den elektronischen (siehe Kap. 6).

Simulationsprogramm (H1SIM)

Um zu prüfen, wie sich mit Monte-Carlo Generatoren erzeugte Ereignisse im H1-Detektor darstellen würden, gibt es ein Programm, welches die Detektorantwort der einzelnen Teilchen simuliert. Das H1-Simulationsprogramm **H1SIM** [12] baut auf dem Programmpaket GEANT [13] auf, welches die Wechselwirkung von Teilchen in Materie nach bekannten Gesetzen mit statistischen Methoden nachvollzieht. Für jedes generierte Teilchen wird der Spurverlauf im Detektor unter Berücksichtigung von Energieverlust, Vielfachstreuung und bekannten Defekten nachvollzogen. Nach erfolgter Simulation aller Teilchen werden den Energiedepositionen Signale in den einzelnen Detektorkomponenten zugeordnet. Ausgehend von diesen Signalen kann dann wie bei tatsächlichen Ereignissen eine Ereignisrekonstruktion vorgenommen werden.

Kapitel 3

J/ψ-Produktion bei HERA

In diesem Kapitel wird zunächst die Kinematik von Ereignissen der Positron-Proton Streuung bei HERA diskutiert. Anschließend werden die unterschiedliche Modelle für die J/ψ-Produktion beschrieben, wobei der Schwerpunkt auf die J/ψ-Produktion durch Photon-Gluon Fusion gelegt wird. Am Ende des Kapitels wird auf verschiedene Monte-Carlo Generatoren zur Erzeugung von J/ψ-Mesonen eingegangen.

Kinematische Größen zur Beschreibung von ep-Wechselwirkungen

Die Wechselwirkung von Positronen mit Protonen wird bei den meisten Ereignissen durch Austausch eines Photons und weit seltener eines Z^0- oder $W^{\pm}$-Bosons vermittelt. Man kann diese Ereignisse klassifizieren nach

$$Q^2 = -q^2 = (k - k')^2, \tag{3.1}$$

dem Quadrat des Viererimpulsübertrages am Positronvertex (k, k': Viererimpulse des einlaufenden bzw. gestreuten Positrons).
Der Viererimpulsübertrag am Protonvertex ist definiert als:

$$t = (P_p - P_X)^2 \tag{3.2}$$

P_P, P_X sind die Vierervektoren des einlaufendenen Protons bzw. des Protonrests (gestreutes Proton bei elastischen Prozessen).

- **Tiefinelastische Streuung:** Die physikalischen Prozesse mit $Q^2 \gg 0$ werden als tiefinelastische Streuprozesse bezeichnet. Mit Hilfe dieser Ereignisse kann die Protonstruktur bis zu sehr kleinen Werten von $x \approx 10^{-5}$ gemessen werden. Es gilt:

$$x = \frac{Q^2}{ys} \tag{3.3}$$

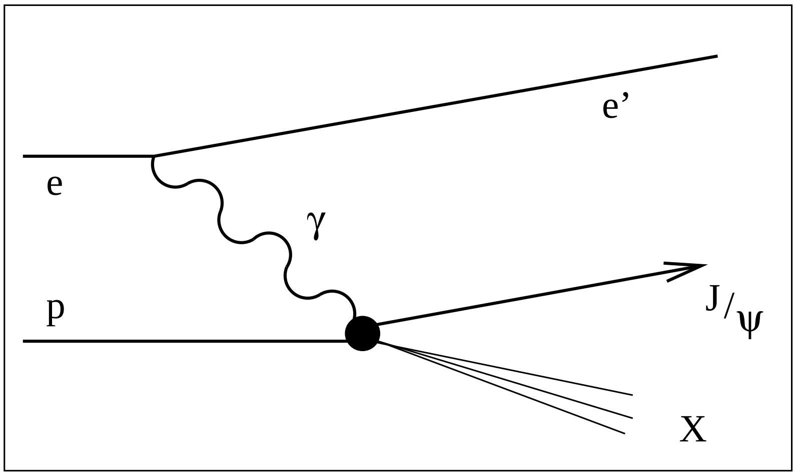


Abbildung 3.1: *Elektroproduktion von J/ψ-Mesonen bei der Positron-Proton Streuung. Der dominante Prozeß bei HERA ist die Photoproduktion, bei der für das vom Positron abgestrahlte Photon $Q^2 \approx 0$ gilt.*

Die Variable y ist dabei definiert als:

$$y = \frac{P_p \cdot q}{P_p \cdot k} \tag{3.4}$$

q ist der Vierervektor des Photons. s ist das Quadrat der Schwerpunktenergie (siehe Formel 2.1). x und y werden als Bjørken Variablen bezeichnet.

- **Photoproduktion:** Ereignisse mit $Q^2 \to 0$ werden als Photoproduktionsereignisse bezeichnet. Bei der **direkten** Photoproduktion wechselwirkt das vom Positron abgestrahlte (quasireelle) Photon als punktförmiges Objekt mit dem Proton. In **Resolved-Photon** Prozessen wechselwirkt ein Konstituent der hadronischen Komponente des Photons.

Die im Rahmen dieser Arbeit analysierten J/ψ-Ereignisse werden überwiegend in Photoproduktionsprozessen bei $Q^2 \approx 0$ erzeugt. Die Weizsäcker-Williams-Näherung [46, 47, 48] gibt den Photonfluß für (transversale) Photonen am Positronvertex an:

$$\frac{dN}{dy\, dQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{y\, Q^2}(1 + (1 - y^2) - \frac{2m_e^2 y^2}{Q^2}) \tag{3.5}$$

Das J/ψ-Meson und seine Erzeugung bei HERA

Das J/ψ-Meson ist ein Vektormeson mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$, welches aus einem $c\bar{c}$-Quarkpaar aufgebaut ist. Seine Masse beträgt 3.097 GeV und seine Zerfallsbreite $87\,keV$ [14]. Mit je $\approx 6\%$[1] Wahrscheinlichkeit zerfällt das J/ψ-Meson in zwei

---

[1] $\Gamma_{ee}/\Gamma = 0.0602 \pm 0.0019$ bzw. $\Gamma_{\mu\mu}/\Gamma = 0.0601 \pm 0.0019$ [14]

Myonen bzw. Elektronen.
Zur Produktion von J/ψ-Mesonen bei der Positron-Proton Streuung bei HERA tragen verschiedene Prozesse bei, die in diesem Kapitel vorgestellt werden sollen. In Abbildung 3.1 ist die Erzeugung von J/ψ-Mesonen schematisch dargestellt. Bei der **elastischen** J/ψ-Erzeugung bleibt das Proton erhalten ($X = p$), während es bei **inelastischen** Prozessen fragmentiert. Zur Separation eignet sich die Elastizität z, die in folgender Weise definiert ist:

$$z = \frac{P_p \cdot P_\psi}{P_p \cdot q} \tag{3.6}$$

P_ψ ist der Vierervektor des erzeugten J/ψ-Mesons. Für z gilt im Ruhesystem des Protons:

$$z = \frac{E^*_\psi}{E^*_\gamma} \tag{3.7}$$

E^*_ψ bzw. E^*_γ sind die Energien des J/ψ-Mesons bzw. des Photons im Ruhesystem des Protons. Es gilt $z = 1$ bei elastischer Produktion[2], während bei inelastischen Prozessen $0 < z < 1$ gilt. Bei elastischen Prozessen wird ausschließlich das J/ψ-Meson erzeugt, dagegen entstehen bei der inelastischen J/ψ-Erzeugung zusätzliche Teilchen.
Im folgenden sollen die J/ψ-Produktionsmechanismen und die Bereiche in z, in denen sie eine Rolle spielen, aufgeführt werden:

- **Diffraktive J/ψ-Erzeugung**: Die diffraktive Erzeugung von J/ψ-Mesonen ist dominant bei Werten von $z > 0.95$. Hierbei wechselwirkt das Proton mit dem Photon ohne Austausch von Farbladung. Man unterscheidet zwischen *elastisch* diffraktiver Produktion ($z = 1$) und Erzeugung eines J/ψ-Mesons mit Dissoziation des Protons.

- **Photon-Gluon-Fusion**: Bei der J/ψ-Erzeugung durch Photon-Gluon-Fusion wechselwirkt ein vom Proton abgestrahltes Gluon mit dem Photon unter Bildung eines gebundenen $c\bar{c}$-Zustandes. Dieser Prozeß dominiert im Bereich $0.2 < z < 0.9$ und kann störungtheretisch im Rahmen der QCD berechnet werden. Bei Werten $z > 0.9$ ist die Behandlung mit Methoden der pQCD nur eingeschränkt möglich.

- **Resolved-Photon Prozesse**: Bei Resolved-Photon Prozessen spaltet das Photon in Quarks und Gluonen auf, die mit einem Gluon aus dem Proton wechselwirken. Bei diesem Prozeß ist z in der Regel klein ($z < 0.5$). Bei kleinen Werten von z sind die QCD-Vorhersagen für diesen Prozeß in der gleichen Größenordnung wie die für die J/ψ-Erzeugung durch Photon-Gluon Fusion. Der Wirkungsquerschnitt für J/ψ-Produktion über Resolved Photon-Wechselwirkungen integriert über den gesamten z-Bereich ist größenordnungsmäßig um einen Faktor ≈ 10 kleiner als die J/ψ-Erzeugung durch die Photon-Gluon Fusion.

---

[2] $z = 1$ gilt strenggenommen nur dann, wenn für den Viererimpulsübertrag am Protonvertex $t = 0\,\mathrm{GeV}^2$ gilt. Die mittlere Abweichung von $z = 1$ ist für elastisch erzeugte J/ψ-Mesonen bei HERA vernachlässigbar.

- **J/ψ-Mesonen aus B-Zerfällen**: In Photon-Gluon-Fusionsprozessen kann auch ein $b\bar{b}$-System gebildet werden. Die bei der Fragmentation entstehenden B-Mesonen können in J/ψ-Mesonen zerfallen. Die Elastizität z bei diesen Ereignissen ist in der Regel klein ($z < 0.5$).

3.1 Diffraktive J/ψ-Erzeugung

In Abbildung 3.2 sind die Feynmandiagramme für a) die diffraktiv-elastische Produktion von J/ψ-Mesonen bzw. b) J/ψ-Produktion mit Dissoziation des Protons dargestellt. Die Wechselwirkung zwischen dem Proton und dem Photon wird im Rahmen der Regge Theorie durch Austausch eines farbneutralen Pomerons realisiert. Dabei wird angenommen, daß das Photon vor der Wechselwirkung in ein Vektormeson fluktuiert, welches die gleichen Quantenzahlen besitzt wie das Photon (Vektor-Meson-Dominanzmodell [15, 16]). Die eigentliche Wechselwirkung entspricht einem Hadron-Hadron Streuprozeß, der z.B. im Rahmen des **Donnachie-Landshoff** Modells [17] beschrieben wird. Für die bei HERA erreichten Schwerpunktenergien im Photon-Proton System $\mathbf{W_{\gamma p}}$ sagt das Donnachie-Landshoff Modell für den elastischen Hadron-Hadron Streuprozeß folgendes Verhalten des Wirkungsquerschnittes voraus:

$$\sigma \propto W_{\gamma p}^{4\epsilon} \ , \ \ \epsilon = 0.08 \tag{3.8}$$

Es wird angenommen, daß der Wirkungsquerschnitt exponentiell mit t abfällt:

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{-b|t|} \tag{3.9}$$

Bei der Analyse der elastischen J/ψ-Produktion [18, 19, 20, 24] bei HERA zeigt

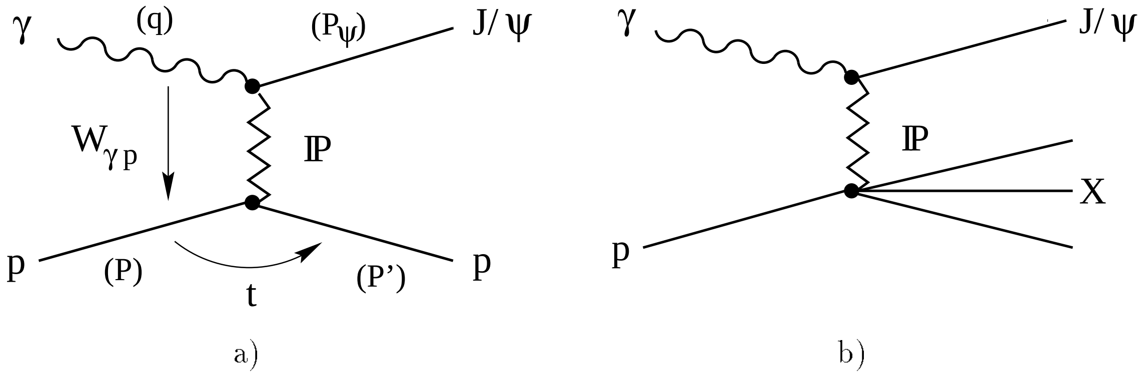


Abbildung 3.2: *Feynman-Graphen zur diffraktiven J/ψ-Erzeugung a) elastische Produktion und b) Erzeugung mit Dissoziation des Protons.*

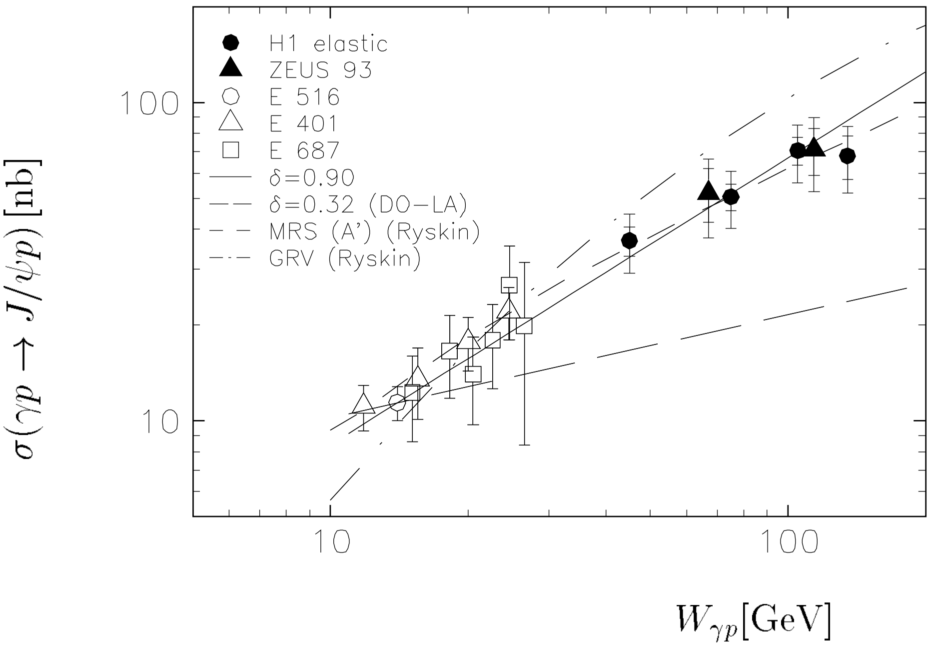


Abbildung 3.3: *Wirkungsquerschnitt für die elastische J/ψ-Erzeugung als Funktion der Photon-Proton Schwerpunktenergie für den Niederenergiebereich [21, 22, 23] und den HERA Bereich [18, 19, 20, 24].*

sich, daß der Anstieg des Wirkungsquerschnitts als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ nicht durch die Vorhersagen des Donnachie-Landshoff-Modells wiedergegeben wird (Gleichung 3.8), wie man in Abbildung 3.3 erkennen kann.

In einem Modell, welches von **Ryskin et al.** vorgeschlagen wurde [25], wird der Pomeronaustausch in niedrigster Ordnung ersetzt durch den Austausch von zwei Gluonen aus dem Proton. Der Prozeß der elastischen J/ψ-Produktion ist demnach sensitiv auf das Quadrat der Gluondichte $g(x)$ des Protons:

$$\sigma \propto |xg(x)|^2 \tag{3.10}$$

Der Wirkungsquerschnitt für die elastische J/ψ-Produktion kann im Rahmen dieses Modells störungstheoretisch mit Mitteln der QCD in führender logarithmischer Approximation (LLA) berechnet werden. Die Skala ist:

$$\overline{Q}^2 = \frac{Q^2 + M_\psi^2}{4} \tag{3.11}$$

Verwendet man zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts die Gluondichte MRS(A') [85] , so wird die Form der HERA-Daten durch dieses Modells gut beschrieben (Abb. 3.3).

3.2 J/ψ-Erzeugung durch Photon-Gluon Fusion

Bei der Photon-Gluon-Fusion wechselwirkt ein Photon mit einem vom Proton abgestrahlten Gluon unter Bildung eines Quark-Antiquarkpaares (siehe Abbildung 3.4 a). Dieser Prozeß ist von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s, \alpha_{em})$. Bei der Photon-Gluon-Fusion werden neben der dominanten Produktion von leichten Quarks (u,d,s) auch schwere Quarks (c,b) erzeugt. Die Bildung eines $b\bar{b}$-Systems ist gegenüber der $c\bar{c}$-Produktion größenordnungsmäßig um etwa einen Faktor 100 unterdrückt [26, 27].

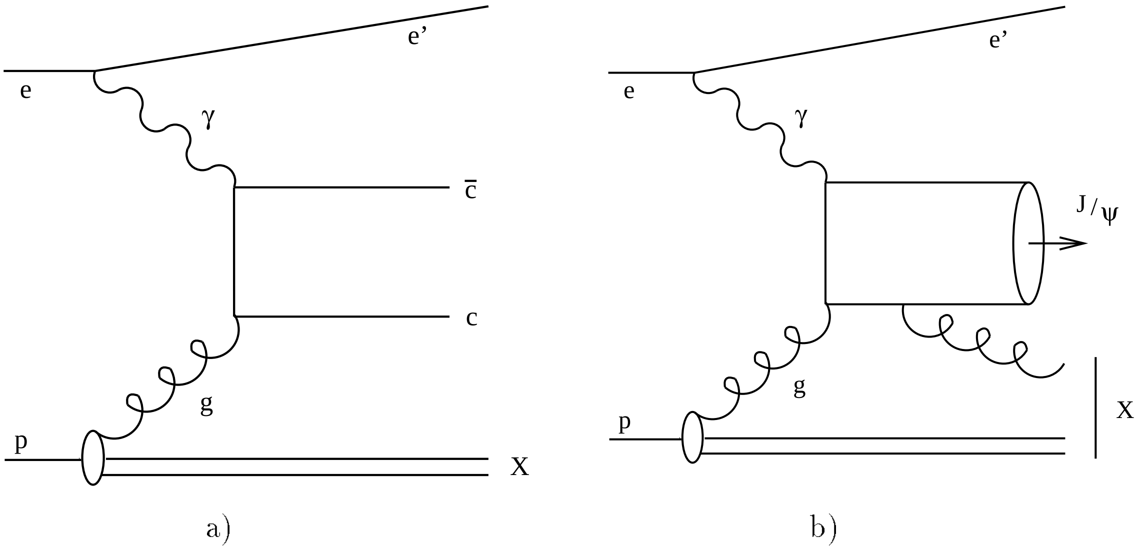


Abbildung 3.4: *Feynman-Graphen a) zur Photon-Gluon-Fusion mit Bildung eines Quark-Antiquark-Paares bzw. b) Bildung eines gebundenen J/ψ-Zustandes im Colour-Singlet Modell*

Die Bildung eines $c\bar{c}$-Systems durch Photon-Gluon Fusion vollzieht sich in sehr kurzen Zeitskalen $\propto m_c^{-2}$). Sie wird daher als *kurzreichweitige Wechselwirkung* bezeichnet und ist mit Mitteln der *perturbativen* QCD (pQCD) berechenbar. Für den Übergang des $c\bar{c}$-Systems in einen gebundenen Quarkonium Zustand gibt es verschiedene Modelle, die hier kurz skizziert werden sollen [28]:

- **Colour-Evaporation-Modell** (CEM): Im CEM [29] – dem ältesten dieser Modelle – wird angenommen, daß jeder erzeugte $c\bar{c}$-Zustand mit einer invarianten Masse unterhalb der Masse von zwei D-Mesonen mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit in einen gebundenen Quarkonium Zustand übergeht. Mit diesem Modell lassen sich keine quantitativen Aussagen machen über bestimmte exklusive Produktionskanäle wie z.B. die J/ψ-Produktion.

- **Colour-Singlet-Modell** (CSM): Im CSM [30, 31, 32] wird der Übergang eines $c\bar{c}$-Paares in einen *farbneutralen* Zustand durch Abstrahlung eines *harten*

Gluons beschrieben. Der Übergang in den Colour-Singlet Zustand wird in der kurzreichweitigen Wechselwirkung beschrieben. Dabei wird für den $c\bar{c}$-Zustand nach Abstrahlung des Gluons verlangt, daß es die gleichen Spin und Bahndrehimpulsquantenzahlen besitzt wie der Quarkonium-Zustand. Abbildung 3.4 zeigt den Feynmangraphen in niedrigster Ordnung in α_s (α_s^2, α_{em}) zur Erzeugung eines J/ψ-Mesons durch Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell (Born-Term).

- **Faktorisierungs-Modell** (FM): Das FM [33] beschreibt den differentiellen Quarkoniumproduktionswirkungsquerschnitt für die Erzeugung des Teilchens H als die Summe der kurzreichweitigen Wirkungsquerschnitte $d\hat{\sigma}(c\bar{c}(n)+X)$ für die Erzeugung eines $c\bar{c}$-Zustandes und den langreichweitigen Matrixelementen $\langle\mathcal{O}^H[n]\rangle$ für die Bildung eines farbneutalen gebundenen Zustandes aus diesen:

  $$d\sigma(H+X) = \sum_n d\hat{\sigma}(c\bar{c}(n)+X)\langle\mathcal{O}^H[n]\rangle \tag{3.12}$$

  Der Zustand n kann Farb-Singlett und Oktett sein.

3.2.1 Colour-Singlet-Modell

Zunächst wird die J/ψ-Erzeugung im Colour-Singlet Modell erläutert. Bei Niederenergieexperimenten [38, 21] (siehe Abbildung 3.8) wird die Form der Daten gut durch dieses Modell beschrieben. In einem späteren Abschnitt (Kap. 3.2.3) werden Colour-Octet Beiträge behandelt.
Die J/ψ-Produktion im Colour-Singlet Modell ist von der Form:

$$\gamma(k_1) + g(k_2) \rightarrow J/\psi(P) + g(k_3) \tag{3.13}$$

k_1, k_2, P, k_3 sind die Vierervektoren des Photons, des einlaufenden Gluons, des J/ψ-Mesons und des abgestrahlten Gluons. Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für diesen Prozeß erfolgt unter der Annahme, daß der Relativimpuls der c-Quarks klein ist.
Das Matrixelement für den Prozeß $\gamma + g \rightarrow J/\psi + g$ faktorisiert in einen *kurzreichweitigen* Anteil, der die Bildung des $c\bar{c}$-Systems und die Abstrahlung des harten Gluons beschreibt ($\gamma + g \rightarrow c\bar{c} + g$). Dieser Anteil kann störungstheoretisch berechnet werden. Die anschließende Bildung des gebundenen J/ψ-Zustandes vollzieht sich im Vergleich dazu wesentlich langsamer. Sie ist proportional zur Wellenfunktion $\Phi(0)$ des J/ψ-Mesons am Ursprung. Es ergibt sich also:

$$\mathcal{M}(\gamma + g \rightarrow J/\psi + g) \propto \Phi(0)\mathcal{M}(\gamma + g \rightarrow c\bar{c} + g) \tag{3.14}$$

Die Wellenfunktion $\Phi(0)$ steht mit der leptonischen Zerfallsbreite des J/ψ-Mesons in Beziehung:

$$\Gamma_{ee} = \frac{16\pi\alpha^2 e_c^2}{M_{J/\psi}^2}|\Phi(0)|^2 \tag{3.15}$$

Der (Parton)-Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma + g \to J/\psi + X)$ kann mit Hilfe folgender Mandelstam-Variablen ausgedrückt werden:

$$s_1 = s - M_{J/\psi}^2 = (k_1 + k_2)^2 - M_{J/\psi}^2 \tag{3.16}$$

$$t_1 = t - M_{J/\psi}^2 = (k_1 - P)^2 - M_{J/\psi}^2 \tag{3.17}$$

$$u_1 = u - M_{J/\psi}^2 = (k_2 + P)^2 - M_{J/\psi}^2 \tag{3.18}$$

Es gilt $s + t + u = M_{J/\psi}^2$. Unter der Annahme, daß alle am Prozeß beteiligten Teilchen (siehe Formel 3.13) auf der Massenschale liegen, d.h. $k_1^2 = k_2^2 = k_3^2 = 0$ und $P^2 = M_{J/\psi}^2$ erhält man folgenden Ausdruck für den Born-Wirkungsquerschnitt [30]:

$$\frac{d\sigma}{dt_1} = \frac{128\pi^2}{3} \frac{\alpha\alpha_s^2 e_c^2}{s^2} M_{J/\psi}^2 \frac{|\Phi(0)|^2}{M_{J/\psi}} \frac{s^2 s_1^2 + t^2 t_1^2 + u^2 u_1^2}{s_1^2 t_1^2 u_1^2} \tag{3.19}$$

Diese Formel hat Gültigkeit für den Bereich $z \leq 0.9$, da bei $z \approx 1$ die Abstrahlung weicher Gluonen dominiert, die nicht störungstheoretisch behandelt werden kann.

Für den Verlauf des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Virtualität Q^2 des Photons ergibt sich ein Verhalten [32]

$$\sigma(Q^2) \propto \left(\frac{1}{M_{J/\psi}^2 + Q^2} \right)^2 , \tag{3.20}$$

welches dem im Vektor-Meson-Dominanzmodell [4] entspricht.

QCD-Korrekturen höherer Ordnung

Die Korrekturen in nächst höherer Ordnung in α_s für die J/ψ-Erzeugung über den Photon-Gluon Fusionsprozeß im Colour-Singlet Modell lassen sich aufspalten in drei Anteile [34, 35]:

1. virtuelle Korrekturen
2. reelle Korrekturen
3. Photon-Quark Wechselwirkungen

1. – Zur Berechnung der **virtuellen Korrekturen** [34] müssen 105 Feynman-Diagramme berücksichtigt werden. In Abbildung 3.5 sind exemplarisch zwei Feynmangraphen für a) *abelsche* Vertexkorrekturen und b) für *nichtabelsche* Vertexkorrekturen dargestellt. Da die Amplitude dieser Diagramme von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ ist, trägt der Interferenzterm zwischen der virtuellen und der Bornamplitude in der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ bei.

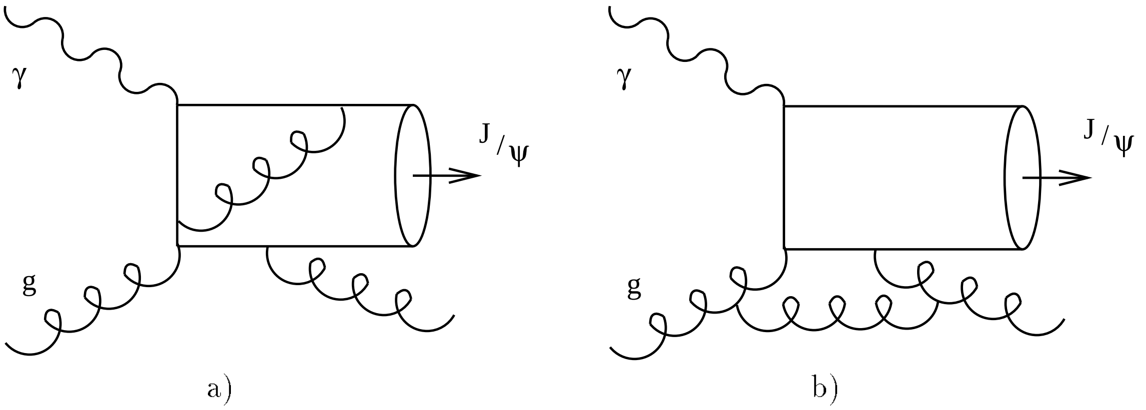


Abbildung 3.5: *Beispiele für Feynmandiagramme, die zu Korrekturen beitragen: a) abelsche Vertexkorrekturen und b) nichtabelsche Vertexkorrekturen*

2. – Die **reellen Korrekturen** [34] setzen sich zusammen aus den Gluonbremsstrahlungsprozessen, wie in Abbildung 3.6 a) dargestellt und Prozessen, bei denen das Gluon im Endzustand in ein Quark-Antiquark-Paar aufspaltet (Abbildung 3.6 b)). Insgesamt tragen 48 Feynman-Diagramme zu der Amplitude bei.

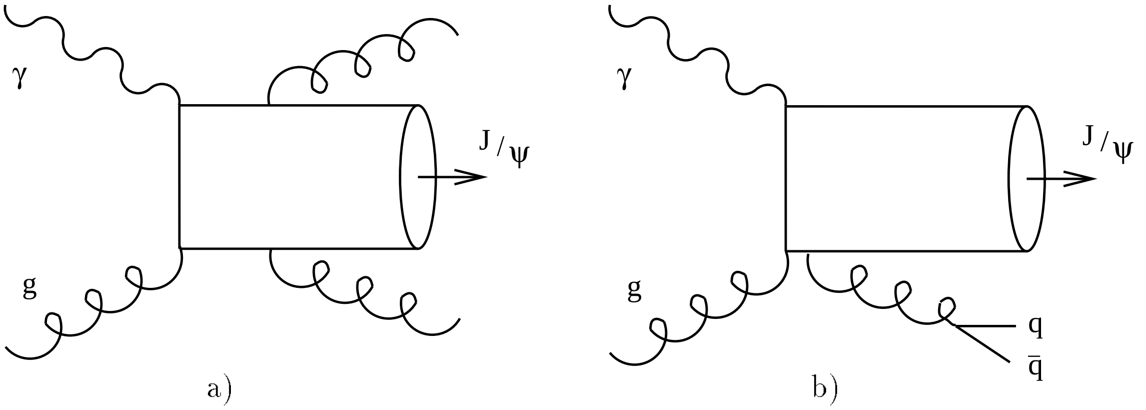


Abbildung 3.6: *NLO-QCD Korrekturen: a) Feynmandiagramm zum Gluon-Bremsstrahlungsprozeß und b) Diagramm, bei dem das Gluon in ein Quark-Antiquarkpaar aufspaltet .*

3. – Ein zusätzlicher Prozeß, der in der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ berücksichtigt werden muß, sind **Photon-Quark-Wechselwirkungen**, bei denen ein leichtes Quark aus dem Proton (über ein abgestrahltes Gluon) mit dem Photon wechselwirkt. Die Reaktionsgleichung für diese Wechselwirkung ist:

$$\gamma(k_1) + q(\overline{q})(k_2) \rightarrow J/\psi(P) + g(k_3) + q(\overline{q})(k_4) \qquad (3.21)$$

k_2 bzw. k_4 sind die Vierervektoren des einlaufenden bzw. auslaufenden Quarks (Antiquarks).

Für die leptonische Zerfallsbreite, die proportional zur Wahrscheinlichkeit ist, daß ein gebundener J/ψ-Zustand gebildet wird, gilt in Ordnung α_s (vergl. Gleichung 3.15) [37]:

$$\Gamma_{ee} = (1 - \frac{16\alpha_s}{3\pi})\frac{16\pi\alpha^2 e_c^2}{M_{J/\psi}^2}|\Phi(0)|^2 \tag{3.22}$$

Der Parton-Wirkungsquerschnitt für die Photon-Gluon-Fusion bzw. die Quark-Photon Wechselwirkung bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ läßt sich schreiben als [34]:

$$\begin{aligned}\hat{\sigma}_{i\gamma}(s, m_c^2) = \frac{\alpha\alpha_s^2 e_c^2}{m_c^2}\frac{|\Phi(0)|^2}{m_c^3}\Bigg[c_{i\gamma}^{(0)}(\eta) + 4\pi\alpha_s\Bigg\{c_{i\gamma}^{(1)}(\eta) + \overline{c}_{i\gamma}^{(1)}(\eta)\ln\frac{Q^2}{m_c^2} \\ + \frac{\beta_0(n_{lf})}{8\pi^2}c_{i\gamma}^{(0)}(\eta)\ln\frac{\mu_R^2}{Q^2}\Bigg\}\Bigg]\end{aligned} \tag{3.23}$$

Dabei ist $s = (k_1 + k_2)^2$ die Schwerpunktenergie des Photon-Gluon-Systems. Ferner gilt $\eta = s/4m_c^2 - 1$ und $\beta_0(n_{lf}) = (33 - 2n_{lf})/3$, mit n_{lf} der Zahl der leichten Quarksorten. Q^2 ist die Faktorisierungsskala, μ_R^2 die Renormalisierungsskala. Der Index i spezifiziert den Subprozesse, d.h. Gluon-Photon bzw. Quark-Photon Wechselwirkungen. Der Beitrag der Quark-Photon Wechselwirkung ist klein im Vergleich zur Photon-Gluon Fusion.

Der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem Parton-Wirkungsquerschnitt durch Faltung mit der Partondichte im Proton:

$$d\sigma_{\gamma p} = \sum_i \int dx f_i(x, Q^2) d\hat{\sigma}_{i\gamma} \tag{3.24}$$

Die Renormalisierungsskala und die Faktorisierungsskala sind jeweils als gleich groß gewählt zu $\mu_R = Q = \sqrt{2}m_c$. Der berechnete Wirkungsquerschnitt durchläuft ein flaches Maximum (siehe Abbildung 3.7) bei $Q^2/m_c^2 \approx 2$ [34, 39]. Bei einer Variation von Q im Bereich von $\sqrt{2}m_c \ldots 2m_c$ ergibt sich keine wesentliche Änderung des berechneten Wirkungsquerschnitts.

In Abbildung 3.8 ist die QCD-Vorhersage bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ für verschiedene Charm-Quark Massen und Werte von $\Lambda_{\overline{MS}}$ bei einer Schwerpunktenergie von $W_{\gamma p} = 14\,\mathrm{GeV}$ dargestellt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt in z wird verglichen mit Meßdaten von den Fixed-Target Experimenten NA14 [38] und FTPS [21]. Die QCD-Rechnungen beschreiben den Verlauf der Daten gut, wenn $m_c = 1.4\,\mathrm{GeV}$ und $\Lambda_{\overline{MS}} = 300\,\mathrm{MeV}$ für die Rechnungen gewählt wird. Die durchgezogene Kurve in der Abbildung berücksichtigt zusätzlich relativistische Korrekturen, die sich durch die Bewegung der Charm-Quarks im J/ψ-Meson ergeben [40].
Für die QCD-Vorhersagen bei HERA-Energien werden die gleichen Parameter verwendet, einschließlich der relativistischen Korrekturen (siehe Kapitel 8).

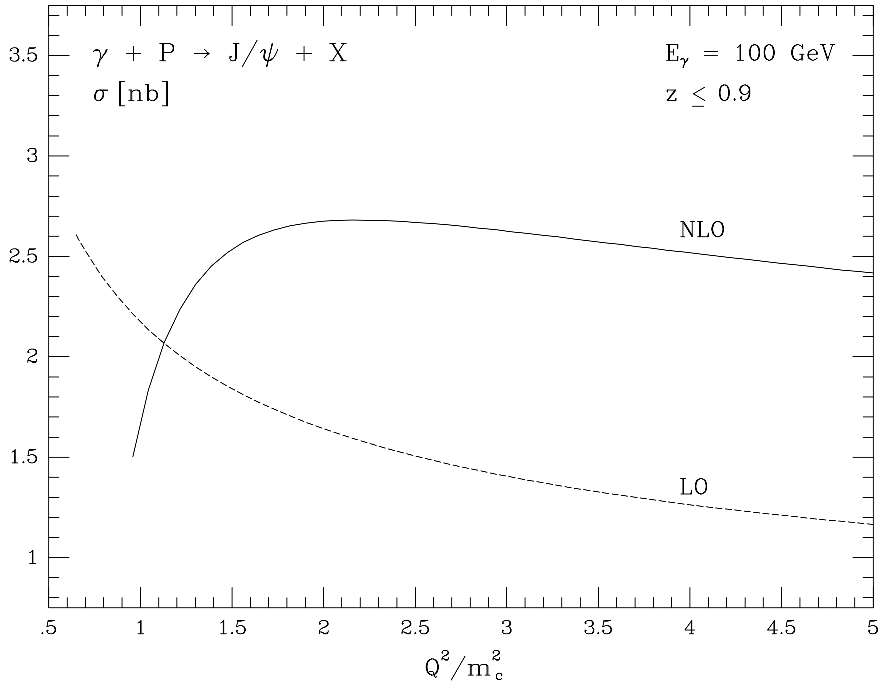


Abbildung 3.7: *Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $\gamma P \to J/\psi + X$ bei einer Photonenergie von* 100 *GeV von der Faktorisierungsskala für die Berechnungen in führender Ordnung in α_s (gestrichelte Kurve) und in der nächsthöheren Ordnung (durchgezogene Linie). (aus [34])*

3.2.2 ψ'-Produktion

Bei Photon-Gluon-Fusionsprozessen können neben J/ψ-Mesonen auch ψ'-Mesonen erzeugt werden ($m_{\psi'} = 3.685\,\mathrm{GeV}$, $J^{PC} = 1^{--}$). Der Zerfall $\psi' \to J/\psi X$ hat ein Verzweigungsverhältnis von $(57 \pm 4)\%$ [14]. Aus den QCD-Rechnungen ergibt sich, daß der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von ψ'-Mesonen etwa um einen Faktor *vier* kleiner ist als für J/ψ-Mesonen, so daß sich der J/ψ-Erzeugungsquerschnitt um $\approx 15\%$ erhöht, wenn man die J/ψ-Erzeugung durch den Zerfall von ψ'-Mesonen berücksichtigt. Eine Analyse der inelastischen ψ'-Produktion bei H1 ergab ein Verhältnis von [41]

$$\frac{\sigma(\gamma p \to \psi' X)}{\sigma(\gamma p \to J/\psi X)} = 0.22 \pm 0.20 \qquad (3.25)$$

In den QCD-Vorhersagen für die inelastische J/ψ-Produktion bei HERA von Krämer et al. [34] ist dieser Prozeß mit enthalten, da er sich experimentell nicht *effizient* von der J/ψ-Produktion durch Photon-Gluon Fusion trennen läßt. Die J/ψ-Erzeugung über andere Charmonium Zustände als das ψ'-Meson kann vernachlässigt werden.

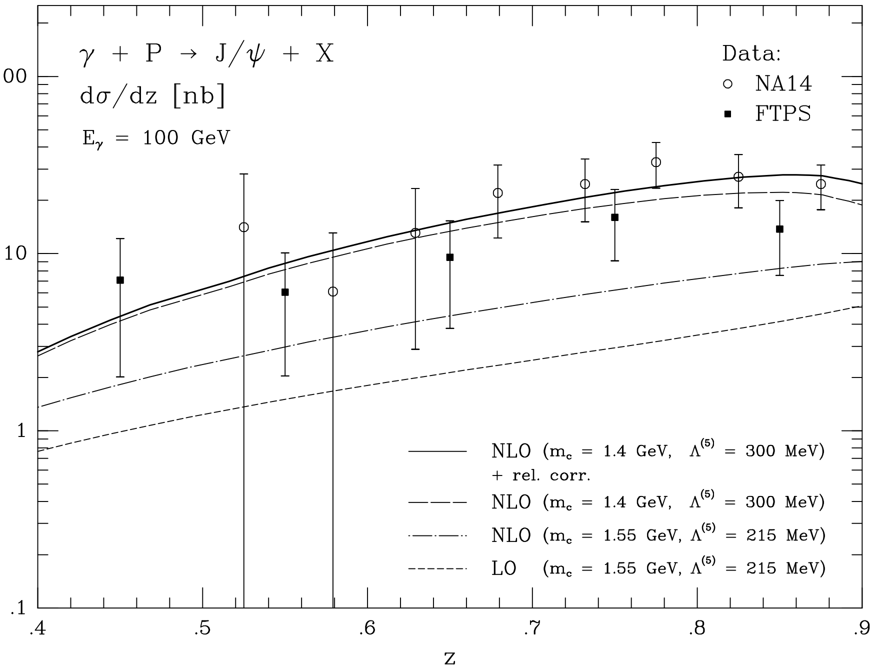


Abbildung 3.8: *Differentieller Wirkungsquerschnitt in z der Fixed-Target Experimente NA14 und FTPS im Vergleich mit NLO-QCD Vorhersagen mit verschiedenen Parametern [34, 38, 21]. (Abbildung aus [34])*

3.2.3 Colour-Octet-Modell

Während im **Colour-Singlet-Modell** der $c\bar{c}$-Zustand durch Abstrahlung eines harten Gluons in einen farbneutralen Zustand übergeht, wird dieser Übergang im **Colour-Octet-Modell** durch Abstrahlung weicher Gluonen beschrieben.

In führender Ordnung in α_s werden Colour-Octet Zustände durch den 2 → 1 Prozeß [42]

$$\gamma + g \to c\bar{c}[\underline{8},{}^1S_0] \tag{3.26}$$

$$\gamma + g \to c\bar{c}[\underline{8},{}^3P_{0,2}] \tag{3.27}$$

beschrieben (kurzreichweitiger Anteil). $\underline{8}$ bezeichnet einen Colour-Octet Zustand, der zweite Term in eckigen Klammern beschreibt den Drehimpulsquantenzustand in der Konvention ${}^{2S+1}L_J$. Die anschließende Bildung eines J/ψ-Zustandes kann nicht störungstheoretisch berechnet werden, da die abgestrahlten Gluonen weich sind (langreichweitiger Anteil). Der Prozeß in führender Ordnung ist relevant im kinematischen Bereich $z \to 1$ und $p_{t,\psi}^2 \to 0$. Colour-Octet Prozesse, die zur inelastischen J/ψ-Produktion bei HERA beitragen, sind von der Form [42]:

$$\gamma + g \to c\bar{c}[\underline{8},{}^1S_0] + g \tag{3.28}$$

$$\gamma + g \rightarrow c\bar{c}[\underline{8},{}^1S_1] + g \tag{3.29}$$

$$\gamma + g \rightarrow c\bar{c}[\underline{8},{}^3P_{0,1,2}] + g \tag{3.30}$$

Im Vergleich zur Bildung eines J/ψ-Zustandes aus einem $c\bar{c}$-Paar im Colour-Singlet-Zustand sind die Colour-Octet-Beiträge um einen Faktor v^4 unterdrückt. v ist die Relativgeschwindigkeit der Charm-Quarks im J/ψ-Meson. Sie kann als klein angenommen werden ($v^2 \approx 0.25$). Colour-Octet-Beiträge spielen also nur in den kinematischen Bereichen eine Rolle, in denen die kurzreichweitigen Anteile verglichen mit denen für den Colour-Singlet-Prozeß groß sind.

Benutzt man die numerischen Werte für die langreichweitigen Colour-Octet Matrixelemente, wie sie zur Beschreibung der J/ψ-Produktion am CDF-Experiment bestimmt wurden [43], so ergeben theoretische Vorhersagen [42] einen großen Anteil an Colour-Octet-Beiträgen für die inelastische J/ψ-Produktion bei großen Werten von z ($z > 0.8$) bei HERA-Energien (siehe Abbildung 8.10).
Bei diesen Berechnungen, die in führender Ordnung in α_s durchgeführt wurden, bestehen noch Unsicherheiten durch unberücksichtigte Korrekturen höherer Ordnung und durch die Extrapolation der bei CDF angepaßten Matrixelemente.

3.3 Monte-Carlo-Generatoren

Zur Simulation von J/ψ-Ereignissen in ep-Kollisionen stehen verschiedene Monte-Carlo-Generatoren zur Verfügung. Der Generator DIFFVM [44] generiert Vektormesonen in diffraktiven Prozessen. EPJPSI [45] ist ein Generator, der verschiedene Produktionsmechanismen der J/ψ-Erzeugung modelliert.

3.3.1 Der Generator EPJPSI

Der Generator EPJPSI beschreibt unter anderem die Photon-Gluon-Fusion zur Erzeugung von J/ψ-Mesonen, Resolved-Photon-Prozesse sowie die diffraktive J/ψ-Produktion.
Die in dieser Arbeit verwendeten Produktionskanäle des Generators sind:

- $\gamma g \rightarrow J/\psi g$: Photon-Gluon Fusion im Colour-Singlet Modell
- $\gamma g \rightarrow B\overline{B}(\rightarrow J/\psi X)$: J/ψ-Mesonen aus B-Zerfällen
- $gg \rightarrow J/\psi g$: Resolved-Photon Wechselwirkung

Der Photonfluß wird beschrieben durch die Weizsäcker-Williams-Näherung [46, 47, 48] (siehe Formel 3.5).
Gluonen aus dem Proton (bzw. dem Photon bei Resolved-Photon Prozessen) werden kollinear zur Flugrichtung abgestrahlt und sind gemäß der ausgewählten Partondichte

verteilt. Die Hadronisierung des Endzustandes wird gemäß dem LUND-Stringmodell mit dem Programm JETSET [49] durchgeführt, bei dem der Protonrest als ein farbgeladenes Quark und ein Diquark modelliert wird.
Matrixelemente werden in führender Ordnung in α_s berechnet. Zusätzlich werden relativistische Korrekturen berechnet, die die Bewegung der Quarks im J/ψ-Meson berücksichtigen.
Für die leptonische Zerfallsbreite des J/ψ-Mesons, die zur Beschreibung der J/ψ-Bildung bei der Photon-Gluon-Fusion benutzt wird, werden Strahlungskorrekturen in erster Ordnung in α_s berücksichtigt (siehe Gleichung 3.22).

3.3.2 Der Generator DIFFVM

Mit dem Generator DIFFVM werden Vektormesonen in diffraktiven Prozessen generiert. Es können u.a. folgende Parameter eingestellt werden (siehe Abschnitt 3.1):

- der Parameter $\delta = 4\epsilon$, der die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts beschreibt: $\sigma \propto W_{\gamma p}^{\delta}$
- der Steigungsparameter b, der die Steigung der t-Verteilung beschreibt: $d\sigma/dt \propto e^{-b|t|}$
- das Fragmentationsmodell für die Produktion mit Dissoziation des Protons (u.a. Lund-String-Fragmentation, isotroper Zerfall)

3.3.3 Verteilung kinematischer Variablen

In diesem Abschnitt werden die Verteilungen wichtiger kinematischer Variablen für die inelastische J/ψ-Produktion vorgestellt. Dazu wurden mit dem Generator **EPJPSI** Ereignisse der Photon-Gluon Fusion mit myonischem Zerfall des J/ψ-Mesons generiert. Der **Akzeptanzbereich** für Leptonen im H1-Detektor ist gewählt als $20° \leq \theta \leq 160°$. Leptonen können in diesem Bereich effizient nachgewiesen werden. Hieraus ergibt sich für die Schwerpunktenergie eine Einschränkung auf den Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$, in dem die Akzeptanz hinreichend groß ist.

In Abbildung 3.9 sind für die kinematischen Größen a) Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$, b) Bjørken y, c) Elastizität z und d) Impulsanteil des Gluons am Protonimpuls x_g die generierten Verteilungen dargestellt. Die durchgezogenen Linien zeigen die Verteilungen aller generierten Ereignisse unter Verwendung der Parametrisierung MRS(A') für die Gluondichte im Proton. Die schraffierten Histogramme zeigen die Verteilungen der Ereignisse, bei denen beide Zerfallsleptonen im Akzeptanzbereich liegen ($20° \leq \theta \leq 160°$). Die gestrichelte Linie zeigt die generierten Verteilungen unter Verwendung der Gluonparametrisierung MRS(D-) [85], bei der die Gluondichte bei kleinen Werten von x_g stärker ansteigt als bei MRS(A'). Die Verteilungen sind auf gleiche Ereigniszahlen normiert, so daß man Änderungen der Form erkennen kann.

Man sieht, daß die z-Verteilung nur unwesentlich von der verwendeten Gluonparametrisierung abhängt, während die $W_{\gamma p}$, y und x_g-Verteilungen eine deutlich erkennbare Veränderung ihrer Form bei Verwendung der beiden unterschiedlichen Gluonparametrisierungen aufweisen.
In Abbildung 3.9 sieht man ferner, daß die Akzeptanz zu kleinen Werten von $W_{\gamma p}$ (y) hin abfällt. Als Funktion von z ist die Akzeptanz etwa konstant. Die Akzeptanz als Funktion von x_g fällt zu großen Werten von x_g ab. Dieser Bereich entspricht kleinen Werten von $W_{\gamma p}$.

In Abbildung 3.10 a) ist der Impuls der Zerfallsleptonen gegen den Polarwinkel θ aufgetragen. Im Zentralbereich ist der mittlere Impuls der Leptonen klein. In Rückwärtsrichtung steigt das Impulsspektrum leicht an, während es in Vorwärtsrichtung stark ansteigt. Hier liegt der Leptonimpuls bei Werten bis zu 15 GeV.
In Abbildung 3.10 b) ist der Polarwinkel der beiden Zerfallsmyonen aufgetragen gegen die Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$. Es zeigt sich eine schwache Korrelation, bei der bei Ereignissen mit kleinen Werten von $W_{\gamma p}$ die Leptonen in Vorwärtsrichtung erzeugt werden bzw. bei großen $W_{\gamma p}$-Werten die Zerfallsleptonen in die rückwärtige Richtung gehen.

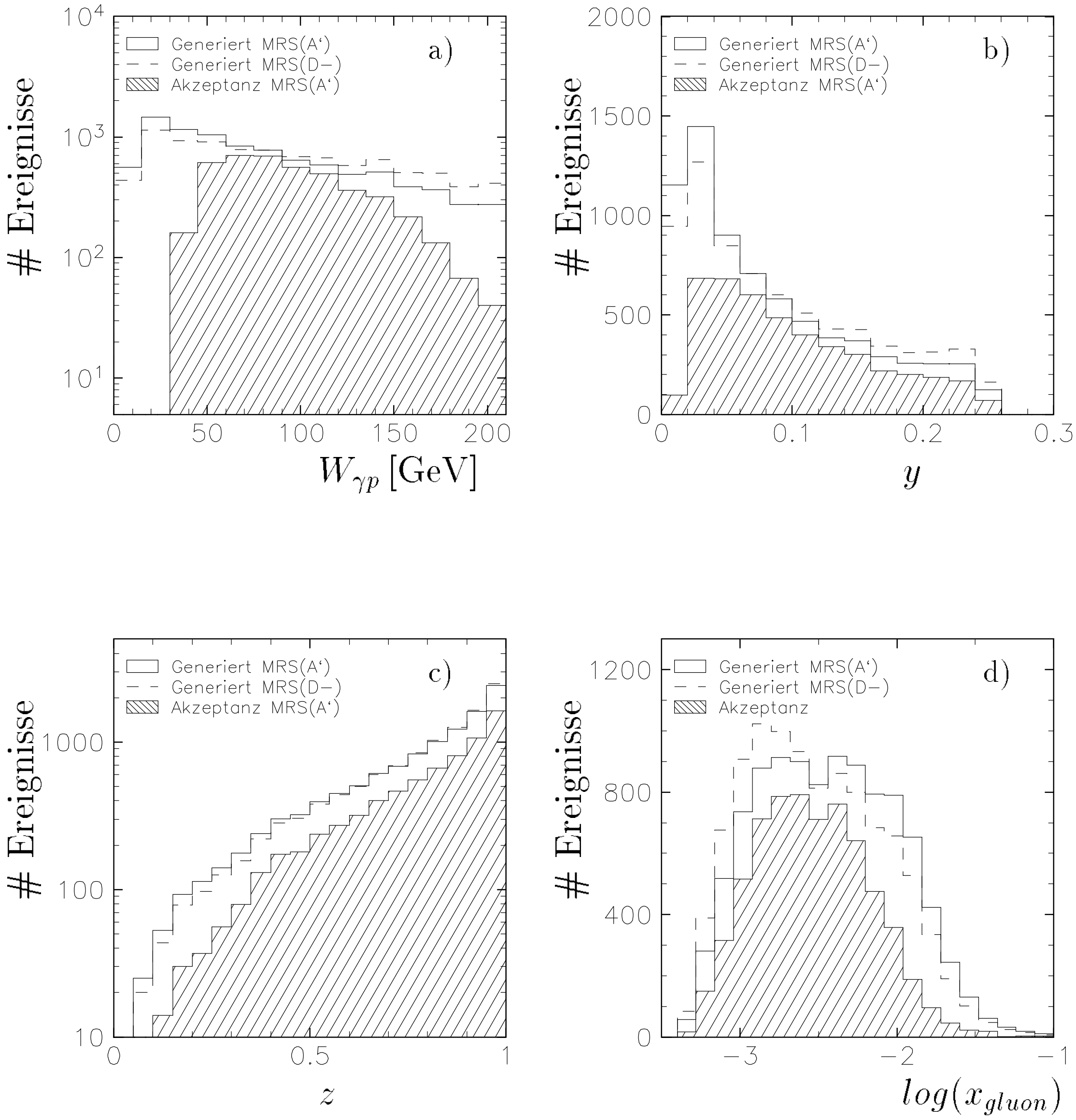


Abbildung 3.9: *Die generierten Verteilungen für die Größen a)* $W_{\gamma p}$*, b)* y*, c)* z *und d)* $log(x_{gluon})$ *für den Photon-Gluon Fusionsprozeß mit zwei Gluondichteverteilungen. Schraffiert dargestellt sind die Ereignisse, bei denen beide Zerfallsleptonen des* J/ψ*-Mesons im Akzeptanzbereich liegen.*

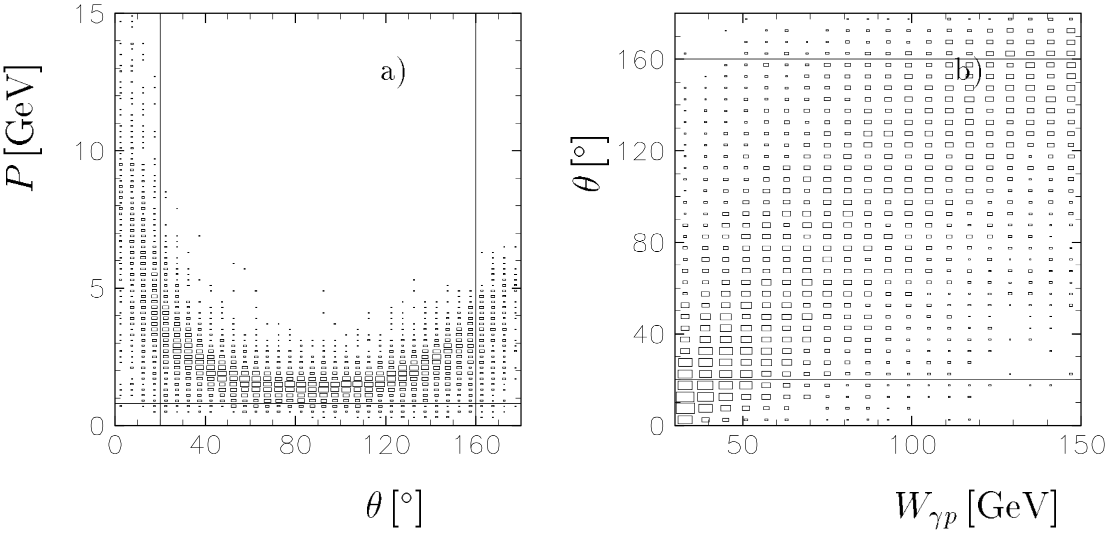


Abbildung 3.10: *a) Dargestellt sind die Impulse der Zerfallsmyonen des J/ψMesons als Funktion des Polarwinkels θ für den Photon-Gluon Fusionsprozeß und b) die Polarwinkelverteilung als Funktion der Schwerpunktenergie (jeweils beide Myonen). Die Linien in den Abbildungen zeigen die Grenzen des Akzeptanzbereiches in θ bzw. den minimalen Impuls P, den ein Lepton haben muß, um nachgewiesen werden zu können.*

Kapitel 4

Trigger

Ein zentraler Punkt für die Analyse von J/ψ-Ereignissen bei der ep-Streuung im H1-Detektor ist die Entwicklung effizienter Trigger und die Bestimmung ihrer Effizienz.
In diesem Kapitel wird zunächst auf die Schwierigkeit eingegangen, J/ψ-Ereignisse zu triggern, da diese in der Ereignistopologie Untergundereignissen ähnlich sind. Anschließend wird ein Überblick über das H1-Triggersystem gegeben und die verwendeten *Subtrigger* (siehe Abschnitt 4.3) werden vorgestellt. Im Anschluß daran werden die Effizienzen der einzelnen Trigger sowie deren Bestimmung aus Daten diskutiert. Am Ende des Kapitels werden die Triggerraten einiger Subtrigger als Funktion der Strahlströme diskutiert und ein Ausblick gegeben, wie die Triggerraten für sehr hohe Ströme weiterentwickelt werden können, um bei vertretbaren Raten effizient auf J/ψ-Ereignisse triggern zu können.

Die physikalisch interessanten Ereignisse werden klassifiziert nach Ereignissen der tief-inelastischen Streuung (DIS), bei denen das gestreute Positron im Hauptdetektor nachgewiesen werden kann und einen Trigger auslöst und Photoproduktionsereignissen ($Q^2 \approx 0$). Bei diesen kann das gestreute Positron nur bei einem kleinen Teil der Ereignisse im Elektronkleinwinkeldetektor nachgewiesen werden.
J/ψ-Mesonen werden überwiegend in Photoproduktionsreaktionen erzeugt. Daher müssen bei diesen die Zerfallsteilchen des J/ψ-Mesons den Trigger auslösen. Hierfür eignen sich besonders Zerfälle in Leptonen, d.h. Myonen bzw. Elektronen. Da die Zerfallsteilchen aber nur wenig Energie im Detektor deponieren ($\sim 1\,\mathrm{GeV}$), ergeben sich für die hierfür konzipierten Trigger aufgrund der bereits erwähnten Ähnlichkeit der Ereignisse mit Strahlgasereignissen hohe Untergrundraten, die zudem mit wachsenden Strahlströmen ansteigen.

4.1 Untergrundprozesse

Das Zeitintervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden ep Kollisionen bei HERA beträgt 96 ns (entspricht einer HERA Periode). Dieses entspricht einer Rate von 10.4 MHz. Nur bei einem kleinen Bruchteil dieser Kollisionen finden physikalisch interessante Reaktionen statt ($\leq 20\,\mathrm{Hz}$). Neben der Aufgabe, die Physikereignisse mit hoher Wahrscheinlichkeit zu erkennen, muß der H1-Trigger die Untergrundereignisse ebenfalls effizient unterdrücken. Zu den Untergrundereignissen zählen vor allen Dingen:

- Die Wechselwirkung von Protonen mit Restgasmolekülen oder dem Strahlrohr, die einer Proton-Proton Streuung bei 40 GeV Schwerpunktenergie entspricht. Aufgrund der hohen Energie der einkommenden Protonen werden die Reaktionsfragmente überwiegend im vorderen Detektorteil unter kleinen Polarwinkeln nachgewiesen werden [53, 84]. Die Rate dieser Wechselwirkungen liegt bei etwa $10-50\,\mathrm{kHz}$.

- Ereignisse, bei denen Myonen der kosmischen Höhenstrahlung den H1-Detektor durchqueren und hier nachgewiesen werden. Die primäre Rate für kosmische Myonen, die einen Trigger im instrumentierten Eisen auslösen liegt bei etwa 3 kHz. Kosmische Myonen, die den Detektor zentral durchqueren (nahe dem ep Wechselwirkungspunkt) haben in der Regel zwei nachgewiesene Myonen und sind damit J/ψ-Ereignissen mit myonischem Zerfall ähnlich. Die Rate für solche Ereignisse liegt bei $2-3\,\mathrm{Hz}$. Teilweise kommt es auch zu Überlagerungen von Restgaswechselwirkungen und Myonen der kosmischen Höhenstrahlung.

4.2 H1-Triggersystem

Das H1-Triggersystem besteht aus insgesamt vier zeitlich aufeinanderfolgenden Triggerstufen (L1–L4). Nach der letzten Stufe (L4) muß die Ereignisrate weniger als 10 Hz betragen, damit die verbleibende Datenmenge abgespeichert werden kann (siehe Abbildung 4.1).

Die einzelnen Triggerstufen unterscheiden sich in der Zeit, die ihnen für ihre Entscheidung zur Verfügung steht und damit in der Komplexität ihrer Entscheidungsfindung. Während die erste Triggerstufe noch keine räumlichen Korrelationen zwischen den verschiedenen Triggergruppen berücksichtigt, stehen auf der vierten Triggerstufe (L4) bereits rekonstruierte Detektordaten der Einzeldetektoren zur Verfügung, die miteinander (topologisch) verglichen werden können. Die Stufen L2 und L3, die 1995 in der Probephase waren, berücksichtigen ebenfalls Korrelationen unterschiedlicher Detektorteile.

Die wichtigsten Informationen, die zur Triggerentscheidung (für J/ψ-Ereignisse) beitragen, kommen von den zentralen Spurkammern (DC-R-ϕ Trigger), dem zentralen Proportionalkammersystem (z-Vertex Trigger), den Kalorimetern und dem Myon-System.

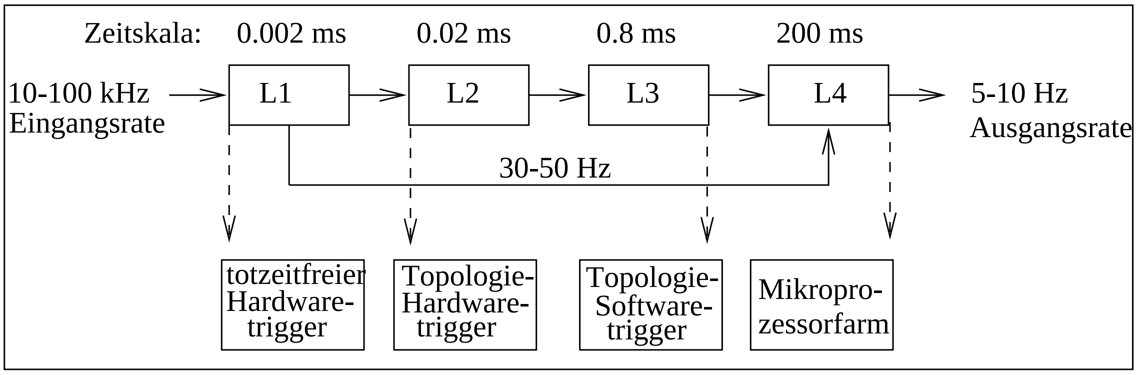


Abbildung 4.1: *Schematische Abbildung des H1-Triggersystems*

4.2.1 Der L1-Trigger

Der L1-Trigger [54] trifft seine Entscheidung 22 HERA-Perioden nachdem das Ereignis stattgefunden hat. Der Trigger arbeitet totzeitfrei, da alle Informationen der dazwischenliegenden Ereignisse in Schieberegistern (*pipelines*) zwischengespeichert werden. Wird das Ereignis verworfen, so werden die Informationen dieses Ereignisses gelöscht, d.h. sie fallen aus den Schieberegistern heraus.
Zum Zeitpunkt der Triggerentscheidung müssen die Informationen aller Triggersysteme vorliegen. Jede Triggerkomponente liefert sogenannte **Triggerelemente** an die zentrale Triggerlogik. Die Triggerelemente werden durch logische UND- bzw. ODER-Operationen zu **Subtriggern** kombiniert. Gibt ein Subtrigger ein positives Signal, so wird das Ereignis an die nachfolgende Triggerstufe weitergereicht.
Ist die Akzeptanz einzelner Subtrigger zu hoch (z.B. bei schlechten Strahlbedingungen), so kann dieses dazu führen, daß die nachfolgenden Triggerstufen die anfallende Datenmenge nicht verarbeiten können und daß es hierdurch zu Totzeitverlusten kommt. In diesen Fällen werden einzelne Subtrigger mit einem **Skalierungsfaktor** versehen, d.h. es wird nur ein festgelegter Bruchteil (jedes **n-te** Ereignis) der von ihnen ausgewählten Ereignisse akzeptiert. Im folgenden werden die Triggerkomponenten vorgestellt, die im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Analyse verwendet werden:

z-Vertex Trigger

Der z-Vertex Trigger [55] entscheidet, ob ein Ereignis einen Vertex in der R-z Ebene aufweist. Er arbeitet mit den Informationen der Proportionalkammern CIP und COP. Hierbei wird nach Spuren, sogenannten "Rays", gesucht, d.h. es wird versucht, angesprochene Zellen aus CIP und COP so zu kombinieren, daß die Verlängerung dieser Verbindungen durch den Vertexbereich ($\pm 40 cm$) in der R-z Ebene läuft. Jede dieser Spuren ergibt einen Eintrag im z-Vertexhistogramm (siehe Abbildung 4.2). Das Histogramm hat 16 einzelne 5.4 cm lange Abschnitte (Bins) in z-Richtung. Basierend

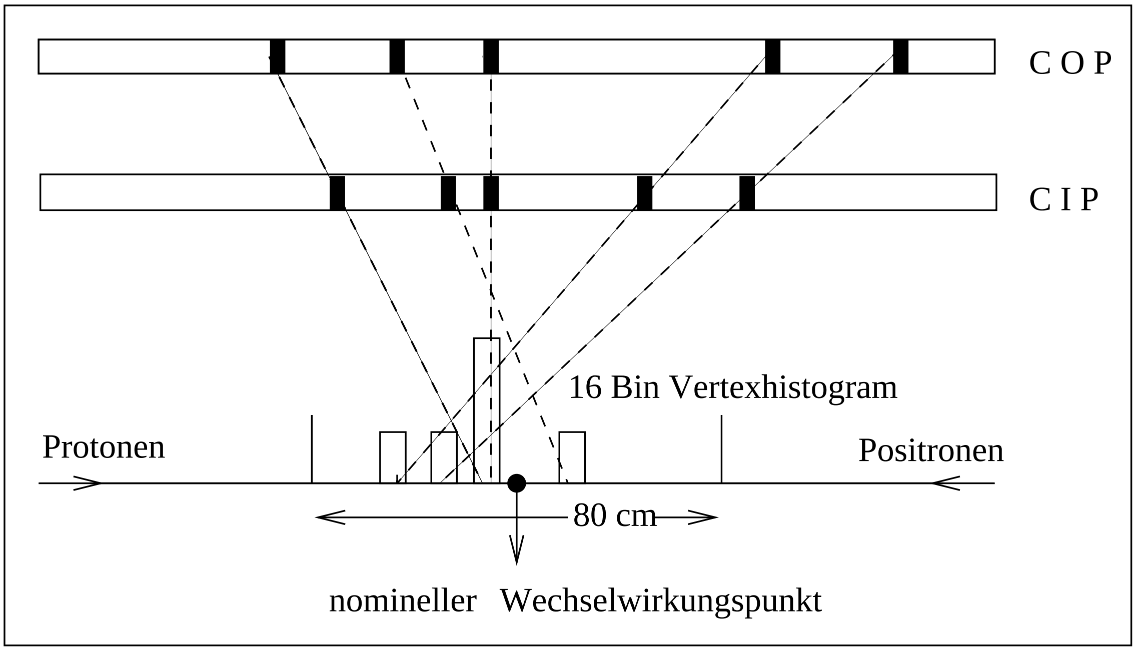


Abbildung 4.2: *Schaubild zur Bildung des Vertexhistogramms beim z-Vertex-Trigger*

auf dem Vertexhistogramm liefert der z-Vertex-Trigger seine Triggerelemente an die zentrale Triggerlogik:

- **zVTX-sig1**: Dieses Triggerelement spricht an, wenn die Anzahl der Einträge (N_{Max}) im Vertexhistogramm im höchsten Intervall eine Signifikanzschwelle überschreitet:

  $$\frac{N_{Max} - N_{Rest}/15}{\sqrt{N_{Max}}} > 1.5 \qquad (4.1)$$

  N_{Rest} ist die Summe der Einträge in den übrigen 15 Intervallen.

- **zVTX-Snet**: Dieses Triggerelement ist im Jahr 1995 eingeführt worden und ist bezüglich zVTX-sig1 eine verschärfte Signifikanzbedingung bezüglich der Gesamteinträge im Vertexhistogramm und der Anzahl der Einträge im signifikantesten Bin [1].

- **zVTX-small**: Es dürfen maximal 5 Einträge im Histogramm sein und es muß gelten $N_{Rest} < 3$.

- **zVTX-Cluster**: Es dürfen nur in 4 benachbarten Bins Einträge vorhanden sein.

- **BW-BR**: Es wird gefordert, daß mindestens zwei Spuren, die einen Eintrag im Vertexhistogramm gemacht haben, in Rückwärtsrichtung gehen ($\theta \geq 110°$).

---

[1] Die Schnittparameter wurden mit Hilfe eines neuronalen Netzes bestimmt

- **TOPO-BR**: Dieses Triggerelement verlangt, daß genau 2 Rays angesprochen haben, die in der x-y-Ebene gegenüberliegen.

DC-Rϕ Trigger

Der DC-Rϕ Trigger [56] sucht nach Spuren in der zentralen Spurkammer CJC, deren Abstand vom Vertex in der x-y-Ebene weniger als $\approx 2\,cm$ beträgt. Dafür sind 10 der 56 radialen Drahtlagen als Triggerlagen ausgewählt.
Den Drahttreffern wird – unter Berücksichtigung der Driftzeiten im Magnetfeld – eine Position zugeordnet. Danach wird geprüft, ob es Kombinationen von Drahttreffern gibt, die einer von 10000 vordefinierten Spurmasken entspricht.
Der DC-Rϕ Trigger ist sensitiv auf die Spuranzahl, den Transversalimpuls und das Ladungsvorzeichen der Teilchen. Die Triggerelemente sind im einzelnen:

- **DC-Rϕ-T_a** wird gesetzt, wenn mindestens eine Spur mit $p_t \gtrsim 450\,\mathrm{MeV}$ gefunden wird. Die angegeben Schwelle ist der Wert, bei dem der Trigger effizient arbeitet. Es können bereits Teilchen mit $p_t \gtrsim 100\,\mathrm{MeV}$ einen Trigger auslösen.

- **DC-Rϕ-T_c** wird gesetzt, wenn mindestens drei Spuren mit $p_t \gtrsim$ 450MeV gefunden werden.

- **DC-Rϕ-T_{high}** wird gesetzt, wenn mindestens eine Spur mit $p_t \gtrsim$ 800MeV gefunden wird.

- **DC-Rϕ-T_{neg}** wird gesetzt, wenn mindestens eine *negativ* geladene Spur mit $p_t \gtrsim$ 450MeV gefunden wird.

Eisen (Myon)-Trigger

Das instrumentierte Eisen [57] besteht aus 64 Modulen. In jedem Modul befinden sich bis zu 16 instrumentierte Lagen (siehe Kap. 2.4). Von diesen sind fünf Lagen zum Triggern von Myonen ausgewählt. Wird in einem Modul eine Koinzidenz mehrerer Triggerlagen beobachtet (z.B. 3 von 5 Lagen), so wird ein Triggerelement gesetzt:

- **MU-Bar**: Mindestens ein Modul im Zentralbereich des instrumentierten Eisens hat angesprochen. Hierfür wird eine Koinzidenz von zwei Triggerlagen gefordert.

- **MU-BEC**: Ein Modul aus der hinteren Endkappe des instrumentierten Eisen hat angesprochen. Hierfür wird eine Koinzidenz von drei Triggerlagen gefordert.

- **MU-FOEC**: Ein Modul aus der vorderen äußeren Endkappe des instrumentierten Eisens hat angesprochen. Hierfür wird eine Koinzidenz von drei Triggerlagen gefordert.

Flüssig-Argon Trigger

Das Flüssig-Argon Kalorimeter ist unterteilt in 256 "Big Tower". Liegt die deponierte Energie in einem Tower über einer Schwelle von $\approx 1\,\text{GeV}$ und zeigt zusätzlich eine Spur des z-Vertex-Triggers auf diesen, so wird das Triggerelement **LAr-BR** gesetzt.
Dieses Triggerelement ist für niederenergetische Elektronen konzipiert.

Trigger durch das gestreute Positron

Das gestreute Positron hat im Vergleich zu den Zerfallsteilchen von J/ψ-Mesonen eine wesentlich höhere Energie. Bei kleinen Impulsüberträgen ($Q^2 \approx 0$) kann dieses im Bereich $0.3 \leq y \leq 0.7$ im Elektronenkleinwinkeldetektor nachgewiesen werden. Das in diesem Fall gesetzte Triggerelement wird als **e-tag** bezeichnet.
Seit der Datennahmeperiode 1995 ist ein weiterer Elektronenkleinwinkeldetektor installiert, der Positronen im kinematischen Bereich $0.08 \leq y \leq 0.18$ nachweist und triggert. Dieser Detektor liegt 44 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt (in Flugrichtung der Positronen). Das von ihm gesetzte Triggerelement ist **e-tag44**.

Bei größeren Impulsüberträgen gelangt das gestreute Positron in den Hauptdetektor und löst dort einen Trigger aus. Positronen mit $Q^2 > 3.5\,\text{GeV}^2$ werden im BEMC getriggert. Das im Jahr 1995 installierte SPACAL ist bereits auf Positronen mit $Q^2 > 1\,\text{GeV}^2$ sensitiv. Bei sehr großen Impulsüberträgen von $Q^2 > 100\,\text{GeV}^2$ gelangt das Positron in das LAr-Kalorimeter und kann hier einen Trigger auslösen.

Vetofunktionen

Um Strahlgas- und Strahlwandereignisse, die im hinteren Detektorbereich bzw. vor dem Detektor stattgefunden haben, effizient zu unterdrücken, wird für die meisten Subtrigger das Nichtansprechen von Vetotriggern verlangt. Folgende Vetofunktionen werden verwendet:

- **Flugzeitzähler**: In der Datennahmeperiode 1994 wurde ein aus Szintillations-Zählern bestehendes Flugzeitsystem verwendet, welches hinter dem BEMC positioniert war. Aufgrund der zeitlichen Abfolge der ankommenden Signale relativ zum Protontakt konnte unterschieden werden, ob das Ereignis in der Wechselwirkungsregion oder außerhalb des Detektors stattgefunden hatte.

- **SPACAL-Veto**: In der Datennahmeperiode 1995 wurde die Messung der Flugzeit vom neu installierten SPACAL übernommen.

- **RZ-Veto**: Der RZ-Trigger [58] bildet analog zum z-Vertex-Trigger ein Vertexhistogramm aus den Informationen der z-Driftkammern CIZ und COZ. Die hinteren Segmente der Driftkammern dienen zusätzlich dazu, ein "Nicht-Vertex"-Histogramm zu bilden, d.h. es wird nach Spuren gesucht, die aus der rückwärtigen

Detektorregion stammen. Durch Vergleich der Anzahl der Einträge im Vertexhistogramm und im “Nicht-Vertex”-Histogramm wird entschieden, ob ein Ereignis als Untergrund verworfen wird.

Die Fehlklassifizierung durch die Vetotrigger liegt bei $< 1\%$ [59].

4.2.2 L2/L3-Trigger

Nach einer positiven L1 Triggerentscheidung wird die Datennahme unterbrochen und das Ereignis wird ausgelesen. Die Auslesezeit beträgt etwa 1 ms.

Der L2-Trigger erhält dann alle vorhandenen Triggerinformationen und kann diese in einem Zeitintervall von $20\,\mu s$ weiter auf topologische Verknüpfungen hin analysieren, d.h. es wird nach Korrelationen in den verschiedenen Triggerkomponenten gesucht. Hierfür stehen zwei unterschiedliche Hardwaresysteme zur Verfügung [60, 61].
Der L3-Trigger erledigt die gleiche Aufgabe als Softwaretrigger in typischerweise einigen $100\,\mu s$ [62].

Wird ein Ereignis von der zweiten oder dritten Triggerstufe verworfen, so wird die Ereignisauslese abgebrochen und die Datennahme wird fortgesetzt. Hierdurch kann die durch die Auslesezeit entstehende Totzeit verringert werden. In den Datennahmeperioden 1994 und 1995 waren diese Stufen nicht aktiv.

4.2.3 Der L4-Trigger

In der vierten Triggerstufe [63, 64] stehen sämtliche Detektordaten des Ereignisses zur Verfügung. Basierend auf diesen Informationen wird auf einer RISC[2]-Mikroprozessorfarm für das Ereignis eine schnelle Rekonstruktion vorgenommen. Insgesamt standen in den Jahren 1994 und 1995 33 Prozessoren zur Verfügung, so daß L4 mit einer Eingangsrate von $40 - 50$ Hz arbeiten konnte. Die Rate der akzeptierten Ereignisse, die nachfolgend auf Magnetbänder geschrieben werden, lag bei ≈ 10 Hz.

Es gibt zwei Konzepte für den L4-Trigger:

- Für jeden L1 Subtrigger, der das Ereignis akzeptiert hat, wird eine Verifikation des Triggers vorgenommen. Soll beispielsweise ein Eisentrigger überprüft werden, so wird nach einer rekonstruierten Spur im instrumentierten Eisen gesucht, die topologisch mit einer Driftkammerspur übereinstimmt.

- Für jedes Ereignis wird unabhängig vom L1 Trigger eine Klassifizierung durchgeführt. Die Schnitte für diese Klassifizierung entsprechen denen der späteren Ereignisklassifikation.

---

[2] Reduced Instruction Set Computer

Zusätzlich zu den spezifischen Untersuchungen, die für jedes Ereignis durchgeführt werden, werden globale Untersuchungen über den Energiefluß vorgenommen, um Strahlgasereignisse herauszufiltern. Ebenfalls sind Schnitte gegen Myonereignisse aus der kosmischen Höhenstrahlung implementiert (siehe Kapitel 6).

4.3 Subtrigger

In diesem Abschnitt werden die Subtrigger der ersten Triggerstufe (L1) vorgestellt, die sensitiv auf J/ψ-Ereignisse sind. In der Datennahmeperiode **1994** waren waren folgende Trigger installiert (||:logischisches ODER; &: logisches UND):

- S19: (zVTX-sig1 || zVTX-small) & DC-Rϕ-T_a & MU-Bar

  Dieser Subtrigger triggert auf Myonen im Zentralbereich.

- S18: (zVTX-sig1 || zVTX-small) & DC-Rϕ-T_a & (MU-BEC || MU-FOEC)

  Dieser Subtrigger triggert auf Myonen im Endkappenbereich.

- S22: (zVTX-sig1 || zVTX-small) & (MU-BEC)

  Dieser Subtrigger triggert auf Myonen im hinteren Endkappenbereich. Es wird *kein* Triggerelement des DC-Rϕ Triggers verlangt.

- S53: zVTX-sig1 & DC-Rϕ-T_c & BW-BR & Tof-any-IA

  Dieser Subtrigger triggert auf Ereignisse mit Aktivität in rückwärtigen Kalorimeter. Tof-any-IA verlangt Aktivität im hinteren Flugzeitsystem.

- S52: zVTX-small & DC-Rϕ-T_{neg} & LAr-BR

- S54: zVTX-small & DC-Rϕ-T_{neg} & TOPO-BR

  Mit diesen Triggern werden vorwiegend J/ψ-Ereignisse mit geringer Spurmultiplizität ausgewählt. S52 ist sensitiv auf den elektronischen Zerfallskanal des J/ψ-Mesons, während S54 beide leptonischen Zerfallskanäle abdeckt.

- S0 : Dieser Subtrigger triggert auf das gestreute Positron im rückwärtigen Kalorimeter.

- S83: Dieser Subtrigger verlangt ein Signal im Elektronenkleinwinkeldetektor in Verbindung mit der Bedingung DC-Rϕ-T_{neg}.

Im Jahr **1995** wurden die Bedingungen für einige Subtrigger aufgrund der höheren Untergrundraten verschärft. Außerdem wurde versucht, Subtrigger zu installieren, die auf *elektronische* J/ψ-Zerfälle sensitiv sind. Änderungen bzw. Ergänzungen zu 1994 sind:

- S19: Für diesen Trigger wurden zusätzlich die Triggerelemente DC-Rϕ-T_{high} und DC-Rϕ-T_{neg} verlangt.
- S22: Die Bedingung DC-Rϕ-T_a wurde durch DC-Rϕ-T_c ersetzt und zVTX-sig1 gefordert.
- S53: zVTX-Snet & DC-Rϕ-T_c-T_{high}-T_{neg} & BW-BR & SPCLe-ToF

  Die Bedingung SPCLe-ToF verlangt eine Energiedeposition im 1995 neu installierten rückwärtigen Kalorimeter (SPACAL).
- S33: zVTX-Snet & DC-Rϕ-T_c-T_{high}-T_{neg} & LAr-BR

  Dieser Subtrigger ist für inelastisch produzierte J/ψ Mesonen vorgesehen, die in Elektronen zerfallen und ihre Energie im Flüssig-Argon Kalorimeter deponieren.
- S84: Dieser Trigger verlangt ein Signal im 1995 neu installierten Elektronkleinwinkeldetektor **e-tag44** und das Triggerelement DC-Rϕ-T_{neg}

4.3.1 Triggereffizienzen

Die Bestimmung der Triggereffizienzen für einzelne Triggerelemente, die für die J/ψ-Analyse verwendet werden, wird mit Hilfe von unabhängigen Triggern durchgeführt. Diese dürfen das zu untersuchende Triggerelement nicht enthalten. Hat einer der unabhängigen Trigger angesprochen, so wird geprüft, ob ein bestimmtes Triggerelement gesetzt ist. Diese Methode wird auf Daten sowie auf simulierte Ereignisse in gleicher Weise angewendet, so daß man eventuell vorhandene Unterschiede in der Triggersimulation den Daten anpassen kann. Die zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten benötigte Triggereffizienz (Kapitel 8.1.5) wird nach dieser Feinabstimmung mit simulierten Ereignissen vorgenommen.

In Abbildung 4.3 ist für den Trigger im **instrumentierten Eisen** die Triggereffizienz als Funktion a) des Impulses und b) des Polarwinkels dargestellt. Zur Berechnung der Effizienz wurden elastische und inelastische J/ψ-Ereignisse aus den Datennahmeperioden 1994 und 1995 verwendet, bei denen *genau* eine Spur im instrumentierten Eisen nachgewiesen ist. Ferner wurde verlangt, daß bei diesen Ereignissen mindestens ein Trigger gesetzt ist, der keine Triggerelemente des instrumentierten Eisens enthält (z.B S0, S54, S83). Die so bestimmte Effizienz gibt also die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Trigger im instrumentierten Eisen gesetzt wird, wenn tatsächlich ein Myon durch dieses hindurchgeht. Es berücksichtigt nicht die Tatsache, daß die Zerfallsmyonen insbesondere im Zentralbereich aufgrund ihrer geringen Impulse das Eisen häufig nicht erreichen.

Die verwendeten simulierten Ereignisse sind inelastische J/ψ-Ereignisse, die mit dem Generator EPJPSI generiert wurden. Die offenen Symbole zeigen die Ergebnisse im Endkappenbereich (durchgezogene Linie für simulierte Ereignisse), die vollen Punkte (gestrichelte Linie für simulierte Ereignisse) im Zentralbereich (Barrel).

In den Endkappen wird eine Triggereffizienz von etwa 60% erreicht, im Zentralbereich bis zu 90%. Dieser Unterschied ist dadurch zu erklären, daß zum einen im Barrelbereich bereits zwei Triggerlagen einen Trigger auslösen (statt drei in den Endkappen) und zum anderen, da es aufgrund der Geometrie im Endkappenbereich häufiger zu Modulübertritten kommt, d.h. ein Teilchen geht durch mehrere Module. Diese Tatsache wird im Trigger nicht berücksichtigt.

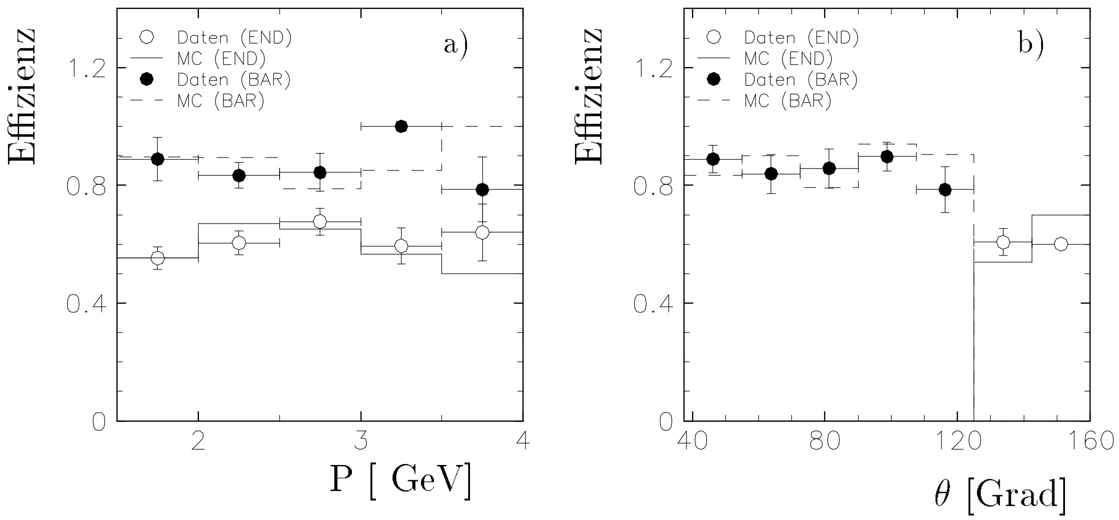


Abbildung 4.3: *Diese Abbildung zeigt die Effizienz der Triggerelemente des instrumentierten Eisens als Funktion a) des Impulses und b) des Polarwinkels unterschieden nach Zentral- und Endkappenbereich.*

Die Effizienzstudien für die **Spurkammertrigger** (zVTX- und DC-Rϕ-Trigger) sind mit einem *erweiterten* J/ψ Datensatz durchgeführt worden, in dem zwei nachgewiesene Myonen mit einer invarianten Masse > 1 GeV verlangt wurden.

In Abbildung 4.4 ist die Triggereffizienz für die Triggerelemente des DC-Rϕ-Triggers und zwar a) DC-Rϕ-T_a, b) DC-Rϕ-T_c, c) DC-Rϕ-T_{high} und d) DC-Rϕ-T_{neg} als Funktion der Anzahl der nachgewiesenen Spuren in dem Ereignis dargestellt. Dabei wurde für die zusätzlichen Spuren (neben denen der Myonen) nicht explizit gefordert, daß sie im zentralen Spurkammersystem nachgewiesen sind.

Für die Triggerelemente DC-Rϕ-T_a, DC-Rϕ-T_{high} und DC-Rϕ-T_{neg} liegt die Effizienz schon bei kleiner Spurmultiplizität bei $> 80\%$ und erreicht bei größerer Multiplizität Werte von bis zu $\approx 100\%$. Für das Triggerelement DC-Rϕ-T_c liegt die Effizienz bei kleiner Spuranzahl bei etwa 40% und steigt auf 90% an bei 15 Spuren.

In Abbildung 4.5 ist die Triggereffizienz für die Triggerelemente des DC-Rϕ-Triggers als Funktion der Elastizität z (siehe Gleichung 3.6) dargestellt. Die Elastizität ist ein Maß dafür, wieviel Energie in einem Ereignis neben dem J/ψ-Meson detektiert wird. Kleine Werte von z entsprechen dabei Ereignissen mit viel Aktivität des hadronischen

Triggerelement	syst. Fehler
zVtx-sig1	4%
zVtx-Cluster	5%
TOPO-BR	6%
LAr-BR	5%
DC-Rϕ-T_a	3%
DC-Rϕ-T_c	6%
DC-Rϕ-$TNeg$	4%
DC-Rϕ-$THigh$	4%
MU-Bar	3%
MU-BEC	6%
e-tag44	8%

Tabelle 4.1: *Systematische Fehler der Effizienzen der verwendeten Triggerelemente für die inelastische J/ψ-Analyse.*

Endzustandes (viele Spuren). Zur Rekonstruktion von z siehe Kapitel 7.2.
Es ergibt sich im Rahmen der statistischen Fehler Übereinstimmung zwischen den Effizienzen des DC-Rϕ-Triggers bei den Daten und den Monte-Carlo Ereignissen.

In Abbildung 4.6 ist die Effizienz für die Triggerelemente a) zVTX-sig1, b) zVTX-Cluster, c) TOPO-BR und d) e-tag44 als Funktion der Elastizität z dargestellt. Es ergibt sich in a), daß die Effizienz für das Triggerelement zVTX-sig1 zu kleinen Werten von z (hohe Spurmultiplizität) hin auf $\approx$ 90% ansteigt, während zVTX-Cluster und TOPO-BR (Abbildung 4.6 b) und c)) bei kleinen z-Werten ineffizient werden, da diese Triggerelemente für Ereignisse mit geringer Spurmultiplizität konzipiert sind. Für das Triggerelement e-tag44 zeigt sich, daß seine Effizienz als Funktion von z konstant ist und Effizienzwerte von etwa 10% erreicht.

4.3.2 Unsicherheiten bei der Bestimmung der Triggereffizienz

Die Unsicherheit (systematischer Fehler) der Effizienz für die einzelnen Subtrigger wird berechnet, indem die Fehler der einzelnen Triggerelemente, aus denen sich ein Subtrigger zusammensetzt, quadratisch addiert werden.
Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß zwischen Daten und Monte-Carlo Ereignissen bezüglich der Effizienz der Triggerelemente im Rahmen der Statistik Übereinstimmung besteht. Die verbleibenden Unterschiede werden als systematischer Fehler angenommen. Zu dessen Berechnung werden die Differenzen der Effizienzen von Daten und simulierten Ereignissen in den einzelnen Intervallen berechnet und gemäß ihrem Anteil an der Gesamtdatenmenge quadratisch addiert. Daraus ergibt sich für jede Effizienz eines Triggerelements ein systematischer Fehler. In Tabelle 4.1 sind die so bestimmten Fehler für die verwendeten Triggerelemente aufgeführt. Die Gesamttriggereffizienz

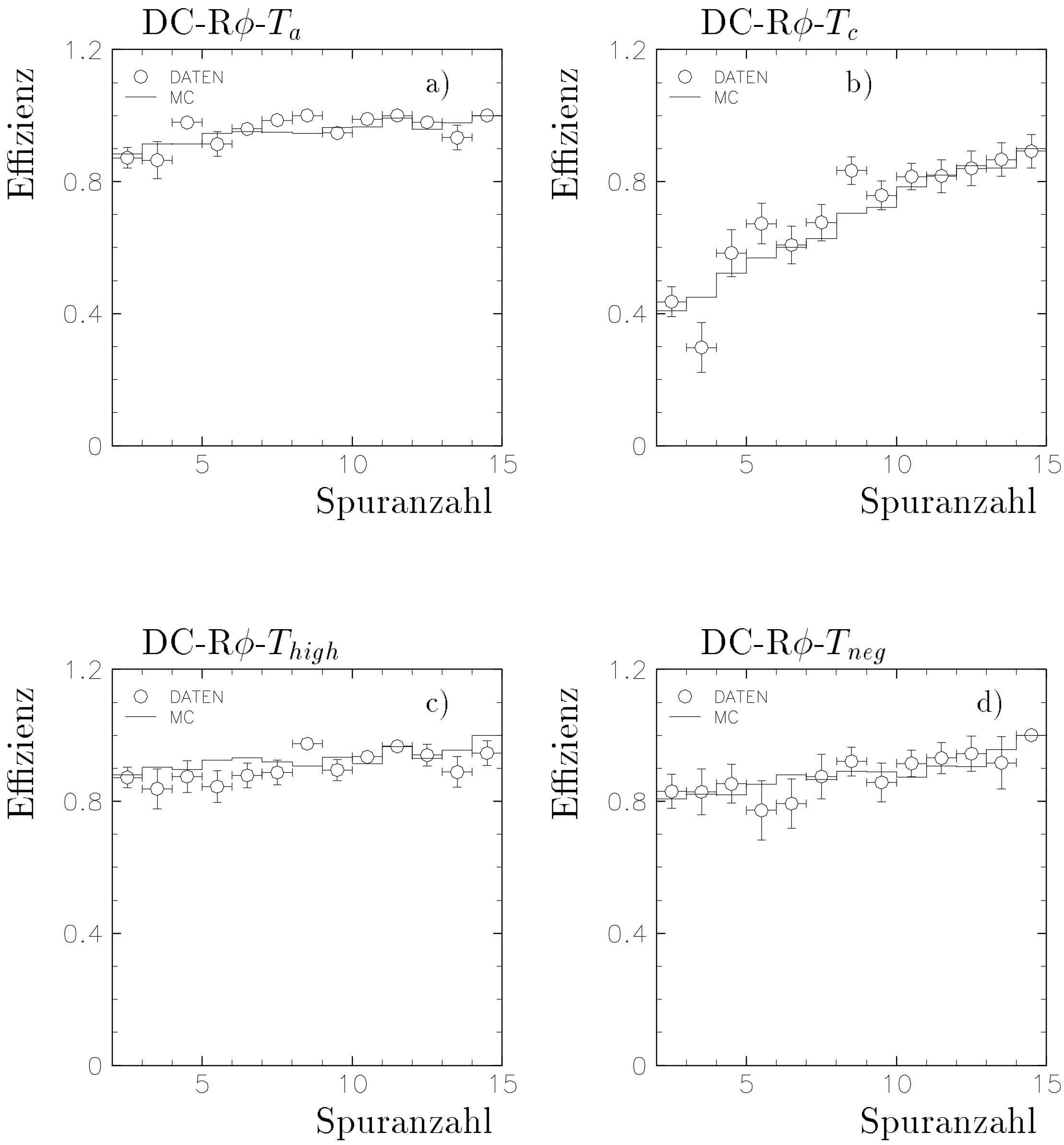


Abbildung 4.4: *Triggereffizienz für die Triggerelemente a) DC-Rϕ-T_a, b) DC-Rϕ-T_c , c) DC-Rϕ-T_{high} und d) DC-Rϕ-T_{neg} als Funktion der Anzahl der Spuren im Ereignis.*

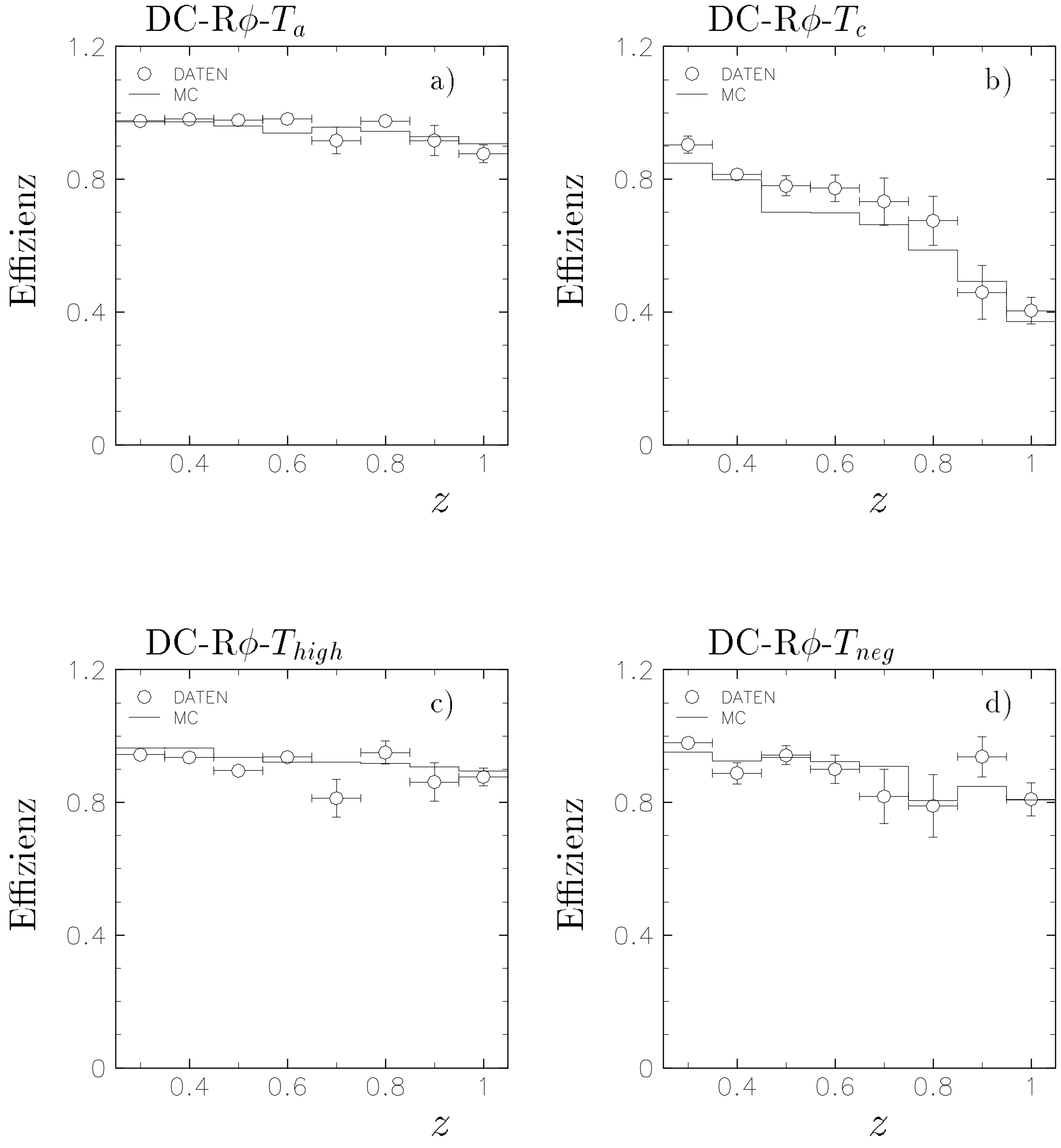


Abbildung 4.5: *Triggereffizienz für die Triggerelemente a) DC-Rϕ-T_a, b) DC-Rϕ-T_c , c) DC-Rϕ-T_{high} und d) DC-Rϕ-T_{neg} als Funktion der Elastizität z.*

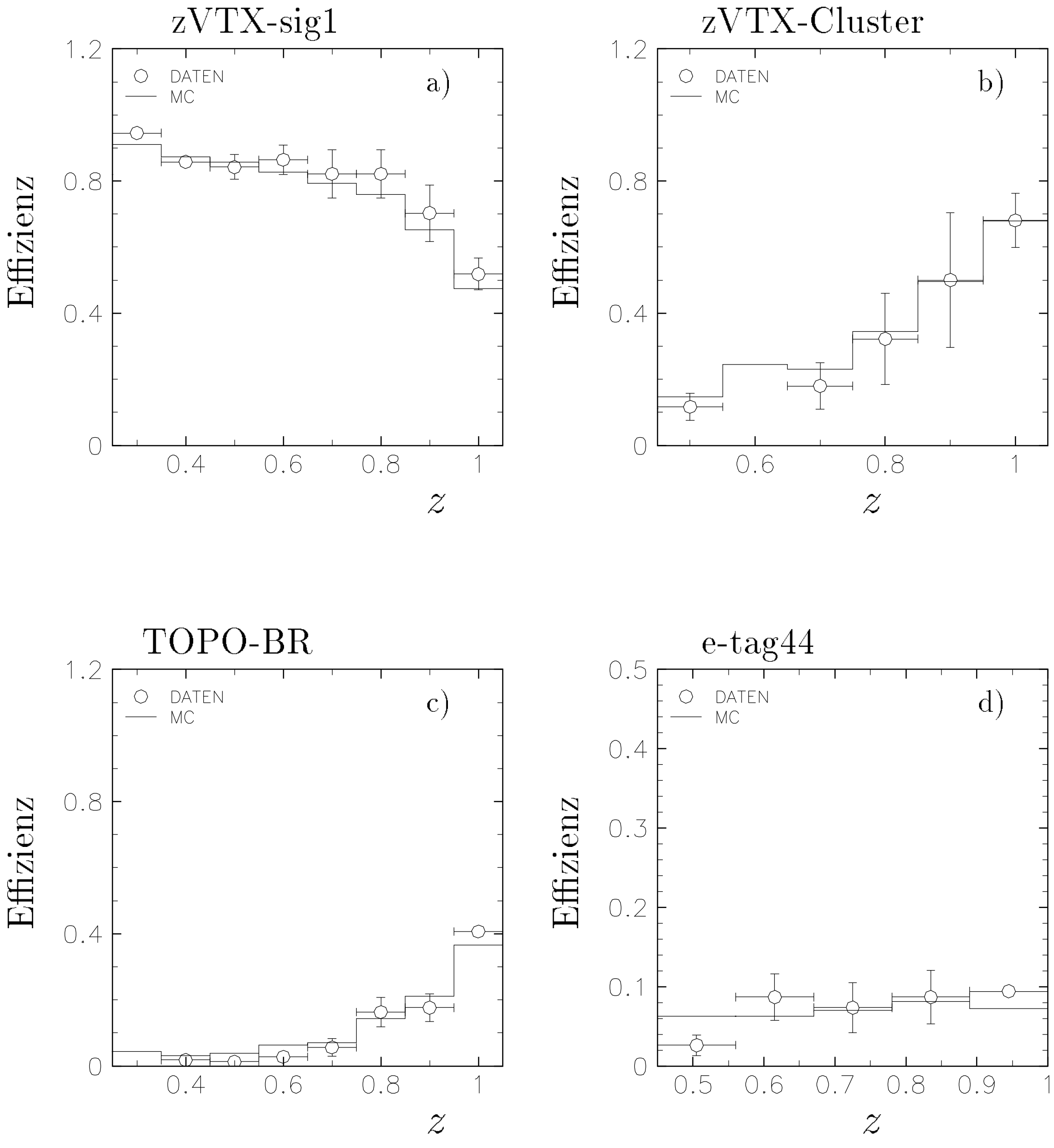


Abbildung 4.6: *Triggereffizienz für die Triggerelemente a) zVTX-sig1, b) zVTX-Cluster, c) TOPO-BR und d) e-tag44 als Funktion der Elastizität z.*

Trigger	1994	1995
S18	1.1	1.6
S19	1.1	1.5
S22	1.1	2.2
S33	–	70.0
S52	1.2	2.9
S53	1.2	9.1
S54	1.5	1.3
S84	–	2.5

Tabelle 4.2: *Tabelle mit den Skalierungsfaktoren ausgewählter Subtrigger*

wird in Kapitel 8.1.5 diskutiert. Die Unsicherheit für die Effizienzen der Subtrigger ergibt sich aus denen der Triggerelemente (durch quadratische Addition) zu 9% im myonischen Zerfallskanal. Im elektronischen Zerfallskanal wird der Fehler mit 12% abgeschätzt, da aufgrund der geringen Statistik und der hohen Skalierungsfaktoren die Effizienzbestimmung mit größeren Unsicherheiten behaftet ist.

4.4 Triggerraten und Strahlströme

Die L1-Triggerrate ist in den Jahren 1994 und 1995 auf etwa $\leq 30-40$ Hz limitiert gewesen. Da diese Rate auf die verschiedenen Physikkanäle aufgeteilt werden muß, durfte die Rate für J/ψ Trigger nicht höher als $5-10$ Hz liegen. Hierfür war es insbesondere im Jahr 1995 aufgrund der höheren Strahlströme notwendig, die Triggerbedingungen für einige Subtrigger zu verschärfen.
In Abbildung 4.7 ist die Triggerrate für ausgewählte Subtrigger als Funktion des Produkts der Strahlströme ($I_{Proton} * I_{Positron}$) dargestellt. Man erkennt für alle dargestellten Trigger den Anstieg der Rate mit steigenden Strömen. Die vollen Dreiecke zeigen die Raten für das Jahr 1994, die offenen Punkte für 1995.
Die Subtrigger S22 (Abb. 4.7 a)) und S19 (Abb. 4.7 b) hatten auch bei großen Strömen noch vertretbare Raten. Lediglich bei schlechten Untergrundbedingungen war es notwendig, sie zu skalieren. Beim Subtrigger S19 verbleibt auch bei verschwindenden Strahlströmen eine Rate von ≈ 2 Hz, die von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung verursacht wird. Der Subtrigger S53 (Abb. 4.7 c)) erreichte im Jahr 1995 maximale Raten von > 10 Hz und mußte in aller Regel stark skaliert werden. Das gleiche gilt für den Subtrigger S33 (Abb. 4.7 d) , der erst im Jahr 1995 installiert wurde und zum Triggern von inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen mit elektronischem Zerfall konzipiert ist.

Für die bei der Analyse der inelastischen J/ψ-Produktion verwendeten Subtrigger sind in Tabelle 4.2 die mittleren *Skalierungsfaktoren* aus den Jahren 1994 und 1995 dargestellt. Diese wurden bestimmt, indem der jeweilige Skalierungsfaktor mit der integrierten Luminosität gewichtet wird, die in einem Abschnitt mit konstantem Skalierungsfaktor genommen wurde. Zur Bestimmung der Triggereffizienz (Kapitel 8.1.5) mit Hilfe von simulierten Ereignissen werden diese Skalierungsfaktoren berücksichtigt.

4.5 Zusammenfassung und Ausblick: Neuronaler Spurtrigger

Im diesem Kapitel wurde gezeigt, daß die Effizienzen der für die J/ψ-Analyse verwendeten Triggerelemente verstanden sind und durch die Triggersimulation wiedergegeben wird. Die Triggerraten für J/ψ-Trigger steigen mit wachsenden Strahlströmen stark an. In der Datennahmeperiode 1995 waren die meisten dieser Subtrigger mit Skalierungsfaktoren versehen, obwohl die Bedingungen auf der ersten Triggerstufe (L1) im Vergleich zu 1994 deutlich verschärft wurden.
Um auch in Zukunft bei noch höheren Strahlströmen akzeptable Triggerraten für J/ψ-Trigger zu erzielen, muß nach neuen Konzepten gesucht werden, um den strahlinduzierten Untergrund weiter zu unterdrücken ohne dabei zu ineffizient für Physikereignisse zu werden. Neben dem Einsatz der Triggerstufen L2/L3 ist eine Möglichkeit zum Erreichen dieses Ziels der Einsatz eines schnellen Neuronalen-Netz Chips (Neurochip) zur Bewertung des Vertexhistogramms des z-Vertex Triggers [65] bzw. des RZ-Triggers [66] auf der ersten Triggerstufe (L1). Hierbei kommt dem neuronalen Chip die Aufgabe zu, die Form des Vertexverteilung zu analysieren und zu entscheiden, ob es sich bei einem Ereignis um ein physikalisch interessantes Ereignis oder um Strahluntergrund handelt.

Neuronaler Spurtrigger

Der für dieses neue Projekt vorgesehene Chip wurde 1994 vom MESA Research Institut speziell für die Anwendung bei H1 entwickelt [67]. Es handelt sich um einen kombinierten analog/digital Chip. Eingangs- und Ausgangssignale sind vollständig analog. Die numerischen Gewichte werden mit 5-bit Genauigkeit digital gespeichert. Er ist gemäß einem Standard Feed-Forward Netzwerk aufgebaut bestehend aus drei Ebenen mit 70 Eingangsneuronen, 6 Neuronen in der verborgenen Schicht und 6 Ausgangsneuronen. Die Signaldurchlaufzeit liegt bei Laborversuchen je nach Abschlußwiderstand zwischen 20-50 ns, so daß eine Entscheidung innerhalb einer HERA-Periode gefällt werden kann.

Das schematische Schaltbild für den geplanten Einsatz des Neurochips im Rahmen des z-Vertex-Triggers ist in Abb. 4.8 dargestellt. Die digitalen Signale des 16 Bin z-Vertex Histogramms werden mit schnellen digital-analog Konvertern (in ECL Technologie) innerhalb von $\approx 5\,ns$ in Analogsignale umgewandelt. Diese dienen als Eingangssignale für den Neurochip. Am Ausgang werden die Ausgangsströme jeweils in Dreiergruppen summiert. (Dieses bedeutet, daß man zwei separate Triggerentscheidungen treffen kann.) Die erhaltenen Signale werden digitalisiert und an die zentrale Triggerlogik weitergereicht.

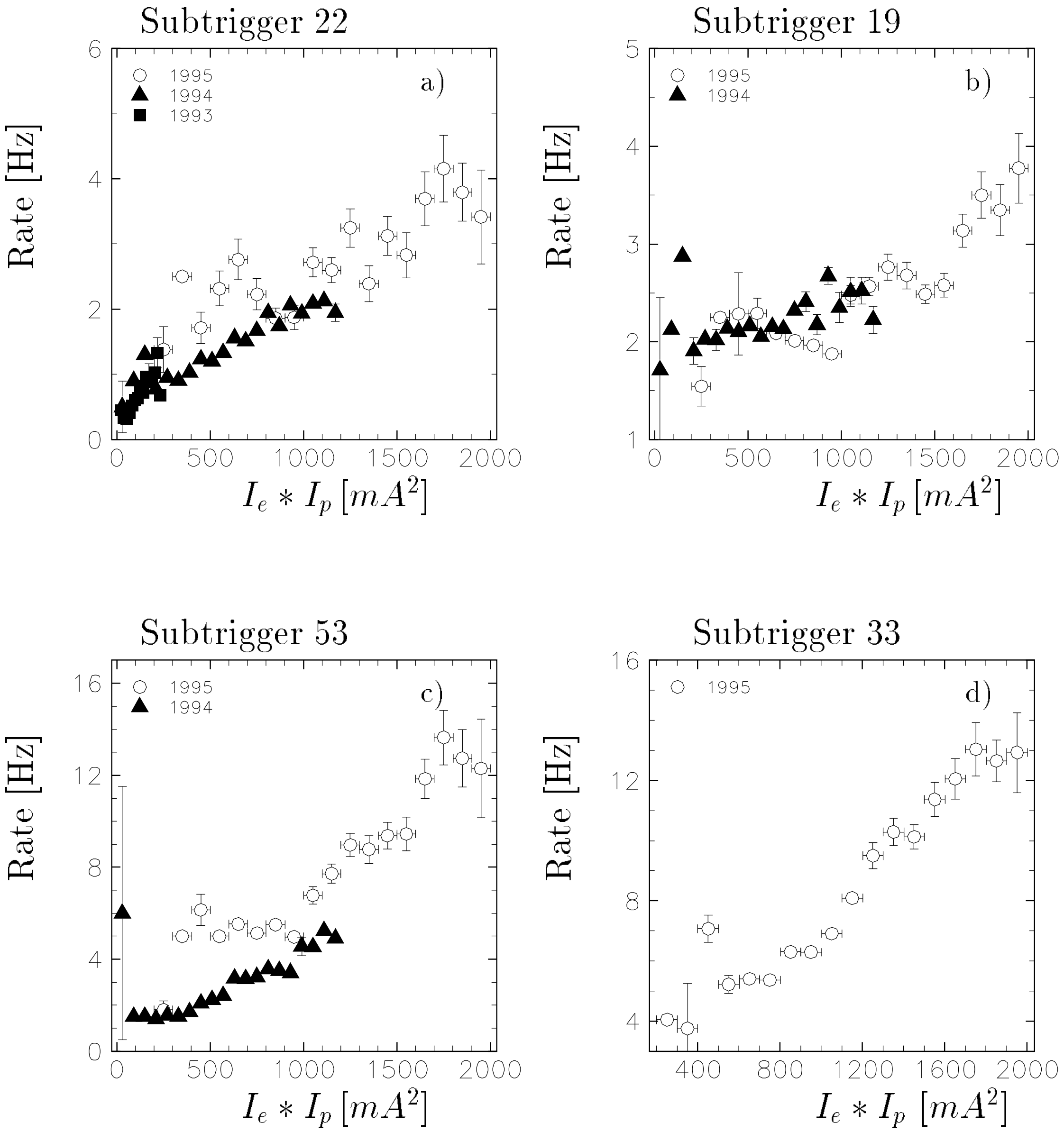


Abbildung 4.7: *Triggerraten dargestellt für Trigger die inelastische J/ψ Kandidaten triggern, in Abhängigkeit vom Produkt der Strahlströme. a) zeigt das Verhalten für den Myon-Endkappen Trigger (S22), b) für den Myonbarrel Trigger (S19). c) stellt die Triggerraten für den Topologietrigger mit mindestens einer rückwärtigen Spur (S53) dar. In d) ist das Verhalten für einen Trigger dargestellt, der zum Triggern des Physikkanals $J/\psi \rightarrow ee$ installiert wurde (S33).*

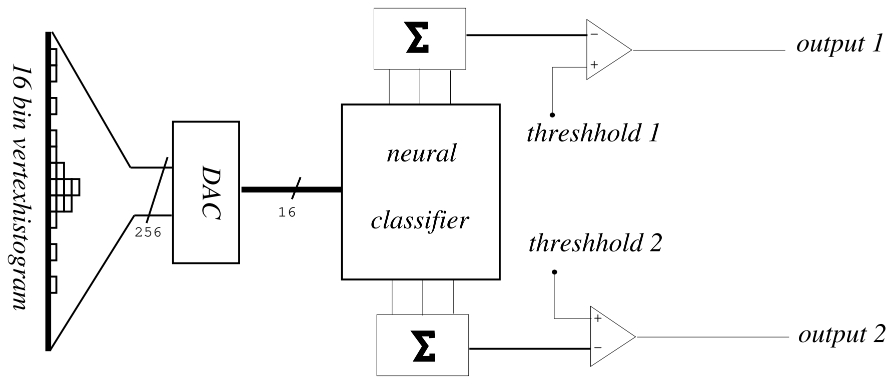


Abbildung 4.8: *Schematisches Schaltbild für den Einsatzes eines schnellen Neurochips im H1-Trigger*

Simulation des Neuronalen Chips

Um die Untergrundunterdrückung abschätzen zu können, die mit Hilfe der neuen Triggerkomponente erzielt werden kann, wurde eine vollständige Chipsimulation entwickelt, die alle Nichtlinearitäten und Bereichseinschränkungen des Chips berücksichtigt.
Der Hauptunterschied zwischen einem neuronalen Netzwerk auf einem Computer und dem Neurochip ist der eingeschränkte dynamische Bereich des Chips. Während auf üblicherweise verwendeten Rechnern die Gewichte als "floating point" Zahlen mit 32-bit Genauigkeit gespeichert werden, sieht der Neurochip nur 16 diskrete vorzeichenbehaftete Gewichtsstufen vor. Das Verhältnis des größtmöglichen zu dem kleinsten von Null verschiedenem Gewicht beträgt ≈ 2.5.
Bei einem Vergleich der Chip-Simulation mit dem Verhalten des Chips im Labortest bei jeweils gleichen Eingangssignalen und Gewichten ergab sich, daß die getroffene Entscheidung in 98% der Fälle übereinstimmt.

Das Training zur Bestimmung der Parameter (Gewichte) des neuronalen Netzes wurde mit Hilfe eines Feed-Forward Netzwerkes durchgeführt unter Verwendung der "Backpropagation" Trainingsmethode [68] mit Hilfe des Programmpakets JETNET [69]. Diese Trainingsmethode basiert darauf, daß zwei Datenmengen zum Trainieren benutzt werden, die durch das neuronale Netz separiert werden sollen (z.B. physikalisch interessante Ereignisse bzw. Untergrundereignisse). Dabei wird eine Fehlerfunktion mit *allen* Ereignissen des Datensatzes berechnet. Hierfür wird die Abweichung des gewünschten Ausgangssignals von dem tatsächlichen Ausgangssignal für alle Ereignisse aufsummiert. Mittels des Gradientensteigungsverfahrens werden die Gewichte des Netzwerkes nach jedem Trainingszyklus korrigiert. Die Anfangsgewichte werden mit Hilfe eines Zufallsgenerators gewählt.

Die günstigsten Ergebnisse für die Separation von Physik- bzw. Untergrundereignissen ergab sich, wenn die vom Neurochip vorgeschriebene Diskretisierung in 3 Stufen erzielt wurde:

1. Die ersten 100 Trainingszyklen werden mit 32-bit floating-point Zahlen für die Gewichte durchgeführt.
2. Bei den folgenden 100 Trainingszyklen wurden die Gewicht sukzessive auf den vom Neurochip unterstützten dynamischen Bereich eingeschränkt.
3. Im letzten Schritt wurde nach jedem zehnten Lernzyklus eine vollständige Diskretisierung durchgeführt.

Ergebnisse der Chipsimulation

Mit Hilfe der Chipsimulation wurde ein Training durchgeführt, um die Gewichte für das neuronale Netzwerk zu bestimmen. Für das Training wurden als physikalisch interessant klassifizierte Vielspurereignisse mit mindestens einem **nachgewiesenen Myon** im Endzustand verwendet. Als Untergrundereignismenge wurden von der vierten Triggerstufe (L4) verworfenen Ereignisse gewählt. Bei beiden Ereignismengen wird gefordert, daß der Subtrigger S53 gesetzt ist.

Nach dem Training wurde ein Test mit unabhängigen Daten durchgeführt, die nicht zum Training verwendet worden sind. Daraus ergibt sich eine Untergrundunterdrückung von 73% bei einer Effizienz von 77% für Physikereignisse [65].

In Abbildung 4.9 ist das Ergebnis des Tests dargestellt. In 4.9 a) und b) ist der Ausgangswert (-0.5 ... 0.5) des neuronalen Netzes für Physikereignisse bzw. Untergrundereignisse dargestellt. Ein Wert > 0 bedeutet hierbei, daß das Ereignis als physikalisch interessant akzeptiert wird. Man erkennt, daß Untergrund- und Physikereignisse klar voneinander getrennt werden können.

In Abbildung 4.9 c) und d) ist der Ausgangswert des neuronalen Netzes gegen die Anzahl der Einträge im Vertex-Histogramm aufgetragen. Man erkennt, daß Untergrund- und Physikereignisse eine vergleichbare Verteilung bei den Histogrammeinträgen aufweisen und sowohl bei Ereignissen mit wenigen Einträgen als auch bei Ereignissen mit vielen Einträgen im z-Vertex-Histogramm eine Trennung der Ereignismengen möglich ist.

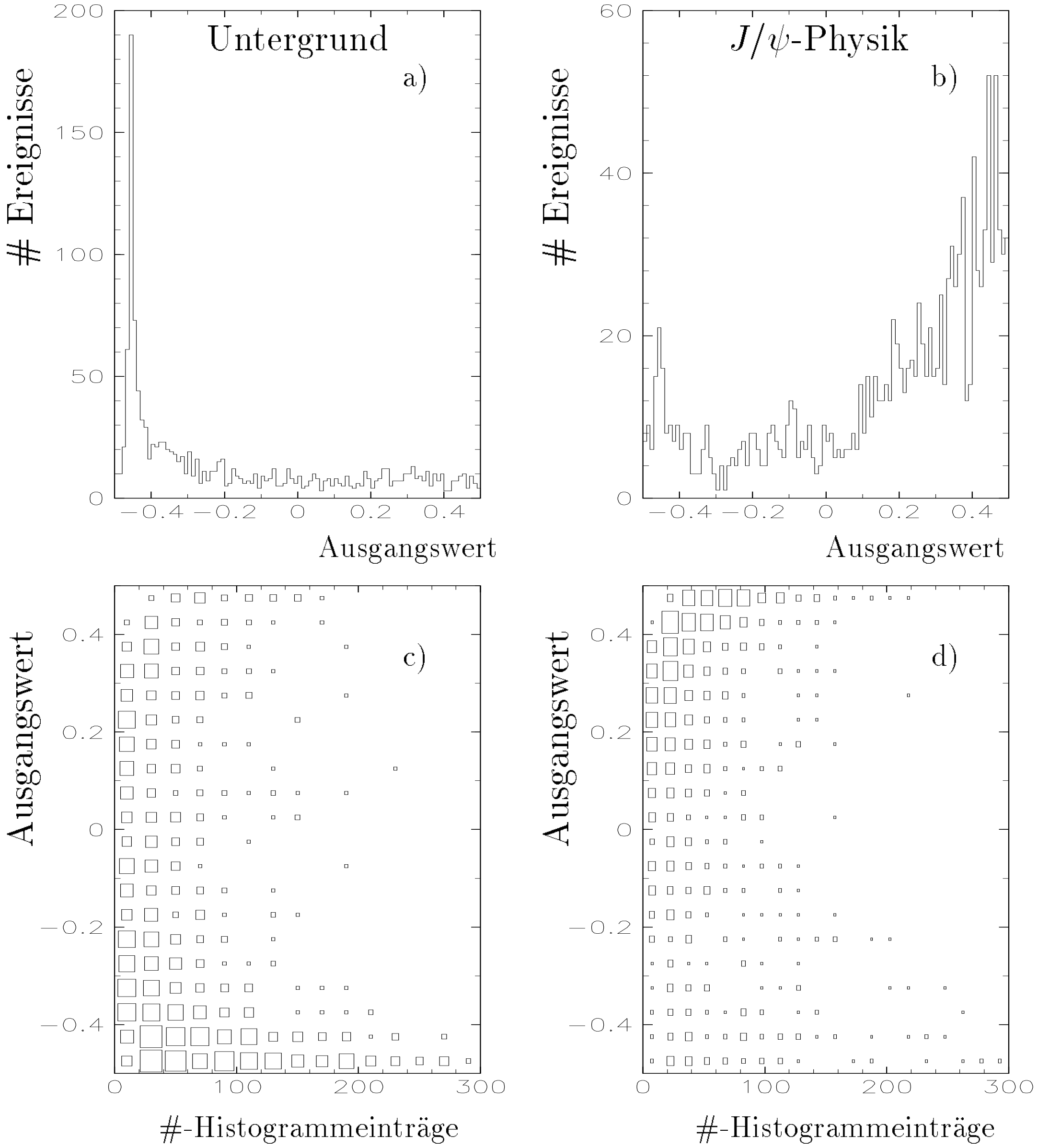


Abbildung 4.9: *Oben: Ausgangssignale der Simulation des Neuronalen Chips für a) Untergrundereignisse und b) für* J/ψ*-Physik. Unten: Ausgangssignale der Simulation des Neuronalen Chips für c) Untergrundereignisse und d) für* J/ψ*-Physik als Funktion der Anzahl der Einträge im z-Vertex-Histogramm.*

Kapitel 5

Nachweis von Leptonen

Der Nachweis von J/ψ Mesonen im H1-Detektor erfolgt über ihren leptonischen Zerfall in Myonen bzw. Elektronen. **Myonen** sind minimalionisierende Teilchen, die beim Durchgang durch Materie nicht aufschaueren, sondern in Ionisationsprozessen Energie deponieren. Es gibt im H1-Detektor zwei Methoden des Myonnachweises:

1. *Nachweis der Myonen im instrumentierten Eisen*: Bei dieser Methode wird versucht, eine rekonstruierte Spur im instrumentierten Eisen mit einer Spur aus dem Spurkammersystem zu verbinden. Um das instrumentierte Eisen zu erreichen, brauchen die Teilchen einen minimalen Impuls von 1.5 GeV ($\approx$ 1 GeV in der hinteren Endkappe). Der Polarwinkelbereich, in dem Myonen mit dieser Methode nachgewiesen werden können, liegt zwischen 5° und 170°.

2. *Nachweis der Myonen im Flüssig-Argon Kalorimeter (LAr)*: Um auch Myonen mit Impulsen unter 2 GeV effizient nachweisen zu können, wurde eine weitere Nachweismethode entwickelt: Die Myonen werden aufgrund ihrer Signatur im LAr-Kalorimeter identifiziert. Innerhalb dieses Detektorteils verlieren Myonen je nach Flugrichtung $0.5 - 2.0$ GeV Energie. Diese wird in Form eines langgezogenen schmalen Schlauchs deponiert. Der Polarwinkelbereich, in dem Myonen mit dieser Methode nachgewiesen werden können, liegt zwischen 7° und 150°.

Elektronen schauern im LAr-Kalorimeter auf und deponieren ihre gesamte Energie in den ersten Lagen des elektromagnetischen Teils des Kalorimeters. Sie können dort nachgewiesen werden aufgrund ihrer Energieposition, dem Nichtvorhandensein von Energie im hadronischen Teil des Kalorimeters und durch einen Schnitt auf das Verhältnis von Kalorimeterenergie E zu dem Impuls P der Spur im Spurkammersystem, die auf diese Energiedeposition zeigt. Während bei Elektronen das Verhältnis E/P bei ≈ 1 liegt, ist es bei Hadronen meist kleiner, da es sich bei dem LAr-Kalorimeter um ein *nichtkompensierendes* Kalorimeter handelt.

In diesem Kapitel wird zunächst die Spurrekonstruktion im Spurkammersystem beschrieben, da alle nachgewiesenen Leptonen mit einer Spurkammerspur assoziiert werden. Anschließend wird der Myonnachweis im instrumentierten Eisen dargestellt. Anschließend wird der Leptonnachweis im LAr-Kalorimeter beschrieben. Am Ende des Kapitels wird aufgezeigt, wie effizient die einzelnen Nachweismethoden arbeiten und in welchem kinematischen Bereich sie eine Rolle spielen.

5.1 Spurrekonstruktion im Spurkammersystem

Im Spurkammersystem wird die Spuranpassung separat für das **zentrale Spurkammersystem** und das **Vorwärtsspurkammersystem** durchgeführt.

Spuren im zentralen Spurkammersystem

Im **zentralen Spurkammersystem** wird die Spurfindung [70] in der xy-Ebene durchgeführt. Sie basiert auf den Ladungs- und Driftzeitinformationen der einzelnen Treffer. Zur Rekonstruktion der Spuren werden die Kammern CJC1 und CJC2 separat betrachtet und es wird nach Dreiergruppen von Treffern in den einzelnen Zellen gesucht. Die gefundenen Gruppen von Treffern werden dann mit Hilfe eines χ^2 Tests zu Spuren assoziert, wobei angenommen wird, daß die zu einer Spur gehörigen Treffer in der xy-Ebene aufgrund der Magnetfeldkrümmung auf einem Kreisbogen mit der Krümmung κ liegen. Mit Hilfe von κ kann man bei bekanntem Magnetfeld auf den Transversalimpuls schließen.
In der Rz-Projektion wird die z Position durch Ladungsteilung an den Drahtenden bestimmt. Zur Verbesserung der Auflösung in der Rz-Ebene werden zusätzlich die Informationen der z-Driftkammern CIZ und COZ verwendet. Der Spurverlauf in der Rz-Projektion wird als geradlinig angenommen. Für eine Spur werden u.a. folgende Größen bestimmt:

- Helixparameter: κ, θ, ϕ, DCA[1] , z_0;
  θ, ϕ geben hierbei die Richtung des Teilchens am Punkt des kleinsten Abstand vom Vertex in der xy-Ebene (DCA) an. z_0 ist die z-Position am DCA
- Anzahl der zu einer Spur assoziierten Treffer
- Radiale Spurlänge (Startradius, Radius am Spurende)
- Spezifischer Energieverlust dE/dx

Nach der Rekonstruktion der Spuren in der zentralen Spurkammer wird eine **Vertexanpassung** der Spuren vorgenommen, die ein kleines rekonstruiertes DCA besitzen. In der Rz-Projektion wird für jedes Ereignis der z-Vertex aus den rekonstruierten Spuren bestimmt. Der Vertex in der xy-Ebene wird jeweils für einen Run[2] ermittelt. Durch

---

[1] Distant of Closest Approach

[2] Run: Abgeschlossenen Datennahmeeinheit

die Vertexanpassung können die Spurparameter κ, ϕ und θ präziser bestimmt werden, da der Vertex als weiterer Punkt für die Spuranpassung zur Verfügung steht. Es ergibt sich eine Impulsauflösung von $\sigma_{p_t}/p_t^2 \approx 0.01\,\mathrm{GeV}^{-1}$.

Vorwärtsspuren und kombinierte Spuren

Im Vorwärtsspurkammersystem wird bei der Spurrekonstruktion [71] zunächst nach Spurstücken in den radialen bzw. planaren Spurkammern gesucht, die anschließend zu Spuren kombiniert werden. Eine Vertexanpassung erfolgt anschließend an den in der zentralen Spurkammer rekonstruierten Vertex.

Nach erfolgter Rekonstruktion und Vertexanpassung der Spuren im zentralen Spurkammersystem bzw. im Vorwärtsspurkammersystem wird zusätzlich versucht, Verbindungen zwischen solchen Spuren zu finden, die in beiden Spurkammersystemen rekonstruiert wurden. Dieses betrifft Spuren, die im Polarwinkelbereich $15^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$ liegen.

5.2 Qualität der Spurrekonstruktion

In diesem Abschnitt sollen einige Kenngrößen rekonstruierter Spuren im zentralen Spurkammersystem für inelastische J/ψ-Ereignisse aufgezeigt und mit den entsprechenden Verteilungen von simulierten Ereignissen verglichen werden.

In Abbildung 5.1 ist für die Spuren nachgewiesenen Myonen der inelastischen J/ψ-Produktion die Verteilung a) der zu einer Spur assoziierten Treffer und b) des Startradius der Spur dargestellt. Als Qualitätsschnitte für Spuren wird für diese Größen verlangt, daß mindestens 10 Treffer zu einer Spur gehören und der Startradius kleiner als 30 cm ist.
Während die Verteilung des Startradius zwischen Daten und Monte-Carlo Ereignissen gut übereinstimmt, erkennt man, daß bei den Daten häufiger als bei den simulierten Ereignissen Spuren mit $20-30$ Treffern rekonstruiert werden. In Abbildung 5.1 c) und d) ist die radiale Spurlänge gegen den Polarwinkel für Daten und Monte-Carlo Ereignisse aufgetragen. Man sieht in diesen Abbildungen, daß die Spurlänge im zentralen Bereich bei einem Teil der Daten bei etwa $40\,cm$ liegt, während solche Spuren bei den simulierten Ereignissen wesentlich seltener auftreten.
Diese Beobachtungen lassen vermuten, daß bei den Daten häufiger Spursegmente aus CJC1 und CJC2 nicht verbunden werden können als bei den simulierten Ereignissen. Insgesamt ist aber noch eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den Daten- und Monte-Carlo-Verteilungen gegeben.

In Abbildung 5.2 ist die Effizienz für das Finden einer vertexangepaßten Spur als Funktion a) des Polarwinkels und b) des Azimutwinkels aufgezeigt. Die für diese Untersuchung verwendete Methode geht von rekonstruierten Spuren im instrumentierten Eisen aus, die zum Vertexbereich zeigen und bei denen mindestens 7 Lagen im Eisen ange-

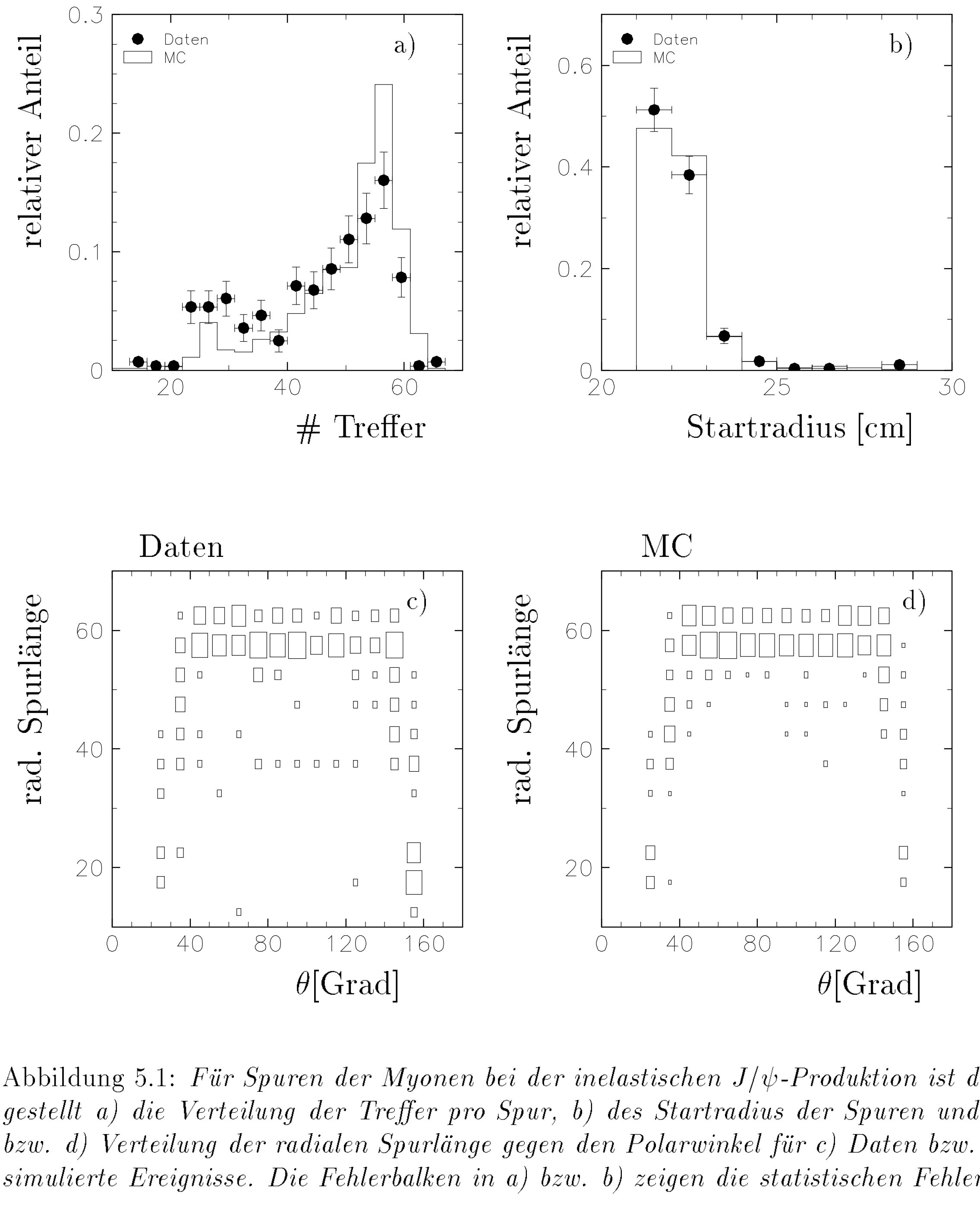


Abbildung 5.1: *Für Spuren der Myonen bei der inelastischen J/ψ-Produktion ist dargestellt a) die Verteilung der Treffer pro Spur, b) des Startradius der Spuren und c) bzw. d) Verteilung der radialen Spurlänge gegen den Polarwinkel für c) Daten bzw. d) simulierte Ereignisse. Die Fehlerbalken in a) bzw. b) zeigen die statistischen Fehler.*

sprochen haben. Für diese wird überprüft, ob in einem Winkelbereich von $\Delta\theta = 20°$ und $\Delta\phi = 60°$ ausgehend von der Eisenspur eine vertexangepaßte Spur im Spurkammersystem gefunden wird. Die Ereignismenge, die für diese Analyse verwendet worden ist, ist unabhängig von im instrumentierten Eisen erkannten Myonen selektiert und getriggert worden. Es wurden maximal 10 Spuren im Ereignis zugelassen.
Die resultierende Effizienz der Spurerkennung liegt im Mittel bei $\approx (97.0 \pm 2.5)\%$ für Daten und $(99.0 \pm 0.5)\%$ für simulierte Ereignisse. Dieser Wert ist konsistent mit anderen unabhängigen Analysen [72, 73].

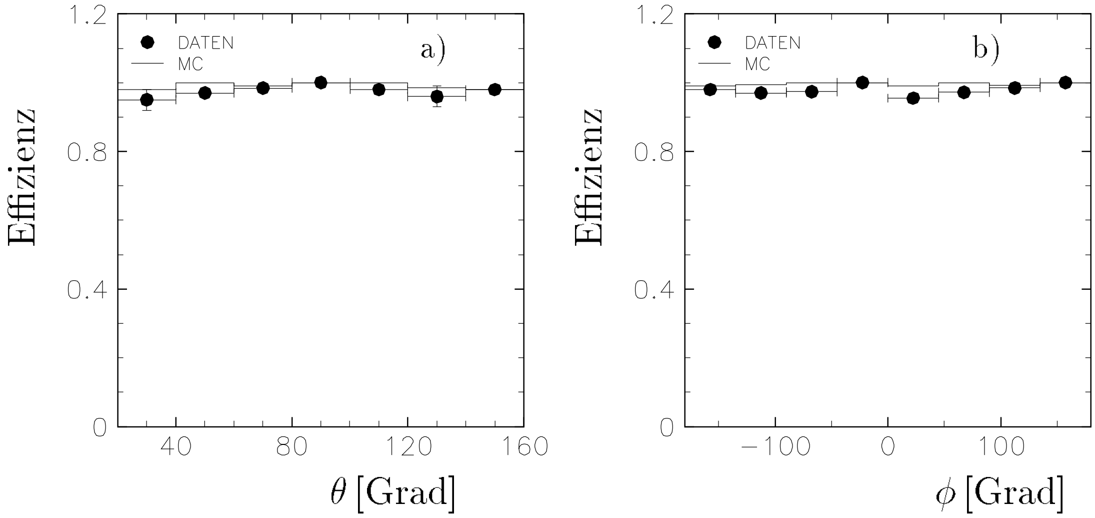


Abbildung 5.2: *Effizienz der Spurerkennung für vertexangepaßte Spuren a) als Funktion des Polarwinkels und b) des Azimutwinkels.*

5.3 Spurrekonstruktion im instrumentierten Eisen

Im Eisen stehen zur Messung der Teilchenspur die Drahtlagen (maximal 16 Lagen pro Modul) und die Streifenlagen (maximal 3 Lagen pro Modul) zur Verfügung (siehe Kapitel 2.4). Im Endkappenbereich legen die Drahttreffer die Lage in der y-z-Ebene fest, die Streifentreffer die Position in der x-z-Ebene. Im Zentralbereich wird die z-Position mittels der Streifen und der Verlauf der Spur in der x-y-Ebene mit Hilfe der Drähte bestimmt.

Die Spurrekonstruktion im instrumentierten Eisen [76] liefert für eine rekonstruierte Spur folgende Spurparameter: Ortskoordinate des ersten Spurpunktes, die Flugrichtung an diesem Punkt (θ, ϕ) und Q/P, das Verhältnis aus Teilchenladung und Teilchenimpuls. Letzterer Parameter kann in den Endkappen des Eisens häufig aufgrund der Inhomogenität des Magnetfeldes nicht rekonstruiert werden.

Die Rekonstruktion wird in den Endkappenbereichen und im Zentralbereich separat durchgeführt. Im ersten Schritt wird mit der Methode des „Conformal Mapping“ [74, 75] nach einfachen Strukturen gesucht wie eine flächenartige Verteilung von Treffern in einem Bereich oder nach Treffern, die auf einer Linie liegen. Die so gefundenen Assoziationen bei dieser Mustererkennung werden auf ihre Qualität hin untersucht. Handelt es sich bei der Assoziation um einen Teilchenschauer oder ist die Anzahl der Treffer zu gering, wird sie als Spurkandidat verworfen.

An alle geeigneten Assoziationen mit mindestens drei Drahtsignalen und mit einer Mindestlänge von 15 cm wird eine Spur angepaßt. Für die Spuranpassung wird das instrumentierte Eisen in 21 Bereiche unterteilt: Die 10 Eisenplatten, die 9 Bereiche zwischen den Platten und die Bereiche vor und hinter den Eisenplatten. Für jeden dieser Bereiche wird ein mittleres Magnetfeld bestimmt. Zur Beschreibung der Spur werden in jedem Teilbereich Parabelstücke verwendet:

$$Y_i(X_i) = a_i + b_i X_i + c_i X_i^2 \; ; \; i = 1 \dots 21 \tag{5.1}$$

Y_i, X_i sind die in einer Ebene bestimmten Koordinaten der Eisentreffer und a_i, b_i, c_i die zu bestimmenden Parabelparameter in einem der 21 Bereiche. Man erhält somit $21 * 3 = 63$ Parameter zur Festlegung der Spur für jede der beiden Raumprojektion. Es wird verlangt, daß die Parabelstücke stetig und stetig differenzierbar ineinander übergehen. Somit erhält man für jede Projektionsebene 40 Randbedingungen. Der Parabelparameter c_i steht mit dem Impuls P_0 in folgender Beziehung:

$$c_i = const \frac{Q}{P_0} B_i \frac{P_0}{P_0 - dE_i} \tag{5.2}$$

Hierbei ist B_i die Magnetfeldkomponente im Intervall i, Q die Teilchenladung und dE_i der Energieverlust im instrumentierten Eisen in den Lagen $1 \dots i$. Diese Beziehung legt weitere 2*21 Randbedingungen fest. $1/P_0$ ist ein freier Parameter.
Insgesamt verbleiben: 2(63-40-21)+1, also *fünf* freie Spurparameter. Diese werden mittels einer χ^2-Anpassung bestimmt.

Qualität der Eisenspurrekonstruktion

In diesem Abschnitt soll aufgezeigt werden, wie effizient die Spurrekonstruktion im instrumentierten Eisen für J/ψ-Ereignisse mit Zerfall in Myonen ist und inwieweit wichtige Kenngrößen für Daten- und Monte-Carlo Ereignisse übereinstimmen. Die Untersuchungen hierzu wurden mit einem J/ψ-2-Spur Datensatz und Monte-Carlo Ereignissen der elastischen J/ψ-Produktion durchgeführt, für deren Selektion keine Bedingungen bezüglich der Spuren im instrumentierten Eisen gestellt wurden. Es wurden Ereignisse

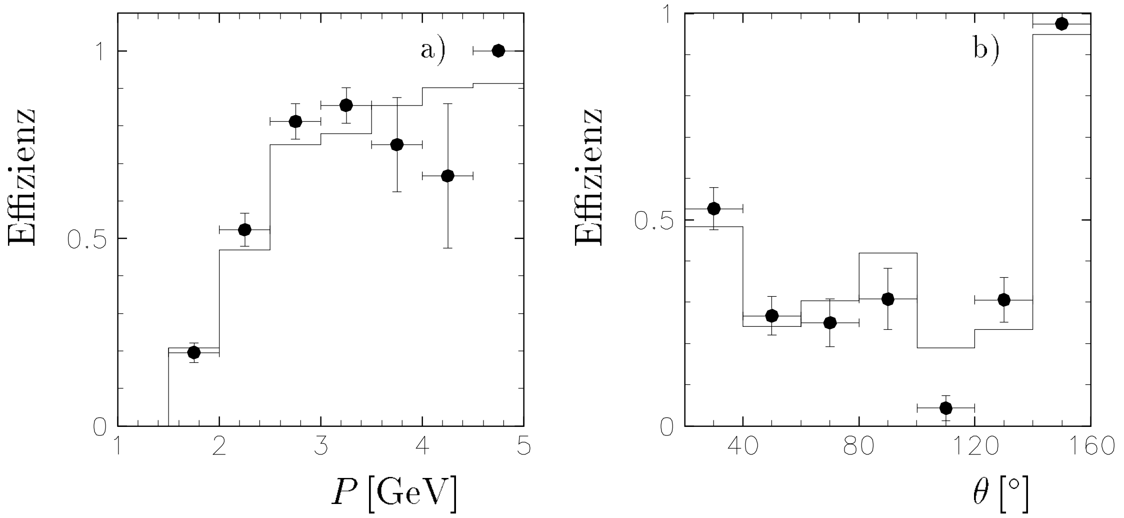


Abbildung 5.3: *Effizienz für die Rekonstruktion einer Spur im instrumentierten Eisen für Myonen aus J/ψ-Zerfällen mit einem Impuls $P > 1.5\,GeV$ a) als Funktion des Teilchenimpulses und b) des Polarwinkels des Myons. Die Punkte stellen die Ergebnisse für Daten dar, die durchgezogene Linie für Monte-Carlo Ereignisse.*

verwendet, die durch den Topologietrigger S54 selektiert wurden. Für die rekonstruierte invariante Masse des 2-Spursystems wird gefordert, daß sie im J/ψ-Massenbereich liegt. Außerdem muß mindestens eine Spur im Kalorimeter als Myon identifiziert werden. Auf diese Weise erhält man eine fast untergrundfreie Datenmenge, bei der man davon ausgehen kann, daß es sich bei den Spuren um Myonen handelt.

In Abbildung 5.3 ist die Effizienz für das Auffinden einer Eisenspur dargestellt a) als Funktion des Spurimpulses gemessen in der Spurkammer und b) als Funktion des Polarwinkels θ der Spur für Daten und Monte-Carlo Ereignisse. Es werden nur solche Teilchen betrachtet, bei denen in der Spurkammer ein Impuls $P > 1.5\,\mathrm{GeV}$ rekonstruiert wurde (zum Impuls- bzw. Polarwinkelspektrum der Myonen aus dem J/ψ-Zerfall siehe Abbildung 3.10).

Die Effizienz bei kleinen Impulsen (1.5 GeV) liegt bei etwa 20% und steigt bei größerem Impuls auf ca. 90% an, was in etwa der geometrischen Akzeptanz des instrumentierten Eisens entspricht [5]. Als Funktion des Polarwinkels zeigt sich, daß im rückwärtigen Bereich, in dem die Impulse der Zerfallsmyonen typischerweise Werte von $P > 2\,\mathrm{GeV}$ erreichen, die Effizienz über 90% liegt. Im Zentralbereich ($30° \leq \theta \leq 130°$) sind die Impulse der Myonen kleiner und sie erreichen häufig das instrumentierte Eisen nicht oder gelangen nur durch wenige Eisenlagen hindurch. Daher ist hier die Wahrscheinlichkeit, eine Spur im instrumentierten Eisen zu rekonstruieren, kleiner als bei den Spuren im Endkappenbereich und liegt bei 30% für Myonen mit einem Impuls $> 1.5\,\mathrm{GeV}$.

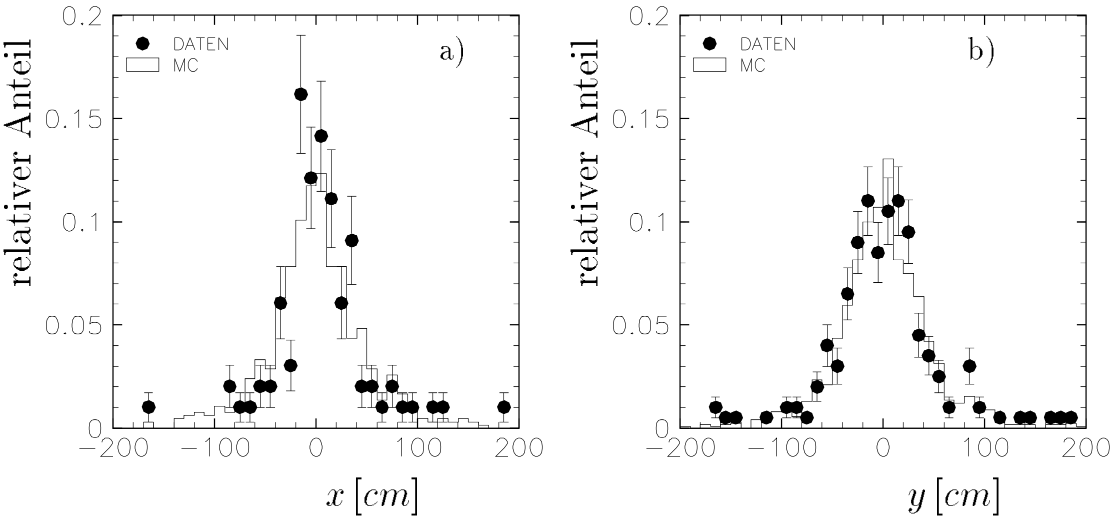


Abbildung 5.4: *x- bzw. y-Position der rückextrapolierten Eisenspur (Endkappen) am z-Vertex in der a) x-z-Ebene und b) in der y-z-Ebene für J/ψ-2-Spur-Ereignisse.*

Als Kontrolle für die Qualität der Rekonstruktion der Spurparameter im instrumentierten Eisen wird die Eisenspur ausgehend vom ersten rekonstruierten Punkt zum Vertex zurückextrapoliert (siehe verwendete Formeln hierzu in Anhang A). In Abbildung 5.4 sind für die Eisenspuren des Endkappenbereiches die Verteilungen der Koordinaten der rückextrapolierten Eisenspur a) in der x-z-Ebene bzw. b) in der y-z-Ebene an der z-Position des Vertexes im Spurkammersystem dargestellt. Die Punkte zeigen die Datenverteilung, die durchgezogene Linie symbolisiert die Verteilung der Monte-Carlo Ereignisse. Man erkennt, daß die Verteilungen symmetrisch um Null verteilt sind mit einer mittleren Streuung $\sigma < 50\,\mathrm{cm}$. Die Datenverteilungen stimmen gut mit den Verteilungen der Monte-Carlo Ereignisse überein.

In Abbildung 5.5 sind für Daten und Monte-Carlo Ereignisse die Verteilungen für a) die Anzahl der angesprochenen Drahtlagen und b) die erste angesprochene Lage für Spuren im instrumentierten Eisen dargestellt. Hierbei sind die Lagen in den Myonboxen nicht berücksichtigt. Man erkennt, daß die Datenverteilungen gut mit den Verteilungen der simulierten Ereignisse übereinstimmen.
Bei der Selektion bzw. bereits auf dem vierten Triggerlevel (L4) wird ein Schnitt auf die folgende Größen angewandt, um schlecht rekonstruierte Eisenspuren bzw. Eisenspuren, die von Teilchen erzeugt wurden, die nicht vom Ereignisvertex stammen, zu verwerfen:

- Der Abstand der rückextrapolierten Eisenspur am z-Vertex von der nominellen Vertexposition darf maximal 100 cm betragen

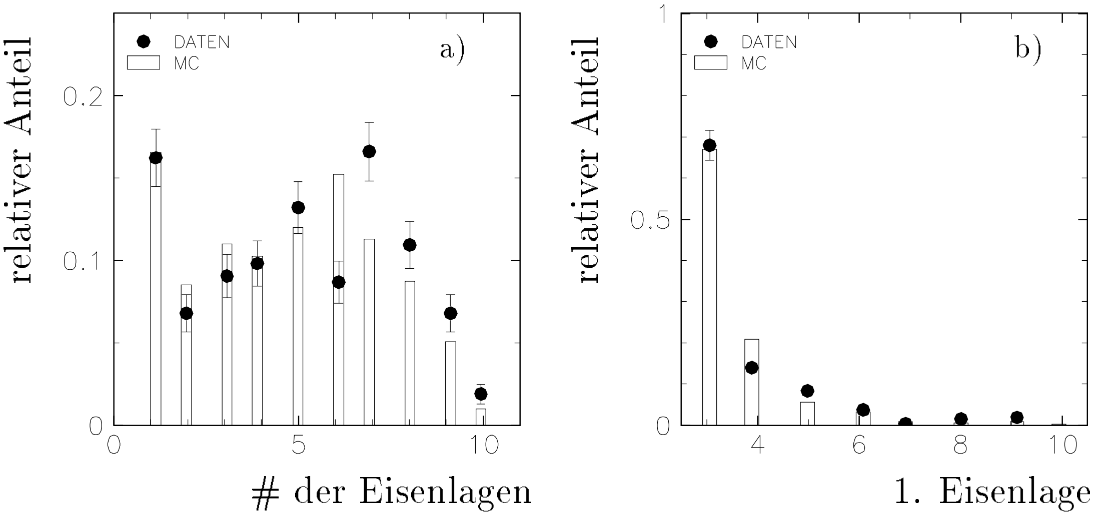


Abbildung 5.5: *a) Die Anzahl der angesprochenen Drahtlagen und b) die erste angesprochene Lage für rekonstruierte Spuren im instrumentierten Eisen für J/ψ-2-Spur-Ereignisse. Treffer in den Myonboxen werden nicht mit berücksichtigt.*

- Für die Anzahl der angesprochenen Eisenlagen (ohne Myonboxen) muß im Zentralbereich gelten $\# \geq 2$ und $\# \geq 3$ in der hinteren bzw. $\# \geq 6$ in der vorderen Endkappe
- Die Eisenspur muß in den ersten fünf Lagen des instrumentierten Eisens beginnen. Hierdurch sollen von oben in den Detektor eindringende kosmische Myonen unterdrückt werden.

5.4 Das Spurverbindungsverfahren

Das Verfahren zur Spurverbindung zwischen Spuren aus dem Spurkammersystem und Spuren aus dem Myonsystem selektiert ausgehend von einer Spurkammerspur diejenigen Eisenspuren, mit denen sie eine Verbindung haben könnte. Diese **Vorselektion** umfaßt folgende Schnitte:

- Die Polarwinkeldifferenz darf nicht mehr als 0.2 rad (12°) betragen:

$$|\theta_{Spurkammer} - \theta_{Eisenspur}| < 0.2\ rad \tag{5.3}$$

- Für die Azimutwinkeldifferenz muß gelten:

$$-\frac{\pi}{2} < (\phi_{Spurkammer} - \phi_{Eisenspur}) < 0.2\ rad \text{ wenn } \kappa > 0 \tag{5.4}$$

  bzw.

$$-\frac{\pi}{2} < (\phi_{Eisenspur} - \phi_{Spurkammer}) < 0.2\ rad \text{ wenn } \kappa < 0 \tag{5.5}$$

  Hierbei bezeichnet $\phi_{Spurkammer}$ die gemessene Flugrichtung im Spurkammersystem und $\phi_{Eisenspur}$ die Richtung, unter der der erste Punkt im instrumentierten Eisen vom Vertex aus gesehen liegt.
  Dieser Schnitt ist asymmetrisch und läßt in Richtung der Teilchenkrümmung durch das Magnetfeld eine Winkeldifferenz von 90° zu.

- Der im Spurkammersystem gemessene Impuls P muß einen Minimalwert von $P = 1\,\mathrm{GeV}$ (hintere Endkappe: $P = 0.5\,\mathrm{GeV}$) haben.

Alle Spurkammerspuren, die diese Vorselektion erfüllen, werden zum instrumentierten Eisen extrapoliert. Das Extrapolationsverfahren wird im nächsten Abschnitt beschrieben. Anschließend wird ein χ^2 in folgender Weise berechnet:

$$\chi^2 = (\vec{X}_E - \vec{X}_I)^T V^{-1} (\vec{X}_E - \vec{X}_I) \tag{5.6}$$

$\vec{X}_E$ steht für die Spurparameter der extrapolierten Spur, $\vec{X}_I$ für die Parameter der Spur im instrumentierten Eisen. V ist die Summe der Kovarianzmatrizen der extrapolierten Spur und der rekonstruierten Eisenspur.
Die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ für eine χ^2-Verteilung mit N Freiheitsgraden ergibt sich aus χ^2 durch Integration über die Verteilungsfunktion $f(\chi^2, N)$ [14, 77, 78]:

$$P(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} f(Z, N) dZ \tag{5.7}$$

mit:

$$f(\chi^2, N) = \frac{1}{2^{N/2}\Gamma(N/2)}(\chi^2)^{N/2-1}e^{-\chi^2/2} \tag{5.8}$$

Eine Spurverbindung wird akzeptiert, wenn die χ^2-Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ einen Wert $P(\chi^2) > 0.0001$ erreicht.
Als Spurparameter zur Berechnung des χ^2 werden im Endkappen- und im Barrelbereich jeweils die Ortskoordinaten und die mit den Drahtlagen bestimmte Flugrichtung verwendet:

- **Endkappen**: $\vec{X}_I = (x, y, \tan\alpha_{yz})$
  x und y sind die Koordinaten des ersten Eisenspurpunktes. $\tan\alpha_{yz}$ ist die Steigung gemessen in der y-z-Ebene.

- **Barrel**: $\vec{X}_I = (z, \phi_{Ort}, \phi_{Richtung})$
  z ist die z-Koordinate des ersten Spurpunktes, ϕ_{Ort} der Winkel in der x-y-Ebene, unter dem der erste Punkt vom Vertex aus gesehen liegt und $\phi_{Richtung}$ ist die Flugrichtung in der x-y-Ebene.

Für die Driftkammerspur $\vec{X}_E$ werden entsprechende Parameter berechnet. Diese Parameterwahl wurde in einer früheren Arbeit [78] als günstigster Parametersatz bestimmt. Es hat sich dort herausgestellt, daß:

1. die Flugrichtung, die mit den Streifenlagen bestimmt wird, relativ ungenau rekonstruiert wird, da pro Spur maximal drei Streifenlagen benutzt werden können.

2. der Impuls und somit Q/P können im instrumentierten Eisen nur sehr ungenau bestimmt werden, da das Magnetfeld dort sehr inhomogen ist.

Daher werden diese Parameter nicht für die χ^2-Berechnung verwendet.
Zur Illustration der Myonerkennung im instrumentierten Eisen dient Abbildung 5.6. Man erkennt eine Spur im Zentralbereich des instrumentierten Eisens. Eine Driftkammerspur zeigt in Richtung der Eisenspur. Das Spurverbindungsverfahren ergibt ein $P(\chi^2) = 0.8$, so daß diese Verbindung akzeptiert wird und die Spur als Myonkandidat klassifiziert wird.

Zur Erkennung von kosmischen Myonen wird in der Spurkammer eine spezielle Anpassung durchgeführt, wenn sich zwei Spuren im Impuls nur minimal unterscheiden und in der x-y-Ebene gegenüberliegen. Das Spurverbindungsverfahren extrapoliert diese Spuren zu Eisenspuren, die die erwähnte *Vorselektion* erfüllen. Dabei wird für die Spuren in der oberen Detektorhälfte bei der Extrapolation berücksichtigt, daß diese nicht vom Vertex kommen, sondern von außen in den Detektor gelangt sind, wenn es sich um kosmische Myonen handelt. Das bedeutet, daß der nominelle Energieverlust zur

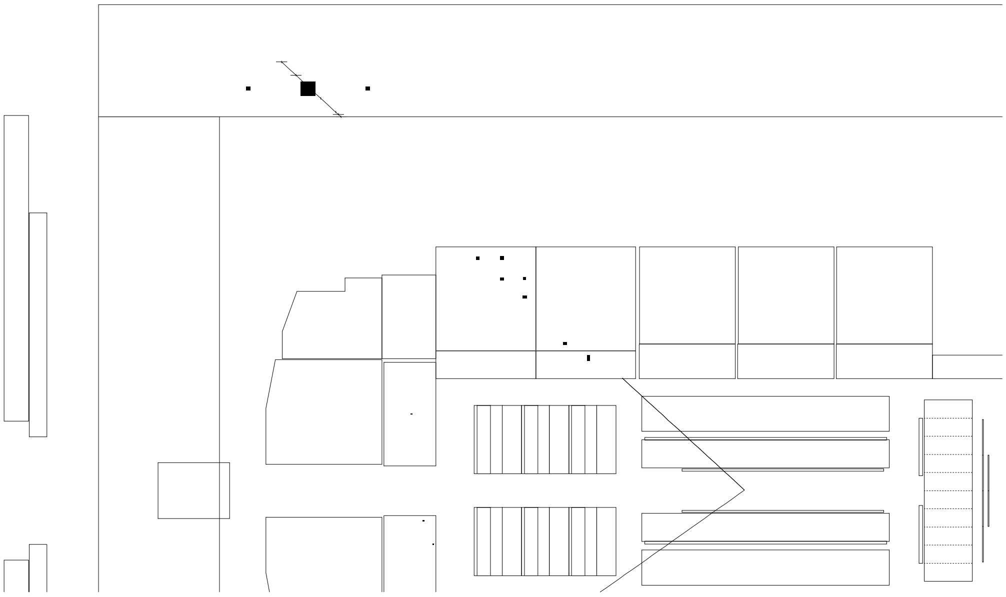


Abbildung 5.6: *Ereignis mit einem Myon, das sowohl im instrumentierten Eisen als auch im Kalorimeter nachgewiesen ist.*

Teilchenenergie addiert wird, wenn diese Spuren vom Vertex nach außen extrapoliert werden.

Die gefundenen Spurverbindungen werden in spezielle Datenbanken eingetragen[3].

5.4.1 Die Extrapolation

Das verwendete Extraplolationsprogramm[4] extrapoliert rekonstruierte Spuren aus dem Spurkammersystem bis zu einer vorgegebenen Oberfläche im Detektor. Falls eine Eisenspur und eine Spurkammerspur die Vorselektion erfüllen, wird letztere unter der Annahme, daß es sich um ein Myon handelt, bis zum Anfang der Spur im instrumentierten Eisen extrapoliert. Da Myonen minimalionisierende Teilchen sind, wird nur ihr Energieverlust gemäß der Bethe-Bloch-Gleichung berücksichtigt. Der Effekt der Vielfachstreuung wird im Rahmen der Fehlerrrechnung berücksichtigt. Der mittlere Vielfachstreuwinkel ist $\propto P^{-1}$.

Für die Extrapolation wird der Detektor in (meist) zylindrische Volumina zerlegt, die einzelnen Detektorkomponenten entspricht. Die Spurführung bei der Extrapolation erfolgt in Anlehnung an die Teilchensimulation mit GEANT. Dabei wird das Teilchen in Einzelschritten unter Berücksichtigung des Magnetfeldes bewegt. Die Kovarianzma-

---

[3] Die Datenbankstruktur für das Softwaremodul **KMTLNK** ist in Anhang B erklärt.

[4] Softwaremodul EXTRAPOL

trix der Spurkammerspur wird gemäß den Regeln der Fehlerfortpflanzung bei jedem Einzelschritt modifiziert.
Zur Berechnung des mittleren Energieverlustes pro Einzelschritt und des mittleren Vielfachstreuwinkels werden für jedes Volumen charakteristische Kenngrößen wie die Ordnungszahl Z, Atomgewicht A, Strahlunglänge X_0 und Energieverlustwerte aus einer Datenbank gelesen. Diese Größen wurden nach Einteilung der Volumina mit Hilfe des H1-Simulationsprogramms H1SIM, das auf das Programmpaket GEANT zurückgreift, bestimmt. Dafür wurden Myonen generiert, die ein bestimmtes Volumen durchqueren. Bei jedem Einzelschritt werden die Materialparameter neu bestimmt. Für ein Myon, welches ein Volumen durchquert, werden diese entlang seines Weges gemittelt. Diese Methode kann verwendet werden, wenn ein Volumen nicht zu inhomogen in der Materialverteilung ist.
Im Jahr 1995 wurden im rückwärtigen Detektorbereich ein neues Kalorimeter und eine neue Driftkammer implementiert. Daher war es notwendig, in diesem Detektorbereich neue Volumina zu definieren und in diesen die Materialparameter neu zu bestimmen. Insgesamt ist der Detektor für 1995 in 36 Volumina unterteilt gewesen (vormals 32).

5.4.2 Qualität des Spurverbindungsverfahrens für Myonen

Um die Annahme einer χ^2-Verteilung zur Berechnung der Spurverbindungswahrscheinlichkeit zu rechtfertigen, muß geprüft werden, ob die Verteilungen der auf die berechneten Fehler normierten Differenzen der einzelnen Parameter eine Normalverteilung liefern mit einem Mittelwert bei Null und einem $\sigma \approx 1$.
Zur Verdeutlichung der Genauigkeit, mit der die extrapolierte Spur mit den Parametern der Eisenspur übereinstimmt ist in Abbildung 5.7 für den Bereich der Endkappen die Differenz der Ortskoordinaten $x_E - x_I$ am Beginn der Eisenspur zwischen extrapolierter Spur und rekonstruierter Spur im instrumentierten Eisen dargestellt. Die Verteilung der Daten ist in a) zu sehen, in b) ist die gleiche Verteilung für Monte-Carlo Ereignisse dargestellt. Die im Bereich $-40\,\text{cm} \leq x_E - x_I \leq 40\,\text{cm}$ angepaßte Gaußfunktion hat im Falle der Daten eine Breite von 7.3 cm. Bei den Monte-Carlo Ereignissen ergibt sich eine Breite von 8.5 cm.

In Abb. 5.8 ist die auf den berechneten Fehler ΔX normierte Verteilung der Differenz der Parameter $X_E - X_I$ für x und y im **Endkappenbereich** dargestellt. In a) und b) sind die Verteilungen für (elastische)-J/ψ-Daten, in c) und d) für J/ψ-Monte-Carlo-Ereignisse dargestellt. Paßt man an diese Verteilungen eine gaußförmige Kurve an, so ergeben sich folgende Ergebnisse für die Daten:

	$\frac{x_E - x_I}{\Delta x}$	$\frac{y_E - y_I}{\Delta y}$	$\frac{\tan\alpha_{yz,E} - \tan\alpha_{yz,I}}{\Delta\tan\alpha_{yz}}$
$\overline{X}$	0.02	−0.12	−0.05
σ	0.96	1.03	1.10

In Abb. 5.9 ist die auf den berechneten Fehler normierte Verteilung der Differenz der Parameter für ϕ_{Ort} und $\phi_{Richtung}$ im **Barrelbereich** dargestellt. In a) und b) sind die

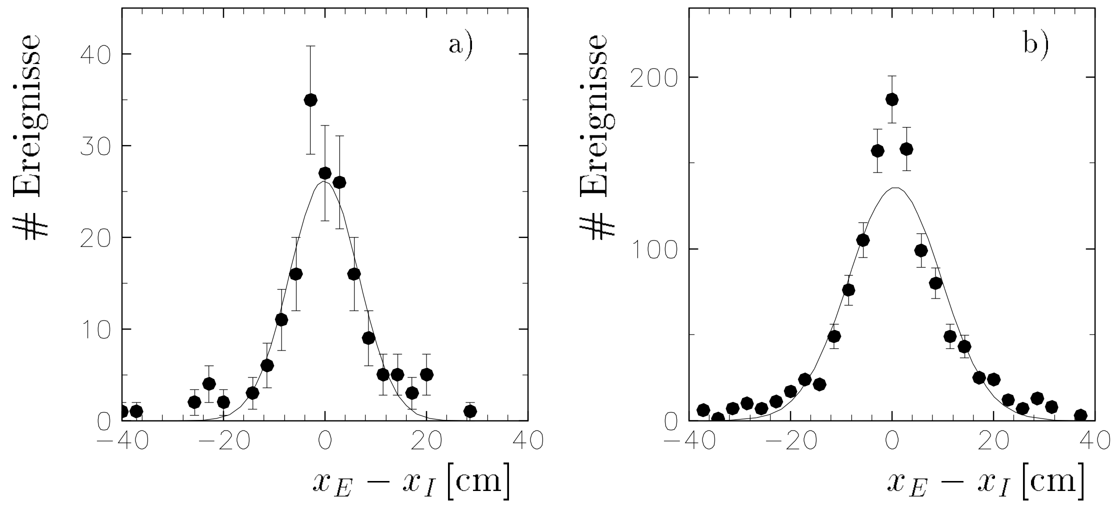


Abbildung 5.7: *Differenz der x-Koordinate zwischen extrapolierter- und der im Eisen rekonstruierten Spur. a) Die Verteilung für Daten und b) die Verteilung für Monte-Carlo-Ereignisse. Die Kurve ist eine angepaßte Gaußkurve.*

Verteilungen für Daten, in c) und d) für Monte-Carlo Ereignisse zu sehen. Für die Daten ergeben sich folgende Parameter der Anpassung:

	$\frac{\phi_{Ort,E}-\phi_{Ort,I}}{\Delta\phi_{Ort}}$	$\frac{z_E-z_I}{\Delta z}$	$\frac{\phi_{Richt.,E}-\phi_{Richt.,I}}{\Delta\phi_{Richt.}}$
$\overline{X}$	-0.24	0.05	0.01
σ	0.95	1.09	1.21

Die einzelnen Werte sind jeweils verträglich mit einem Mittelwert von $\overline{X} = 0$ und einer Breite von $\sigma = 1$.

In den Fällen, wo keine Spurverbindung zwischen Spurkammerspur und Spur im Eisen zustandekommt, weist meist ein Parameter eine zu große Abweichung auf, so daß $P(\chi^2) < 0.0001$ gilt. Der Grund hierfür ist entweder, daß dieser Parameter in Spurkammer bzw. Eisen falsch rekonstruiert worden ist bzw. daß der entsprechende Fehler unterschätzt wird.

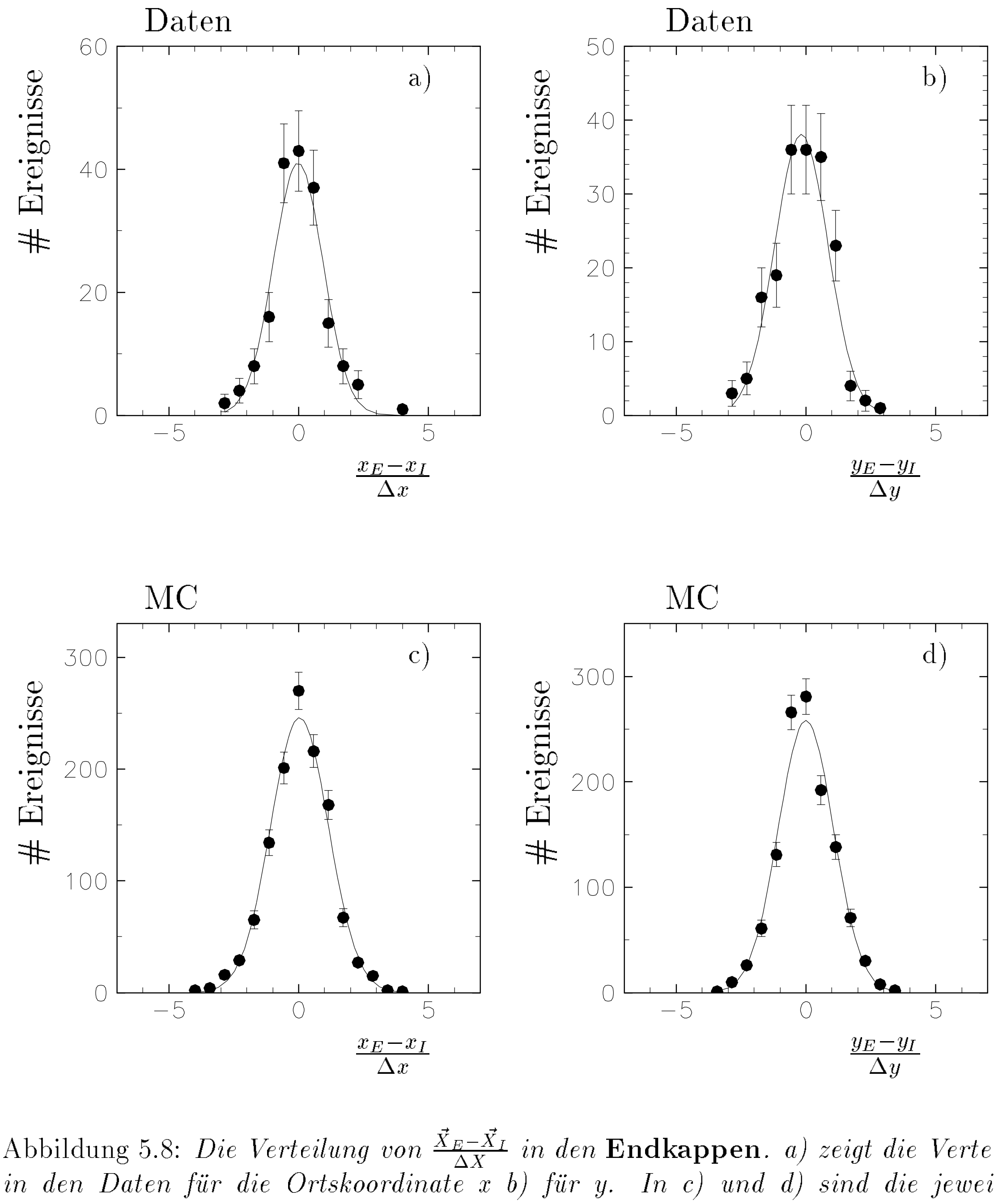


Abbildung 5.8: *Die Verteilung von* $\frac{\vec{X}_E - \vec{X}_I}{\Delta X}$ *in den* **Endkappen**. *a) zeigt die Verteilung in den Daten für die Ortskoordinate x b) für y. In c) und d) sind die jeweiligen Verteilungen für Monte-Carlo-Ereignisse dargestellt. Die durchgezogene Linie ist eine gaußförmige Anpassung (siehe Text).*

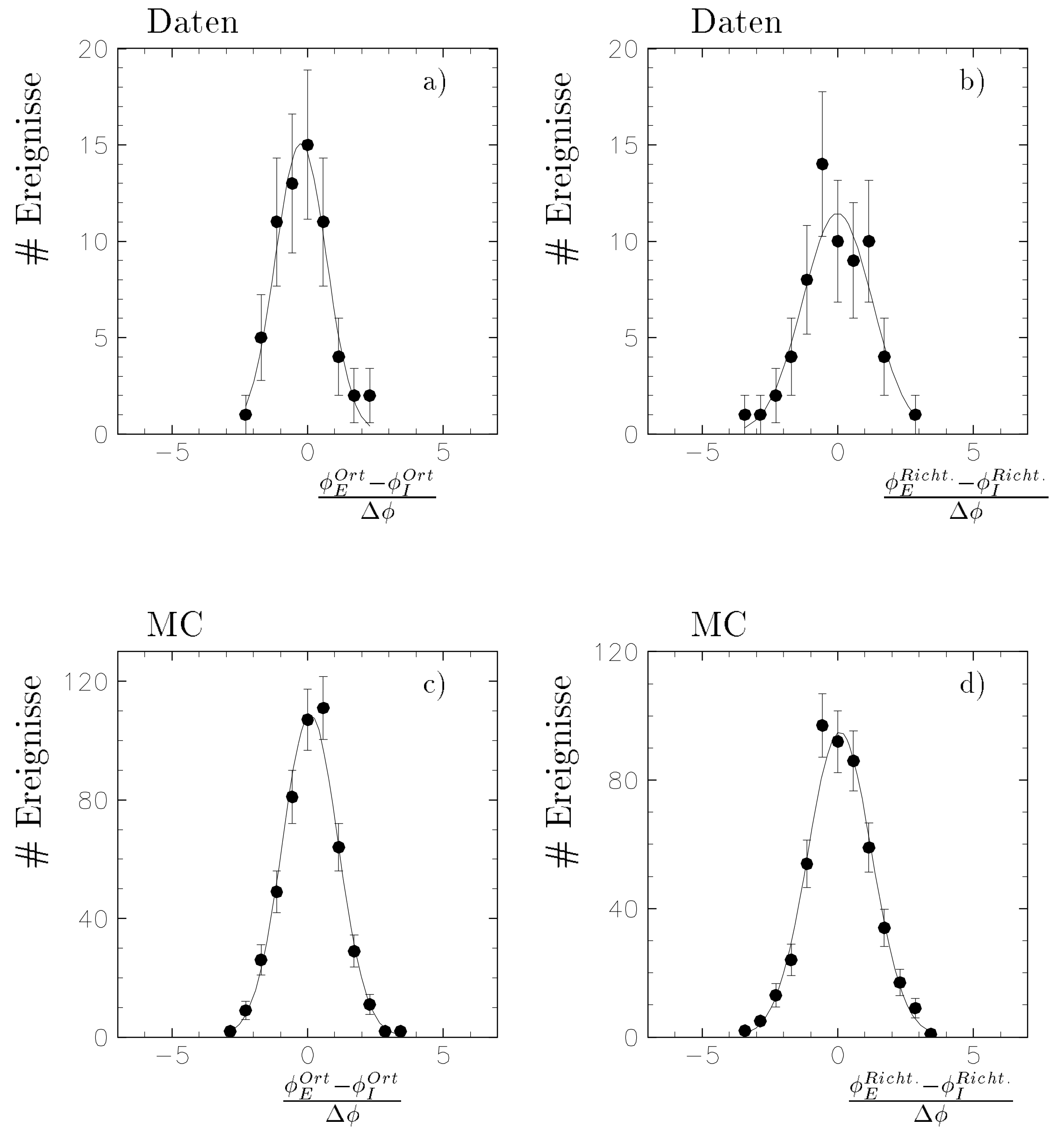


Abbildung 5.9: *Die Verteilung von* $\frac{\vec{X}_E-\vec{X}_I}{\Delta X}$ *im* **Zentralbereich**. *a) zeigt die Verteilung in den Daten für die Ortskoordinate* ϕ_{Ort} *und b) die Flugrichtung* $\phi_{Richtung}$ *. In c) und d) sind die jeweiligen Verteilungen für Monte-Carlo-Ereignisse dargestellt. Die durchgezogene Linie ist eine gaußförmige Anpassung (siehe Text).*

Die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ der Spurverbindungen, die in Gleichung 5.7 definiert ist, sollte bei normalverteilten Parametern eine Gleichverteilung ergeben. In Abbildung 5.10 a) ist für Daten (Punkte) und Monte-Carlo Ereignisse (durchgezogene Linie) die $P(\chi^2)$-Verteilung dargestellt. Diese stimmen im Rahmen der Fehler mit einer Gleichverteilung überein. Lediglich bei kleinen Wahrscheinlichkeitswerten steigt die Verteilung leicht an. Bei diesen Ereignissen werden die Fehler **unterschätzt**.

Die Wahrscheinlichkeit, daß für eine rekonstruierte Spur im Eisen eine Spurverbindung akzeptiert wird, liegt für Myonen im Polarwinkelbereich von $20° \leq \theta \leq 160°$ bei $> 97.5\%$. In Abbildung 5.10 b) ist die Wahrscheinlichkeit, daß eine Eisenspur eine Verbindung erhält als Funktion des Polarwinkels θ dargestellt. Man erkennt, daß diese im gesamten dargestellten Polarwinkelbereich bei Werten $> 95\%$ liegt.

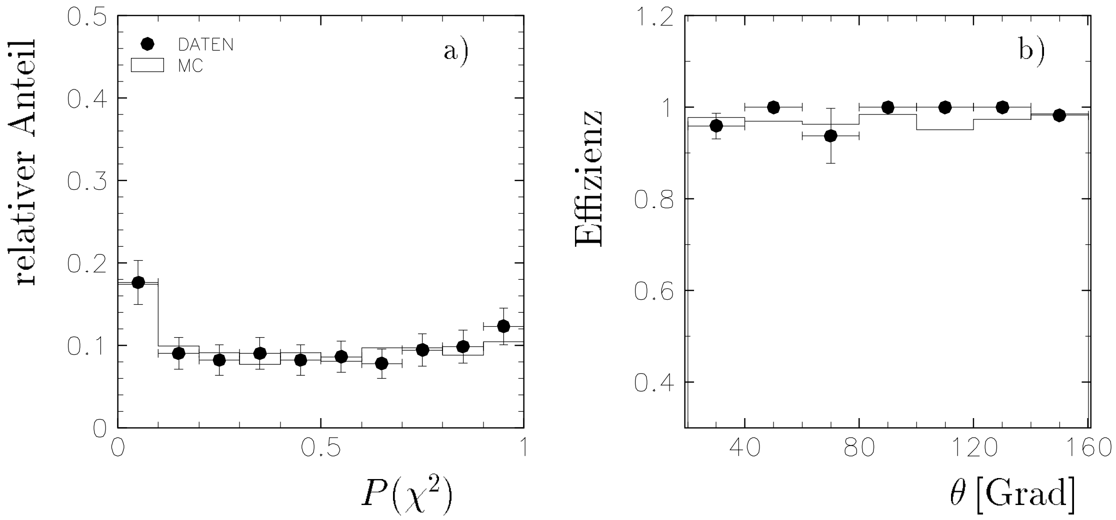


Abbildung 5.10: *a) $P(\chi^2)$ für akzeptierte Spurverbindungen und b) Wahrscheinlichkeit, daß eine Eisenspur eine Spurverbindung erhält als Funktion des Polarwinkels für J/ψ-2-Spur-Ereignisse.*

5.4.3 Fehlidentifikation von Hadronen

Hadronen können als Myonen fehlidentifiziert werden, wenn

- das Hadron sich wie ein minimalionisierendes Teilchen verhält, also im Kalorimeter nicht aufschauert und das instrumentierte Eisen erreicht,

  oder

- das Hadron (Pion oder Kaon) in ein Myon zerfällt.

Zur Abschätzung der Fehlidentifizierungsrate von Hadronen wurde ein Datensatz mit elastisch produzierten ρ^0-Kandidaten aus tiefinelastischen Streuprozessen aus der Datennahmeperiode 1995 verwendet. Die Ereignisse haben genau zwei Spuren, und dürfen nicht ausschließlich durch einen Eisentrigger ausgewählt worden sein. Die invariante Masse der zwei Spuren muß im Bereich der ρ^0-Masse liegen. Da ρ^0-Mesonen zu $\approx 100\%$ in Pionen zerfallen, handelt es sich bei den Spuren fast ausschließlich um Pionen. Die Impuls- und Winkelverteilung der Pionen ist ähnlich der Verteilung der Leptonen aus dem J/ψ-Zerfall.
In Abbildung 5.11 a) ist für Pionen mit einem Impuls von $P > 1.5\,\mathrm{GeV}$ die Wahrscheinlichkeit als Funktion des Polarwinkels θ dargestellt, daß sie im instrumentierten Eisen als Myon identifiziert werden ($P(\chi^2) > 0.0001$). Im Zentralbereich ($20° \leq \theta \leq 140°$) liegt die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit bei $\approx 0.1\%$. In diesem Bereich müssen die Pionen den hadronischen Teil des LAr-Kalorimeters durchqueren, in dem sie mit sehr großer Wahrscheinlichkeit einen hadronischen Schauer bilden.
Bei Polarwinkeln $\theta > 140°$ können die Pionen das instrumentierte Eisen häufiger erreichen, da sich in diesem Bereich wenig absorbierendes Material befindet. Die Fehlidentifizierunsrate steigt hier auf Werte bis zu $\approx 10\%$ an.
Die Wahrscheinlichkeit, daß eine *Eisenspur* eine Spurverbindung zu einer Spurkammerspur erhält, ist für diesen Datensatz kleiner als 30% im Polarwinkelbereich $20° \leq \theta \leq 160°$. Sie erhöht sich, wenn man den Schnittparameter auf $P(\chi^2)$ verringert.
In Abbildung 5.11 b) ist die $P(\chi^2)$-Verteilung für akzeptierte Spurverbindungen zwischen Spurkammersystem und instrumentiertem Eisen dargestellt. Bei etwa 35% der akzeptierten Spurverbindungen gilt $P(\chi^2) < 0.1$, während dieser Anteil bei Spurverbindungen von Myonen bei $\approx 17\%$ liegt (siehe Abb. 5.10 a.).

5.5 Leptonerkennung im LAr-Kalorimeter

Im LAr-Kalorimeter nachgewiesene Leptonen (Softwaremodul KATREC [79, 80]) werden in drei Qualitätsstufen eingeteilt, die davon abhängen, wie gut die einzelnen charakteristischen Merkmale die Schnittgrößen (siehe unten) erfüllen. Es werden *schwache*, *mittlere* und *gute* Leptonen klassifiziert.

5.5.1 Myonerkennung im Kalorimeter

Die Myonerkennung im instrumentierten Eisen ist erst für Teilchenenergien oberhalb von $2\,\mathrm{GeV}$ zu $> 50\%$ effizient (siehe Abb. 5.3 a). Um auch niederenergetische Myonen identifizieren zu können, kann man diese im LAr-Kalorimeter nachweisen. Die Schwierigkeit dabei ist, sie vom Pion- und Kaonuntergrund zu separieren. In Abbildung 5.6 kann man die Form der Energiedeposition erkennen, die Myonen im Kalorimeter hinterlassen. Im Gegensatz zu Myonen, die nur kleine Energiemengen auf ihrem Weg deponieren, schauern Hadronen im hadronischen Teil des Kalorimeters auf und depo-

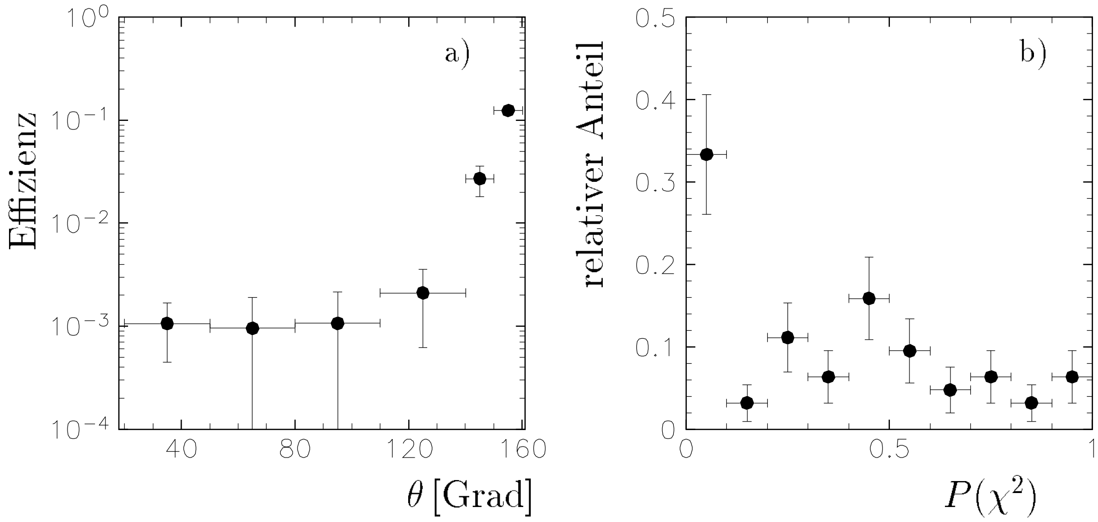


Abbildung 5.11: *Für Pionen aus dem ρ^0-Zerfall mit einem Impuls $P > 1.5\,GeV$ a) die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pion im instrumentierten Eisen als Myon nachgewiesen wird und b) die $P(\chi^2)$-Verteilung für akzeptierte Spurverbindungen*

nieren so in der Regel ihre gesamte Energie im Kalorimeter.
Für die Myonerkennung im LAr-Kalorimeter [79, 80] werden alle Spurkammerspuren mit einem Mindestimpuls von 0.5 GeV durch das Kalorimeter extrapoliert. Entlang dieses Weges wird nach Zellen, in denen Energie deponiert wurde, innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von 15 cm um die verlängerte Spur gesucht. Die wesentlichen Schnittgrößen zur Myonerkennung sind:

- Es wird eine Mindestanzahl von angesprochenen Lagen (≈ 3) im hadronischen Teil des Kalorimeters (Abstand < 15 cm) verlangt. Hierdurch wird sichergestellt, daß das Myon eine klar erkennbare Spur hinterlassen hat. Pionen unter 4 GeV werden durch diesen Schnitt zum großen Teil herausgefiltert.

- Die Energiedeposition im elektromagnetischen und hadronischen Teil des Kalorimeters und die Gesamtenergiedeposition entlang der extrapolierten Spur werden begrenzt (≈ 2.5 GeV), um Pionen höherer Energie zu unterdrücken.

- Das Teilchen muß insgesamt $\approx 90\%$ des LAr-Kalorimeters durchqueren, um als Myonkandidat akzeptiert zu werden.

5.5.2 Elektronerkennung im Kalorimeter

Ein Elektron schauert im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters auf und deponiert dort seine gesamte Energie. Im hadronischen Teil des Kalorimeters wird in aller Regel keine Energie deponiert.

Die Elektronerkennung im LAr-Kalorimeter funktioniert nach dem gleichen Schema wie die Myonerkennung in diesem Detektorteil: Es werden alle rekonstruierten Spuren aus den Spurkammern mit einem Minimalimpuls von 0.5 GeV in das Kalorimeter extrapoliert. Hier werden alle Energiedepositionen im Abstand von 15 cm im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters bzw. 30 cm im hadronischen Teil des Kalorimeters von der extrapolierten Spur registriert. Um Elektronen von Hadronen zu separieren, werden folgende Schnitte gewählt:

- Es wird eine minimale Spurlänge im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters verlangt. Die Energiedeposition im hadronischen Teil darf einen Maximalwert (≈ 0.5 GeV) nicht übersteigen.
- Es müssen mindestens drei Kalorimeterzellen angesprochen haben. Dieser Schnitt dient zur Rauschunterdrückung.
- Das Verhältnis der Kalorimeterenergie E zum Spurimpuls P muß einen Wert von $E/P = 0.7$ übersteigen. Je höher dieser Schnittwert gewählt wird, desto besser läßt sich der hadronische Untergrund abtrennen. Die Effizienz für Elektronen sinkt aber entsprechend.

Sowohl für die Myon- als auch für die Elektronerkennung im LAr-Kalorimeter werden bei der Entscheidungsfindung Methoden der Fuzzy-Logik [81] verwendet, d.h. für die aufgezählten Größen sind die angegebenen Schnitte nicht scharf, sondern es wird ein Toleranzbereich für einzelne Parameter zugelassen, wenn die anderen Parameter innerhalb der Toleranzen liegen [82].

5.6 Effizienz der Myonerkennung

Die Effizienzbestimmung für den Myonnachweis wird mit einem Datensatz aus J/ψ-2-Spurereignissen durchgeführt, bei dem in der Selektion mindestens ein nachgewiesenes Lepton (Myon) verlangt wird. Für die invariante Masse des 2-Spursystems wird gefordert, daß sie im J/ψ-Massenbereich liegt. Ferner wird verlangt, daß für beide Spuren gilt $P > 0.8$ GeV.
Für das zweite Lepton wird geprüft, ob es im Kalorimeter bzw. im Eisen als Myon nachgewiesen wird. Die im folgenden aufgezeigten Untersuchungen sind zur Erhöhung der Statistik mit den kombinierten Daten der Datennahmeperioden 1994 und 1995 durchgeführt worden, nachdem überprüft wurde, daß sich für die Daten der einzelnen

Jahre keine systematischen Unterschiede bezüglich der Effizienz der Leptonerkennung ergeben.

In Abbildung 5.12 ist die mit der beschriebenen Methode bestimmte Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen im **instrumentierten Eisen** als Funktion a) des Impulses und b) des Polarwinkels dargestellt. Die Effizienz bei Impulsen über 3 GeV steigt auf etwa 80% an. Im Polarwinkelspektrum bedeutet dieses, daß bei Polarwinkeln $\theta > 135°$ die Effizienz signifikant ansteigt, da Myonen in diesem Bereich meist einen Impuls haben, der sie das instrumentierte Eisen erreichen läßt. Im Zentralbereich liegt die Effizienz bei etwa 10%, da die Myonen, die aus dem Zerfall eines J/ψ-Mesons stammen, hier nur kleine Impulse besitzen und somit das instrumentierte Eisen häufig nicht erreichen.
In etwa komplementär zur Polarwinkeleffizienz im Eisen verhält sich der Nachweis im **Kalorimeter** (Abb. 5.12 c) und d)). Im Zentralbereich werden hier Effizienzwerte von $70-80\%$ erreicht, während man bei größeren Winkeln einen deutlichen Abfall beobachtet, da die Akzeptanz des Kalorimeters hier endet. Im Impulsspektrum erkennt man, daß bereits im Bereich zwischen $1-2$ GeV die Nachweiswahrscheinlichkeit auf etwa 70% ansteigt.
Um die an den Daten bestimmte Nachweiswahrscheinlichkeit im Kalorimeter an die Monte-Carlo Ereignisse anzupassen, wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit bei den simulierten Ereignissen um 15% reduziert.
Die Fehlidentifikationsrate von Hadronen im Kalorimeter liegt bei $\approx 5\%$ [79, 80].
Für die dargestellten Effizienzen des Myonnachweises im LAr-Kalorimeter wurde gefordert, daß das Myon mindestens das *mittlere* Kriterium erfüllt. Fordert man das *gute* Kriterium, so nimmt die Effizienz um $\approx 10\%$ ab, bei gleichzeitigem Absinken der Fehlidentifikationsrate. Für die Analyse der *inelastischen* J/ψ-Produktion gilt ein Myon als im Kalorimeter nachgewiesen, wenn es mindestens das *mittlere* Kriterium erfüllt.

In Abbildung 5.13 ist zum Vergleich dargestellt, in welchem Impuls- und Polarwinkelbereich die Myonen aus dem J/ψ-Zerfall nachgewiesen werden a) im Kalorimeter bzw. b) im instrumentierten Eisen.

In Abbildung 5.14 ist die Myonnachweiswahrscheinlichkeit ermittelt für **inelastische** J/ψ-Kandidaten aus den Datennahmeperioden 1994 und 1995 dargestellt. Bei dieser Methode zur Bestimmung der Effizienz wird die Myonerkennung im Kalorimeter mit Myonen überprüft, die im instrumentierten Eisen nachgewiesen wurden und entsprechend umgekehrt. Der Nachteil dieser Methode ist, daß man weder eine Effizienz für den Nachweis im instrumentierten Eisen bei großen Polarwinkeln angeben kann noch die Nachweiswahrscheinlichkeit im Kalorimeter bei kleinen Impulsen.
In Abb. 5.14 a.) ist die Myonnachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Impulses P dargestellt. Für den Nachweis im Kalorimeter zeigt sich auch mit dieser Methode, daß die Effizienz bereits bei kleinen Impulsen auf bis zu 80% ansteigt. Der Nachweis im instrumentierten Eisen steigt erst bei Werten über 3 GeV an, was mit dieser Methode aufgrund der geringen Statistik von Myonen im Zentralbereich mit entsprechenden Impulsen nicht gezeigt werden kann.

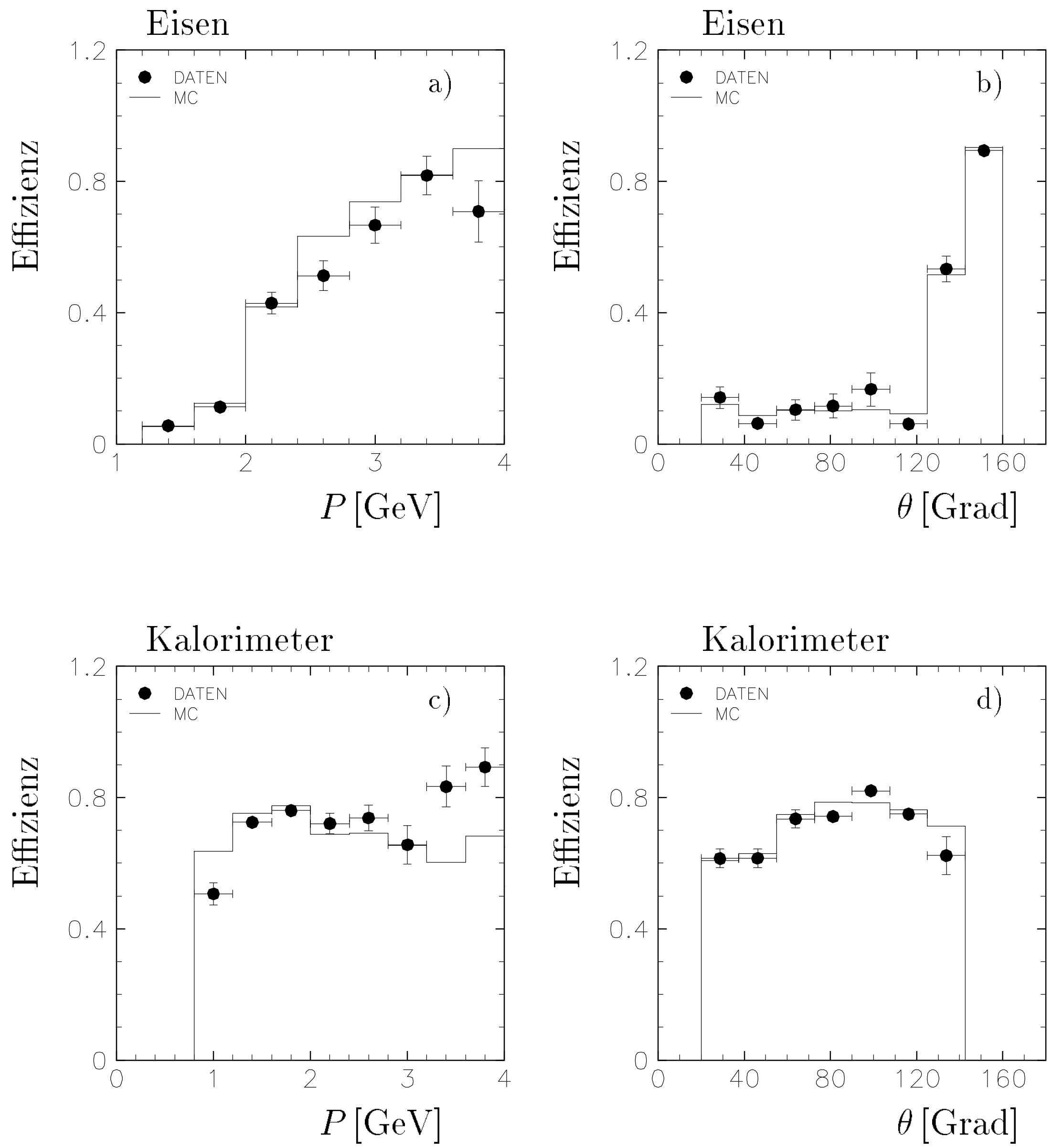


Abbildung 5.12: *Die Myonnachweiswahrscheinlichkeit bestimmt mit einem J/ψ-2-Spurdatensatz. Die Effizienz im instrumentierten Eisen ist als Funktion a) des Impulses bzw. b) des Polarwinkels abgebildet. In c) und d) ist die entsprechende Nachweiswahrscheinlichkeit im LAr-Kalorimeter dargestellt.*

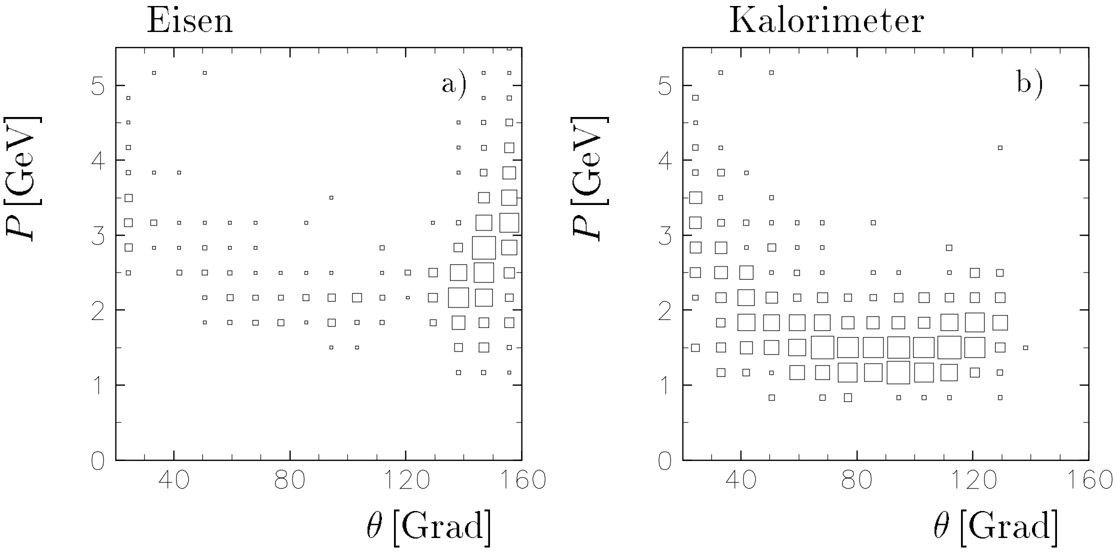


Abbildung 5.13: *Verteilung nachgewiesener Myonen aus dem J/ψ-Zerfall in der Impuls-Polarwinkelebene für a) den Nachweis im instrumentierten Eisen und b) den Nachweis im LAr-Kalorimeter. Es wurde die gleiche Ereignismenge verwendet wie für die Untersuchungen in Abbildung 5.12.*

Es ergeben sich als Funktion des Polarwinkels (Abbildung 5.14 b)) für den Nachweis im Kalorimeter Effizienzwerte von bis zu 80%. Im Eisen liegen diese bei etwa 10%. Die mit dieser Methode bestimmten Effizienzen sind im Rahmen der Statistik vergleichbar mit denen, die mit Hilfe der J/ψ-2-Spur-Kandidaten ermittelt wurden.

In Abbildung 5.15 ist die kombinierte Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen bestimmt mit 2-Spurereignissen abgebildet, d.h. es wird verlangt, daß ein Myon entweder im instrumentierten Eisen *oder* im Kalorimeter nachgewiesen ist. In a) ist die Effizienz als Funktion des Impulses dargestellt, in b) als Funktion des Polarwinkels. Bei Impulsen von $\approx 2\,\mathrm{GeV}$ liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit bereits bei 80% und steigt dann bei größeren Impulsen auf über 90% an. Die Myonnachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Polarwinkels liegt zwischen $70-80\%$. Bei großen Polarwinkeln (Myonen mit hohem Impuls in Rückwärtsrichtung) steigt sie auf etwa 90% an.
Die Daten sind mit den Monte-Carlo-Ergebnissen nach der oben erwähnten Anpassung in guter Übereinstimmung. Der systematische Fehler der Myonerkennung wird abgeschätzt zu 4%, indem die verbleibenden Unterschiede der an Daten bzw. für die simulierten Ereignisse bestimmten Effizienzen in den einzelnen kinematischen Bereichen gewichtet mit den jeweiligen Ereigniszahlen in diesem Bereich quadratisch addiert werden. Diese Vorgehensweise entspricht der zur Bestimmung der Fehler der Triggereffizienzen verwendeten Methode (Kap 4.3.2).

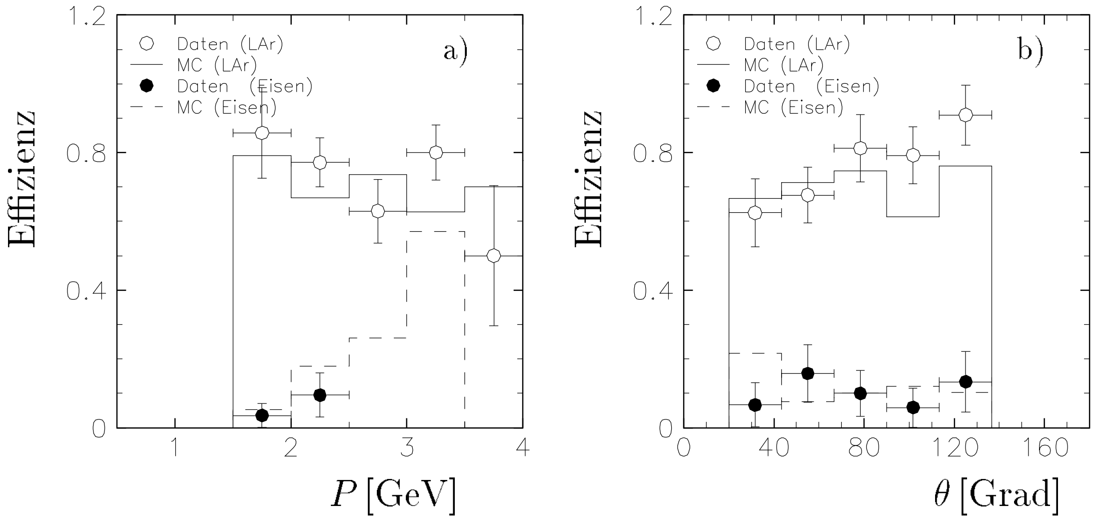


Abbildung 5.14: *Myonnachweiswahrscheinlichkeit im Eisen und im Kalorimeter als Funktion a) des Polarwinkels und b) des Impulses bestimmt mit* inelastischen *J/ψ-Ereignissen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit im Kalorimeter wird durch offene Punkte repräsentiert, die im instrumentierten Eisen durch volle Symbole.*

Für den **Myonpaarnachweis** ergibt sich für alle J/ψ-Ereignisse bei Monte-Carlo Studien eine Effizienz von $\approx 50\%$ im Winkelbereich $20° \leq \theta \leq 160°$. Dieses entspricht einer effektiven Nachweiswahrscheinlichkeit von $\approx 70\%$ für ein Myon.

5.7 Effizienz der Elektronerkennung

Zur Bestimmung der Effizienz der Elektronerkennung wurde auf einen J/ψ-2-Spurdatensatz zurückgegriffen, bei dem ein Ereignis aufgrund nur *eines* nachgewiesenen Elektrons klassifiziert wurde.
In Abbildung 5.16 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit (mittleres Kriterium) für Elektronen als Funktion a) des Impulses und b) des Polarwinkels dargestellt. Es werden Daten mit Monte-Carlo Ereignissen verglichen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen steigt auf Werte bis etwa 90% an und zeigt keine signifikante Polarwinkel- bzw. Impulsabhängigkeit. Zur Anpassung der Monte-Carlo Ergebnisse an die Daten wurde die Elektronnachweiswahrscheinlichkeit bei den simulierten Ereignissen um 5% erniedrigt.
Für das gute Elektronkriterium sinkt die Effizienz um $\approx 10\%$ ab. Der systematische Fehler für die Elektronerkennung wird zu 3% abgeschätzt.

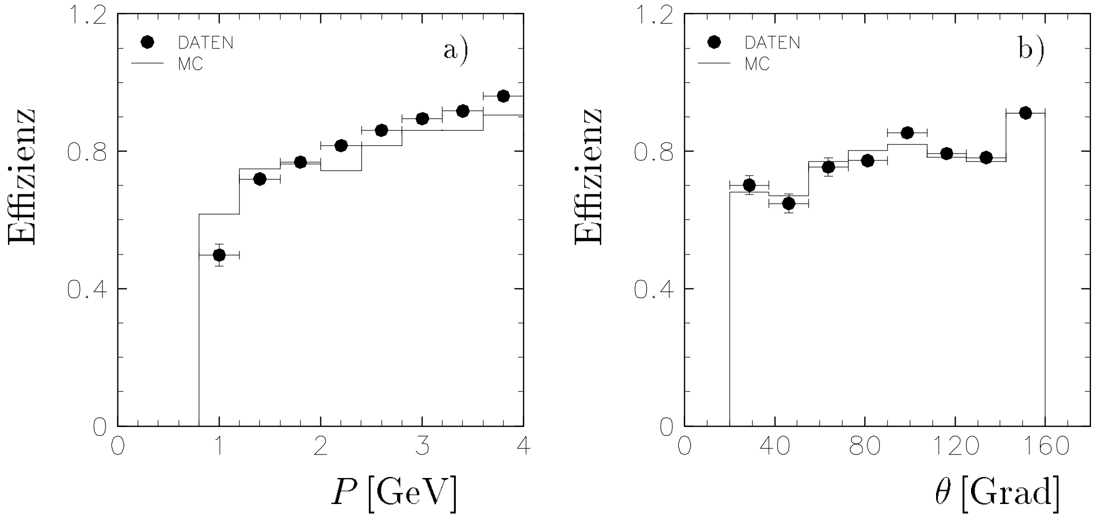


Abbildung 5.15: *Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für* **Myonen** *– nachgewiesen im instrumentierten Eisen* **oder** *im LAr-Kalorimeter (mittleres Kriterium) – als Funktion des Impulses a) und des Polarwinkels b) bestimmt mit einem J/ψ-2-Spur J/ψ-Datensatz.*

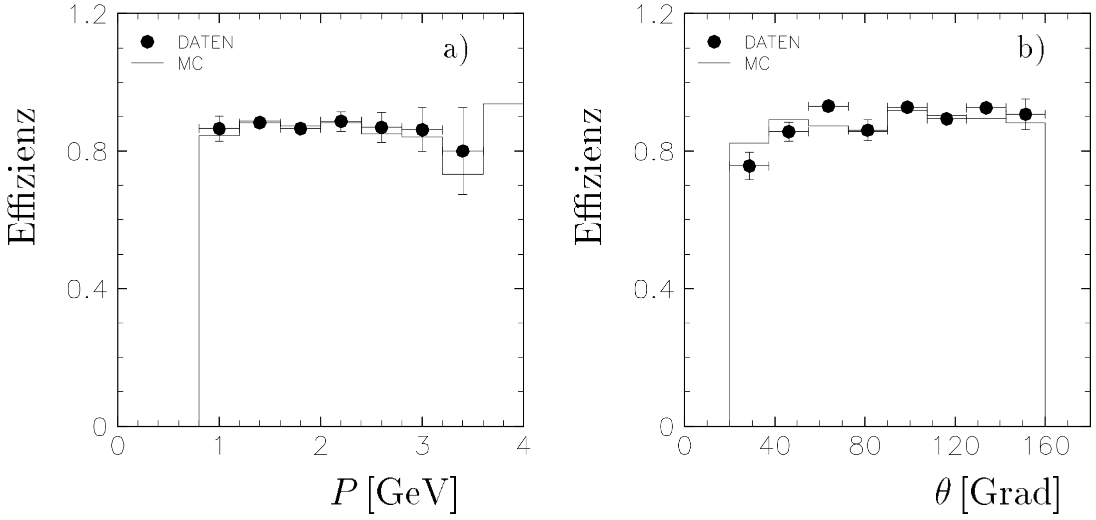


Abbildung 5.16: *Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen im LAr-Kalorimeter (mittleres Kriterium) als Funktion des Impulses a) und des Polarwinkels b) bestimmt mit einem 2-Spur J/ψ-Datensatz.*

5.8 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Verfahren zur Myonerkennung im instrumentierten Eisen bzw. im LAr-Kalorimeter und die Erkennung niederenergetischer Elektronen im LAr-Kalorimeter vorgestellt.
Zusammenfassend sind in Tabelle 5.1 die mittleren Werte der Effizienzen für die einzelnen Verfahren dargestellt einschließlich der Fehlidentifikationsrate von Hadronen.

Methode	mittlere Effizienz	Fehlidentifizierung
Myonerkennung (Zentralbereich)	75–80%	4%
Myonerkennung (Endkappe)	90%	$< 10\%$
Elektronerkennung	80-85%	5%

Tabelle 5.1: *Mittlere Effizienz und Untergrundkontamination für die Leptonerkennung. Im LAr-Kalorimeter wurde jeweils das mittlere Kriterium verlangt.*

Kapitel 6

Datenselektion

Die Datenselektion erfolgt bei H1 in mehreren Stufen:

- die Auswahl der Ereignisse auf der ersten Trigger-Stufe (L1)
- die Triggerverifikation auf der vierten Triggerstufe (L4)
- die Schnitte, die zur Klassifikation der Ereignisse nach der vollständigen Rekonstruktion durchgeführt werden (L5)
- die Vorselektion
- die endgültigen Analyseschnitte.

Eine Übersicht der H1-Selektionskette ist in Abbildung 6.1 dargestellt.

Der Hauptanteil an selektierten inelastischen J/ψ-Kandidaten sind Ereignisse mit myonischem Zerfall, da diese Ereignisse durch die Myonen im Endzustand klare Signaturen im Detektor aufweisen. Für die inelastische J/ψ-Produktion mit elektronischem Zerfall sind erst seit dem Jahr 1995 effiziente Trigger installiert worden.

In Abbildung 6.2 sind die Anzahlen der für die Analyse verwendeten Ereignisse der inelastischen J/ψ-Produktion mit myonischem Zerfall des J/ψ-Mesons für das Jahr 1994 a) bzw. 1995 b) in Intervallen der integrierten Luminosität dargestellt.

Es ergibt sich, daß die Ereigniszahl pro Luminositätsabschnitt für die Datennahmeperiode 1994 im Rahmen der statistischen Fehler nahezu konstant ist. Dieses deutet an, daß während der gesamten Datennahmeperiode die Detektorbedingungen qualitativ gleichwertig waren.

Für die Datennahmeperiode 1995 ergibt sich ein ähnliches Verhalten, wobei es auch zum Ende der Datennahmeperiode des öfteren Testläufe für neu installierte Detektorkomponenten gab. Für die Ereigniszahl pro Luminositätsabschnitt zeigt sich, daß die Ereigniszahlen für die inelastische J/ψ-Produktion annährend konstant sind, während für die gesamte J/ψ-Produktion die Ereigniszahlen aufgrund der sich häufig ändernden *Skalierungsfaktoren* bestimmter Subtrigger nicht konstant ist.

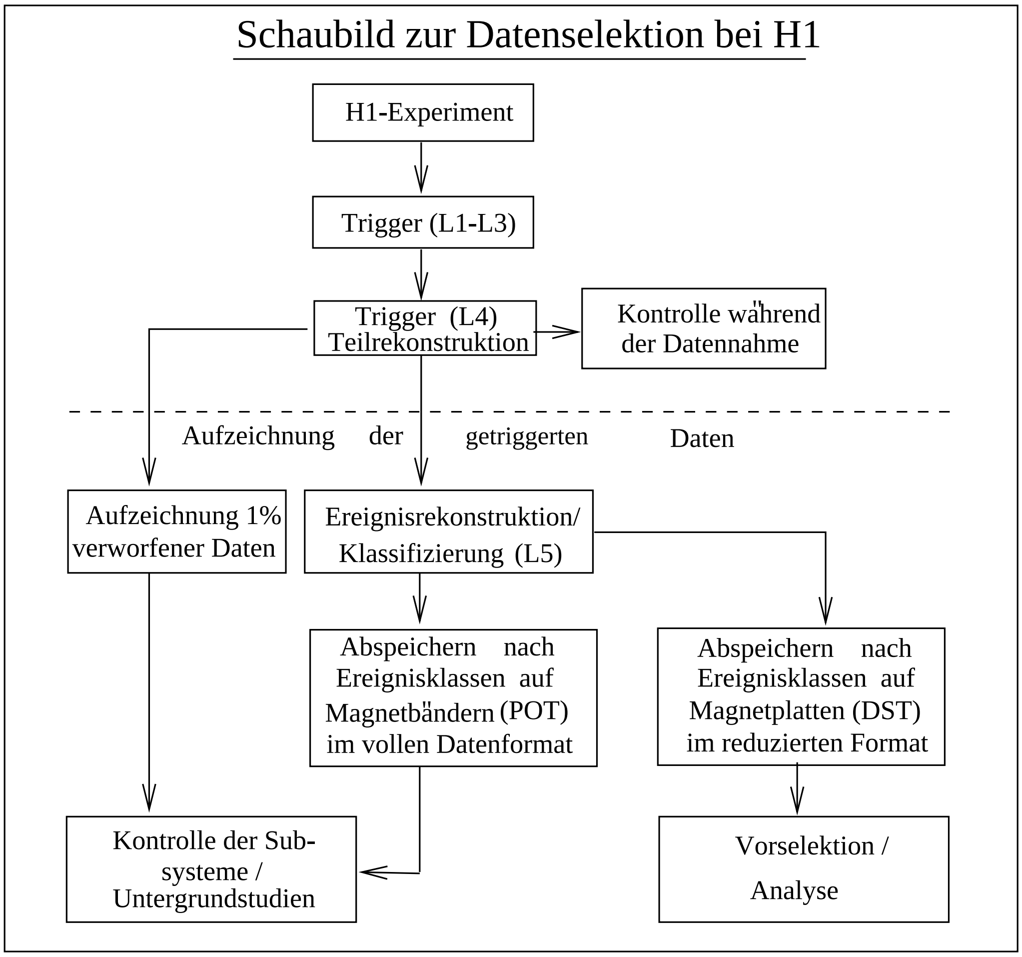


Abbildung 6.1: *Schaubild zur Datenselektion bei H1.*

6.1 Selektion auf der Triggerstufe L1

Der Hauptteil der inelastischen J/ψ-Ereignisse mit **myonischem** Zerfall wird von den Myontriggern S18, S19 und S22 ausgewählt. Weitere Beiträge kommen von den Topologietriggern S53 und S54, wobei bei der inelastischen Analyse der Trigger S54 nur relativ wenig beiträgt, da für diesen Trigger nur wenige Spuren zugelassen werden. Er trägt im wesentlichen zur Triggerung der elastischen J/ψ-Produktion bei [80].
Eine weitere Gruppe, die zur Triggerung von inelastischen J/ψ-Kandidaten beiträgt, sind die Trigger, bei denen das gestreute Positron im Elektronenkleinwinkeldetektor detektiert wird und dort ein Triggersignal ausgelöst wird. Das sind S83 und für die Datennahmeperiode 1995 S84 .

Für die Wirkungsquerschnittsanalyse im **myonischen** Zerfallskanal werden folgende Subtrigger verwendet:

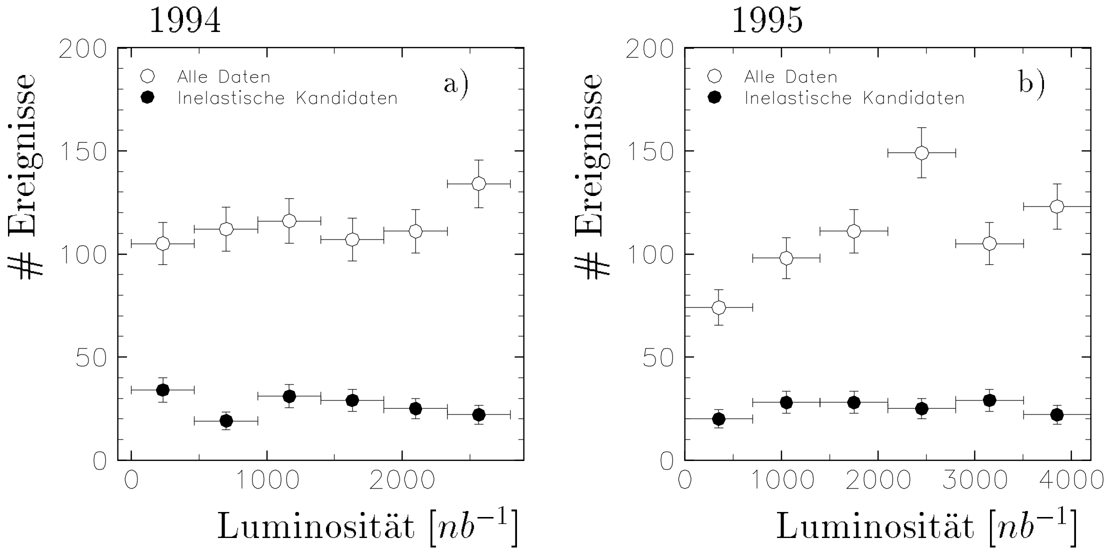


Abbildung 6.2: *Anzahl der J/ψ-Kandidaten in Abschnitten von einer integrierten Luminosität von* 500 *nb für die Datennahmeperiode a) 1994 bzw. b) 1995.*

- Myontrigger: **S18**, **S19**, **S22**
- Topologietrigger: **S54**
- Datennahmeperiode 1995: Elektronenkleinwinkeldetektor: **S84**

Die genaue Zusammensetzung dieser Trigger ist in Kapitel 4.3 aufgeführt. Bei diesen Triggern ist das Signal zu Untergrundverhältnis groß . Sowohl bei dem Subtrigger S53 als auch bei S83, die zur Bestimmung der Triggereffizienzen benutzt werden, hat man einen relativ großen Untergrundanteil bei der inelastischen J/ψ-Analyse. Diese Trigger sind sensitiv auf Photoproduktionsereignisse mit Erzeugung leichter Quarksorten, da nicht explizit ein Myon gefordert wird. Da diese Ereignisse häufig viele Spuren haben, kann es bei diesen leicht zu einer Fehlklassifikation eines oder mehrerer Hadronen als Myon kommen.

In Abbildung 6.3 sind die relativen Anteile dargestellt, mit denen die einzelnen Subtrigger zur Gesamtdatenmenge der selektierten inelastischen J/ψ-Mesonen beitragen. Hierbei sind nur Ereignisse ausgewählt, bei denen mindestens einer der oben genannten Subtrigger gesetzt ist. Das schraffierte Histogramm gibt die Verteilung für Monte-Carlo Ereignisse wieder. In Abbildung 6.3 a) ist die Subtriggerverteilung für die Datennahmeperiode 1994 dargestellt, in b) für 1995. Die Verteilungen für Daten und Monte-Carlo Ereignisse stimmen im Rahmen der Fehler überein. In der Datennahmeperiode 1995 sind $\approx 17\%$ der Ereignisse mit dem Subtrigger S84 ausgewählt worden.

Für die Analyse der inelastischen J/ψ-Produktion mit **elektronischem** Zerfall (1995) werden folgende Subtrigger benutzt, bei denen das Signal zu Untergrundverhältnis ausreichend groß ist:

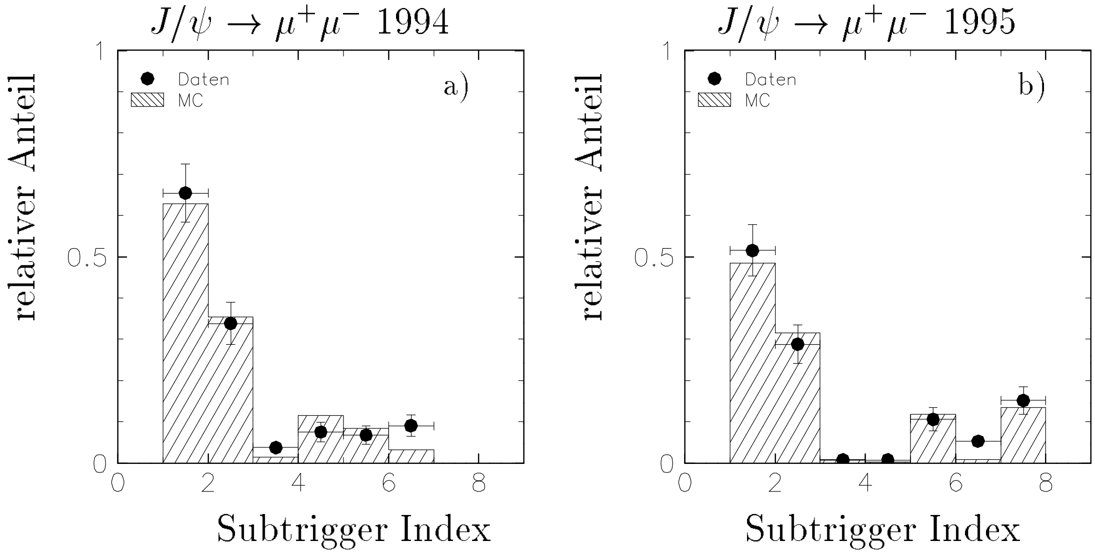
- Subtrigger für Ereignisse mit niedriger Spurmultiplizität: **S52**, **S54**. Diese Trigger tragen im Bereich großer z-Werte bei ($z > 0.7$)
- Elektrontagger: **S84**
- Kalorimeter und Spurtrigger für Vielspurereignisse: **S33**

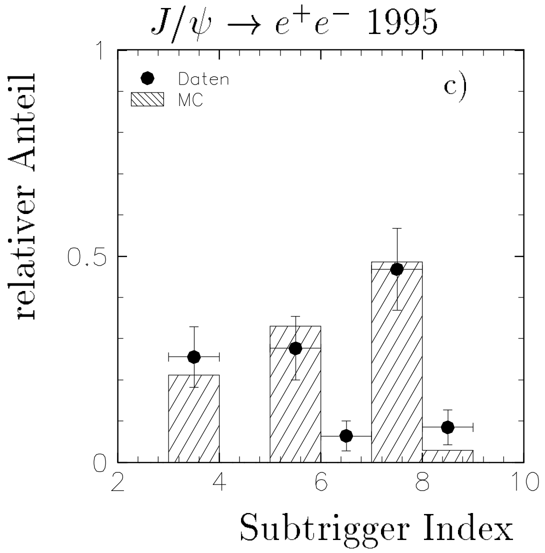
In Abbildung 6.3 c) ist gezeigt, daß etwa die Hälfte der zur Analyse verwendeten Ereignisse durch den Subtrigger S84 ausgewählt wurde. S52 und S54 tragen zu jeweils $\approx 25\%$ bei. Subtrigger 33 hat trotz seines hohen Skalierungsfaktors noch einen Anteil von $\approx 10\%$.

6.2 Schnitte auf der vierten Triggerstufe (L4)

Auf der vierten Triggerstufe (L4) werden einige Forderungen an das Ereignis gestellt, die dann anschließend auch bei der Ereignisklassifikation aus Gründen der Konsistenz gefordert werden bzw. die Schnitte werden dort noch weiter verschärft. Die auf L4 geforderten Schnitte sind:

- Eine Spur ist als *gut* klassifiziert, wenn sie aus mindestens 10 Treffern rekonstruiert wurde und ihr Anfangspunkt in der R-ϕ-Ebene maximal 30 cm vom Vertex entfernt ist. Für die L1 Triggerbedingung DC-Rϕ-T_a wird mindestens eine gute Spur verlangt, für DC-Rϕ-T_c mindestens drei gute Spuren.
- Für die Myontrigger wird gefordert, daß es eine rekonstruierte Spur im instrumentierten Eisen gibt, die in Richtung der Verlängerung einer *guten* Spurkammerspur liegt. Für eine Eisenspur wird zusätzlich gefordert, daß die Rückextrapolation der Spur in den Zentraldetektor (siehe Anhang A) in der x-y-Ebene und der R-z-Ebene (Zentralbereich) bzw. in der y-z- und x-z-Ebene (Endkappenbereich) nicht mehr als 100 cm vom nominellen Vertex entfernt liegt. In den Endkappen müssen mindestens drei (vordere Endkappe: sechs) Lagen im Eisen angesprochen haben, im Zentralbereich mindestens zwei Lagen. Ferner muß die Spur in den ersten fünf Eisenlagen beginnen. Hiermit werden von oben in den Detektor kommende kosmische Myonen unterdrückt, die nur wenige Lagen ins Eisen eindringen.
- Für die Subtrigger S18, S19, S22 und S54 wird ein Veto gesetzt, wenn das Ereignis als kosmisches Myon identifiziert wird. Der hierfür verwendete Algorithmus prüft, ob es zwei gegenüberliegende Spuren im Zentralbereich des instrumentierten Eisen gibt, die in der Rz-Projektion auf einer Geraden liegen.





Index	Subtrigger
1:	S18 oder 22
2:	S19
3:	S52
4:	S53
5:	S54
6:	S83
7:	S84
8:	S33

Abbildung 6.3: *Relativer Anteil einzelner Subtrigger an der Gesamtereignismenge. Die Daten werden durch Punkte symbolisiert, die Monte-Carlo Ereignisse durch das schraffierte Histogramm. a) und b) zeigen die Verteilungen für den myonischen Zerfallskanal der Datennahmeperioden 1994 (a) bzw. 1995 (b). c) zeigt die Subtriggerverteilung für den elektronischen Zerfallskanal für das Jahr 1995.*

- Für die Topologietrigger S53 und S54 wird ein Algorithmus zum Auffinden von Strahlgasereignissen verwendet. Dieser berechnet mit den Spuren und den Kalorimeterzellen die Größen $\sum(E-P_z)$ bzw. $\sum P_z$, wobei E die Teilchenenergie und P_z die z-Komponente des Impulses ist, Es wird ein Veto gesetzt, wenn bei großen Werten von $\sum P_z$ die Größe $\sum(E-P_z)$ klein ist. In diesem Fall geht der Energiefluß überwiegend in Vorwärtsrichtung, was ein Indiz für protoninduzierten Untergrund ist.

Die auf der vierten Triggerstufe geforderten Schnitte werden auf Monte-Carlo Ereignisse ebenfalls angewendet. Es zeigt sich, daß weniger als 2% der Ereignisse mit mindestens einem gesetzten Trigger, die alle Analyseschnitte erfüllen, von der vierten Triggerstufe verworfen werden.

6.3 Klassifikation (L5)

Alle von der vierten Triggerstufe akzeptierten Ereignisse werden auf Magnetbänder geschrieben. Anschließend werden diese der vollständigen Rekonstruktion unterzogen (siehe Kapitel 2.6). Basierend auf den rekonstruierten Größen werden die Ereignisse dann klassifiziert, d.h. es wird geprüft, ob sie den Anforderungen einer physikalischen Klasse genügen. Die zur Analyse der J/ψ-Produktion verwendeten Klassen[1] sind durch folgende Bedingungen definiert:

1. mindestens eine gute Eisenspur (gleiche Qualitätskriterien wie auf L4; siehe Abschnitt 6.2) mit einer Verbindung zu einer Spur in den Spurkammern. Die χ^2-Wahrscheinlichkeit muß dabei größer als $P(\chi^2) > 0.001$ sein.

2. mindestens zwei nachgewiesene Myonen oder Elektronen im Kalorimeter oder im instrumentierten Eisen. Für den Leptonnachweis im Kalorimeter muß mindestens das mittlere Kriterium erfüllt sein. Für den Nachweis im instrumentierten Eisen gelten die gleichen Kriterien wie unter Punkt 1) aufgeführt. Werden beide Leptonen im Kalorimeter nachgewiesen, muß eines der Leptonen mindestens das mittlere Kalorimeterkriterium und das andere das gute Kriterium erfüllen (siehe Kapitel 5.5).

3. mindestens ein nachgewiesenes Lepton und maximal fünf Spuren im Zentraldetektor und höchstens 200 Drahttreffer in der zentralen Spurkammer.

4. mindestens ein nachgewiesenes Lepton und genau zwei Spuren im gesammten Spurkammersystem.

---

[1] FPACK-Klasse **CSEMU** für den myonischen Zerfallskanal und **CJPSI** für den elektronischen Zerfall

Nachgewiesene Leptonen basieren in allen Fällen auf einer vertexangepaßten Spur im Spurkammersystem. In der zentralen Spurkammer wird zusätzlich verlangt, daß mindestens 10 Drahttreffer zu der Spur assoziiert sind. Im Vorwärtsspurdetektor werden mindestens zwei angesprochene Module verlangt. Hierdurch wird eine ausreichende Spurqualität sichergestellt.

Insgesamt sind für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 jeweils etwa $\approx 2 \times 10^6$ Ereignisse durch die angegebenen Schnitte selektiert worden. Die Ereignisse für die **inelastische** J/ψ-Analyse werden aus den Ereignissen selektiert, die Punkt 2) erfüllen.

6.4 Runselektion

Zur konsistenten Bestimmung von Analyseeffizienzen ist es notwendig, nur solche Ereignisse zuzulassen, bei denen alle zur Analyse verwendeten Systeme des H1-Detektors funktionsfähig waren. Daher wird für jedes Ereignis der aktuelle Status der Hochspannung für die einzelnen Detektorkomponenten aufgezeichnet. Für die Analyse des Prozesses $ep \rightarrow e'J/\psi X$ werden die positiven Hochspannungskontrollworte folgender Systeme gefordert:

- Spurkammersystem (CIZ und COZ werden nicht explizit gefordert)
- Kalorimeter (LAr und BEMC bzw. SPACAL)
- zentrales Myonsystem
- Luminositätssystem

Ereignisse, bei denen mindestens ein Kontrollwort nicht gesetzt ist, werden von der Analyse ausgeschlossen.

Um die integrierte Luminosität bestimmen zu können, bei der alle für eine Analyse benötigten Detektorkomponenten funktionsfähig waren, wird bei H1 die Luminosität seit 1994 in kurzen Zeitintervallen (ca. alle $10\,s$) in einer Datenbank unter Angabe des Hochspannungsstatus in dieser Zeit abgespeichert. Der Vorteil gegenüber vorherigen Jahren liegt darin, daß man nur einzelne Abschnitte eines Runs[2] ausschließen muß, wenn ein System dort einen Ausfall der Hochspannung aufweist, während früher der gesamte Run verworfen werden mußte.

Die gesamte integrierte Luminosität für das Jahr 1994 (Positronläufe) ergibt sich zu:

$$\mathcal{L} = 3300 \pm 50\,\mathrm{nb}^{-1} \tag{6.1}$$

Nach Hochspannungskorrekturen ($\approx 13\%$) und Korrekturen auf die Satellitenteilchenpakete [84] ($\approx 4\%$) ergibt sich ein Wert von:

---

[2] Run: Abgeschlossene Datennahmeeinheit, die bis zu zwei Stunden lang ist.

$$\mathcal{L} = 2737.8 \pm 41\,\mathrm{nb}^{-1} \tag{6.2}$$

Im Jahr 1995 ergibt sich nach allen Korrekturen eine integrierte Luminosität von:

$$\mathcal{L} = 3926.4 \pm 59\,\mathrm{nb}^{-1} \tag{6.3}$$

6.5 Vorselektion und Analyseschnitte

1. Vorselektion

Für die Analyse der J/ψ-Produktion werden zunächst ausgehend von den Ereignissen, die eine der in Abschnitt 6.3 aufgeführten Bedingungen passiert haben, solche Ereignisse selektiert, die folgende Schnitte erfüllen:

- Zwei Leptonen im Polarwinkelbereich $20^\circ \leq \theta_{lep} \leq 160^\circ$ mit entgegengesetzter Ladung müssen nachgewiesen sein. In diesem Winkelbereich werden Spuren mit hoher Qualität rekonstruiert und der Untergrundanteil ist vergleichsweise niedrig.
- Für die Schwerpunktenergie im γp-System (siehe Kapitel 7.2) muß gelten:
  $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ im myonischen Kanal bzw.
  $50\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 140\,\mathrm{GeV}$ für die elektronische Analyse.
  Diese Schnitte ergeben sich aus dem Winkelschnitt auf die Leptonen. Der Bereich für die Elektronenanalyse ist kleiner gewählt, da der Untergrundanteil an den Rändern des $W_{\gamma p}$ Bereichs stark ansteigt.
- Für die Elastizität z (siehe Kapitel 3 bzw. 7.2) muß gelten: $0.3 \leq z \leq 1$.
- Es wird verlangt, daß für die invariante Masse M_{ll} des Leptonpaares $M_{ll} \geq 2\,\mathrm{GeV}$ gilt.
- Ein Akollinaritätsschnitt auf das Leptonpaar als Schnitt gegen kosmische Myonen wird angewendet, d.h. die Leptonen dürfen maximal einen Öffnungswinkel von 177^o haben.

Nach diesen Schnitten verbleiben für die Datennahmeperioden 1994 bzw. 1995 je etwa 2500 Ereignisse im Datensatz für den myonischen Zerfallskanal und $\approx$ 2000 im elektronischen in 1995.

2. Analyseschnitte

Um die *Photoproduktionsereignisse* der inelastischen J/ψ-Produktion zu selektieren wird weiter verlangt:

- Es darf kein gestreutes Positron im Kalorimeter gefunden werden, d.h. Ereignisse mit einem Energiecluster mit mehr als 8 GeV werden verworfen. Dieses bedeutet für die Datennahmeperiode 1994 einen Schnitt auf Q^2 von $Q^2 > 3.5$ GeV und für 1995 von $Q^2 > 1$ GeV, wie die in Abbildung 6.4 dargestellten Monte-Carlo Untersuchungen zeigen.
- Es wird mindestens eine weitere Spur im Spurkammersystem neben den Myonspuren verlangt mit einem Impuls $p > 0.3$ GeV, um sicherzustellen, daß es sich nicht um elastische J/ψ-Ereignisse handelt. Als zusätzliche Spuren werden auch Spuren akzeptiert, die keine Vertexanpassung besitzen. In diesem Fall müssen Spuren aus dem Vorwärtsspurkammersystem mindestens in zwei Modulen Treffer haben und Zentralspuren mindestens zehn Treffer und ein rekonstruiertes DCA von $DCA < 3$cm.
- Der selektierte z-Bereich ist: $0.45 \leq z \leq 0.9$
- Mindestens einer der in Abschnitt 6.1 aufgeführten Subtrigger muß gesetzt sein.

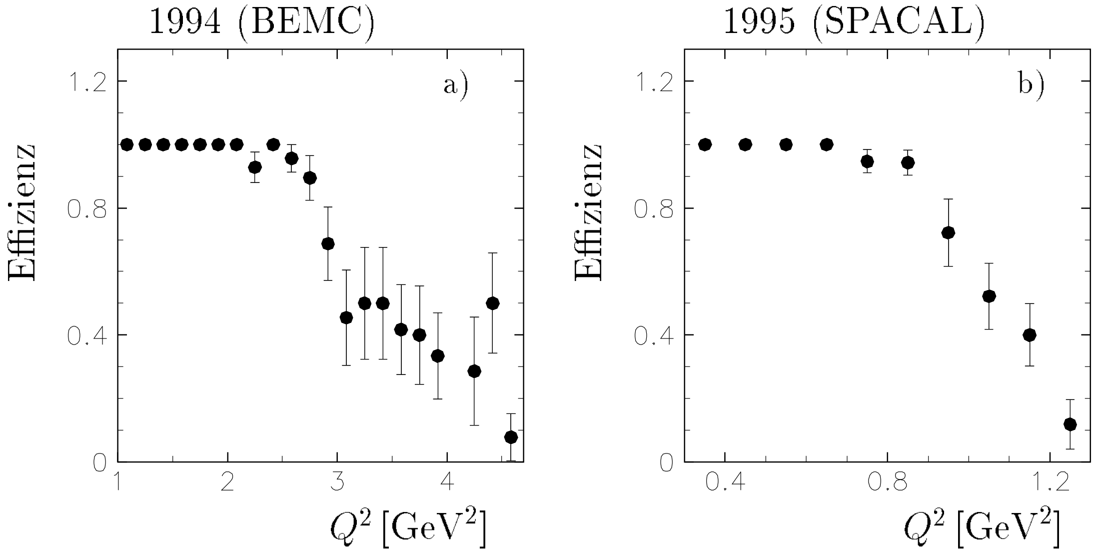


Abbildung 6.4: *Effizienz des zur Definition von Photoproduktionsereignissen gewählten Schnittes von $E_{Cluster} < 8\,GeV$ als Funktion von Q^2 für die Datennahmeperiode a) 1994 und b) 1995.*

Die Massenverteilung für den **myonischen** Zerfallskanal für Ereignisse mit ungleichnamiger Ladung mit den oben angegebenen Analyseschnitten für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 ist in Abbildung 6.5 (oben) dargestellt. Paßt man eine Gaußfunktion und ein Polynom zur Untergrundmodellierung an, so ergibt sich ein Zentralwert

von 3.09 ± 0.01 und eine Breite von 70 MeV. Die Breite der Verteilung ist eine Folge der Impulsauflösung in der Spurkammer und sie ist vergleichbar mit der Breite von 65 MeV, die man bei Monte-Carlo-Studien erhält.
Der Untergrund kann quantitativ gut beschrieben werden durch 2-Myonereignisse mit gleichem Ladungsvorzeichen, die sonst die gleichen Analyseschnitte erfüllen. Es handelt sich hierbei überwiegend um Photoproduktionsereignisse mit als Myonen fehlidentifizierten Hadronen.
Für die Datennahmeperiode 1994 erfüllen 132 Ereignisse die beschriebenen Schnitte und liegen im Signalfenster[3] (siehe Kapitel 8.1.3). Im Jahr 1995 sind es 133 Ereignisse. Der Untergrundanteil beträgt jeweils ≈ 25%.

Für den Zerfallskanal $\mathbf{J/\psi \rightarrow e^+e^-}$ konnte aus den Daten der Datennahmeperiode 1995 erstmals ein eindeutiges inelastisches J/ψ-Signal nachgewiesen werden unter Verwendung der in Abschnitt 6.1 angegebenen Subtrigger. Die Massenverteilung der Ereignisse mit zwei nachgewiesenen Elektronen im Endzustand ist in Abbildung 6.5 (unten) dargestellt. Es ergibt sich ein Signal mit etwa 24 Ereignissen über Untergrund.

In Abbildung 6.6 ist je ein Beispiel für ein inelastisches J/ψ-Ereignis aus dem myonischen bzw. elektronischen Zerfallskanal dargestellt.

6.6 Ereignisse mit hohem Q^2

Verlangt man, daß das gestreute Positron im (rückwärtigen) Kalorimeter nachgewiesen wird, so ergibt sich für die Datennahmeperiode 1995 (d.h. $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$) im Bereich $z < 0.9$ ein Gesamtsignal von 40 Ereignissen im Signalfenster im **myonischen** Zerfallskanal (siehe Abbildung 6.7). Für das Jahr 1994 (d.h. $Q^2 > 3.5\mathrm{GeV}^2$) liegen 11 Ereignisse im Signalfenster.
Verlangt man zusätzlich, daß mindestens einer der in Kapitel 6.1 aufgeführten Subtrigger angesprochen hat, das Ereignis also nicht ausschließlich aufgrund des Triggers durch das gestreute Positron akzeptiert worden ist, so verringert sich die Ereignismenge jeweils auf ≈ 40% des Gesamtsignals.
Die Ereignisse mit hohem Q^2 aus der Datennahmeperiode 1995 werden verwendet, um die Rekonstruktion kinematischer Größen zu überprüfen (siehe Kapitel 7.2).

---

[3] Das Signalfenster ist gewählt zu $(3.09 - 0.225)\,\mathrm{GeV} \leq M_{ll} \leq (3.09 + 0.225)\,\mathrm{GeV}$.

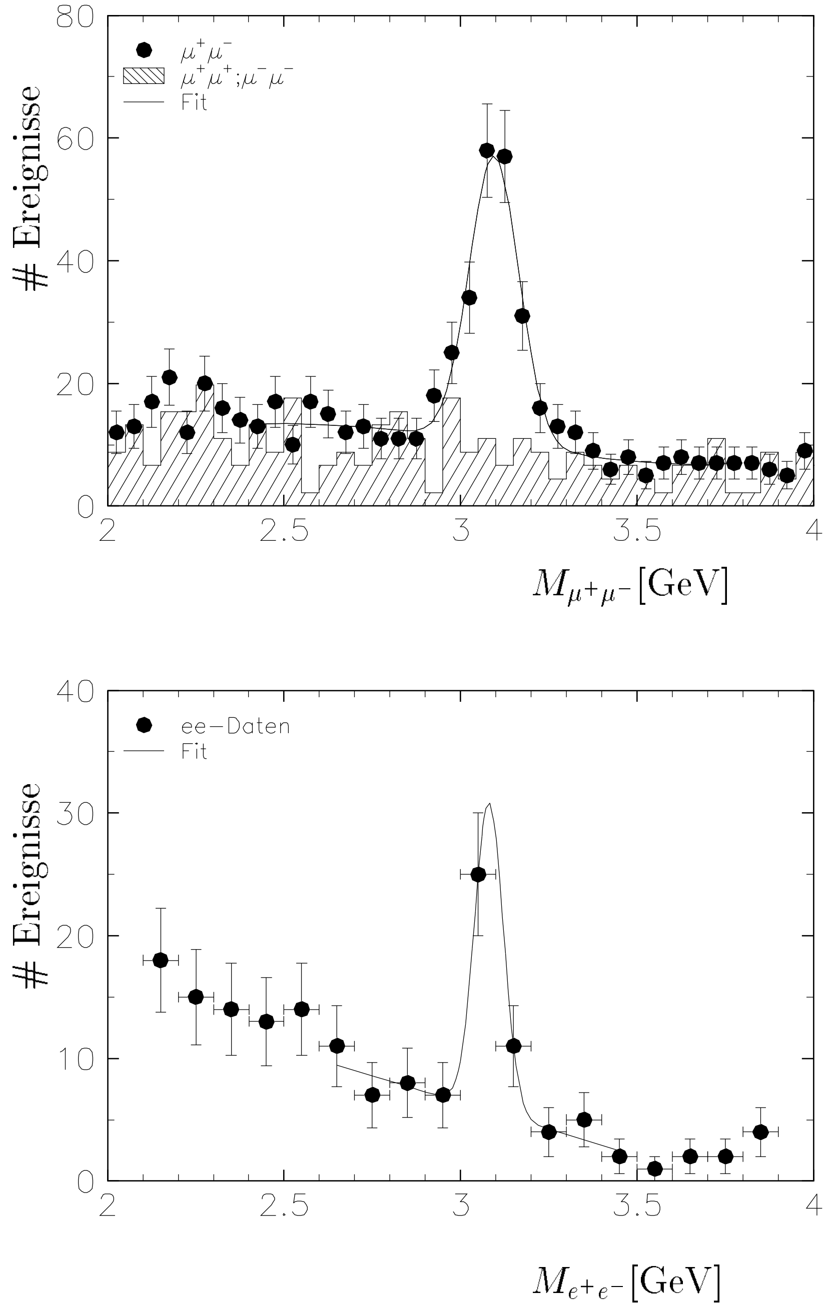


Abbildung 6.5: *Oben: Massenverteilung für 2-Myonereignisse im Bereich* $0.45 \leq z \leq 0.9$ *für die Datennahmeperioden 1994 und 1995. Ein gaußförmige Anpassung an die Ereignisse mit entgegengesetzter Ladung (durchgezogene Linie) ergibt einen Zentralwert von* 3.09 ± 0.01 *und eine Breite von* $70\,MeV$. *Unten: Massenverteilung für 2-Elektronereignisse im Bereich* $0.45 \leq z \leq 0.9$ *für die Datennahmeperiode 1995.*

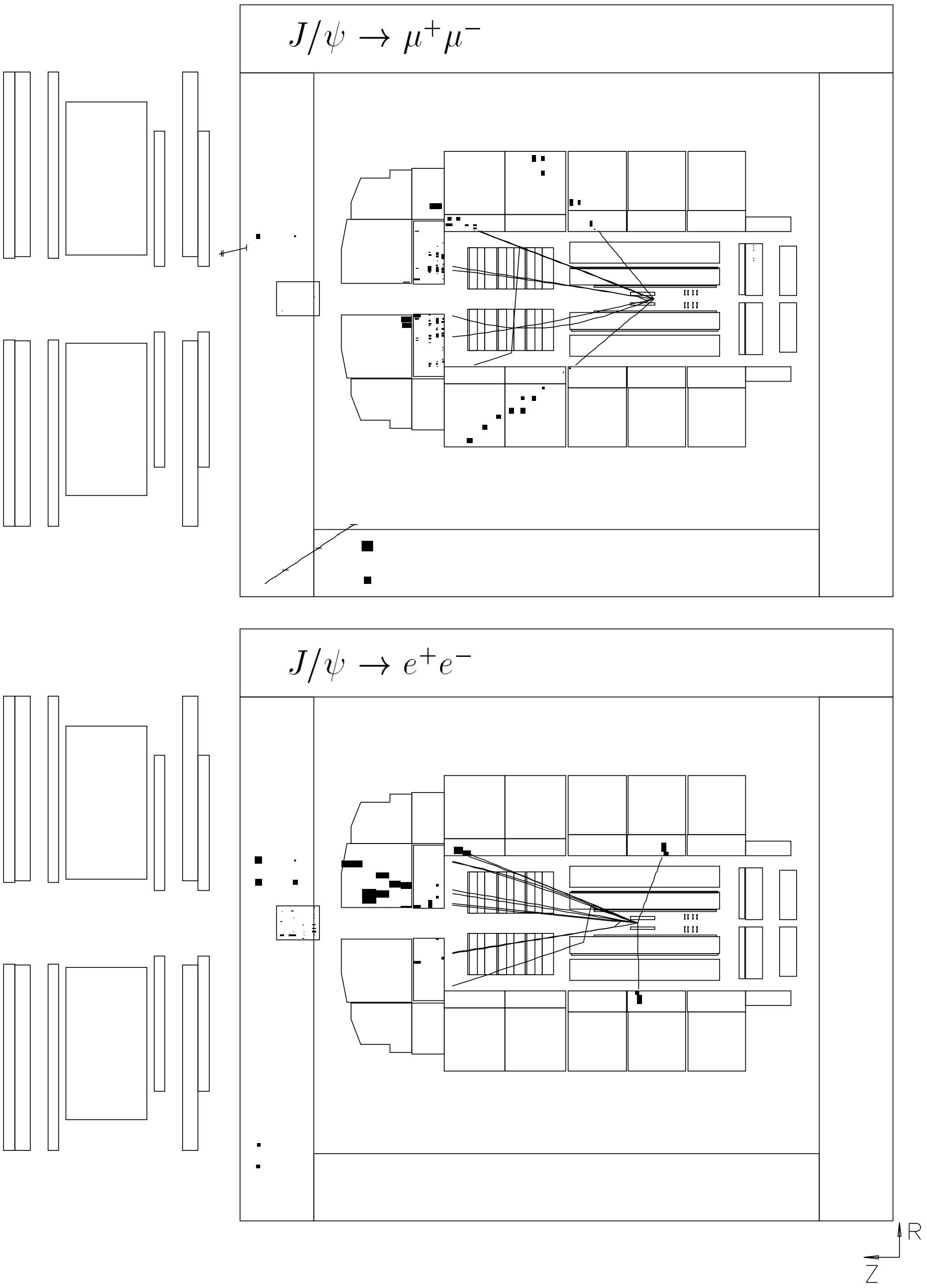


Abbildung 6.6: *Oben: Typisches inelastisches J/ψ-Ereignis mit myonischem Zerfall Ein Myon ist im instrumentierten Eisen nachgewiesen. Dieses hat einen rekonstruierten Impuls von 2.9 GeV. Das andere Myon mit 1.7 GeV ist im Kalorimeter nachgewiesen. Das rekonstruierte z hat einen Wert von $z = 0.78$, die γp-Schwerpunktenergie beträgt $W_{\gamma p} = 60\,GeV$. (Unten) inelastisches J/ψ-Ereignis im elektronischen Zerfallskanal. Das rekonstruierte z hat einen Wert von $z = 0.75$. Die γp-Schwerpunktenergie beträgt $90\,GeV$. Die Elektronen haben einen Impuls von $1.3\,GeV$ bzw. $2.4\,GeV$.*

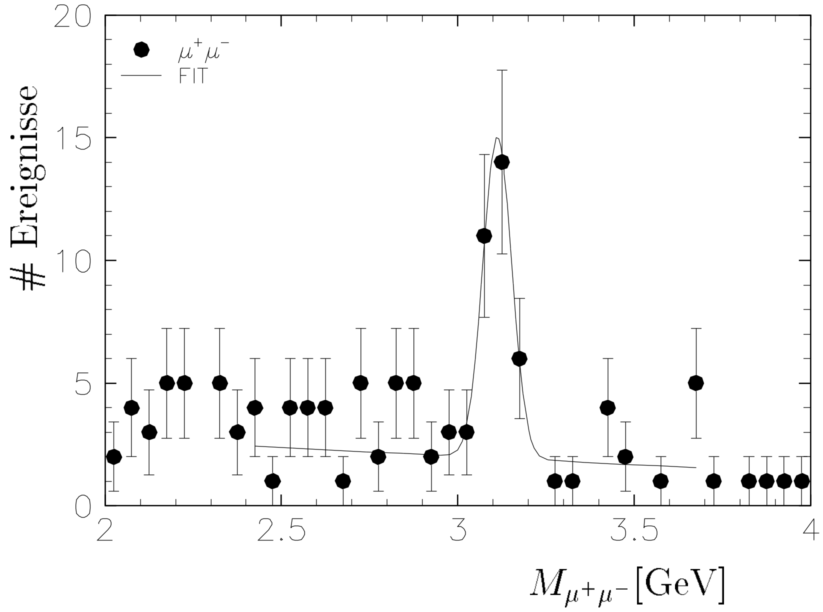


Abbildung 6.7: *Massenverteilung für 2-Myonereignisse im Bereich* $0.45 \leq z \leq 0.9$ *für die Datennahmeperioden 1995, bei denen das gestreute Positron im rückwärtigen Kalorimeter (SPACAL) nachgewiesen wurde* ($Q^2 > 1 GeV^2$).

6.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Selektionsstufen vorgestellt, ausgehend von der Datennahme, den Schnitten auf den einzelnen Triggerstufen, der Ereignisklassifikation nach vollständiger Rekonstruktion, den Schnitten, die zur Selektion von zwei Leptonkandidaten vorgenommen wurden und den endgültigen Analyseschnitten zur Analyse der inelastischen J/ψ-Produktion.
Die Ereigniszahlen an den einzelnen Punkten der Selektionskette für die Analyse des myonischen bzw. elektronischen Zerfallskanals sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Selektionsstufe	# Ereignisse 1994	# Ereignisse 1995
L1-getriggerte Ereignisse (alle)	$\approx 1 \times 10^8$	$\approx 1.5 \times 10^8$
L4-akzeptierte Ereignisse (alle)	$\approx 2.5 \times 10^7$	$\approx 4.5 \times 10^7$
L5 klassifizierte Ereignisse (alle)	$\approx 1.2 \times 10^7$	$\approx 2.5 \times 10^7$
L5 Myon- oder Elektronklasse	$\approx 1.6 \times 10^6$	$\approx 3.5 \times 10^6$
2-Myon Kandidaten ($\mu^+\mu^-$)	2523	2317
2-Elektron Kandidaten (e^+e^-)	–	2021
inelastische J/ψ-Kandidaten ($\mu^+\mu^-$)	132	133
inelastische J/ψ-Kandidaten (e^+e^-)	–	48
2-Spur J/ψ-Kandidaten ($\mu^+\mu^-$)	448	430
2-Spur J/ψ-Kandidaten (ee)	312	297

Tabelle 6.1: *Ereigniszahlen für die einzelnen Selektionsstufen bei der J/ψ-Analyse. Für die inelastischen J/ψ-Kandidaten ist verlangt, daß alle in diesem Kapitel beschriebenen Analyseschnitte (einschließlich Triggerselektion) erfüllt sind und die invariante Masse im Signalfenster liegt. Für die 2-Spur J/ψ-Kandidaten wird gefordert, daß es neben den Leptonen keine weiteren Spuren im Ereignis gibt [80].*

Kapitel 7

Kinematische Variablen und Ereignistopologien

Die meisten zur Analyse der inelastischen J/ψ-Produktion verwendeten kinematischen Größen wurden bereits in anderen Kapiteln vorgestellt. An dieser Stelle sollen alle Variablen zusammenfassend nochmals aufgeführt und ihre Rekonstruktion aus Daten beschrieben werden. Im zweiten Teil des Kapitels erfolgt ein Vergleich rekonstruierter Ereignisgrößen zwischen den selektierten Daten und simulierten Ereignissen, die den gleichen Selektionsschnitten unterzogen wurden wie die Daten.

7.1 Kinematische Variablen

Das negative Quadrat des Impulsübertrags am Positronvertex Q^2 ist gegeben als (siehe Kap. 2.1):

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \tag{7.1}$$

Hierbei sind k, k' der Viererimpuls des einlaufenden bzw. auslaufenden Positrons. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Photoproduktion von J/ψ-Mesonen untersucht, d.h. der Bereich $Q^2 \approx 0$. Es werden daher nur Ereignisse ausgewählt, bei denen das gestreute Positron nicht im Hauptdetektor nachgewiesen wurde. Dieses ist ein effektiver Schnitt von $Q^2 < 3.5\text{GeV}^2$ für die Datennahmeperiode 1994 und $Q^2 < 1\text{GeV}^2$ für 1995 (siehe Kap. 6.5). Nur ein kleiner Teil der gestreuten Positronen wird im Elektronenkleinwinkeldetektor nachgewiesen im Bereich $Q^2 \leq 0.006\,\text{GeV}^2$ (etag44). Zur Berechnung kinematischer Größen wird im weiteren $Q^2 = 0$ angenommen.

Die Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ im Positron-Proton-System ist gegeben durch:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(P_p + k)^2} \approx \sqrt{4E_pE_e} \tag{7.2}$$

P_p ist der Viererimpuls des einlaufenden Protons, E_P und E_e sind die Energien des Protons bzw. Positrons. Die Näherung ist gültig bei Vernachlässigung der Teilchenmassen.

Die Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ betrug in den Jahren 1994 und 1995 $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$.
Die Bjørken Variable y ist definiert als (Kap. 3):

$$y = \frac{P_p \cdot q}{P_p \cdot k} \tag{7.3}$$

Unter Vernachlässigung der Teilchenmassen ergibt sich:

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \cdot \frac{1 - cos\theta}{2} \tag{7.4}$$

E'_e ist die Energie und θ der Polarwinkel des gestreuten Positrons. Die Variable y kann nach der Methode von Jacquet-Blondel [86] aus den Teilchen im Endzustand des Ereignisses rekonstruiert werden gemäß folgender Relation:

$$y = \frac{\sum(E - P_z)}{2E_e} \tag{7.5}$$

Dabei ist E die Energie und P_z die z-Komponente des Impulses eines Teilchens. Die Summe erstreckt sich über alle Teilchen im Endzustand mit Ausnahme des gestreuten Positrons.

Für Photoproduktionsereignisse wird der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photon-Proton Schwerpunktenergie angegeben. Diese ist gegeben als:

$$W_{\gamma p} = \sqrt{(P_p + q)^2} = \sqrt{m_p^2 - Q^2 + 2P_p q} \approx \sqrt{ys} \tag{7.6}$$

Die Klassifizierung der J/ψ-Ereignisse in elastische und inelastische Produktionsmechanismen erfolgt mit Hilfe der Elastizität z (Kap 3):

$$z = \frac{P_p \cdot P_\psi}{P_p \cdot q} \tag{7.7}$$

P_ψ ist der Viererimpuls des J/ψ-Mesons. Bei elastischer J/ψ-Produktion gilt in guter Näherung $z = 1$, bei inelastischen Ereignissen gilt $z < 1$. Im Protonruhesystem gibt z den Energieanteil an, den das J/ψ-Meson vom Photon übernimmt. Unter Vernachlässigung der Protonmasse gilt:

$$z = \frac{E_\psi - P_{z,\psi}}{2E_e} \cdot \frac{1}{y} := y_\psi \cdot \frac{1}{y} \tag{7.8}$$

wobei E_ψ und $P_{z,\psi}$ Energie bzw. Impuls des J/ψ-Mesons in z-Richtung sind und y_ψ durch die Gleichung definiert wird.

Der Wirkungsquerschnitt für Photon-Gluon Fusionsereignisse in der γp Streuung hängt von der Gluondichte im Proton ab. x_g gibt den Impulsbruchteil an, den das vom Proton abgestrahlte Gluon am Protonimpuls hat und kann unter der Annahme, daß das abgestrahlte Gluon masselos ist, berechnet werden nach:

$$x_g = \frac{1}{ys}\left(\frac{(p^*_{t,\psi})^2}{z(1-z)} + \frac{m_\psi^2}{z} + Q^2\right) \tag{7.9}$$

Hierbei ist $p^*_{t,\psi}$ der Transversalimpuls des J/ψ-Mesons im Photon-Gluon Schwerpunktsystem. Bei Photoproduktionsereignissen werden sowohl das Photon als auch das Gluon in der Regel kollinear abgestrahlt, so daß man in guter Näherung den Transversalimpuls $p_{t,\psi}$ im Laborsystem verwenden kann [94]. Unter der Annahme $Q^2 \approx 0$ ergibt sich damit:

$$x_g = \frac{1}{ys}\left(\frac{p^2_{t,\psi}}{z(1-z)} + \frac{m^2_\psi}{z}\right) \qquad (7.10)$$

7.2 Rekonstruktion der Variablen

In diesem Abschnitt wird mit simulierten Ereignissen im *myonischen* Zerfallskanal aufgezeigt, mit welcher Genauigkeit die vorgestellten Variablen im Detektor rekonstruiert werden können. Zum Vergleich der generierten Größen mit den entsprechenden rekonstruierten werden solche Ereignisse verwendet, die nach der Detektorsimulation alle im Kapitel 6.5 aufgeführten Analyseschnitte erfüllen.

Rekonstruktion von y

Die Bestimmung von y dient in dieser Analyse hauptsächlich zur Berechnung der Photon-Proton Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ Zur Berechnung von y gemäß 7.5 wird über Spuren und Energiedepositionen im Kalorimeter summiert. Spuren, die zur Summation verwendet werden, müssen einen minimalen Impuls von 0.3 GeV besitzen und Spuren im Zentralbereich müssen mindestens 10 Treffer haben bzw. für Spuren im Vorwärtsspurkammersystem müssen mindestens zwei Module zur Rekonstruktion verwendet worden sein.

Um Mehrfachzählungen zu vermeiden (Spuren und Kalorimeter), werden Kalorimeterzellen, die in einem Zylinder mit einem Radius von 30 cm um in das Kalorimeter extrapolierte Spuren liegen, nicht zur Summenbildung verwendet. Da nur Photoproduktionsereignisse untersucht werden, muß das gestreute Positron nicht explizit ausgeschlossen werden.

In Abbildung 7.1 a) ist für Photon-Gluon Fusionsereignisse die Korrelation zwischen generiertem und rekonstruiertem Wert von y dargestellt. In Abbildung 7.1 b) ist die relative Abweichung des rekonstruierten Wertes für y vom generierten Wert $\Delta_y = \frac{y_{rek}-y_{gen}}{y_{gen}}$ als Funktion von y_{gen} dargestellt. Die Rechtecke zeigen die zweidimensionale Korrelation, die Punkte den Mittelwert von Δ_y als Funktion von y_{gen}. Die Fehlerbalken an den Punkten stellen die mittlere Streuung (σ) um den Mittelwert dar.

Der rekonstruierte Wert von y ist im Mittel um wenige Prozent kleiner als der generierte. Die Streuung um den Mittelwert liegt zwischen 15% bei kleinen und 10% bei großen y-Werten.

Wird das gestreute Positron im Detektor nachgewiesen, so kann y nach 7.4 berechnet werden (y_{SPACAL}) und liefert einen von der Simulation unabhängigen Vergleich. In Abbildung 7.2 a) ist für Ereignisse, bei denen das gestreute Positron im SPACAL nachgewiesen wurde, die Korrelation von y_{SPACAL} und dem mit der Methode von Jaquet-Blondel ermittelten Wert von y (y_{JB}) dargestellt. Wegen der geringen Statistik wurden elastische und inelastische J/ψ-Ereignisse in einem breiten Massenbereich von $2.7\,\mathrm{GeV} \leq M_{ll} \leq 3.5\,\mathrm{GeV}$ zur Analyse verwendet. In Abbildung 7.2 b) ist die relative Abweichung $\Delta_y = \frac{y_{JB}-y_{SPACAL}}{y_{SPACAL}}$ dargestellt. Eine an diese Verteilung angepaßte Gaußkurve hat einen Mittelwert von -0.04 und eine Breite von $\sigma = 0.21$. Diese mittlere Auflösung für y entspricht in etwa den Erwartungen, die sich aufgrund der Energieauflösung des SPACAL ergeben.

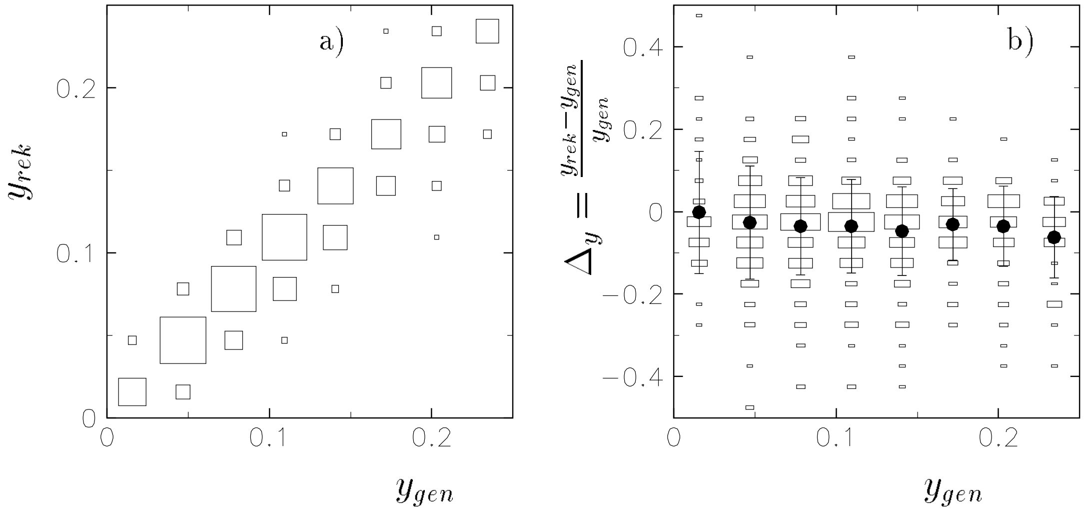


Abbildung 7.1: *a) Korrelation zwischen generiertem und rekonstruiertem y und b) die relative Abweichung Δ_y als Funktion von y_{gen} für simulierte J/ψ-Ereignisse, die alle Analyseschnitte erfüllen.*
Die Rechtecke zeigen die zweidimensionale Korrelation, die Punkte das mittlere rekonstruierte y als Funktion von y_{gen}. Die Fehlerbalken an den Punkten stellen die mittlere Streuung um den Mittelwert dar.

Rekonstruktion von $W_{\gamma p}$

Die Genauigkeit für die Rekonstruktion von $W_{\gamma p} = \sqrt{ys}$ folgt aus der Auflösung von y. Die relative Abweichung zwischen rekonstruiertem und generiertem Wert von $W_{\gamma p}$ ($\frac{W_{rek}-W_{gen}}{W_{gen}}$) beträgt im Mittel $\approx 2\%$ bei einer Streuung von $5-10\%$.

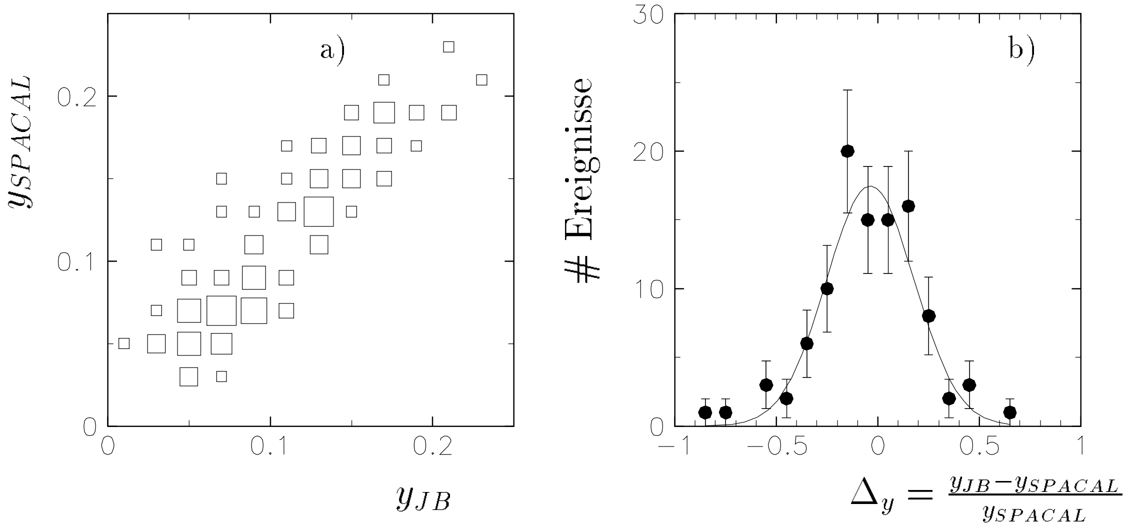


Abbildung 7.2: *a) Korrelation zwischen rekonstruiertem y von J/ψ-Ereignissen mit hohem Q^2, bei denen das gestreute Positron im SPACAL nachgewiesen worden ist und dem mit der Methode von Jaquet-Blondel rekonstruiertem y und b) relative Abweichung $\Delta_y = \frac{y_{JB}-y_{SPACAL}}{y_{SPACAL}}$. Die durchgezogene Linie ist eine gaußförmige Anpassung. Der Mittelwert liegt bei -0.04 und die Breite ist $\sigma = 0.21$.*

Rekonstruktion von z

Die Elastizität z kann gemäß 7.8 rekonstruiert werden als $z = \frac{y_\psi}{y}$. Es gilt für y_ψ:

$$y_\psi = \frac{\sum_{J/\psi}(E - P_z)}{2E_e} \tag{7.11}$$

Die Summe erstreckt sich über die Zerfallsteilchen des J/ψ-Mesons. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Parameter der beiden als Leptonen identifizierten Spuren verwendet. In Abbildung 7.3 ist für simulierte Ereignisse a) die Korrelation zwischen dem generierten und rekonstruierten Wert von y_ψ dargestellt, in Abb. 7.3 b) die relative Abweichung des rekonstruierten vom generierten Wertes als Funktion von $y_{\psi,gen}$ in derselben Art wie in Abb. 7.1. Es zeigt sich, daß y_ψ sehr genau rekonstruiert wird. Die Streuung liegt bei $3 - 6\%$.

In Abbildung 7.4 ist auf die gleiche Art für die Elastizität z die Korrelation zwischen dem rekonstruierten und generierten Wert dargestellt. Das mittlere rekonstruierte z ist bei $z = 0.5$ um $\approx 10\%$ verschoben. Die Streuung beträgt an dieser Stelle etwa 15%. Bei größeren Werten von z werden die Verschiebung und die Streuung kleiner.

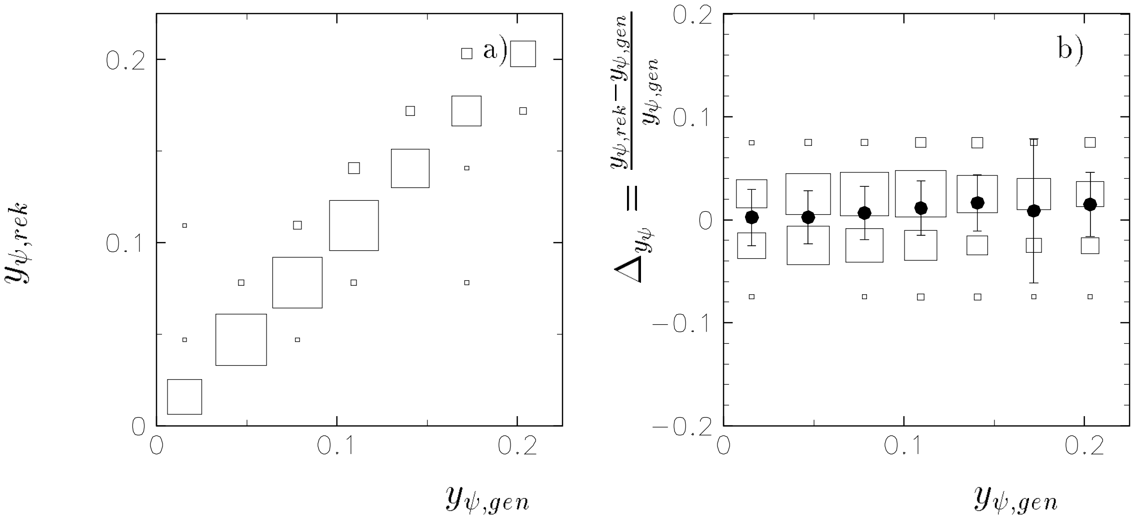


Abbildung 7.3: *a) Korrelation zwischen der rekonstruierten und generierten Größe y_ψ. b) Die relative Abweichung Δ_{y_ψ} als Funktion von $y_{\psi,gen}$ für simulierte J/ψ-Ereignisse. (Darstellungsweise siehe Abb. 7.1)*

Rekonstruktion von $p^2_{t,\psi}$

Der Transversalimpuls des J/ψ-Mesons wird berechnet als die vektorielle Summe der Transversalimpulse der Zerfallsleptonen. In Abbildung 7.5 a) ist die Beziehung zwischen dem rekonstruierten und dem generierten Wert von p_t^2 des J/ψ-Mesons dargestellt. Man erkennt eine gute Korrelation zwischen der rekonstruierten Größe und dem generierten Wert.
In Abbildung 7.5 b) ist die relative Abweichung zwischen rekonstruiertem und generiertem Transversalimpuls des J/ψ-Mesons dargestellt als Funktion des Transversalimpulses. Lediglich bei kleinen Werten von $p_{t\psi}^2$ tritt eine große Streuung von $\approx 20\%$ auf, die zu großen Transversalimpulsen hin kleiner wird ($< 5\%$).

Rekonstruktion von x_g

Eine direkte Messung der Gluondichte als Funktion von $log(x_g)$ wird in Kapitel 8.5 beschrieben. Der Impulsbruchteil x_g des vom Proton abgestrahlten Gluons am Protonimpuls, kann gemäß Formel 7.10 berechnet werden. Die zu dieser Berechnung notwendigen Größen sind z, y und der Transversalimpuls p_t^2 des J/ψ-Mesons. Im folgenden soll aufgezeigt werden, wie effizient $log(x_g)$ aus diesen Größen rekonstruiert werden kann und welche Abhängigkeiten sich für $log(x_g)$ von den einzelnen Variablen ergeben.

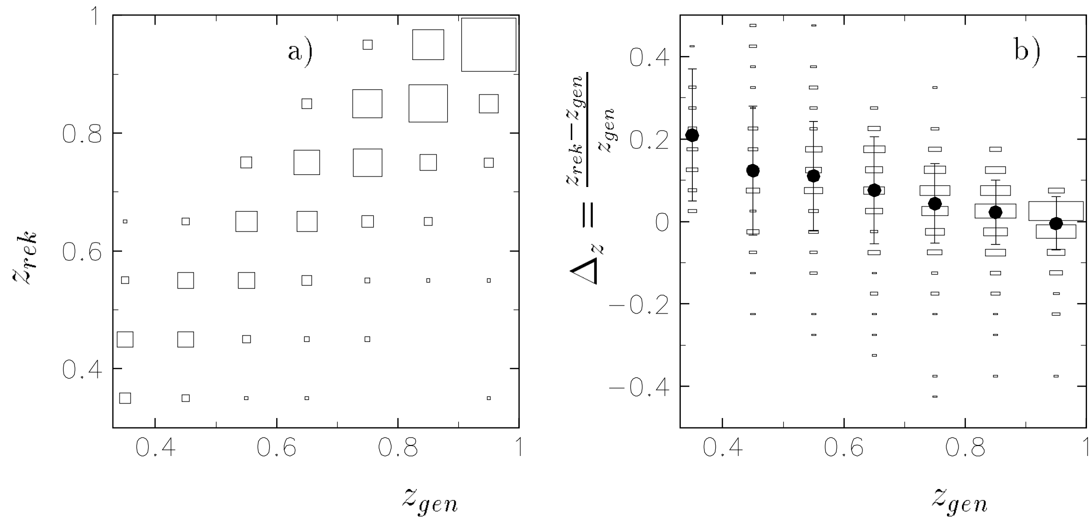


Abbildung 7.4: *a) Korrelation zwischen der rekonstruierten und generierten Elastizität z. b) Die relative Abweichung Δ_z als Funktion von z_{gen} für simulierte J/ψ-Ereignisse. (Darstellungsweise siehe Abb. 7.1)*

Abbildung 7.6 a) zeigt den Zusammenhang zwischen dem generierten Wert von $log(x_g)$ und dem gemäß Formel 7.10 rekonstruiertem Wert für $log(x_g)$ unter Verwendung der *rekonstruierten* Größen für z,y und p_t^2. Es ergibt sich eine gute Korrelation zwischen generierter und rekonstruierter Größe.
In Abbildung 7.6 b) ist die relative Abweichung zwischen rekonstruiertem und generiertem Wert für $log(x_g)$ dargestellt als Funktion von $log(x_g)$. Es zeigt sich, daß der Mittelwert im gesamten betrachteten Bereich bei ≈ 0 liegt und die Streuung zwischen $\approx 2\%$ bei kleinen Werten von $log(x_g)$ und $\approx 8\%$ bei $log(x_g) = -2$ variiert.

Abbildung 7.7 zeigt für simulierte Ereignisse die Beziehung zwischen der Größe $log(x_g)$ und der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$. Die Punkte stellen den in dem entsprechenden Intervall von $W_{\gamma p}$ gemittelten Wert von $log(x_g)$ dar. In a) sind die *generierten* Verteilungen (ohne Analyseschnitte) im kinematischen Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ und $z < 0.9$ dargestellt. Ereignisse mit großen Werten von $log(x_g)$ entsprechen kleinen Schwerpunktenergien. In Abbildung 7.7 b) ist die Korrelation zwischen den *rekonstruierten* Größen $log(x_g)$ und $W_{\gamma p}$ dargestellt für simulierte Ereignisse, die alle **Analyseschnitte** erfüllen und bei denen nach der Triggersimulation mindestens einer der ausgewählten Subtrigger für die myonische J/ψ-Analyse angesprochen hat (siehe Kap. 6.1). Ferner wurde verlangt, daß z im Bereich $0.45 \leq z \leq 0.9$ liegt. Es zeigt sich, daß der analysierbare Bereich in $log(x_g)$ etwa im Bereich $-3 \leq log(x_g) \leq -2$ liegt.

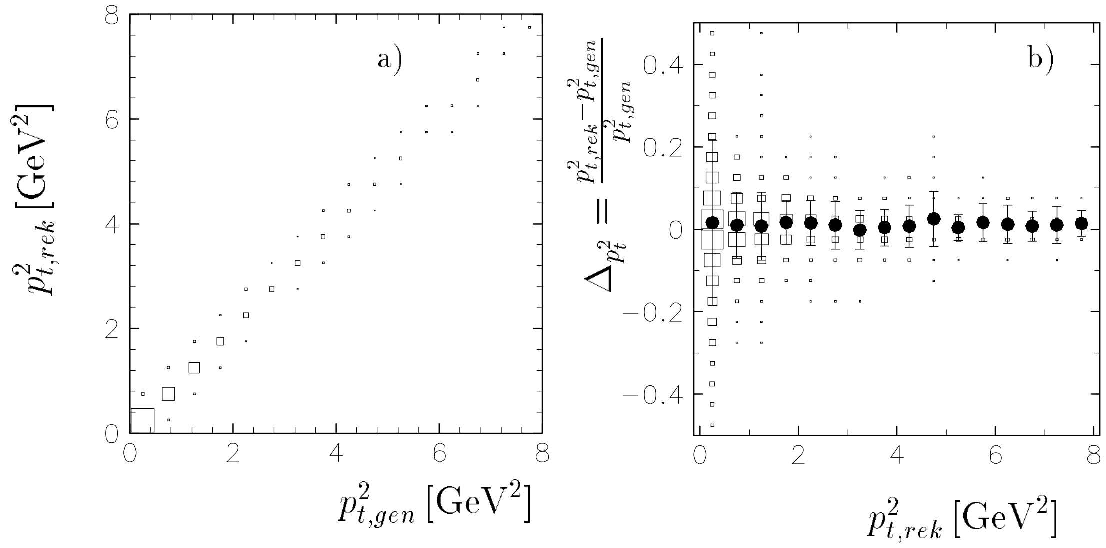


Abbildung 7.5: *a) Korrelation zwischen rekonstruiertem und generiertem Transversalimpuls des J/ψ-Mesons p_t^2. b) Die relative Abweichung $\Delta_{p_t^2}$ als Funktion von $p^2_{t,gen}$ für simulierte J/ψ-Ereignisse.*

In Abbildung 7.8 (oben) ist für simulierte Ereignisse die Korrelation zwischen $log(x_g)$ und z im gesamten z-Bereich (ohne Analyseschnitte) dargestellt (Abb. 7.8 a)). Im Bereich $z < 0.5$ ergibt sich ein deutlicher Abfall des mittleren Wertes von $log(x_g)$ mit ansteigendem z, während $log(x_g)$ im Bereich $z > 0.5$ annährend konstant verläuft. Ein entsprechendes Verhalten zeigt sich auch für die simulierten Ereignisse, die alle Analyseschnitte erfüllen, wie in Abbildung 7.8 b) dargestellt ist.
In Abbildung 7.8 (unten) ist für simulierte Ereignisse die Korrelation zwischen $log(x_g)$ und dem Quadrat des Transversalimpulses des J/ψ-Mesons p_t^2 abgebildet. In Abb. 7.8 c) ohne Analyseschnitte und in b) nach allen Analyseschnitten. Kleine Werte von $log(x_g)$ ($log(x_g) \approx -3$) sind kleinen Transversalimpulsen zuzuordnen.
Wie später diskutiert wird, sind die QCD-Vorhersagen für den kinematischen Randbereich $p_t^2 \rightarrow 0$ und $z \rightarrow 1$, die für die Messung kleiner Werte von $log(x_g)$ notwendig sind, mit großen theoretischen Unsicherheiten behaftet.

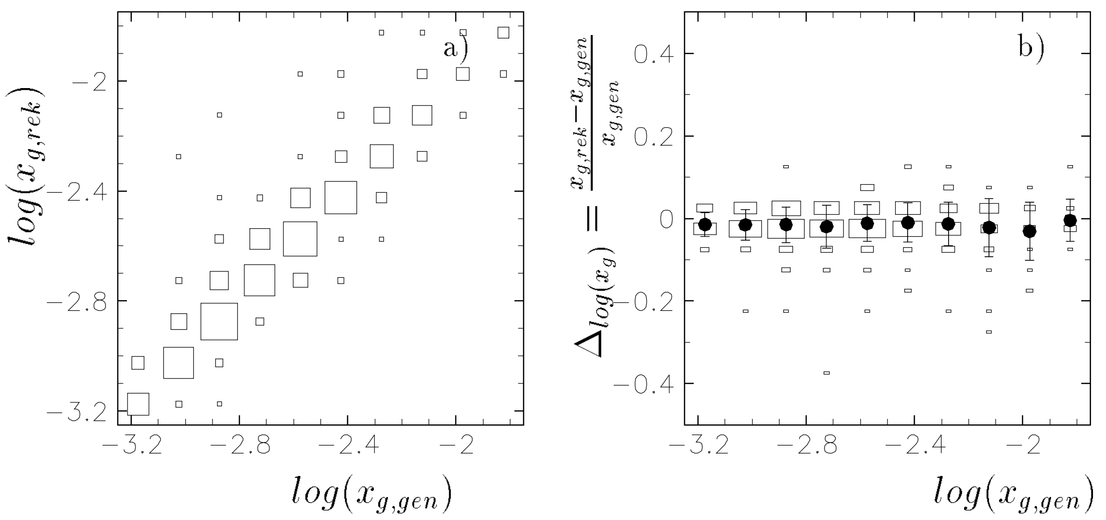


Abbildung 7.6: *a) Korrelation zwischen dem rekonstruiertem und generierten Wert* $log(x_g)$. *b) Die relative Abweichung* $\Delta_{log(x)}$ *als Funktion von* $log(x_{gen})$ *für simulierte* J/ψ*-Ereignisse.*

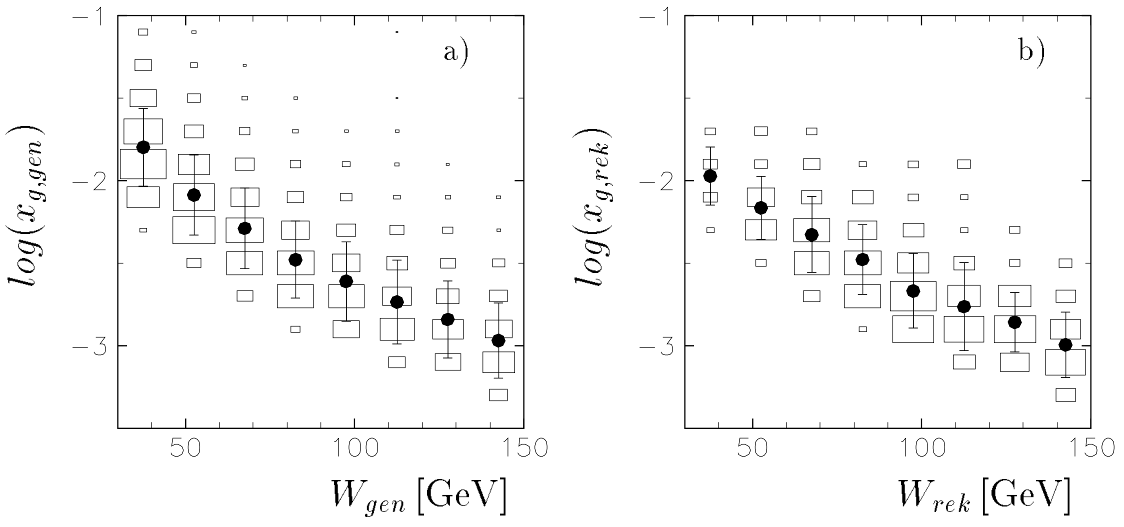


Abbildung 7.7: *a) Korrelation zwischen den generierten Größen* $log(x_g)$ *und* $W_{\gamma p}$ *für alle generierten Ereignisse und b) die Korrelation zwischen den rekonstruierten Größen für Ereignisse, die alle Analyseschnitte erfüllen.*

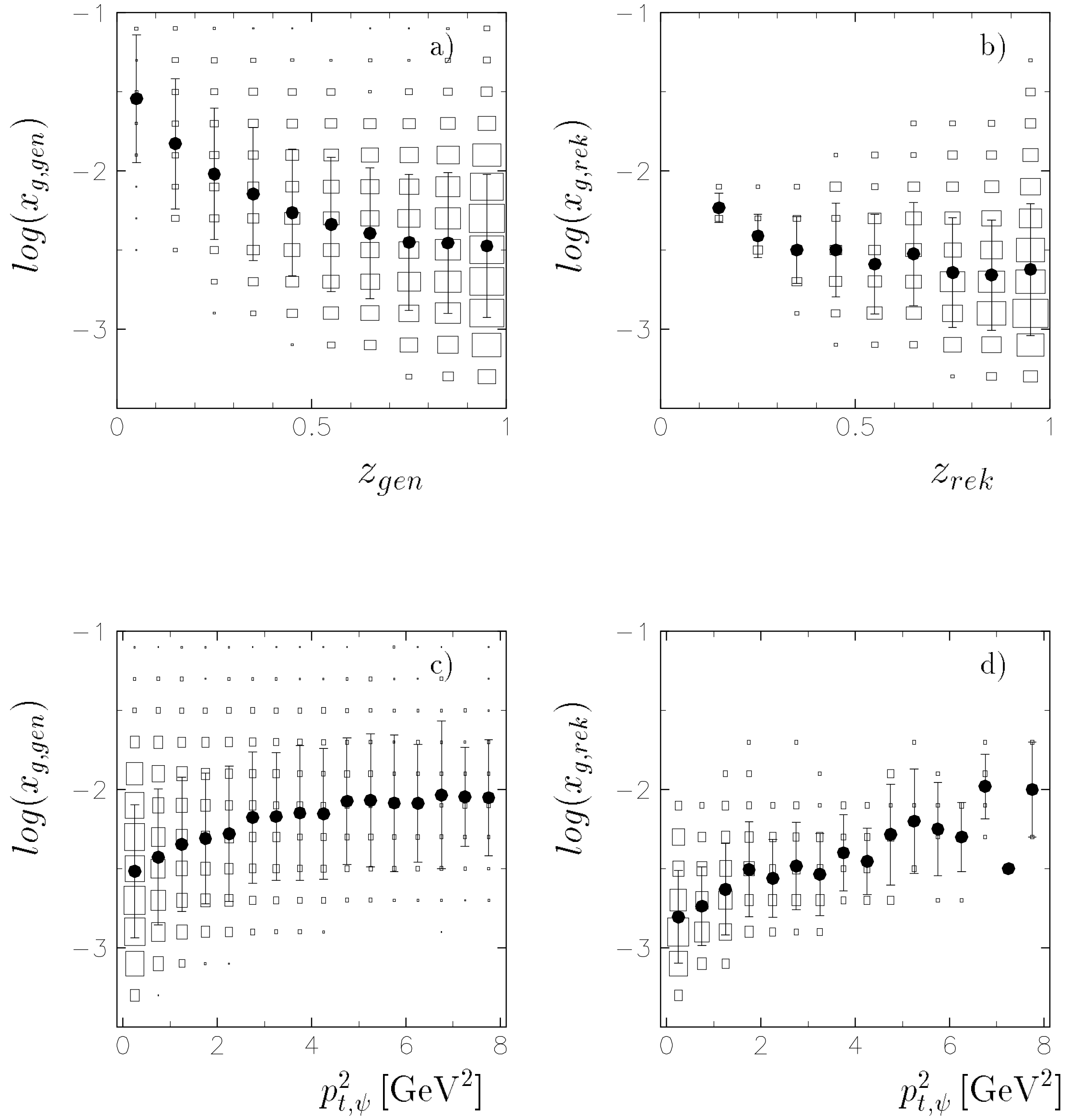


Abbildung 7.8: *a) Korrelation zwischen den generierten Größen* $log(x_g)$ *und* z *für alle Ereignisse und b) den rekonstruierten Variablen für Ereignisse, die alle Analyseschnitte erfüllen. c) Korrelation zwischen den generierten Größen* $log(x_g)$ *und* $p_{t,\psi}^2$ *für alle Ereignisse und d) den rekonstruierten Variablen für Ereignisse, die alle Analyseschnitte erfüllen.*

7.3 Vergleich Daten - Monte Carlo

Die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes erfolgt unter Zuhilfenahme von simulierten Photon-Gluon Fusionsereignissen, die mit dem Generator EPJPSI im Colour-Singlet Modell generiert wurden. Mit diesen wird die Selektionseffizienz und die Effizienz der Trigger berechnet. Dieses Verfahren ist sinnvoll, wenn die kinematischen und topologischen Verteilungen der simulierten Ereignisse sich von denen der Daten nicht zu stark unterscheiden, d.h. wenn das zur Simulation verwendete Modell die Daten beschreibt. Um dieses zu prüfen, werden die Verteilungen der selektierten Daten mit denen der Monte-Carlo Ereignisse verglichen, nachdem diese den gleichen Analyseschnitten (siehe Kapitel 6.5) unterzogen wurden. Dieses beinhaltet, daß nur solche simulierten Ereignisse verwendet werden, bei denen beide Zerfallsleptonen im Akzeptanzbereich ($20° \leq \theta \leq 160°$) nachgewiesen sind und mindestens einer der ausgewählten Subtrigger nach Durchführung der Triggersimulation angesprochen hat.

7.3.1 Vergleich der Kinematik

In Abbildung 7.9 ist ein Vergleich zwischen selektierten J/ψ-Ereignissen mit **myonischem** Zerfall im kinematischen Bereich $0.45 \leq z \leq 0.9$ (volle Symbole) aus den Datennahmeperioden 1994 und 1995 und Monte-Carlo Ereignissen (Histogramm), die unter Verwendung der Gluonparametrisierung MRS(A') generiert wurden, dargestellt. Abbildung 7.9 zeigt die Verteilung für a) die **Anzahl** der **Spuren**, b) $\boldsymbol{p_t}$ der Zerfallsmyonen, c) Polarwinkelverteilung $\boldsymbol{\theta}$ der Myonen und d) Azimutwinkelverteilung $\boldsymbol{\phi}$ der Myonen dargestellt. Im Rahmen der statistischen Fehler werden die Verteilungen der selektierten Daten durch die Monte-Carlo Verteilungen gut modelliert.

In Abbildung 7.10 a) ist die Verteilung der Rapidität $\boldsymbol{Y}$ des J/ψ-Mesons dargestellt im Vergleich zwischen Daten und simulierten Ereignissen. Y ist folgendermaßen definiert:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_z}{E - P_z} \tag{7.12}$$

Dabei sind E und P_z die Energie und die z-Komponente des Impulses des J/ψ-Mesons. Für masselose Teilchen ist die Rapidität gleich der Pseudorapidität η, die in Abschnitt 7.3.2 vorgestellt wird. Die Verteilung der Daten und der Monte-Carlo Ereignisse stimmt überein, ausgenommen im kleinsten Intervall, in dem der Anteil in den Daten deutlich kleiner ist als bei den simulierten Ereignissen.

In Abbildung 7.10 b) ist die Azimutwinkelverteilung des J/ψ-Mesons dargestellt. Es zeigt sich wie bei der Azimutwinkelverteilung der Myonen (siehe Abbildung 7.9 d)), daß die Verteilung bei Daten und simulierten Ereignissen flach sind im gesamten Winkelbereich.

In Abbildung 7.11 ist die Verteilung der Elastizität $\boldsymbol{z}$ dargestellt für die Jahre a) 1994 und b) 1995. In Abbildung 7.12 sind die rekonstruierten kinematischen Variablen $\boldsymbol{W_{\gamma p}}$

a) für die Datennahmeperiode a) 1994 und b) 1995 bzw. $\boldsymbol{y}$ für c) 1994 und d) 1995 dargestellt. Man sieht, daß die Verteilungen der selektierten Daten und der simulierten Ereignisse im Rahmen der statistischen Fehler übereinstimmen.

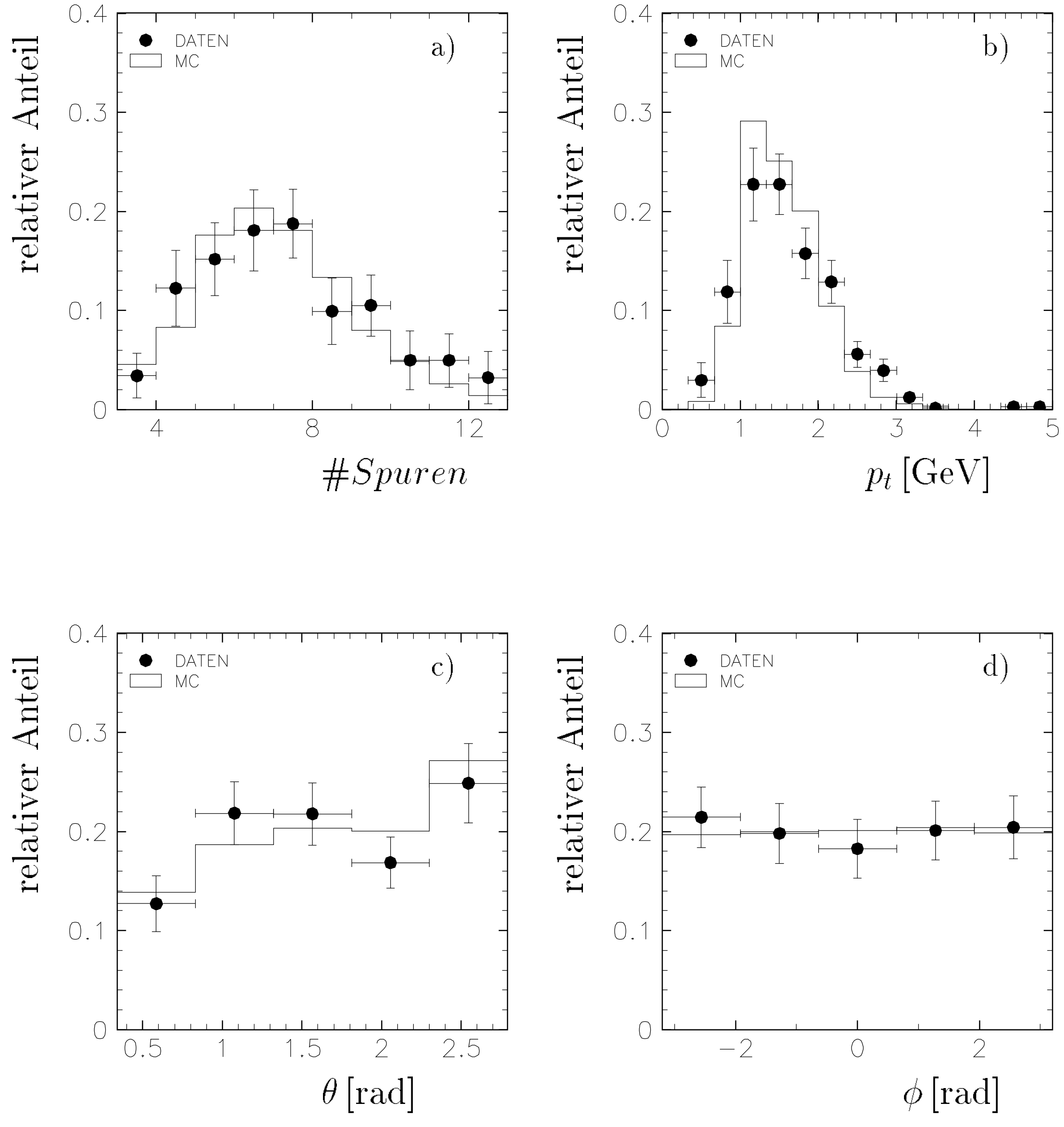


Abbildung 7.9: *Vergleich der selektierten Daten mit Monte-Carlo Ereignissen im* **myonischen** *Zerfallskanal nach allen Analyseschnitten für a) Anzahl der Spuren, b) die p_t-Verteilung der Myonen, c) die Polarwinkelverteilung der Myonen und d) Azimutwinkelverteilung der Myonen.*

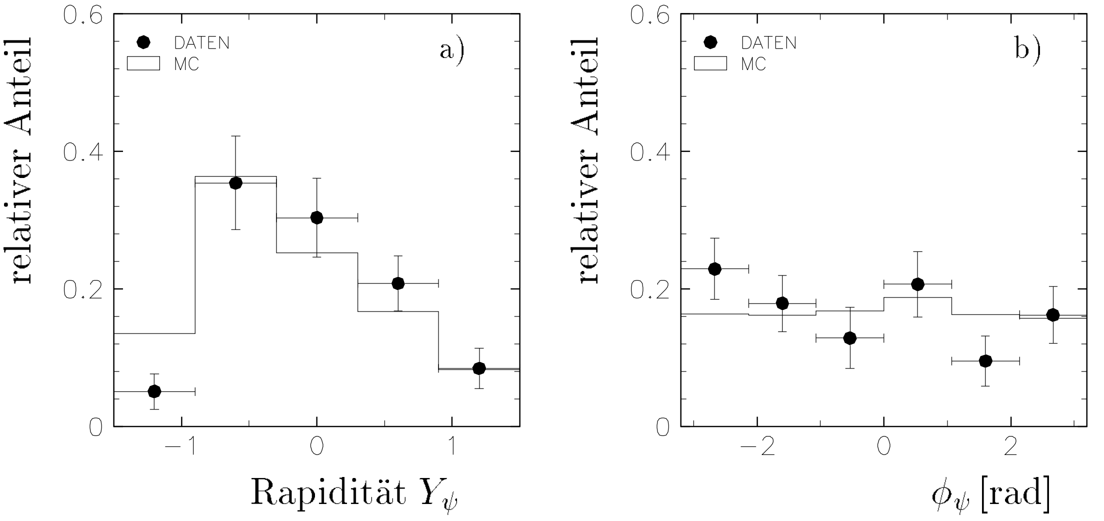


Abbildung 7.10: *Vergleich der selektierten Daten mit Monte-Carlo Ereignissen im* **myonischen** *Zerfallskanal nach allen Analyseschnitten für a) die Rapidität und b) den Azimutwinkel des* J/ψ*-Mesons.*

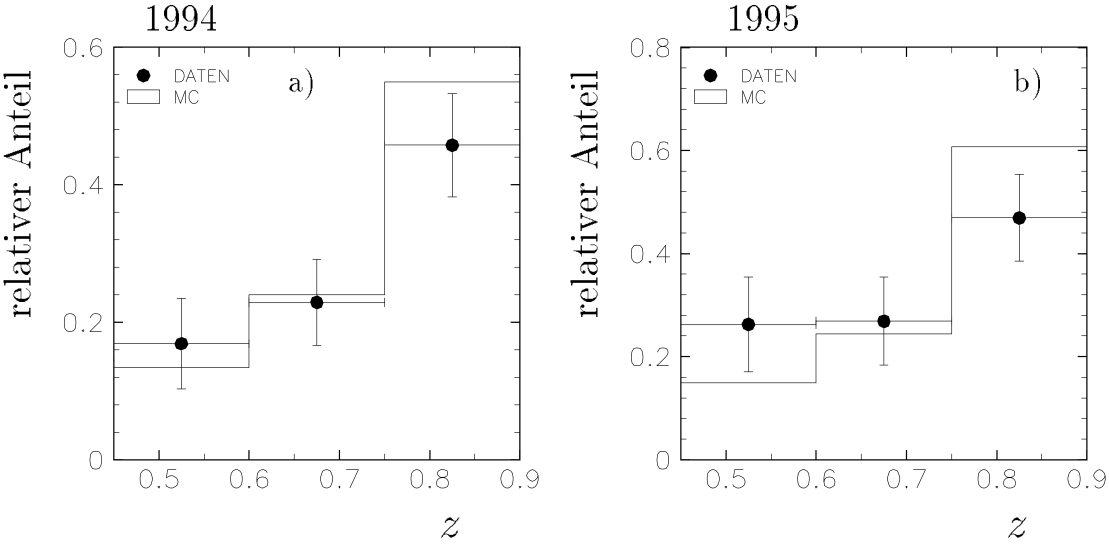


Abbildung 7.11: *Vergleich der selektierten Daten mit Monte-Carlo Ereignissen im* **myonischen** *Zerfallskanal nach allen Analyseschnitten für die Elastizität* z *a) 1994 und b) 1995.*

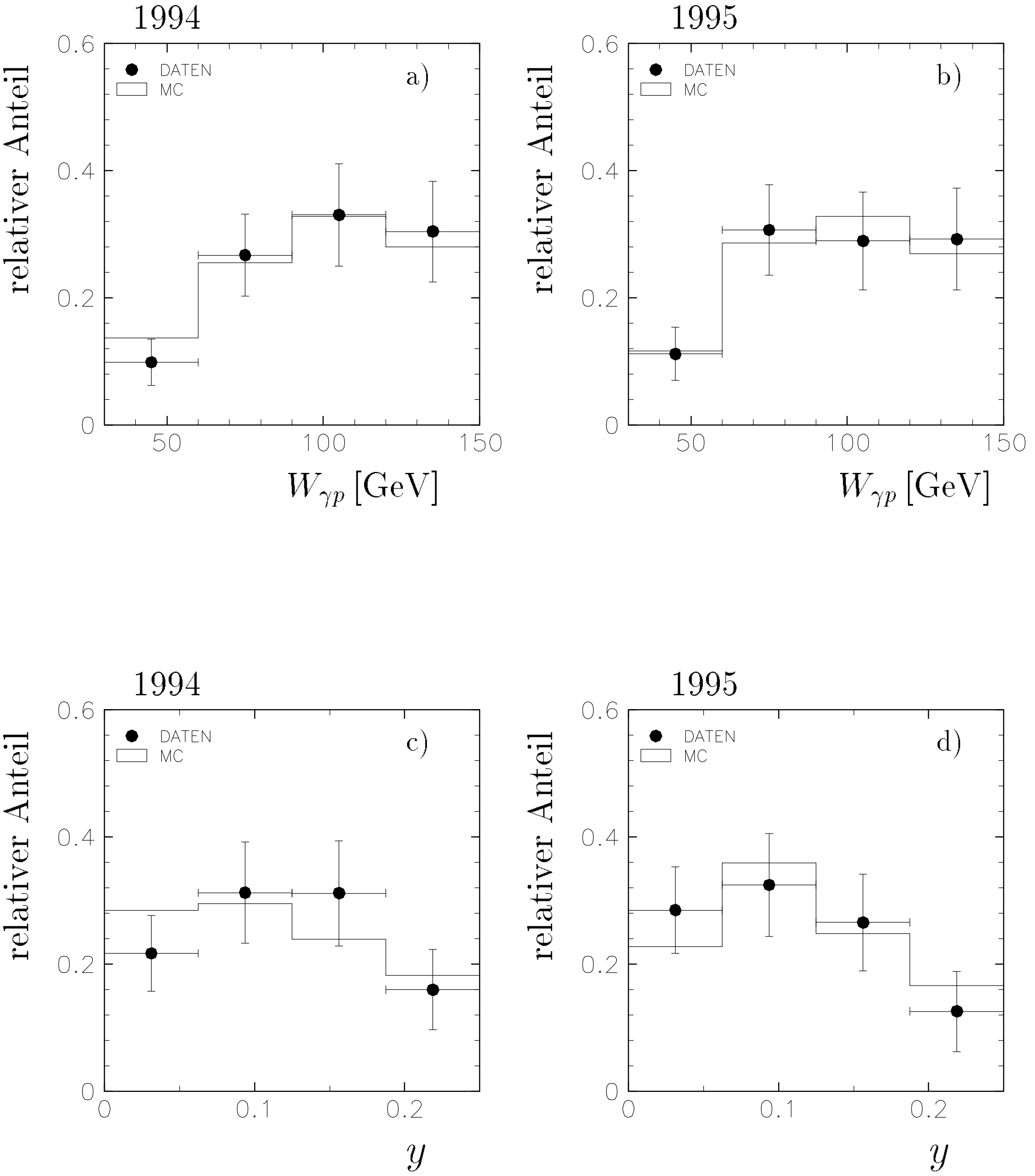


Abbildung 7.12: *Vergleich der selektierten Daten mit Monte-Carlo Ereignissen im* **myonischen** *Zerfallskanal nach allen Analyseschnitten für die Photon-Proton Schwerpunktenergie* $W_{\gamma p}$*, a) 1994 und b) 1995 und für* y*, c) 1994 und d) 1995.*

In Abbildung 7.13 ist ein Vergleich der Verteilungen von Daten und Monte-Carlo Ereignissen für den **elektronischen** Zerfallskanal dargestellt für die Größen a) Polarwinkel bzw. b) Azimutwinkel der Elektronen, c) Schwerpunktenergie und d) Elastizität z des Ereignisses. Aufgrund der sehr viel geringeren Statistik im Vergleich zum myonischen Zerfallskanal sind die Fehler größer. Man erkennt jedoch eine Übereinstimmung im Rahmen der Fehler.

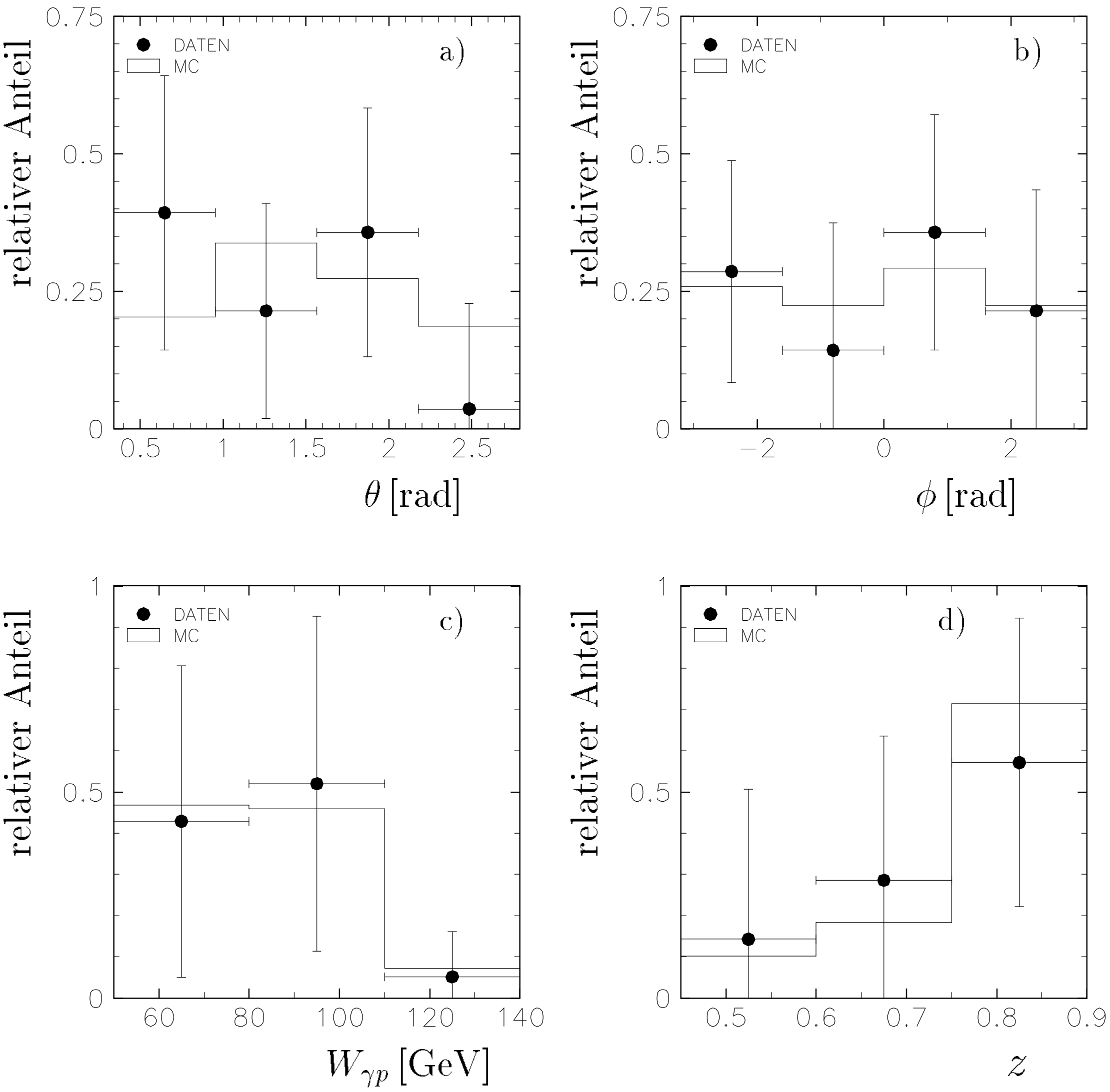


Abbildung 7.13: *Vergleich der selektierten Daten mit Monte-Carlo Ereignissen im* **elektronischen** *Zerfallskanal nach allen Analyseschnitten für a) den Polarwinkel θ und b) den Azimutwinkel ϕ der Elektronen, c) die Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ und d) die Elastizität z.*

7.3.2 Energieverteilungen

In diesem Abschnitt soll der Energiefluß inelastischer J/ψ-Ereignisse ($J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$) analysiert werden und mit den entsprechenden Verteilungen simulierter Ereignisse verglichen werden. Hierzu wird der **transversale** Energieanteil $\Delta E_t(\Delta\eta) = \sum_i E_{t,i}$ betrachtet in Intervallen der Pseudorapidität η, die in folgender Weise definiert ist:

$$\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2}) \tag{7.13}$$

Positive Werte von η entsprechen Polarwinkeln von $\theta < 90°$ und kleine Polarwinkel großen Werten von η.

In Abbildung 7.14 ist die transversale Energieverteilung $\frac{1}{N}\Delta E_t/\Delta\eta$ des hadronischen Endzustandes inelastischer J/ψ-Ereignisse der Datennahmeperioden 1994 und 1995 dargestellt als Funktion von η. Die Zerfallsteilchen des J/ψ-Mesons werden bei der Summation der transversalen Energieanteile $E_{t,i}$ nicht verwendet.
In Abbildung 7.14 a) sind alle transversalen Energien im LAr-Kalorimeter berücksichtigt. In b) sind die Transversalenergien (Impulse) aller Spurkammerspuren dargestellt. In c) sind die Transversalenergien von Spuren *und* Kalorimeterzellen gezeigt. In d) werden Spuren und Kalorimeterzellen aufsummiert, wobei Zellen, die hinter Spuren liegen, ausgenommen sind. Dieses Verfahren entspricht der Berechnung der Elastizität z, wo ebenfalls summiert wird über alle Spuren und Kalorimeterzellen mit Ausnahme von hinter Spuren liegenden Kalorimeterzellen.
Man sieht in den Abbildungen 7.14 a) und d), daß die Verteilungen der Daten im Rahmen der Fehler von den Monte-Carlo-Verteilungen beschrieben werden. Für die Spuren (Abb. 7.14 b) ergibt sich, daß die transversalen Energieverteilungen bei der Simulation insbesondere bei $\eta \approx 2$ systematisch unter denen der Daten liegen. Dieser Effekt wird allerdings teilweise *kompensiert*, wenn man Spuren und *ergänzend* die Kalorimeterzellen verwendet (Abb. 7.14 d).

7.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die zur physikalischen Analyse der inelastischen J/ψ-Produktion verwendeten Variablen diskutiert und es wurde ihre Rekonstruktion mit Hilfe der Detektorinformationen erläutert. Es ergibt sich, daß die Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ mit einer mittleren Genauigkeit von $\sigma \approx 5 - 10\%$ bestimmt werden kann. Der Impulsbruchteil x_g des Gluons am Protonimpuls kann zu $\sigma \approx 5\%$ genau rekonstruiert werden.

Vergleicht man die Verteilungen wichtiger kinematischer Größen – wie z.B. $W_{\gamma p}$ bzw. z – von Daten mit den simulierten Daten, so ergibt sich sowohl im *myonischen* als auch im *elektronischen* Zerfallskanal Übereinstimmung im Rahmen der statistischen Fehler. Bei der Untersuchung des transversalen Energieflusses zeigt sich ebenfalls eine gute Beschreibung der Daten durch die Verteilungen der simulierten Ereignisse für die

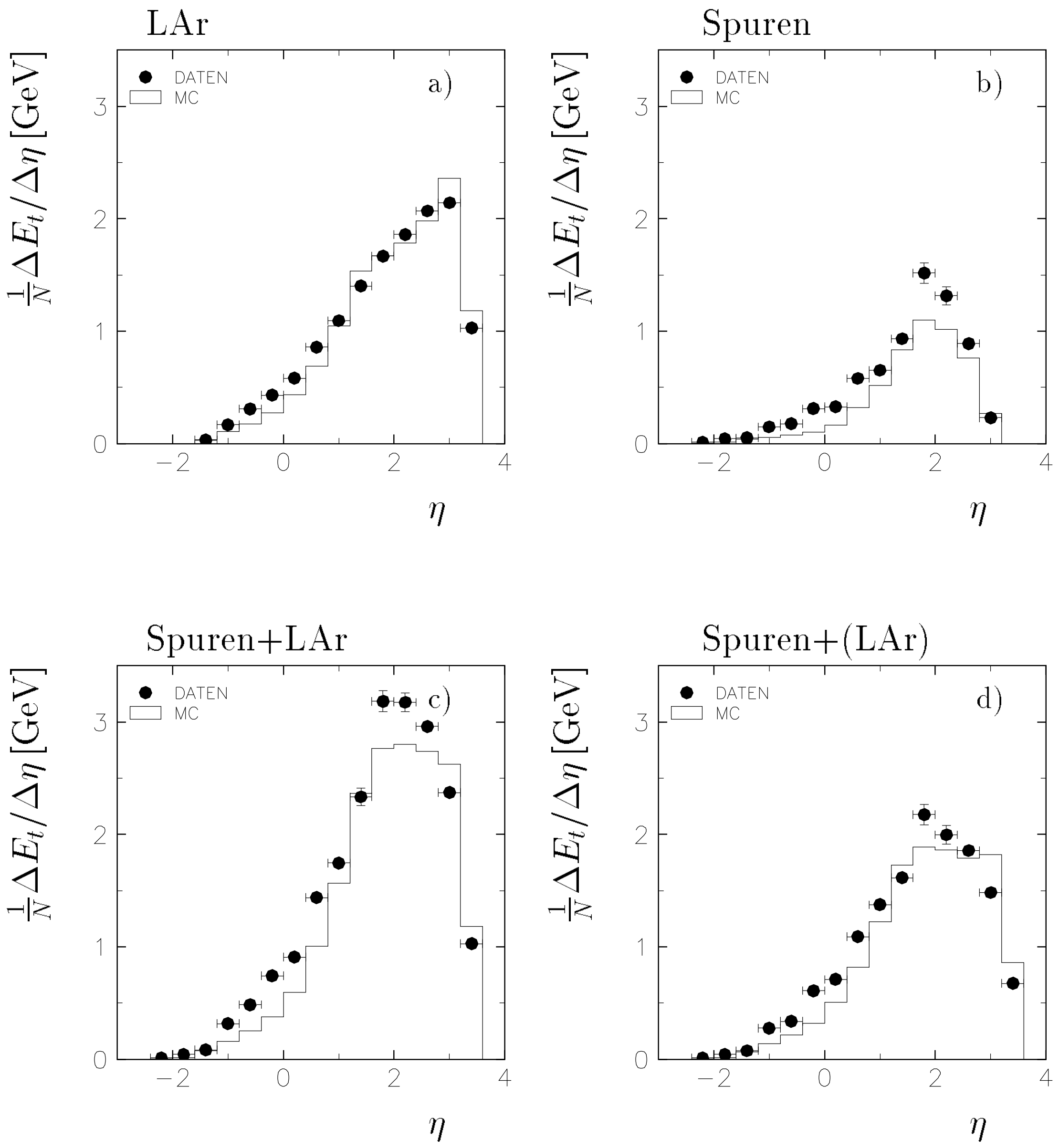


Abbildung 7.14: *Transversale Energieverteilung $\Delta E_t/\Delta\eta$ für inelastische J/ψ-Ereignisse unter Verwendung a) der Kalorimeterzellen, b) der Spurkammerspuren, c) Spuren und Kalorimeterzellen und d) wie c) mit Ausnahme von Kalorimeterzellen hinter Spuren.*

Energien im LAr-Kalorimeter, während es bei den Energien (Impulsen) im Spurkammersystem Abweichungen insbesondere im Bereich des Vorwärtsspurkammersystems gibt.
Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das im verwendeten Generator EPJPSI implementierte Colour-Singlet Model eine gute Beschreibung liefert für die gemessene inelastische J/ψ-Produktion.

Kapitel 8

Ergebnisse

Dieses Kapitel beginnt mit der Berechnung des Wirkungsquerschnitts im Positron-Proton (ep)-System bzw. im γp-System. Weiter werden die Untergrundquellen, der Untergrundabzug und der Verlauf der Selektionseffizienz als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ diskutiert. Anschließend werden die ermittelten Wirkungsquerschnitte präsentiert und mit theoretischen Vorhersagen verglichen. Es werden die Wirkungsquerschnitte diskutiert, die für die inelastische J/ψ-Produktion im kinematischen Bereich $\boldsymbol{z \leq 0.9}$ bestimmt wurden. Der Schnitt $z \leq 0.9$ dient zur Abtrennung von diffraktiven Ereignissen im Bereich $z > 0.9$, in dem perturbative Methoden nicht mehr angewendet werden können. Für die Analyse wird ein weiterer Schnitt von $z > 0.45$ eingeführt, der u.a. zur Abtrennung von Untergrund aus Resolved-Photon-Prozessen dient. Auf die unterhalb von $z < 0.45$ liegenden Photon-Gluon-Fusionsereignisse wird korrigiert.
Eine weitere Analyse ist in einem *eingeschränkten* kinematischen Bereich $\mathbf{z < 0.8}$ und $\mathbf{p_t^2 > 1}$ GeV^2 durchgeführt worden, da die QCD-Rechnungen in nächst führender Ordnung (**NLO**) hier verläßliche Vorhersagen zulassen [34].
Außer dem totalen Wirkungsquerschnitt $\boldsymbol{\gamma p \rightarrow J/\psi X}$ als Funktion von $W_{\gamma p}$ werden differentielle Wirkungsquerschnitte in den Variablen $p_{t,\psi}^2$ und z diskutiert. Ferner wird die Zerfallswinkelverteilung im J/ψ-Ruhesystem untersucht. Aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_g$ wird direkt die Gluondichte im Proton bestimmt.

Einen Überblick über die J/ψ-Produktion im gesamten z-Bereich gibt Abbildung 8.1. Im Bereich von $z \approx 1$ dominiert die exklusive J/ψ-Produktion, bei der keine weiteren Spuren außer den Zerfallsleptonen im Hauptdetektor nachgewiesen sind (quadratisches Symbol). Diese Ereignisse können im Rahmen diffraktiver Modelle beschrieben werden [80]. Zur inelastischen Produktion (volle Kreise) werden alle Ereignisse mit mindestens einer zusätzlichen Spur neben den Zerfallsleptonen gezählt . Die Ereignisse sind für den Bereich $z > 0.3$ dargestellt. Die durchgezogene Linie gibt die Vorhersage in führender Ordnung für den Prozeß der Photon-Gluon Fusion im Colour-Singlet Modell unter Verwendung der Gluondichte MRS(A') an. Die Verteilung der simulierten Ereignisse ist auf gleiche Ereigniszahlen im Bereich $0.45 \leq z \leq 0.9$ normiert. Schraffiert dargestellt

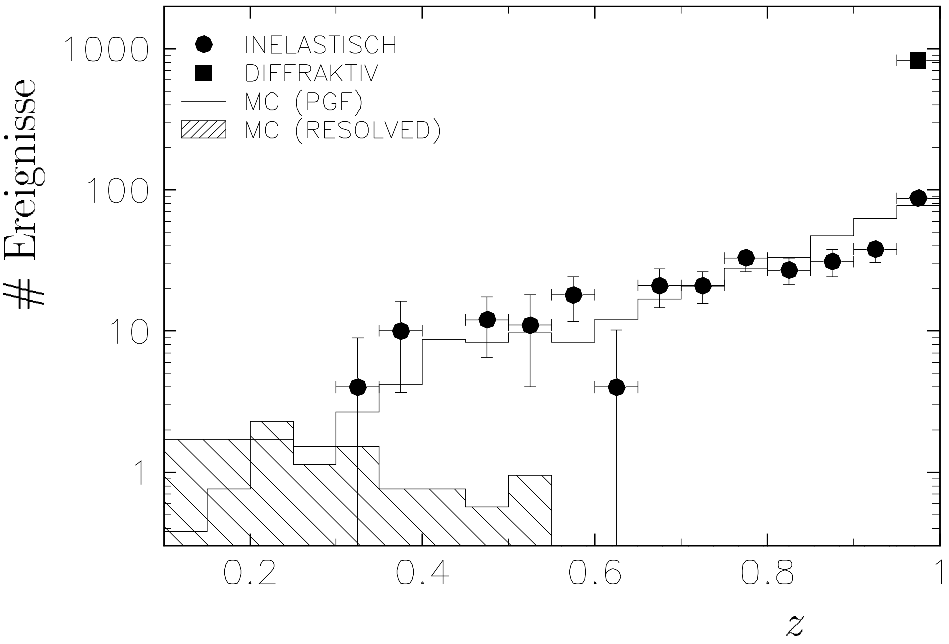


Abbildung 8.1: *Verteilung der J/ψ-Ereignisse ($J/\psi \to \mu^+\mu^-$) als Funktion der Elastizität z. Die Punkte zeigen inelastische J/ψ-Mesonen aus den Jahren 1994 und 1995, das Quadrat zeigt die diffraktiven Ereignisse ($z \approx 1$). Das Histogramm ist die mit dem Generator EPJPSI generierte Verteilung für die Photon-Gluon Fusion, das schraffierte Histogramm für den Resolved-Photon Prozeß. Die verwendeten Strukturfunktionen sind MRS(A') für das Proton bzw. GRV-LO für das Photon bei der Resolved-Photon Wechselwirkung.*

ist die J/ψ-Produktion über eine Resolved-Photon Wechselwirkung mit der GRV-LO Strukturfunktion [89] für das Photon (siehe Kapitel 3). Dieser Produktionsmechanismus dominiert bei kleinen Werten von z.

8.1 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

8.1.1 Wirkungsquerschnitt im ep-System

Der Wirkungsquerschnitt im ep-System errechnet sich gemäß folgender Formel:

$$\sigma_{ep} = \frac{N_{Daten} - N_{Untergrund}}{\mathcal{L} \cdot \epsilon \cdot BR} \tag{8.1}$$

Hierbei ist N_{Daten} die Gesamtzahl der Ereignisse, die alle Analyseschnitte erfüllen (siehe Kapitel 6.5). $N_{Untergrund}$ ist die Zahl der statistisch abzuziehenden Untergrundereignisse. Die verwendete Methode zum Abzug von Untergrundereignissen wird in Abschnitt 8.1.3 diskutiert. $\mathcal{L}$ ist die integrierte Luminosität. Die Gesamteffizienz ϵ wird in Abschnitt 8.1.5 diskutiert. Für das Verzweigungsverhältnis BR für den Zerfall des J/ψ-Mesons in zwei Leptonen gilt mit hinreichender Genauigkeit $BR = 6\%$[1].

8.1.2 Wirkungsquerschnitt im γp-System

Der ep-Wirkungsquerschnitt errechnet sich aus dem Wirkungsquerschnitt im γp System gemäß folgender Beziehung [87, 88]:

$$\sigma(ep \to e\,J/\psi\,X) = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}(y)}^{Q^2_{max}} dQ^2 \cdot f_{\gamma/e}(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma^* p}(Q^2, y) \tag{8.2}$$

Hierbei ist Q^2_{min} der kinematisch kleinstmögliche Wert:

$$Q^2_{min} = m_e^2 \cdot \frac{y^2}{1-y} \tag{8.3}$$

Q^2_{max} ist durch die Akzeptanz des rückwärtigen Kalorimeters festgelegt (BEMC(1994): $Q^2_{max} = 3.5\,\mathrm{GeV}^2$; SPACAL(1995): $Q^2_{max} = 1\,\mathrm{GeV}^2$).
Der Fluß für transversale Photonen kann mit Hilfe der *Weizsäcker-Williams Näherung* berechnet werden[46, 47, 48]:

$$f_{\gamma/e}(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1}{y\,Q^2} \cdot \left(1 + (1-y)^2 - \frac{2m_e^2 y^2}{Q^2}\right) \tag{8.4}$$

Das mittlere Q^2 ergibt sich für diese Verteilung mit dem Schnitt $Q^2_{max} = 3.5\,\mathrm{GeV}^2$ zu $\overline{Q^2} = 0.13\,\mathrm{GeV}^2$ bzw. mit $Q^2_{max} = 1\,\mathrm{GeV}^2$ zu $\overline{Q^2} = 0.07\,\mathrm{GeV}^2$.

Der Fluß $f_{\gamma/e}(y, Q^2)$ weist eine starke y und Q^2 Abhängigkeit auf. Dagegen variiert $\sigma_{\gamma^* p}$ nur schwach als Funktion dieser Größen und der γp-Wirkungsquerschnitt kann in guter Näherung berechnet werden als:

$$\sigma(\gamma p \to J/\psi\,X) = \sigma(ep \to e\,J/\psi\,X)/\Phi_{\gamma/e} \tag{8.5}$$

mit dem integrierten Photonfluß:

$$\Phi_{\gamma/e} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}(y)}^{Q^2_{max}} dQ^2 \cdot f_{\gamma/e}(y, Q^2) \tag{8.6}$$

Der Fehler, den man durch diese Näherung macht, ist $\leq 4\%$, wenn man für das Verhalten des Wirkungsquerschnitts als Funktion von $W_{\gamma p}$ die gemessene Steigung annimmt (siehe Kapitel 8.2.1) und ein Verhalten als Funktion von Q^2 gemäß 3.20.

---

[1] Es gilt: $\Gamma_{ee}/\Gamma = 0.0602 \pm 0.0019$ bzw. $\Gamma_{\mu\mu}/\Gamma = 0.0601 \pm 0.0019$ [14]

8.1.3 Untergrund

Die **resonanten** Untergrundquellen, bei denen J/ψ-Mesonen durch andere Mechanismen als die Photon-Gluon-Fusion erzeugt werden, werden in Abschnitt 8.1.4 behandelt.

Quellen des **nichtresonanten** Untergrundes sind vor allem Photoproduktionsereignisse. Einerseits sind es Ereignisse mit Erzeugung leichter Quarks, bei denen zwei Hadronen in Myonen zerfallen bzw. fälschlich als solche nachgewiesen werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung leichter Quarks ist um einige Größenordnungen höher als für die J/ψ-Produktion. Andererseits können Photoproduktionsereignisse mit Erzeugung von schweren Quarks, bei denen ein oder beide Quarks semileptonisch in Myonen zerfallen, zum Untergrund beitragen.

Der Untergrundanteil variiert je nach kinematischer Region. Er ist groß bei kleinen Werten von $p^2_{t,\psi}$, kleinen z-Werten und bei großen Schwerpunktenergien.
In Abbildung 8.2 sind die Massenverteilungen für inelastische J/ψ-Kandidaten mit myonischem Zerfall in Intervallen der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ dargestellt (volle Punkte). Die Ereignisse stammen aus den Datennahmeperioden 1994 und 1995. Ferner sind solche Ereignisse dargestellt, die alle Analyseschnitte erfüllen, deren Ladung aber gleichnamig ist (schraffiertes Histogramm).
Das **Signalfenster** ist gewählt zu

$$(3.09 - 0.225)\,\mathrm{GeV} \leq M_{ll} \leq (3.09 + 0.225)\,\mathrm{GeV}. \tag{8.7}$$

Die in diesem Massenbereich befindlichen Ereignisse werden als *Gesamtsignal* bezeichnet. Der Abzug des Untergrundes erfolgt in der Weise, daß die Massenverteilung durch eine Gaußfunktion und eine Gerade angepaßt wird in einem erweiterten Massenbereich $2.4\,\mathrm{GeV} \leq M_{ll} \leq 3.7$. Die Ereignismenge, die im Signalfenster unterhalb der angepaßten Geraden liegt, wird vom Gesamtsignal abgezogen. Die an die Daten angepaßte Kurve ist als durchgezogene Linie dargestellt.
In allen vier dargestellten Bereichen der Schwerpunktenergie ist ein klares Signal zu erkennen. Der Untergrundanteil steigt zu höheren $W_{\gamma p}$-Werten hin an. Die angepaßte Kurve weist bei Schwerpunktenergien im Bereich $120\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ eine Breite von $95 \pm 21\,\mathrm{MeV}$ auf, während im Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 60\,\mathrm{GeV}$ eine Breite von $55 \pm 30\,\mathrm{GeV}$ bestimmt wird. Im Rahmen der Fehler sind diese Werte jeweils mit der mittleren Breite von 70 GeV (siehe Abschnitt 6.5) verträglich. Die Lage des Maximums der Kurve variiert geringfügig zwischen $3.08 \pm 0.02\,\mathrm{GeV}$ und $3.12 \pm 0.02\,\mathrm{GeV}$, wobei im Rahmen der Fehler der Anpassung dieser Wert jeweils mit der nominellen J/ψ-Masse übereinstimmt.
In Abbildung 8.3 sind die Massenverteilungen für inelastische J/ψ-Kandidaten in Intervallen der Elastizität z dargestellt. Man sieht in a) für den Bereich $0.3 \leq z \leq 0.45$, daß der Untergrundanteil hier sehr groß ist, so daß dieser für die Analyse ausgeschlossen wird. Mit größer werdendem z steigt das Signal zu Untergrundverhältnis an.
In Abbildung 8.4 sind die Massenverteilungen für inelastische J/ψ-Kandidaten in Abschnitten des Quadrates des Transversalimpulses des J/ψ-Mesons dargestellt. Bei klei-

nen Werten von $p_{t,\psi}^2$ ist der Untergrundanteil hoch und er fällt zu höheren Transversalimpulsen hin ab.

Der Untergrundabzug erfolgt in jedem zu untersuchenden Intervall (z.B. ein Bereich in $W_{\gamma p}$). In den Intervallen, bei denen im Bereich neben dem Signalfenster nur wenige Ereignisse liegen, wie z.B. im Bereich $6.0\,\mathrm{GeV} \leq p_{t,\psi}^2 \leq 8.0\,\mathrm{GeV}^2$ liefert das angepaßte Polynom keine gute Beschreibung des Untergrundes. Daher wird in diesen Fällen die *Seitenbandmethode* zum Untergrundabzug gewählt. Dazu werden jeweils neben dem Signalfenster zwei Bereiche mit einer Breite von $\Delta M_{ll} = 450\,\mathrm{MeV}$ gewählt und die in diesen Bereichen liegendenen Ereigniszahlen von dem Gesamtsignal abgezogen.
Es zeigt sich für die meisten kinematischen Bereiche, daß der Untergrund quantitativ relativ gut beschrieben wird durch die Ereignisse mit *gleichgeladenen* Myonpaaren.

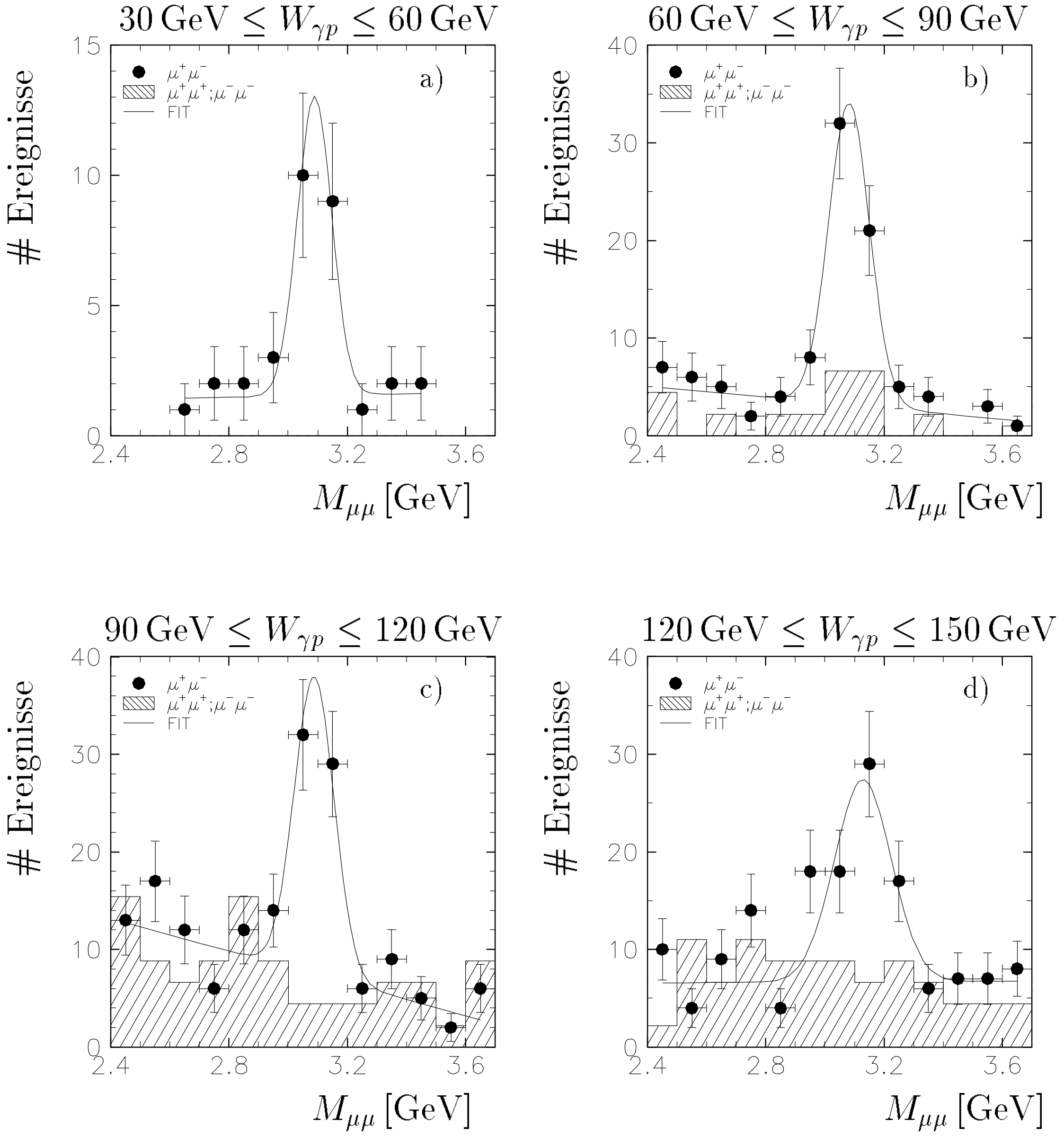


Abbildung 8.2: *Massenverteilungen für die inelastische J/ψ-Produktion mit* **myonischem** *Zerfall in Intervallen der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ im Bereich a) $30\,GeV \leq W_{\gamma p} \leq 60\,GeV$, b) $60\,GeV \leq W_{\gamma p} \leq 90\,GeV$, c) $90\,GeV \leq W_{\gamma p} \leq 120\,GeV$ und d) $120\,GeV \leq W_{\gamma p} \leq 150\,GeV$. Die Punkte sind die Ereignisse mit entgegengesetztem Ladungsvorzeichen, das schraffierte Histogramm stellt solche Ereignisse dar, bei denen das Myonpaar ein gleiches Ladungsvorzeichen aufweist. Die durchgezogene Kurve ist eine gaußförmige Anpassung plus einer Geraden zur Untergrundmodellierung. Mit Hilfe dieser Kurve wird der Untergrundanteil bestimmt. Lage und Breite der angepaßten Kurven sind im Rahmen der Fehler jeweils mit den mittleren Werten verträglich (siehe Text).*

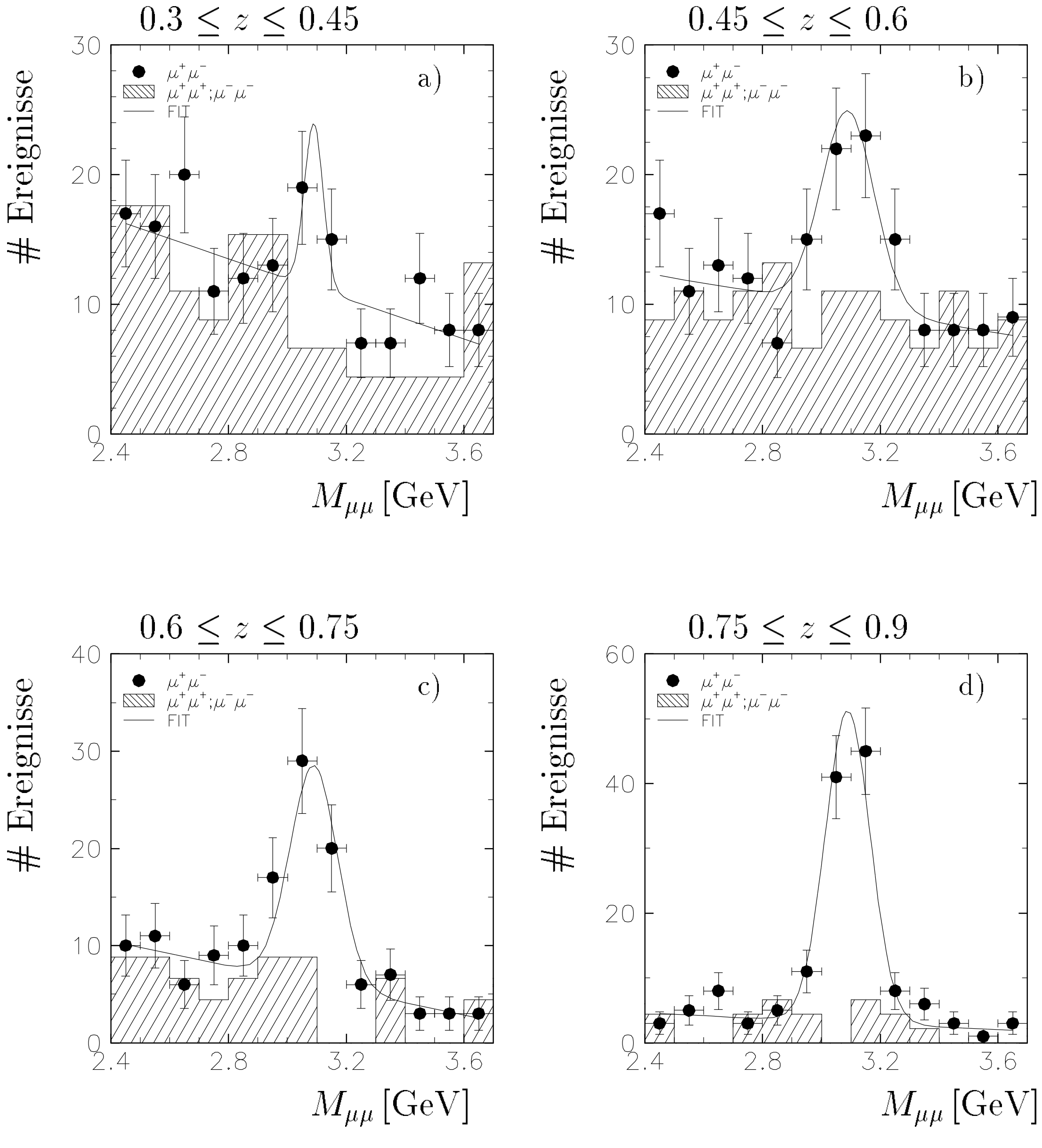


Abbildung 8.3: *Massenverteilungen für die inelastische J/ψ-Produktion mit* **myonischem** *Zerfall in Intervallen der Elastizität z im Bereich a) $0.3 \leq z \leq 0.45$, b) $0.45 \leq z \leq 0.6$, c) $0.6 \leq z \leq 0.75$ und d) $0.75 \leq z \leq 0.9$. Die Punkte sind die Ereignisse mit entgegengesetztem Ladungsvorzeichen, das schraffierte Histogramm stellt solche Ereignisse dar, bei denen das Myonpaar ein gleiches Ladungsvorzeichen aufweist. Die durchgezogene Kurve ist eine gaußförmige Anpassung plus einer Geraden zur Untergrundmodellierung. Mit Hilfe dieser Kurve wird der Untergrundanteil bestimmt. Lage und Breite der angepaßten Kurven sind im Rahmen der Fehler jeweils mit den mittleren Werten verträglich (siehe Text).*

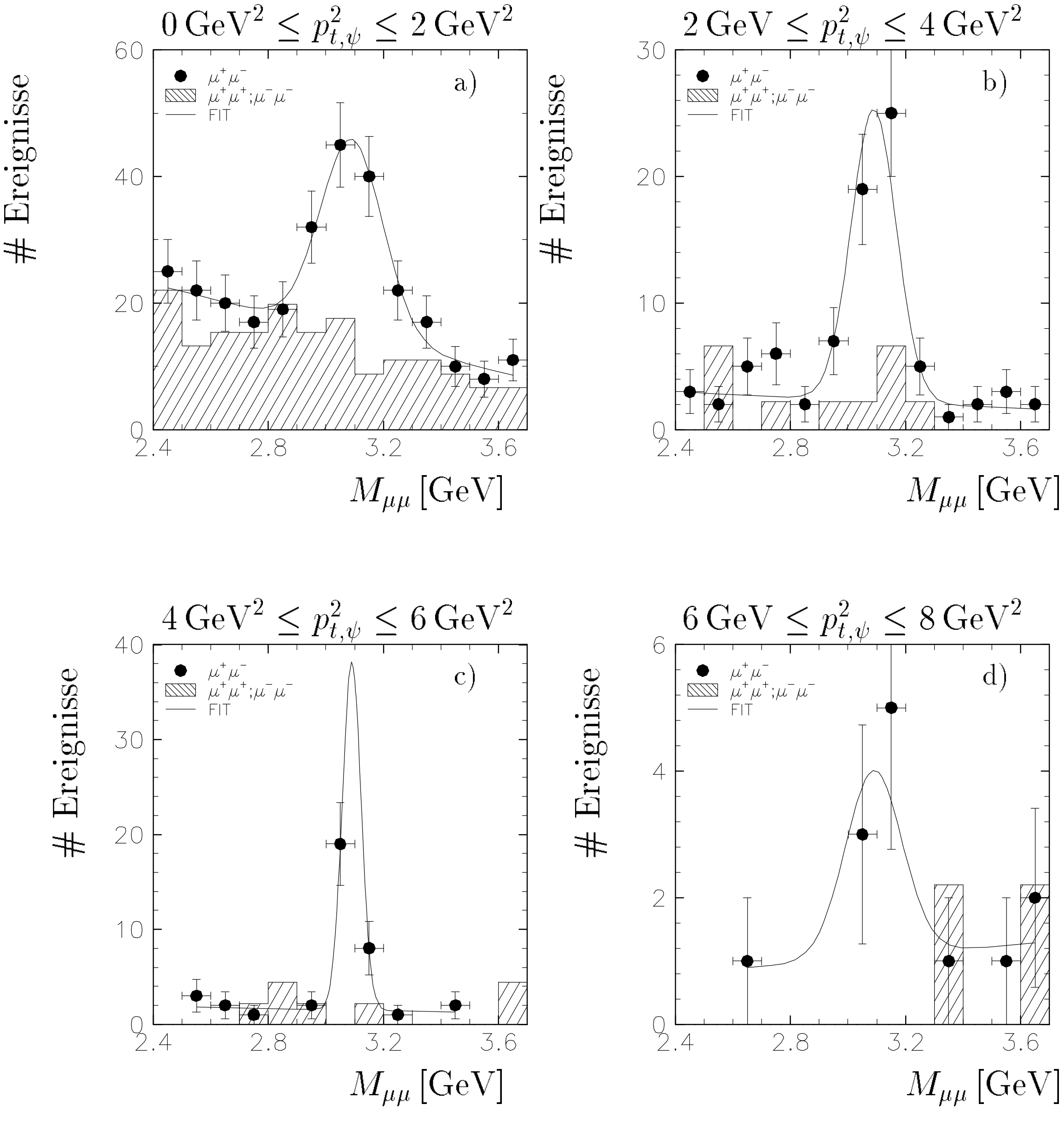


Abbildung 8.4: *Massenverteilungen für die inelastische J/ψ-Produktion mit* **myonischen** *Zerfall in Intervallen von $p^2_{t,\psi}$ im Bereich a) $0\,GeV^2 \leq p^2_{t,\psi} \leq 2.0\,GeV^2$, b) $2.0\,GeV^2 \leq p^2_{t,\psi} \leq 4.0\,GeV^2$, c) $4.0\,GeV^2 \leq p^2_{t,\psi} \leq 6.0\,GeV^2$ und d) $6.0\,GeV^2 \leq p^2_{t,\psi} \leq 8.0\,GeV^2$. Die Punkte sind die Ereignisse mit entgegengesetztem Ladungsvorzeichen, das schraffierte Histogramm stellt solche Ereignisse dar, bei denen das Myonpaar ein gleiches Ladungsvorzeichen aufweist. Die durchgezogene Kurve ist eine gaußförmige Anpassung plus einer Geraden zur Untergrundmodellierung. Mit Hilfe dieser Kurve wird der Untergrundanteil bestimmt. Lage und Breite der angepaßten Kurven sind im Rahmen der Fehler jeweils mit den mittleren Werten verträglich (siehe Text).*

8.1.4 Resonante Untergrundprozesse

Zu den resonanten Untergrundprozessen werden alle Erzeugungsmechanismen von J/ψ-Mesonen im Bereich $z < 0.9$ gezählt, die nicht *direkt* bei der Photon-Gluon Fusion erzeugt werden:

- ψ' Erzeugung: Die Erzeugung von ψ' Mesonen durch Photon-Gluon Fusion stellt einen Untergrundprozeß dar, da diese mit einem Verzweigungsverhältnis von $\Gamma_{J/\psi}/\Gamma = 0.57$ unter Bildung eines J/ψ-Mesonen zerfallen. Diese Ereignisse können experimentell nicht effizient von denen der J/ψ-Erzeugung getrennt werden. Der Produktionsquerschnitt für ψ' Mesonen kann jedoch genau wie für J/ψ-Mesonen berechnet werden. Es ergibt sich aus den Rechnungen, daß der Wirkungsquerschnitt für die ψ' Erzeugung etwa um einen Faktor *vier* kleiner ist als die J/ψ-Erzeugung. Daraus ergibt sich ein Anteil von $\approx 15\%$ an der J/ψ-Erzeugung. Dieser Anteil ist in den nachfolgend dargestellten QCD Rechnungen berücksichtigt.

  Ein weiterer möglicher Untergrundprozeß ist die elastische Erzeugung von ψ' Mesonen mit anschließendem Zerfall in ein J/ψ-Meson und weitere Teilchen (z.B. $\pi^+\pi^-$). Die Wahrscheinlichkeit, daß bei solchen Ereignissen ein Wert von $z < 0.9$ rekonstruiert wird, ist sehr klein. Untersuchungen mit simulierten Ereignissen, die mit dem Generator DIFFVM erzeugt wurden, ergeben einen Untergrund für die inelastische J/ψ-Analyse von $\leq 1\%$.

- Diffraktive J/ψ-Erzeugung mit Dissoziation des Protons: Es zeigt sich, daß diese Ereignisse nur selten weitere Spuren im Detektor außer den Zerfallsleptonen aufweisen. Ferner gilt bei den meisten dieser Ereignisse $z > 0.95$. Dieser Untergrund wird zu $< 1\%$ abgeschätzt.

- J/ψ-Meson Erzeugung aus Resolved-Photon Prozessen: Der Hauptanteil der J/ψ-Ereignisse aus Resolved-Photon Prozessen liegt bei kleinen Werten von z wie in Abbildung 8.5 dargestellt. Für die Photonstrukturfunktion wird die GRV-LO [89] Parametrisierung verwendet. Der über den gesamten z-Bereich integrierte Wirkungquerschnitt liegt nach QCD-Rechnungen in führender Ordnung im Colour-Singlet Modell um etwa eine Größenordnung unter der für die Photon-Gluon Fusion. Man erkennt, daß bei einem Wert von $z = 0.2$ die beiden Prozesse von gleicher Größenordnung sind und bei $z = 0.5$ für die Photon-Gluon Fusion ein um mehr als eine Größenordnung höherer Wirkungsquerschnitt vorausgesagt wird.
  Es ergibt sich ein Untergrund durch Resolved-Photon Wechselwirkungen von $\approx 1\%$ für Ereignisse im Bereich $0.45 \leq z \leq 0.9$. Benutzt man für die die Photonstrukturfunktion die Parametrisierung LAC1 [90], so steigt dieser Anteil auf etwa $\approx 2.5\%$ an.

- J/ψ-Mesonen aus B-Zerfällen: Ein kleiner Teil der Photoproduktionsereignisse sind Ereignisse mit B-Mesonen im Endzustand. Diese können unter Bildung von J/ψ-Mesonen zerfallen. Mit Monte-Carlo Methoden wurde dieser Untergrund untersucht und es ergab sich, daß bei den meisten Ereignissen dieser Art das rekonstruierte z unterhalb des Analyseschnittes von $z < 0.45$ liegt, so daß der durch diesen Prozeß erwartete Untergrund zu $< 0.5\%$ abgeschätzt wird.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die dominierende resonante Untergrundquelle die J/ψ-Erzeugung aus ψ'-Zerfällen ist. *Diese Prozesse sind in den QCD-Rechnungen berücksichtigt.* Die verbleibende Unsicherheit für die ψ'-Erzeugung und die zusätzlichen Untergrundquellen werden im Rahmen des systematischen Fehlers berücksichtigt, der hierfür zu 3% abgeschätzt wird. Der Untergrund durch Resolved-Photon Wechselwirkung wird separat behandelt (siehe Abschnitt 8.1.6).

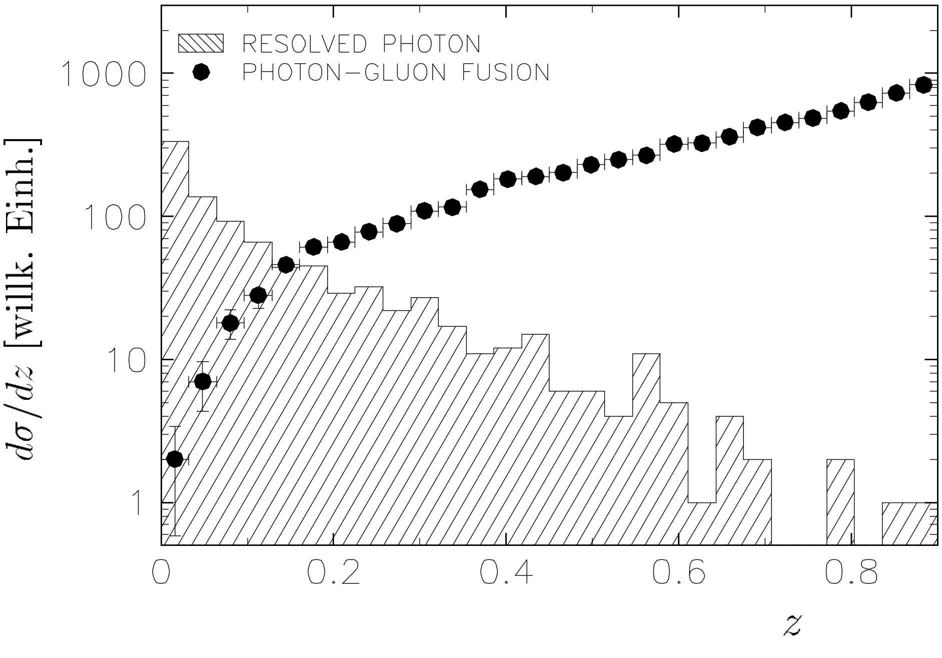


Abbildung 8.5: *Generierte z-Verteilung für die J/ψ-Erzeugung über die Resolved-Photon-Wechselwirkung (schraffiertes Histogramm) und den Photon-Gluon-Fusionsprozeß (Punkte). Die Prozesse sind auf die gleiche Luminosität normiert.*

8.1.5 Effizienzen

Die *Gesamteffizienz* ϵ ist als das Produkt folgender Anteile gegeben:

$$\epsilon = \epsilon_{Akzeptanz} \cdot \epsilon_{Analyse} \cdot \epsilon_{Trigger}. \tag{8.8}$$

Die Bestimmung der Effizienzen erfolgt unter Verwendung von Monte-Carlo Ereignissen, die bezüglich der Detektor und Triggersimulation weitgehend an die Datenverteilungen angepaßt sind. Verbleibende Differenzen werden als systematische Fehler berücksichtigt. In Abbildung 8.6 ist der Verlauf für die Effizienzen dargestellt für die Analyse im myonischen Zerfallskanal als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ für die kinematischen Bereiche a) $z < 0.9$ und b) $z < 0.8$ und $p_{t,\psi}^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$.

$\epsilon_{Akzeptanz}$ gibt die geometrische **Akzeptanz** an, d.h. die Wahrscheinlichkeit, daß sich beide Zerfallsleptonen im Winkelbereich $20° \leq \theta \leq 160°$ befinden. Die Akzeptanz (offene Dreiecke in Abbildung 8.6) steigt von $\epsilon_{Akzeptanz} \approx 0.3$ bei kleinen Werten von $W_{\gamma p}$ auf Werte von $\epsilon_{Akzeptanz} \approx 0.8$ an, das Maximum liegt bei etwa $W_{\gamma p} = 100\,\mathrm{GeV}$. Zu höheren Werten der Schwerpunktenergie fällt sie wieder ab.

Ausgehend von den Ereignissen im Akzeptanzbereich gibt die **Analyseeffizienz** $\epsilon_{Analyse}$ die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Ereignis alle Analyseschnitte erfüllt (vergl. Kap. 6.5). Dieses beinhaltet insbesondere, daß beide Leptonen im Detektor identifiziert werden. Die Effizienz hierfür liegt bei 48% inklusive der Wahrscheinlichkeit für Spurfindung und Vertexanpassung. Es ergeben sich folgende *Ineffizienzen* für die weiteren Schnitte:

- Einschränkung auf den kinematischen Bereich ($0.45 < z < 0.9$): 20%
- Schnitte gegen kosmische Myonen: 5%
- mindestens eine weitere Spur wird gefordert: 4%
- die invariante Masse muß im Massenfenster liegen: 2%

Die für die Jahre 1994 und 1995 gemittelte Analyseeffizienz (offene Quadrate in Abbildung 8.6) variiert nur wenig zwischen $\epsilon_{Analyse} \approx 0.3$ und 0.4. Insgesamt resultiert durch Anwendung der aufgeführten Analyseschnitte eine mittlere Analyseeffizienz von $\approx 34\%$ für die Analyse im Bereich $z < 0.9$.

Die **Triggereffizienz** $\epsilon_{Trigger}$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß bei einem selektierten Ereignis, welches alle Analyseschnitte erfüllt, mindestens einer der ausgewählten Trigger angesprochen hat. Hierbei werden die Skalierungsfaktorn der einzelnen Subtrigger berücksichtigt. Die Triggereffizienz (offene Kreise in Abbildung 8.6) steigt mit wachsender Schwerpunktenergie an von $\epsilon_{Trigger} \approx 0.3$ auf $\epsilon_{Trigger} \approx 0.5$ in a) bzw. $\epsilon_{Trigger} \approx 0.55$ in b).
Die Gesamteffizienz ist einzeln für die beiden Datennahmeperioden 1994 bzw. 1995 in den Tabellen 8.2 und 8.3 aufgeführt.

8.1.6 Systematische und statistische Fehler

In Tabelle 8.1 sind die einzelnen Beiträge aufgeführt, die zum *systematischen* Fehler beitragen. Insgesamt ergibt sich bei quadratischer Addition eine Unsicherheit von 17% im **myonischen** Zerfallskanal und 18% **elektronischen** Zerfallskanal.

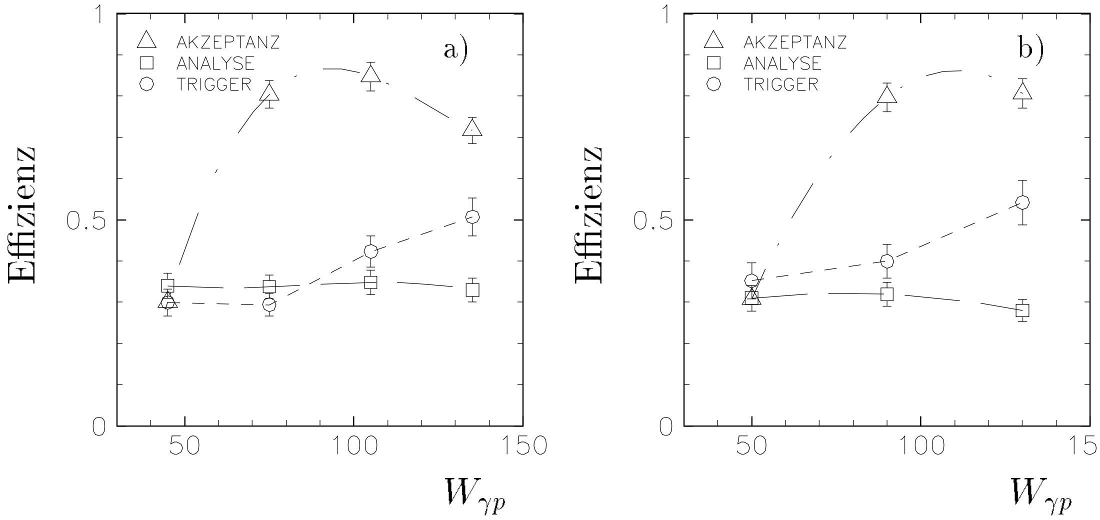


Abbildung 8.6: *Selektionseffizienzen für die inelastische J/ψ-Produktion als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ für die Bereiche a) $z < 0.9$ bzw. b) $z < 0.8$ und $p_{t,\psi}^2 > 1\,GeV^2$.*

	$\mu^+\mu^-$	e^+e^-	siehe in Kapitel
Rekonstruktion und Modell	10 %	10%	dieser Abschnitt
Trigger	9%	12%	4.3.2
Ein-Lepton Identifikation	4%	3%	5.6
Ein-Spur Erkennung	2.5%	2.5%	5.2
Akzeptanz	3%	3%	dieser Abschnitt
Verzweigungsverhältnis	3.5%	3.5%	[14]
Photonfluß	4%	4%	8.1.2
Resonanter Untergrund	3%	3%	8.1.4
Luminosität	1.5%	1.5%	[6]
Total	17 %	18%	

Tabelle 8.1: *Systematische Fehler für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts im myonischen und elektronischen Zerfallskanal.*

Der Fehler für *Rekonstruktion und Modell* berücksichtigt die Unsicherheit bei der Rekonstruktion der Variablen insbesondere von z und damit verbunden den Anteil von Resolved Ereignissen bei kleinen z bzw. von diffraktiven Ereignissen bei hohen z. Der Fehler von 10% teilt sich wie folgt auf (quadratische Addition):

- Resolved-Photon Anteil: 2.5%
- Änderung der Ereigniszahlen bei simulierten Ereignissen im Bereich $0.45 \leq z \leq 0.9$ und $30\,\text{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\text{GeV}$, wenn der Schnitt nicht auf rekonstruierte sondern auf generierte Größen angewendet wird: 6%
- Änderung des berechneten Wirkungsquerschnittes, wenn die untere Grenze in z variiert wird im Bereich $0.4 \leq z \leq 0.5$: 5%
- Änderung des Anteils der simulierten Ereignisse im Bereich $z < 0.45$ an der Gesamtzahl der Ereignisse im Bereich $z < 0.9$ bei Variation der Gluonparametrisierung bzw. bei Vergleich NLO-Rechnungen und Rechnungen in führender Ordnung: 6%

Die Unsicherheit bei der Bestimmung der *Triggereffizienz* ist in Kapitel 4.3.2 erläutert. Für den myonischen Zerfallskanal ergibt sich der Fehler als Mittel der zur Analyse verwendeten Subtrigger. Im elektronischen Zerfallskanal ist dieser Fehler etwas größer angenommen, um die geringe Statistik der zur Analyse verwendeten Ereignisse in Verbindung mit den hohen Skalierungsfaktoren der verwendeten Subtrigger zu berücksichtigen. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Effizienz der *Lepton-Identifikation* ist in Abschnitt 5.6 erläutert.
Die *Spurfindungseffizienz* ist in Abschnitt 5.2 beschrieben worden. Zur Bestimmung des Fehlers bei der *Akzeptanzbestimmung* wurden verschiedene Gluonparametrisierungen verwendet und die jeweiligen Unterschiede zwischen den Parametrisierungen MRS(D-') und MRS(D0') [85] betrachtet, da diese sich am deutlichsten voneinander unterscheiden. Der Fehler für das *Verzweigungsverhältnis* für den Zerfall des J/ψ-Mesons in Leptonen ist aus [14] entnommen. Der Fehler für die Berechnung des γp-Wirkungsschnittes mit Hilfe des *Photonflusses* ist in 8.1.2 erläutert.

Der *statistische* Fehler wird als der Fehler der Gesamtereigniszahl (ohne Untergrundabzug) $\sqrt{N_{Gesamt}}$ in einem Intervall angenommen.

8.2 Wirkungsquerschnitt als Funktion von $W_{\gamma p}$

Der Wirkungsquerschnitt wird berechnet für den **myonischen** und den **elektronischen** Zerfallskanal, wobei der myonischen Analyse aufgrund der höheren Statistik eine größere Bedeutung zukommt.

8.2.1 Analyse des myonischen Zerfallskanals

Die Analyse der inelastischen J/ψ-Produktion im myonischen Zerfallskanal als Funktion der Schwerpunktenergie im γp-System wird für zwei kinematische Bereiche durchgeführt:

1. $z < 0.9$ und $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$
2. $z < 0.8$ und $p_{t,\psi}^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ und $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$

Für die Analyse im eingeschränkten kinematischen Bereich (2) ist die für die Analyse zur Verfügung stehende Datenmenge zwar geringer, jedoch ergeben sich bei Werten von $z \to 1$ und $p_{t,\psi}^2 \to 0\,\mathrm{GeV}^2$ große Abweichungen zwischen den Rechnungen in führender Ordnung und den NLO-Vorhersagen (siehe Theoriekurven in Kapitel 8.3.1 und 8.3.2), so daß zu vermuten ist, daß hier auch Graphen höherer Ordnung berücksichtigt werden müßten.

Inelastische J/ψ-Analyse im Bereich $\mathbf{z < 0.9}$				
$W_{\gamma p}$ [GeV]	30–60	60–90	90–120	120–150
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$ **1994**				
# Ereignisse	9.5±3.3	25.8±5.7	31.9±6.8	29.3±6.6
Effizienz	0.037±0.004	0.079±0.009	0.124±0.018	0.136±0.020
$\sigma_{ep}[nb]$	1.57±0.55±0.26	1.99±0.44 ±0.33	1.57±0.33±0.26	1.31±0.30±0.22
$\Phi_{\gamma/e}$	0.074	0.037	0.023	0.015
$\sigma_{\gamma p}[nb]$	21.3±7.4±3.6	53.8±11.8 ±9.1	68.2±14.5±11.6	88.4±20.0±15.0
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$ **1995**				
# Ereignisse	10.5±3.6	28.8±6.1	27.2±6.3	27.3±6.5
Effizienz	0.019±0.002	0.085±0.010	0.122±0.014	0.115±0.013
$\sigma_{ep}[nb]$	2.32±0.80±0.38	1.45±0.31±0.24	0.94±0.22±0.16	1.00±0.24±0.17
$\Phi_{\gamma/e}$	0.069	0.035	0.022	0.014
$\sigma_{\gamma p}[nb]$	33.5±11.5±5.7	41.6±8.8±7.1	43.7±10.2±7.4	71.8±17.1±12.2
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$ 1994 und 1995 **kombiniert**				
$\sigma_{\gamma p}[nb]$	24.9±6.3±4.2	45.9±7.0±7.8	51.8±8.3±8.8	78.8±13.0±13.4

Tabelle 8.2: *Tabelle mit den Ereigniszahlen (nach Untergrundabzug), Effizienzen, Photonfluß und Wirkungsquerschnitten in Intervallen der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ für die inelastische J/ψ-Analyse im Bereich $z < 0.9$. Der Fehler für die Ereigniszahlen ist der statistische Fehler (des Gesamtsignals). Die systematischen Fehler ergeben sich aus Tabelle 8.1.*

Die bei der Analyse im myonischen Zerfallskanal für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 ermittelten Werte für die Ereigniszahlen, Effizienzen, Photonfluß und die Wirkungsquerschnitte in den einzelnen Intervallen von $W_{\gamma p}$ sind in den Tabellen 8.2 ($z < 0.9$) und 8.3 ($z < 0.8$ und $p_{t,\psi}^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$) aufgeführt.
In Abbildung 8.7 ist der Verlauf der Wirkungsquerschnitte im γp-System für die einzelnen Datennahmeperioden getrennt für beide betrachteten kinematischen Abschnitte dargestellt. Die Daten der Datennahmeperioden 1994 und 1995 zeigen Übereinstimmung in den einzelnen $W_{\gamma p}$-Bereichen innerhalb der Fehler und werden gemittelt.

Inelastische J/ψ-Analyse im Bereich $\boldsymbol{z < 0.8}$ **und** $\boldsymbol{p_{t,\psi}^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2}$			
$W_{\gamma p}$ [GeV]	30–70	70–110	110–150
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$ **1994**			
# Ereignisse	10.5±3.5	15.1±4.6	22.0±5.7
Effizienz	0.041±0.005	0.102±0.012	0.137±0.016
$\sigma_{ep}[nb]$ ($Q^2 < 3.5\,\mathrm{GeV}$)	1.58±0.52±0.26	0.90±0.27± 0.15	0.97±0.25± 0.16
$\Phi_{\gamma/e}$	0.088	0.039	0.021
$\sigma_{\gamma p}[nb]$	17.8±5.9± 3.0	23.3±7.1± 4.0	45.6±11.8±7.8
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$ **1995**			
# Ereignisse	10.0±3.3	21.4±5.5	17.4±5.2
Effizienz	0.031±0.004	0.107±0.012	0.109±0.013
$\sigma_{ep}[nb]$ ($Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}$)	1.36±0.45±0.22	0.85±0.22± 0.14	0.68±0.20±0.11
$\Phi_{\gamma/e}$	0.083	0.036	0.020
$\sigma_{\gamma p}[nb]$	16.4±5.4±2.8	23.3±6.0±4.0	33.8±10.1±5.7
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$ 1994 und 1995 **kombiniert**			
$\sigma_{\gamma p}[nb]$	17.1±4.0±2.9	23.3±4.5±4.0	38.8±7.7±6.6

Tabelle 8.3: *Tabelle mit den Ereigniszahlen (nach Untergrundabzug), Effizienzen, Photonfluß und Wirkungsquerschnitten in Intervallen der Schwerpunktenergie* $W_{\gamma p}$ *für die inelastische* J/ψ*-Analyse im Bereich* $z < 0.8$ *und* $p_{t,\psi}^2 > 1\ GeV^2$. *Der Fehler für die Ereigniszahlen ist der statistische Fehler (des Gesamtsignals). Die systematischen Fehler ergeben sich aus Tabelle 8.1.*

In Abbildung 8.8 sind die mit den *statistischen* Fehlern gemittelten Werte der Wirkungsquerschnitte für beide Datennahmeperioden dargestellt. Abbildung 8.8 a) zeigt die kombinierten Analyseresultate im kinematischen Bereich $z < 0.9$ für die Analyse im myonischen (volle Kreise) und im elektronischen Zerfallskanal (volles Quadrat; siehe Kapitel 8.2.2). Die gepunktete Linie ist eine Anpassung der Form $W_{\gamma p}^{\alpha}$ an die Daten der myonischen Analyse (siehe Ende dieses Abschnitts). Die anderen Kurven zeigen NLO-QCD Vorhersagen unter Verwendung verschiedener Gluonparametrisierungen $g(x_g)$.

Desweiteren sind in Abbildung 8.8 a) die Wirkungsquerschnitte der Niederenergieexperimente NA14 und FTPS [38, 21] dargestellt. (In Anhang C wird ein Überblick über diese Experimente gegeben.)

Es zeigt sich, daß die gemessenen Wirkungsquerschnitte in der Form mit den NLO-QCD Rechnungen im Rahmen der Unsicherheiten übereinstimmen. In der absoluten Normierung des Wirkungsquerschnittes ergeben sich große Unterschiede je nach zur Rechnung verwendeten Strukturfunktion. Übereinstimmung zwischen Daten und QCD-Rechnungen ergibt sich bei Verwendung der Strukturfunktion MRS(G), die einen starken Anstieg des Gluonanteils bei kleinen Werten von x_g annimmt.

Aufgrund der bereits erwähnten Schwierigkeiten bei den QCD-Rechnungen in den "Randbereichen" sind die Rechnungen im eingeschränkten kinematischen Bereich $z <$

0.8 und $p_{t,\psi}^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ mit kleineren Unsicherheiten behaftet. In Abbildung 8.8 b) sind die experimentellen Resultate dieser Analyse (volle Kreise) und die des ZEUS Experimentes [93] dargestellt im Vergleich zu den NLO-QCD Rechnungen. Es zeigt sich, daß die experimentellen Ergebnisse in Form und absoluter Höhe im Rahmen der Fehler gut übereinstimmen mit den theoretischen Rechnungen. Die QCD-Rechnungen unter Verwendung unterschiedlicher Gluonparametrisierungen unterscheiden sich nur geringfügig voneinander, da man insbesondere durch den Schnitt auf den Transversalimpuls des J/ψ-Mesons wenig sensitiv ist auf Ereignisse mit kleinen Werten von x_g, wo sich die Gluonparametrisierungen hauptsächlich voneinander unterscheiden (siehe Kapitel 8.5).
In Abbildung 8.8 b) ist weiterhin dargestellt die QCD-Rechnung in *führender* Ordnung in α_s (strichpunktierte Kurve). Während die Form der Kurve der NLO-QCD Rechnung in etwa entspricht, ist die absolute Vorhersage der NLO-Vorhersage etwa doppelt so groß.

Eine Anpassung der Form $W_{\gamma p}^{\alpha}$ an die bei H1 gemessenen Daten (1994 und 1995 kombiniert) im Bereich $z < 0.9$ ergibt einen Wert für α von:

$$\alpha = 0.97 \pm 0.34 \tag{8.9}$$

Dieses ist vergleichbar mit den Ergebnissen, die man bei der Analyse der elastischen Produktion bzw. bei der Erzeugung mit Dissoziation des Protons erhält. Hier ergeben sich die Werte der Anpassung zu $\alpha = 0.64 \pm 0.13$ im elastischen Fall bzw. $\alpha = 1.2 \pm 0.2$ im Fall der Protondissoziation [18].

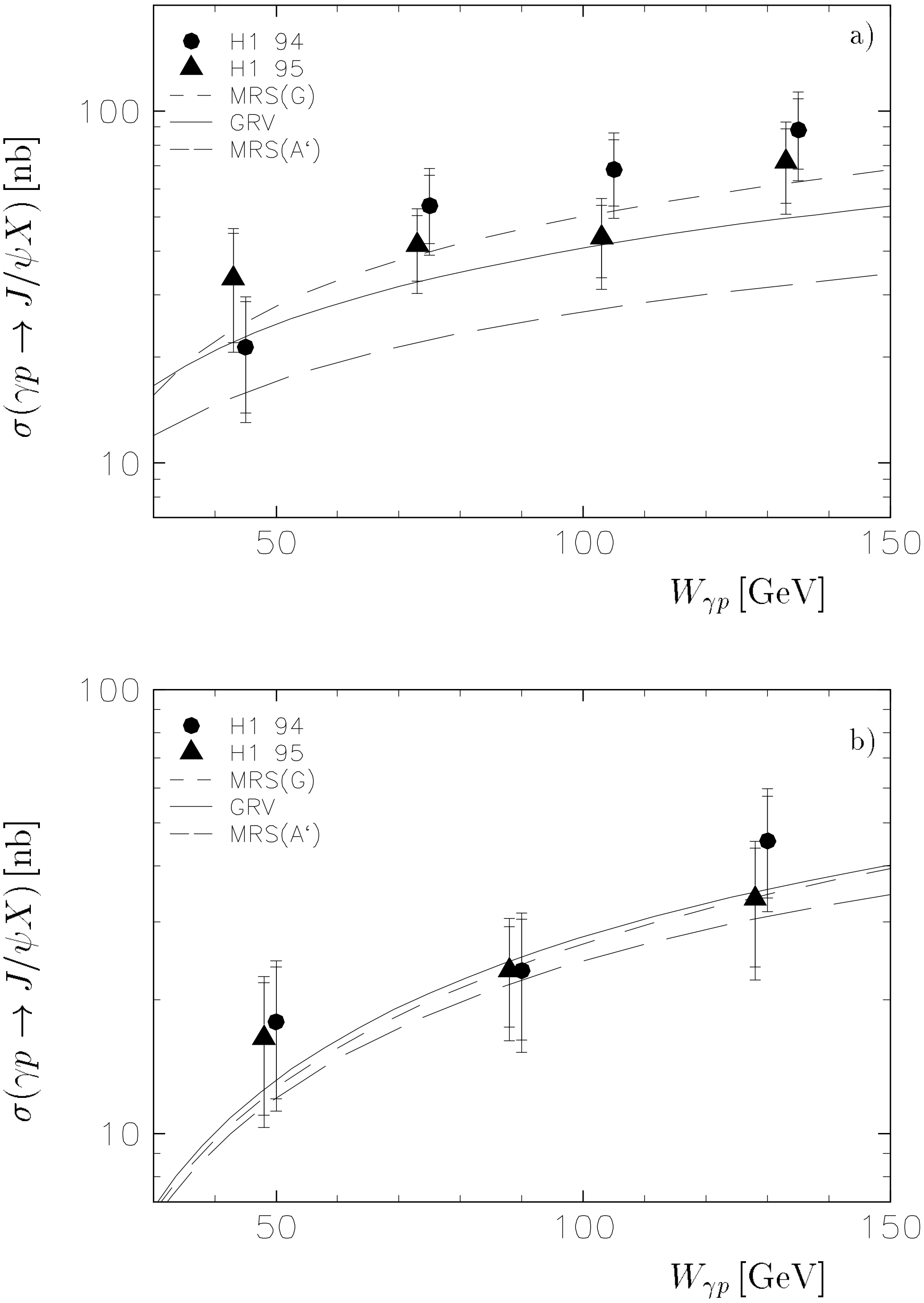


Abbildung 8.7: *Totaler Wirkungsquerschnitt für die inelastische J/ψ-Produktion ($J/\psi \to \mu^+\mu^-$) a) für den Bereich $z < 0.9$ für die Datennahmeperiode 1994 (Kreise) und 1995 (Dreiecke) und b) im Bereich $z < 0.8$ und $p_t^2 > 1\,GeV^2$. Die inneren Fehlerbalken markieren den statistischen Fehler. Die äußeren stellen den Gesamtfehler dar, wobei statistischer und systematischer Fehler quadratisch addiert sind. Die Kurven sind NLO-QCD-Vorhersagen unter Verwendung verschiedener Gluonparametrisierungen.*

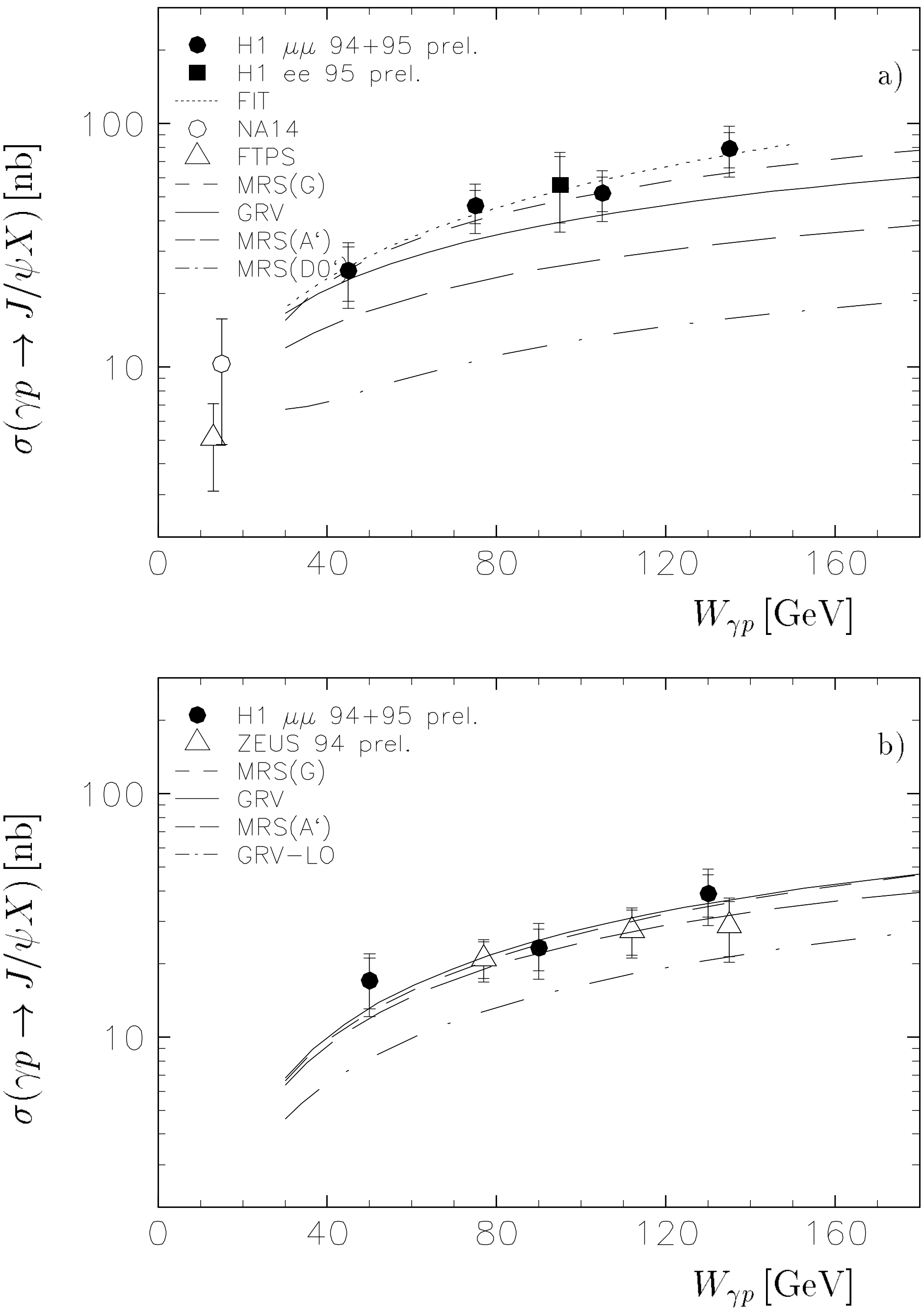


Abbildung 8.8: *Totaler Wirkungsquerschnitt für die inelastische* J/ψ*-Produktion für die Bereiche a)* $z < 0.9$ *bzw. b)* $z < 0.8$ *und* $p_t^2 > 1\ GeV^2$ *(volle Kreise: kombinierte Resultate der Jahre 1994 und 1995; volles Quadrat:* $J/\psi \to e^+e^-$ *1995). Die Dreiecke sind die Resultate der ZEUS-Kollaboration (in b). Die gepunktete Linie ist eine Anpassung der Form* $W_{\gamma p}^{\alpha}$ *(siehe Text) an die H1-Punkte (in a). Die übrigen Kurven sind NLO-QCD Vorhersagen unter Verwendung verschiedener Gluonparametrisierungen. In b) ist ebenfalls eine Vorhersage in führender Ordnung dargestellt (gestrichpunktete Linie). Die offenen Kreise im oberen Bild sind die Resultate von Fixed-Target Experimenten [38, 21].*

8.2.2 Analyse des Zerfallskanals $J/\psi \to e^+e^-$

Für die Datennahmeperiode 1995 konnte – wie bereits erwähnt – durch die Installation neuer Trigger ein analysierbares Signal für die inelastische J/ψ-Produktion mit elektronischem Zerfall selektiert werden. Die Datenmenge ist allerdings nicht ausreichend, um Wirkungsquerschnitte in verschiedenen $W_{\gamma p}$ Bereichen bzw. differentielle Wirkungsquerschnitte berechnen zu können.
Die Analyse des Wirkungsquerschnitts erfolgt im Bereich $50\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 140\,\mathrm{GeV}$, da der Untergrund bei kleineren bzw. größeren Werten von $W_{\gamma p}$ stark ansteigt.

In Tabelle 8.4 sind die Effizienzen, Ereigniszahl, Photonfluß und Wirkungsquerschnitt für die Analyse im Bereich $z < 0.9$ aufgeführt.
Die Triggereffizienz ist im Vergleich zur Analyse im myonischem Zerfallskanal deutlich niedriger, was die geringere Ereigniszahl erklärt. In Abbildung 8.8 a) ist der berechnete Wirkungsquerschnitt bei einem mittleren $< W_{\gamma p} >= 95\,\mathrm{GeV}$ dargestellt (volles Quadrat) im Vergleich mit den Ergebnissen der Analyse im myonischem Zerfallskanal. Man erkennt, daß die Resultate im Rahmen der Fehler übereinstimmen.

$\epsilon_{Akzeptanz}$	$\epsilon_{Analyse}$	$\epsilon_{Trigger}$	# Ereignisse	$\Phi_{\gamma/e}$	$\sigma_{\gamma p}$
0.774	0.238	0.114	23.3 ± 6.9	0.084	(56.1 ± 16.6 ± 10.1) nb

Tabelle 8.4: *Effizienzen, Ereigniszahl (nach Untergrundabzug), Photonfluß und Wirkungsquerschnitt für die Analyse inelastischer J/ψ-Mesonen mit elektronischem Zerfall.*

8.3 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts im γp-System in einer Variablen v erfolgt gemäß:

$$\frac{d\sigma}{dv} = \frac{N_{Daten} - N_{Untergrund}}{\mathcal{L} \cdot \epsilon \cdot dv \cdot \Phi_{\gamma/e} \cdot BR} \tag{8.10}$$

Hierbei ist $(N_{Daten} - N_{Untergrund})$ die Anzahl der untergrundbereinigten Daten im Intervall dv, $\mathcal{L}$ die Luminosität, ϵ die Gesamteffizienz und dv die Breite des jeweiligen Intervalls der Variablen v. $\Phi_{\gamma/e}$ ist der integrierte Photonfluß in dem gewählten $W_{\gamma p}$-Bereich ($30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$). BR ist das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des J/ψ-Mesons in zwei Leptonen.

8.3.1 Transversalimpulsverteilung

In Abbildung 8.9 ist der experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_{t,\psi}^2$ im Bereich a) $z < 0.9$ bzw. b) $z < 0.8$ für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 dargestellt (volle Kreise). Er ist in guter Übereinstimmung mit den NLO-QCD Vorhersagen (gestrichelte Linie) bei einer Schwerpunktenergie von $W_{\gamma p} = 100$ GeV. Man sieht ferner, daß die NLO-QCD Vorhersage für kleine $p_{t,\psi}^2$ zusammenbricht, was darauf schließen läßt, daß in diesem Bereich im Rahmen der perturbativen QCD Graphen noch höherer Ordnungen berücksichtigt werden müßten.
Die Rechnungen in führender Ordnung in α_s (gepunktete Linie) sagen eine sehr viel steilere p_t^2-Verteilung voraus als die NLO-Rechnungen und sind nicht in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. In Abbildung 8.9 b) sind auch die Ergebnisse von ZEUS aus dem Jahr 1994 dargestellt, die gut mit den Ergebnissen dieser Arbeit übereinstimmen.

Anpassung des Steigungsparameters b

Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann durch eine Exponentialfunktion der Form

$$d\sigma/dp_t^2 = ae^{-bp_t^2} \tag{8.11}$$

beschrieben werden. Die durchgezogene Linie in Abbildung 8.9 ist eine Anpassung dieser Form an die Datenpunkte.

Zur Bestimmung des Steigungsparameters b wurden in dieser Arbeit verschiedene Anpassungsmethoden benutzt. Neben der χ^2-Methode, bei der der differentielle Wirkungsquerschnitt in Intervallen von p_t^2 durch eine exponentielle Kurve angepaßt wird, wird bei der *Log-Likelihood* Anpassungsmethode jedes Einzelereignis bewertet. Der Fehler der letzteren Methode ist in der Regel kleiner als der der χ^2-Methode.

Die für die Log-Likelihood-Anpassung benötigte Verteilungsfunktion F ist gegeben durch:

$$F = ae^{-bp_t^2} \tag{8.12}$$

Die Anpassung des Parameters b erfolgt im Bereich $0\,\text{GeV}^2 \leq p_{t,\psi}^2 \leq 8\,\text{GeV}^2$. Die normierte Verteilungsfunktion f hat die Form

$$f(p_t^2) = -b\frac{e^{-bp_t^2}}{1 - e^{-8b}} \tag{8.13}$$

Dabei ist die Normierung so gewählt, daß gilt:

$$1 = \int_0^8 f(p_t^2)dp_t^2 \tag{8.14}$$

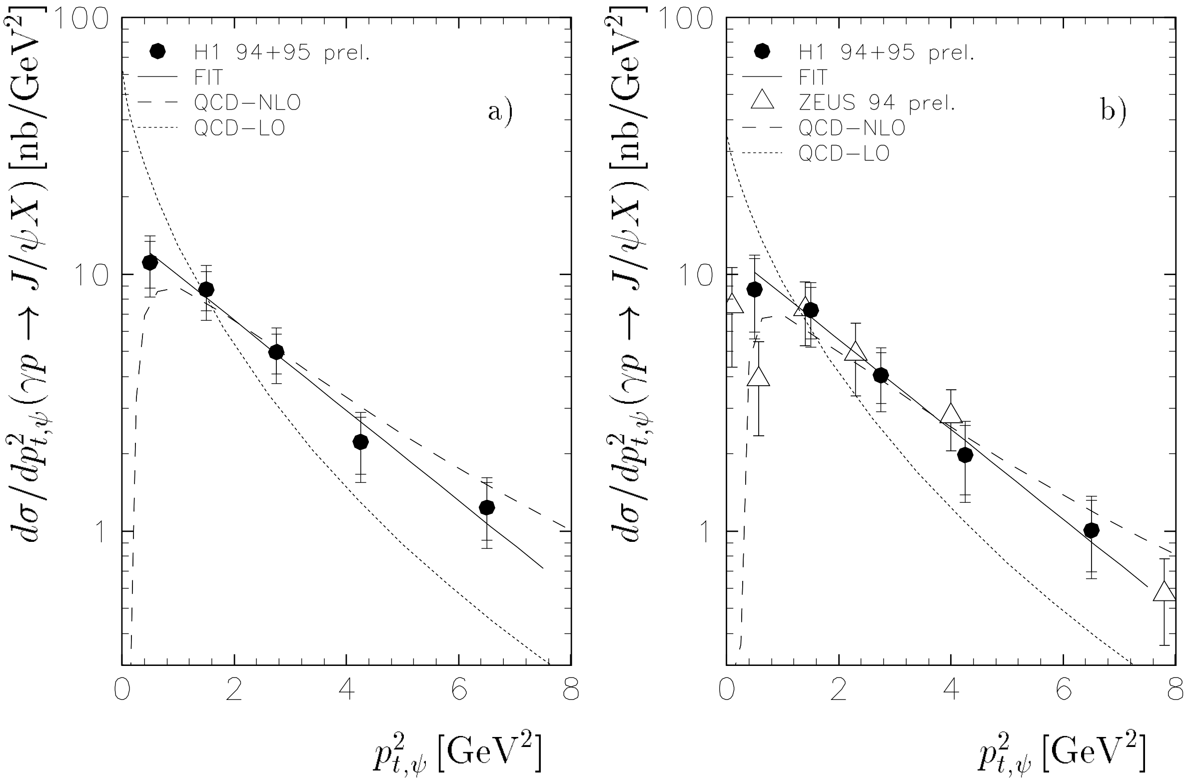


Abbildung 8.9: *Differentieller Wirkungsquerschnitt in* p_t^2 *für die inelastische* J/ψ*-Produktion im Bereich a)* $z < 0.9$ *bzw. b)* $z < 0.8$. *Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung der Form* $e^{-bp_t^2}$. *Die gestrichelte Linie ist eine NLO-QCD Vorhersage unter Verwendung der Gluonparametrisierung GRV bei einer Schwerpunktenergie von* $W_{\gamma p} = 100\,GeV$. *Die gepunktete Linie ist die QCD-Vorhersage in führender Ordnung. In b) sind ebenfalls die Ergebnisse von ZEUS aus dem Jahr 1994 dargestellt (Dreiecke).*

Daraus ergibt sich die Likelihood-Funktion L mit:

$$logL(b) = \log \prod_{\nu=1}^{N} \left(-b \frac{e^{-bp_t^2}}{1 - e^{-8b}} \right)^{\frac{1}{\epsilon}} \tag{8.15}$$

Das Produkt erstreckt sich über alle Ereignisse. ϵ ist die Gesamteffizienz, die jedem Ereignis zugeordnet ist. Der Parameter b wird angepaßt, indem das Maximum der Likelihood-Funktion $L(b)$ gesucht wird.

Der mit der Log-Likelihood-Anpassungsmethode ermittelte Wert für b im kinematischen Bereich $z < 0.9$ ergibt sich zu:

$$b = (0.387 \pm 0.036)\,\mathrm{GeV}^{-2} \tag{8.16}$$

Eine χ^2 Anpassung der Form $e^{-bp_t^2}$ im Bereich 0 $\mathrm{GeV}^2 \leq p_t^2 \leq 8\,\mathrm{GeV}^2$ ergibt einen Wert für b von:

$$b = (0.396 \pm 0.058)\,\mathrm{GeV}^{-2} \tag{8.17}$$

Die angegebenen Fehler sind jeweils die *statistischen* Fehler. Variiert man den oberen Punkt, bis zu dem die Anpassung vorgenommen wird, im Bereich $3\,\mathrm{GeV}^2 \leq p_t^2 \leq 8\,\mathrm{GeV}^2$, so ergibt sich eine Änderung in b um $\Delta b = 0.030\,\mathrm{GeV}^{-2}$
Eine exponentielle Anpassung an die QCD Rechnungen im Bereich 1 $\mathrm{GeV}^2 \leq p_t^2 \leq 8$ GeV^2 ergibt einen Wert für b von $b = 0.33\,\mathrm{GeV}^{-2}$.

Für den kinematischen Bereich $z < 0.8$ resultiert bei der Log-Likelihood-Anpassung ein Wert von $b = (0.368 \pm 0.049)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ ($b = (0.386 \pm 0.069)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bei der χ^2-Methode).

Im Vergleich zur diffraktiven J/ψ-Erzeugung ergibt sich bei der Analyse der inelastischen Produktion ein sehr viel flacherer Verlauf der $p_{t,\psi}^2$-Verteilung. So ergibt sich bei der Anpassung des Steigungsparameters b im Bereich $0\,\mathrm{GeV}^2 \leq p_{t,\psi}^2 \leq 1\,\mathrm{GeV}^2$ für die Analyse der elastischen J/ψ-Produktion ein Wert von $b = (4.0 \pm 0.2 \pm 0.2)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ und im Fall der Protondissoziation ein Wert von $b = (1.6 \pm 0.3 \pm 0.1)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ [18].

8.3.2 Elastizitätsverteilung

Die Elastizität z gibt den relativen Energieübertrag vom Photon auf das J/ψ-Meson im Protonruhesystem an. Die Vorhersagen für die Elastizitätsverteilung im Colour-Singlet bzw. Colour-Octet Modell unterscheiden sich deutlich voneinander. Daher kommt der Messung dieser Verteilung auch die Aufgabe zu, zwischen diesen Modellen zu unterscheiden.
Der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dz$ im Bereich $0.45 \leq z \leq 0.9$ ist in Abbildung 8.10 a) dargestellt. Die Datenpunkte werden im Rahmen der Fehler durch die NLO-QCD Rechnungen im Colour-Singlet Modell bei $W_{\gamma p} = 100\,\mathrm{GeV}$ beschrieben. Bei Werten der Elastizität $z > 0.8$ zeigt sich, daß die QCD-Vorhersagen abfallen, was vermuten läßt, daß hier auch Graphen höherer Ordnung mit berücksichtigt werden müßten.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dz$ im kinematischen Bereich $p_t^2 > 1$ GeV^2 ist in Abbildung 8.10 b) dargestellt. Die vollen Kreise stellen die Ergebnisse dieser Arbeit dar. Die offenen Dreiecke sind die Ergebnisse der ZEUS Kollaboration. Die Daten werden durch die NLO-QCD Rechnungen im Colour-Singlet Modell quantitativ beschrieben (gestrichelte Kurve). Die durchgezogene Kurve ist eine QCD-Vorhersage im Colour-Octet Modell in führender Ordnung in α_s, wobei die langreichweitigen Matrixelemente für die Rechnung verwendet wurden, die zur Beschreibung der J/ψ-Produktion am CDF-Experiment bestimmt worden sind (siehe Kapitel 3.2.3). Experimentell zeigt sich keine Evidenz für das Vorhandensein von großen Colour-Octet Beiträgen für die J/ψ-Produktion bei HERA-Energien.

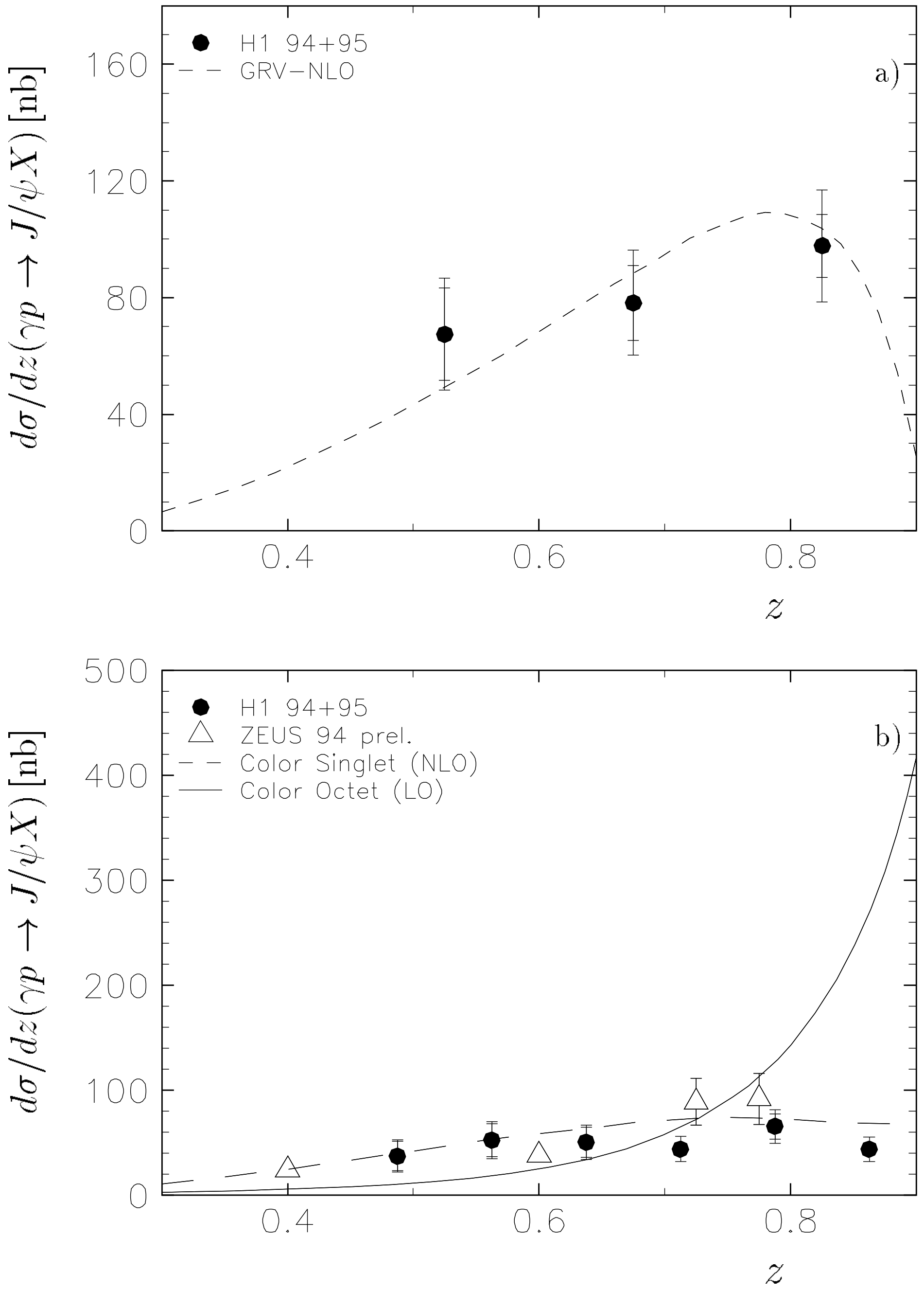


Abbildung 8.10: *Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion von z a) für den Bereich* $z \leq 0.9$. *Die gestrichelte Kurve ist die NLO-QCD Vorhersage im Colour-Singlet Modell bei* $W_{\gamma p} = 100\,GeV$ *unter Verwendung der GRV-Gluonparametrisierung. In b) ist der differentielle Wirkungsquerschnitt (volle Kreise) als Funktion von z für den Bereich* $p_t^2 > 1\,GeV^2$ *dargestellt. Die offenen Dreiecke stellen die Ergebnisse von ZEUS dar. Die gestrichelte Kurve ist die QCD-Vorhersage im Colour-Singlet Modell. Die durchgezogene Linie ist eine QCD-Vorhersage im Colour-Octet Modell.*

8.4 Zerfallswinkelverteilung

In diesem Abschnitt wird die Zerfallswinkelverteilung im **J/ψ-Ruhesystem** diskutiert. Der Winkel θ^* ist definiert als der Winkel zwischen einem Zerfallslepton und der Flugachse des J/ψ-Mesons im **γp-Schwerpunktsystem** (Helizitätssystem):

$$\cos\theta^* = \frac{\vec{p}_\ell^{\,*} \cdot \vec{P}_\psi}{|\vec{p}_\ell^{\,*}||\vec{P}_\psi|}. \tag{8.18}$$

Der Impuls des J/ψ-Mesons $\vec{P}_\psi$ im γp-Schwerpunktsystem wird als Helizitätsachse bezeichnet. $\vec{p}_\ell^{\,*}$ ist der Impulsvektor eines Leptons im J/ψ-Ruhesystem. In Abbildung 8.11 ist die Definition von θ^* grafisch veranschaulicht.

In Abbildung 8.12 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dcos\theta^*$ dargestellt für den kinematischen Bereich a) $z < 0.9$ bzw. b) $z < 0.8$ und $p_{t,\psi}^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$. Eine Anpassung der Form $1 + \alpha cos^2\theta^*$ an die Daten ergibt Werte von a) $\alpha = 1.03 \pm 0.85$ bzw. b) $\alpha = 0.37 \pm 0.95$.

QCD-Rechnungen in führender Ordnung für $Q^2 \approx 0$ sagen ein Verhalten der Form $1 + \alpha cos^2\theta^*$ voraus mit Werten $\alpha \approx 0.2$ im Bereich $0.7 \leq z \leq 0.9$ bzw. $\alpha \approx 0$ im Bereich $z < 0.7$ [32]. Im Rahmen der großen Fehler sind die experimentellen Ergebnisse in Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen.

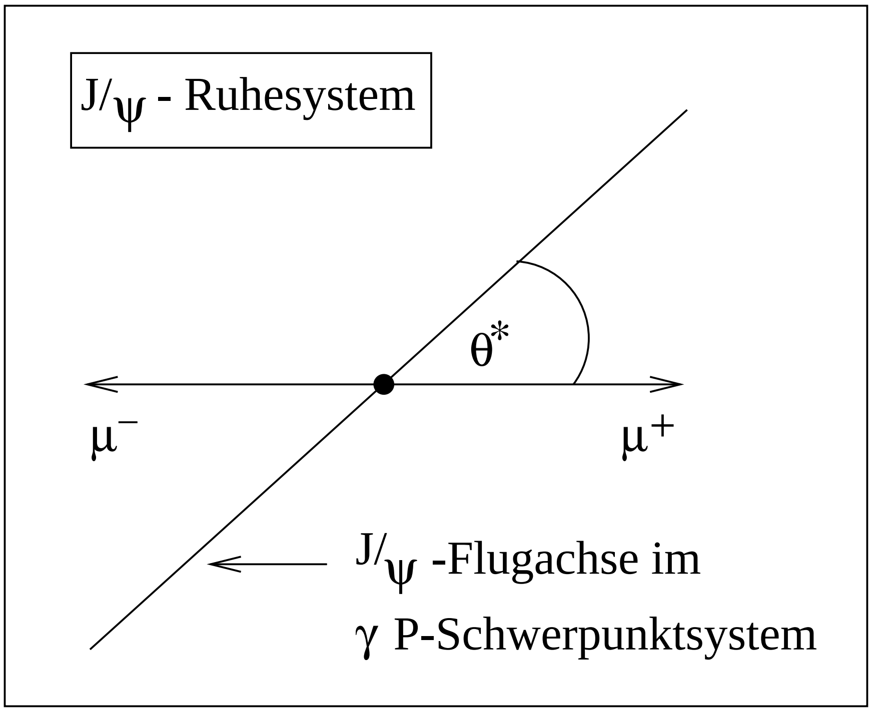


Abbildung 8.11: *Definition des Zerfallswinkels θ^**

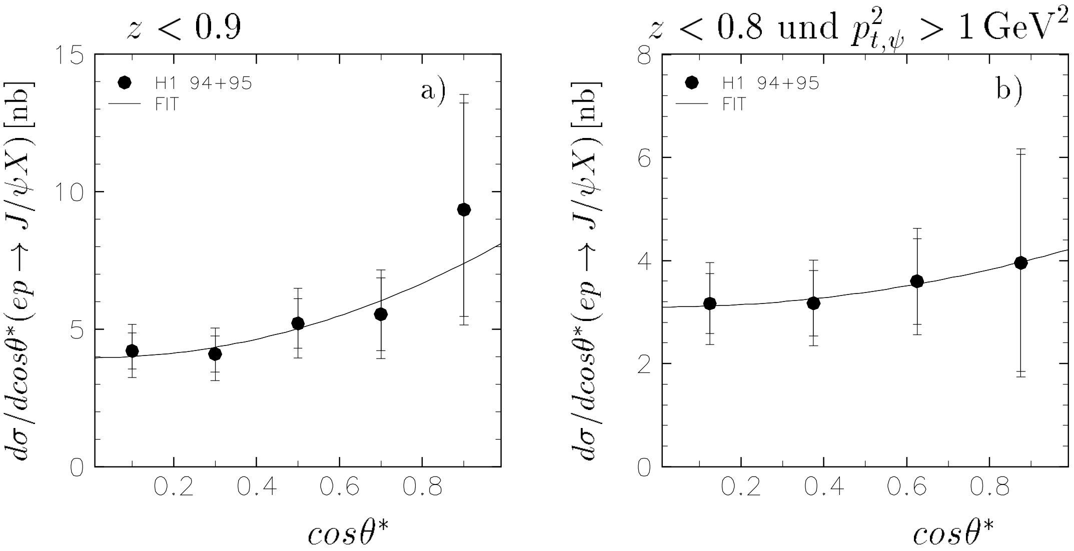


Abbildung 8.12: *Zerfallswinkelverteilung* $cos\theta^*$ *für die inelastische* J/ψ*-Produktion im Bereich a)* $z < 0.9$ *und b)* $z < 0.8$ *und* $p^2_{t,\psi} > 1$ *GeV*^{2}*. Die Anpassung ist von der Form* $1 + \alpha cos^2\theta^*$*.*

8.5 Direkte Messung der Gluondichte

Zur Messung der Gluondichte als Funktion des Impulsbruchteils x_g des Gluons am Protonimpuls bei festem μ^2 ($\mu^2 = m^2_\psi$) wird folgende Methode angewendet [95]:

$$g(x_g, \mu^2)|_{exp} = g(x_g, \mu^2)|_{MC} \times \frac{d\sigma/dx_g|_{exp}}{d\sigma/dx_g|_{MC}} \tag{8.19}$$

Hierbei ergibt sich die gesuchte Gluondichte $g(x_g, \mu^2)|_{exp}$ als das Verhältnis des gemessenen Wirkungsquerschnittes und des theoretischen Wirkungsquerschnittes, der zum Erzeugen der Verteilung der Monte-Carlo Ereignisse verwendet wurde, multipliziert mit der Gluondichte, die bei der Simulation benutzt wurde.

Es stehen noch keine Rechnung in NLO für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in x_g zur Verfügung, diese sind jedoch in Vorbereitung [96]. Der absolute Wert des Wirkungsquerschnitts, berechnet in führender Ordnung in α_s, ist nur bis auf einen Faktor bekannt. Die absolute Normierung für $g(x_g, \mu^2)|_{exp}$ wird in der Weise vorgenommen, daß $g(x_g, \mu^2)|_{exp}$ auf den Wert der Gluondichte $g(x_g, \mu^2)|_{MC}$ im höchsten x_g Intervall normiert wird. Dort unterscheiden sich die einzelnen theoretischen Gluondichten nur geringfügig voneinander (siehe Abbildung 8.14).

Das beschriebene Verfahren ergibt nur dann eine realistische Verteilung der Gluondichte, wenn die differentiellen Verteilungen aller Variablen, die x_g bestimmen, sich in den

Rechnungen in führender Ordnung in α_s nicht wesentlich von den NLO-Rechnungen unterscheiden. Da die p_t^2-Verteilung des J/ψ-Mesons in Rechnungen in führender Ordnung in α_s deutlich steiler abfällt als in Rechnungen höherer Ordnung, ist zu vermuten, daß dieser Effekt auch eine Änderung des x_g-Spektrums hervorruft, so daß die hier vorgestellten Ergebnisse mit einigen Unsicherheiten behaftet sind.

In Abbildung 8.13 sind die einzelnen Effizienzen und die Gesamteffizienz, die zur Korrektur der Daten verwendet werden, als Funktion von $log(x_g)$ dargestellt für den Bereich $z < 0.8$. Die Akzeptanz liegt für $log(x_g) = -2.0$ bei ≈ 0.3 und sie steigt zu kleinen Werten von x_g deutlich an. Analyse- und Triggereffizienz steigen zu kleinen Werten von x_g leicht an. Der Bereich, in dem die Gluondichte bestimmt werden soll, wird gewählt zu: $-3.1 \leq \log(x_g) \leq -2.1$.

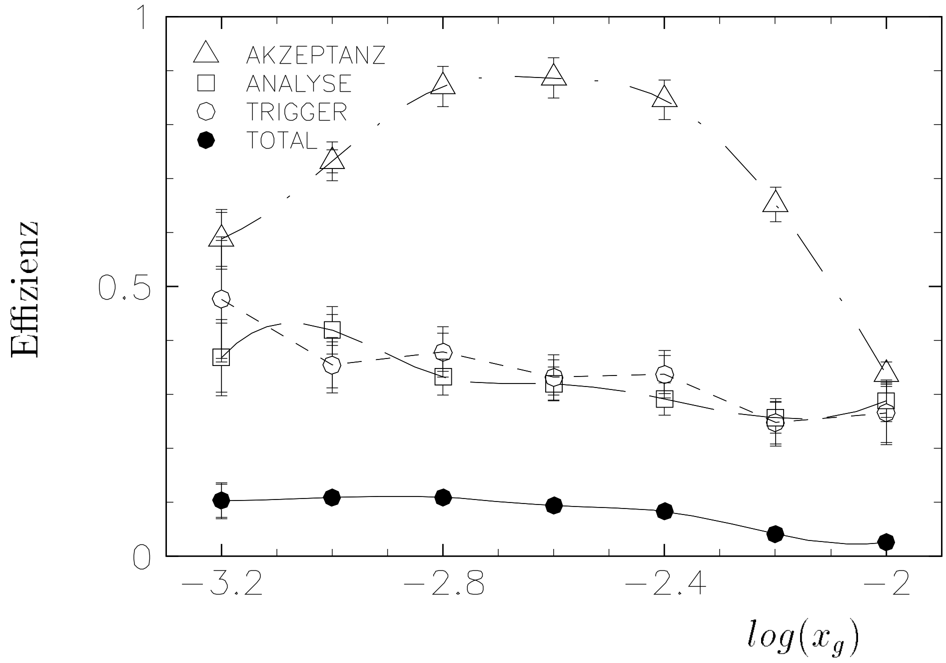


Abbildung 8.13: *Effizienzen (zur Korrektur der Daten) als Funktion von $log(x_g)$ im kinematischen Bereich $z < 0.8$.*

Berechnung der Gluondichte aus den Daten

In Abbildung 8.14 ist die aus den Daten im Bereich $z < 0.9$ mit einem zusätzlichen Schnitt von $p_t^2 > 0.2\,\mathrm{GeV}^2$, der zur Abtrennung von diffraktivem Untergrund dient, bestimmte Gluondichte dargestellt für die Datennahmeperioden a) 1994 und b) 1995. Für die Monte-Carlo Verteilungen wurden verschiedene Gluonparametrisierungen gewählt. Der sich daraus ergebende Unterschied in den einzelnen Punkten liegt innerhalb der Fehlerbalken. Er liegt zum einen begründet in dem jeweils unterschiedlichen Normierungspunkt und zum anderen an der sich leicht verändernden Effizienz bei Verwendung unterschiedlicher Gluondichten. Zum Vergleich sind jeweils dargestellt die theoretischen Gluonverteilungen MRS(D-) [85], GRV [91], MRS(A') [85] und MRS(D0') [85]. Bei kleinen Werten von x_g kann die Gluondichte parametrisiert werden gemäß $x_g g(x_g) \propto x_g^{-\lambda}$. Es gilt bei $\mu^2 = m_\psi^2$ für die Parametrisierung MRS(D-) $\lambda \approx 0.4$ für GRV $\lambda \approx 0.35$ für MRS(A') $\lambda \approx 0.3$ und $\lambda \approx 0.2$ für MRS(D0').

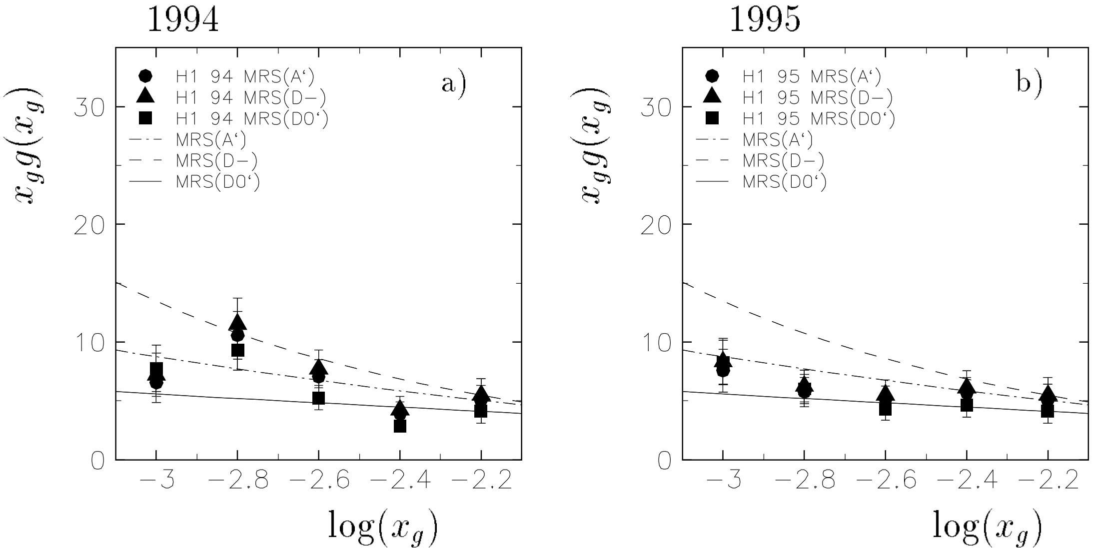


Abbildung 8.14: *Gluondichte (LO QCD) bei $\mu^2 = m_\psi^2$ als Funktion von x_g analysiert in dem Bereich $z < 0.9$ für die Datennahmeperioden a) 1994 bzw. b) 1995. Zur Berechnung der Gluondichte wurden simulierte Ereignisse mit unterschiedlichen Gluondichten verwendet.*

Die Ergebnisse beider Datennahmeperioden stimmen innerhalb der Fehler überein und wurden daher gemittelt. In Abbildung 8.15 ist die mit den Daten aus den Datennahmeperioden 1994 **und** 1995 bestimmte Gluonverteilung dargestellt in den kinematischen Bereichen a) $z < 0.9$ und b) $z < 0.8$. Die zur Analyse verwendeten simulierten Ereignisse sind unter Verwendung der Gluonparametrisierung MRS(A') generiert worden.
Man erkennt in Abbildung 8.15 a) für den Bereich $z < 0.9$, daß die ermittelte Gluonverteilung relativ flach ist und von der Form zwischen den Parametrisierungen MRS(D0') und MRS(A') liegt. Im Bereich $z < 0.8$ (Abbildung 8.15 b) zeigt sich ein steilerer Anstieg der Gluondichte zu kleinen Werten von x_g. Die offenen Symbole in Abbildung 8.15 sind die Resultate der EMC-Kollaboration, die aus der inelastischen J/ψ-Produktion im Bereich $z < 0.95$ und $p_t^2 > 0.1\,\mathrm{GeV}^2$ berechnet wurden.
Eine an die H1-Daten angepaßte Kurve der Form $x_g^{-\lambda}$ ergibt für den Bereich $z < 0.9$ einen Wert von

$$\lambda = 0.26 \pm 0.08 \pm 0.07 \tag{8.20}$$

und für den Bereich $z < 0.8$ gilt:

$$\lambda = 0.35 \pm 0.05 \pm 0.05. \tag{8.21}$$

Der erste Fehler ist der *statistische* Fehler.
Für die Bestimmung des *systematischen* Fehlers von λ wurde die verwendete Monte-Carlo Verteilung (führende Ordnung in α_s) so modifiziert, daß sie den Daten entspricht. In Kapitel 7.2 (Abbildung 7.7-7.8) wurde gezeigt, daß x_g im analysierten Bereich nur schwach von z abhängt und eine starke $W_{\gamma p}$ und $p_{t,\psi}^2$ Abhängigkeit aufweist. Bei der Vorhersage der Form des Wirkungsquerschnitts als Funktion von $W_{\gamma p}$ unterscheiden sich die Rechnungen in führender Ordnung in α_s und die NLO-QCD Rechnungen nicht wesentlich (siehe Abbildung 8.8 b)) und sind in Übereinstimmung mit den Daten. Deutliche Unterschiede zwischen Rechnungen in führender Ordnung in α_s und NLO-QCD Rechnungen ergeben sich als Funktion von $p_{t,\psi}^2$ (siehe Abbildung 8.9). Die Daten bestätigen die NLO-Rechnungen. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurde die Monte-Carlo Verteilung in $p_{t,\psi}^2$ daher umgewichtet, so daß sie der gemessenen Verteilung entspricht und die Gluondichte wurde noch einmal mit der umgewichteten Monte-Carlo Verteilung bestimmt. Die sich ergebenden Unterschiede zu der Analyse mit der originalen Monte-Carlo Verteilung werden als systematischer Fehler des Parameters λ angenommen. Die in Abbildung 8.15 dargestellten systematischen Fehler sind die sich gemäß Tablelle 8.1 ergebenden.

Die Ergebnisse zeigen, daß trotz der erwähnten theoretischen Unsicherheiten eine Bestimmung der Gluondichte mit den inelastischen J/ψ-Ereignissen möglich ist. Ergebnisse mit kleineren Fehlern werden sich ergeben, wenn die NLO-QCD Rechnungen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in x_g abgeschlossen sind. Weiterhin ist in den nächsten Jahren eine deutliche Erhöhung der für die Analyse zur Verfügung stehenden Datenmenge notwendig, um den statistischen Fehler zu verringern.

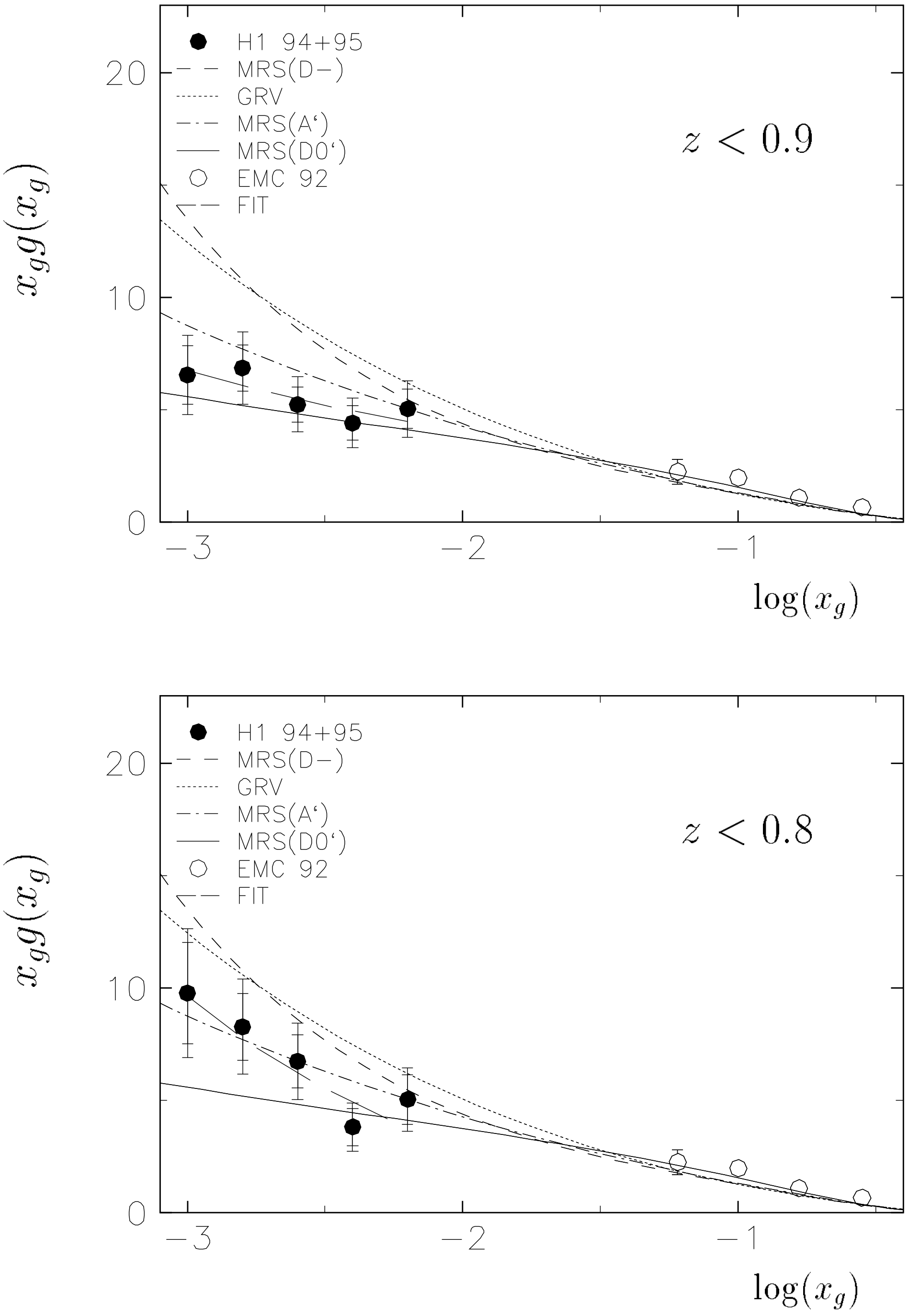


Abbildung 8.15: *Gluondichte (LO QCD) bei* $\mu^2 = m_\psi^2$ *als Funktion von* x_g *analysiert in den Bereichen* **oben)** $z < 0.9$ *und* **unten)** $z < 0.8$ *jeweils mit einem Schnitt von* $p_t^2 > 0.2\,GeV^2$ *zur Untergrundabtrennung für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 kombiniert. Die offenen Kreise sind die Ergebnisse der EMC Kollaboration [50].*

Kapitel 9

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung der Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im Bereich der Elastizität von $z < 0.9$. Die hierzu verwendeten Daten sind die bei H1 aufgezeichneten Ereignisse der Datennahmeperioden 1994 und 1995, entsprechend einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} \approx 7pb^{-1}$. Es wird sowohl der myonische als auch der elektronische Zerfallskanal untersucht.
Myonische J/ψ-Zerfälle werden mit Hilfe des Myontriggers in Verbindung mit Spurkammertriggern selektiert. Dabei ist die Triggereffizienz insbesondere im Zentralbereich des H1-Detektors dadurch limitiert, daß aufgrund der geringen Transversalimpulse nur ein kleiner Teil der Zerfallsmyonen das Myonsystem erreicht. Der wichtigste Trigger für inelastische J/ψ-Ereignisse mit elektronischem Zerfall ist der, bei dem das gestreute Positron im Elektronkleinwinkeldetektor nachgewiesen wird.
Der Nachweis von Myonen erfolgt sowohl im instrumentierten Eisen als auch im Flüssig-Argon Kalorimeter, während Elektronen ausschließlich im LAr-Kalorimeter erkannt werden.

Der experimentell beobachtete Anstieg des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Photon-Proton Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ im Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ wird durch NLO-QCD Rechnungen für den Prozeß der Photon-Gluon Fusion im Colour-Singlet Modell beschrieben. Eine Anpassung der Form W^{α} an die Daten im Bereich $z < 0.9$ ergibt einen Wert von $\alpha = 0.97 \pm 0.34$. In einem eingeschränkten Bereich $z < 0.8$ und $p_{t,\psi}^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$, in dem die QCD-Vorhersagen mit kleineren Unsicherheiten behaftet sind, wird außerdem die absolute Höhe des Wirkungsquerschnittes durch die QCD-Rechnungen richtig wiedergegeben.
Differentielle Wirkungsquerschnitte werden gemessen als Funktion des Transversalimpulses p_t^2 des J/ψ-Mesons und der Elastizität z. Ferner wird die Zerfallswinkelverteilung der Leptonen im J/ψ-Ruhesystem untersucht.
Eine exponentielle Anpassung der gemessenen $p_{t,\psi}^2$-Verteilung durch eine Funktion der Form $e^{-bp_t^2}$ mit Hilfe einer Log-Likelihood Anpassungsmethode liefert einen Wert von $b = (0.387 \pm 0.036 \pm 0.030)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ für Ereignisse im Bereich $z < 0.9$. Dieser Wert ist im Rahmen der Fehler in Übereinstimmung mit der NLO-QCD Vorhersage bei

$W_{\gamma p} = 100\,\mathrm{GeV}$, wo ein Wert von $b = 0.33\,\mathrm{GeV}^{-2}$ ermittelt wird, während die experimentellen Resultate von den Vorhersagen in führender Ordnung in α_s deutlich abweichen.
Der Vergleich der experimentell bestimmten Elastizitätsverteilung $d\sigma/dz$ im Bereich $p_t^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ mit den QCD-Rechnungen zeigt, daß die Daten gut durch die Vorhersagen des Colour-Singlet Modells beschrieben werden. Es gibt keine Evidenz für das Vorhandensein von großen Colour-Octet Beiträgen bei der inelastischen J/ψ-Produktion, wie es Rechnungen unter Verwendung der am Tevatron zur Beschreibung der J/ψ-Produktion extrahierten Werte für die Colour-Octet Matrixelemente voraussagen.
Die Zerfallswinkelverteilung im J/ψ-Ruhesystem ist im Rahmen der Fehler konsistent mit einem flachen Verlauf.
Eine direkte Messung der Gluondichte $x_g g(x_g, \mu^2)$ bei $\mu^2 = m_\psi^2$ aus den Daten bei Verwendung der QCD-Rechnungen in führender Ordnung in α_s ergibt einen Anstieg zu kleinen Werten von x_g, die den Vorhersagen der MRS(A') Parametrisierung entspricht. Eine Anpassung an die Daten mit einer Funktion der Form $x_g^{-\lambda}$ ergibt einen Wert von $\lambda = 0.35 \pm 0.05 \pm 0.05$ für Ereignisse im Bereich $z < 0.8$ und $p_{t,\psi}^2 > 0.2\,\mathrm{GeV}^2$. Dieses Ergebnis ist innerhalb der Fehler auch verträglich mit zu kleinen x_g steiler ansteigenden Gluonparametrisierungen wie z.B. GRV.

Ausblick

Um auch in Zukunft bei höheren Strahlströmen und den damit verbundenen Untergrundraten inelastische J/ψ-Ereignisse effizient selektieren zu können, müssen weitere Anstrengungen im Bereich des Triggers unternommen werden. Insbesondere sollte angestrebt werden, effizientere Trigger für inelastisch produzierte J/ψ-Mesonen mit elektronischem Zerfall zu installieren. Ein Konzept, das in dieser Arbeit vorgestellt wurde, ist der Einsatz eines schnellen Neuronalen Netzwerkchips im Rahmen des z-Vertex Triggers bzw. des Rz-Triggers auf der ersten Triggerstufe.
Für eine Verringerung der Fehler bei der Analyse der Gluondichte ist eine deutliche Erhöhung der zur Verfügung stehenden Ereignismenge notwendig. Weiterhin kann der kinematische Bereich weiter ausgedehnt werden. Eine Möglichkeit dafür ist die Analyse der J/ψ-Produktion bei kleinen Werten der Elastizität im Bereich $0.2 \leq z \leq 0.45$, wo neben der Erzeugung von J/ψ-Mesonen durch Photon-Gluon Fusion auch andere Prozesse eine Rolle spielen, wie die Resolved-Photon Wechselwirkung oder die J/ψ-Erzeugung aus dem Zerfall von B-Mesonen.
Ebenfalls kann der analysierte Bereich in $W_{\gamma p}$ erweitert werden, um bei kleinen Werten der Schwerpunktenergie den Anschluß an die Fixed Target Experimente zu ermöglichen, und bei großen Werten zu noch kleineren Werten von x_g zu gelangen. Die Schwierigkeiten hierbei sind die hohen Untergrund- und Triggerraten in diesen Bereichen.

Anhang A

Rückextrapolation von ITKR Spuren

Zur physikalischen Analyse sollen nur solche Myonen selektiert werden, die am Wechselwirkungspunkt entstanden sind. Daher werden rekonstruierte Spuren aus dem zentralen Myonsystem (instrumentiertes Eisen) zum Vertex rückextrapoliert (siehe Kapitel 5.3), und anschließend wird geprüft, ob sie in jeder Koordinatenebene einen maximalen Abstand von $> 100\,\mathrm{cm}$ vom Vertex aufweisen. Ansonsten werden diese Spuren verworfen (z.B. kosmische Myonen).

In den Endkappen werden die Spuren in der x-z- bzw. y-z-Ebene geradlinig vom instrumentierten Eisen zur Position des z-Vertex extrapoliert und dort wird der geringste Abstand berechnet. Das bedeutet:

$$\Delta x(z_0) = abs\left(\frac{x - (z - z_0)\tan\alpha_{xz}}{\sqrt{1 + \tan^2\alpha_{xz}}}\right) \tag{A.1}$$

mit

$$\tan\alpha_{xz} = tan(\theta) \cdot cos(\phi) \tag{A.2}$$

bzw.

$$\Delta y(z_0) = abs\left(\frac{y - (z - z_0)\tan\alpha_{xz}}{\sqrt{1 + \tan^2\alpha_{yz}}}\right) \tag{A.3}$$

mit

$$\tan\alpha_{yz} = tan(\theta) \cdot sin(\phi) \tag{A.4}$$

.

Dabei sind x, y, z die Koordinaten des ersten Eisenspurpunktes und z_0 die z-Vertex-Position. ϕ und θ sind die rekonstruierten Flugwinkel der Eisenspur.

Im Barrelbereich wird der Abstand der rückextrapolierten Spur in der Rz-Ebene Δz bzw. der x-y-Ebene DCA vom Vertex berechnet:

$$\Delta z = z(R_0) - z_0 = z - R \cdot cot(\theta) - z_0 \tag{A.5}$$

bzw.

$$DCA = MIN(DCA_1 + \frac{Q}{2P} \cdot \frac{B_{Faktor} \cdot (415^2 - R_{Eisen}^2)}{\sin(\theta)}, DCA_1) \tag{A.6}$$

mit

$$DCA_1 = R \cdot sin(\phi_{Richtung} - \phi_{Ort}) \tag{A.7}$$

mit R_{Eisen} dem radialen Abstand des ersten Eisenspurpunktes ($R_{Eisen} \approx 333\,\mathrm{cm}$) und ϕ_{Ort} dem Azimutwinkel zwischen dem Koordinatenursprung und dem ersten Eisenspurpunkt. B_{Faktor} ist die z-Komponente des Magnetfeldes im Koordinatenursprung. Der Parameter 415 ist mit kosmischen Myonen empirisch bestimmt und berücksichtigt die unterschiedliche Krümmung des Teilchens innerhalb des Eisens im Vergleich zur Krümmung im Hauptdetektor [97].

Anhang B

Bankstruktur im Modul KMTLNK

Das Spurverbindungsprogramm **KMTLNK** verbindet, Spuren aus dem Spurkammersystem (**KTKX**) (bzw. **CJCS** für kosmische Myonen) und dem Myonsystem (**ITKR** bzw. **MTKR**) (siehe Kapitel 5.4). Es werden die Datenbanken **KMKX**,**KMLP**,**KMDP** und **KMCS** erzeugt.
Akzeptierte Spurverbindungen werden in die Bank **KMKX** eingetragen. Die Parameter für die Verbindungen werden in die Bänke **KMLP** bzw. **KMDP** geschrieben. Eine schematische Übersicht über die beschriebene Bankstruktur ist in Abbildung B.1 dargestellt[1].

Die Auswahl der zu verbindenden Spuren aus dem Spurkammersystem erfolgt aus der Zeiger-Bank KTKX gemäß folgender Priorität:

1. **KTKT** (kombinierte vertexangepaßte Spuren aus dem Vorwärts- und Zentralspurkammersystem)
2. **CJKT** (vertexangepaßte Spur aus dem Zentralspurkammersystem)
3. **FTKT** (vertexangepaßte Spur aus dem Vorwärtsspurkammersystem)
4. **CJKR** (nicht vertexangepaßte Spur aus dem Zentralspurkammersystem)
5. **FTKR** (nicht vertexangepaßte Spur aus dem Vorwärtsspurkammersystem)

Die KMKX Bank

In der KMKX-Bank wird der Zeiger zu einer Zeile in der KMLP bzw. KMDP eingetragen, wenn zu einer Spur im Spurkammersystem eine Spurverbindung zu einer Myonspur gefunden wird.

Die KMLP Bank

---

[1] H1-Datenbanken haben eine feste Anzahl von Spalten und eine variable Zeilenanzahl. Bei Spurbanken entspricht eine Zeile in der Regel einer Spur. Parallele Banken haben die gleiche Anzahl von Zeilen. Ein Zeiger von einer Bank A zu einer anderen Bank B spezifiziert eine bestimmte Zeile in B.

In der KMLP-Bank sind folgende Informationen über eine Spurverbindung abgespeichert (Spalte 1–3):

1. χ^2-Wahrscheinlichkeit für die Spurverbindung
2. Zeiger zur ITKR-Bank (Spur im instrumentierten Eisen), falls Verbindung hierzu vorhanden
3. Zeiger zur MTKR-Bank (Spur im Vorwärtsmyonsystem), falls Verbindung hierzu vorhanden

Die KMDP Bank

In der KMDP-Bank sind folgende Informationen enthalten:

- Differenz der Spurparameter von extrapolierter Spurkammerspur und Myonspur (5 Parameter)
- Kovarianzmatrix für die Differenz der Spurparameter (9 Parameter)

Die KMCS Bank

In die KMCS-Bank werden Spurverbindungen eingetragen, die Spuren erhalten, die als kosmische Myonen erkannt wurden (CJCS-Bank).

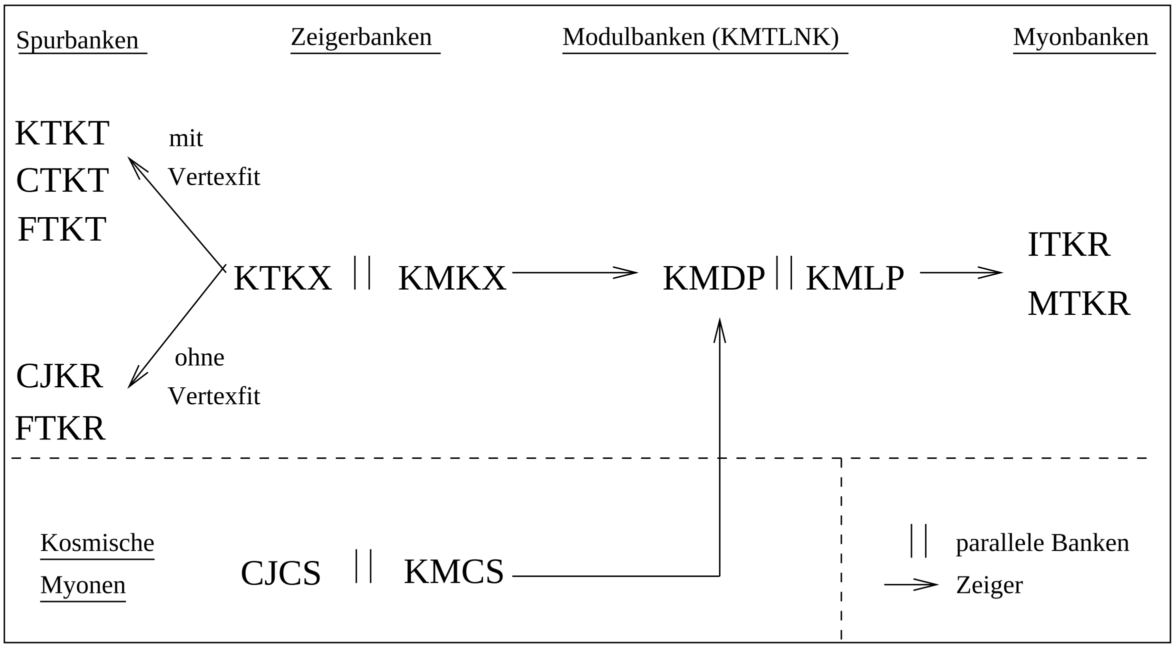


Abbildung B.1: *Bankstruktur für das Spurverbindungsverfahren KMTLNK*

Anhang C

Messung des Prozesses $\gamma p \to J/\psi X$ in Fixed-Target Experimenten

Die Photoproduktion von J/ψ-Mesonen wurde bereits in Fixed-Target Experimenten bei kleinen Schwerpunktenergien ($< 25\,\mathrm{GeV}$) gemessen. An dieser Stelle sollen diejenigen, bei denen auch die inelastische J/ψ-Produktion untersucht worden ist, vorgestellt werden:

- **NA14:** Messung des Prozesses $\gamma Li^6 \to J/\psi X$ bei einer Schwerpunktenergie von $W_{\gamma p} = 14.1\,\mathrm{GeV}$. Inelastische J/ψ-Analyse im myonischen Zerfallskanal im Bereich $z < 0.9$ [38]. Untersuchung der elastischen J/ψ-Produktion (2-Spur Analyse) im leptonischen Zerfallskanal.
- **FTPS:** Für die Analyse der elastischen (2-Spur) und inelastischen ($z < 0.9$) J/ψ-Produktion ist der Prozeß $\gamma H_2 \to \mu^+\mu^- X$ bei einer mittleren Schwerpunktenergie von $W_{\gamma p} = 14.5\,\mathrm{GeV}$ verwendet worden [21].
- **EMC:** Bei dem Experiment EMC werden Myonen auf Ammoniak (NH_3) geschossen. Zur Analyse der J/ψ-Produktion wird der myonische Zerfallskanal des J/ψ-Mesons benutzt. Die Schwerpunktenergie beträgt $W_{\gamma p} < 22.4\,\mathrm{GeV}$ [50]. Schnitt auf $z < 0.9$ für die inelastische Selektion. Für elastische J/ψ-Produktion wird eine Energiedeposition von $< 5\,\mathrm{GeV}$ verlangt.
- **NMC:** Bei NMC werden Myonen auf Wasserstoff- bzw. Deuterium- Targets geschossen. Die Schwerpunktenergie beträgt $W_{\gamma p} < 23.7\,\mathrm{GeV}$ [51, 52]. Untersuchung der J/ψ-Produktion im myonischen Zerfallskanal des J/ψ-Mesons untersucht. Analyse von elastischer ($z > 0.9$) und inelastischer ($z < 0.9$) Produktion.

Die inelastische J/ψ-Produktion kann jeweils beschrieben werden durch QCD-Rechnungen im Colour-Singlet Modell. Bei EMC und NMC ist die Gluondichte im Bereich $0.04 \leq x_{gluon} \leq 0.25$ gemessen worden.

Literaturverzeichnis

[1] K. Prytz, Phys. Lett. B311 (1993) 286

[2] H1 Kollaboration, S. Aid et al., Nucl. Phys. B490 (1996) 3

[3] H1-Kollaboration, Dokumentation im WWW,
http : //www − h1.desy.de/ f11lev/luminosity/summary_tables

[4] J.J Sakurai and D. Schildknecht, Phys. Lett. 40B (1972) 121

[5] H1 Kollaboration, *The H1 Detector at HERA*, DSEY 96-001, accepted by Nucl. Inst. and Meth.

[6] H1-Kollaboration, *Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA*, International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warschau (1996)

[7] J. Bürger et al., Nucl. Inst. and Meth. A279 (1989) 217

[8] H. Drumm et al., Nucl. Inst. and Meth. A176 (1980) 333

[9] B. Andrieu et al., *The H1 liquid Argon Calorimeter System*, Nucl. Instr. and Meth. A336 (1993) 460

[10] H1 BEMC Group, *The H1 Backward Electromagnetic Calorimeter (BEMC)*, H1-08/92-233

[11] H1 Spacal Group, *Performance of the Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1 Detector*, DESY 95-165

[12] J. Meyer, *Guide to Simulation Programm H1SIM*, Hamburg, (1991)

[13] GEANT3, Data Handling Division, DD/EE/84-1, Cern, Genf, (1986)

[14] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D50(1994)

[15] J.J. Sakurai, Ann. Phys.(NY) 11 (1960) 1
M. Gell-Mann, F. Zachariasen, Phys. Rev. 124 (1961) 953

[16] T.H. Bauer, R.D. Spital, D.R. Yennie, F.M. Pipkin, Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261 (1978)
S.D. Holmes, W. Lee, J.E. Wiss, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1985) 397

[17] A. Donnachie and P.V. Landshoff, Phys. Lett. B348 (1995) 213; ibid. B296 (1992) 227

[18] H1-Kollaboration, *Elastic and inelastic photoproduction of J/ψ-mesons at HERA*, Nucl. Phys. B 472 (1996) 3

[19] S. Schiek und G. Schmidt, *Photoproduction of vector-mesons at H1*, International workshop on Deep Inelastic Scattering DIS '96, Rom (DESY 96-162)

[20] H1-Kollaboration, *Diffractive and Non-Diffractive Photoproduction of J/ψ-mesons at H1*, International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warschau (1996)

[21] B.H. Denby et.al., E516 Kollaboration (FTPS), Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 795

[22] M. Binkley et al., E401 Kollaboration, Phys. Rev. Lett 48 (1982) 73

[23] P.L. Frabetti et al., E687 Kollaboration, Phys. Lett. B316 (1993) 197

[24] M. Derrick et al., ZEUS Kollaboration, Phys. Lett. B350 (1995) 120

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

[26] R.A. Eichler, Z. Kunszt et al., *Charm, bottom and top production in high energy electron proton collisions*, Nucl. Phys. B303 (1988) 791

[27] R.K. Ellis and P. Nason, *QCD radiative corrections to the photoproduction of heavy quarks*, Nucl. Phys. B312 (1989) 551

[28] M. Cacciari, *Onium Production*, International workshop of Deep Inelastic Scattering DIS '96, Rom (1996)

[29] H. Fritzsch, Phys. Lett 67B (1977) 217

[30] E.L. Berger and D.Jones, Phys. Rev. D23 (1981) 1521

[31] R. Baier and D. Rückl, Phys. Lett. 102B (1981) 364

[32] J.G. Körner, J. Cleymans, M. Kuroda and G.J Gounaris,
Nucl. Phys. B204 (1982) 6

[33] G.T. Bodwin, E. Braaten und G.P. Lepage, Phys. Rev. D51 (1995) 1125

[34] M. Krämer, *QCD Corrections to Inelastic J/ψ-Photoproduction*, Nucl. Phys. B459 (1996) 3

[35] M. Krämer, J.Zunft, J. Steegborn, P.M. Zerwas, *QCD Inelastic J/ψ-Photoproduction*, Phys. Lett. B348 (1995) 657

[36] J. Collins, F. Wilczek and A. Zee, Phys. Rev. D18 (1978) 242; W.J. Marciano, Phys. Rev. D29 (1984) 580

[37] R. Barbieri, R. Gatto and E. Remiddi, Phys. Lett. 106B (1981) 497

[38] R. Barate et al., NA14 Kollaboration ,Z. Phys. C33 (1987) 505

[39] P.M. Stevenson, Phys. Rev. D23 (1981) 2916

[40] H. Jung, D. Krücker, C. Greub and D. Wyler, Z. Phys. C60 (1993) 721

[41] M. Seeck, *Untersuchung der unelastischen ψ'-Produktion am H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, Hamburg 1996

[42] Matteo Cacciari and Michael Krämer, *Color-Octet Contributions to J/ψ Photoproduction*, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 4128

[43] F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 3704; A. Sansoni, FERMILAB-CONF-95/263-E

[44] Benno List, *Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA*, Diplomarbeit, Techn. Universität Berlin (1993)

[45] Hannes Jung, *EPJPSI 3.3 – Monte–Carlo–Generator EPJPSI for J/ψ–Mesons*, DESY (1994)

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

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

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

[49] T. Sjöstrand, *JETSET 7.4 Physics Manual*, CERN-TH.7112.93 (1993)

[50] J. Ashman et al., EMC Kollaboration, Z.Phys. C56, (1992) 21

[51] Allasia et al., NMC Kollaboration, Phys. Lett. B258 (1991) 493

[52] M. de Jong (NMC), *Muonproduction of J/ψ-Mesons and the Gluon Distribution in Nucleons*, PhD Thesis, Utrecht (1991)

[53] D. Handschuh, *Studien zum Protoninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung*, Dissertation, Hamburg (1993)

[54] F. Sefkow et al., IEEE Trans.Nucl.Sci 42 No 4 (1995) 900-904

[55] S. Eichenberger et al., Nucl. Instr. and Meth. A323 (1992) 523

[56] T. Wolff et al., Nucl. Instr. and Meth. A323 (1992) 537

[57] J. Tutas, *A level 1 trigger from the limited streamer tube system*, H1 report 07/91-185, DESY, Hamburg (1991)

[58] M. Kander, *Untersuchungen am RZ-Trigger*, Diplomarbeit, Hamburg (1994)

[59] M. Kander, *Performance of the RZ-Trigger*, Vortrag Data-Quality-Meeting, Hamburg (1995)

[60] J.-C. Bizot et al.,*Hardware study for a topological level 2 trigger*, H1 Report 09/92-240, DESY, Hamburg (1992)

[61] J. Fent et al., *A level 2 calorimeter trigger using neural networks*, H1 Report 04/91-172, DESY, Hamburg (1991)

[62] E. Barrelet et al., *The hardware implementation of L3 triggers in H1*, H1 Report 12/88-100, DESY, Hamburg (1988)

[63] A. Cambell, *A RISC multiprocessor event trigger for the data acquisition system of the H1 experiment at HERA*, Int. Conf. Real Time '91, Jülich, FRG (1991)

[64] R. Prosi, *Pedestrian' s Guide to the L4 Filter Farm*, H1 Report 11/94-412

[65] S. Schiek und G. Schmidt, *Application of A High Speed analog NN Chip for first Level Triggering at the H1-Experiment at HERA*, Proceedings of ICANN (1995)

[66] S. Schiek und G. Schmidt und T. Tong Tran, *Application of a high speed analog Neural Network chip in the first level RZ-Trigger of the H1-experiment at HERA*, Int. Journal of Mod. Phys. C, No 4 (1995) 573

[67] P. Masa, *70 Input, 20 ns Pattern Classifier, International Conference on Neural Networks* ICNN'94, Orlando (1994)

[68] D.E.Rummelhart, *Parallel distributed Processing: Explorations in the microstructure of cognition*, MIT Press, Cambridge, (1985)

[69] L. Lönnblad et al., *Pattern Recognition in High Energy Physics with Artificial Neural Networks*, JETNET 2.0, Computer Physics Communications 70 (1992), 167-182

[70] A. Gellrich, *Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron-Proton-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Hamburg (1994)

[71] S. Burke et.al., *Track Finding and Fitting in the H1 Forward Track Detector*, DESY 95-132

[72] T. Eckel, *Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten von Teilchenspuren in der zentralen Spurkammer von H1*, Diplomarbeit, Hamburg (1994)

[73] W. Erdmann, *Untersuchung der Photoproduktion von D^* Mesonen am ep-Speicherring HERA*, Dissertation, Zürich (1996)

[74] P. Laurikainen, *The JPATH filter algorithm for JADE track triggers*, JADE Note 112 (1984)

[75] U.-P. Krüger, *Untersuchung der Erzeugung schwerer Quarks durch ihren Zerfall in Myonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, DESY F11/F22-94-02 (1994)

[76] C. Kleinwort, U.P. Krüger, *Track Reconstruction in the Iron* H1-Software Note 35 (1992)

[77] Frodesen et al., *Probability and Statistics in Particle Physics*, Universitätsverlag Bergen-Oslo-Tromsö (1979)

[78] S. Schiek, *Untersuchungen zur Verbindung rekonstruierter Spuren aus dem H1-Myonsystem und den inneren Spurkammern*, Diplomarbeit, Hamburg (1993)

[79] G. Schmidt, *Nachweis von Myonen im H1-Kalorimeter*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1994)

[80] G. Schmidt, *Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation in Vorbereitung

[81] G. Böhme, *Fuzzy-Logik – Einführung in die algebraischen und logischen Grundlagen*, Springer-Verlag, Berlin 1993

[82] G. Schmidt, B.Naroska, S.Schiek, *Identification of Muons in the H1 LAr-Calorimeter; Neural Networks vs. Fuzzy Elements*, for Proceedings of AIHENP 96; accepted by Nucl. Inst. and Meth.

[83] S. Schiek, G. Schmidt, *H1ECLASS Modul ECMUON*, H1PHAN-Software (1994), (Dokumentation im WWW unter http://dice2.desy.de/~schiek)

[84] R. Wallny, *Untersuchung des strahlinduzierten Untergrundes bei der Datennahme von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung durch den H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, Heidelberg (1996)

[85] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, Phys. Lett. B354 (1995) 155

[86] F. Jacquet, A. Blondel, *Proceedings of the workshop: Study for an ep Facility in Europe*, DESY 79-48 (1979) 391

[87] R. Sell, *Flußberechnungen*, Internes Papier (Heavy-Flavour Group 1995)

[88] T. Jansen, *Untersuchung diffraktiver J/ψ Erzeugung bei HERA*, Dissertation, Hamburg (1995)

[89] M.Glück, E. Reya and A.Vogt, Phys. Rev. D46 (1992) 1973

[90] A. Levy, H. Abramowicz and K. Charchula, Phys. Lett B269 (1991) 458

[91] M.Glück, E. Reya and A.Vogt, Z. Phys. C67 (1995) 433

[92] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, Phys. Lett. B306 (1993) 145

[93] ZEUS Kollaboration, *J/ψ Photoproduction at HERA*, International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warschau (1996)

[94] R. Sell, *Untersuchung der J/ψ Produktion über den Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ am ep-Speichering HERA*, Dissertation, Hamburg (1995)

[95] R. van Woudenberg et al., *Gluon density determination from open charm events at HERA*, Proceeding of the HERA-Workshop vol. 2 (1991) 739

[96] M.Krämer, *persönliche Mitteilungen*, (1996)

[97] C. Kleinwort, *persönliche Mitteilungen*, (1996)

Danksagung

Ich möchte mich bei allen Mitgliedern der H1-Kollaboration und speziell der Heavy-Flavour Gruppe für die gute und hilfreiche Zusammenarbeit bedanken.
Insbesondere gilt mein Dank:

- Frau Prof. Dr. B. Naroska für die ausgezeichnete Betreuung der Analyse und die Begutachtung der vorliegenden Arbeit.
- Herrn Prof. Dr. F.W. Büßer für die Anfertigung des zweiten Gutachtens.
- Dr. R. Gerhards, Dr. C. Grab und Dr. C. Kleinwort für unzählige fachliche Ratschläge und Gespräche.
- Christoph Grab und Ronald Deckert für das Korrekturlesen meiner gesamten Arbeit.
- Der H1-Myongruppe für die extrem angenehme Arbeitsatmosphäre.

Bei meinen Kollegen Guido, Martin und Lan möchte ich mich für die Aufnahme in ihr Büro bedanken und für die nette Zeit, die wir dort zusammen verbracht haben.