Untersuchungen zu Jets in Photoproduktion im H1-Experiment

Diplomarbeit im Fachbereich Physik
an der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Institut für Reine und Angewandte Kernphysik

vorgelegt von

JAN URBAHN

September 1994

2. Auflage

Zusammenfassung

Mit dem H1-Detektor am Elektron-Proton-Speicherring HERA wurden 2-Jet Ereignisse in Photoproduktionsprozessen mit fast reellen Photonen anhand einer integrierten Luminosität von 289 nb^{-1} untersucht. Die Daten zeigen ein deutliches Signal der direkten Photoproduktion. Direkte und aufgelöste Photonen wurden durch einen Schnitt in der gemessenen Größe x_γ^{calo} getrennt. Für die direkte Photoproduktion wird ein spezieller 2-Jet-Wirkungsquerschnitt angegeben. Mit diesen Ereignissen wird ferner die Gluonendichte im Proton durch Messung eines differentiellen Wirkungsquerschnitts bestimmt. Über Photonen mit hadronischer Struktur wird die Gluonendichte im Photon gemessen.

Bemerkung zur 2. Auflage

In der ersten Auflage wurde in der Berechnung der Wirkungsquerschnitte eine verkehrte Luminosität verwendet. Die Luminosität der in Kapitel 3 selektierten Ereignisse beträgt 289 nb^{-1} statt 216 nb^{-1}. Die Wirkungsquerschnitte haben sich dadurch geändert. Die Resultate bezüglich der Gluonendichte im Proton und im Photon ändern sich dagegen nicht, da in diese Resultate die Luminosität nicht eingeht.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Mit HERA steht in Hamburg weltweit erstmals ein Teilchenbeschleuniger zur Verfügung, mit dem Elektron-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu 314 GeV beobachtet werden können. An einer Elektron-Proton-Wechselwirkungszone befindet sich das H1-Experiment.

Mit dem H1-Detektor werden mehrere physikalische Bereiche der Teilchenphysik untersucht. Die tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung (ep-Streuung) kann bei Viererimpulsüberträgen von bis zu Q^2=40.000 GeV^2 untersucht werden. Dies entspricht dem hundertfachen Wert bisheriger Experimente. Die Strukturfunktionen des Protons können bei sehr kleinen Impulsanteilen der an der Wechselwirkung beteiligten Partonen $x_p = 10^{-4}$ gemessen werden. Das entspricht einem Hundertstel des bisher zugänglichen Wertes. Im Gegensatz dazu steht die Photoproduktion, die bei $Q^2 \approx 0$ die Streuung von Photonen an Protonen bei zehnfach höheren Schwerpunktsenergien als bisher studiert. Zudem kann bei HERA nach Erweiterungen des Standardmodells gesucht werden: Leptoquarks und Leptogluonen sowie nach supersymmetrischen Teilchen.

Diese Arbeit befaßt sich mit der Photoproduktionsphysik. Es werden Photon-Proton-Reaktionen mit einer Schwerpunktsenergie zwischen 162 GeV und 247 GeV untersucht. In diesen Ereignissen wird die Jetproduktion und die Berechnung der Ereigniskinematik untersucht. Die Winkelverteilung, Energiespektren und die Multiplizität werden mit einem Monte-Carlo verglichen. Aus den gemessenen Jetraten wird der Anteil der direkten Photoproduktion untersucht und ein Wirkungsquerschnitt bestimmt.

Die Gluonendichten des Photons und des Protons werden durch die Messung von Wirkungsquerschnitten in speziellen kinematischen Bereichen untersucht. Zusätzlich zur Messung des absoluten Wirkungsquerschnittes werden Verhältnisse von Wirkungsquerschnitten mit unterschiedlicher Kinematik untersucht.

Kapitel 1

HERA und H1

1.1 HERA

Der Speicherring HERA befindet sich in Hamburg beim Großforschungszentrum DESY, dem **D**eutschen **E**lektronen **Sy**nchrotron. Er hat einen Umfang von 6.336 Metern. Der Ring teilt sich auf in 4 Kurven, die jeweils einen Radius von 779 Metern haben und 4 dazwischen liegende gerade Abschnitte von jeweils 360 Metern Länge. HERA ist der erste Elektron-Proton-Speicherring der Welt, in dem die Teilchen in bis zu 210 Teilchenpaketen (Bunches) kreisen. In Tabelle 1.1 sind die wichtigsten Designparameter und die tatsächlichen Werte während des Betriebs 1993 von HERA zusammengefaßt.

Auf den Mitten der geraden Sektionen liegen die vier Zugangshallen zum Tunnel. Die Halle West, die sich auf dem DESY-Gelände befindet, wird in der Zukunft das HERA-B-Experiment aufnehmen, bei dem die Physik der B-Mesonen erforscht werden soll. Die Halle Süd beheimatet das ZEUS-Experiment. In der Halle Ost wird 1995 das HERMES-Experiment seinen Dienst aufnehmen, das die Verteilung der Spins der Partonen in Protonen und Neutronen erforschen wird. In der Halle Nord steht das H1-Experiment, auf dessen Daten auch diese Diplomarbeit basiert.

Bis zum Juli 1994 wurde HERA mit Elektronen und Protonen gefüllt. Da die Lebensdauer des Elektronenstrahls mit ungefähr drei Stunden gering war, wird HERA seit Juli 1994 mit Positronen statt mit Elektronen gefüllt. Die Strahllebenszeit hat sich dadurch auf ungefähr 12 Stunden erhöht [1].

	Designparameter		1993 typisch		
	p-Ring	e-Ring	p-Ring	e-Ring	Einheit
Energie	820	30	820	26,7	GeV
Luminosität	$1,5 \cdot 10^{31}$		$5 \cdot 10^{29}$		$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
Magnetfeld	4,68	0,165			T
Anzahl der kollidierenden Bunche	210	210	84	84	
Strom pro Bunch	760	290	140	140	μA

Tabelle 1.1: Die wichtigsten Designparameter des Speicherringes und ihre tatsächlichen Werte während des Betriebs im Jahre 1993.

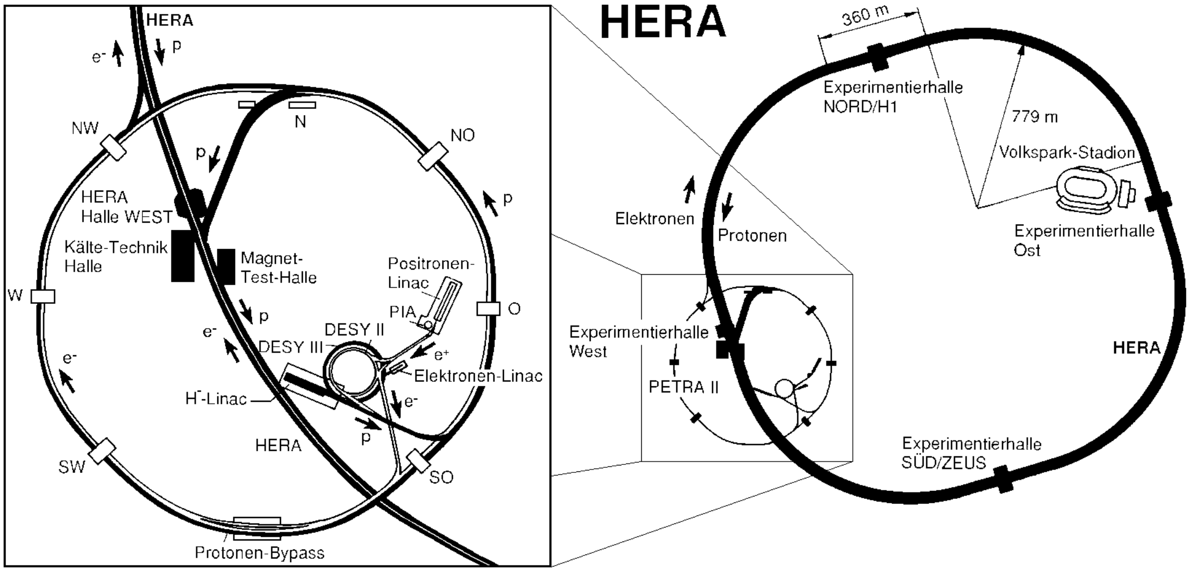


Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA (rechts) und seine Vorbeschleuniger (links).

1.2 H1

Der H1-Detektor (Abbildung 1.3) teilt sich in mehrere Subdetektoren auf. Direkt um den Wechselwirkungspunkt befindet sich ein System von Spurkammern, das umschlossen von einem Kalorimeter, wiederum von einer Spule umfaßt wird. Die äußerste Schicht des Experimentes bildet das instrumentierte Eisen, welches zum einen das Magnetfeld der Spule zurückführen, aber auch Myonen mit eingebauten Streamerkammern detektieren soll.

Das H1-Koordinatensystem hat seinen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt. Die x-Achse ist in die Mitte des HERA-Ringes gerichtet, die y-Achse zeigt in die obere Detektorhälfte, und die z-Achse weist in die Flugrichtung der Protonen. Zwei Winkel dienen zur Ortsbestimmung: der Polarwinkel θ mit $\cos\theta = z/\sqrt{x^2+y^2+z^2}$ und der Azimutwinkel ϕ mit $\tan\phi = y/x$. Eine Veranschaulichung des Koordinatensystems ist in Abbildung 1.2 gegeben. Eine detaillierte Beschreibung des Detektors findet man in [30]. Die in dieser Diplomarbeit verwendeten Detektorteile werden im Folgenden näher erläutert.

1.2.1 Der Luminositätsdetektor

Das System zur Luminositätsmessung ist darauf ausgerichtet, den Bethe-Heitler-Prozeß $ep \rightarrow ep\gamma$ zu messen, dessen Wechselwirkungsquerschnitt sehr genau berechnet werden kann. Das System spaltet sich in zwei Detektoren auf, einen Elektron- und einen Photondetektor. Beide Detektoren bestehen zu 78 % aus TlCl-Kristallen und zu 22 % aus TlBr-Kristallen. Sie haben eine Energieauflösung von $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{11\%}{\sqrt{E}}$ (E in GeV). Die Kri-

Abbildung 1.2: H1-Koordinatensystem. Der Winkel ϕ (nicht abgebildet) wird um die Strahlachse herum gemessen.

stallänge beträgt jeweils 20 cm, eine Strahlungslänge mißt 0,93 cm.

Der Elektron-Detektor (ET), in dieser Arbeit auch Elektron-„Tagger“ genannt, hat eine Ausdehnung von 154×154 mm^2 und ist in 7×7 Segmente unterteilt. Seine Position befindet sich bei $z = -33,4$ m sehr nahe dem Strahlrohr, so daß er einen Elektronensteuwinkel von 2 - 5 mrad abdeckt. Er wird nicht nur zur Luminositätsmessung benutzt, sondern es werden auch Elektronen mit kleinen Streuwinkeln, die in Photoproduktions-Ereignissen mit Impulsüberträgen von 10^{-8} GeV$^2 < Q^2 < 10^{-2}$ GeV^2 entstehen, nachgewiesen.

Der Photondetektor (PD) hat eine Größe von 100×100 mm^2 und ist in 5×5 Segmente unterteilt. Er steht 102,9 m hinter dem Wechselwirkungspunkt, ebenfalls sehr nahe dem Strahlrohr, so daß er einen Streuwinkelbereich von 0 - 0,45 mrad abdeckt.

Vor dem Photondetektor befindet sich ein Schild aus Blei mit zwei hadronischen Strahlungslängen Tiefe. Zwischen Bleischild und Photon-Tagger befindet sich ein Wasser-Čerenkov-Zähler mit einer Dicke von einer hadronischer Strahlungslänge. Dieser Zähler wird als Veto eingesetzt, um die Messung von Hadronen und Bremsstrahlungsphotonen, die im Bleischild wechselgewirkt haben, zu verhindern.

1.2.2 Das Kalorimeter

Das Kalorimeter setzt sich aus mehreren Subdetektoren zusammen. Der zentrale und der vordere Teil des Detektors werden von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) umschlossen. Im hinteren Teil von H1, d. h. in Elektronenflugrichtung, wird die Energie mit einem Blei-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter (BEMC) gemessen. Um die Kalorimeter herum ist das Eisenjoch montiert, das als „Tail-Catcher“ dient, um aus dem LAr und BEMC

Abbildung 1.3: Der H1-Detektor im Überblick.

„herausleckende“ Energien zu messen.

Das LAr (Liquid Argon Calorimeter) deckt einen Polarwinkelbereich zwischen $\theta = 4^\circ$ und $\theta = 153^\circ$ ab. Es hat eine Tiefe von 5 - 8 hadronischen Strahlungslängen und ist unterteilt in 44.000 einzelne Zellen. Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen treffen die

Teilchen zuerst auf ein elektromagnetisches Kalorimeter, das als passives Material Blei benutzt und eine Tiefe von etwa 22 elektromagnetischen Strahlungslängen hat, dann auf das hadronische Kalorimeter, das Edelstahl als Absorber verwendet. Das Kalorimeter ist nicht kompensierend, d. h. die Signalhöhen sind für Hadronen 30 % geringer als für Elektronen. Die Energieauflösung wurde durch Teststrahlen zu $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}}$ (E in GeV) für Hadronen und $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{11\%}{\sqrt{E}}$ (E in GeV) für Elektronen bestimmt.

Das BEMC (Backward Electromagnetic Calorimeter) detektiert im Winkelbereich $155^\circ < \theta < 177^\circ$. Es ist ein Blei-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter. Es hat einen Durchmesser von 162 cm und ist in 88 Stacks eingeteilt, von denen 56 quadratisch sind. Das BEMC ist auf den Nachweis von Elektronen aus tief-inelastischen Streuprozessen ausgelegt und besitzt eine Tiefe von 22,5 Strahlungslängen oder 0,97 hadronischen Absorptionslängen.

Der TC (Tail-Catcher) mißt hadronische Energie, die aus dem LAr oder dem BEMC entweicht. In Streamer-Kammern des instumentierten Eisens sind Kupferstreifen angebracht, die analog ausgelesen und so zur Energiemessung verwendet werden. Der TC überdeckt einen Winkelbereich von $6^\circ < \theta < 172^\circ$ und hat eine Energieauflösung von $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}}$ (E in GeV).

1.3 Der Trigger und die Datennahme

Die Elektronen- und Protonenbunche begegnen sich in der Wechselwirkungszone des H1-Detektors mit einer Frequenz von 10 MHz. Die dort am häufigsten stattfindende Reaktion ist der Bethe-Heitler-Prozeß mit einer Frequenz von 1 - 10 MHz. Kollisionen der Strahlteilchen mit Restgasmolekülen, meistens Stickstoff und Sauerstoff, treten mit einer Frequenz von 10 - 30 KHz auf. Die Ereignisse der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung treten dagegen relativ selten mit einer Rate von 1 - 5 Hz auf. Um diese Reaktionen während der Datennahme zu erkennen und zu speichern, wird ein Triggersystem benötigt.

Das Triggersystem bestand 1993 aus 2 Stufen: den Stufen L1 und L4. Der Trigger L1 ist ein System von Hardwarebausteinen, die die Signale verschiedener Subdetektoren von H1 verknüpfen und anhand dieser Signale eine Entscheidung treffen, ob eine Reaktion im Detektor stattgefunden hat. Wird ein Ereignis von L1 erkannt, wird es zum L4-Trigger geleitet.

Der L4-Trigger basiert auf einer Farm von 32 Mips-R3000 Prozessoren, auf denen Trigger-Algorithmen laufen. Diese Programme können beispielsweise Ort und Betrag von Energiedeposition im Kalorimeter oder die Verteilung von Spuren im Spurdetektor analysieren. Mit den erhaltenen Informationen trifft der L4-Trigger während des Betriebs des Experiments die Entscheidung, ob das Ereignis gespeichert werden soll. Durch die Information, welches Triggerprogramm das Ereignis erkannt hat, ist auch schon ein erster Hinweis über die Art der ep-Reaktion gegeben. Die vom L4-Trigger akzeptierten Ereignisse werden nun im Rechenzentrum auf einem Datenband gespeichert.

Vom Datenband werden die Ereignisse durch einen Großrechner der Firma Silicon-Graphics gelesen. Die Ereignisse werden mit dem Programm H1REC vollständig rekonstruiert, d.h. aus den Signalen der Spurkammern werden Spuren berechnet, die in einer Datenbank gespeichert werden. Zusätzlich werden die Signale der Kalorimeter in Energiewerte umgerechnet und ebenfalls in einer Datenbank gespeichert. Die rekonstruierten Ereignisse werden daraufhin wieder auf einem Datenband gespeichert und nach wahrscheinlichen physikalischen Prozessen klassifiziert. Das so erhaltene POT (**P**roduction **O**utput **T**ape) ist Grundlage für eine weitere Selektion von Ereignissen, die jetzt sehr viel strengere Auswahlkriterien als der L4-Trigger benutzt. Die ausgewählten Ereignisse werden auf dem DST (**D**ata **S**ummary **T**ape) gespeichert und sind Grundlage der meisten physikalischen Analysen.

Kapitel 2

Physik bei HERA

Bei HERA werden Elektronen (e) durch den Austausch eines Eichbosons an Protonen (p) gestreut. Im Streuprozeß $e+p \to e'+H$ (e' steht für das gestreute Elektron und H für den hadronischen Endzustand) wird ein Photon oder ein Z°, in der Reaktion $e+p \to \nu + H$ wird ein W^+ oder ein W^- ausgetauscht.

Um die Kinematik des Streuprozesses, im folgenden kurz „Ereignis" genannt, zu beschreiben, werden zwei unabhängige Variablen benötigt. Daraus können dann alle weiteren Größen berechnet werden.

Eine grundlegende Größe ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie:

$$s = (P+k)^2 \approx 4E_eE_p.$$

Die Variablen P und k stehen hier für die Viererimpulse des am Prozeß beteiligten Elektrons und Protons. Bei der Näherung wurden die Ruhemassen der Elektronen und Protonen vernachlässigt. Dies ist möglich aufgrund der hohen Lorentzfaktoren bei HERA von $\gamma \approx 870$ für Protonen und $\gamma \approx 54000$ für Elektronen.

Das ausgetauschte Vektorboson besitzt einen Viererimpuls $q = k - k'$ (k' = Viererimpuls des gestreuten Elektrons), der raumartig ist, denn für die invariante Masse gilt $q^2 \approx -2E_eE_{e'}(1-\cos\theta_{e'}) < 0$. Daher wird die positive Größe Q^2 definiert mit

$$Q^2 = -q^2 \approx 4E_eE_{e'}\cos^2\frac{\theta_{e'}}{2}.$$

Aus diesen Variablen können nun weitere kinematischen Größen berechnet werden. Die Energie ν des ausgetauschten Vektorbosons im Ruhesystem des Protons ist gegeben durch

$$M_p\nu = Pq \approx 2E_p(E_e - E_{e'}\sin^2\frac{\theta_{e'}}{2}).$$

Außerdem ergeben sich die dimensionslosen Skalenvariablen Bjorken-x und y:

$$x = \frac{Q^2}{2Pq} \approx \frac{E_eE_{e'}\cos^2\frac{\theta_{e'}}{2}}{E_p(E_e - E_{e'}\sin^2\frac{\theta_{e'}}{2})} \tag{2.1}$$

$$y = \frac{Pq}{Pk} \approx \frac{E_e - E_{e'}\sin^2\frac{\theta_{e'}}{2}}{E_e} \tag{2.2}$$

Diese beiden Variablen besitzen eine anschauliche Bedeutung. Das an der Streureaktion beteiligte Parton des Protons besitzt den Impulsanteil $x = x_p$ am Gesamtimpuls des

Protons. Die Variable y gibt die Inelastizität des Elektrons in der Streureaktion wieder. Das vom Elektron abgestrahlte Boson besitzt die Energie yE_e.

Die Analyse der Ereignisse teilt sich in zwei Gruppen auf, die Photoproduktionsphysik und die tief-inelastischen Streuungen. Die beiden Klassen werden durch den unterschiedlichen Ort des Nachweises des Elektrons unterschieden.

Wird das Elektron im zentralen Detektor, also im hinteren elektromagnetischen oder im Flüssig-Argon-Kalorimeter nachgewiesen, wird das Ereignis als tief-inelastische Streuung identifiziert. Um den zentralen Detektor zu treffen, muß das Elektron ein $Q^2 > 5\,\mathrm{GeV}^2$ besitzen.

Wird das Elektron nicht im zentralen Detektor nachgewiesen, so wird das Ereignis als Photoproduktionsphysik erkannt: solche Ereignisse haben ein $Q^2 < 5$ GeV^2. Die Photoproduktion wird nochmal in zwei Klassen unterteilt, in Ereignisse *mit* und Ereignisse *ohne* Nachweis der Elektrons. Nur in Prozessen mit $Q^2 < 0,01$ GeV^2 werden die Elektronen mit einem Winkel $\theta_{e'} < 5$ mrad gestreut, so daß sie im Elektron-Tagger nachgewiesen werden können.

2.1 Photoproduktion

2.1.1 Ein Überblick

Bei der Photoproduktion strahlt das Elektron ein Photon (γ) ab, das mit dem Proton reagiert. Das Photon wird auf Grund des geringen Q^2 von unter 5 GeV^2 quasireell genannt, es liegt fast auf der Massenschale. Der Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion in *ep*-Reaktionen besteht aus zwei Anteilen, dem Transversalen und dem Longitudinalen:

$$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dydQ^2} = f_\gamma^T \sigma_T^{\gamma p} + f_\gamma^L \sigma_L^{\gamma p}. \tag{2.3}$$

Die Faktoren f_γ^T und f_γ^L für den Fluß der transversal und longitudinal polarisierten Photonen können exakt berechnet werden [22]:

$$f_\gamma^T = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\sqrt{\frac{(q\cdot P)^2 + Q^2M_p^2}{(k\cdot P)^2 - m_e^2M_p^2}}\,\frac{2(1-y) + (y - \frac{Q^2+2ym_e^2}{4E_e^2})^2 + \frac{Q^2}{4E_e^2})}{((y - \frac{Q^2+2ym_e^2}{4E_e^2})^2 + \frac{Q^2}{4E_e^2})} \tag{2.4}$$

$$f_\gamma^L = \frac{\alpha}{\pi Q^2}\sqrt{\frac{(q\cdot P)^2 + Q^2M_p^2}{(k\cdot P)^2 - m_e^2M_p^2}}\,\frac{(1-y)}{((y - \frac{Q^2+2ym_e^2}{4E_e^2})^2 + \frac{Q^2}{4E_e^2})} \tag{2.5}$$

Die Größen P, k und q sind die Vierervektoren des Protons, des Elektrons und des Photons.

Betrachtet man nur quasireelle Photonen deren Q^2 sehr klein ist, so verschwindet der longitudinale Wirkungsquerschnitt. Der transversale Photonenfluß kann durch die Weizsäcker-Williams-Näherung [12] vereinfacht werden:

$$f_\gamma^T = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\frac{Q^2_{max}(y)}{Q^2_{min}(y)}. \tag{2.6}$$

mit $Q^2_{min}(y) = \frac{(m_e y)^2}{1-y}$. Der Wert von Q^2_{max} wird durch das Experiment bestimmt. Damit vereinfacht sich der Wirkungsquerschnitt zu

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dy} = f_\gamma^T \sigma_T^{\gamma p}. \tag{2.7}$$

Das Verhalten des Photons ist sehr variabel. Heute werden modellhaft drei Anteile unterschieden, um das Reaktionsverhalten des Photons zu beschreiben: Das Vektor-Meson-Dominanz-Modell, kurz VMD, die punktartigen Photonen und der anormale Anteil [6]. Der gesamte γp-Wechselwirkungsquerschnitt spaltet sich daher in drei Teile auf:

$$\sigma_{tot}^{\gamma p}(s) = \sigma_{VMD}^{\gamma p} + \sigma_{dir}^{\gamma p} + \sigma_{anorm}^{\gamma p}.$$

Im VMD-Modell kann das Photon in ein Vektormeson mit den Quantenzahlen des Photons fluktuieren. Solche Mesonen sind das ρ°-, das ω°-,das Φ°-, das J/ψ- und das Υ-Meson. Wegen der hohen Massen der Mesonen mit schweren Quarks entstehen hauptsächlich ρ°-, ω°- und Φ°-Mesonen im Verhältnis $9:1:2$.

Die VMD-Ereignisse zeigen die gleiche Topologie wie Hadron-Hadron-Kollisionen [25]. Das Vektormeson kann diffraktiv über den Austausch eines Pomerons, eines Teilchens, das die Quantenzahlen des Vakuums aufweist, mit dem Proton inelastisch oder elastisch wechselwirken. Der Wirkungsquerschnitt für inelastische diffraktive Streuung ist bei den HERA-Energien etwa doppelt so groß wie der elastische [20]. Zusätzlich ist eine „harte“ Streuung möglich, bei der ein Konstituent (Parton) des Protons mit einem Parton des Vektormesons wechselwirkt. Dieser Prozeß wird als „hart“ bezeichnet, da ein hoher Viererimpulsübertrag in den Streuprozeß stattfindet. Der skalare transversale Gesamtimpuls der Reaktionsprodukte liegt dann über etwa 5 GeV. In diesen Reaktionen ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s kleiner eins. Somit sind diese Prozesse störungstheoretisch berechenbar.

In anormalen Ereignissen fluktuiert das Photon in ein freies Quark-Antiquark-Paar ($q\overline{q}$), das eine größere Virtualität hat als das VMD-Vektormeson. Anormale Prozesse sind harte Ereignisse, werden also ebenfalls durch perturbative QCD beschrieben.

Das OMEGA-Experiment [21], das semi-harte Prozesse mit einem transversalen Gesamtimpuls bis 5 GeV untersuchte, hat gezeigt, das direkte Prozesse zur Photoproduktion beitragen. Das Photon trägt dann seinen ganzen Impuls in den Streuprozeß und koppelt in diesen Ereignissen direkt an ein geladenes Parton des Protons, also an Quarks. Es tragen zwei Prozesse zur direkten Photoproduktion bei: die Compton-QCD-Streuung und die Boson-Gluon-Fusion, die in Abbildung 2.1 gezeigt werden.

2.1.2 Harte Photoproduktion

Im einem harten Photoproduktionsprozeß reagiert das Photon oder ein Anteil des Photons mit dem Proton. In der harten Streuung zeigen die entstehenden Hadronen einen hohen transversalen Gesamtimpuls. Die Prozesse können störungstheoretisch berechnet werden. Die Störungsreihen sind in Potenzen der Parameter α und α_s entwickelt. Der erste Parameter ist die Kopplungsstärke der elektroschwachen Wechselwirkung, der zweite ist die Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung.

Damit der transversale, hadronische Energiefluß des ep Ereignisses hoch, d. h. über etwa 5 GeV ist, müssen auch die in der harten Streuung entstehenden Partonen einen hohen transversalen Gesamtimpuls besitzen, da die Hadronen bei der Hadronisation aus Quarks und Gluonen entstehen.

Da das gestreute Elektron der ep-Reaktion in der Photoproduktion nur einen geringen transversalen Impuls unter 1 GeV erhält, müssen im harten Streuprozeß in der Photoproduktion zwei Partonen produziert werden, die einen gesamten skalaren Transversalimpuls von mindestens etwa 5 GeV besitzen, deren transversale Impulsvektorsumme sich aber mit dem transversalen Impulsvektor des gestreuten Elektrons aufhebt.

Die einfachsten möglichen Prozesse sind die beiden der direkten Photoproduktion (Abbildung 2.1). Sie sind von der niedrigsten möglichen Ordnung für 2-Jet-Photoproduktionsprozesse $\alpha\alpha_s$. Wenn im folgenden von Prozessen niedrigster Ordnung gesprochen wird, sind immer solche 2 → 2 Streuprozesse gemeint. Streuungen nächsthöherer Ordnung sind 2 → 3 Prozesse, in denen drei Partonen die Streureaktion verlassen. Die Störungsreihe beinhaltet dann Terme der Ordnung $\alpha\alpha_s^2$.

Fluktuiert das Photon in ein Vektormeson oder ein freies $q\bar{q}$-Paar, dann hat es eine hadronische Struktur. Diese Photonen werden als *aufgelöste* (engl. *resolved*) bezeichnet. Die beiden Naturen des Photons können durch die Variable x_γ unterschieden werden. Sie bezeichnet den Anteil des Gesamtimpulses des Photons, der in den harten Streuprozeß fließt. Das Parton, das vom Photon in den harten Subprozeß wandert, hat den Impuls $x_\gamma p_\gamma$. Die restlichen Partonen des Photons mit dem Gesamtimpuls $(1-x_\gamma)p_\gamma$ hadronisieren und bilden einen eng gebündelten Schwarm von Teilchen, der Jet genannt wird. Für direkte Photonen wird $x_\gamma = 1$ definiert, denn das punktartige Photon trägt seinen Impuls vollständig in die harte Streureaktion.

Der Wirkungsquerschnitt der harten Photoproduktion hängt von den Dichten der Quarks und Gluonen im Photon und den Partondichten im Proton ab:

$$d\sigma^{ep}(ij \to kl) \sim f_{\gamma/e}(y) f_{i/\gamma}(x_\gamma, \mu^2) f_{j/p}(x_p, \mu^2) d\sigma(ij \to kl). \tag{2.8}$$

Der Faktor $f_{\gamma/e}(y)$ ist der Fluß der vom Elektron abgestrahlten Photonen, der durch die Weizsäcker-Williams-Näherung angegeben wird. Der Faktor $f_{i/\gamma}$ bezeichnet die Dichte (oder „Fluß") der Partonsorte i im Photon, die an der harten Streureaktion teilnimmt. Dieser Faktor taucht nur bei aufgelösten Photonen auf, für direkte Photonen, die keine partonische Struktur besitzen, ist dieser Multiplikant eins. Die Größe $f_{j/p}$ betitelt die Dichte der Partonsorte j im Proton, die in den harten Streuprozeß fließt. Der Multiplikant $d\sigma(ij \to kl)$ nennt den Wirkungsquerschnitt für die Streuung, in der zwei Teilchen i, j in zwei Teilchen k, l übergehen.

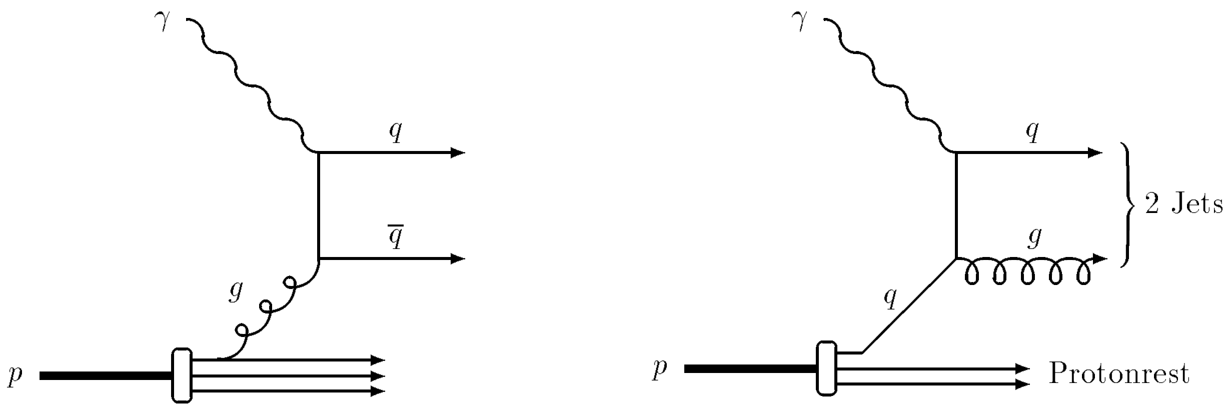


Abbildung 2.1: Die 2-Jet-Prozesse niedrigster Ordnung in direkter Photoproduktion. Die Boson-Gluon-Fusion (links) hat bei den HERA-Energien etwa 70 % Anteil, die Compton-QCD-Streuung etwa 30 %.

Die Partondichten des Photons hängen von x_γ und der Skala μ ab. Der Parameter μ^2 beschreibt anschaulich den Viererimpulsübertrag in den harten Subprozeß. In der Photoproduktionsphysik gibt es mehrere Möglichkeiten, die Skala μ zu definieren, beispielsweise das Quadrat der Schwerpunktsenergie des harten Subprozesses $\hat{s} = yx_\gamma x_p s$ oder die transversale Energie p_t der beiden entstehenden Partonen. Die Skala μ sollte so gewählt werden, das in theoretischen Rechnungen der Übergang von Rechnungen niedrigster Ordnung („Leading Order“ = LO) zu Rechnungen in nächsthöherer Ordnung („Next-to Leading-Order“ = NLO) keinen Einfluß auf Meßgrößen hat.

Der Faktor $f_{j/p}$ hängt ebenfalls von μ ab, aber auch von x_p. Diese Variable gibt den Impulsanteil des Protons an, der durch ein Parton in den harten Subprozeß fließt.

Der Wirkungsquerschnitt $d\sigma(ij \rightarrow kl)$ kann theoretisch für die möglichen Partonsorten i,j,k,l exakt berechnet werden. Der Photonenfluß $f_{\gamma/e}(y)$ kann ebenfalls berechnet werden. In direkten Prozessen hängt dann der ep-Wirkungsquerschnitt nur von den Partondichten im Proton ab, die so gemessen werden können.

Sind die Partondichten im Proton bekannt, so kommen in Streureaktionen mit aufgelösten Photonen die Partondichten des Photons hinzu. Die Dichten der Quarks im Photon konnten in der Vergangenheit an e^+e^--Kollisionsexperimenten gemessen werden. In diesen Experimenten strahlen e^- und e^+ je ein Photon ab, die sich in Quark-Antiquarkpaare wandelt können. Die Dichte der Gluonen im Photon ist in diesen Experimenten nicht meßbar. Bei HERA kann allerdings ein Gluon des aufgelösten Photons mit dem Parton des Protons reagieren, wie in den Abbildungen 2.4 gezeigt wird. Daher ist bei HERA auch die Gluonendichte im Photon meßbar.

Die Form der Partondichten wird von den Altarelli-Parisi-Gleichungen beschrieben. Durch Messung der Partondichten an dem Punkt μ_0^2 kann der Verlauf der Partondichten durch Lösung der Altarelli-Parisi-Gleichungen mit den Meßwerten als Randbedingungen parametrisiert werden.

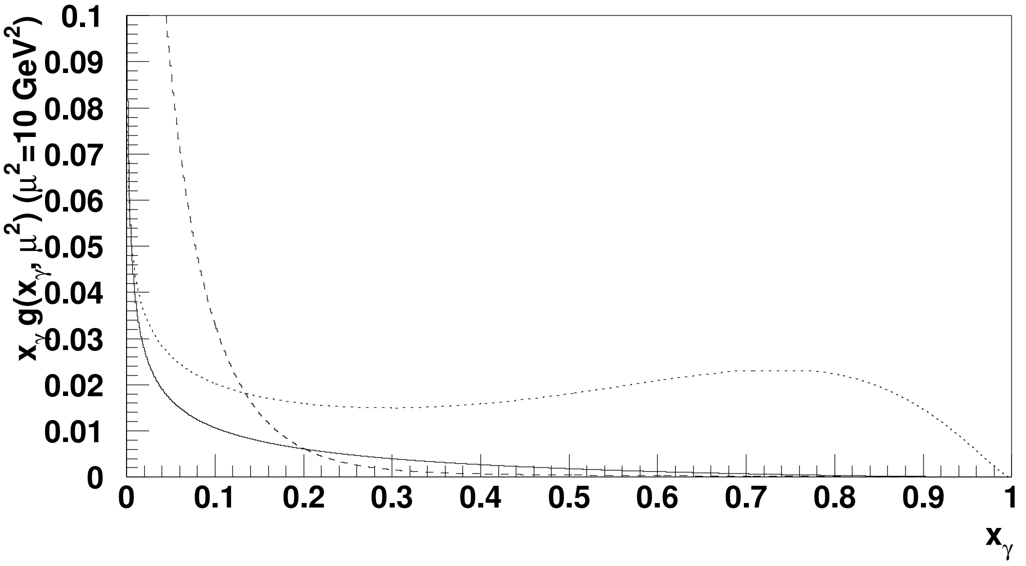


Abbildung 2.2: Die Gluonendichte $g(x_\gamma, \mu^2)$ im Photon für $\mu^2 = 10\ GeV^2$ für die Parametrisierungen GRV (durchgehende Linie), LAC 1 (gestrichelte Linie) und LAC 3 (gepunktete Linie).

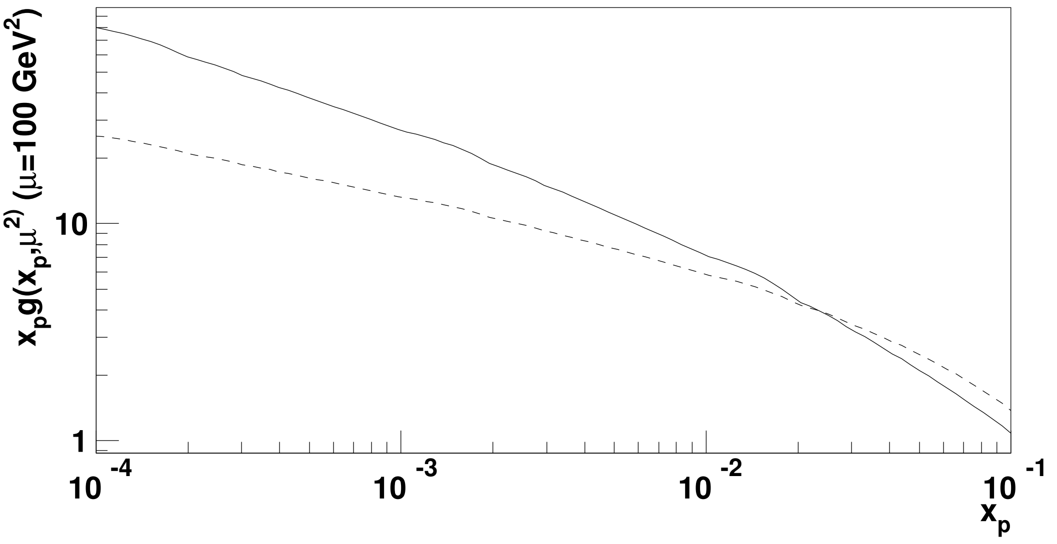


Abbildung 2.3: Die Gluonendichte $g(x_p,\mu^2)$ im Proton für $\mu^2 = 100\ GeV^2$ für die Parametrisierungen 'MRS D0' (gestrichelte Linie) und 'GRV' (durchgehende Linie).

Diese Rechnung wurde in der Vergangenheit von M. Drees und K. Grassie durchgeführt [17]. Ihnen standen allerdings nur 7 Meßwerte als Randbedingung für 13 Parameter zur Verfügung. Die Gluonendichte im Photon mußte sehr willkürlich angenommen werden. Levy, Abramowicz und Charchula haben 1991 eine neue Parametrisierung der Partondichten im Photon vorgelegt [18]. Sie basiert auf 62 Meßwerten. Die Dichte der Gluonen wurde das erste Mal parametrisiert. Es wurden 3 Parametrisierungen angegeben. 'LAC 1' und 'LAC 2' gehen von der Skala μ_0^2=4 GeV aus, wobei im zweiten Satz der Partondichten die Gluonendichte für $x_\gamma \to 0$ künstlich reduziert wurde, und 'LAC 3', die von einer Skala μ_0^2=1 GeV ausgeht. Die Altarelli-Parisi-Gleichungen wurden allerdings nur in LO gelöst, obwohl sie in NLO bekannt sind.

Glück, Reya und Vogt haben 1992 zwei neue Parametrisierungen vorgelegt: eine für die Altarelli-Parisi-Gleichungen in LO (GRV-LO), eine in NLO (GRV-HO) [19]. Sie nehmen eine valenzartige Struktur des Pions für das Photon im VMD an. Ihre Parametriesierung basiert auf den gleichen Daten wie die LAC-Parametriesierung. Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf der Partondichten des Photons ist für LAC 1, LAC 3 und GRV-LO.

Für die Partondichten des Protons existieren mehrere Parametrisierungen. Glück, Reya und Vogt (GRV) haben eine Partondichte veröffentlicht [15]. Martin, Stirling und Roberts parametrisierten mehrere Partondichten an die bisher bekannten Daten, die im Bereich $x_p > 10^{-2}$ gemessen wurden, unter anderem sind es die Partondichten 'MRS D0' und 'MRS D-' [13]. Es wurde auch ein Satz von Parametrisierungen ('MRS A') veröffentlicht, der auf den Messungen der tief-inelastischen Streuung 2.2 von HERA aus dem Jahre 1992 basiert [14]. Die Parametrisierungen unterscheiden sich im Bereich $x_p < 10^{-2}$, in dem vor HERA nicht gemessen werden konnte. Die Parametrisierungen 'GRV' und 'MRS D0' sind in Abbildung 2.3 zu sehen, in denen die Impulsdichte $x_p g(x_p,\mu^2)$ an der Ordinate aufgetragen ist.

Die Anschaulichkeit der Unterschiede zwischen aufgelösten und direkten Photoproduktionsereignissen geht verloren, wenn die Prozesse durch Modelle höherer Ordnung beschrieben werden. Bereits in Modellen, die bis zur Ordnung $\alpha\alpha_s^2$ (NLO = „Next-to-Leading-Order") gerechnet werden, lassen sich aufgelöste 2-Jet-Photoproduktionsereignisse erster Ordnung als direkte Prozesse nächst höherer Ordnung beschreiben. Diese Modellabhängigkeit ändert aber nichts an der Tatsache, daß im Experiment aufgelöste und punktartige Photonen beobachtet werden; Photonen also nicht immer mit ihrer vom Elektron erhaltenen Energie am harten Streuprozeß teilnehmen. Daher ist es vom Modell unabhängig berechtigt, die Photoproduktion in eine direkte und eine aufgelöste Klasse zu trennen.

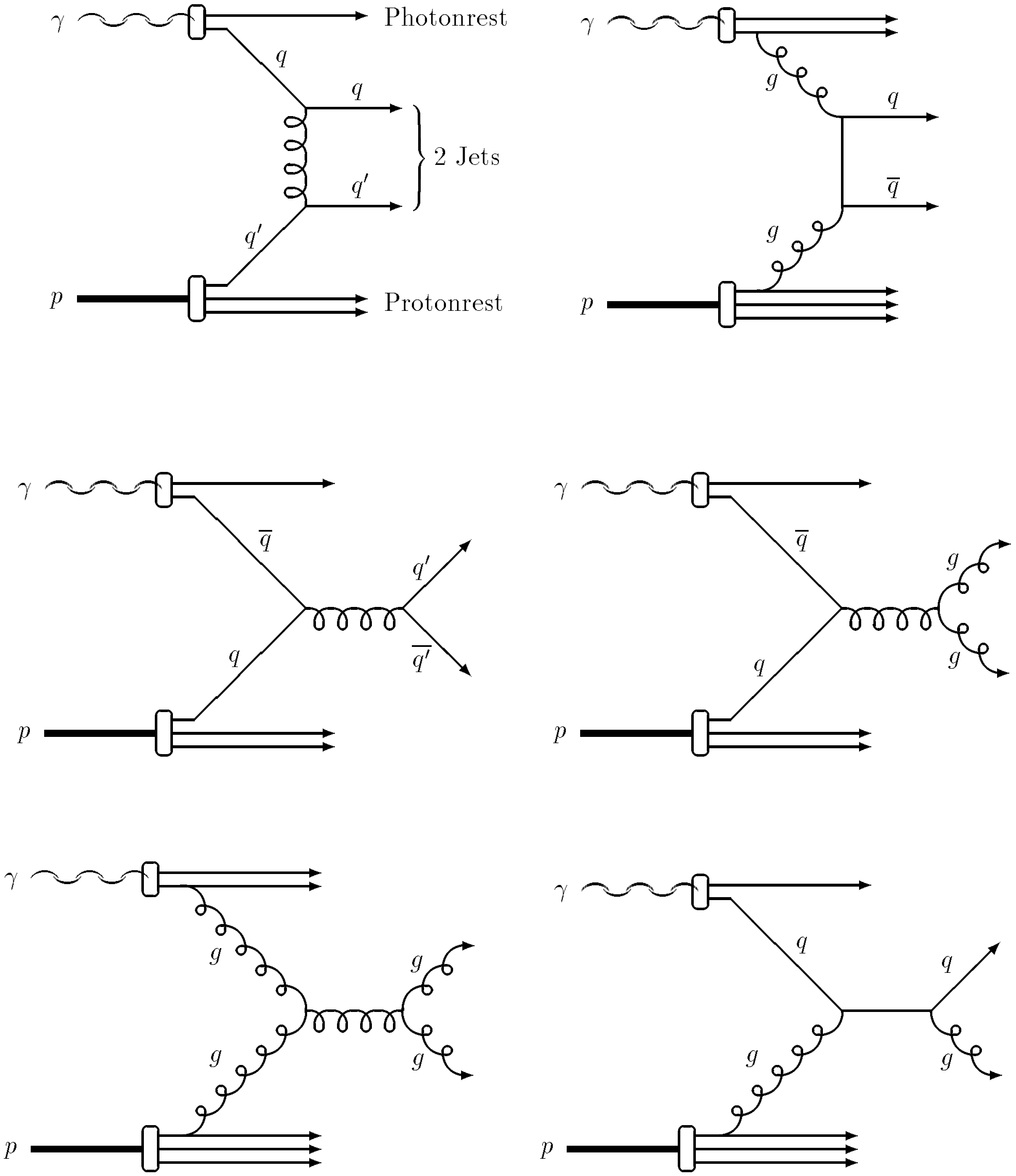


Abbildung 2.4: 2-Jet-Prozesse des aufgelösten Photons in niedrigster Ordnung.

2.2 Tief-Inelastische Streuung

In der tief-inelastischen Streuung findet ein Impulsübertrag zwischen Elektron und Proton von $Q^2 > 5\,\mathrm{GeV}^2$ statt. Dabei kann der Impuls auf drei verschiedene Arten übertragen werden: durch den Austausch eines Photons, durch einen neutralen Strom mit dem Austausch eines Z^0-Bosons und durch einen geladenen Strom mit Austausch eines $W^{\pm}$-Bosons. Das ausgetauschte Eichboson koppelt an ein Quark im Proton, das dann in einen hadronischen Jet fragmentiert. Die Abbildung 2.5 zeigt einen Feynman-Graphen der tief-inelastischen Streuung in erster Ordnung.

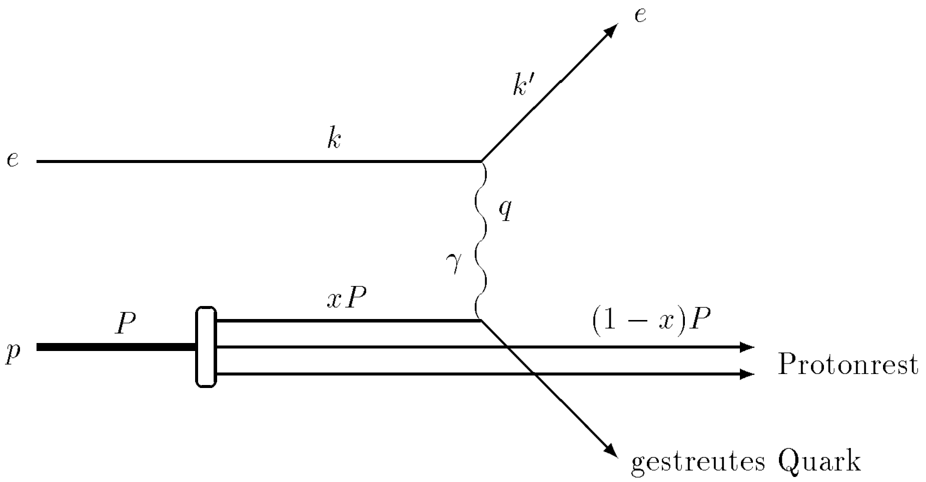


Abbildung 2.5: Ein Feynmangraph der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung.

Tief-inelastische Streureaktionen werden durch perturbative QCD beschrieben. Dadurch können die Partondichteverteilungen der Quarks und Gluonen im Proton gemessen werden. Außerdem kann in Reaktionen mit γ/Z^0 Austausch die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s extrahiert werden. Geladene Ströme sind zudem auf den Weinberg-Winkel θ_W der elektroschwachen Theorie sensitiv.

Die Wirkungsquerschnitte der tief-inelastischen Streuung hängen direkt von den Strukturfunktionen des Protons ab. Für $ep \to eX$ Reaktionen mit Austausch eines γ/Z^0 gilt:

$$\frac{d^2\sigma_{\gamma,Z_0}}{dxdy} = \frac{4\pi\alpha^2}{sx^2y^2}((1-y)+\frac{y^2}{2}F_2(x,Q^2)-\frac{y^2}{2}F_L(x,Q^2)\pm(y-\frac{y^2}{2}xF_3(x,Q^2))). \qquad (2.9)$$

Die oberen (unteren) Zeichen beziehen sich auf $e^-(e^+)p$-Streuung. Die longitudinale Strukturfunktion F_L macht sich bei $x_p < 10^{-2}$ bemerkbar, so daß die Callan-Gross-Beziehung $F_2 = 2xF_1$ [2] nicht mehr gilt:

$$F_L(x,Q^2) = F_2(x,Q^2) - 2xF_1(x,Q^2). \qquad (2.10)$$

Der F_3-Term berücksichtigt paritätsverletzende Beiträge beim Austausch eines Z^0-Bosons und wird signifikant, wenn sich Q der Z^0-Masse nähert.

Bei geladenen Strömen wandelt sich das Elektron in ein Neutrino um. Das ausgetauschte W-Boson wandelt ein u-Valenzquark des Protons in ein d-Quark um. Bei e^+p Betrieb von HERA koppelt das W-Boson an das d-Valenzquark des Protons. Dadurch verringert sich der Wirkungsquerschnitt gegenüber e^-p Betrieb. Der Wirkungsquerschnitt für geladene Ströme hängt ebenfalls von den Strukturfunktionen ab:

$$\frac{d^2\sigma_W}{dxdy} = \frac{\pi\alpha^2}{4\sin^4\theta_W s x^2 y^2}\frac{Q^4}{(Q^2+M_W^2)^2}((1-y)F_2(x,Q^2)+y^2 xF_1(x,Q^2)\pm(\frac{y^2}{2}-y)xF_3(x,Q^2)) \tag{2.11}$$

Die oberen (unteren) Zeichen gelten für $e^-(e^+)p$ Betrieb von HERA. Der große Häufigkeitsunterschied zwischen Photonaustausch und geladenen Strömen wird durch den Propagator des W-Bosons erzeugt:

$$\frac{d^2\sigma_W}{d^2\sigma_\gamma} = (\frac{Q^2}{(Q^2+M_W^2)})^2. \tag{2.12}$$

Bei Q^2=1 GeV beträgt das Verhältnis $2,4 \cdot 10^{-8}$, bei $Q^2 = 10^4$ GeV ist es auf 40 Prozent angewachsen. Durch die hohe Masse der W-Bosonen sind die geladenen Ströme also stark unterdrückt. Trotz ihrer relativen Seltenheit konnten geladene Ströme schon mit dem H1-Detektor beobachtet werden [28].

Die Q^2-Abhängigkeit der Strukturfunktionen wird von den Altarelli-Parisi-Gleichungen in NLO vorhergesagt. Dieses Verhalten kann allerdings durch Prozesse höherer Ordnung $\alpha\alpha_s^3$ verletzt werden. Die x-Abhängigkeit muß im Experiment gemessen werden. Skalenverletzung der Altarelli-Parisi-Gleichungen und x-Abhängigkeit sind bereits von der H1-Kollaboration gemessen worden [27, 26].

Kapitel 3

Datenselektion

Der Analyse liegen im Jahre 1993 gesammelte H1-Daten zugrunde, insgesamt wurden 289 nb^{-1} gesammelt. Aus den Daten wurden Hintergrundereignisse entfernt. Dies sind Ereignisse, in denen

- ein Myon der kosmischen Hintergrundstrahlung während einer ep-Kollision durch den Detektor geflogen ist,
- ein Proton mit einem im Strahlrohr verbliebenen Molekül der Luft, also meistens Stickstoff oder Sauerstoff, zusammengestoßen ist,
- ein Proton im oder vor dem Detektor in die Wand des Strahlrohrs prallt.

Darauf wurden Ereignisse selektiert, die ein Signal des „etag-DC-r/ϕ“-Triggers besitzen. Es verbleibt eine Menge von 223.715 Ereignissen.

Der „etag-DC-r/ϕ’Trigger ist eine Kombination von zwei Subtriggern. Es wird ein Elektron im Elektron-Tagger mit mindestens 4 GeV verlangt, außerdem wird ein primärer Vertex verlangt und eine Spur im zentralen Spurdetektor.

Nachfolgend wurden Ereignisse selektiert mit $0,3 < y_{\text{eTag}} < 0,7$, so daß die Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System auf den Bereich zwischen 162 GeV und 247 GeV beschränkt ist. Nach diesem Schnitt verbleiben 185.818 Ereignisse.

Aus den verbliebenen H1-Daten wurde zwei Untermengen selektiert. Für die erste wurden mit Hilfe eines Cone-Algorithmus (Abschnitt 4.3) Ereignisse mit mindestens einem Jet im LAr oder BEMC mit mindestens 6 GeV transversaler Energie in einem Cone von $R = 0,7$ ausgewählt. Die Ereignisanzahl verringert sich auf 3.450. Diese Ereignissammlung wird im folgenden „1-Jet-Sample“ genannt.

Von dieser Datenmenge ausgehend wurde eine weitere Selektion durchgeführt. Es wurden Ereignisse mit mindestens zwei Jets mit $R = 0,7$ und $E_T > 6\,\text{GeV}$ ausgesucht. Dadurch verringerte sich die Ereignisanzahl weiter auf 657. Nachdem zusätzlich von den beiden Jets eine Azimutwinkeldifferenz $\Delta\phi > 120°$ gefordert wurde, blieben 592 Ereignisse übrig. Von den beiden Jets wird schließlich gefordert, daß ihre Pseudorapidität im Intervall $-1 < \eta_{Jet} < 2$ liegt. Diese neue Untermenge von 371 verbliebenen Ereignissen wird im folgenden „2-Jet-Sample“ genannt.

Die weiteren Untersuchungen der H1-Daten werden mit diesen zwei Ereignismengen durchgeführt.

Kapitel 4

Rekonstruktion der Ereigniskinematik

Bei der Analyse von Elektron-Proton-Kollisionen ist es wichtig, die Kinematik der bei der Reaktion entstandenen Partonen zu messen. Die QCD besagt, daß Quarks und Gluonen nicht als freie Teilchen zu beobachten sind. Quarks und Gluonen fragmentieren in stabile Teilchen, sobald ihre potentielle Energie im Quarkfeld zu groß wird. Das bedeutet, die an der Reaktion beteiligten Quarks und Gluonen werden nicht im H1-Detektor gemessen, sondern es werden die stabilen Teilchen nachgewiesen, die aus der Fragmentation und aus Zerfällen der Fragmentationsprodukte entstehen. Als stabile Teilchen werden bei H1 Teilchen mit einer mittleren Lebenszeit von mehr als 10^{-8} s angesehen. Meistens sind diese stabilen Teilchen geladene Pionen und Kaonen und aus ungeladenen Pionen entstehende Photonen.

Die in der Fragmentation entstehenden Teilchen bekommen gegenüber der Quark- oder Gluonachse zusätzlich einen transversalen Impuls. Dadurch wird die Rekonstruktion der Kinematik des Quark oder Gluons erschwert. Sie muß mit den stabilen Teilchen durchgeführt werden, die im Detektor nachgewiesen werden.

Die Rekonstruktion der Ereigniskinematik wird aber dadurch erleichtert, daß in HERA die Elektronen frontal, d. h. im Winkel von 180° auf die Protonen treffen. Sind P und k die Vierervektoren des Strahlprotons und -elektrons und P_H und P_L die Summenvierervektoren der in der Reaktion entstandenen Hadronen und Leptonen, so gilt die Beziehung $P+k = P_H + P_L$. Daraus resultieren 4 Gleichungen für die Energie- und Impulserhaltung:

$$\begin{aligned} E_p + E_e &= E_H + E_L && (4.1)\\ 0 &= p_{H,x} + p_{L,x} && (4.2)\\ 0 &= p_{H,y} + p_{L,y} && (4.3)\\ p_{p,z} + p_{e,z} &= p_{H,z} + p_{L,z} && (4.4) \end{aligned}$$

Aus den Gleichungen 4.2 und 4.3 folgt, das die Vektorsumme der transversalen Impulse der produzierten Teilchen relativ zur Strahlachse von HERA immer Null ergeben muß. Durch Subtraktion und Addition der Gleichungen 4.1 und 4.4 wird deutlich, daß die Differenz bzw. Summe der Energie und der z-Komponente des Impulses des Elektron-Proton-Systems ($E - p_z$, $E + p_z$) eine Erhaltungsgröße ist.

Ausschließlich durch die Berechnung der $(E - p_z)$-Summe des Endzustands $(E - p_z)_{Endzustand}$ des Ereignisses kann die Art der Reaktion unterschieden werden. Unter Vernachlässigung der Ruhemassen der Strahlteilchen beträgt die $(E - p_z)$-Summe des Elektron-Proton-Systems die zweifache Elektronstrahlenergie $2E_e$.

Berechnet man die $(E - p_z)$-Summe über die einzelnen Kalorimeter des H1-Detektors (LAr, BEMC, TC, ET, PD), so ergeben sich für die Reaktionen der tief-inelastischen Streuung, der Photoproduktion und der Strahl-Restgas-Kollisionen charakteristische Beträge.

Beträgt $(E - p_z)_{Endzustand} = 2E_e$, so ist das Ereignis ein Photoproduktionsprozeß, wenn das Elektron im ET nachgewiesen wird, sonst ist es ein Ereignis der tief-inelastischen Streuung, denn dort wird das Elektron im zentralen Detektor nachgewiesen.

Ist $(E - p_z)_{Endzustand} < 2E_e$, so fand eine Reaktion der Photoproduktion statt, aber ohne Nachweis des Elektrons. Der hadronische Anteil des Endzustands wird im zentralen Detektor gemessen, der leptonische Teil bleibt unsichtbar.

Kollisionen der Strahlelektronen und -protonen mit Restgasmolekülen können ebenfalls identifiziert werden. Die Impulse der Gasmoleküle, meistens Stickstoff und Sauerstoff, können im Vergleich zu ihrer Ruhemasse, ca. 15 GeV, vernachlässigt werden. Damit beträgt im Falle einer Proton-Gas-Reaktion $(E - p_z)_{Endzustand} = (E-p_z)_p + (E-p_z)_{Gas} =$ 15 GeV. Bei Elektron-Gas Kollisionen ergibt sich $(E - p_z)_{Endzustand} = (E - p_z)_e + (E - p_z)_{Gas} = (2E_e + 15)$ GeV. Der $(E - p_z)_{Endzustand}$-Betrag ist also entweder deutlich kleiner als die zweifache Elektronenstrahlenergie oder $(E - p_z)_{Endzustand}$ übertrifft diese deutlich.

Bevor Algorithmen zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik an den Daten aus dem Experiment angewendet werden, soll ihre Qualität an einer Monte-Carlo-Simulation getestet werden. Die Qualität der Rekonstruktion wird im folgenden an Monte-Carlo-Ereignissen getestet, die mit dem Generator PYTHIA (Abschnitt D) erzeugt wurden.

4.1 Der Energiefluß im Detektor

Die kinematischen Größen eines Ereignisses werden durch im Detektor gemessene Werte berechnet. Ein *idealer* Detektor, der den gesamten Raumwinkel um die ep-Wechselwirkung beobachtet, würde Energien und Impulse aller in der Streureaktion produzierten Teilchen exakt messen. Ein *realer* Detektor kann jedoch nicht den vollen Raumwinkel um die Kollision beobachten, da zumindest durch das Strahlrohr ein Raumbereich entsteht, in dem keine Teilchen detektiert werden können. Außerdem haben Messungen mit einem realen Detektor immer eine Meßunschärfe. Dadurch kann der Energiefluß, der nach der Rekonstruktion des Ereignisses im Detektor beobachet wird, vom wirklichen Energiefluß der ep-Reaktion abweichen.

In diesem Abschnitt sollen der Energiefluß der stabilen Teilchen und der rekonstruierte Energiefluß anhand der Erhaltungsgrößen $(E - p_z)$ und $(E + p_z)$ des Ereignisses untersucht werden. Durch Summation und Addition der Gleichungen 4.1 und 4.4 entstehen Bilanzgleichungen, die den Energiefluß vor und nach der ep-Reaktion zusammenfassen:

$$(E - p_z)_p + (E - p_z)_e = (E - p_z)_{hadronisch} + (E - p_z)_{leptonisch} \tag{4.5}$$

$$(E + p_z)_p + (E + p_z)_e = (E + p_z)_{hadronisch} + (E + p_z)_{leptonisch} \tag{4.6}$$

Auf der linken Seite der Gleichungen stehen die Größen des Elektron- und Protonstrahls, die Terme auf der rechten Seite bezeichnen den hadronischen und den leptonischen Energiefluß nach der ep-Reaktion.

In Ereignissen der Photoproduktion, in denen das gestreute Elektron im Elektron-Tagger nachgewiesen wird, können nun alle Terme der obigen Gleichungen gemessen werden. Die hadronische Energie wird in den Kalorimetern LAr, BEMC und TC beobachet, die Energie des Elektrons ermittelt der Elektron-Tagger. Die obigen Gleichungen können dann durch Meßgrößen ausgedrückt werden:

$$(E-p_z)_p + (E-p_z)_e = (E-p_z)_{calo} + (E-p_z)_{Tagger} + (E-p_z)_{miss} \tag{4.7}$$
$$(E+p_z)_p + (E+p_z)_e = (E+p_z)_{calo} + (E+p_z)_{Tagger} + (E+p_z)_{miss} \tag{4.8}$$

Die Terme mir dem Index *calo* bezeichnen die im zentralen Detektor gemessene Energie, der Index $Tagger$ bezeichnet die Elektron-Tagger. In die Gleichungen wurden Terme mit dem Index $miss$ aufgenommen. Diese erfassen die nicht gemessene Energie, die durch „Löcher“ im Detektor entweicht.

Die Gleichungen können vereinfacht werden, wenn die Ruhemassen der Protonen und der Elektronen vernachlässigt werden, was auf Grund der hohen Lorentzfaktoren der Strahlteilchen erlaubt ist. Dann gilt $E_p = p_p$, $E_e = -p_e$ und $E_{Tagger} = -p_{Tagger}$, denn der Streuwinkel der Elektronen, die im Tagger beobachtet werden, kann vernachlässigt werden. Somit ergibt sich:

$$2E_e = (E-p_z)_{calo} + 2E_{Tagger} + (E-p_z)_{miss} \tag{4.9}$$
$$2E_p = (E+p_z)_{calo} + (E+p_z)_{miss} \tag{4.10}$$

Der $(E-p_z)_{calo}$-Term wird nur mit den Kalorimetern des zentralen Detektors berechnet:

$$\begin{aligned}(E-p_z)_{calo} = & \sum_{LAr-Zellen} E_{Zelle}(1-\cos\theta_{Zelle}) + \sum_{BEMC-Zellen} E_{Zelle}(1-\cos\theta_{Zelle}) \\ & + \sum_{TC-Zellen} E_{Zelle}(1-\cos\theta_{Zelle})\end{aligned} \tag{4.11}$$

Der $(E+p_z)_{calo}$-Term entsprechend:

$$\begin{aligned}(E+p_z)_{calo} = & \sum_{LAr-Zellen} E_{Zelle}(1+\cos\theta_{Zelle}) + \sum_{BEMC-Zellen} E_{Zelle}(1+\cos\theta_{Zelle}) \\ & + \sum_{TC-Zellen} E_{Zelle}(1+\cos\theta_{Zelle})\end{aligned} \tag{4.12}$$

Der Energiefluß wird im folgenden an Ereignissen untersucht, in denen das Elektron im Tagger mit einer Energie $8\,\mathrm{GeV} < E_{Tagger} < 18,7\,\mathrm{GeV}$ nachgewiesen wurde, das entspricht einem y_{eTag} zwischen 0,3 und 0,7 (siehe dazu Abschnitt 4.2.1).

	verw. Kalorimeter	Monte-Carlo	Daten
$< (E-p_z)_{miss} >$	LAr, BEMC	7,6	8,8
$< (E-p_z)_{miss} >$	LAr, BEMC, TC	5,4	7,0
$< (E+p_z)_{miss} >$	LAr, BEMC	1486	1475
$< (E+p_z)_{miss} >$	LAr, BEMC, TC	1482	1465

Tabelle 4.1: Die mittleren fehlenden Beträge in der $(E-p_z)$- und $(E+p_z)$-Bilanz, berechnet mit und ohne TC.

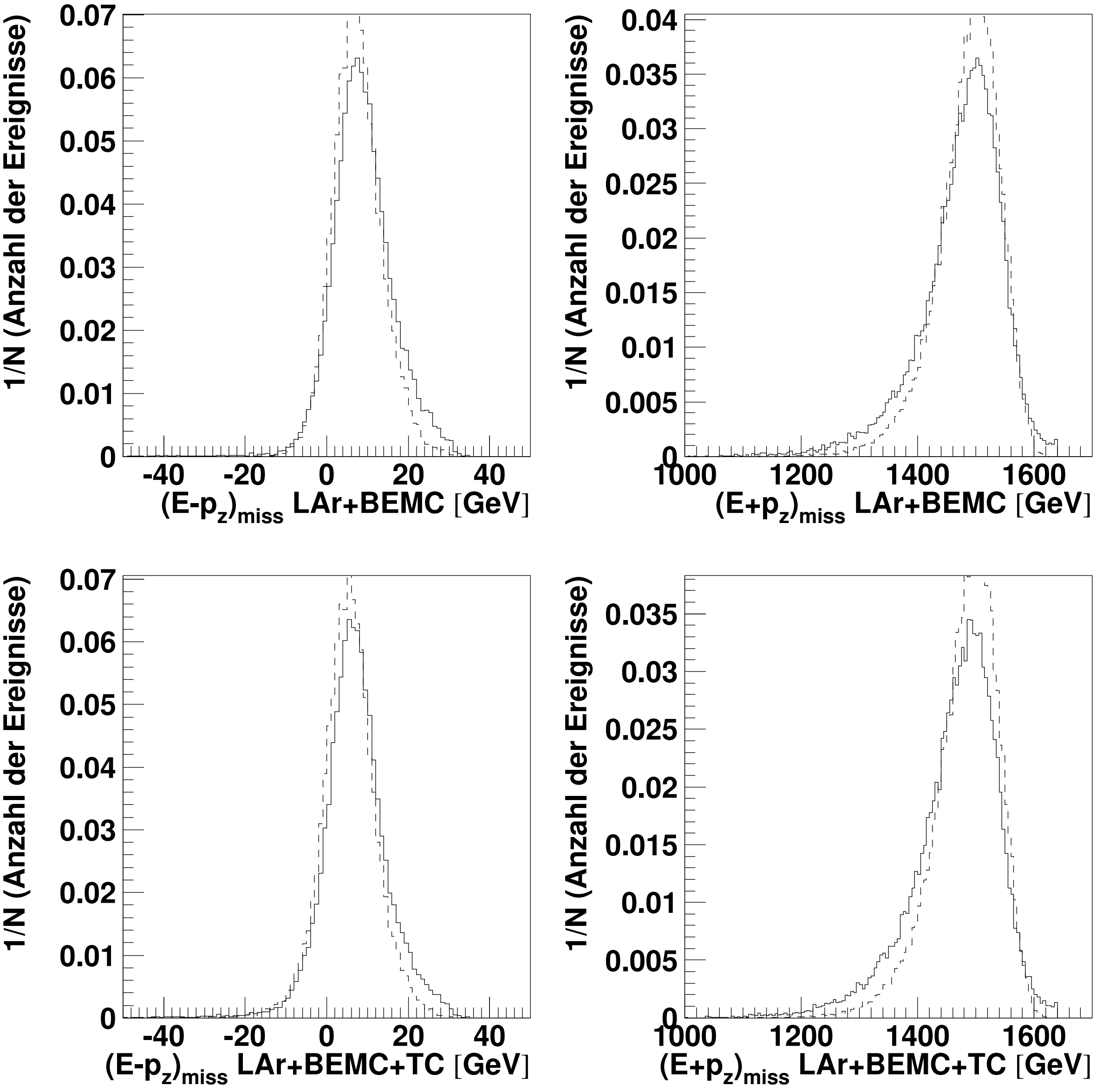


Abbildung 4.1: Der differentielle Energiefluß $\frac{d(E-p_z)}{d\eta}$ (links) und $\frac{d(E+p_z)}{d\eta}$ (rechts) nach der Rekonstruktion des Ereignisses in den H1-Daten (durchgehende Linie) und im Monte-Carlo (gestrichelte Linie).

Anhand einer Monte-Carlo-Simulation lassen sich Meßfehler des Detektors abschätzen, indem der Energiefluß der simulierten Teilchen, die die ep-Wechselwirkung verlassen mit dem Energiefluß im Detektor nach der Ereignisrekonstruktion verglichen wird. Zur folgenden Untersuchung wird ein Pythia-Monte-Carlo (Abschnitt D) herangezogen.

Werden die Gleichungen 4.9 und 4.10 umgestellt, so läßt sich der Betrag der nicht gemessenen Energie bestimmen:

$$(E - p_z)_{miss} = 2E_e - (E - p_z)_{calo} - 2E_{Tagger} \qquad (4.13)$$

$$(E + p_z)_{miss} = 2E_p - (E + p_z)_{calo} \qquad (4.14)$$

Auf dem Niveau der stabilen Teilchen ist die fehlende Energie gleich Null, was im

Monte-Carlo auch geprüft wurde. Nach der Simulation des Ereignisses im Monte-Carlo, in der die Messung des Detektors simuliert wird, ist diese Bilanz nicht mehr ausgeglichen, da der Detektor nicht den ganzen Raumwinkelbereich abdeckt, und sich daher einige Teilchen der Messung entziehen.

Nach der Rekonstruktion des Ereignisses ist die Energieflußbilanz nicht mehr so ausgeglichen (Abbildung 4.1). Tabelle 4.1 faßt die $(E-p_z)$- und $(E-p_z)$-Bilanzen zusammen.

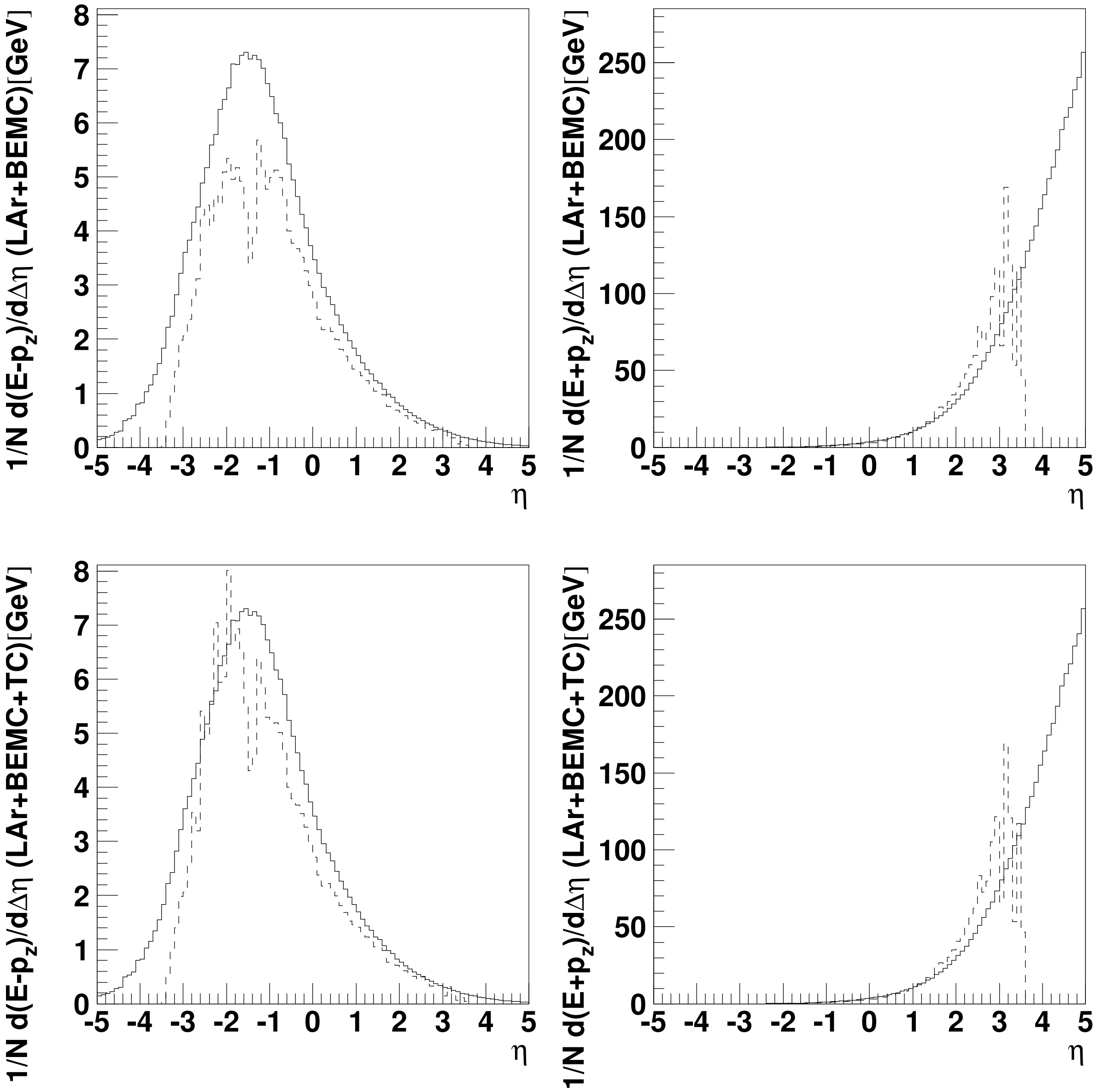


Abbildung 4.2: Der differentielle Energiefluß $\frac{d(E-p_z)}{d\eta}$ (links) und $\frac{d(E+p_z)}{d\eta}$ (rechts) im Monte-Carlo für stabile Teilchen vor Simulation des Detektors (durchgehende Linie) und nach der Rekonstruktion des Ereignisses (gestrichelte Linie).

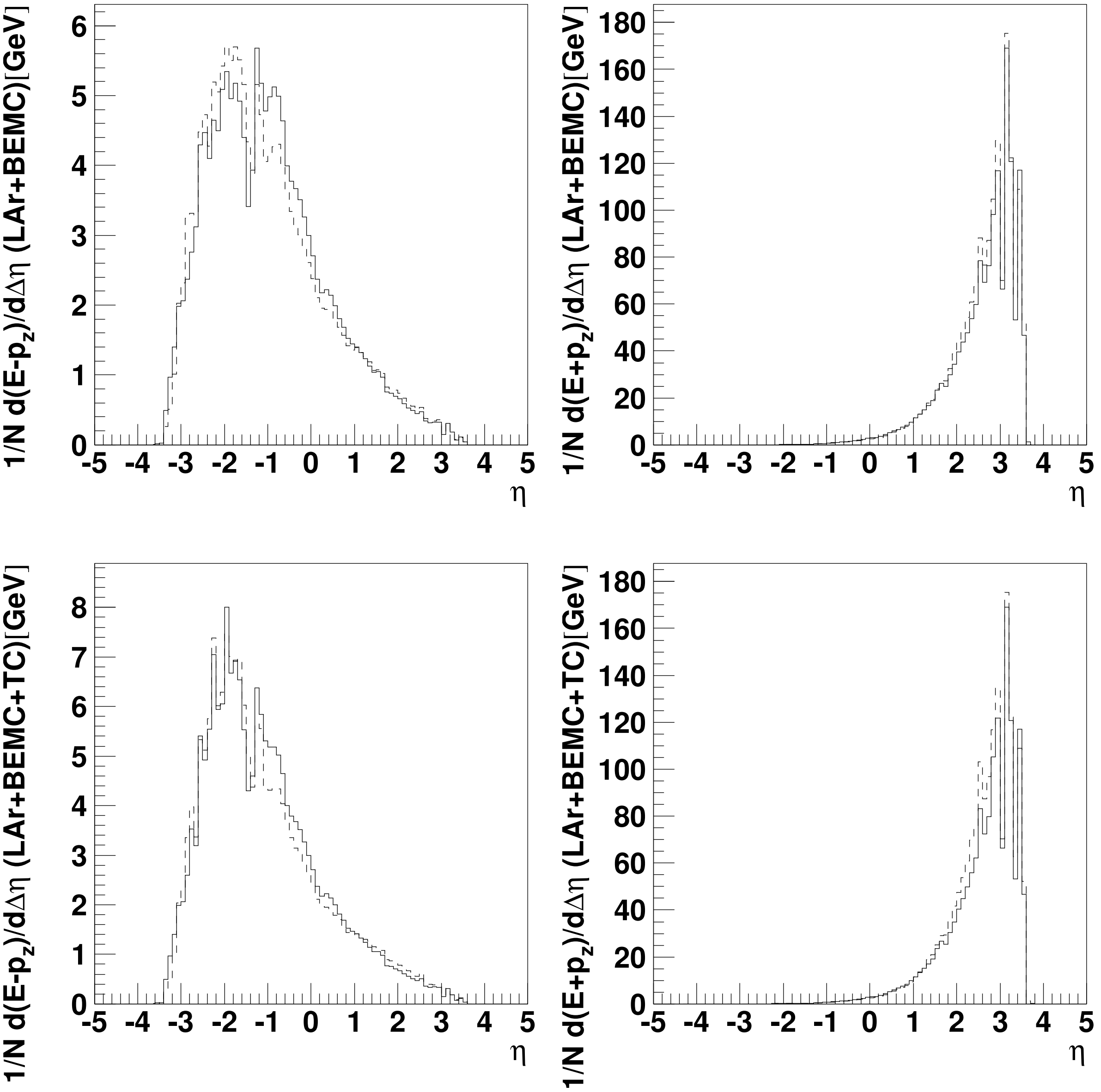


Abbildung 4.3: Der rekonstruierte Energie Energiefluß $\frac{d(E-p_z)}{d\eta}$ (links) und $\frac{d(E+p_z)}{d\eta}$ (rechts) in den H1-Daten (durchgehende Linie) und im Monte-Carlo (gestrichelte Linie).

Wird die $(E-p_z)$-Bilanz nur mit dem LAr und dem BEMC berechnet, so wird im Mittel ein $(E-p_z)$-Betrag von 7,6 GeV nicht gemessen, wird der TC zur Berechnung mitverwendet, so verringert sich der Betrag auf 5,4 GeV. Die Daten des Jahres 1993 (siehe Abschnitt 3) bestätigen dies. Die fehlende Energie beträgt nur mit dem LAr und BEMC berechnet 8,8 GeV, wird der TC hinzugenommen, verringert sich der Betrag von $(E-p_z)_{miss}$ auf 7,0 GeV.

Der Einfluß des TC auf die $(E+p_z)$-Bilanz ist ähnlich. Im Monte-Carlo beträgt der mittlere Betrag des $(E+p_z)_{miss}$ 1486 GeV unter Verwendung des LAr und des BEMC, wird der TC hinzugenommen, so verringert sich der fehlende $(E+p_z)$-Betrag auf 1482 GeV.

Die Daten bestätigen dieses Verhalten. Unter Benutzung des LAr und BEMC beträgt das mittlere $(E+p_z)_{miss}$ 1475 GeV, bei Mitbenutzung des TC verringert sich der Wert auf 1465 GeV.

Anhand der differentiellen Energieflüsse $\frac{d(E-p_z)}{d\eta}$ und $\frac{d(E+p_z)}{d\eta}$ kann der Ort der Energieverluste lokalisiert werden. Im Monte-Carlo wird wieder der Energiefluß der stabilen Teilchen mit dem rekonstruierten Energiefluß verglichen (Abbildung 4.2). Das Monte-Carlo beschreibt die Daten in dieser Hinsicht (Abbildung 4.3) bis zu einer Pseudorapidität von 2; darüber wird der Energiefluß in den Daten des Jahres 1993 größer als im Monte-Carlo. Dies wird besonders im $(E+p_z)$-Spektrum deutlich. Dieser Effekt wird zur Zeit noch von der H1-Kollaboration untersucht.

Die Abbildungen machen deutlich, daß das Strahlrohr, in dem sich natürlich kein Detektor befindet, eine Verlustquelle ist. Im Mittel entweicht etwa ein $(E-p_z)$-Betrag von etwa 1 GeV durch das Rohr in Elektronenflugrichtung. In Protonenflugrichtung entweicht ein $(E+p_z)$-Betrag von etwa 1400 GeV durch das Strahlrohr.

Eine weitere wichtige Quelle für Energieverluste ist das BBE. Das BBE ist ein elektromagnetisches Kalorimeter des LAr um das BEMC im Pseudorapiditätsintervall $-1,5 < \eta < -1,0$, hinter dem sich kein hadronisches Kalorimeter befindet. Lediglich der TC kann hadronische Energie hinter dem BBE auffangen. Das BEMC ist eine weitere Ursache für Energieverluste. Es ist ebenso wie das BBE ein elektromagnetisches Kalorimeter und kann wegen seiner Tiefe von einer hadronischen Strahlungslänge Hadronen nur sehr ungenau messen.

Der TC ist in der Lage, die Ineffizienz des BEMC gegenüber Hadronen zu reduzieren, er kann jedoch nicht die Meßfehler des BBE ausgleichen.

4.2 Berechnung der Photonenergie

Die Berechnung der Energie des einlaufenden Photons ist möglich mit Hilfe der kinematischen Variablen y, die anschaulich beschrieben den Bruchteil der Energie angibt, den das Photon vom Elektron fortträgt. Die Photonenergie wird somit durch die Gleichung $E_\gamma = yE_e$ berechnet. Die kinematische Größe y kann mit verschiedenen Methoden bestimmt werden, die nachfolgend vorgestellt werden sollen.

4.2.1 Bestimmung mit dem Elektron-Tagger

Wenn der Streuwinkel des Elektrons kleiner als 5 mrad ist, kann das gestreute Elektron im Elektron-Tagger nachgewiesen werden. Wird der Streuwinkel vernachlässigt, so vereinfacht sich Gleichung 2.2:

$$y \approx y_{\mathrm{eTag}} = 1 - \frac{E_{Tagger}}{E_e} \tag{4.15}$$

Auf Grund der Energieauflösung von $\frac{\sigma}{E} = \frac{11\%}{\sqrt{E}}$ des Elektron-Taggers, kann die Energie des gestreuten Elektrons und somit die Energie des vom Elektron abgestrahlten Photons sehr genau bestimmt werden. Die Korrelation zwischen y_{eTag} und wahrem y in einer Monte-Carlo-Simulation zeigt Abbildung 4.5.

In Elektronenflugrichtung folgt nach dem H1-Detektor ein System von Kollimationsmagneten, die den Protonstrahl vor der Wechselwirkungszone bündeln sollen. Die in der ep-Wechselwirkung gestreuten Elektronen werden durch diese Magneten abgelenkt, so daß nicht alle gestreuten Elektronen den Tagger treffen. Die Anzahl der Streuelektronen, die den Tagger erreichen, ist vom y abhängig. Die Akzeptanz des Taggers in Abhängigkeit von y zeigt Abbildung 4.4. Die Akzeptanz außerhalb des Intervalls $0,3 < y_{\mathrm{eTag}} < 0,7$ beträgt fast Null, daher werden nur Ereignisse im kinematischen Bereich $0,3 < y_{\mathrm{eTag}} < 0,7$ in dieser Arbeit analysiert.

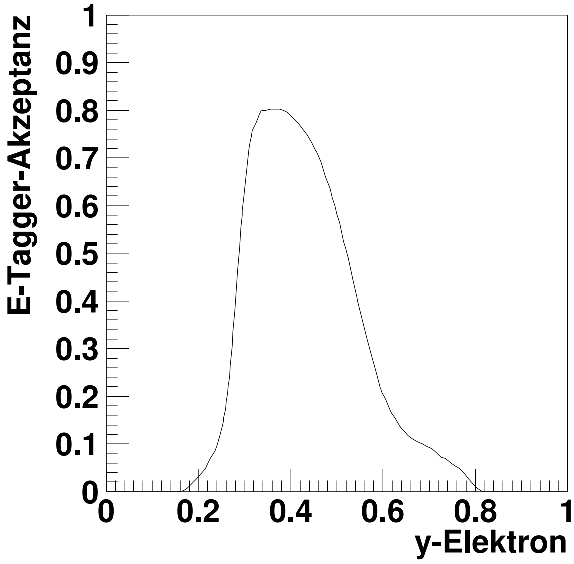


Abbildung 4.4: Die Abbildung links zeigt die Meßeffizienz des Elektron-Taggers in Abhängigkeit der Skalenvariablen y im Jahre 1993.

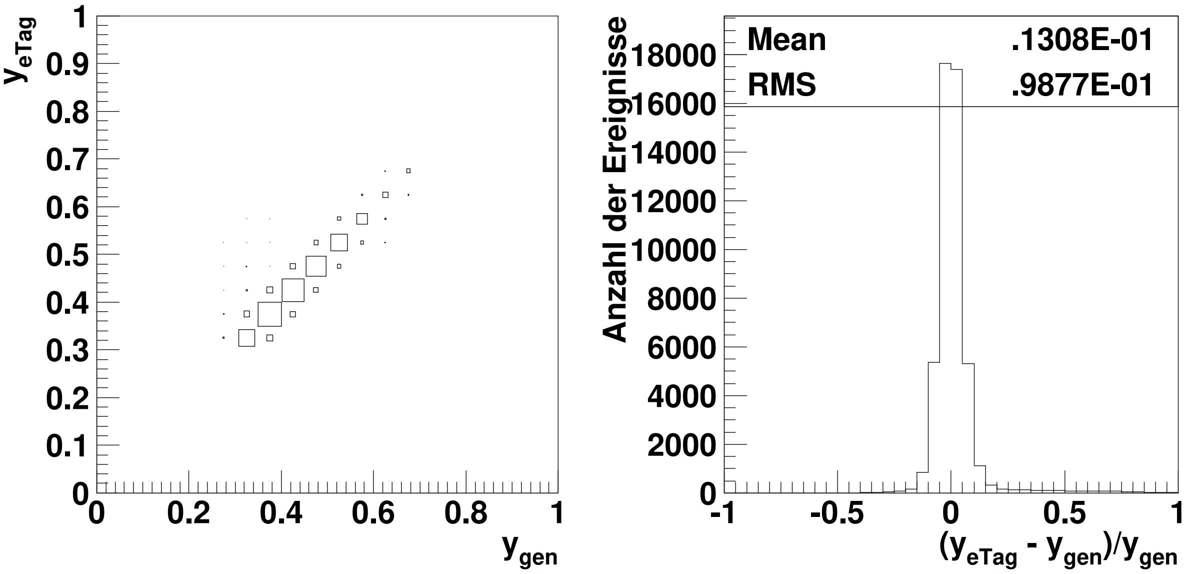


Abbildung 4.5: Die Korrelation zwischen y_{eTag}und dem wahren y_{gen}(links) und der relative Fehler des y_{eTag}(rechts) im Monte-Carlo.

4.2.2 Bestimmung mit dem hadronischen Kalorimeter

Der Viererimpulsübertrag q zwischen Elektron und Proton läßt sich durch den Vierervektor $P = (E_p, 0, 0, p_{p,z})$ des einlaufenden Protons und dem Summenvierervektor der aus der Streureaktion kommenden Hadronen $p_H = \sum_{alleHadronen}(E_H, p_{H,x}, p_{H,y}, p_{H,z})$ berechnen: $q = (p_H - P)$. In Gleichung 2.2 eingesetzt ergibt sich mit $k = (E_e, 0, 0, p_{e,z})$ für y:

$$y = \frac{E_p(E_H - E_p) - p_{p,z}(p_{H,z} - p_{p,z})}{E_p E_e - p_{p,z} p_{e,z}}. \tag{4.16}$$

Durch Vernachlässigung der Ruhemassen des Protons und des Elektrons ergeben sich die Relationen $E_p = p_{p,z}$ und $E_e = -p_{e,z}$. Damit vereinfacht sich der Ausdruck für y:

$$y = \frac{E_H - p_{H,z}}{2E_e} \tag{4.17}$$

Die Werte E_H und $p_{H,z}$ werden durch Summation über alle Hadronen berechnet:

$$E_H = \sum_{i=alleHadronen} E_i \tag{4.18}$$

$$p_{H,z} = \sum_{i=alleHadronen} p_{i,z} \tag{4.19}$$

Die $(E - p_z)$-Summe über alle Hadronen wird wieder durch den aus Abschnitt 4.1 bekannten Ausdruck $(E - p_z)_{calo}$ bestimmt. Das so berechnete y wird mit y_{JB} bezeichnet. Der Index weist auf die Franzosen Jacquet und Blondel hin, die diese Methode entwickelt haben [11]:

$$y_{\mathrm{JB}} = \frac{(E - p_z)_{calo}}{2E_e}. \tag{4.20}$$

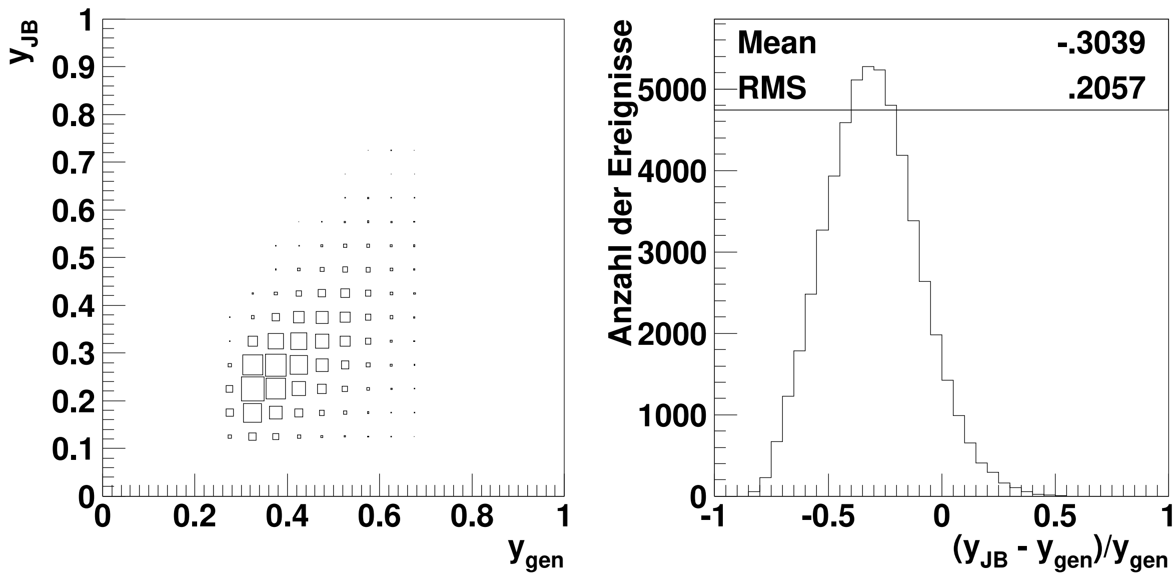


Abbildung 4.6: Die Korrelation zwischen y_{JB}und dem wahren y_{gen}(links) und der relative Fehler des y_{JB}(rechts) im Monte-Carlo.

Der entscheidende Vorteil der Berechnung der Photonenergie über y_{JB} gegenüber y_{eTag}ist, daß sie auch möglich ist, wenn das gestreute Elektron nicht im Tagger nachgewiesen wird. Der Nachteil liegt allerdings in der schlechten Korrelation zwischen y_{JB} und dem wahren y (Abbildung 4.6). Die in Abschnitt 4.1 gezeigten Meßfehler des H1-Detektors sind für die schlechte Korrelation verantwortlich.

4.3 Rekonstruktion der Jets

Aus dem harten Subprozeß kommen im QCD-Modell erster Ordnung, wie es von PYTHIA gerechnet wird, zwei Partonen. Diese Partonen sind Quarks oder Gluonen, die dann in Hadronen fragmentieren , die wiederum weiter zerfallen können. In der Folge bilden sich dann stabile Teilchen, d. h. Teilchen, die eine mittlere Lebenszeit von über 10^{-8} Sekunden besitzen [31].

Wenn diese Partonen einen hohen Impuls besitzen, dann bilden sich bei der Fragmentation Bündel von Hadronen. Die Teilchen haben einen geringen transversalen Impuls zur Achse des ursprünglichen Partons, sie besitzen also weiterhin einen großen Impuls parallel zur Partonachse. Solche gebündelten Teilchenschwärme mit einem hohem Gesamtimpuls werden Jets genannt. Der mittlere transversale Impuls zur Partonflugrichtung, den die Hadronen mitbekommen, beträgt $< p_T > = 0.3$ GeV und ist annähernd unabhängig von der Partonenergie [20]. Dieser transversale Impuls entsteht einerseits bei der Hadronisation des Partons, rührt aber auch von der Energieunschärfe her, die das Parton im Zustand des „Confinement“, d. h. im gebundenen Zustand vor der Kollision hat. Mit steigender Schwerpunktsenergie des harten Subprozesses steigt aber der longitudinale Impuls $< p_L >$ zum Parton an. Der halbe Öffnungswinkel $< \delta >= \frac{<p_T>}{<p_L>}$ wird darum mit steigender Energie der Partonen immer kleiner. Die Korrelation zwischen Partonenergie und $< \delta >$ ist in Tabelle 4.2 gezeigt.

E_{Parton}	$< \delta >= \frac{< p_T >}{<p_L>}$
2	31°
5	19°
20	10°

Tabelle 4.2: Der halbe Öffnungswinkel $< \delta >$ eines Jets in Abhängigkeit von der Energie des ursprünglichen Partons.

Bei Jetenergien ab 5 GeV ist die Energie daher schon relativ gut kollimiert. Bei Energien oberhalb 5 GeV sollte also eine gute Rekonstruktion der Jets möglich sein.

Durch das Auffinden der Jets im Detektor kann die Kinematik der Partonen aus dem harten Subprozeß rekonstruiert werden. Wie die Jets im Detektor gefunden werden, und wie gut sie die Partonen beschreiben, soll im folgenden Abschnitt untersucht werden.

4.3.1 Der Cone-Algorithmus

Die Jets werden in dieser Diplomarbeit mit einem Cone-Algorithmus (= Kegel-Algorithmus) gesucht [32]. Dieser Algorithmus entstand Anfang der 80er Jahre beim Experiment

UA1 am Speicherring S$p\bar{p}$S am CERN in Genf. Mit ihm wurden Jets in Hadron-Hadron-Kollisionen gesucht. Da die Reaktionen zwischen aufgelösten Photonen und Protonen ähnlich wie Hadron-Hadron-Kollisionen aussehen, liegt es nahe, diesen Algorithmus auch in dieser Analyse zu benutzen.

Es werden drei Parameter gebraucht, um die Jets vollständig zu beschreiben. Gut geeignet sind der Azimutwinkel ϕ des Jets, seine Rapidität y und seine zur Strahlachse transversale Energie E_T. Die Messung der transversalen Jetenergie E_T ist gegenüber der reinen Energiemessung im Vorteil, denn sie ändert sich nicht unter Lorentztransformationen entlang der Strahlachse. Somit hat E_T im Inertialsystem des harten Subprozesses und des H1-Detektors, die nicht identisch sind, den gleichen Betrag. Dies trifft für den Betrag der Energie des Jets nicht zu! Die Rapidität ist definiert als

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2}\ln(\frac{E+p_z}{E-p_z}) && (4.21) \\ &= \tanh^{-1}(\frac{p_z}{E}) && (4.22) \end{aligned}$$

Wird die Masse des Jets relativ klein gegenüber seinem Impuls, d. h. $p \gg m$, dann konvergiert die Rapidität gegen die Pseudorapidität η, die nur vom Polarwinkel θ des Jets über die Beziehung

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

abhängt. Da der Polarwinkel θ immer gemessen werden kann und die in dieser Arbeit benutzten Jets eine hohe transversale Energie besitzen, wird im folgenden die Pseudorapidität zur Beschreibung der Jets benutzt. Der Cone-Algorithmus sucht also die Jets im η-ϕ-Raum. Dieser hat den Vorteil gegenüber dem θ-ϕ-Raum, daß die Topologie des Ereignisses gegenüber Lorentz-Transformationen invariant ist. Wird nämlich ein Ereignis in ein neues Inertialsystem transformiert, das sich mit der Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ bewegt, so ändern sich die Rapiditäten und Pseudorapiditäten der Teilchen nur um eine Konstante [3]:

$$\begin{aligned} y &\rightarrow y + \tanh^{-1}\beta && (4.23) \\ \eta &\rightarrow \eta + \eta_{boost} && (4.24) \end{aligned}$$

Der Cone-Algorithmus teilt zu Beginn der Jetsuche den η-ϕ-Raum in Felder ein. In dieser Diplomarbeit wird der Pseudorapiditätsbereich im Bereich $-3 < \eta < 3$ in 25 äquidistante Intervalle eingeteilt, der ϕ-Bereich in 24. Dann wird die in den Zellen des Kalorimeters deponierte transversale Energie in die einzelnen Felder der $\eta - \phi$-Ebene gefüllt.

Nun sucht der Algorithmus um jede Gitterzelle nach einem Jet. Er nimmt eine Gitterzelle der η-ϕ-Ebene als Initiator mit den Koordinaten $(\eta_{Init},\ \phi_{Init})$ und summiert die transversale Energie der Zellen mit den Koordinaten $(\eta_{Zelle},\phi_{Zelle})$, innerhalb eines Kreisringes mit dem Radius R auf:

$$R \geq \sqrt{(\eta_{Zelle} - \eta_{Init})^2 + (\phi_{Zelle} - \phi_{Init})^2}.$$

Ist die Summe größer als eine vorgegebene Energieschwelle, so wird der Cone als temporärer Jet akzeptiert und zwischengespeichert. Nachdem der Algorithmus versucht hat, um jede Zelle des Gitters einen Jet zu legen, wird der temporäre Jet mit der höchsten transversalen Energie als endgültiger Jet angenommen. Nun wird noch einmal die Achse des Jets mit der E_T Verteilung innerhalb des Cones gewichtet:

$$\eta_{Jet} = \frac{\eta_{Zelle} E_{t,Zelle}}{E_{t,Jet}} \tag{4.25}$$

$$\phi_{Jet} = \frac{\phi_{Zelle} E_{t,Zelle}}{E_{t,Jet}} \tag{4.26}$$

Die im gefundenen Jet benutzten Zellen werden nun für die weitere Suche nach Jets gesperrt und der Cone-Algorithmus beginnt daraufhin erneut mit seiner Analyse. Erst wenn der Algorithmus keine temporären Jets mehr bilden kann, also die Energie im Kreisring um keine Gitterzelle die vorgegebene Schwelle überschreitet, beendet er die Suche.

4.3.2 Qualität der Jetrekonstruktion

Die gefundenen Jets sollen die Kinematik der beiden harten Partonen möglichst gut wiedergeben. Um festzustellen, wie gut die drei Meßgrößen η, ϕ und E_t der Jets mit den im harten Subprozeß entstandenen Partonen korreliert sind, werden in einem Monte Carlo die generierten Partonen mit im Detektor rekonstruierten Jets verglichen. Da die Suche der Jets von dem Parameter R, dem Radius des Jetkegels, abhängig ist, soll auch der Einfluß dieser Größe auf die Rekonstruktion untersucht werden. Auf der Snowmass-Konferenz 1990 wurde er zum Standard für die Rekonstruktion von Jets vorgeschlagen, um experimentelle Ergebnisse einfacher mit theoretischen Vergleichen zu können [5]. In Snowmass wurde für den Radius ein Wert von $R = 0,7$ vorgeschlagen, der bei UA1 verwendet wurde, für Jets aus Hadron-Hadron Kollisionen mit einer transversalen Energie von über 20 GeV. Bei HERA haben die meisten Jets eine geringere transversale Energie, wie Abbildung 4.7 zeigt. Da bei diesen Jets der Energiefluß weniger eng kollimiert ist, wird die Rekonstruktion dieser Jets mit einem größeren Radius von $R = 1,0$ versucht.

Um die Qualität der Jetrekonstruktion im Monte-Carlo testen zu können, muß der Energiefluß der Jets, die in den Daten des Experiments gefunden werden, vom Monte-Carlo beschrieben werden. Wird der Energiefluß nicht vom Monte-Carlo beschrieben, so können auch keine Jet-Parton Korrelationen untersucht werden.

Die Jetprofile, die im Anhang B zu finden sind, zeigen, daß der Energiefluß der Jets im Pseudorapiditätsbereich $-1 < \eta_{Jet} < 2$ vom Monte-Carlo beschrieben wird. Der Pseudorapiditätsbereich $\eta > 2$ wird nicht betrachtet, da sich in diesem Bereich Jets aus dem harten Subprozeß mit Jets, die aus dem Restpartonen des Protons entstehen, überlagern. Pseudorapiditäten $\eta < -1$ werden nicht betrachtet, da in diesem Bereich relativ viel hadronische Energie durch das BBE und das BEMC entweicht. Daher werden in den folgenden Untersuchungen nur Jets in dem genannten Intervall benutzt.

Abbildung 4.7: Die inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dE_T\,(Jet)}$ (links) und $\frac{d\sigma}{d\eta\,(Jet)}$ (rechts), mit dem H1-Detektor gemessen [23].

Die beiden im harten Subprozeß des LO-Monte Carlo entstehenden Partonen sollen den rekonstruierten Jets zugeordnet werden. Um die zwei harten Partonen (A,B) den beiden Jets (1,2) zuzuordnen, werden in der η-ϕ-Ebene die Abstände d_{1A},d_{1B},d_{2A} und d_{2B} berechnet, wie Abbildung 4.8 veranschaulicht. Mit diesen Werten werden dann für die beiden möglichen Parton-Jet-Kombinationen die Quadrate der Abstandssummen berechnet. Aus dem Vergleich der Ergebnisse wird daraufhin die folgende Zuordnung der Partonen (A, B) zu den beiden Jets (1, 2) vorgenommen:

$$\sqrt{d_{1A}^2 + d_{2B}^2} < \sqrt{d_{1B}^2 + d_{2A}^2} \quad \Longrightarrow \quad \mathrm{PartonA} \rightarrow \mathrm{Jet1}, \mathrm{PartonB} \rightarrow \mathrm{Jet2} \tag{4.27}$$

$$\sqrt{d_{1A}^2 + d_{2B}^2} > \sqrt{d_{1B}^2 + d_{2A}^2} \quad \Longrightarrow \quad \mathrm{PartonA} \rightarrow \mathrm{Jet2}, \mathrm{PartonB} \rightarrow \mathrm{Jet1} \tag{4.28}$$

In die Untersuchung werden Ereignisse mit mindestens zwei Jets einbezogen. Jets mit einem Cone-Radius von $R = 0,7$ müssen eine minimale transversale Energie von 6 GeV besitzen. Mit dem Cone-Radius $R = 1,0$ wird eine transversale Energie von mindestens 8 GeV verlangt. Diese hohen Energieschwellen werden verlangt, um im Wechselwirkungsquerschnitt für Jets im Monte-Carlo unabhängig zu werden vom Parameter $\hat{p_T}_{min}$, dessen Einfluß im Anhang C untersucht wird. Die unterschiedlichen $E_{T,Jet}$-Schwellen werden verlangt, um ungefähr die gleiche Statistik zur Verfügung zu haben.

Die Korrelationen der Größen ϕ, η, E_T zwischen Partonen und Jets, die mit LAr und BEMC rekonstruiert wurden, sind in Abbildung 4.9 zusammengefaßt. In den Plots wurde jeweils der Wert des Partons vom rekonstruierten Wert abgezogen. Die Jetachse wird bei einem Cone-Radius von $R = 0,7$ wie bei $R = 1,0$ gut beschrieben. Die Standardabweichung ist bei den $\Delta\phi$ und $\Delta\eta$ Verteilungen für den Radius $R = 0,7$ etwas geringer als für $R = 1,0$, die Unterschiede sind aber gering. Einen großen Unterschied bemerkt man dagegen in der Rekonstruktion der transversalen Energie. Der Mittelwert der Verteilung $E_{T,Jet} - E_{T,Parton}$ für den Radius $R = 0,7$ liegt fast bei Null, während er beim Radius $R = 1,0$ etwa bei 2,5 GeV liegt. Die transversale Energie des Jets wird also mit dem kleinem Cone-Radius $R = 0,7$ wesentlich besser rekonstruiert.

Der Einfluß des Tail-Catchers auf die Jet-Rekonstruktion wird ebenfalls in der Abbildung 4.9 gezeigt. Die Untersuchung wurde wieder für die Cone-Radien $R = 0,7$ (links) und $R = 1,0$ (rechts) durchgeführt.

Die Jetachse ist ähnlich gut mit der Partonachse korreliert, wie in der Untersuchung ohne Tail-Catcher. Auch die transversale Energie wird mit vergleichbarer Qualität rekonstruiert. Der Mittelwert der Verteilung für den Radius $R = 1,0$ liegt bei 2,7 GeV, der für einen Cone-Radius $R = 0,7$ bei etwa 200 MeV.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die rekonstruierten Jets mit dem Radius $R = 0,7$ die Kinematik der ursprünglichen Partonen in diesem LO-Monte-Carlo besser beschreiben als die rekonstruierten Jets mit dem Radius $R = 1,0$. Die Jetachsenrekonstruktion ist von vergleichbarer Qualität, die Rekonstruktion der transversalen Energie der LO-Partonen ist aber im Durchschnitt wesentlich besser.

Deshalb werden im Folgenden nur Jets mit einer transversalen Energie von mindestens 6 GeV in einem Cone-Radius $R = 0,7$ verwendet.

Abbildung 4.8: Die Zuordnung der Partonen zu Jets wird über ihre Distanzen im $\eta - \phi$-Raum vorgenommen.

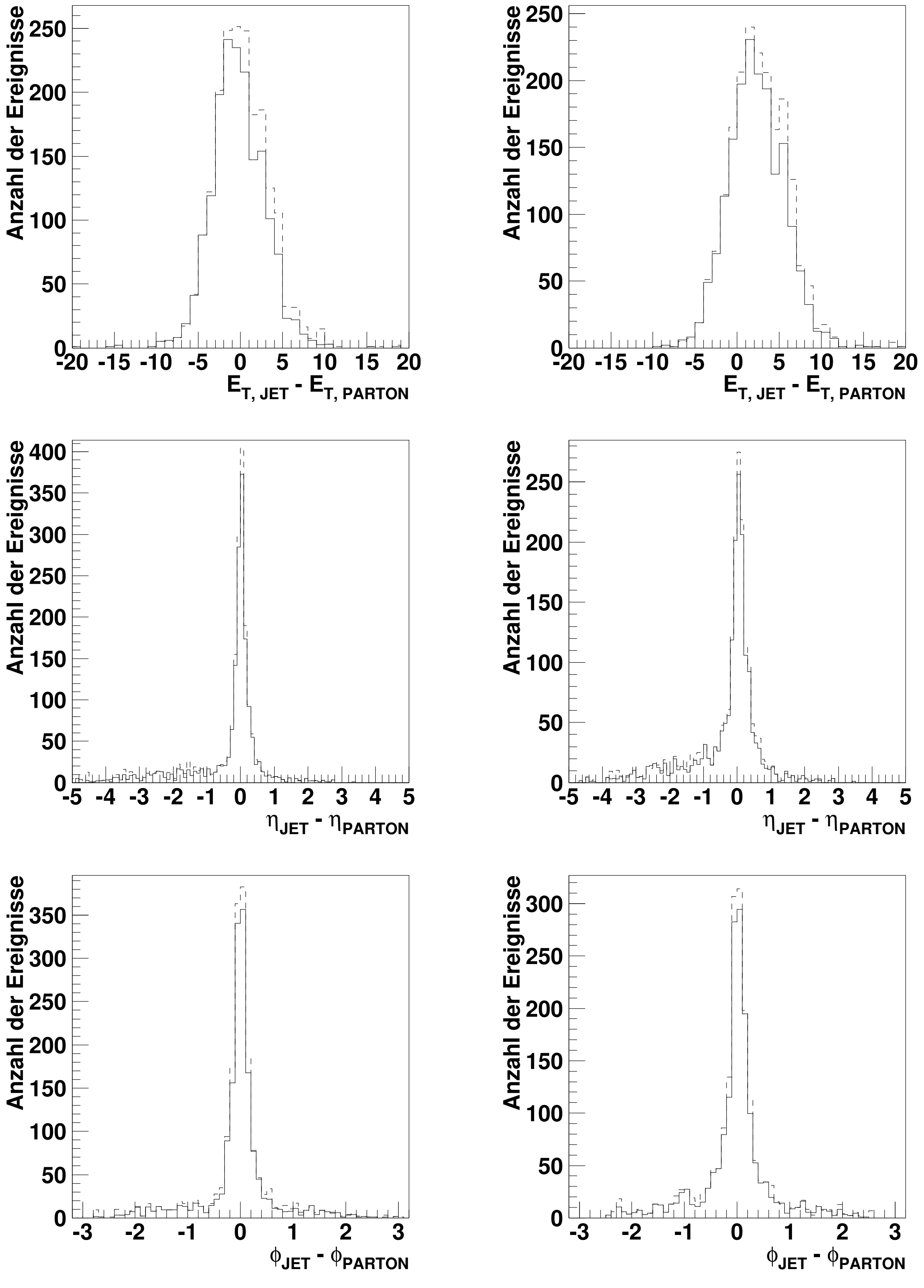


Abbildung 4.9: Korrelation der Parton- und Jet-Kinematik. Die linken Abbildungen zeigen Jets für den Radius $R = 0,7$, die rechten für $R = 1,0$. Die oberen Abbildungen zeigen die Differenz zwischen Parton-E_T und Jet-E_T. Die mittleren Abbildungen zeigen die ϕ-Differenz zwischen Parton- und Jetachse, die unteren zeigen die η-Differenz. Die durchgängigen Linien zeigen die Rekonstruktionsqualität der Jets mit LAr und BEMC, für die gestichelten Linien wurde der TC hinzugenommen.

Kapitel 5

Jets in der Photoproduktion

Die Jets in den beiden selektierten Datenmengen (Abschnitt 3) sollen untersucht werden. Mit dem '1-Jet-Sample' werden inclusive 1-Jet-Spektren für die Ereignisse $e + p \rightarrow e + 1\,Jet + X$ (beliebiger zusätzlicher Endzustand aus Hadronen und Leptonen) berechnet. Die Spektren werden mit einer PYTHIA-Monte-Carlo-Simulation (Abschnitt D) verglichen. Die integrierte Luminosität des Monte-Carlo wird dazu auf die der H1-Daten normiert.

Die Anzahl der Jets in dieser Datenselektion wird vom Monte-Carlo beschrieben (Abbildung 5.3). Die Unterschiede zwischen H1-Daten und Monte-Carlo können durch den systematischen Fehler in der Energieskala des LAr von 5 % erklärt werden. Wird die E_T-Schwelle der Jets um 5 % variiert, so ändert sich ihre Anzahl um etwa 20 %.

Für das inklusive 1-Jet-Spektrum $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\eta$ wird der höchstenergetischste Jet des '1-Jet-Sample' gegenüber seiner Pseudorapidität in einem Histogramm aufgetragen. Die Verteilung steigt bis zur Pseudorapidität $\eta = 0$ an und bildet dann ein Plateau aus. Im inklusiven 1-Jet-Spektrum $\mathrm{d}N/\mathrm{d}E_T$ werden die Jets mit dem jeweils höchsten E_T gegenüber ihrer transversalen Energie histogrammiert. Das Spektrum fällt logarithmisch mit steigendem E_T ab. Das Monte-Carlo beschreibt die beiden Spektren erfolgreich. (Abbildung 5.1).

Da im folgenden 2-Jet-Ereignisse zur Analyse der H1-Daten verwendet werden, sollen auch die inklusiven 2-Jet-Spektren untersucht werden, die die Reaktionen $e + p \rightarrow e + 2\,Jets + X$ zeigen. Für alle Ereignisse der selektierten Ereignisuntermenge '2-Jet-Sample' werden die beiden Jets mit der höchsten transversalen Energie gegenüber ihrer Pseudorapidität und ihrem E_T histogrammiert (Abbildung 5.2). Die so erhaltenen Verteilungen $dN/d\eta_{Jet\,1}d\eta_{Jet\,2}$ und $dN/dE_{T\,1}dE_{T\,2}$ werden vom Monte-Carlo ebenfalls erfolgreich beschrieben. Die erste Verteilung steigt wiederum bis $\eta = 0$ an und verläuft konstant bis $\eta = 2$, die zweite Verteilung fällt wiederum logarithmisch mit steigendem E_T ab. Schließlich kann das Monte-Carlo auch die Verteilung der Rapiditätsdifferenz zwischen den beiden Jets erklären (Abbildung 5.3).

Damit ist gezeigt, daß das Photoproduktions-Monte-Carlo die Jets in den selektierten H1-Photoproduktionsdaten beschreibt. Somit kann es für weitere Untersuchungen verwendet werden.

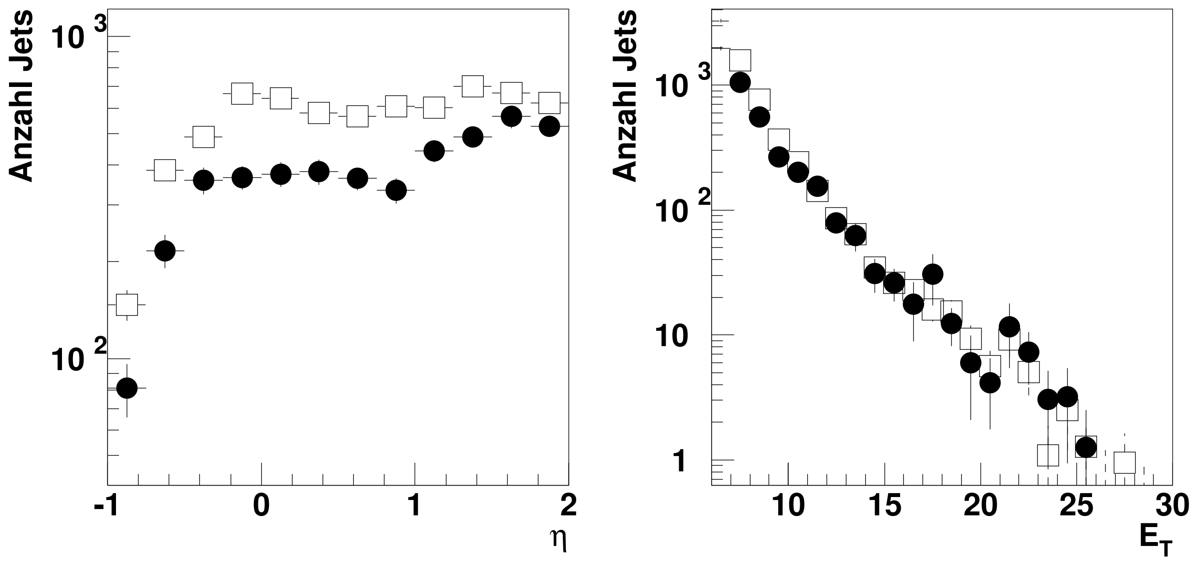


Abbildung 5.1: Die inclusiven 1-Jet-Spektren $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\eta$ (links) und $\mathrm{d}N/\mathrm{d}E_t$ (rechts). Die ausgefüllten Punkte zeigen die H1-Daten, die Rechtecke das Monte-Carlo.

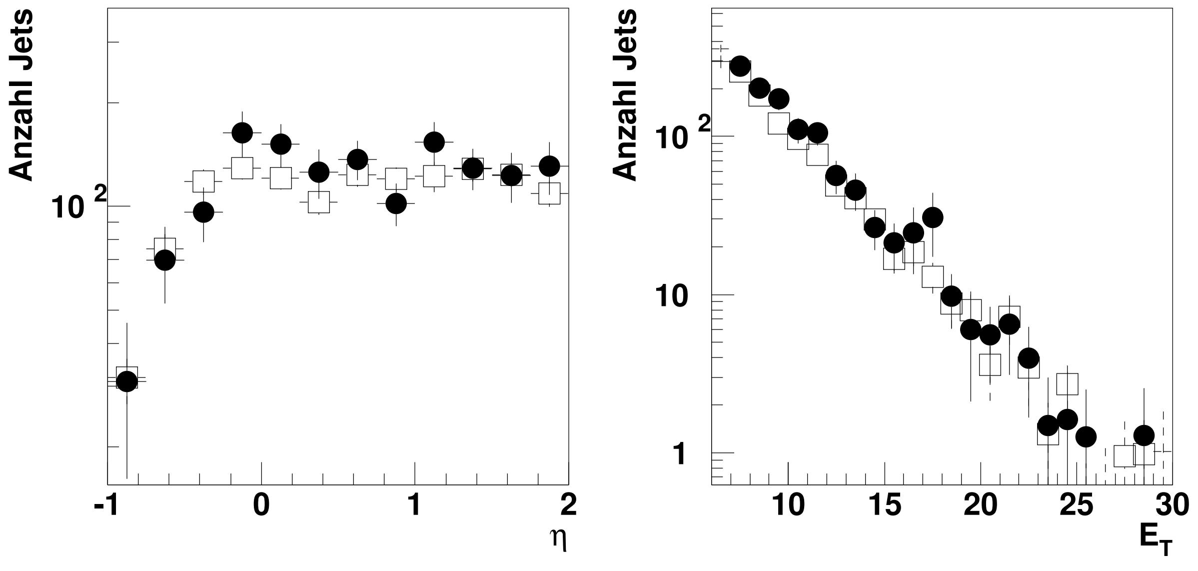


Abbildung 5.2: Die inclusiven 2-Jet-Spektren $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\eta$ (links) und $\mathrm{d}N/\mathrm{d}E_{T,1}\mathrm{d}E_{T,2}$ (rechts). Die ausgefüllten Punkte zeigen die H1-Daten, die Rechtecke das Monte-Carlo.

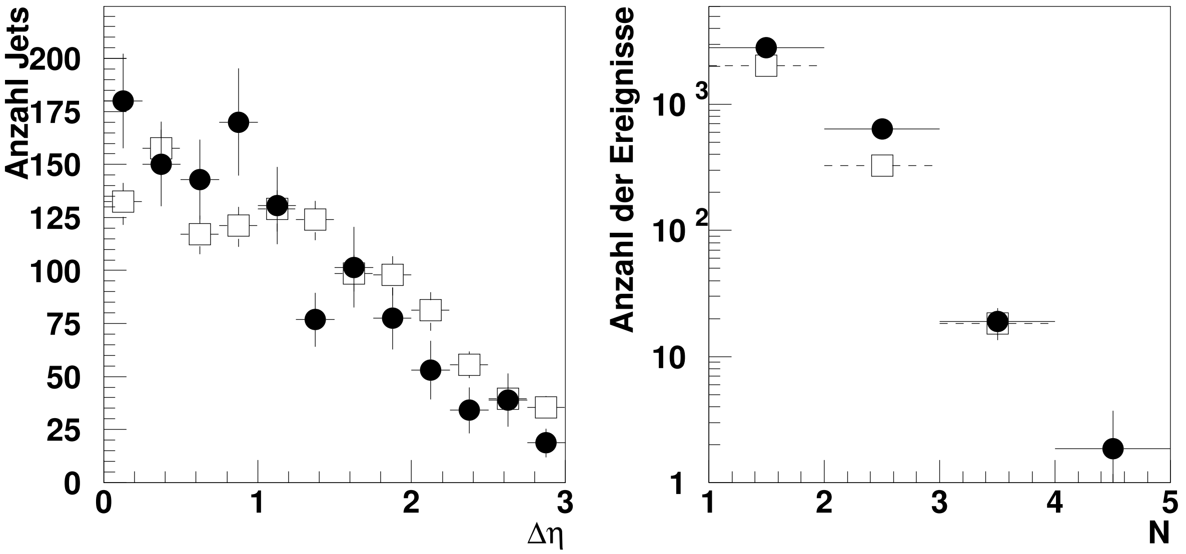


Abbildung 5.3: Die Rapiditätsdifferenz $|\eta_{Jet1} - \eta_{Jet_2}|$ für die beiden höchstenergetischsten Jets im '2-Jet-Sample' (links) und die Zahl der gefundenen Jets (rechts). Die ausgefüllten Punkte zeigen die H1-Daten, die Rechtecke das Monte-Carlo.

Kapitel 6

Rekonstruktion von x_γ und x_p

In der Photoproduktion laufen in direkten Prozessen ein punktartiges Photon und ein Parton des Protons in die harte Streureaktion ein. In Ereignissen mit aufgelösten Photonen nimmt das Photon dagegen nicht mit seinem ganzen Impuls am harten Subprozeß teil. Es teilt sich auf in ein Parton, das an der harten Streureaktion teilnimmt und einen partonischen Rest, der in einen hadronischen Jet fragmentiert. Der Impulsanteil, den das Photon über ein Parton an den harten Subprozeß weitergibt, wird x_γ genannt. Für aufgelöste Prozesse bewegt sich der Wertebereich von x_γ im Bereich $0 < x_\gamma < 1$, für direkte Ereignisse wird zur Wahrung der Konsistenz $x_\gamma = 1$ definiert. Der Impulsanteil, den das Parton vom Proton in die Reaktion trägt, wird mit x_p betitelt. Das Quadrat der Schwerpunktsenergie der harten Subprozesses $\hat{s}$ hängt infolgedessen von x_γ und x_p ab:

$$\hat{s} = y x_\gamma x_p s$$

Ferner hängen die Partondichten im Photon von x_γ und im Proton von x_p ab. Somit ist die Rekonstruktion von x_γ und x_p wichtig für die Beschreibung der physikalischen Prozesse bei HERA.

6.1 Die Berechnung der Impulsanteile

Das Szenario des harten Subprozesses, wie er in einem „Leading-Order"- Monte-Carlo simuliert wird, ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Aus diesem Bild können die Impulsanteile x_γ und x_p bestimmt werden, wenn man die Gleichungen für die Impulserhaltung und die Energieerhaltung im harten Subprozeß betrachtet:

$$\begin{aligned} x_p E_p + x_\gamma y E_e &= E_{PartonA} + E_{PartonB} && (6.1) \\ x_p E_p - x_\gamma y E_e &= p_{z,PartonA} + p_{z,PartonB} && (6.2) \end{aligned}$$

Werden die Gleichungen addiert, so ergibt sich die Beziehung für den Impulsanteil des Protons, der in den harten Subprozeß einläuft:

$$x_p^{LO} = \frac{\sum_{PartonA,B} E + p_{z,PartonA,B}}{2E_p}$$

Durch Subtraktion ergibt sich der Impulsanteil des Photons, der in den harten Subprozeß eingeht:

$$x_{gamma}^{LO} = \frac{\sum_{PartonA,B} E - p_{z,PartonA,B}}{2yE_e}$$

Abbildung 6.1: Das Szenario des harten Subprozesses in der harten Photoproduktion im Modell erster Ordnung. Es läuft vom Photon her ein Teilchen (Photon, Quark, Gluon) mit dem Impuls $p_A = -x_\gamma y p_e$ und der Energie E_A mit $E_A^2 = (x_\gamma y p_e)^2 + M_A^2$ ($M_A = Masse$ des einlaufen Teilchens) ein. Vom Proton geht ein Quark oder Gluon mit dem Impuls $p_B = x_p p_p$ und der Energie E_B mit $E_B^2 = (x_p p_p)^2 + M_B^2$ ($M_B =$ Masse des einlaufenden Partons) ein. Werden die Ruhemassen der Strahlprotonen und -elektronen und die Partonmassen M_A und M_B vernachlässigt, so ergeben sich für die Energien und Impulse die einfachen in der Abbildung stehenden Ausdrücke.

Der Index LO soll darauf hinweisen, daß diese Formeln nur für die Rekonstruktion der Variablen x_γ und x_p im „Leading-Order"-Modell, also in der störungstheoretischen Beschreibung erster Ordnung gelten, in dem zwei Partonen den harten Subprozeß verlassen. In Modellen höherer Ordnung können mehr als zwei harte Partonen im Streuprozeß produziert werden. Die Formeln gelten ferner auf der Ebene der Partonen, nicht für im Detektor rekonstruierte Größen.

Da die harten Partonen in Jets hadronisieren und diese Jets bei richtiger Parameterwahl im Jetalgorithmus die drei kinematischen Größen ϕ, η, 2_T der ausgehenden Partonen gut beschreiben, können in den Formeln für x_p^{LO} und x_γ^{LO} die Terme für die Partonen durch die für Jets ersetzt werden. Damit erhält man ein Ausdruck für im Detektor „observierbare" Größen:

$$x_p^{OBS,1} = \frac{\sum_{Jet1,2} E + p_{z,Jet1,2}}{2E_p} \tag{6.3}$$

$$x_\gamma^{OBS,1} = \frac{\sum_{Jet1,2} E - p_{z,Jet1,2}}{2yE_e} \tag{6.4}$$

Die Beziehung zwischen den observablen Größen und den „Leading-Order"-Ausdrücken auf Parton-Ebene ist sehr modellabhängig. Bereits bei Modellen der nächst höheren

Ordnung $\alpha\alpha_s^2$ ist der Leading-OrderAusdruck nicht mehr eindeutig definiert. Dagegen ist die Definition der observablen Größen modelunabhängig und in theoretischen Modellen kann zum Vergleich mit den Daten dieses Experiments auf diese Definition hingerechnet werden.

Da zur Analyse das Kalorimeter benutzt wird, also nur Energien ausgewertet werden, werden zur Rekonstruktion des $x_\gamma$wie in Abschnitt 4.2.2 die Ruhemassen der Teilchen vernachlässigt. Unter Anwendung der Beziehung $\tan(\frac{\theta}{2}) = \frac{1-\cos\theta}{\sin\theta}$ kann der Ausdruck für die observable Größe x_γ dann umgeschrieben werden:

$$x_\gamma^{OBS,2} = \frac{\sum_{Jet1,2} E_{t,Jet} e^{-\eta_{Jet}}}{2yE_e} \tag{6.5}$$

Bei der Rekonstruktion des x_γ ist in den Nenner der Formel jeweils das y des Ereignisses einzusetzen. Hier sollen die beiden Methoden, die in Abschnitt 4.2 vorgestellt wurden, angewendet werden.

Im Ausdruck $x_\gamma^{OBS,2}$ soll die Rekonstruktion mit dem y_{eTag} durchgeführt werden. Dieses x_γ wird im weiteren x_γ^{eTag} genannt:

$$x_\gamma^{eTag} = \frac{\sum_{Jet1,2} E_{t,Jet} e^{-\eta_{Jet}}}{2y_{\mathrm{eTag}}E_e} \tag{6.6}$$

Diese Rekonstruktionsmethode verspricht eine recht gute Qualität, denn wie in Abschnitt 4.3 gezeigt wurde, können die drei Parameter ϕ, η und E_t der Jets recht gut rekonstruiert werden. Außerdem ist die Korrelation zwischen dem y_{eTag} und dem wahren y gut.

In Ausdruck $x_\gamma^{OBS,1}$wird dagegen das y_{JB}zur Rekonstruktion verwendet. Das auf diese Art rekonstruierte $x_\gamma$wird im folgenden x_γ^{calo}genannt:

$$\begin{aligned} x_\gamma^{calo} &= \frac{\sum_{Jet1,2}(E-p_z)_{Jets}}{\sum_{Kalorimeter} E - p_z} && (6.7) \\ &\approx \frac{\sum_{Jet1,2} E\cdot(1-\cos\theta_{Zelle})}{\sum_{Kalorimeter} E\cdot(1-\cos\theta_{Zelle})} && (6.8) \end{aligned}$$

Die Näherung ergibt sich, da x_γ^{calo} nur mit dem Kalorimeter berechnet wird.

In Abschnitt 4.2 wurde zwar gezeigt, daß das y_{JB} sehr viel schlechter als das y_{eTag} mit dem wahren y der Ereignisses korreliert ist. Doch verspricht die Rekonstruktion des x_γ^{calo} trotzdem gute Ergebnisse: Alle Kalorimeterzellen, über die im Zähler des Ausdrucks summiert wird, werden auch im Nenner benutzt. Auf diesem Weg wird die Energieunschärfe des Kalorimeters, die mit $\frac{\sigma}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}}$ (E in GeV) im Flüssig-Argon-Kalorimeter recht groß ist, herausgekürzt.

Zur Berechnung von $x_p$werden nur die Energie des Protonenstrahls und die Energie und der longitudinale Impuls der zwei Jets des Ereignisses. Daher wird x_p parallel zu x_γ^{calo} mit dem Kalorimeter berechnet:

$$x_p^{calo} = \frac{\sum_{Jet1,2} E\cdot(1+\cos\theta_{Zelle})}{2E_p} \tag{6.9}$$

6.2 Die Rekonstruktionsqualität von x_γ

Die Rekonstruktionsqualität von x_γ^{calo} und x_γ^{eTag} wird an einer Pythia-Monte-Carlo-Simulation (Anhang D) mit dem x_γ Wert x_γ^{gen} verglichen, den der Generator bei der Erzeugung des Ereignisses verwendet hat. Um die Rekonstruktionen vergleichen zu können, werden mit beiden Methoden nur Ereignisse im kinematischen Bereich $0,3 < y_{\mathrm{eTag}} < 0,7$ verglichen.

Zur Rekonstruktion werden zwei Jets benötigt. Darum werden nur Ereignisse benutzt, die wenigstens 2 Jets mit einer minimalen transversalen Energie von 6 GeV bei einem Jet-Cone-Radius von $R = 0,7$ besitzen und 8 GeV bei einem Radius von $R = 1,0$ aufweisen. Es werden nur Jets verwendet, die im LAr und im BEMC gesucht wurden. Die beiden höchstenergetischsten Jets müssen eine Differenz in Phi von mindestens 120° aufweisen und ihre Pseudorapidität muß im Intervall $-1 < \eta_{Jet} < 2$ liegen.

Im Monte-Carlo, das eine komplette Detektorsimulation und Rekonstruktion durchlaufen hat, wird nun der wahre x_γ-Wert, den der Generator PYTHIA beim Erzeugen des Ereignisses verwendet hat, mit den rekonstruierten Werten x_γ^{calo} und x_γ^{eTag} verglichen.

Im Monte-Carlo wird der relative Fehler $(x_\gamma^{calo}$-$x_\gamma^{gen})/x_\gamma^{gen}$bzw. $(x_\gamma^{eTag}$-$x_\gamma^{gen})/x_\gamma^{gen}$anhand der 2-Jet-Ereignisse im Monte-Carlo berechnet. Die Fehler werden für beide Cone-Größen berechnet. Ferner wird die Berechnung mit und ohne TC durchgeführt. Die mittleren relativen Fehler und die Standardabweichungen der Verteilungen sind in Tabelle 6.1 aufgelistet, Anhang E zeigt die Verteilungen.

Es zeigt sich, daß der TC keinen Einfluß auf die Rekonstruktionsqualität von x_γ^{calo} und x_γ^{eTag} hat. Die Größe des Jet-Cones hat bei der Berechnung von x_γ^{eTag} ebenfalls keinen wesentlichen Einfluß. Bei der Kalkulation von x_γ^{calo} hat Wahl der Cone-Größe dagegen eine Wirkung: der mittlere relative Fehler ist bei dem Cone-Radius $R = 0,7$ etwa 50 % kleiner als bei $R = 1,0$.

Im Vergleich x_γ^{calo} zu x_γ^{eTag} ist bei dem Cone-Radius $R = 0,7$ die Rekonstruktionqualität für aufgelöste Photoproduktionsereignisse von gleicher Qualität. Für direkte Prozesse ist allerdings der mittlere relative Fehler und seine Standardabweichung für x_γ^{calo} um etwa 30 % geringer als für x_γ^{eTag}.

Cone	Kalorimeter	**aufgel. Monte-Carlo**		**dir. Monte-Carlo**	
		x_γ^{calo}	x_γ^{eTag}	x_γ^{calo}	x_γ^{eTag}
$R = 0,7$	LAr, BEMC	0,11 ± 0,33	-0,08 ± 0,33	-0,17 ± 0,14	-0,26 ± 0,19
	LAr, BEMC, TC	0,09 ± 0,34	-0,82 ± 0,33	-0,18 ± 0,14	-0,25 ± 0,19
$R = 1,0$	LAr, BEMC	0,22 ± 0,35	0,05 ± 0,36	-0,14 ± 0,14	-0,22 ± 0,21
	LAr, BEMC, TC	0,21 ± 0,36	0,06 ± 0,36	-0,13 ± 0,14	-0,21 ± 0,20

Tabelle 6.1: Die relativen Fehler $((x_\gamma^{rek} - x_\gamma^{gen})/x_\gamma^{gen})$ $(x_\gamma^{rek} = x_\gamma^{calo},\ x_\gamma^{eTag})$.

Als Ergebnis dieser Untersuchung wird in der folgenden Analyse $x_\gamma$mit der x_γ^{calo}-Methode mit dem LAr und dem BEMC berechnet. Es werden dafür Jets mit einer minimalen transversalen Energie von 6 GeV im Cone $R = 0,7$ verwendet.

Die Korrelationen des x_γ^{calo} zu x_γ^{gen} im Monte-Carlo ist in Anhang E getrennt für ein aufgelöstes und ein direktes Monte-Carlo zu sehen. Es wird deutlich, daß es Überlappungen der Verteilungen gibt, direkte Ereignisse werden als aufgelöste rekonstruiert, ebenso erscheinen aufgelöste Ereignisse als direkte Photoproduktion. Die aufgelösten Ereignisse mit $x_\gamma^{gen} < 0,5$ werden teilweise mit $x_\gamma^{calo} \approx 1$ rekonstruiert und erscheinen so als direkte Ereignisse. Dieser Effekt entsteht, wenn der Jet des Photonenrestes eines aufgelösten Prozesses nicht im Detektor beobachtet wird. Die $(E - p_z)$-Summe über den ganzen hadronischen Endzustand wird dann etwa gleich der $(E - p_z)$-Summe der beiden Jets.

Der Quotient dieser beiden Summen wird in diesem Fall etwa eins, der aufgelöste Prozeß erscheint somit als direkter Prozeß.

Um direkte Ereignisse von aufgelösten zu trennen, werden Ereignisse mit $x_\gamma^{calo} > x_\gamma^{dir-Schnitt}$ selektiert. Durch die Wahl von $x_\gamma^{dir-Schnitt}$ wird die Groß̈e des Anteils von Reaktionen mit aufgelösten Photonen in den selektierten, als direkt betrachteten Ereignissen bestimmt. Tabelle 6.2 faßt die Mischungsverhältnisse von direkten zu aufgelösten Ereignissen für x_γ^{calo} in Abhängigkeit von verschiedenen $x_\gamma^{dir-Schnitt}$-Werten zusammen. Mit wachsendem $x_\gamma^{dir-Schnitt}$ sinkt zwar der Anteil der aufgelösten Ereignisse in den selektierten Ereignissen, die Anzahl der selektierten Ereignisse wird jedoch auch immer geringer.

Die x_γ^{calo}-Verteilung für direkte Ereignisse zeigt, daß auch direkte Ereignisse mit $x_\gamma^{calo} < 0,7$ rekonstruiert werden. Werden die direkten Ereignisse mit einem Schnitt durch $x_\gamma^{dir-Schnitt} \approx 0,7$ separiert, so gehen die Ereignisse mit $x_\gamma^{calo} < x_\gamma^{dir-Schnitt}$ verloren. Deshalb wird eine Rekonstruktionseffizienz

$$\epsilon_{dir-Schnitt}(x_\gamma^{dir-Schnitt}) = \frac{\text{Anzahl Ereignisse mit } \mathrm{x}_\gamma^{\mathrm{calo}} > \mathrm{x}_\gamma^{\mathrm{dir-Schnitt}} \text{ im direkt MC.}}{\text{Anzahl Ereignisse, bei denen } \mathrm{x}_\gamma^{\mathrm{calo}} \text{ berechnet werden kann.}}$$

Daher werden direkte von aufgelösten Photoproduktionsprozessen im folgenden durch den Schnitt $x_\gamma^{calo} > 0,75$ abgetrennt. Etwa 60 % der selektierten Ereignisse sind in diesem Fall Reaktionen mit direkten Photonen. Die Rekonstruktionseffizienz der direkten Ereignisse liegt bei etwa 80 %.

	$x_\gamma^{dir-Schnitt}$				
$x_\gamma^{dir-Schnitt}$	0,7	0,75	0,8	0,85	0,9
Anteil direkt	50,6 %	60,5 %	69,1 %	79,3 %	88,1 %
Rek.-effizienz	83,0 %	80,2 %	66,3 %	55,6 %	36,0 %

Tabelle 6.2: Der Anteil der direkten Ereignissen in den nach der Selektion mit $x_\gamma^{calo} > x_\gamma^{dir-Schnitt}$ verbliebenen Ereignissen im Monte-Carlo. Ferner ist die Rekonstruktionseffizienz für direkte Ereignisse für den jeweiligen $x_\gamma^{dir-Schnitt}$-Wert angegeben.

6.3 Rekonstruktionsqualität von x_p

Um die Rekonstruktionsqualität des x_p abzuschätzen, wird wieder der rekonstruierte Wert x_p^{calo} in einer Monte-Carlo-Simulation mit dem generierten Wert x_p^{gen} verglichen. Da sich der Wertebereich von x_p bei HERA über mehrere Größenordnungen ersteckt, wird der relative Rekonstruktionsfehler von x_p^{calo} auf einer logarithmischen Skala abgeschätzt: $\Delta x_p = (\log x_p^{calo} - \log x_p^{gen}) / \log x_p^{calo}$.

Die Qualität der Rekonstruktion des kinematischen Parameters x_p wird wieder mit Jets des Radius $R = 0,7$ mit mindestens 6 GeV transversaler Energie sowie mit Jets des Radius $R = 1,0$ und minimalem E_T von 8 GeV untersucht.

Die Ergebnisse der Untersuchung sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt. Wie sich zeigt, hat der TC wiederum keinen Einfluß auf die Rekonstruktionsqualität. Auch die Wahl des

Cone-Radius hat keinen eindeutigen Einfluß: die Wahl des Radius $R = 0,7$ verschlechtert zwar die Berechnung von x_γ^{calo} in aufgelösten Ereignissen, in direkten Prozessen wird dagegen die Berechnung genauer gegenüber der Radius $R = 1,0$.

Daher wird auch x_p^{calo} im folgenden mit den Jets mit $E_T > 6$ GeV im Cone-Radius $R = 0,7$ berechnet.

Jetcone	Kalorimeter	aufgel. Proz.	dir Proz.
$R = 0,7$	LAr, BEMC	0,09 ± 0,22	-0,03 ± 0,13
	LAr, BEMC, TC	0,09 ± 0,22	-0,03 ± 0,14
$R = 1,0$	LAr, BEMC	0,03 ± 0,23	-0,07 ± 0,15
	LAr, BEMC, TC	0,02 ± 0,23	-0,07 ± 0,15

Tabelle 6.3: Der mittlere logarithmische Fehler $\Delta x_p = (\log x_p^{calo} - \log x_p^{gen}) / \log x_p^{gen}$ für aufgelöste und direkte Photoproduktionsereignisse. Die zugehörigen Verteilungen sind in Anhang E abgebildet.

Kapitel 7

Eine Korrektur von y_{JB}

In Abschnitt 4.2.2 wurde gezeigt, daß y_{JB} wesentlich schlechter mit dem wahren y korreliert ist als y_{eTag}. Dies liegt an den aus dem Detektor entweichenden Energien.

Durch die quantitative Bestimmung der mittleren entweichenden Energie in Abhängigkeit der Pseudorapidität η soll eine Korrektur von y_{JB}durchgeführt werden. Wird im Monte-Carlo der rekonstruierte Energiefluß $\frac{dE_{T,rekonstruiert}}{d\eta}$ des gesamten Ereignisses durch den Energiefluß aller stabilen Teilchen $\frac{dE_{T,generiert}}{d\eta}$ vor Eintritt in den Detektor dividiert, so wird die Meßeffizienz des Kalorimeters pro Pseudorapiditätsintervall ersichtlich (Abbildung 7.1). Die Berechnung dieses Spektrums ist nur in dem Pseudorapiditätsintervall möglich, das vom Kalorimeter überdeckt wird. Energieverluste durch die Strahlrohre können mit dieser Methode nicht erfaßt werden.

Es läßt sich ein Korrekturfaktor $K(\Delta\eta)$ pro Pseudorapiditätsintervall $\Delta\eta$ berechnen:

$$K(\eta) = \frac{\sum_{Kalorimeterzellen\ in\ \Delta\eta} E_{t,Zelle}}{\sum_{stabile\ Teilchenin\Delta\eta} E_{t,stabilesTeilchen}}. \tag{7.1}$$

Der Zähler wird nur mit dem LAr und dem BEMC berechnet. Die Korrekturfunktion wird im Pseudorapiditätsintervall $-3 < \eta < 3$ berechnet. Außerhalb dieses Intervalls wird $K(\eta) = 1$ definiert.

Die im Detektor rekonstruierten Energien können nun mit $K(\eta)|_{\eta\subset\Delta\eta}$ des LAr und BEMC korrigiert werden:

$$E(\eta)_{korrigiert} = \frac{E(\eta)_{rekonstruiert}}{K(\eta)}. \tag{7.2}$$

Mit den korrigierten Energien kann jetzt ein korrigiertes y nach der Jacquet-Blondel Methode berechnet werden:

$$y_{\mathrm{JB}}^{korr} = \frac{\sum_{LAr,BEMCZellen} E_{Zelle,korrigiert}(1 - \cos\theta_{Zelle})}{2E_e} \tag{7.3}$$

Die Korrelation zwischen y_{JB}^{korr} und dem generierten y im Monte-Carlo ist besser (Abbildung 7.2) als die Korrelation zwischen dem unkorrigierten y_{JB} und dem generierten y. Die Verbesserung der Qualität von y_{JB}^{korr} gegenüber y_{JB} läßt sich zusätzlich an den H1-Daten testen. In Ereignissen mit einem Elektron im ET kann y_{JB}^{korr} mit y_{eTag} verglichen werden (Abbildung 7.3). Auch hier zeigt sich eine gute Korrelation.

Die Auswirkungen auf die Analyse in Ereignissen mit zwei Jets sind dagegen gering. Über die korrigierte Energie läßt dich ein korrigiertes x_γ^{calo}, berechnen:

$$x_\gamma^{korr} = \frac{\sum_{Kalozellen\ in\ Jet1,2} EK(\eta)(1 - cos\theta_{Zelle})}{\sum_{LAr,BEMC} EK(\eta)(1 - cos\theta_{Zelle})} \tag{7.4}$$

Die Qualität der x_γ^{korr} Rekonstruktion gegenüber x_γ^{calo} verbessert sich nicht. Dies ist dadurch zu erklären, daß sich beim Berechnen des x_γ^{calo} schon die systematischen Fehler bei der Energiemessung wie Inakzeptanzen und Energieauflösung herauskürzen.

Der TC kann auf diese Berechnung keinen Einfluß haben, da in dem Korrekturfaktor $K(\Delta\eta)$ nur ein Verhältnis von rekonstruierter zu generierter Energie ausgedrückt wird. Bei Hinzunahme des TC würde sich lediglich der Korrekturfaktor ändern, nicht aber die Korrektur der Energie selber.

Da in die Analyse bei Verwendung des y_{JB}^{korr} vom Monte-Carlo modellabhängige Fehler einfließen, wird x_γ^{calo} in der weiteren Analyse mit dem unkorrigierten y_{JB} berechnet. Die verbesserte y_{JB}-Korrelation kann aber bei der Analyse von Photoproduktionsereignissen ohne Elektron im ET genutzt werden.

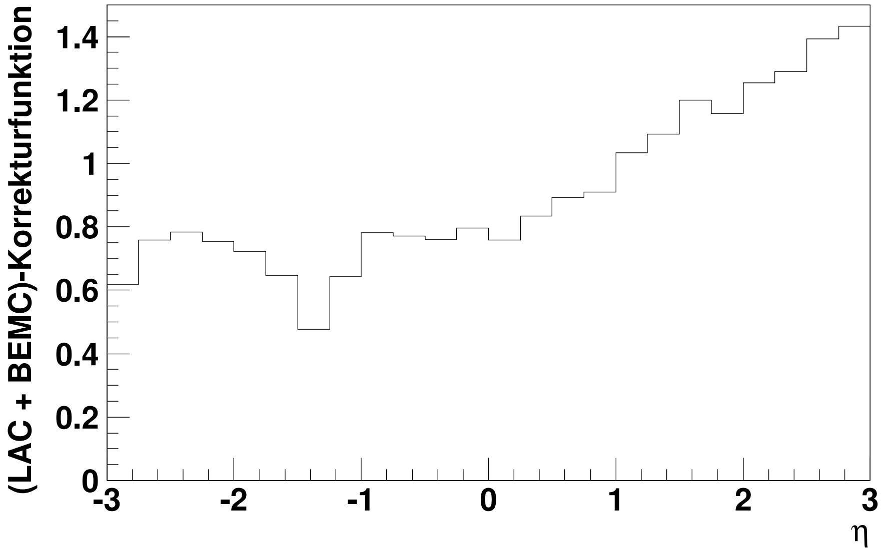


Abbildung 7.1: Die Korrekturfunktion K des LAr und des BEMC in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η.

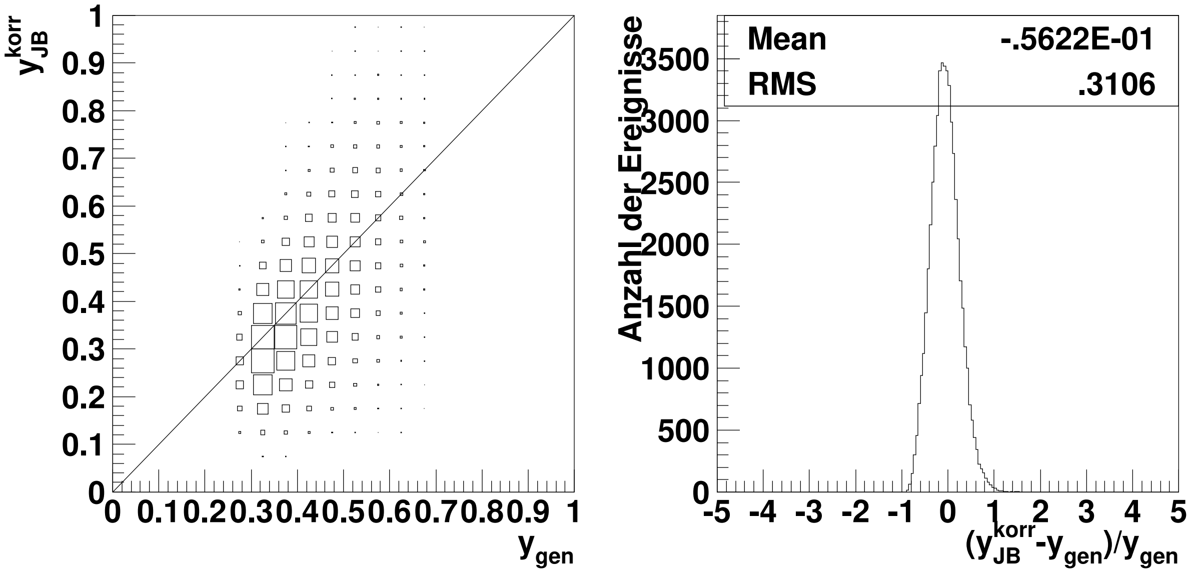


Abbildung 7.2: Die Korrelation des y_{JB}^{korr} mit dem wahren y_{gen} im Monte-Carlo (links) und die Differenz zwischen y_{JB}^{korr} und y_{gen} im Monte-Carlo (rechts).

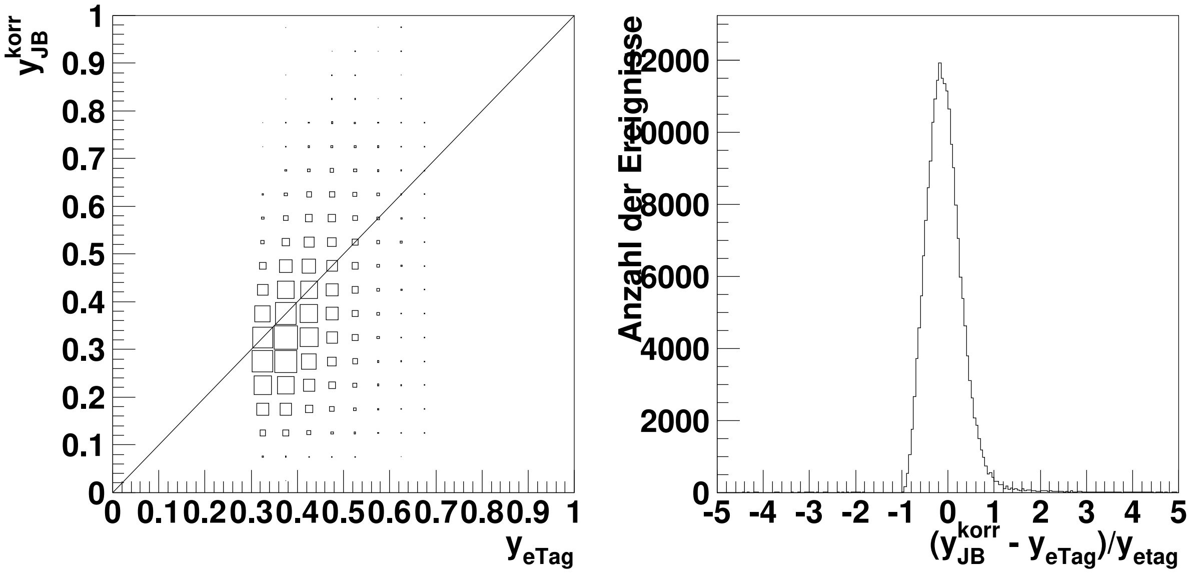


Abbildung 7.3: In den H1-Daten läßt sich die Qualität von y_{JB}^{korr} anhand des y_{eTag} im Intervall $0,3 < y_{\mathrm{eTag}} < 0,7$ testen. Die Korrelation zwischen y_{JB}^{korr} mit dem y_{eTag} zeigt die linke Abbildung, die Differenz $y_{\mathrm{JB}}^{korr} - y_{\mathrm{eTag}}$ zeigt die rechte Abbildung.

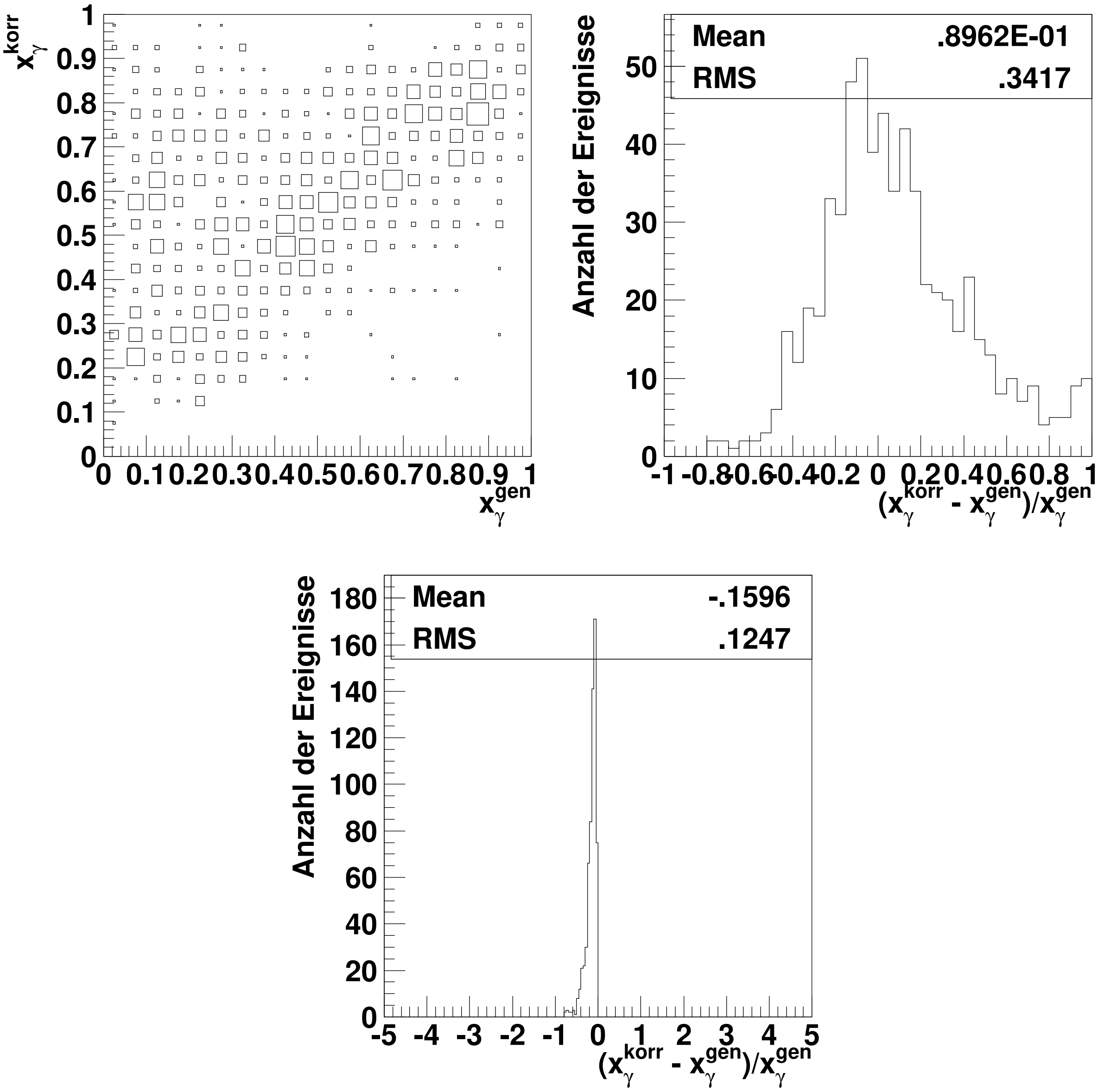


Abbildung 7.4: Die oberen Abbildungen zeigen die Korrelation zwischen x_γ^{korr} und x_γ^{gen} im (links) und den relativen Fehler $(x_\gamma^{korr} - x_\gamma^{gen})/x_\gamma^{gen}$ für aufgelöste Photonen im Monte-Carlo (rechts). Die untere Abbildung zeigt die Differenz $x_\gamma^{korr} - x_\gamma^{gen}$ für direkte Photonen im Monte-Carlo. Da hier x_γ^{gen}=1 ist, ist die Differenz gleich dem relativen Fehler.

Kapitel 8

Nachweis der direkten Photoproduktion

Die x_γ^{calo}-Verteilung im 2-Jet-Sample (Abschnitt 3) soll im folgenden untersucht werden, indem die H1-Daten mit einer Monte-Carlo-Simulation verglichen werden. Das Monte-Carlo wurde mit verschiedenen Partondichten im Photon berechnet, für die Parametrisierungen LAC 1, LAC 3 und GRV.

Die x_γ^{calo}-Verteilung wird für die Daten und das Monte-Carlo berechnet und auf die Akzeptanz des Elektron-Taggers korrigiert. Im Monte-Carlo werden dabei die Beträge von aufgelösten und direkten Photonen addiert. Um die Verteilungen vergleichen zu können, wird die integrierte Luminosität des Monte-Carlo auf die der Daten normiert.

Die Daten-Verteilung verläuft zwischen $x_\gamma^{calo} = 0,1$ und $x_\gamma^{calo} = 0,7$ gleichmäßig und steigt dann deutlich an bis zu einem Maximum bei $x_\gamma^{calo} \approx 0,9$.

Im Vergleich dazu beschreibt die Verteilung der GRV-Partondichte die Daten bis $x_\gamma^{calo} = 0,7$ erfolgreich. Die LAC 1-Partondichte liegt etwas über den H1-Daten bis $x_\gamma^{calo} = 0,7$, kann aber die Form der Verteilung beschreiben. Die Verteilung beider Partondichten fällt bis $x_\gamma^{calo} = 1$ wieder stark ab. Die Partondichte LAC 3 kann dagegen die Form der Daten-Verteilung nicht beschreiben.

Wird nur der Anteil der aufgelösten Photonen im Monte Carlo betrachtet, so ist er in keiner der drei untersuchten Partondichten in der Lage, den Anstieg der x_γ^{calo}-Verteilung in den Daten bei $x_\gamma^{calo} > 0,7$ zu reproduzieren. Alle Monte-Carlo-Verteilungen fallen mit $x_\gamma^{calo} > 0,7$ stark ab. Erst die Hinzunahme eines zweiten Prozesses mit einer Ereignishäufung im Bereich $x_\gamma^{calo} > 0,7$ kann die Verteilung der Daten erklären. Es ist daher ein natürliche Interpretation, das Maximum der x_γ^{calo}-Verteilung in den Daten als ein Signal der direkten Photoproduktion anzusehen.

Die Partondichteverteilungen GRV und LAC1, die die Verteilung der aufgelöste Photonen im Bereich $x_\gamma^{calo} < 0,7$ erfolgreich beschreiben, zeigen, daß das Signal der direkten Photonen im Monte-Carlo im Vergleich zu den Daten niedriger ist. Wird das direkte Signal mit Faktor 1,6 skaliert (Abbildung 8.1), so bildet auch im Monte-Carlo ein Maximum in der Verteilung bei x_γ^{calo} nahe eins heraus. Das Signal der direkten Photonen ist dann jedoch im Monte-Carlo etwas niedriger, dafür etwas breiter als der Anstieg in den Daten.

Der Anstieg der x_γ^{calo}-Verteilung bei hohem x_γ kann also als Signal der direkten Photoproduktion angesehen werden, die Simulation des Generators PYTHIA ist aber nicht in der Lage, den Beitrag der direkten Photonen zur Verteilung der Daten exakt zu beschreiben.

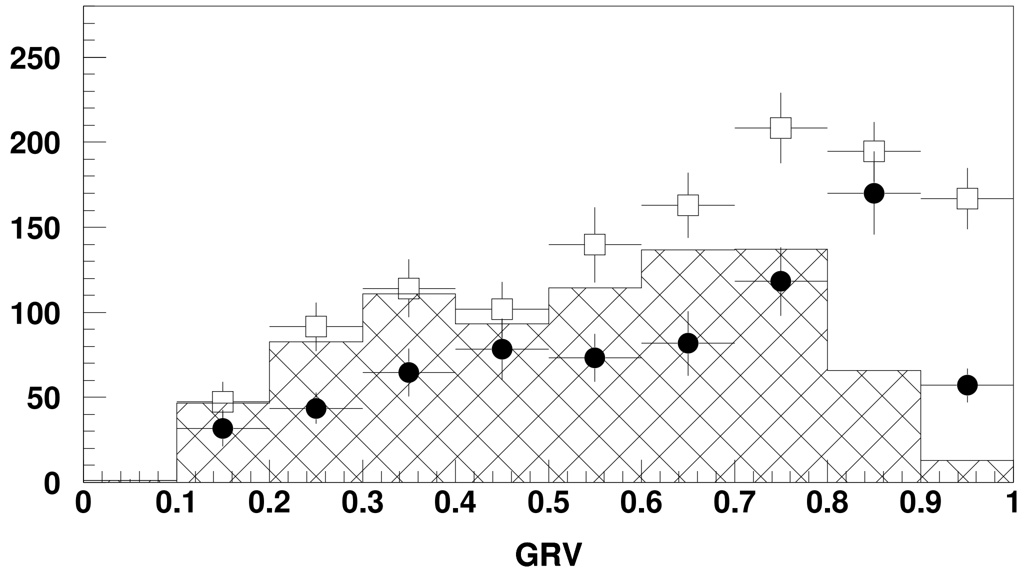


Abbildung 8.1: Die Verteilung von x_γ^{calo}. Die ausgefüllten Punkte bezeichnen die Daten des Jahres 1993 und die hohlen Vierecke zeigen die Verteilung des Monte-Carlo mit aufgelösten und direkten Photonen, bei denen der Anteil der schweren Quarks berücksichtigt wurde. Die schraffierte Fläche zeigt den Anteil der aufgelösten Photonen im Monte-Carlo, deren Beitrag mit der Partondichteverteilung GRV berechnet wurde. Die Monte-Carlo-Verteilungen wurden auf die Luminosität der H1-Daten normiert, das Signal der direkten Ereignisse im Monte-Carlo wurde jedoch mit dem Faktor 1.6 multipliziert.

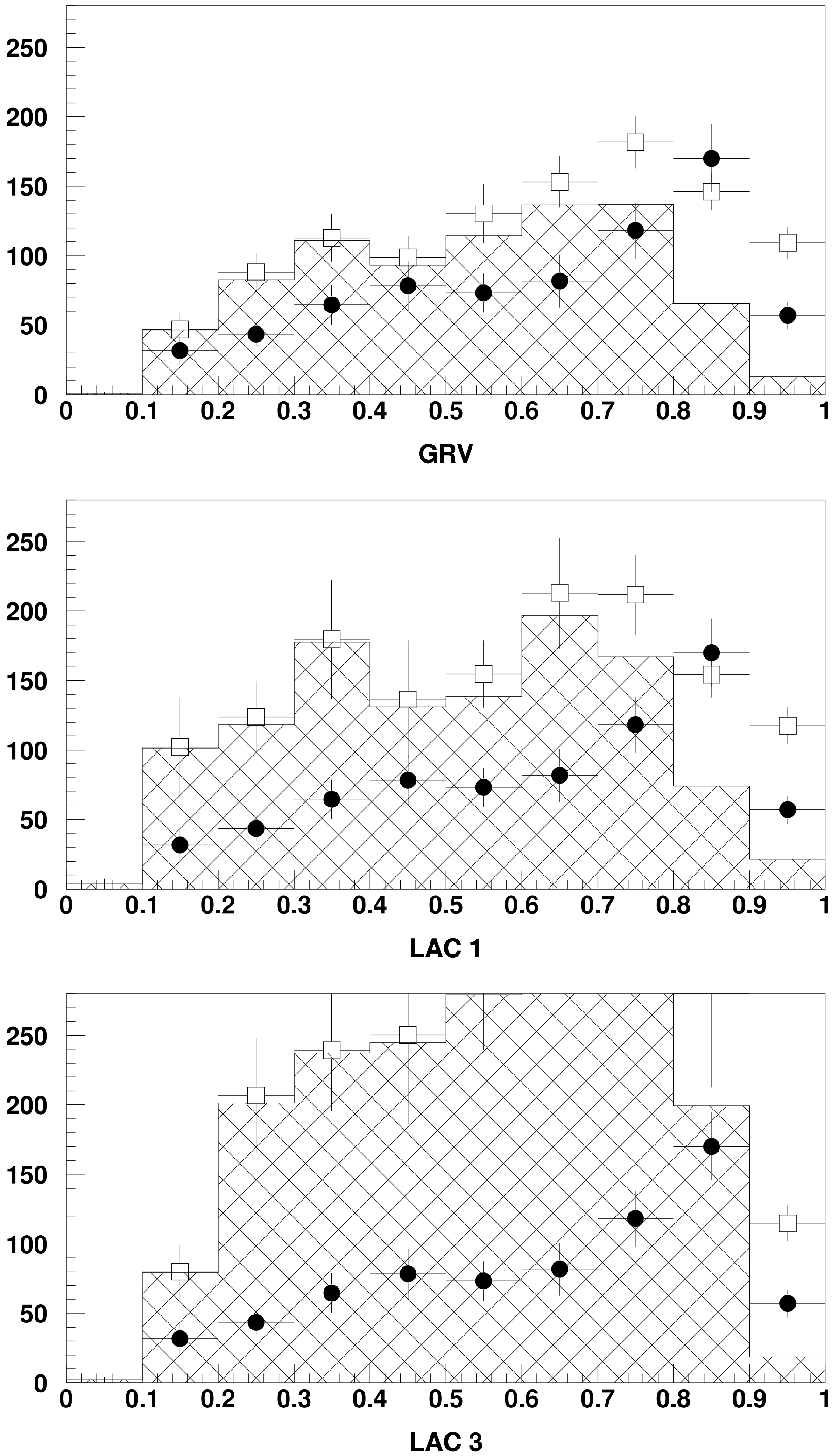


Abbildung 8.2: Die Verteilung von x_γ^{calo}. Die ausgefüllten Punkte bezeichnen die Daten des Jahres 1993 und die hohlen Vierecke zeigen die Verteilung des Monte-Carlo mit aufgelösten und direkten Photonen, bei denen der Anteil der schweren Quarks berücksichtigt wurde. Die schraffierte Fläche zeigt den Anteil der aufgelösten Photonen im Monte-Carlo. Die Monte-Carlo-Verteilungen wurden auf die Luminosität der H1-Daten normiert. Die Verteilungen zeigen von oben nach unten die Strukturfunktionen GRV, LAC 1 und LAC 3 des Photons.

Kapitel 9

Messung eines direkten Wirkungsquerschnittes

Die Untersuchung der Rekonstruktionsqualität von x_γ^{calo} in Abschnitt 6.2 hat gezeigt, daß mit einem Schnitt von $x_\gamma^{calo} > 0.75$ direkte Photonen mit einer Reinheit von 60 % separiert werden können. Für Ereignisse mit $x_\gamma^{calo} > 0,75$, in denen der Anteil der direkten Photoproduktion angereichert ist, kann ein Wirkungsquerschnitt bestimmt werden.

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes wird von dem '2-Jet-Sample' (Abschnitt 3) ausgegangen. Aus dieser Datenmenge werden Ereignisse mit $x_\gamma^{calo} > 0,75$ selektiert. Nach diesen Schnitten verbleiben 159 Ereignisse.

Anhand dieser Ereignisse wird ein Wirkungsquerschnitt für direkte Photoproduktion berechnet:

$$\sigma^{dir} = \frac{N_{Signal} - N_{Untergrund}}{\epsilon_{Signal}\mathcal{L}\epsilon_{Trigger}\epsilon_{Jet}\epsilon_{ET}}. \tag{9.1}$$

Dabei ist N_{Signal} die Anzahl der beobachteten Ereignisse. $N_{Untergrund}$ steht für die Anzahl der fälschlich rekonstruierten aufgelösten Prozesse, die im Monte-Carlo bestimmt werden. ϵ_{Signal} gibt die Anzahl der durch den x_γ^{calo}-Schnitt nicht rekonstruierten direkten Ereignisse an und wird ebenfalls im Monte-Carlo ermittelt. $\mathcal{L}$ bedeutet die integrierte Luminosität der verwendeten Daten, $\epsilon_{Trigger}$ die Effizienz des verwendeten Triggers. ϵ_{Jet} wird im Monte-Carlo bestimmt und bezeichnet das Verhältnis der Anzahl der Jets nach der Ereignisrekonstruktion zu der Anzahl der Jets vor Simulation des Detektors. ϵ_{ET} ist die Akzeptanz des Elektron-Taggers.

Alle Ereignisse wurden über den „Etag-D/C-r/ϕ“-Trigger selektiert. Dieser Trigger hat 1993 eine integrierte Luminosität von 289 nb^{-1} beobachtet. Durch Monte-Carlo-Studien wurde bestimmt, daß dieser Trigger 1993 eine Effizienz von 98 % besaß. Die Akzeptanz des Elektron-Taggers wird über die in Abschnitt 4.2.1 gezeigt Effizienzkurve korrigiert. Die Rekonstruktionseffizienz der Jets wird im Monte-Carlo bestimmt. Die Anzahl der gefundenen Jets wird durch die Anzahl der im kinematischen Bereich vorhandenen Ereignisse dividiert, es gilt $\epsilon_{Jet} = N_{rekonstruiert}/N_{Ereignisse}$. Die durchschnittliche Effizienz wird im Monte-Carlo (Abschnitt D) zu 80 % bestimmt.

Die Messung ergibt einen Wirkungsquerschnitt von $1,27 \pm 0,13$ nb. Dieser Wert muß noch auf die Signaleffizienz ϵ_{Signal} und den Untergrund korrigiert werden. Ferner kommen systematischen Fehler der Messung hinzu.

Der Fehler in der Luminositätsmessung beträgt 5 % und geht linear in den Wirkungsquerschnitt ein. Die Abschätzung des Triggereffizienz des „Etag-D/C-r/ϕ“-Trigger anhand einer Monte-Carlo-Simulation ist mit einem zu vernachlässigendem statistischen Fehler behaftet, dennoch wird auf Grund von modellabhängigen Einflüssen des Monte-Carlo ein systematischer Fehler von 5 % angenommen.

Die Fehler in der Energieskala des LAr betrug 1993 Fünf %. Dieser relativ geringe Fehler hat deutliche Auswirkungen auf die Rekonstruktion der Jets. Wird die Mindestenergie der Jets von 6 GeV um 5 % variiert, so ändert sich N_{Signal} um etwa 20 %. Daher kommt auf Grund des Fehlers in der Energieskala des LAr ein systematischer Fehler von 20 % hinzu.

Der erwartete Untergrund durch aufgelöste Photoproduktion ist in Abschnitt 6.2 zu etwa 40 % bestimmt worden, die vom gemessenen Signal abgezogen werden.

Die Rekonstruktionseffizienz ϵ_{Signal} der direkten Ereignisse ist in Abschnitt 6.2 zu 80 % bestimmt worden.

Die beiden Effizienzen für Signal und Untergrund wurden im Monte-Carlo bestimmt. Ihre Werte hängen von der Wahl der Parametrisierungen der Partondichten im Monte-Carlo ab. Dadurch kommt jeweils ein systematischer Fehler von 20 % hinzu. Für die Jeteffizienz ϵ_{Jet} kommt deshalb ebenfalls ein systematischer Fehler von 20 % hinzu. Die systematischen Fehler werden quadratisch addiert, der gesamte systematische Fehler beträgt somit 41 %.

Somit ergibt sich für Ereignisse mit 2 Jets mit $E_T > 6$ GeV im kinematischen Bereich $10^{-8} < Q^2 < 10^{-2}$ und im Pseudorapiditätsintervall $-1 < \eta_{Jets} < 2$ ein Wirkungsquerschnitt von

$$\begin{aligned}\sigma_{direkt}(e + p \rightarrow e + 2\,Jets + X)|_{10^{-8}<q^2<10^{-2},\ -1<\eta_{Jets}<2, E_{T,\ Jets}>6\,\mathrm{GeV}} = \\ (0,95 \pm 0,10\,(\mathrm{stat.}) \pm 0,39\,(\mathrm{syst.})\ \mathrm{nb}. \qquad (9.2)\end{aligned}$$

Kapitel 10

Die Gluonendichte im Proton

10.1 Vorstellung der Methode

In der direkten Photoproduktion in γp Reaktionen kommen nur zwei Prozesse vor: die QCD-Compton-Streuung $\gamma q(\bar{q}) \rightarrow gq(\bar{q})$, in der das Photon direkt an ein Quark des Protons koppelt, und die Boson-Gluon-Fusion $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$, bei der das Photon über ein virtuelles Quarkpaar an das Gluon des Protons koppelt. Da Gluonen und Quarks des Protons an jeweils nur einem der beiden Prozesse beteiligt sind, hängt der 2-Jet-Wirkungsquerschnitt in direkter Photoproduktion von den Partondichteverteilungen im Proton ab [9]. In erster Ordnung lautet der zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^3\sigma^{dir}}{d\eta_1 d\eta_2 dp_T^2} = \frac{\pi\alpha\alpha_s\mu}{4p_T^4} y f_{\gamma/e}(y)[(\sum_i e_i^2)x_p g(x_p,\mu) + \frac{10}{3}F_2^p(x_p,\mu)] \tag{10.1}$$

Die Größe $f_{\gamma/e}(y)$ ist der Fluß quasireeller Photonen mit der Energie yE_e, μ ist die Skalenvariable des harten Subprozesses in der Photoproduktion, $g(x_p,\mu)$ ist die Gluonendichte im Proton und F_2^p die Strukturfunktion des Protons, die schon in Abschnitt 2.2 vorgestellt wurde. Die Skalenvariable μ ist mit dem Skalenfaktor Q^2 in der tief-inelastischen Streuung vergleichbar. Typischerweise wird $\mu = \frac{\hat{p}_T}{2}$ gesetzt, da für diese Skala die Wirkungsquerschnitte in Leading-Order und Next-to-Leading-Order Modellen fast gleich sind.

Der Faktor $x_p g(x_p,\mu)$ kann als Impulsdichte der Gluonen im Proton angesehen werden, $F_2^p(x_p,\mu)$ beschreibt die Impulsdichte der Quarks im Proton. Somit beschreibt der erste Summand in der obigen Gleichung die Boson-Gluon-Fusion, der zweite Summand beschreibt die Compton-QCD-Streuung.

Die Partondichten im Proton konnten in bisherigen Experimenten im Bereich bis zu $x_p = 10^{-2}$ gemessen werden. Die Parametrisierungen der Partondichten in diesem kinematischen Bereich sind daher fast identisch. Die Parametrisierungen unterscheiden sich im Bereich $x_p < 10^{-2}$. Erst bei HERA ist es möglich, Partonen mit solch kleinen Impulsanteilen des Protons zu beobachten.

In den verschiedenen Parametrisierungen der Partondichten des Protons wird bei $x_p < 10^{-2}$ die Gluonimpulsdichte $xg(x,\mu)$ sehr viel größer als die Quarkimpulsdichte $xq(x,\mu)$ im Proton. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion zweier Jets wird dann von der Boson-Gluon-Fusion dominiert. Daher bietet die Messung von 2-Jet-Wirkungsquerschnitten die Möglichkeit, direkt die Dichte der Gluonen im Proton zu messen.

Dies ist bei kleinem Impulsanteil des Gluons am Proton möglich, denn sind im Ereignis zwei Jets mit einer transversalen Energie von 6 GeV, die beide eine Pseudorapidität

$\eta_{Jet} = -1$ besitzen, so beträgt der Impulsanteil des an der harten Streuung teilnehmenden Gluons am Proton etwa $x_p \approx 0,003$. Durch die Messung eines 2-Jet-Wirkungsquerschnittes soll im folgenden die Gluonendichte im Proton bestimmt werden.

Zusätzlich werden Verhältnisse des Wirkungsquerschnitts bestimmt. Wenn ein Wirkungsquerschnitt in einem kinematischen Bereich gemessen wird, in dem die Partondichten bekannt sind, so kann durch Messung in einem bisher nicht bekannten kinematischen Bereich auf Werte der Partondichten geschlossen werden. Die Gluonendichten im Proton sind für $x_p > 10^{-2}$ bekannt, für $x_p < 10^{-2}$ gab es bei Experimenten vor HERA keine Messungen. Die Parametrisierungen der Gluonendichten unterscheiden sich in diesem Bereich (Abbildung 2.3). Die Voraussage eines Wirkungsquerschnitts ändert sich in diesem Bereich mit der Wahl der Partondichtefunktion.

Durch die Berechnung des Verhältnisses des Wirkungsquerschnitts im bekannten und neuartigen kinematischen Bereich lassen sich jetzt die Voraussagen der verschiedenen Parametrisierungen der Partondichtefunktionen mit den Daten vergleichen. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß das Resultat nicht so sehr vom Verständnis des Detektors abhängt. Bei der reinen Bestimmung des Wirkungsquerschnitts müssen die Meßeffizienzen des Detektors und die Effizienz des verwendeten Triggers bekannt sein. Bei Berechnung eines Quotienten von Wirkungsquerschnitten kürzen sich diese Effizienzen annähernd heraus, was den systematischen Fehler der Messung verringert.

10.2 Bestimmung der Gluonendichte

Die Analyse basiert auf dem '2-Jet-Sample' (Abschnitt 3). Aus dieser Ereignismenge werden wieder Ereignisse mit $x_\gamma^{calo} > 0,75$ selektiert, um die direkten Prozesse zu separieren. Es verbleiben 159 Ereignisse.

Aus dieser Ereignismenge wird ein Wirkungsquerschnitt für direkte Ereignisse mit zwei Jets bei annähernd gleicher Pseudorapidität berechnet. Für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für diese Ereignisse wird die neue Größe $\bar{\eta}$definiert:

$$\bar{\eta} = \frac{\eta_{Jet\,1} + \eta_{Jet\,2}}{2}. \tag{10.2}$$

Sie gibt die mittlere Pseudorapidität der beiden Jets an. Mit dieser Größe kann der Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{direkt}/d\bar{\eta}$ berechnet werden [9].

Der Wirkungsquerschnitt unterscheidet sich eindeutig im Pseudorapiditätsintervall $-1 < \eta < 0$ für verschiedene Partondichteparametrisierungen des Protons, wie in Abbildung10.2 zu sehen ist. Die Kurve für die Parametrisierung 'GRV' ist um bis zu 40 % höher als die der Parametrisierung 'MRS D0' [7].

Anhand der H1-Daten wird dieser Wirkungsquerschnitt berechnet. Dafür werden aus den oben selektierten Ereignisse solche ausgewählt, in denen die Pseudorapiditätsdifferenz $\Delta\eta = |\eta_{Jet\,1} - eta_{Jet\,2}|$ der beiden höchstenergetischsten Jets kleiner 0,5 ist. Es bleiben 52 Ereignisse übrig. Tabelle 10.1 zeigt die Anzahl der Ereignisse pro Bin.

Zur Kontrolle wird das inklusive 2-Jet-Spektrum dieser Ereignisse mit dem Monte-Carlo verglichen. Das Monte-Carlo das mit der Proton- und Photonpartondichte von Glück, Reya und Vogt berechnet wurde, kann die H1-Daten erfolgreich beschreiben.

Der Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{direkt}/\bar{\eta}$ wird für die $\bar{\eta}$-Bins, die in Tabelle 10.1 aufgelistet sind, wieder nach Formel 9.1 berechnet, zusätzlich wird jetzt noch durch die Breite des Bins im Histogramms dividiert.

Die systematischen Fehler werden wie in Abschnitt 9 behandelt. Es wird allerdings keine Korrektur auf den Untergrund durch aufgelöste Ereignisse und auf die Anzahl der nicht rekonstruierten direkten Ereignisse vorgenommen. Im Monte-Carlozeigt sich, daß bei der maximalen Pseudorapiditätsdifferenz von 0,5 diese Effekte das gemessene Signal um etwa 10 % verändern. Für diese Korrektur würde wegen der Einflüsse durch die Wahl der Partondichtefunktion im Monte-Carloein systematischer Fehler von 15 % hinzukommen. Daher werden die Korrekturen auf den Untergrund und die Meßeffizienz des Signals in einem systematischen Fehler von 20 % zusammengefaßt.

Zusätzlich wird ein systematischer Fehler von 5 % für die Korrektur der Binbreite angenommen, da die korrigierten Meßpunkte nur in erster Näherung in der Mitte des Histograms liegen. Um diesen systematischen Fehler zu verringern, müßte hier eine Binmittenkorrektur durchgeführt werden.

Der gesamte systematische Fehler beträgt somit 36 %. Der statistische Fehler wurde für die Bins mit weniger als 10 Einträgen bestimmt, indem die Differenz mit 95% Wahrscheinlichkeit mögliche Anzahl von Ereignissen einer Poissonverteilung und der Ereigniszahl als zwei Standardabweichungen genommen wurde [4]. Der sich ergebende Wirkungsquerschnitt ist in Tabelle 10.1 für die einzelnen $\bar{\eta}$-Intervalle aufgelistet und in Abbildung 10.2 gezeigt.

Aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt werden jetzt zwei Quotienten berechnet um die Gluonendichte zu bestimmen. Das Intervall $0,25 < \bar{\eta} < 0,75$ befindet sich in einem kinematisch bekannten Bereich, hier ist $xpcalo > 10^{-2}$. Die beiden Intervalle mit $\bar{\eta} < 0,25$ befinden sich im Bereich $x_p \leq 10^{-2}$, hier unterscheiden sich die Parametrisierungen der Gluonendichte im Proton. Tabelle 10.2 faßt die beiden Quotienten zusammen und stellt sie den Quotienten für die Parametrisierungen 'GRV', 'MRS D0' und 'MRS A' gegenüber. Systematische Fehler wurden bei der Berechnung der Quotienten nicht beachtet, da diese sich näherungsweise herauskürzen.

Die H1-Daten werden von keiner der drei Parametrisierungen beschrieben. Die vorrausgesagten Quotienten sind alle höher als die gemessenen. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, das die Wirkungsquerschnitte in der BFKL-Faktorisierung [16] gerechnet werden müssen [8]. In dieser Faktorisierung werden die Virtualitäten der Partonen nicht vernachlässigt, wie es bei der Berechnung der hier gezeigten Wirkungsquerschnitten gemacht wurde. Durch Ihre Anwendung in der Berechnung der zwei-Jet-Wirkungsquerschnitte verringert sich das oben betrachtete Verhältnis [10].

Bei der zugrundeliegenden Anzahl von Ereignissen ist es nicht möglich, eine endgültige Aussage über die Partondichte im Proton zu treffen. Es sind zwei Trends erkennbar: Die Partondichten im Proton werden eher durch die 'MRS D0-' oder die 'MRS A'-Stukturfunktionen beschrieben als durch die 'GRV'-Parametrisierung. Außerdem wird durch das niedrige Verhältnis der Wirkungsquerschnitte ein Hinweis darauf gegeben, daß die Virtualitäten der Partonen im Proton beachtet werden müssen, wie es in der BFKL-Faktorisierung geschieht. Um aber genauere Aussagen machen zu können, muß eine höhere integrierte Luminosität der H1-Daten abgewartet werden, um die Anzahl der Ereignisse und somit auch die Anzahl der Intervalle zu vergrößern.

$\bar{\eta}$Bin	Anzahl	$d\sigma_{direkt}/d\bar{\eta}$ [nb]
$[-0,75,-0,25]$	5	0,08 ± 0,04 ± 0,04
$[-0,25,0,25]$	26	0,40 ± 0,10 ± 0,10
$[0,25,0,75]$	17	0,20 ± 0,05 ± 0,12
$[0,75,1,25]$	3	0,03 ± 0,02 ± 0,02
$[1,25,1,75]$	1	0,01 ± 0,01 ± 0,01

Tabelle 10.1: Die Anzahl der beobachteten Ereignisse pro $\bar{\eta}$-Intervall und der daraus berechnete Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\bar{\eta}$ mit seinem statistischen und systematischen Fehler.

$\bar{\eta}$Bin	H1-Daten	MRS D0	MRS A	GRV
$[-0,75,-0,25]$	0,4 ± 0,2	6,3	7,5	10,1
$[-0,25,0,25]$	2,0 ± 0,7	3,9	4,2	5,0

Tabelle 10.2: Die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte der angegebenen Intervalle zum Intervall $0,25 < \bar{\eta} < 0,75$. Zu den Quotienten der H1-Daten ist der statistische Fehler angegeben.

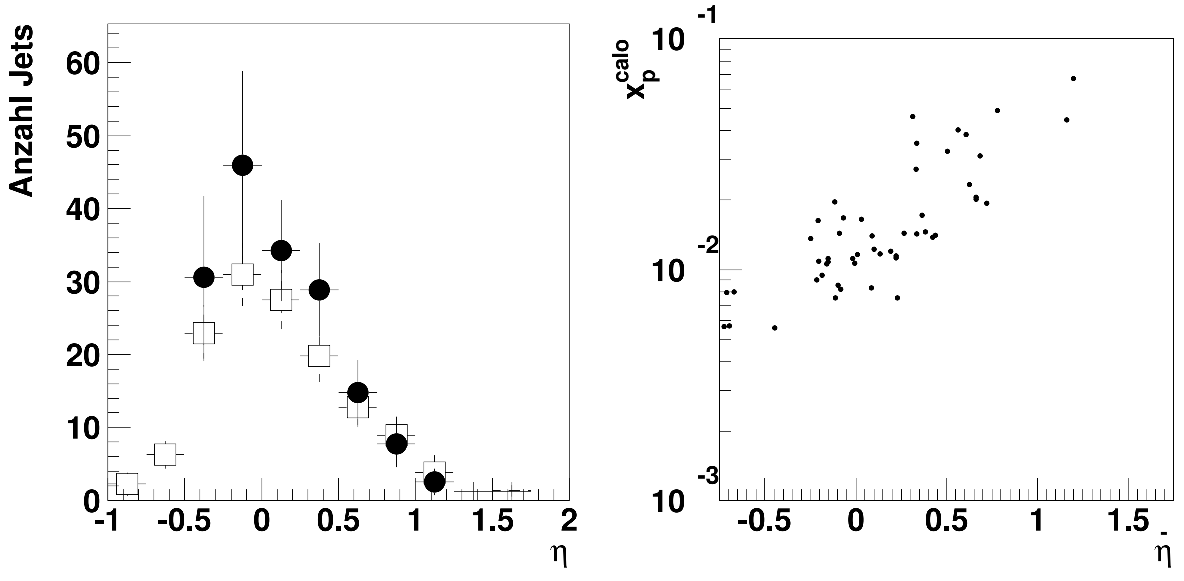


Abbildung 10.1: Das inklusive 2-Jet-Spektrum für in diesem Kapitel untersuchten Ereignisse (links). Die Punkte zeigen die H1-Daten, die Rechtecke zeigen die das Monte-Carlo des Generators Pythia mit der Gluonendichte GRV. Die x_p^{calo}-Verteilung der Ereignisse, aufgetragen gegen $\bar{\eta}$ der Jets, zeigt die Abbildung rechts.

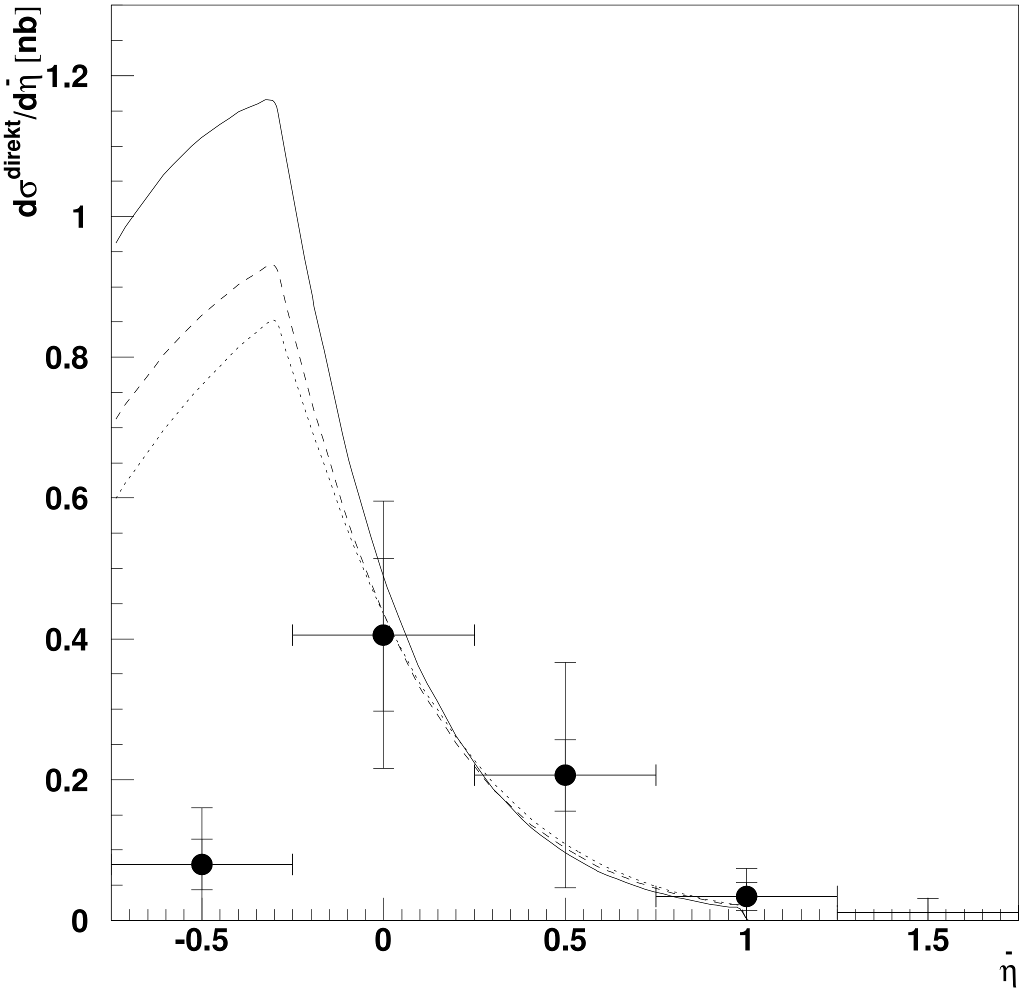


Abbildung 10.2: Der Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma^{x\gamma>0.75}}{d\bar{\eta}}$ für die Partondichtefunktionen des Protons 'MRS D0' (gepunktetet Linie), 'MRS A' (gestrichelte Linie) und 'GRV' (durchgehende Linie). Die Kreuze zeigen die gemessenen H1-Daten mit statistischen Fehler (innere Fehlerbalken) und systematischen Fehler (äußere Fehlerbalken).

Kapitel 11

Die Gluonendichte im Photon

11.1 Vorstellung der Methode

In Abschnitt 10 wurde gezeigt, daß für direkte Photoproduktionsereignisse 2-Jet-Wirkungsquerschnitte für Jets mit fast gleicher Pseudorapidität mit $\bar{\eta} < 0$ die Gluonendichte im Proton bestimmen können. Die Gluonendichte des Protons im Bereich $\bar{\eta} > 0$ ist dagegen wohlbekannt, die Parametrisierungen verschiedener Gluonendichten gleichen sich dort annähernd.

Wird in diesem kinematischen Bereich der Wirkungsquerschnitt nicht für direkte, sondern für aufgelöste Prozesse bestimmt, so ist der 2-Jet-Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich von der Gluonendichte im Photon abhängig:

$$\frac{d^3\sigma^{aufgelöst}}{d\eta_{Jet\,1}d\eta_{Jet\,2}dp_T^2} = \int dz f_{\gamma/e}(y) x_\gamma f_{i/\gamma}(x_\gamma, \mu) x_p f_{j/p}(x, \mu) \frac{d\sigma(ij \rightarrow kl)}{d\hat{t}}. \tag{11.1}$$

Der Photonenfluß $f_{\gamma/e}(y)$ kann berechnet werden, der Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma(ij\rightarrow kl)}{d\hat{t}}$ ebenfalls. Wenn ferner der Wirkungsquerschnitt in einem kinematischen Bereich durchgeführt wird, in dem $x_p > 10^{-2}$ ist, so daß die Gluonendichte im Proton $f_{j/p}(x, \mu)$ bereits aus früheren Experimenten bekannt ist, ist $f_{i/\gamma}(x_\gamma, \mu)$ der einzige freie Parameter dieses Wirkungsquerschnittes. Da auch Gluonen von aufgelösten Photonen an der harten Streuung beteiligt sind, kann durch Messung eines Wirkungsquerschnittes für aufgelöste Photoproduktion die Gluonendichte im Photon bestimmt werden.

11.2 Die Bestimmung der Gluonendichte

Der Analyse liegt das '2-Jet-Sample' (Abschnitt 3 zu Grunde. Aus dieser Ereignismenge werden aufgelöste Photoproduktionsereignisse durch den Schnitt $x_\gamma^{calo} < 0,75$ selektiert.

Darauf werden wieder Ereignisse ausgewählt, deren Pseudorapiditätsdifferenz $\Delta\eta = |\eta_{Jet\,1} - \eta_{Jet\,2}|$ kleiner als 0,5 ist. Es verbleiben 71 Ereignisse für die Analyse. Wird die Lage der beiden Jets wieder durch $\bar{\eta}$beschrieben, so ist der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\bar{\eta}$ sehr unterschiedlich für die Gluonendichten im Photon 'GRV', 'LAC 1' und 'LAC 3', wie Abbildung 11.2 zeigt [7].

Tabelle 11.1 faßt die Anzahl der gefundenen Ereignisse für 5 $\bar{\eta}$-Intervalle zusammen. Die Ereignisanzahl wurde zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts wiederum auf die Trigger-Effizienz, die Kalorimeter-Akzeptanz, die Elektron-Tagger-Akzeptanz und die

$\bar{\eta}$-Bin	Anzahl Ereignisse	$d\sigma_{aufgelöst}/d\bar{\eta}$ [nb]
[-0,75 ; -0,25]	0	$0,0+0,01$
[-0,25 ; 0,25]	4	0,10 ± 0,06 ± 0,05
[-0,25 ; 0,75]	16	0,26 ± 0,08 ± 0,13
[0,75 ; 1,25]	26	0,39 ± 0,09 ± 0,20
[1,25 ; 1,75]	25	0,38 ± 0,09 ± 0,20

Tabelle 11.1: Die Anzahl der Ereignisse und die Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma^{xgcalo<0,75}}{d\bar{\eta}}$ in den untersuchten $\bar{\eta}$-Intervallen. Es werden die statistischen und systematischen Fehler hinzugefügt.

$\bar{\eta}$-Bin	H1-Daten	GRV	LAC 1	LAC 3
[-0,75 ; -0,25]	0,0	0,18	0,16	1,39
[-0,25 ; 0,25]	0,23 ± 0,17	0,5	0,37	2,58
[-0,25 ; 0,75]	0,64 ± 0,45	0,69	0,55	2,55
[0,75 ; 1,25]	0,96 ± 0,63	0,79	1,02	2,05
[1,25 ; 1,75]	0,95 ± 0,65	0,85	1,96	1,79

Die Quotienten $d\sigma_{aufgelöst}/d\sigma_{direkt}(\bar{\eta} = 0,0)$ für die H1-Daten und die Parametrisierungen der Gluonendichte im Photon 'GRV', 'LAC 1' und 'LAC 3'.

Binbreite des Histograms korrigiert. Den damit errechneten Wirkungsquerschnitt listet Tabelle 11.1 auf, Abbildung 11.2 zeigt den Wirkungsquerschnitt. Die systematischen Fehler werden wie in Abschnitt 10 gewählt. Der gesamte systematische Fehler beträgt somit 36%.

Es kann nun wiederum ein Verhältnis von Wirkungsquerschnitten berechnet werden. Als Wirkungsquerschnitt in einem bekannten kinematischen Bereich wird wieder $d\sigma_{direkt}(\bar{\eta} = 0,5)/d\bar{\eta}$ herangezogen. Damit wird das Verhältnis zu $d\sigma_{aufgelöst}/d\bar{\eta}$ berechnet, um auf die Gluonendichte im Photon zu schließen. Die berechneten Verhältnisse zeigen Tabelle 11.2 und Abbildung 11.3.

Das Verhältnis $\frac{\sigma^{aufg}(\bar{\eta})}{\sigma^{0}}$ ist in Abbildung 11.3 zu sehen. Die theoretischen Kurven wurden jeweils über die Binbreite integriert. Das gemessene Verhältnis zeigt, daß die 'GRV'-Parametrisierung die Gluonendichte im Photon am besten beschreibt.

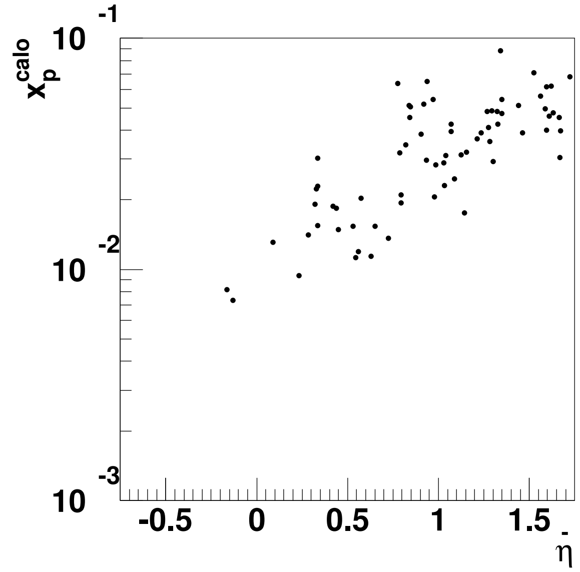


Abbildung 11.1: Die x_p^{calo}-Verteilung der in diesem Abschnitt selektierten Ereignisse gegen $\bar{\eta}$ der Ereignisse aufgetragen.

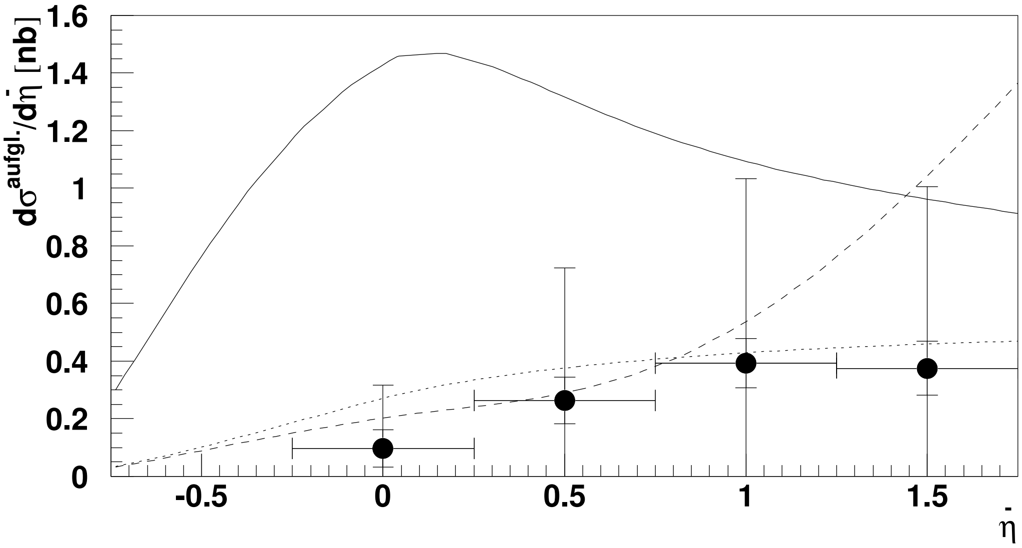


Abbildung 11.2: Der Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma^{x_\gamma<0.75}}{d\bar{\eta}}$ für die Partondichtefunktionen des Photons LAC 1 (gestrichelte Linie), LAC 3 (durchgehende Linie und GRV (gepunktete Linie). Als Protonpartondichte wurde GRV benutzt. Die Kreuze zeigen die H1-Daten für $x_\gamma^{calo} < 0.75$.

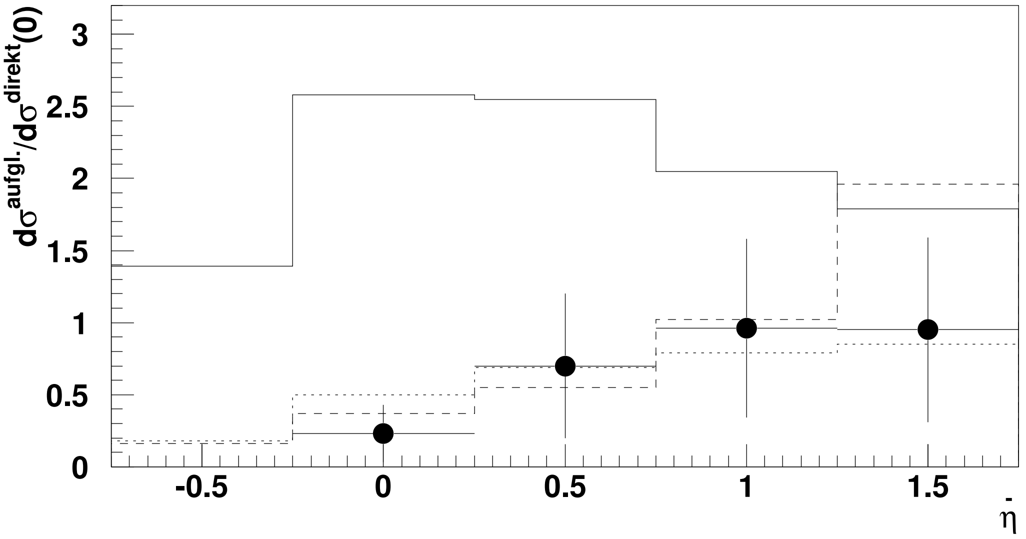


Abbildung 11.3: Das Verhältnis $\frac{\sigma^{x_\gamma<0,75}(\bar{\eta})}{\sigma^0}$ für die Partondichtefunktionen des Photons LAC 1 (gestrichelte Linie), LAC 3 (durchgehende Linie) und GRV (gepunktete Linie). Als Protonpartondichte wurde GRV benutzt. Die Kreuze zeigen die H1-Daten für $x_\gamma^{calo} < 0,75$.

Kapitel 12

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden harte Streuereignisse in der Photoproduktion mit $Q^2 < 10^{-2}$ GeV^2 untersucht. Es wurde die Rekonstruktion der Ereigniskinematik vorgeführt. Es werden außerdem Jets in der Photoproduktion analysiert und es wird gezeigt, daß der PYTHIA-Generator die H1-Daten beschreiben kann.

Ein Nachweis wurde geführt, daß sich direkte und aufgelöste Photoproduktionsereignisse voneinander separieren lassen. Für die direkten 2-Jet-Ereignisse wurde ein Wirkungsquerschnitt bestimmt. Ferner wurde die Gluonendichte im Proton und im Photon untersucht.

Für die Gluonendichte kann keine Zusage für eine der zum Vergleich herangezogenen Parametrisierungen getroffen werden. Die Gluonendichte im Photon wird erfolgreichsten durch die 'GRV'-Parametrisierung beschrieben.

Um die Untersuchungen zur Gluonendichte im Proton und im Photon zu präzessieren, wird eine höhere integrierte Luminosität benötigt. Im Jahre 1994 wurden bereits über 2 pb^{-1} gesammelt, so daß die Analyse dieser Daten in dieser Hinsicht vielversprechend ist.

Um die systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte zu reduzieren, wird auch ein zweites Monte-Carlo benötigt. Aus Mangel an diesem mußten in dieser Arbeit viele systematische Einflüsse des Monte-Carlo grob abgeschätzt werden.

Im Jahre 1995 wird im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors ein neues hochauflösendes Kalorimeter mit mehreren hadronischen Strahlungslängen installiert werden. Durch dieses Kalorimeter ist eine wesentliche Verbesserung der x_γ-Rekonstruktion zu erwarten. Dadurch werden systematische Fehler in den Wirkungsquerschnitten reduziert werden können.

Anhang A

Erklärung der Symbole und Abkürzungen

E_e	Energie des Strahlelektrons
p_e	Impuls des Strahlelektrons
E_p	Energie des Strahlprotons
p_p	Impuls des Strahlprotons
$E_{e'}$	Energie des gestreuten Elektrons
$p_{e'}$	Impuls des gestreuten Elektrons
P	Viererverktor des Strahlprotons
k	Viererverktor des Strahlelektrons
Q^2	Viererimpulsübertrag zwischen Elektron und Proton
y	Inelastizität des Elektrons bei der ep-Streuung
y_{JB}	y berechnet mit der Jacquet-Blondel-Methode
y_{eTag}	y berechnet mit im ET gemessenen Energie des gestreuten Elektrons
x_p	Impulsanteil des in den harten Streuprozess einlaufenden Quarks oder Gluons am Gesamtimpuls des Protons
x_γ	Impulsanteil des in den harten Streuprozess einlaufenden Quarks oder Gluons am Gesamtimpuls des Photons
x_γ^{calo}	Impulsanteil des in den harten Streuprozess einlaufenden Quarks oder Gluons am Gesamtimpuls des Photons, berechnet mit y_{JB}
x_γ^{eTag}	Impulsanteil des in den harten Streuprozess einlaufenden Quarks oder Gluons am Gesamtimpuls des Photons, berechnet mit y_{eTag}
η	Pseudorapidität
ϕ	Azimutwinkel im H1-Koordinatensystem
θ	Polarwinkel im H1-Koordinatensystem
LAr	flüssig-Argon-Kalorimeter
BEMC	Blei-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter
TC	Tail-Catcher-Kalorimeter im Eisenjoch
ET	Elektron-Tagger
PD	Photon-Detektor
H1REC	Rekonstruktionsprogramm für der H1-Detektor
H1SIM	Programm zur Simulation des Flugs von Teilchen durch H1-Detektor
Pythia	Generator für die Simulation von ep-Wechselwirkungen

Anhang B

Jetprofile

Die Jetprofile beschreiben den Energiefluß um die rekonstruierte Achse des Jets. In den Abbildungen dieses Abschnitts werden Profile der Jets in Daten des Jahres 1993 mit Profilen des in Abschnitt D beschriebenen PYTHIA-Monte-Carlo verglichen. Es werden Jets mit einer transversalen Energie von mindestens 8 GeV verglichen, um vom $\hat{p}_T$-Schnitt unabhängig zu sein. Die Jets werden im Pseudorapiditätsintervall $-1 < \eta_{Jet} < 2$ gesucht. Kleinere Pseudorapiditäten werden ausgeschlossen, da dort die Kalorimeter ineffizient gegenüber Hadronen sind (Abschnitt 4.1). Rapiditäten über 2 werden ausgeschlossen, da die Jets sich in diesem Bereich mit dem Jet, der aus den nicht am harten Subprozeß beteiligten Partonen des Protons entsteht, überlagern können.

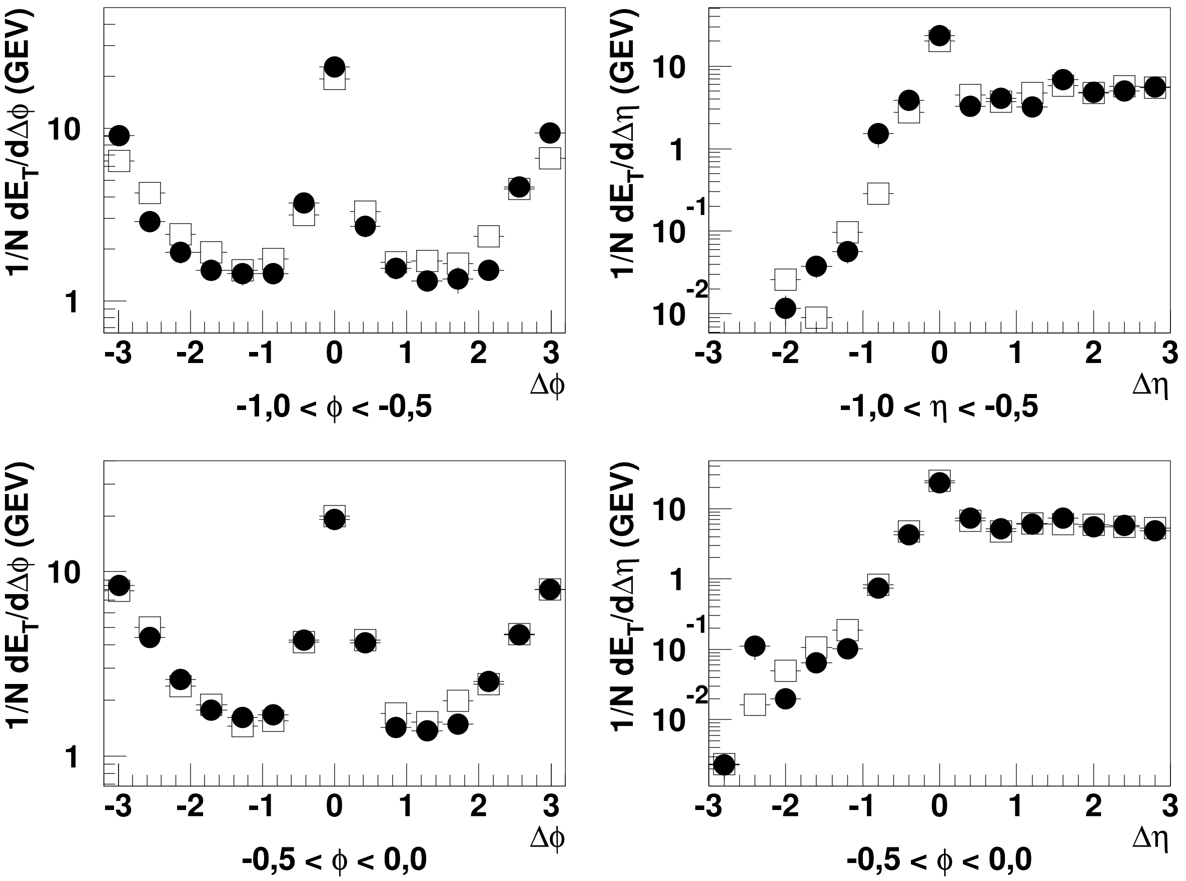
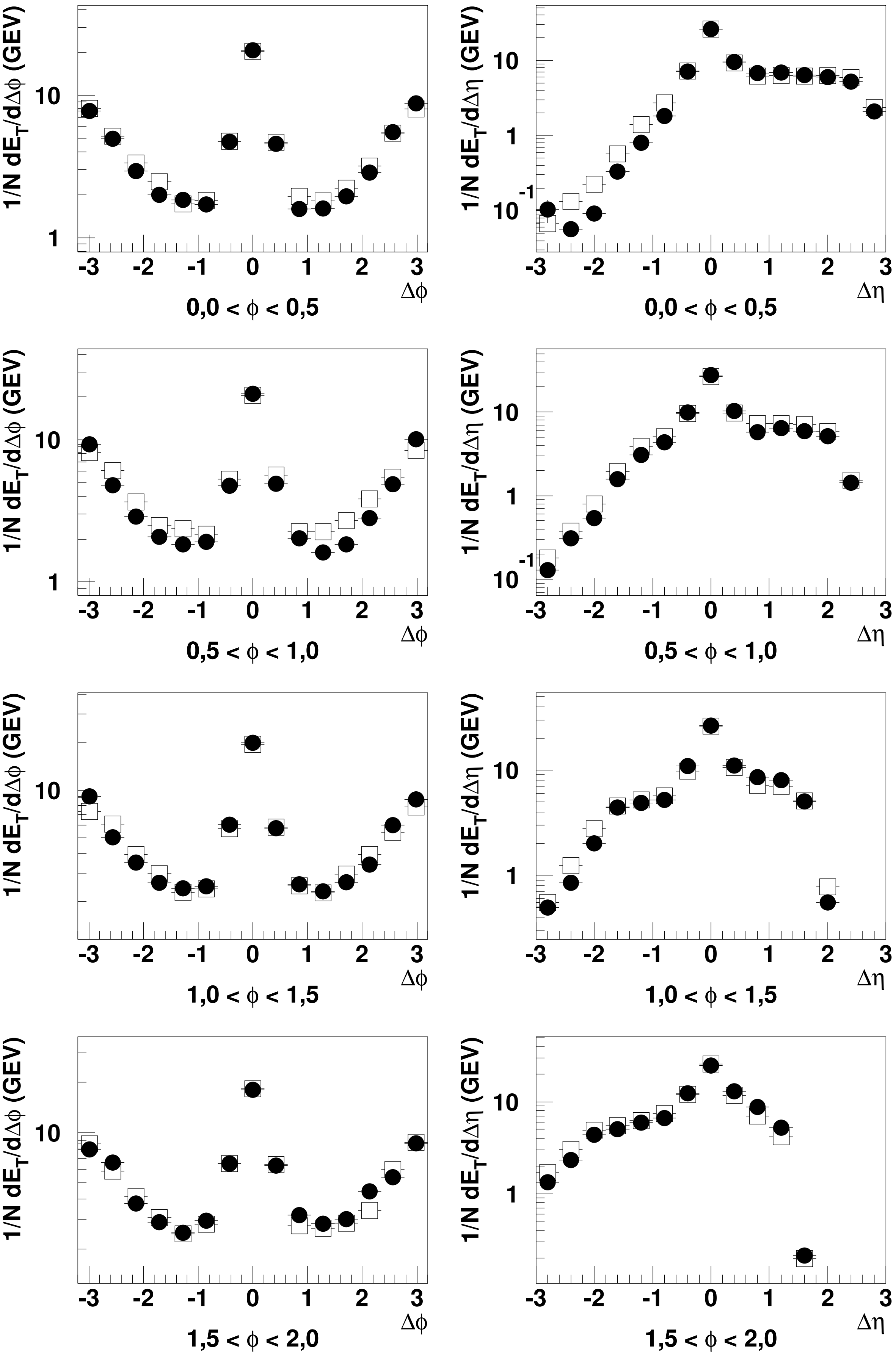


Abbildung B.1: Die Jetprofile für Jets im Cone-Radius $R = 0,7$ mit $E_T > 6\,\mathrm{GeV}$ im Intervall $-1 < \eta_{Jet} < 0$.



0,0 < φ < 0,5

0,5 < φ < 1,0

1,0 < φ < 1,5

1,5 < φ < 2,0

Abbildung B.2: Die Jetprofile für Jets im Cone-Radius $R = 0,7$ mit $E_T > 6\,\mathrm{GeV}$ im Intervall $-1 < \eta_{Jet} < 1$.

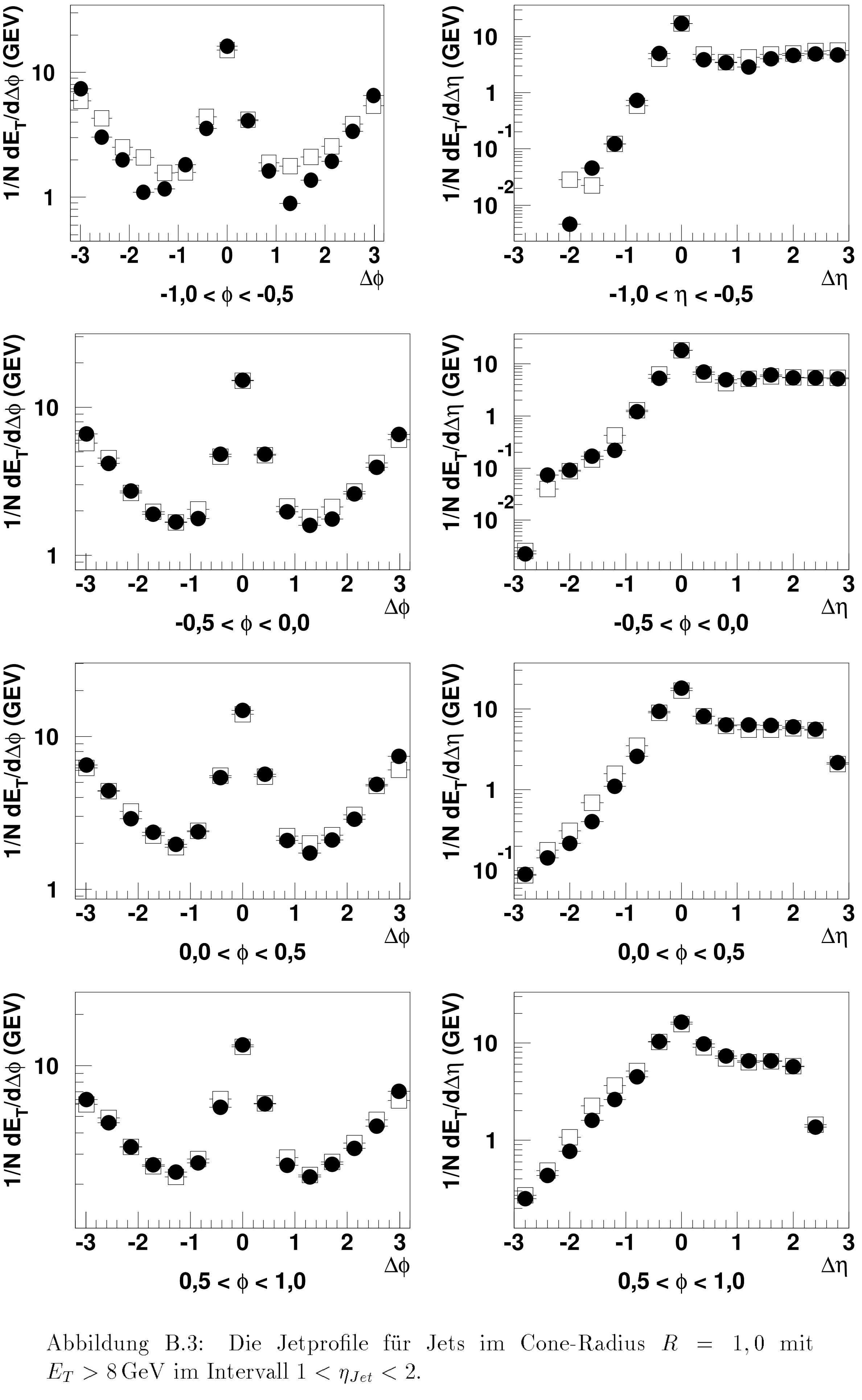
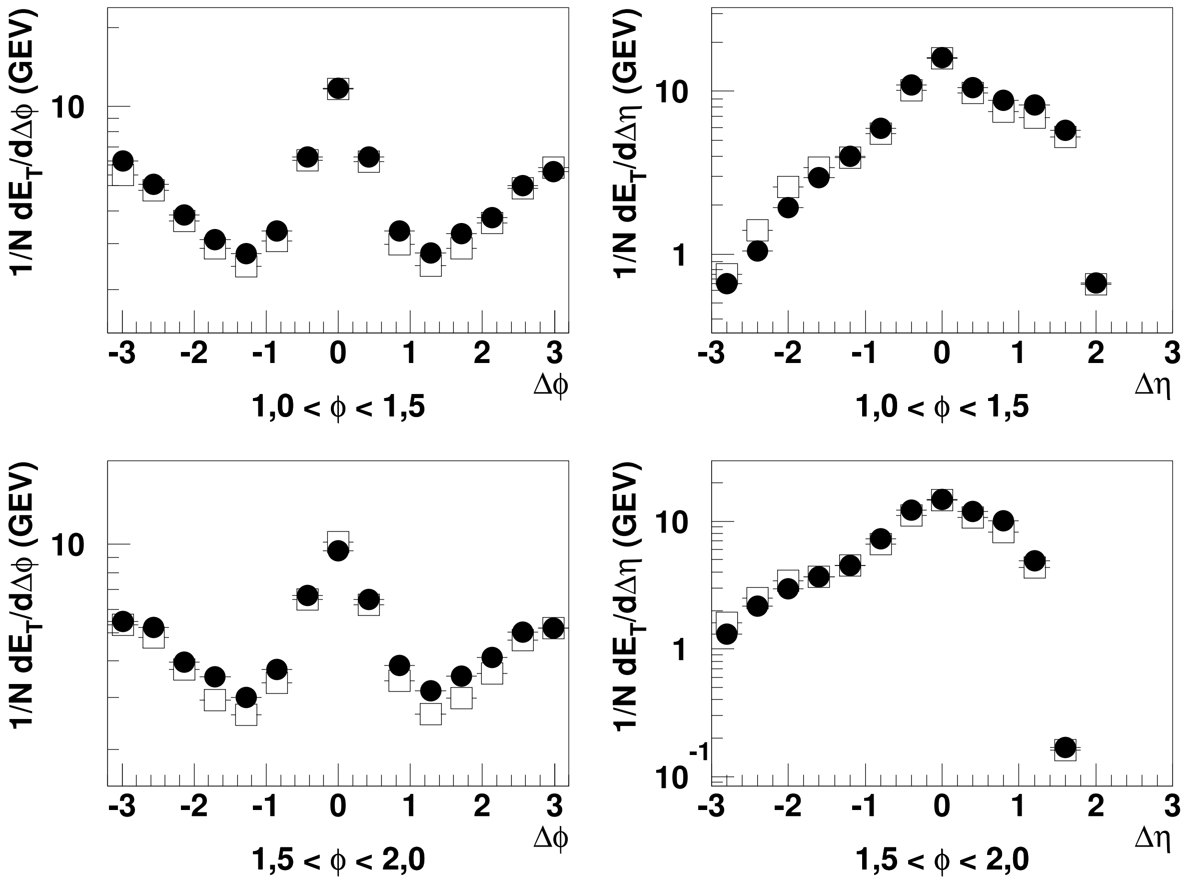


Abbildung B.3: Die Jetprofile für Jets im Cone-Radius $R = 1,0$ mit $E_T > 8\,\mathrm{GeV}$ im Intervall $1 < \eta_{Jet} < 2$.



1,0 < φ < 1,5

1,0 < φ < 1,5

1,5 < φ < 2,0

1,5 < φ < 2,0

Abbildung B.4: Die Jetprofile für Jets im Cone-Radius $R = 1,0$ mit $E_T > 8\,\mathrm{GeV}$ im Intervall $1 < \eta_{Jet} < 2$.

Anhang C

Der $\hat{p}_T$-Schnitt im Monte-Carlo

Der *ep*-Wirkungsquerschnitt in der Monte-Carlo-Simulation des Generators Pythia hängt von dem Parameter $\hat{p}_T$ ab. Dies ist der Betrag des transversalen Impulses eines der beiden Partonen, die den harten Subprozeß verlassen, relativ zur Achse der beiden in den harten Subprozeß einlaufenden Partonen, betrachtet im Schwerpunktsystem dieser zwei.

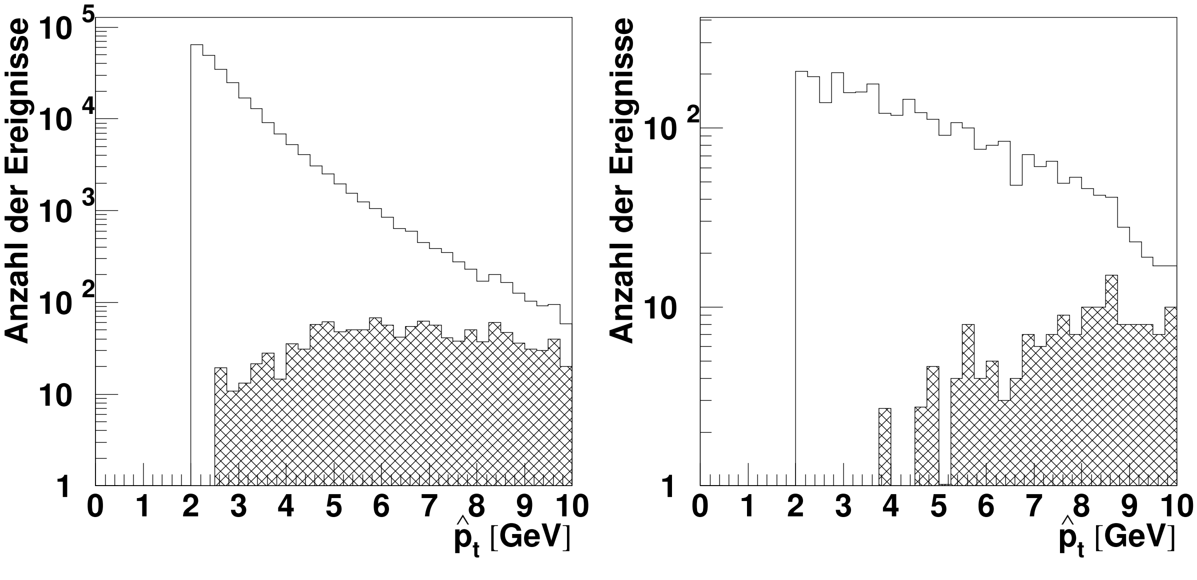


Abbildung C.1: Die Verteilung des $\hat{p}_T$ in aufgelösten (links) und direkten (rechts) Photoproduktionsereignissen. Die $\hat{p}_T$-Verteilung aller Ereignisse (weiß) des 'Multiple-Interaction'-Monte-Carlos des Generators Pythia (Abschnitt D) ist im Vergleich zu 2-Jet-Ereignissen (schraffiert) dargestellt, deren Jets einen Cone-Radius $R = 0,7$ und eine minimale transversale Energie von 6 GeV besitzen.

Der totale Wirkungsquerschnitt im Monte-Carlo wird um so größer, je kleiner $\hat{p}_T$ gewählt wird. Um die Anzahl der Ereignisse im Monte-Carlo zu begrenzen, versucht man deshalb, das minimale $\hat{p}_T$ möglichst groß zu wählen. Bei der Wahl des minimalen $\hat{p}_T$ muß man darauf achten, daß der $\hat{p}_T$-Schnitt bei den Ereignissen, die in der Analyse benutzt werden, nicht mehr sichtbar ist, so daß die Anzahl der Ereignisse im Monte-Carlo von der

Wahl des minimalen $\hat{p}_T$ unabhängig ist.

In dieser Arbeit werden Ereignisse ausgewertet, die zwei Jets aufweisen. Jets mit einem Cone-Radius von $R = 0,7$ haben eine minimale transversale Energie von 6 GeV, von Jets mit einem Cone-Radius von $R = 1,0$ wird eine transversale Energie von wenigstens 8 GeV verlangt.

Das Monte-Carlo, das zur Untersuchung herangezogen wurde, wurde mit einem minimalem $\hat{p}_T$ von 2,0 GeV generiert. In den Abbildungen ist jeweils die $\hat{p}_T$ Verteilung für das gesamte Monte-Carlo zu sehen, getrennt nach Prozessen mit aufgelösten (links) und direkten (rechts) Photonen. Im Vergleich dazu ist jeweils das $\hat{p}_T$-Spektrum für Ereignisse mit zwei Jets zu sehen. Die Abbildungen C.1 zeigen die Verteilung für Jets mit einem Radius von $R = 0,7$, die Abbildungen C.2 die Spektren für den Radius $R = 1,0$.

Der $\hat{p}_T$-Schnitt des Monte-Carlos ist bei diesen zwei-Jet-Ereignissen nicht mehr sichtbar, somit ist auch der Wirkungsquerschnitt für diese Ereignisse unabhängig vom $\hat{p}_T$-Schnitt.

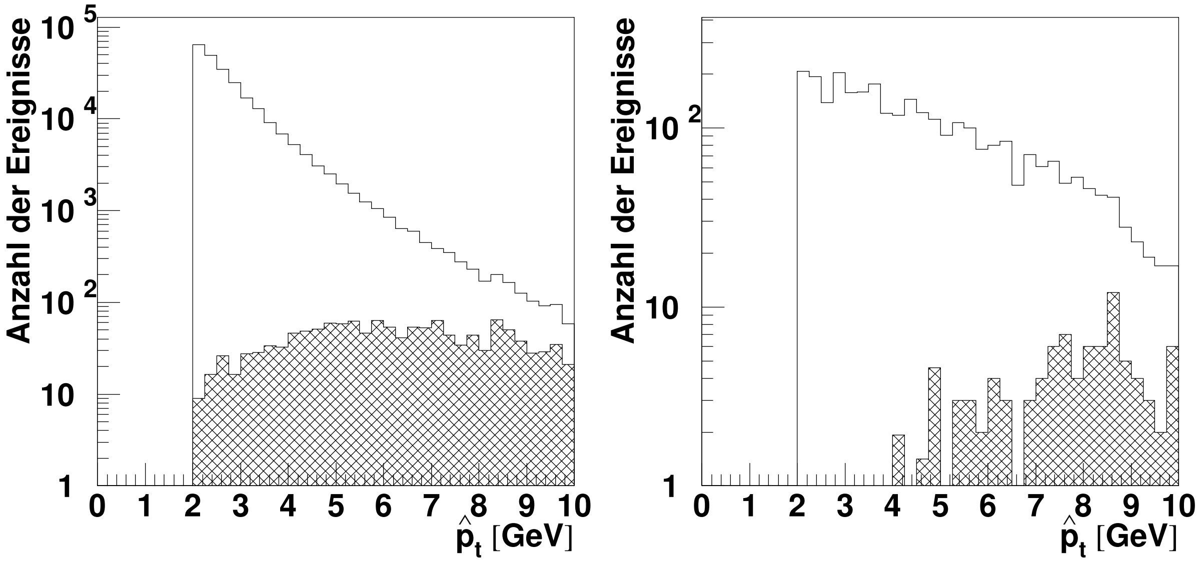


Abbildung C.2: Die Verteilung des $\hat{p}_T$ in aufgelösten (links) und direkten (rechts) Photoproduktionsereignissen. Es ist die $\hat{p}_T$-Verteilung aller Ereignisse (weiß) des 'Multiple-Interaction'-Monte-Carlos des Generators PYTHIA (Abschnitt D) im Vergleich zu 2-Jet-Ereignissen (schraffiert) dargestellt, deren Jets einen Cone-Radius $R = 1,0$ und eine minimale transversale Energie von 8 GeV besitzen.

Anhang D

Das Monte-Carlo der Photoproduktion

Die im Detektor stattfindenden Wechselwirkungen zwischen Eichbosonen und den Quarks oder Gluonen im Proton lassen sich nur durch im Endzustand der Streureaktion vorhandene Hadronen und Leptonen beobachten. Die Beziehung zwischen den Elementarteilchen in der Streureaktion und der im Detektor beobachteten Teilchen ist dabei sehr kompliziert. Um diese Beziehung abschätzen zu können, wird eine Monte-Carlo Simulation verwendet.

In einer Monte-Carlo-Simulation wird von einem oder mehreren Generatoren eine Wechselwirkung zwischen Elementarteilchen generiert. Daraufhin simuliert der Generator den Prozeß der Hadronisation der Partonen der Streureaktion. Darauf wird der Durchgang der Hadronen und Leptonen durch den Detektor simuliert. Das Simulationsprogramm erzeugt damit Daten, die direkt mit den Daten aus dem Detektor verglichen werden können. Die Ereignisse im Monte-Carlo können darauf ebenfalls rekonstruiert werden und die Selektions- und Analyseprozesse, die auf die Daten angewendet werden, durchlaufen. Mit einem komplett simuliertem Monte-Carlo läßt sich folglich abschätzen, wie gut verschiedene theoretische Modelle die Streureaktionen beschreiben.

In dieser Diplomarbeit wird ein Monte-Carlo für Photoproduktionsprozessen verwendet, das mit den beiden Generatoren IJRAY [35] und PYTHIA [34] generiert wurde. Die Wechselwirkung der entstandenen Leptonen und Hadronen mit dem Detektor wurde mit dem Programm H1SIM [33] simuliert. Diese Programme werden im folgenden kurz vorgestellt.

D.1 IJRAY

Mit dem Generator IJRAY wird die Abstahlung der Photonen vom Elektron simuliert. Das Programm benutzt dabei den exakten Flußfaktor der Photonen statt der Weizsäcker-Williams-Näherung. Außerdem wird der Viererimpuls des gestreuten Elektrons berechnet. Daraufhin wird der Generator PYTHIA aufgerufen.

D.2 PYTHIA

Der Generator PYTHIA simuliert den harten Streuprozeß zwischen dem von IJRAY erzeugten Photon und den Partonen im Proton. Dabei werden im verwendeten Monte-Carlo aufgelöste und direkte Prozesse unterschiedlich simuliert.

In direkten Ereignissen wird die Boson-Gluon-Fusion und die Compton-QCD-Streuung berechnet. Prozesse mit den leichten Quarks *up*, *down* und *strange* und Ereignisse mit schweren Quarks, meistens *charm*-Quarks, im harten Streuprozeß werden dabei getrennt simuliert.

In aufgelösten Ereignissen wird dagegen das Modell der Vielfach-Wechselwirkung angewendet. Dieses Modell wurde schon erfolgreich bei der Simulation von Proton-Antiprotonreaktionen angewendet. Dabei wird ein harter Streuprozess simuliert, der zwischen einem Parton des Photons und dem Proton stattfindet. Zusätzlich wird aber noch eine weitere Wechselwirkung zwischen dem nicht an der harten Streureaktion teilnehmenden Parton des Photons und den beiden verbliebenen Partonen im Proton simuliert. Durch diese zusätzliche Wechselwirkung wird die Summe der transversalen Energie des Ereignisses erhöht.

PYTHIA berechnet den harten Streuprozeß als einen $2 \rightarrow 2$ Prozeß, d. h. zwei Partonen laufen in den harten Subprozeß und zwei Partonen laufen aus dem harten Subprozeß. Der Prozeß wird in Störungstheorie erster Ordnung gerechnet. Dies ist aber nur bei großem Impulsübertrag im harten Subprozeß erlaubt, wenn die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung kleiner eins wird. Das Quadrat des Transversalimpulses der Partonen im harten Streuprozesses $\hat{p}_T$ ist hier ein wichtiger Parameter. Für $\hat{p}_T \rightarrow 0$ divergiert der Wirkungsquerschnitt für masselose Partonen in erster Ordnung. Daher wird ein Schnitt mit $\hat{p}_T$durchgeführt, es werden nur Ereignisse mit $\hat{p}_T > \hat{p}_T^{Schnitt}$ simuliert. Im verwendeten Monte-Carlo wurde $\hat{p}_T^{Schnitt}$ zu 2 GeV gewählt.

Die Streureaktion wird von PYTHIA nur im Modell erster Ordnung gerechnet. Beiträge höherer Ordnung werden in diesem Monte-Carlo näherungsweise durch Partonschauer berücksichtigt. In Partonschauern strahlen die Partonen vor und nach der harten Streureaktion weitere Partonen ab.

Darauf wird vom Programm JETSET [34] die Fragmentation der Partonen in farbneutrale Hadronen simuliert. In JETSET wird das Modell der String-Fragmentation verwendet. Dabei bilden sich zwischen den Partonen farbneutrale Strings aus, an deren Ende sich jeweils ein Quark und ein Antiquark befinden. Die Strings haben eine konstante Energiedichte von ungefähr 1 GeV/fm. Somit steigt die Energie der Strings an, wenn sich die Quarks am Ende auseinander bewegen. Ist die potentielle Energie eines Strings groß genug, kann der String zerreißen und an den beiden neuen Enden entstehen neue Quarks. Dieser Vorgang wiederholt sich so lange, bis die potentielle Energie der Strings nicht mehr ausreicht, um weitere Quarks zu bilden. Die verbleibenden Strings verlassen als farbneutrale Hadronen die Streureaktion.

Haben die Hadronen eine mittlere Lebensdauer von unter 10^{-8}s, so werden die Hadronen als instabile Teilchen betrachtet. Die Zerfälle der Teilchen werden ebenfalls simuliert. Dabei entstehende Teilchen mit einer mittleren Lebensdauer von über 10^{-8}s werden als stabile Teilchen betrachtet, die das Kalorimeter erreichen können. Diese stabilen Teilchen sind das Elektron, die geladenen Pionen und Kaonen, das Photon, das Proton, das Neutron, das Myon und Baryonen mit *Strangeness*.

D.3 H1SIM

Das Programm H1SIM simuliert den Flug der von JETSET produzierten Teilchen durch durch den H1-Detektor. H1SIM basiert auf dem Programmpaket GEANT, das speziell zur Simulation des H1-Detektors angepaßt wurde. Das Programm erzeugt Daten, wie sie der Detektor auch liefern würde.

Das Monte-Carlo wurde noch mit H1REC vollständig rekonstruiert, sodaß es direkt mit den Daten des Detektors verglichen werden kann. Insgesamt wurden $588\,\mathrm{nb}^{-1}$ aufgelöste Ereignisse, $744\,\mathrm{nb}^{-1}$ direkte Ereignisse mit leichten Quarks und $1235\,\mathrm{nb}^{-1}$ direkte Ereignisse mit schweren Quarks simuliert.

Anhang E

Auflösung der Rekonstruktion von $x_\gamma$und x_p

In Abschnitt 6.2 wurde die Qualität der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden für x_γ und x_p untersucht. Die einzelnen Korrelationen werden in diesem Anhang gezeigt. Es wird jeweils der relative Fehler und die Korrelation *rekonstruierten* Wert zu *wahrem* Wert im Monte-Carlo berechtet. Für x_γ in direkten Ereignisse wird diese Korrelation nicht gezeigt, da $x_\gamma^{gen} = 1$ ist. Der relative Fehler der Berechnung ist dann gleich der Differenz zwischen wahrem und berechneten Wert.

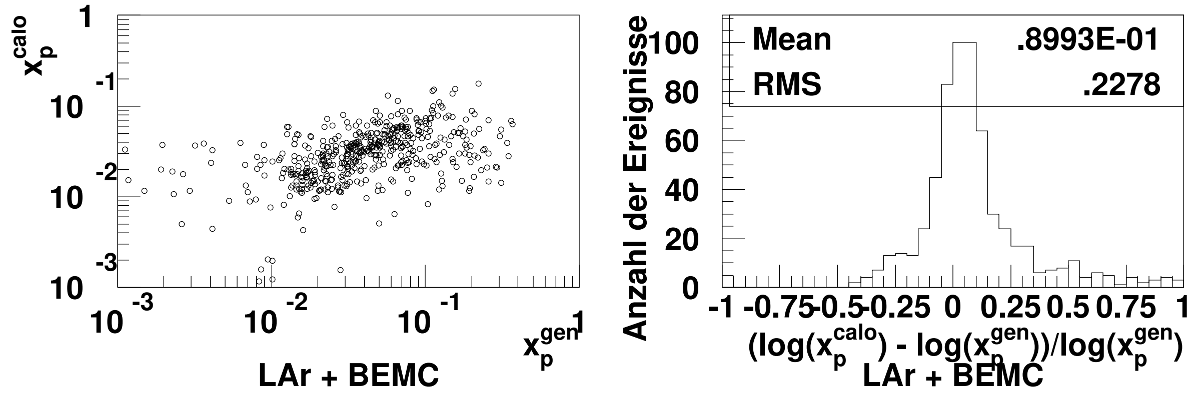


Abbildung E.1: Die Korrelation x_p^{calo} zu x_p^{gen} (links) und der logarithmische relative Fehler $\frac{\log x_p^{calo} - \log x_p^{gen}}{\log x_p^{calo}}$ (rechts) im Monte-Carlo für aufgelöste Prozesse, x_γ^{calo} wurde mit einem Jetconeradius $R = 0,7$ im LAr und BEMC berechnet.

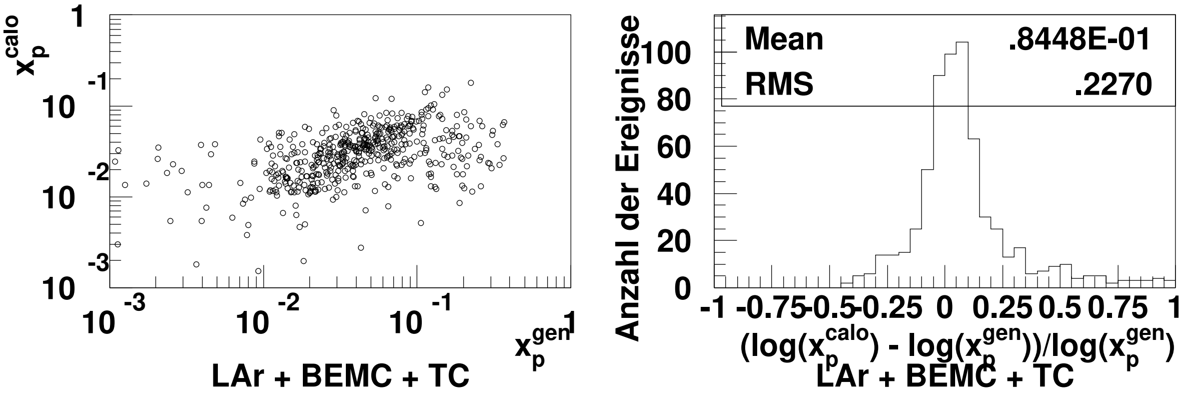


Abbildung E.2: Die Korrelation x_p^{calo} zu x_p^{gen} (links) und der logarithmische relative Fehler $\frac{\log x_p^{calo} - \log x_p^{gen}}{\log x_p^{calo}}$ (rechts) im Monte-Carlo für aufgelöste Prozesse, x_γ^{calo} wurde mit einem Jetconeradius $R = 0,7$ im LAr, BEMC und TC berechnet.

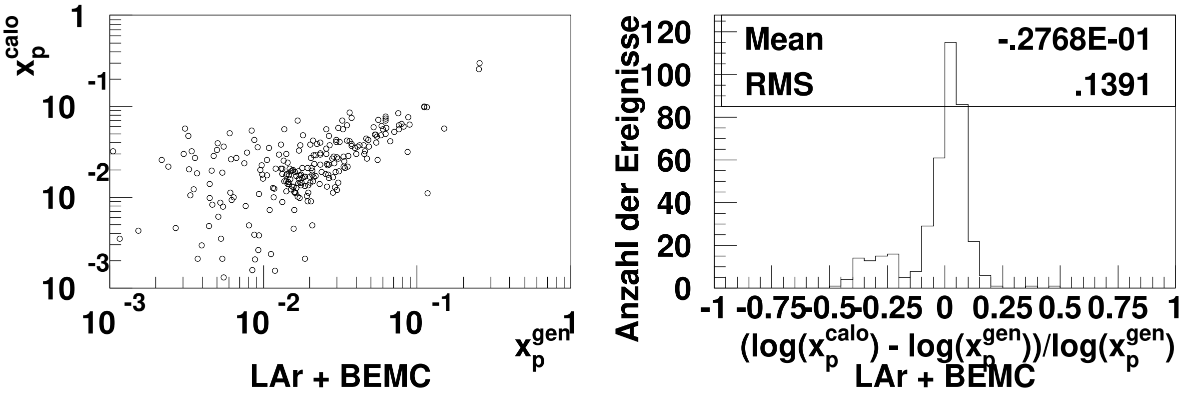


Abbildung E.3: Die Korrelation x_p^{calo} zu x_p^{gen} (links) und der logarithmische relative Fehler $\frac{\log x_p^{calo} - \log x_p^{gen}}{\log x_p^{calo}}$ (rechts) im Monte-Carlo für direkte Prozesse, x_γ^{calo} wurde mit einem Jetconeradius $R = 0,7$ im LAr und BEMC berechnet.

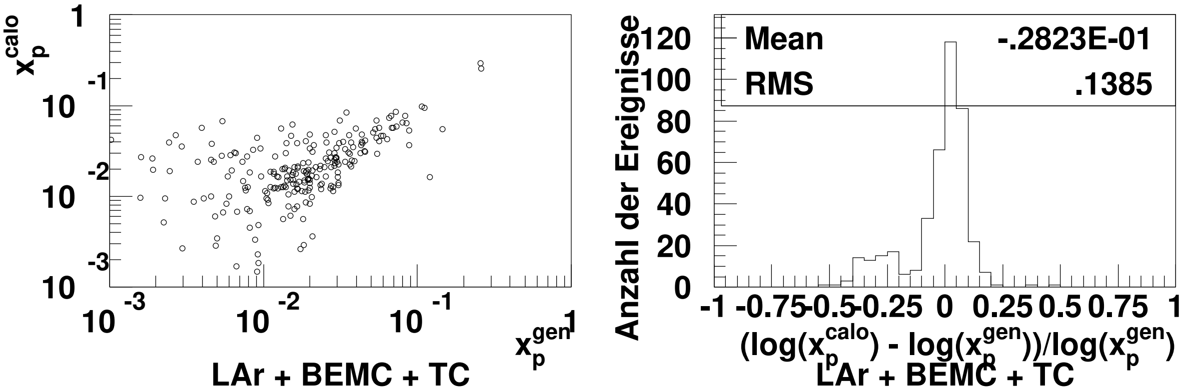


Abbildung E.4: Die Korrelation x_p^{calo} zu x_p^{gen} (links) und der logarithmische relative Fehler $\frac{\log x_p^{calo} - \log x_p^{gen}}{\log x_p^{calo}}$ (rechts) im Monte-Carlo für direkte Prozesse, x_γ^{calo} wurde mit einem Jetconeradius $R = 0,7$ im LAr, BEMC und TC berechnet.

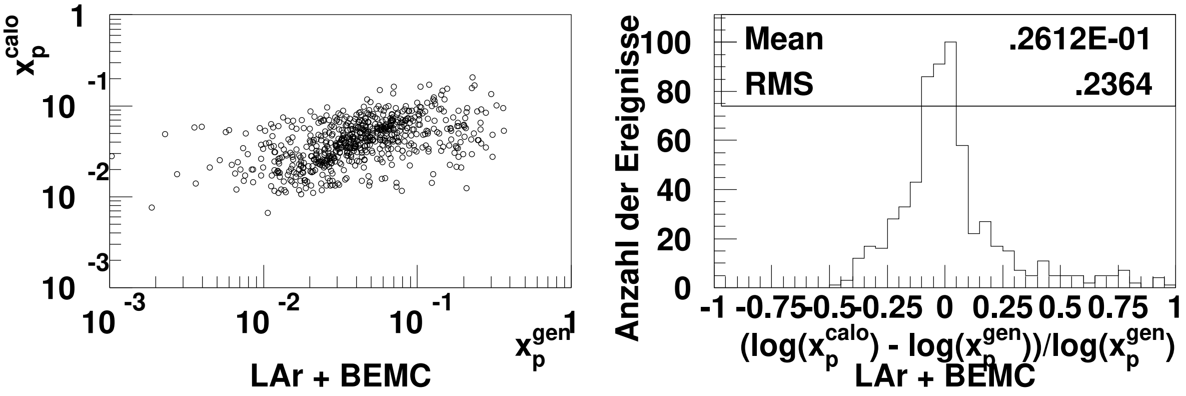


Abbildung E.5: Die Korrelation x_p^{calo} zu x_p^{gen} (links) und der logarithmische relative Fehler $\frac{\log x_p^{calo} - \log x_p^{gen}}{\log x_p^{calo}}$ (rechts) im Monte-Carlo für aufgelöste Prozesse, x_γ^{calo} wurde mit einem Jetconeradius $R = 1,0$ im LAr und BEMC berechnet.

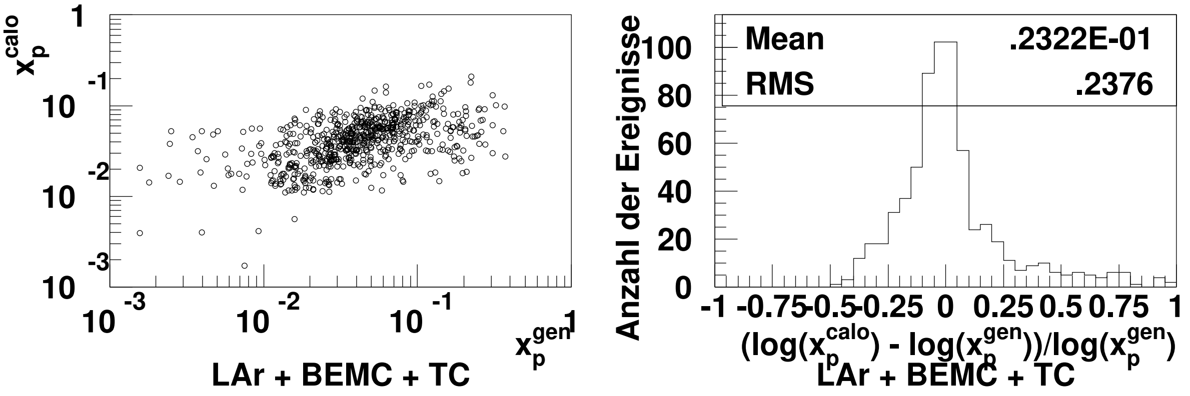


Abbildung E.6: Die Korrelation x_p^{calo} zu x_p^{gen} (links) und der logarithmische relative Fehler $\frac{\log x_p^{calo} - \log x_p^{gen}}{\log x_p^{calo}}$ (rechts) im Monte-Carlo für aufgelöste Prozesse, x_γ^{calo} wurde mit einem Jetconeradius $R = 1,0$ im LAr, BEMC und TC berechnet.

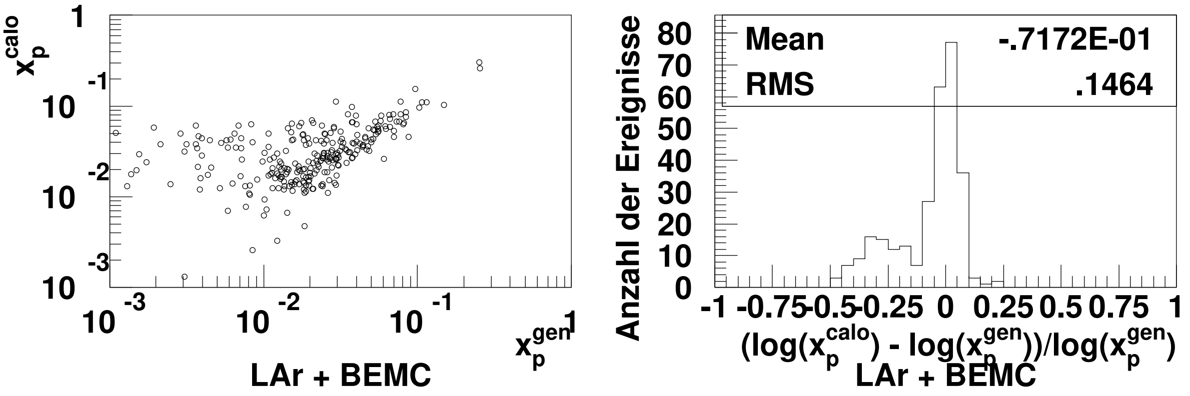


Abbildung E.7: Die Korrelation x_p^{calo} zu x_p^{gen} (links) und der logarithmische relative Fehler $\frac{\log x_p^{calo} - \log x_p^{gen}}{\log x_p^{calo}}$ (rechts) im Monte-Carlo für direkte Prozesse, x_γ^{calo} wurde mit einem Jetconeradius $R = 1,0$ im LAr, BEMC berechnet.

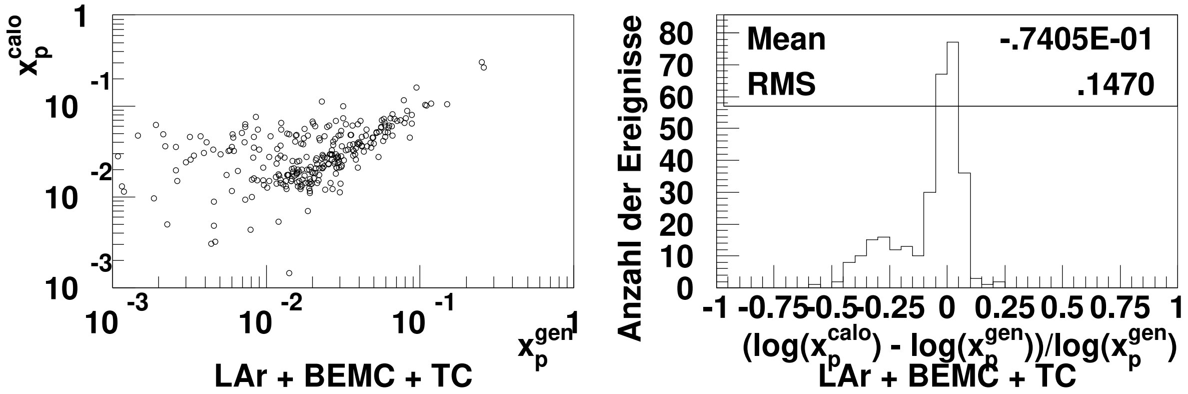


Abbildung E.8: Die Korrelation x_p^{calo} zu x_p^{gen} (links) und der logarithmische relative Fehler $\frac{\log x_p^{calo} - \log x_p^{gen}}{\log x_p^{calo}}$ (rechts) im Monte-Carlo für direkte Prozesse, x_γ^{calo} wurde mit einem Jetconeradius $R = 1,0$ im LAr, BEMC und TC berechnet.

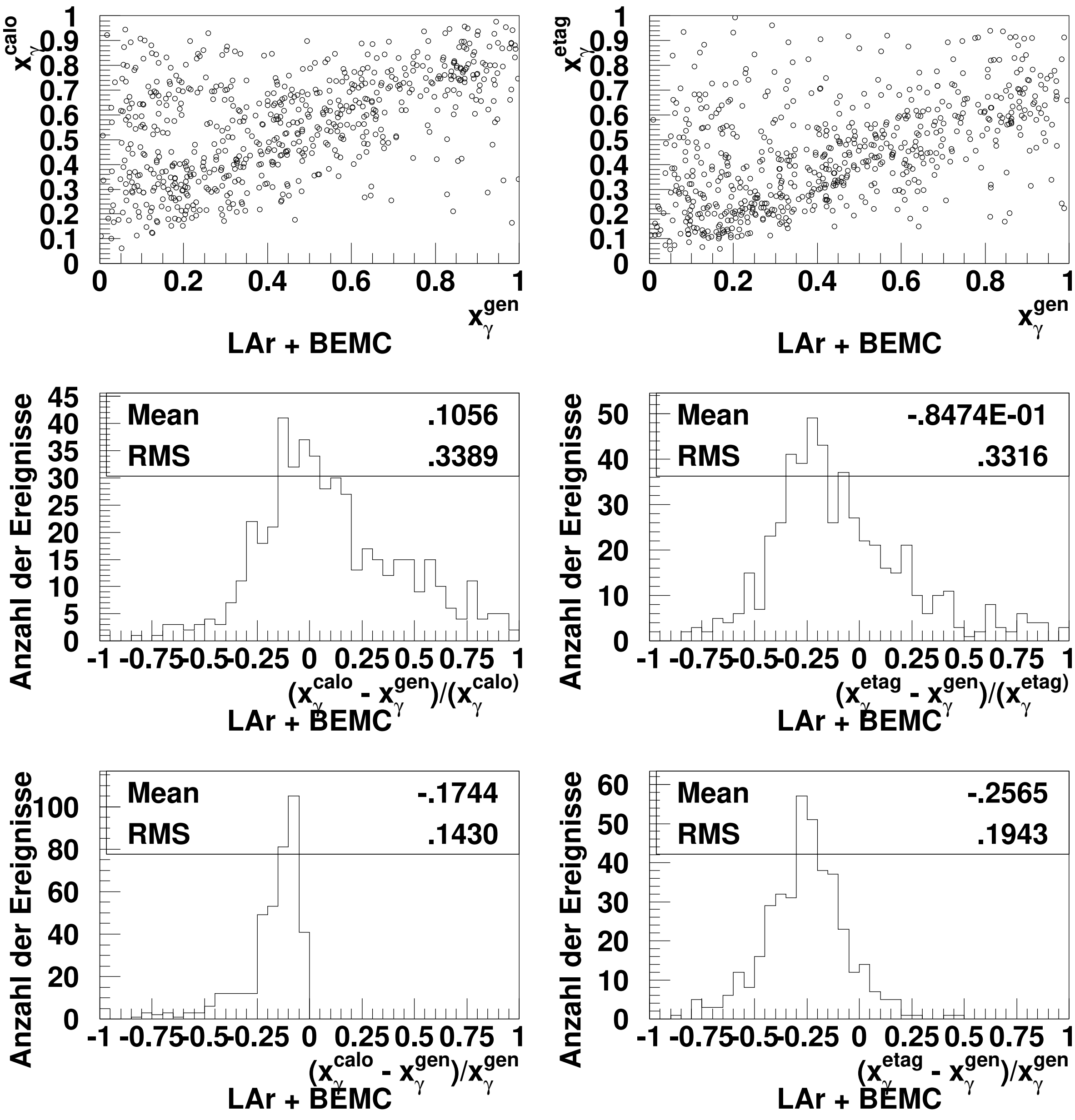


Abbildung E.9: Die Verteilungen für x_γ^{calo} (links) und x_γ^{eTag} (rechts). Die Abbildungen zeigen die Korrelation x_γ^{calo} bzw. x_γ^{eTag} zu x_γ^{gen}(oben) und den relativen Fehler der x_γ-Berechnung im Monte-Carlo für aufgelöste Prozesse (Mitte) und für direkte Prozesse (unten). Die Werte wurden mit $R = 0,7$ und dem LAr und BEMC berechnet.

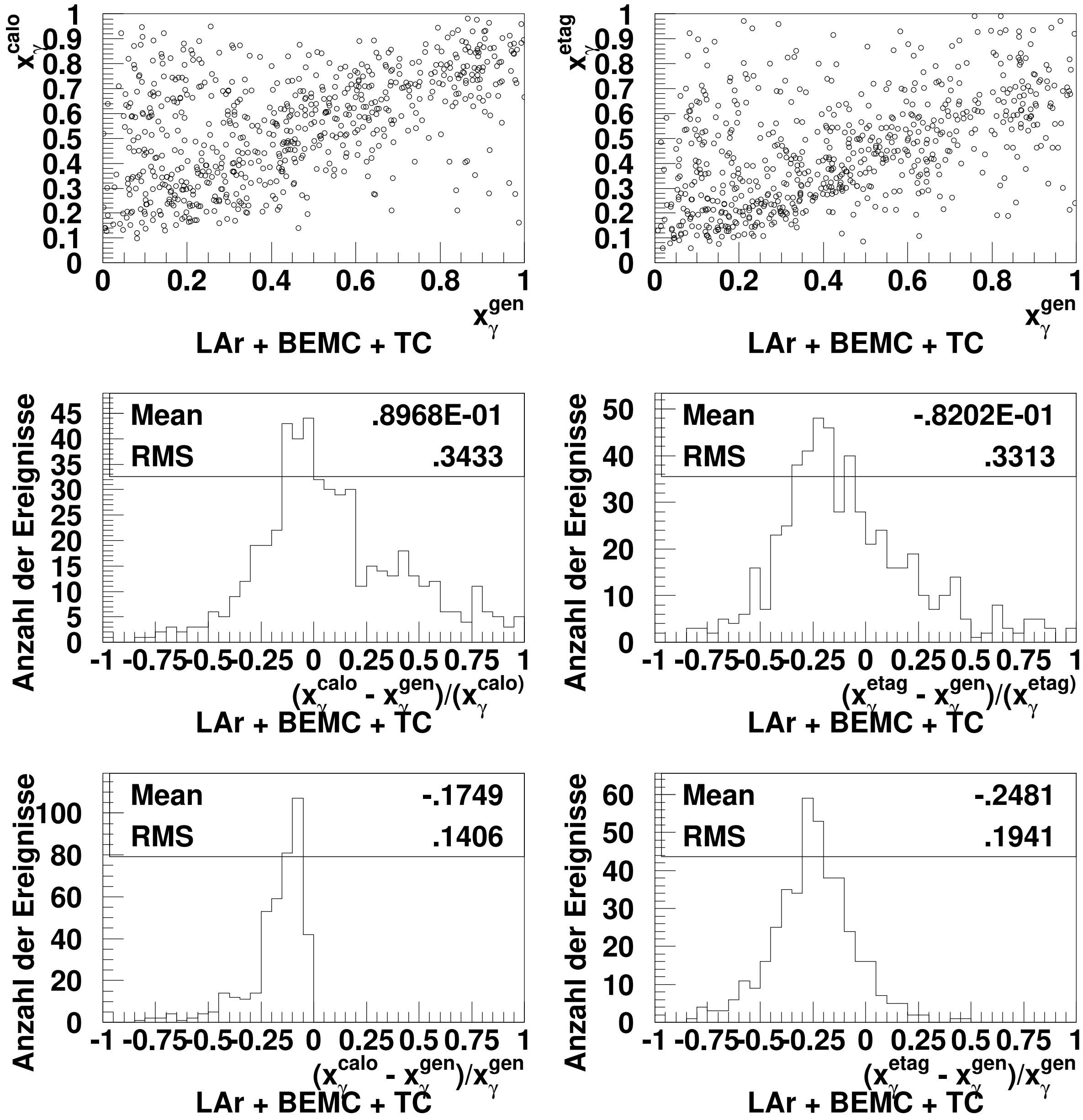


Abbildung E.10: Die Verteilungen für x_γ^{calo} (links) und x_γ^{eTag} (rechts). Die Abbildungen zeigen die Korrelation x_γ^{calo} bzw. x_γ^{eTag} zu x_γ^{gen}(oben) und den relativen Fehler der x_γ-Berechnung im Monte-Carlo für aufgelöste Prozesse (Mitte) und für direkte Prozesse (unten). Die Werte wurden mit $R = 0,7$ und dem LAr, BEMC und TC berechnet.

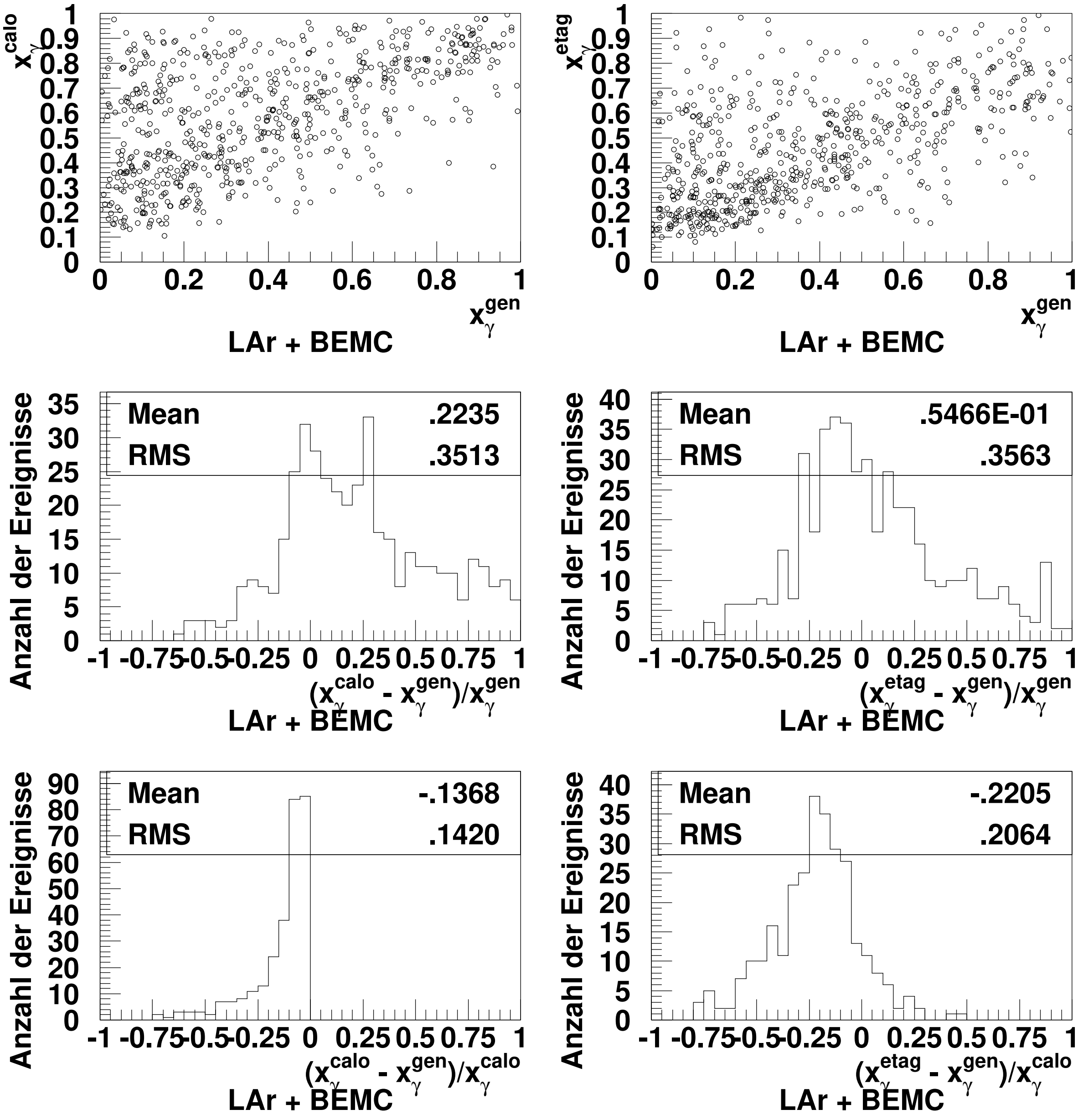


Abbildung E.11: Die Verteilungen für x_γ^{calo} (links) und x_γ^{eTag} (rechts). Die Abbildungen zeigen die Korrelation x_γ^{calo} bzw. x_γ^{eTag} zu x_γ^{gen}(oben) und den relativen Fehler der x_γ-Berechnung im Monte-Carlo für aufgelöste Prozesse (Mitte) und für direkte Prozesse (unten). Die Werte wurden mit $R = 1,0$ und dem LAr und BEMC berechnet.

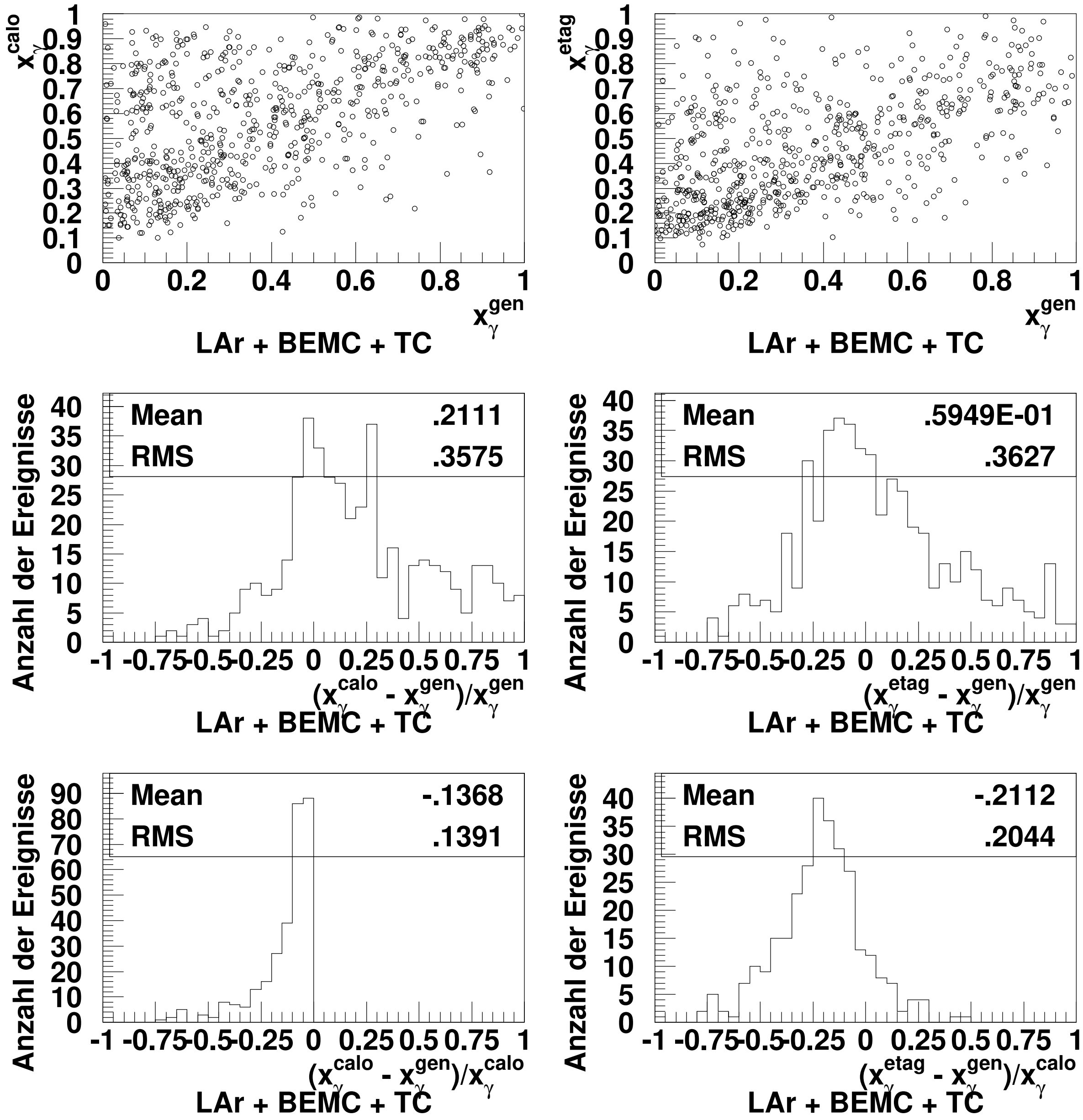


Abbildung E.12: Die Verteilungen für x_γ^{calo} (links) und x_γ^{eTag} (rechts). Die Abbildungen zeigen die Korrelation x_γ^{calo} bzw. x_γ^{eTag} zu x_γ^{gen}(oben) und den relativen Fehler der x_γ-Berechnung im Monte-Carlo für aufgelöste Prozesse (Mitte) und für direkte Prozesse (unten). Die Werte wurden mit $R = 1,0$ und dem LAr, BEMC und TC berechnet.

Literaturverzeichnis

[1] „DESY 93 - Das Jahrbuch des Forschungszentrums DESY“, 1994, S.49.

[2] G. Ingelman, et al., „Deep Inelastic Physics and Simulation“, 1987, Proc. of the HERA Workshop Vol. 1, S. 3 - 17.

[3] American Institute of Physics, „Review of Particle Properties“, Phys. Rev. D, Vol 50, Number 3, S. 1292.

[4] American Institute of Physics, „Review of Particle Properties“, Phys. Rev. D, Vol 50, Number 3, S. 1280.

[5] J. E. Huth, et al., „Toward a Standardization of Jet Definitions“, 1990, FERMILAB-Conf-90/249-E

[6] G. A. Schuler, T. Sjöstrand, „Towards a Complete Description of High-Energy Photoproduktion“, CERN-TH. 6796/93.

[7] Analytisch berechnete Wirkungsquerschnitte wurden von J. R. Forshaw vom „Rutherford Appleton Laboratory“ zur Verfügung gestellt.

[8] Persönliche Mitteilung von J. R. Forshaw vom „Rutherford Appleton Laboratory“.

[9] J. R. Forshaw, R. G. Roberts, „Determining the gluon distributions in the proton and photon from two-jet production at HERA“, 1993, Phys. Lett. **B 319**, S. 539.

[10] J. R. Forshaw, R. G. Roberts, „Direct photoproduction of jets in the k_t-factorisation prescription“, 1994, RAL-preprint 94-028.

[11] F. Jacquet, A. Blondel, „Proceedings of the study of an ep-facility for Europe“, 1979, DESY 79/48, S. 393.

[12] C. F. Weizsäcker, 1934, Z. Phys. **88**, S. 612.
E. J. Williams, 1934, Phys. Rev. **45**, S. 729.

[13] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts, 1993, Phys. Lett. **B 306**, S. 145.

[14] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts, RAL preprint RAL-94-055, Durham preprint DTP/94/34.

[15] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, 1993, Phys. Lett. **B 306**, S. 391.

[16] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, V. S. Fadin, Sov. Phys. JETP **45**, S. 199.
Ya. Ya. Balitsky, L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys., 1977, **28**, S. 822.

[17] M. Drees, K. Grassie, 1985, Z. Phys **C 28**, S. 451.

[18] H. Abramowicz, K. Charchula, A. Levy, 1991, Phys. Lett. **B 269**, S. 458.

[19] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, 1992, Phys. Rev. **D 46**, S. 1973.

[20] G. Wolf, „HERA Physics“, 1994, DESY 94-022.

[21] OMEGA Photon Collab. (R. J. Apsimon, et al.), „Inclusive photoproduction of single charged particles at high p_T“, 1989, Z. Phys. **C 43**, S. 63.

[22] I. Abt, J. R. Smith, „MC Upgrades to Study Untagged Events“, 1992, H1-10/92-249.
J. R. Smith, „An Experimentalist's Guide to Photon Flux Calculations“, 1992, H1-12/92-259.
J. R. Smith, B. D. Burow, „Photon Fluxes with Particle Beam Mass Effects and Polarizations“, 1994, H1-01/94-338.

[23] H1 Collaboration (I. Abt, et al.), 1993, Phys. Lett. **B314**, S. 436.

[24] ZEUS Collaboration (M. Derrick, et. al), „Measurement of Two-Jet Cross Sections in Photoproduction at HERA“, 1994, ICHEP94 Ref. 0682.

[25] H1 Collaboration (I. Abt, et al.), „Inclusive Charged Particle Cross Sections in Photoproduction at HERA', 1994, Phys. Lett. **B 328**, S. 176.

[26] H1 Collaboration (I. Abt, et al.), „Scaling Violations of the Proton Structure Function F_2 at Small x“, 1994, Phys. Lett. **B 321**, S. 161.

[27] H1 Collaboration (I. Abt, et al.), „Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the Low x Region at HERA“, 1993, Nucl. Phys. **B 407**, S. 515.

[28] H1 Collaboration (I. Abt, et al.), „First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA“, 1994, Phys. Lett. **B 324**, S. 241.

[29] H1 Collaboration (I. Abt, et al.), „Energy Flow and Charged Particle Spectra in Deep Inelastic Scattering at HERA“, 1994, DESY 94-033.

[30] H1 Collaboration (I. Abt, et al.), „The H1-Detector at HERA“, DESY 93-103.

[31] U. Braun, et al., „A Guide to PHAN, an H1 physics analysis package“, H1-interne Anleitung.

[32] J. Kurzhöfer, „The QJCONE jet algorithm and its implementation in H1PHAN“, 1994, H1-08/94-375.

[33] Handbuch zu H1SIM, H1 interne Veröffentlichung.

[34] T. Sjöstrand, „PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3“, 1992, CERN-TH.6488/92

[35] I. Abt, „Manual to IJRAY“, 1993, H1-05/93-290

[36] R. Brun „GEANT Program Manual“, 1992, CERN program library

Danksagung

Ich danke Herrn Dr. Stamm für die Bereitstellung des Themas dieser Diplomarbeit. Ich möchte Dieter Dau danken, daß er mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand, auch wenn das Thema sich mal nicht um Physik drehte. Großer Dank geht auch an Rainer Prosi, der mich in vielen Diskussionen über Physik immer wieder motiviert hat.

Dank geht auch an Jonathan Butterworth und Jeff Forshaw für die Hilfe und die Diskussionen während der Bestimmung der Gluonendichten.

Weiterer Dank geht an Claudia, Stephan und meine Mutter für das Korrekturlesen der Arbeit.

Ich danke auch der Kieler Arbeitsgruppe für ihre Hilfsbereitschaft und die gute Laune.

Zu guter letzt möchte ich mich besonders bei meinen Eltern bedanken, die mir dieses Studium ermöglicht haben.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, daß ich diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt habe.

Kiel, den ....
(Unterschrift)