INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Helmut Hufnagel
aus Dortmund

Tag der mündl. Prüfung: 21. Dezember 1994

Messung der Partondichten im Photon in harten Photon-Proton-Kollisionen bei HERA

Gutachter: Prof. Dr. Franz Eisele
Prof. Dr. Karlheinz Meier

Für Antonia Sophie

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Am Elektron-Proton-Speicherring HERA, dessen Betrieb 1992 aufgenommen wurde, können Elektronen und Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von $\approx 300GeV$ zur Kollision gebracht werden. Diese Schwerpunktsenergie liegt eine Größenordnung über den bisher bei „fixed-target“ Experimenten erreichten Energien, so daß HERA die Untersuchung eines bisher unerschlossenen kinematischen Bereich in der Lepton-Nukleon-Streuung ermöglicht. Aus den Daten der HERA-Experimente können Erkenntnisse über zahlreiche physikalische Fragestellungen gewonnen werden. Wichtige Themen bei der Datenanalyse sind z.B. die Messung der Protonstrukturfunktion, die Suche nach „exotischen“ Teilchen, die Erzeugung schwerer Quarks und Tests des Standardmodells.

Weiterhin liefert HERA auch die Möglichkeit, Wechselwirkungen von Protonen mit quasireellen Photonen zu beobachten, die von den Elektronen abgestrahlt werden. Dabei zeigt sich, daß das Photon sowohl als Teilchen mit „punktförmiger“ Kopplung, als auch als Teilchen mit partonischer Struktur auftreten kann. Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung dieser komplizierten Struktur des Photons durch die Analyse von „harten“ Photon-Proton Wechselwirkungen mit dem Ziel der Messung der Partondichten im Photon. Die vorgestellte Analyse beruht auf Daten, die in der Betriebsperiode 1993 mit dem H1-Experiment aufgezeichnet wurden.

In den beiden folgenden Kapiteln 2 und 3 wird zunächst ein Überblick über den Aufbau des Experiments und die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung von Photon-Proton-Wechselwirkungen gegeben.

Anschließend wird in Kapitel 4 die Selektion der Ereignisse für die Analyse und die Ereignissimulation auf der Basis eines Monte-Carlo-Modells beschrieben. In Kapitel 5 werden die gemessenen Daten mit dem Monte-Carlo-Modell verglichen, bevor in Kapitel 6 die Messung der Partondichten im Photon vorgestellt wird.

Kapitel 2

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA und das H1-Experiment

Die in den weiteren Kapiteln diskutierte Analyse basiert auf Daten des H1-Experiments am Elektron-Proton-Speicherring HERA (DESY[1], Hamburg). Im folgenden wird der Aufbau des H1-Detektors und der Speicherringanlage kurz erläutert. Dabei stehen besonders die Detektorkomponenten im Vordergrund, die in der nachfolgend beschriebenen Analyse Verwendung finden.

2.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA

Die Elektron-Proton-Ring-Anlage HERA ist der erste Speicherring, bei dem Elektron- und Proton-Strahlen miteinander wechselwirken [1]. Der etwa 6.3 km lange Ring besteht aus zwei separaten Strahlrohren für den Elektronen- und Protonenstrahl. Beide Strahlen können an vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht werden. An zwei Kollisionspunkten sind die Detektoren H1 und ZEUS aufgebaut (eine Übersicht über den Aufbau des H1-Detektor wird in den folgenden Abschnitten gegeben; eine Beschreibung des ZEUS-Detektors findet sich z.B. in [2]).

Der Speicherring HERA wurde 1992 zum ersten Mal in Betrieb genommen. Abb. 2.1 zeigt einen schematischen Überblick über den Speicherring und die Vorbeschleuniger. Die Elektronen und Protonen werden vor der Injektion in den Speicherring HERA durch die Linearbeschleuniger und anschließend in den Beschleunigern DESY und PETRA vorbeschleunigt. Die Injektionsenergie beträgt $12GeV$ für die Elektronen und $40GeV$ für die Protonen. Nach der Injektion in HERA werden die Elektronen und Protonen jeweils auf die endgültigen Strahlenergien beschleunigt. Die in dieser Arbeit analysierten Daten stammen aus der Datennahmeperiode 1993. In dieser Betriebsperiode betrugen die Strahlenergien $E_e = 26.7GeV$ für den Elektronstrahl und $E_p = 820GeV$ für den Protonstrahl. Dabei wurde eine maximale Luminosität von $L \approx 0.15 \times 10^{-31} cm^{-2} s^{-1}$ erreicht. Die beschleunigten Elektronen und Protonen sind bei HERA in Paketen („bunches“) zusammengefaßt, die etwa 10^{10}-10^{11} Teilchen enthalten. Die Ausdehnung dieser Pakete, aus der sich die Länge der Wechselwirkungszone

---

[1] Deutsches Elektronen-Synchrotron

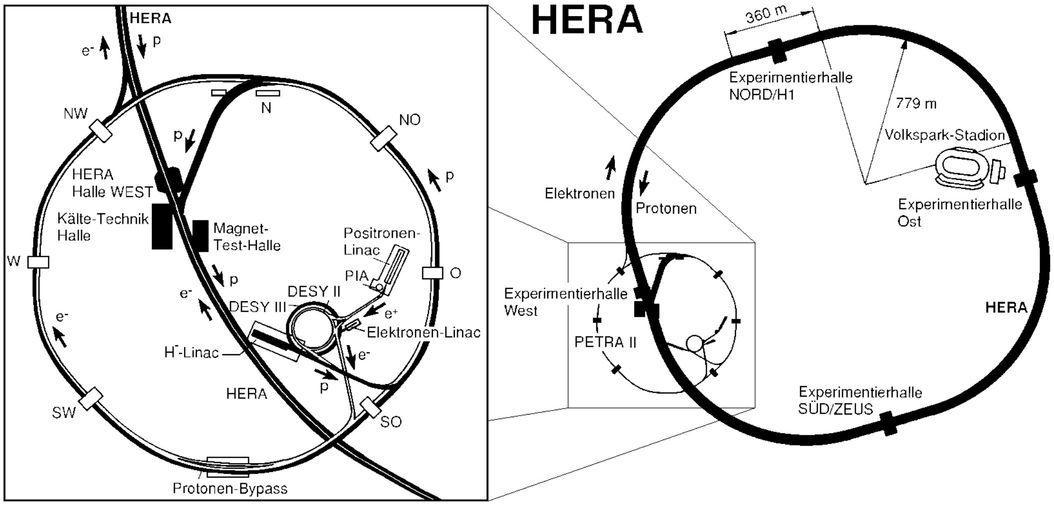

Abbildung 2.1: Der Speicherring HERA und die Vorbeschleuniger am Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg.

entlang der z-Achse ergibt, betrug in der betrachteten Betriebsperiode $\sigma_z \approx 200mm$ für die Proton- und $\sigma_z \approx 10mm$ für die Elektron-Pakete.

Die Schwerpunktsenergie bei HERA von etwa $300GeV$ im Elektron-Proton-System liegt eine Größenordnung über den bisher in „fixed target“ Lepton-Nukleon Streuexperimenten mit „ruhenden“ Nukleonen erreichten Schwerpunktsenergien. Die damit verbundene Erweiterung des experimentell zugänglich kinematischen Bereiches in der Lepton-Nukleon-Streuung stellt eine wichtige Motivation für den Bau von HERA dar.

2.2 Der H1-Detektor

Da bei HERA das Elektron-Proton-Schwerpunktssystem nicht mit dem Laborsystem übereinstimmt, sondern einen Lorentz-„Boost“ entlang der Protonstrahlrichtung aufweist, wurde für den H1-Detektor ein asymmetrischer Aufbau gewählt, der im Vorwärtsbereich eine bessere Messung des hadronischen Energieflusses (im Vergleich zum Rückwärtsbereich) ermöglicht[2].

Abb. 2.2 zeigt eine schematische Darstellung des H1-Detektors. Im Innern des Detektors befinden sich die zentralen und Vorwärts-Spurkammern (2,3), die das Strahlrohr (1) umschließen. Die Spurkammern werden vom Kryostaten des flüssig-Argon Kalorimeters umschlossen. Dieses Kalorimeter ist in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil gegliedert (4,5). Das Kalorimeter und die inneren Spurkammern befinden sich innerhalb eines parallel zur z-Achse ausgerichteten magnetischen Feldes ($B = 1.15T$ im Bereich der Spurkammern), das durch eine supraleitende Spule (6) erzeugt wird. Das Eisenjoch (10) zur

---

[2] Als Vorwärtsrichtung wird die Richtung des Protonenstrahls bezeichnet.

Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des H1-Detektors.

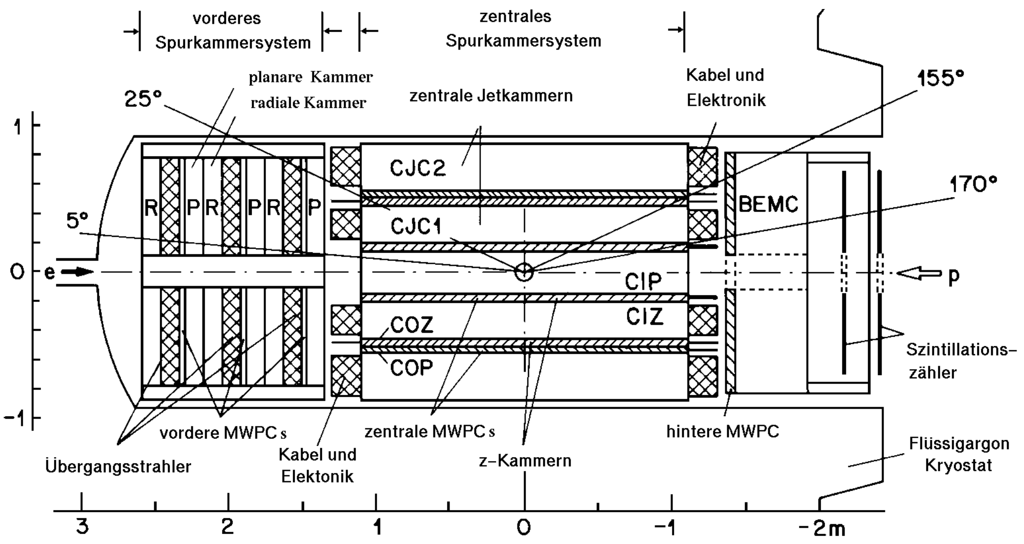

Abbildung 2.3: Schnitt durch die inneren Spurkammern.

Rückführung des magnetischen Flusses ist mit Streamerrohrkammern instrumentiert, die zusammen mit zusätzlichen Myonkammern (9) zur Identifikation und Spurmessung von Myonen dienen. Außerdem können im instrumentierten Eisen „Ausläufer“ von hadronischen Schauern, die nicht vollständig im flüssig-Argon Kalorimeter enthalten sind, nachgewiesen werden. In Vorwärtsrichtung steht zusätzlich ein System aus einem Toroidmagneten (11) und weiteren Driftkammerebenen (9) zur Analyse von Myonspuren zur Verfügung. Das flüssig-Argon Kalorimeter wird im Rückwärtsbereich durch ein Blei-Szintillator- (12) und im Vorwärtsbereich durch ein Silizium-Kupfer-Kalorimeter (13) ergänzt. Hinter dem rückwärtigen Kalorimeter (vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen) befindet sich ein aus zwei Szintillatorebenen bestehendes Flugzeitzählersystem, das zur Untergrundunterdrückung benötigt wird. Zur Messung der Luminosität dienen zwei weitere Kristall-Kalorimeter in einer Entfernung von $33m$ („Elektron-Tagger“) und $103m$ („Photon-Tagger“) vom Wechselwirkungspunkt in negativer z-Richtung.

Nach dieser kurzen Übersicht über den Aufbau des H1-Detektors wird in den weiteren Abschnitten eine Beschreibung der Komponenten gegeben, die in der nachfolgenden Analyse benötigt werden. Eine ausführliche Erläuterung aller Subdetektoren findet sich in [3].

2.2.1 Die inneren Spurkammern

Abb. 2.3 zeigt einen Schnitt durch die inneren Spurkammern des H1-Detektors, die insgesamt den Polarwinkelbereich $7^o < \Theta < 175^o$ abdecken. Die inneren Spurkammern lassen sich in drei Gruppen zusammenfassen:

Das vordere Spurkammersystem

Das vordere Spurkammersystem überdeckt den Bereich $7^o < \Theta < 25^o$. Dieses Spurkammersystem besteht aus drei identisch aufgebauten Supermodulen. Jedes Supermodul enthält wiederum eine radiale Driftkammer, bei der die Signaldrähte in radialer Richtung gespannt sind und drei gegeneinander verdrehte planare Driftkammern, die zueinander paralelle Signaldrähte senkrecht zur Strahlachse aufweisen. Zwischen den radialen und planaren Kammern befinden sich außerdem ein Übergangsstrahlungsmodul zur Teilchenidentifikation und eine Vieldraht-Proportionalkammer, deren Signale in der ersten Triggerstufe verwendet werden (z_{vertex}-Trigger, Abschnitt 4.1.1).

Das zentrale Spurkammersystem

Das zentrale Spurkammersystem deckt den Bereich $25^o < \Theta < 155^o$ ab. Insgesamt ist dieses System aus 6 konzentrisch angeordneten Kammern aufgebaut. Abb. 2.4 zeigt die Anordnung dieser Kammern in einem Ausschnitt der x-y-Ebene.

Bei der Konstruktion der beiden Jetkammern CJC1 und CJC2 [4] wurde das Konzept der Kammer des JADE-Experiments [5] verwendet. Insgesamt sind 90 gegen die radiale Richtung geneigte Driftzellen vorhanden, die jeweils 24 (in der CJC1) bzw. 32 (in der CJC2) parallel zur Strahlrichtung gespannte Signaldrähte aufweisen. Die Ortsauflösung beträgt $\sigma_{r\Phi} = 170\mu m$ in der x-y-Ebene und $\sigma_z = 2.2cm$ entlang der z-Achse.

Die Jetkammern werden durch zwei Driftkammern (CIZ und COZ [6]) ergänzt, bei denen die Signaldrähte senkrecht zur Strahlachse entlang der Oberfläche eines Zylinders gespannt sind. Diese dünnen Kammern liefern zusätzliche Spurpunkte mit einer guten Ortsauflösung entlang der z-Achse ($\sigma_z = 300\mu m$).

Weiterhin befinden sich im zentralen Bereich zwei zylindrische Vieldraht-Proportionalkammern (CIP und COP [7]), die jeweils aus zwei Lagen bestehen. Mit den Signalen dieser Kammer läßt sich auf der ersten Triggerstufe ein Trigger auf Spuren vom Wechselwirkungspunkt realisieren (Abschnitt 4.1.1).

Die rückwärtige Proportionalkammer

Der Rückwärtsbereich ($155^o < \Theta < 175^o$) wird durch eine weitere Proportionalkammer abgedeckt, die unmittelbar vor dem Rückwärtskalorimeter montiert ist. Mit dieser Proportionalkammer läßt sich der Auftreffpunkt geladener Teilchen auf das rückwärtige Kalorimeter bestimmen.

2.2.2 Das flüssig-Argon Kalorimeter

Das flüssig-Argon Kalorimeter [8] ermöglicht im Polarwinkelbereich $4^o < \Theta < 153$ eine kalorimetrische Messung des Energieflusses mit hoher Granularität (45000 einzelne Kanäle).

Abb. 2.5 zeigt einen Schnitt durch die acht „Räder“ des flüssig-Argon Kalorimeters entlang der y-z-Ebene, die in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil gegliedert sind. Im elektromagnetischen Teil dienen Bleiplatten mit einer Dicke von 20-30 Strahlungslängen

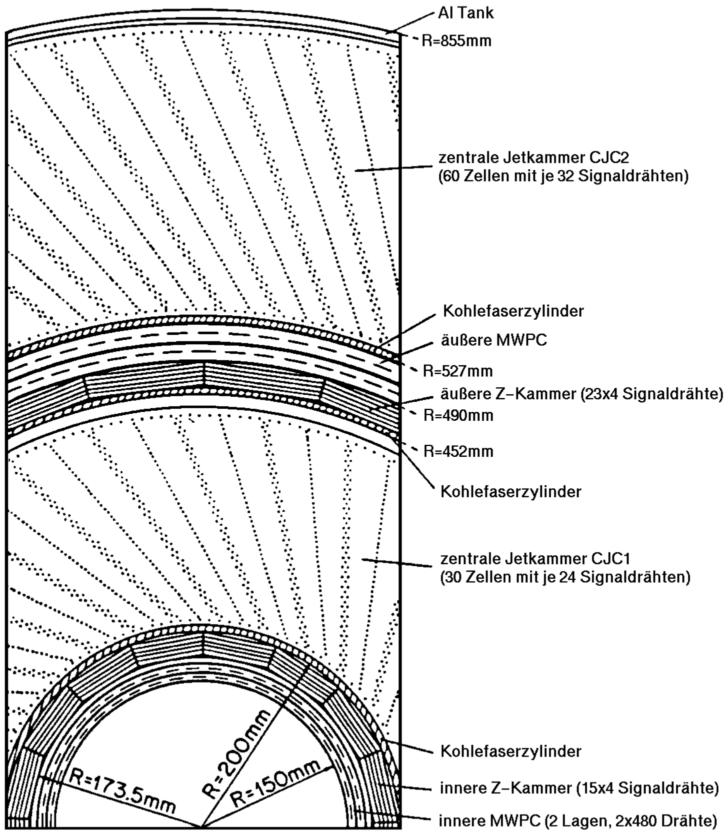

Abbildung 2.4: Schnitt durch die zentralen Spurkammern in der x-y-Ebene.

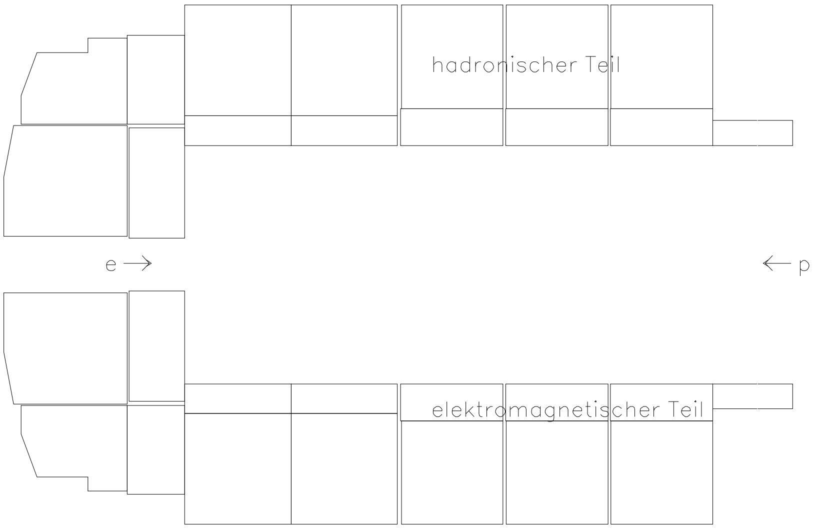

Abbildung 2.5: Schnitt durch das flüssig-Argon Kalorimeter entlang der y-z-Ebene.

als Absorbermaterial, während im hadronischen Teil Stahlplatten verwendet werden (5-7 hadronische Absorptionslängen). Der hadronische Teil fehlt im Winkelbereich $140^o < \Theta < 153^o$, in dem nur ein elektromagnetisches Kalorimeter vorhanden ist. Die mit dem flüssig-Argon Kalorimeter erreichte Energieauflösung beträgt:

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{12\%}{\sqrt{E}} \text{ für elektromagnetische Schauer und} \tag{2.1}$$

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{50\%}{\sqrt{E}} \text{ für hadronische Schauer.} \tag{2.2}$$

Die Energierekonstruktion für das flüssig-Argon Kalorimeter wird in Abschnitt 2.2.7 beschrieben.

2.2.3 Das Rückwärtskalorimeter

Das flüssig-Argon Kalorimeter wird im Rückwärtsbereich ($151^o < \Theta < 177^o$) durch ein Blei-Szintillator Kalorimeter („BEMC“) ergänzt. Das „BEMC“ weist eine Dicke von 22.5 Strahlungslängen auf und erreicht eine Energieauflösung für elektromagnetische Schauer von:

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{10\%}{\sqrt{E}} \tag{2.3}$$

Da die Dicke des BEMC nur 0.97 hadronischen Absorptionslängen entspricht, durchdringen 30% der Hadronen das BEMC ohne hadronische Wechselwirkung. Dieses Kalorimeter liefert daher nur eine schlechte Energieauflösung für die Messung des hadronischen Energieflusses.

2.2.4 Der Flugzeitzähler

Zur Analyse von ep-Wechselwirkungen müssen Untergrundereignisse, die nicht auf ep-Kollisionen zurückzuführen sind, unterdrückt werden. Wichtige Untergrundquellen bei HERA sind Wechselwirkungen von Protonen mit dem Restgas in der Strahlröhre und mit der Strahlrohrwand. Diese Wechselwirkungen sind nicht an die nominelle ep-Wechselwirkungsregion gebunden, sondern finden auch außerhalb der Detektorregion statt. Hochenergetische Teilchen aus solchen Wechselwirkungen können dann in den Detektor eindringen und zum Ansprechen des Triggers führen. Das Flugzeitzählersystem liefert eine einfache Möglichkeit, bereits auf der ersten Triggerstufe die Untergrundraten durch Proton-Gas bzw. Proton-Strahlrohrwand-Wechselwirkungen zu reduzieren. Der Flugzeitzähler besteht aus zwei Szintillator-Ebenen, die sich etwa $2m$ vom Wechselwirkungspunkt entfernt befinden (in Richtung der negativen z-Achse) und die in 16 bzw. 8 einzelne Zähler segmentiert sind. Teilchen, die aus einer Wechselwirkung „vor“ dem Detektor stammen, erreichen den Flugzeitzähler etwa $13ns$ vor den Teilchen aus einer ep-Kollision in der nominellen Wechselwirkungsregion. Die Signale der einzelnen Zähler werden in die drei Zeitfenster „Untergrund“, „Signal“ und „Global“ (Untergrund oder Signal) eingeteilt. In Abschnitt 4.1.1 wird die Anwendung dieser Signale für die erste Triggerstufe beschrieben.

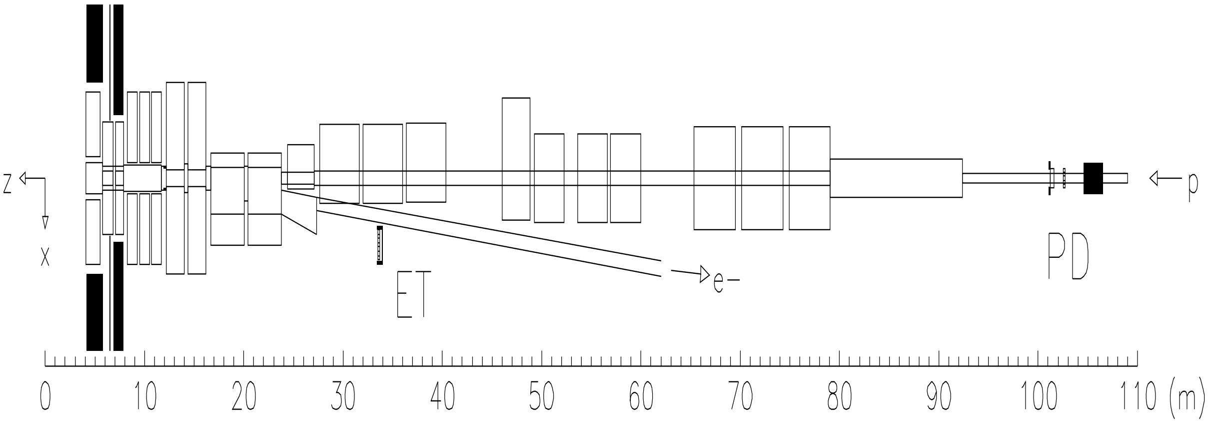

Abbildung 2.6: Anordnung des Elektron-Taggers (ET) und des Photon-Detektors (PD) relativ zu den Strahlröhren.

2.2.5 Das Luminositätssystem

Zur Messung der Luminosität wird die Rate des Bethe-Heitler Prozesses $ep \rightarrow ep\gamma$ bestimmt, der einen großen und im Rahmen der QED berechenbaren [9] Wirkungsquerschnitt aufweist.

Zum Nachweis des Bethe-Heitler Prozesses $ep \rightarrow ep\gamma$ dienen zwei total absorbierende Čerenkov-Kalorimeter (21.5 Strahlungslängen) aus TlCl/TlBr-Kristallen: der „Photon-Tagger“ bei $z = -103m$ und der „Elektron-Tagger“ bei $z = -33m$ im HERA-Tunnel. Die Anordnung der Tagger relativ zu den Strahlröhren und einen Teil der Strahloptik vor dem Wechselwirkungspunkt bei $z = 0m$ ist in Abb. 2.6 dargestellt. Die Energieauflösung dieser Kalorimeter für elektromagnetische Schauer beträgt:

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{10\%}{\sqrt{E}} \tag{2.4}$$

Vor dem Photon-Tagger befindet sich ein Bleifilter (zwei Strahlungslängen) zum Schutz vor Synchrotronstrahlung und ein Wasser-Čerenkov-Zähler (eine Strahlungslänge), mit dem Ereignisse ausgewählt werden können, bei dem das Photon aus dem Bethe-Heitler Prozeß ohne Wechselwirkung bis zum Photon-Tagger gelangt. Mit dem Luminositätssystem des H1-Detektors kann die absolute Luminosität mit einer Unsicherheit von 5% bestimmt werden [37].

Neben der Messung der Luminosität dient der Elektron-Tagger auch zum Nachweis der auslaufenden Elektronen bei Photoproduktionsereignissen (Kapitel 3). Der Elektron-Tagger überdeckt einen Winkelbereich von $0 < (180^o - \Theta) < 5mrad$.

2.2.6 Das Triggersystem und die Datenerfassung

Die Aufgabe des Triggers besteht in der Selektion von interessanten ep-Ereignissen und einer Unterdrückung des Untergrundes, wobei die Totzeit gering gehalten werden soll. Der geringe Zeitabstand zwischen den Begegnungen von Elektron- und Proton-Paketen ($96ns$) stellt dabei besonders hohe Anforderungen an das Triggersystem. Das Triggersystem ist in mehrere Stufen (L1-L4) unterteilt, von denen in der später betrachteten Betriebsperiode 1993 nur die beiden Stufen L1 und L4 aktiv waren, die im weiteren kurz beschrieben werden.

Bei der ersten Triggerstufe (L1) liegt nach $\sim 2.4\mu s$ (=24 Begegnungen von Elektron- und Proton-Paketen) die Entscheidung vor, ob ein Ereignis akzeptiert oder verworfen wird. Trotzdem wird durch die erste Triggerstufe keine Totzeit erzeugt, da für jeden Subdetektor eine zentral synchronisierte „Daten-Pipeline“ existiert, die die Detektorinformation speichert, bis die Triggerentscheidung vorliegt. Die Triggerentscheidung beruht dabei auf Triggersignalen der einzelnen Subdetektoren, die durch die zentrale Triggerlogik kombiniert werden (einige dieser Trigger werden in Abschnitt 4.1.1 genauer beschrieben). Akzeptiert der L1-Trigger ein Ereignis, dann wird die „Pipeline“ gestoppt. Die Detektorinformation kann dann ausgelesen und vom Datenerfassungssystem [10] weiterverarbeitet werden.

Auf der vierten Triggerstufe steht bereits die volle Information aller Subdetektoren zur Verfügung, die durch ein Prozessorsystem mit einer vereinfachten Version des Rekonstruktionsprogramms und schnellen Filteralgorithmen zur Reduktion der Untergrundrate verarbeitet werden. Außerdem übernimmt die L4-Triggerstufe bereits Aufgaben zur Überwachung der Detektorkomponenten und zur Bereitstellung von Kalibrationsdaten. Die durch die L4-Triggerstufe akzeptierten Ereignisse werden dann aufgezeichnet und mit der im nächsten Abschnitt beschriebenen Rekonstruktion und Datenselektion weiterverarbeitet.

2.2.7 Die Rekonstruktion und die Ereignisklassifizierung

Die aufgezeichneten Ereignissen müssen für die weitere Analyse rekonstruiert werden. Das Rekonstruktionsprogramm setzt die gemessenen Detektorsignale unter Verwendung von Kalibrationskonstanten in physikalische Größen um und kombiniert die Information aus den einzelnen Detektorkomponenten. Nach der Rekonstruktion stehen dann z.B. die gemessenen Energien im Kalorimeter oder die Parameter der mit den Spurkammern rekonstruierten Spuren zur Verfügung. Als Beispiel für die Aufgaben des Rekonstruktionsprogramms soll im folgenden kurz die Rekonstruktion der gemessenen Energie im flüssig-Argon Kalorimeter beschrieben werden, da die in den weiteren Kapiteln diskutierte Analyse stark von dieser Energiemessung abhängt. Die Rekonstruktion für das flüssig-Argon Kalorimeter erfüllt zahlreiche Aufgaben:

- Die gemessenen Ladungen für die einzelnen Kanäle werden in Energien konvertiert. Die Kalibrationsfaktoren wurden in Teststrahluntersuchungen bestimmt. Die Stabilität dieser Faktoren kann während des Betriebs des H1-Detektors mit verschiedenen Methoden überwacht werden [8].

- Elektronisches Rauschen wird unterdrückt. Dazu wird für jeden Kanal das Rauschen gemessen, das durch eine Gaußverteilung beschrieben werden kann. Das Rauschniveau (umgerechnet auf die gemessene Energie) variiert in Abhängigkeit von der Kalorimeterregion zwischen $\sigma_{Rauschen} = 10MeV$ und $\sigma_{Rauschen} = 30MeV$. Bereits beim Auslesen des Kalorimeters wird eine Rauschunterdrückung durchgeführt, indem alle Kalorimeterzellen mit einem Signal $< 2\sigma_{Rauschen}$ verworfen werden.

Zur Rauschunterdrückung bei der Rekonstruktion werden nur Zellen mit einem Signal $> 4\sigma_{Rauschen}$ oder Zellen mit einem Signal $> 2\sigma_{Rauschen}$ (bzw. $> 3\sigma_{Rauschen}$ im Vorwärtsbereich), die an eine Zelle mit einem Signal $> 4\sigma_{Rauschen}$ angrenzen , betrachtet. Außerdem werden auch Kalorimeterzellen mit negativen Rauschsignalen $< -4\sigma_{Rauschen}$ und $< -2\sigma_{Rauschen}$ (bzw. $< -3\sigma_{Rauschen}$) in der Umgebung einer Zelle mit einem Signal $> 4\sigma_{Rauschen}$ behalten, um im Mittel eine Kompensation von negativen und positiven Rauschsignalen zu erhalten. Alle anderen Kalorimeterzellen gehen nicht in die weitere Rekonstruktion ein. Der verbleibende Beitrag des Rauschens für die gesamte im Kalorimeter rekonstruierte Energie wird durch eine Gaußverteilung mit Mittelwert $\sim 0.1GeV$ und $\sigma = 0.5GeV$ beschrieben.

Um eine realistische Beschreibung des Rauschens im Kalorimeter auch bei der Simulation von Ereignissen (Abschnitt 4.2) zu erhalten, wird bei der Rekonstruktion von simulierten Daten das gemessene Kalorimeterrauschen überlagert. Dazu werden spezielle Daten verwendet, für die das Kalorimeter in zufällig ausgewählten „Ereignissen“ ohne Rauschunterdrückung ausgelesen wird, ohne das beschleunigte Elektronen und Protonen in HERA gespeichert sind.

- Für den Energieverlust der Teilchen in dem Material vor dem Kalorimeter werden Korrekturen berechnet. Diese Korrekturen basieren auf detailierten Monte-Carlo Simulationen des H1-Detektors.

- Die Kalorimeterzellen werden in Gruppen („Cluster“) zusammengefaßt, die eine starke Korrelation zu den in das Kalorimeter eingedrungenen Teilchen aufweisen. Da das flüssig-Argon Kalorimeter ein nicht kompensierendes Kalorimeter ist, müssen bei der Messung hadronischer Energien weitere Korrekturen angebracht werden. Dazu werden Kandidaten für hadronische „Cluster“ aus allen gebildeten Gruppen von Kalorimeterzellen herausgesucht und mit einem Korrekturfaktor versehen.

  Die hadronische Energieskala kann durch die Analyse von Ereignissen, bei denen ein gestreutes Elektron und ein hadronischer „Jet“ im flüssig-Argon Kalorimeter nachgewiesen werden, mit der aus Teststrahlmessungen bekannten elektromagnetischen Energieskala verglichen werden. Die Unsicherheit der hadronischen Energieskala beträgt 5% [11].

An die Rekonstruktion der Ereignisse schließt sich die Ereignisklassifizierung an [12]. Dabei werden die Ereignisse mit Hilfe einfacher Kriterien in „Klassen“ eingeteilt, die Kandidaten für verschiedene physikalische Prozesse enthalten (z.B. Kandidaten für tiefinelastische Prozesse, Erzeugung schwerer Quarks...). Dabei kann ein Ereignis zu mehreren Klassen gehören. Mit dem Ergebnis der Klassifizierung werden dann Ereignisverzeichnisse erstellt, die das Auffinden aller Ereignisse, die zu einer bestimmten Physik-Klasse gehören, ermöglichen. Auf diese Weise kann bei der Analyse eine einfache Vorauswahl von Ereignissen getroffen werden, die den benötigten Rechenzeitaufwand erheblich reduziert. Ereignisse, die zu keiner Physik-Klasse gehören, werden außerdem nicht auf den für die Analyse zugänglichen Datenträgern abgespeichert. Die Ereignisklassifizierung übernimmt daher auch die Funktion einer weiteren „software“-Triggerstufe, die die Ereignisrate um einen Faktor ~ 2 reduziert.

Nach diesem Überblick über den Aufbau des H1-Detektors und der Verarbeitung der Daten werden im nächsten Kapitel die theoretischen Grundlagen für die in dieser Arbeit diskutierten Analyse von ep-Wechselwirkungen zusammengefaßt.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt eine Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen für die Beschreibung von γp-Wechselwirkungen. Dabei werden besonders „harte“ Wechselwirkungen betrachtet, die Aufschluß über die Struktur des Photons geben. Vor der Beschreibung der Photoproduktionsprozesse bei HERA wird zunächst im folgenden Abschnitt eine kurze Einführung in die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung gegeben.

3.1 Die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung

Die Kinematik der $ep \rightarrow e'X$-Streuung kann bei fester Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{ep}}$ durch die zwei unabhängigen Variablen Q^2 und y beschrieben werden, wobei Q^2 das Quadrat des Viererimpulsübertrags und y der relative „Energieverlust“ des Elektrons im Ruhesystem des Protons ist. Es sei E_e bzw. E'_e die Energie des ein- bzw. auslaufenden Elektrons und Θ der Winkel zwischen der Richtung des ein- und der Richtung des auslaufenden Elektrons, dann gilt:

$$Q^2 = 4E_e E'_e \sin^2 \frac{\Theta}{2} \tag{3.1}$$

und

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \cos^2 \frac{\Theta}{2} \tag{3.2}$$

Bei den HERA-Experimenten können Elektron-Proton-Streuprozesse über einen Q^2-Bereich von $Q^2 \approx 0$ bis $Q^2 \approx 10^5 GeV^2$ beobachtet werden. Aus der Geometrie des H1-Detektors ergibt sich, daß das auslaufende Elektron für Streuprozesse mit großem Viererimpulsübertrag ($Q^2 > 4GeV^2$) im rückwärtigen Kalorimeter („BEMC“) nachgewiesen werden kann, während der Akzeptanzbereich des Elektrontaggers für den Nachweis des gestreuten Elektrons durch $Q^2 < 0.01 GeV^2$ begrenzt ist. Prozesse mit großen Viererimpulsüberträgen ($Q^2 \gg 1GeV^2$) werden als „tiefinelastische Streuung“ bezeichnet („DIS: Deep Inelastic Scattering“). Im folgenden wird der Bereich kleiner Q^2-Werte betrachtet („Photoproduktionsereignisse“).

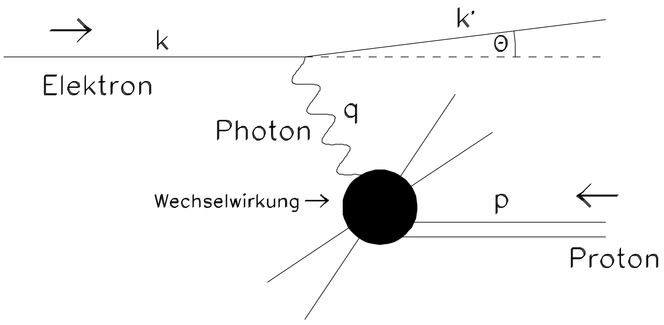

Abbildung 3.1: Schematische Darstellung eines Photoproduktionsereignisses bei HERA

3.2 Photoproduktion bei HERA

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA bietet die Möglichkeit, Wechselwirkungen von Protonen mit „quasireellen" Photonen bei hohen Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{\gamma p}} \approx 200 GeV$ zu beobachten. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung einer solchen Wechselwirkung, bei der das einlaufende Elektron ein Photon mit Viererimpuls q abstrahlt, das dann mit dem Proton wechselwirkt[1]. Es gilt:

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(k - k')^2 \tag{3.3}$$

Betrachtet man nun Ereignisse, bei denen der Streuwinkel Θ sehr klein ist (z.B. $\Theta < 5mrad$ für Prozesse, bei denen das gestreute Elektron im Elektrontagger nachgewiesen wird), dann folgt aus den Gleichungen 3.1 und 3.3:

$$q^2 \approx 0, \tag{3.4}$$

d.h. das abgestrahlte Photon befindet sich dann nahezu auf der Massenschale („quasireelles Photon"). Weiterhin vereinfacht sich der Ausdruck für den relativen Energieübertrag y zu:

$$y \approx 1 - \frac{E'_e}{E_e} \tag{3.5}$$

Im folgenden wird in dieser Arbeit die Streuung der quasireellen Photonen an Protonen betrachtet.

Bei kleinen Werten von Q^2 ist die Beziehung zwischen dem Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt σ_{ep} und dem Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ durch die Weizsäcker-Williams Näherung (WWA) [13] gegeben:

$$\frac{d\sigma_{ep}}{dy} = Flux(y)\sigma_{\gamma p} = \frac{\alpha}{2\pi}\left(\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\frac{Q^2_{max}(y)}{Q^2_{min}(y)} - 2\frac{1-y}{y}\left(1-\frac{Q^2_{min}}{Q^2_{max}}\right)\right)\sigma_{\gamma p} \tag{3.6}$$

---

[1] Beiträge durch den Austausch schwerer Vektorbosonen (W, Z) können im Bereich kleiner Q^2-Werte vernachlässigt werden

mit $Q^2_{min} = (m_e y)^2/(1-y)$. Der Wert von Q^2_{max} wird durch die experimentellen Bedingungen bestimmt (Abschnitt 3.1). Im Akzeptanzbereich des Elektrontaggers ($Q^2 < 0.01 GeV^2$) sind die Abweichungen von dieser Näherung kleiner als 0.3%.

Bei der Betrachtung von Ereignissen mit $Q^2 \approx 0$ kann die Aussage von Gleichung 3.6 also anschaulich so interpretiert werden, daß bei HERA effektiv ein Photonenstrahl mit dem Photonenfluß $Flux(y)$ vorliegt, der mit dem Protonstrahl zur Kollision gebracht wird, wobei die Photonen ein bremsstrahlungsartiges Energiespektrum aufweisen. Im folgenden werden daher nur noch γp-Wechselwirkungen betrachtet, deren Wirkungsquerschnitte über Gleichung 3.6 mit den ep-Wirkungsquerschnitten in Beziehung stehen.

3.3 Photon-Proton-Wechselwirkungen

Das Photon übernimmt im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) die Rolle eines elementaren Eichbosons, das an geladene Materie koppelt und dadurch die elektromagnetische Wechselwirkung vermittelt. Darüberhinaus zeigt das Photon aber auch die Eigenschaften eines stark wechselwirkenden Teilchens, was bereits bei der Untersuchung von „weichen“ γp-Wechselwirkungen bei niedrigen Schwerpunktsenergien deutlich wird [14]. Die hadronischen Eigenschaften des Photons können durch Fluktuationen des Photons in Quark-Antiquark-Paare erklärt werden. Als „weiche“ Wechselwirkung wird dabei der nicht-diffraktive[2] Teil der inelastischen Streuung mit einer kleinen Transversalenergie[3] des hadronischen Endzustands verstanden. Solche „weichen“ Prozesse werden damit von den „harten“ Wechselwirkungen abgegrenzt, bei denen eine hohe Transversalenergie des hadronischen Endzustands vorliegt. Solche „harten“ Prozesse können durch Parton-Parton-Streuung erklärt werden (Abschnitt 3.5).

Die ersten Untersuchungen der hadronischen Struktur des Photons stammen aus Experimenten, bei denen Photonen auf ruhende Materie gelenkt wurden („fixed target“ Experimente) [14]. Die bei solchen Experimenten maximal erreichten Schwerpunktsenergien liegen eine Größenordnung unter der bei HERA verfügbaren γp Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} \approx 200 GeV$. Die Betrachtung von γp-Wechselwirkungen in „fixed target“ Experimenten beschränkt sich daher im wesentlichen auf „weiche“ γp-Prozesse, obwohl auch hier Anzeichen von „harten“ Streuprozessen nachgewiesen werden konnten (z.B. [16]). Ein wichtiges Ergebnis dieser ersten Untersuchungen ist die Beobachtung, daß das Photon innerhalb des kinematischen Bereichs der *fixed target*-Experimente bei niedrigen Schwerpunktsenergien ähnliche Eigenschaften wie ein Vektormeson zeigt. Dieser Zusammenhang zwischen Photon-Proton und Hadron-Proton-Wechselwirkungen liefert die experimentelle Motivation für das im nächsten Abschnitt beschriebene Modell zur Beschreibung der hadronischen Struktur des Photons.

---

[2] Als diffraktive γp-Prozesse werden γp-Wechselwirkungen bezeichnet, bei denen keine Quantenzahlen zwischen dem Photon und dem Proton ausgetauscht werden.

[3] Die Transversalenergie E_t ist definiert als $E_t = E \sin\theta$, wobei θ der Winkel relativ zur Strahlachse ist.

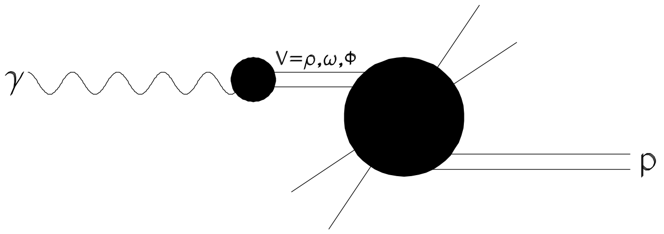

Abbildung 3.2: Schematische Darstellung einer Photon-Proton-Wechselwirkung im Rahmen des Vektordominanzmodells.

3.4 Das Vektor-Dominanz Modell (VDM)

Einen Ansatz für die Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen von Photonen liefert das Vektordominanzmodell (VDM) [15]. Im Rahmen dieses Modells nimmt man an, daß das Photon in ein Vektormeson V fluktuiert ($V = \rho^0$,ω,$\Phi\ldots$), das dieselben Quantenzahlen wie ein Photon besitzt. Dieses Vektormeson kann dann mit einem Proton wechselwirken (Abb. 3.2). Die Anwendung des Vektordominanzmodells auf Photon-Proton-Kollisionen ist dann sinnvoll, wenn gilt:

$$\begin{aligned} t_f &= \text{Fluktuationszeit des Photons in das Vektormeson} > \\ t_i &= \text{Wechselwirkungszeit mit dem Proton} \end{aligned} \tag{3.7}$$

Aus der Heisenbergschen Unschärferelation ergibt sich bei einem Photon mit dem Viererimpuls q für die Fluktuationszeit t_f:

$$t_f \approx \frac{2E_\gamma}{m_V^2 - q^2} \quad \text{mit } \hbar = c = 1 \tag{3.8}$$

Als Maß für die Wechselwirkungszeit t_i kann (im Ruhesystem des Protons) die Zeit betrachtet werden, die das Vektormeson braucht, um den Protondurchmesser $2r_p$ zu durchqueren. Aus der Bedingung 3.7 folgt also, daß eine Anwendung des Vektordominanzmodells sinnvoll ist, wenn im Ruhesystem des Protons gilt:

$$E_\gamma > (m_V^2 - q^2)r_p \tag{3.9}$$

Bei reellen Photonen ($q^2 = 0$) folgt also:

$$E_\gamma > m_v^2 r_p \tag{3.10}$$

Mit $r_p \approx 1fm$ und $m_V = m_\rho \approx 770MeV/c^2$ ergibt sich dann:

$$E_\gamma > 3GeV \text{ im Ruhesystem des Protons} \tag{3.11}$$

Eine wichtige Vorhersage des Vektordominanzmodells ist die Beziehung zwischen den γp und den Vp-Wirkungsquerschnitten:

$$\sigma_{\gamma p}^{VDM} = \sum_{V=\rho,\omega,\Phi\ldots} \frac{4\pi\alpha_{em}}{f_V^2}\sigma_{Vp}, \tag{3.12}$$

wobei der Beitrag für $V = \rho$ dominiert. Der Formfaktor f_V für die Kopplung des Photons an das Vektormeson V kann aus der Messung der Lebensdauer für den Zerfall $V \to e^+e^-$ bestimmt werden.

Die Vorhersage gemäß Gleichung 3.12 konnte in *fixed target*-Experimenten bei niedrigen Schwerpunktenergien durch den Vergleich von πp bzw. Kp mit γp Streuung bestätigt werden [14].

Bei höheren Schwerpunktsenergien, wie sie im WA69 Experiment am CERN erreicht wurden, zeigen sich jedoch Abweichungen der gemessenen γp-Wirkungsquerschnitte von den Vorhersagen des Vektordominanzmodells [16]. Bei der Messung des inklusiven Wirkungquerschnitts für die Photoproduktion geladener Hadronen als Funktion des Transversalimpulses p_t ergeben sich bei hohen Transversalimpulsen größere γp-Wirkungsquerschnitte als sie durch das Vektordominanzmodell vorhergesagt werden. Diese Abweichungen sind auf zusätzliche Beiträge zur Photon-Proton-Wechselwirkung zurückzuführen, die im folgenden im Rahmen der Betrachtung von harten γp-Reaktionen diskutiert werde.

3.5 Harte Streuprozesse in γp-Reaktionen

Nach dem Quark-Parton Modell können Hadronen als „Bündel“ von Partonen aufgefaßt werden. Im folgenden werden nun Hadron-Hadron-Wechselwirkungen betrachtet, bei denen eine Parton-Parton-Streuung mit einem großen Transversalimpuls $\hat{p}_t$ der auslaufenden Partonen vorliegt. Solche Prozesse werden als „harte“ Wechselwirkungen bezeichnet, die sich experimentell durch hohe Transversalenergien im hadronischen Endzustand und das Auftreten kollimierter Teilchenbündel („Jets“) mit hohem Transversalimpuls nachweisen lassen. Die Wechselwirkung der Partonen, die bei einer harten Kollision als „quasi-frei“ betrachtet werden können, wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Wichtige Eigenschaften dieser Theorie werden im nächsten Abschnitt kurz zusammengefaßt.

3.5.1 Die Quantenchromodynamik

In der Quantentenchromodynamik wird, wie bei der QED, die Wechselwirkung durch Eichbosonen vermittelt. Während aber in der QED nur ein Eichboson, das Photon, existiert, werden die starken Wechselwirkungen durch acht Gluonenfelder übermittelt, die an die sogenannten „Farbladungen“ der Quarks koppeln. Dabei kann jedes Quark in drei verschiedenen „Farbzuständen“ vorliegen: rot, grün und blau. Ein weiter wichtiger Unterschied zur QED besteht darin, daß die Gluonen selbst Farbladungen tragen und daher direkt aneinander koppeln können. Als Folge der Gluonselbstkopplung treten in der QCD „Anti-Abschirmungseffekte“ der Farbladungen durch virtuelle Gluonwolken auf, die dazu führen, daß die Kraft durch die starke Wechselwirkung bei größer werdenden Abständen zwischen zwei farbladungstragenden Objekten anwächst. Dieser Effekt führt dazu, daß keine freien Farbladungen, sondern nur gebundene Zustände, die nach außen farbneutral erscheinen, beobachtet werden können, da die starke Wechselwirkung keine Trennung der Farbladungen zuläßt („Confinement“). Andererseits folgt aus den Anti-Abschirmungseffekten, daß bei kleinen Abständen (also bei Streuprozessen mit hohen Impulsüberträgen μ) die Kopplungskonstante $\alpha_s(\mu^2)$ klein wird

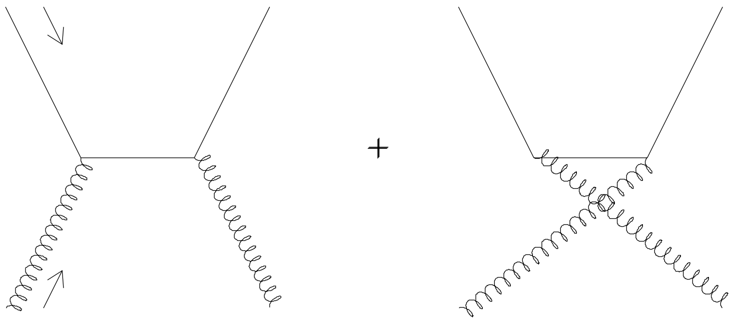

Abbildung 3.3: Beispiel für Parton-Parton-Streuung in niedrigster Ordnung (Quark-Gluon Streuung)i.

(„asymptotische Freiheit"), so daß störungstheoretische Methoden bei der Berechnung der Parton-Parton-Streuung angewendet werden können.

Ein Beispiel für einen Parton-Parton-Streuprozeß in niedrigster Ordnung der störungstheoretischen Behandlung ist in Abb. 3.3 schematisch dargestellt. Da die auslaufenden „harten" Partonen nicht farbneutral sind, können sie nicht direkt beobachtet werden. Die auslaufenden Partonen „fragmentieren" zu farbneutralen Hadronen. Diese Fragmentation kann dadurch veranschaulicht werden, daß die Energie des „Farbfeldes" bei wachsenden Abständen so groß wird, daß sie zur Bildung von Quark-Antiquark-Paaren ausreicht. Die so erzeugten Quarks und Antiquarks können dann farbneutrale gebundene Zustände bilden.

Bei auslaufenden Partonen mit hohen transversalen Impulsen sind die bei der Fragmentation entstehenden Hadronen kollimiert. Das Auftreten dieser Teilchenbündel („Jets") ist daher ein deutlicher Hinweis auf das Vorliegen harter Streuprozesse.

3.5.2 Beiträge zur harten γp-Streuung

Im folgenden sollen harte γp-Wechselwirkungen betrachtet werden, bei denen Teilchenjets mit großer Transversalenergie E_t auftreten. Diese von der QCD vorhergesagten γp-Reaktionen mit „jetartigen" Endzuständen konnten von den HERA Experimenten bereits mit geringen Datenmengen nachgewiesen werden [18]. Im Rahmen einer QCD-Betrachtung in niedrigster Ordnung („leading order", LO-QCD) lassen sich verschiedene Beiträge zur harten γp-Streuung unterscheiden:

- „Direkte" Prozesse, bei denen das Photon als punktförmiges Teilchen an ein geladenes Parton koppelt. In Abb. 3.4 sind die direkten Prozesse in niedrigster Ordnung schematisch dargestellt: a) Photon-Gluon Fusion, b+c) QCD-„Compton" Prozeß.

- Prozesse mit „aufgelöster" Photonstruktur („resolved Photon"), bei denen die Partonstruktur des Photons sichtbar wird. Beispiele für solche „resolved" Prozesse sind in Abb. 3.5 schematisch dargestellt.

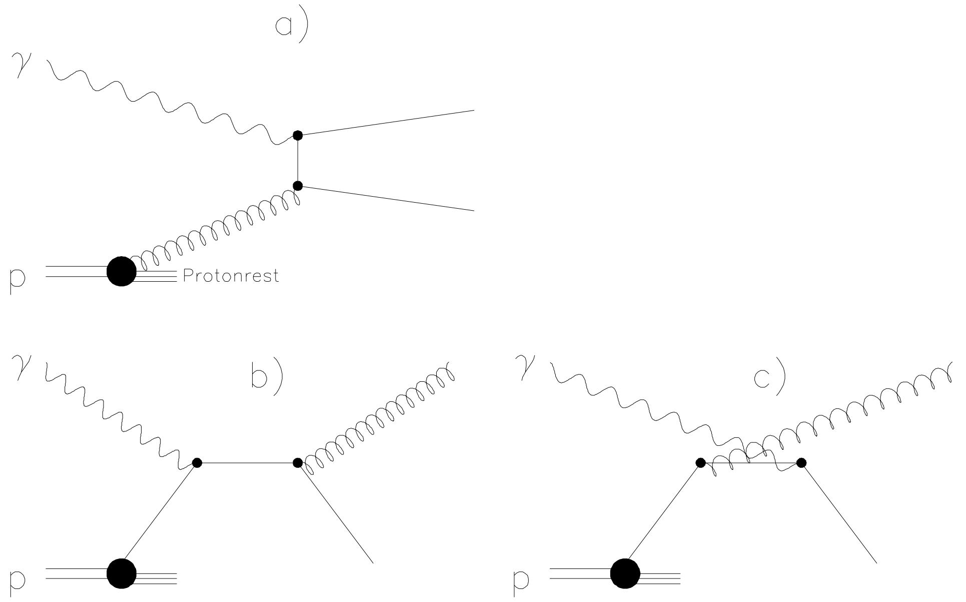

Abbildung 3.4: Direkte γp-Prozesse in niedrigster Ordnung: a) Photon-Gluon Fusion, b+c) QCD-„Compton"-Prozeß.

In dem für die HERA Experimente zugänglichen kinematischen Bereich dominieren die „resolved Photon" Beiträge [18]. Bei den „resolved" Photon Prozessen können wiederum zwei Anteile unterschieden werden:

- Der „anomale"Anteil, der auf die in Abb. 3.5b und c dargestellte Aufspaltung des Photon in ein Quark-Antiquarkpaar zurückzuführen ist. Dabei bildet das Quark-Antiquarkpaar aber keinen gebundenen Zustand („quasi-freie" Quarks). Dieser Anteil kann im Prinzip störungstheoretisch berechnet werden.

- Der „VDM"-Anteil, bei dem sich das Photon wie ein Vektormeson verhält (Abb. 3.4a). Einen Ansatz für die Beschreibung dieses Anteils liefert das Vektordominanzmodell.

Ein wichtiger Unterschied zwischen den direkten und „resolved" Prozessen besteht darin, daß bei direkten Wechselwirkungen die gesamte Photonenergie in den harten Subprozeß eingeht, während bei „resolved Photon" Ereignissen ein Teil des Photonimpulses von sogenannten „Zuschauer"-Partonen getragen wird, die nicht am harten Parton-Parton-Streuprozeß teilnehmen. Da dieser „Photonzuschauer" kein Farbsinglett bildet, also nach außen hin nicht farbneutral ist, fragmentieren die Zuschauer-Partonen zu einem hadronischen Photonrest („Photon-remnant"), der bevorzugt in der Richtung des Photons auftritt.

Abb. 3.6 zeigt einen γp-Prozeß mit einer harten $2 \to 2$ Parton-Parton-Streuung. Dabei sei x_γ der Impulsanteil des Parton aus dem Photon am Impuls des Photons und x_p die entsprechende Größe für das Parton aus dem Proton. (Für direkte Prozesse ist offensichtlich

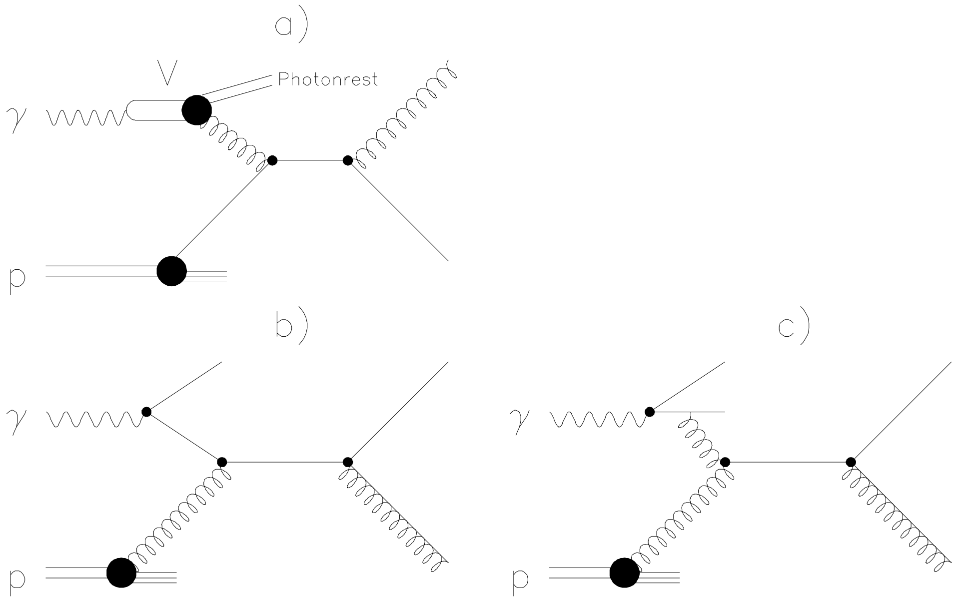

Abbildung 3.5: „Resolved“ γp-Prozesse in niedrigster Ordnung: a) VDM-Anteil, b+c) anomaler Anteil.

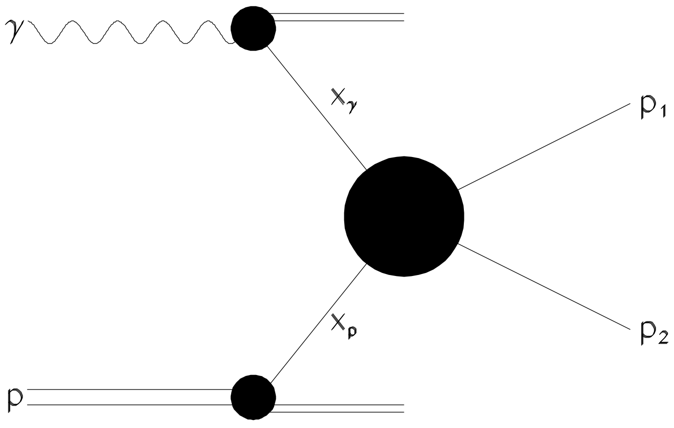

Abbildung 3.6: „Harte“ Photon-Proton-Wechselwirkung mit 2 → 2 Parton-Parton-Streuung

$x_\gamma = 1$). Der Wirkungsquerschnitt in führender Ordnung für „resolved Photon“ Prozesse läßt sich nun schreiben als:

$$\sigma^{LO}_{resolved} = \int \sum_{i,j} \frac{\alpha_s^2}{2x_i x_j s} |M_{ij}|^2 f_i^p(x_p, \mu^2) f_j^\gamma(x_\gamma, \mu^2) d\Phi dx_p dx_\gamma \tag{3.13}$$

(mit $i, j = u, \overline{u}, d, \overline{d}, g, \ldots$), wobei $d\Phi$ das Phasenraumelement bei einer gegebenen Energie $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_i x_j s_{\gamma p}}$ im Schwerpunktssystem der Partonen ist. Die Struktur der Hadronen geht in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts in Form der Partondichten f_i ein. In der Interpretation des „naiven“ Partonmodells [19] ist $f_i dx_i$ (mit $i = u, \overline{u}, d, \overline{d}, g, \ldots$) die Wahrscheinlichkeit dafür, daß in dem betrachteten Hadron ein Parton i vorliegt, das einen Impulsanteil zwischen x_i und $x_i + dx_i$ am Impuls des Hadrons besitzt. Im Rahmen des Partonmodells hängen die Partondichten f_i nur von der dimensionslosen Variablen x_i ab („Bjorken-Skalenverhalten“). Aus der QCD ergeben sich aber „skalenverletzende“ Effekte, die dazu führen, daß die Partondichten f_i von einer Energieskala μ abhängen, durch die der harte Streuprozeß charakterisiert wird (Abschnitt 3.7). Das Matrixelement M_{ij} für den harten 2 → 2-Streuprozeß kann im Rahmen der QCD-Betrachtung berechnet werden. Bei großen Werten der Energieskala μ ist die Kopplung $\alpha_s(\mu)$ klein, so daß der Ansatz einer Störungsreihenentwicklung für die Berechnung des Matrixelements sinnvoll ist. Im folgenden wird nur eine Berechnung in führender Ordnung verwendet, da für die Korrekturen höherer Ordnungen [52] noch keine Ereignisgeneratoren zur Verfügung stehen.

Bei direkten Prozessen geht keine Photon-Partondichte in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts ein, da bei diesen Wechselwirkungen das Photon als „punktförmiges“ Teilchen koppelt. Bei bekannten Partondichten im Proton kann daher der Wirkungsquerschnitt für direkte Prozesse vollständig im Rahmen der perturbativen QCD behandelt werden. Es gilt dann, analog zu Gleichung 3.13:

$$\sigma^{LO}_{direct} = \int \sum_{i,j} \frac{\alpha_s \alpha}{2x_i x_j s} |M_{ij}|^2 f_i^p(x_p, \mu^2) d\Phi dx_p, \tag{3.14}$$

wobei α die elektromagnetische Kopplung ist.

Die einzelnen Elemente von Gleichung 3.13 und 3.14 sollen nun in den folgenden Abschnitten weiter betrachtet werden.

3.6 Matrixelemente für harte Streuprozesse

Die Matrixelemente für harte 2 → 2 Parton-Parton-Streuprozesse in niedrigster Ordnung als Funktion der Mandelstam-Variablen $\hat{s}, \hat{t}$ und $\hat{u}$ im Parton-Parton-System sind in Tabelle 3.1 aufgeführt [20]. Wenn p_1 und p_2 die Viererimpulse der einlaufenden und p_3, p_4 die Viererimpulse der auslaufenden Partonen sind, dann sind die Mandelstam-Variablen definiert durch:

$$\begin{aligned} \hat{s} &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \\ \hat{t} &= (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \\ \hat{u} &= (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 \end{aligned} \tag{3.15}$$

Tabelle 3.1: Matrixelemente für 2 → 2 Prozesse (q und q' bezeichnen Quarks verschiedener Flavour)

Subprozeß	$\|M\|^2$
$qq' \to qq'$ $q\overline{q}' \to q\overline{q}'$	$\frac{4}{9}\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}$
$qq \to qq$	$\frac{4}{9}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{s}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}^2}\right)-\frac{8}{27}\frac{\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{t}}$
$q\overline{q} \to q'\overline{q}'$	$\frac{4}{9}\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}$
$q\overline{q} \to q\overline{q}$	$\frac{4}{9}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}\right)-\frac{8}{27}\frac{\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{t}}$
$q\overline{q} \to gg$	$\frac{32}{27}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}}-\frac{8}{3}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}$
$gg \to q\overline{q}$	$\frac{1}{6}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}}-\frac{3}{8}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}$
$qg \to qg$	$\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}-\frac{4}{9}\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{u}\hat{s}}$
$gg \to gg$	$\frac{9}{4}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{s}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}^2}+\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}+3\right)$
$\gamma g \to qq$	$\frac{4}{3}\left(-\frac{\hat{u}}{\hat{s}}-\frac{\hat{s}}{\hat{u}}\right)$
$\gamma q \to gq$	$\left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}}+\frac{\hat{t}}{\hat{u}}\right)$

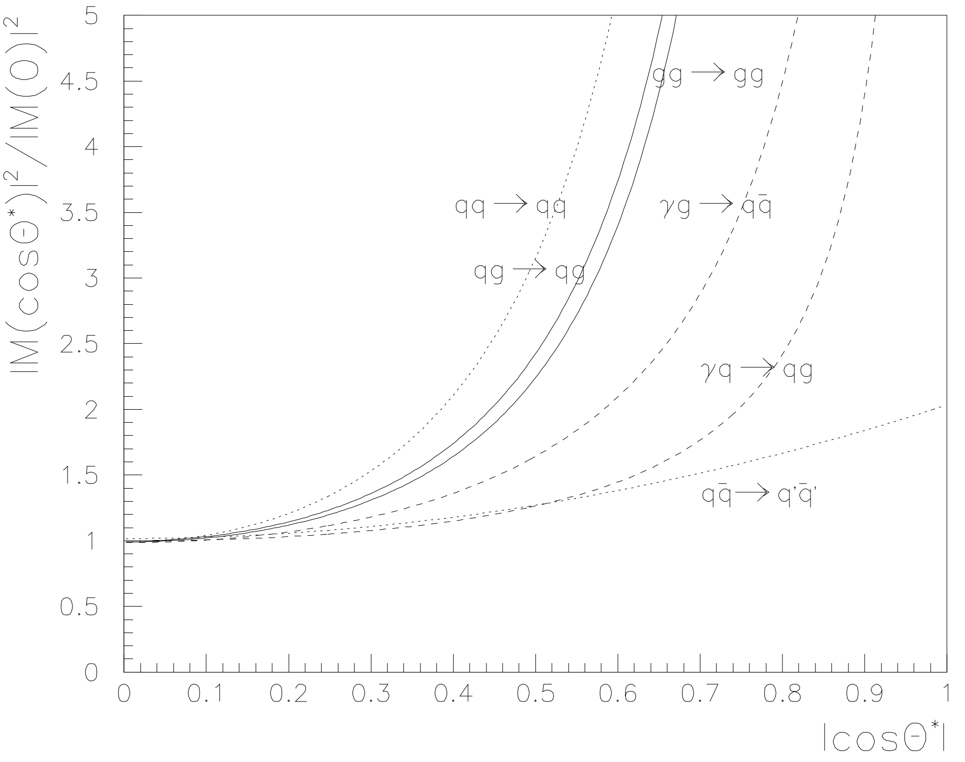

Abbildung 3.7: Abhängigkeit der quadrierten Matrixelemente vom $\cos\Theta^*$. Dabei ist das Verhältnis $|M(\cos\Theta^*)|^2/|M(\cos(90^o))|^2$ aufgetragen, um die Form der $\cos\Theta^*$-Abhängigkeit vergleichen zu können.

Abb. 3.7 zeigt einige Beispiele für die Abhängigkeit der Matrixelemente für die einzelnen Subprozesse von $\cos\Theta^*$, wobei Θ^* der Streuwinkel im Parton-Parton-Schwerpunktssystem ist. Bei kleinen Streuwinkeln Θ^* dominieren die t-Kanal Beiträge, für die der Wirkungsquerschnitt eine Winkelabhängigkeit aufweist, wie sie aus der Rutherford-Streuung bekannt ist:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\Theta^*} \propto \frac{1}{\sin^4(\frac{\Theta^*}{2})} \tag{3.16}$$

Diese Winkelabhängigkeit muß sich in der Winkelverteilung der Jets wiederspiegeln. Die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts von Θ^* ist eine wichtige QCD-Vorhersage, die experimentell überprüft werden muß (Abschnitt 5.5).

3.7 Die Protonstrukturfunktion

Die Quarkdichten im Proton können in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung („Deep Inelastic Scattering, DIS“) gemessen werden, bei der die Protonstruktur durch ein hochvirtuelles Photon abgetastet wird ($Q^2_{DIS} \gg 1GeV^2$). Der Wirkungsquerschnitt für diese Prozesse ist proportional zu der Strukturfunktion F_2^p, die einen einfachen Zusammenhang

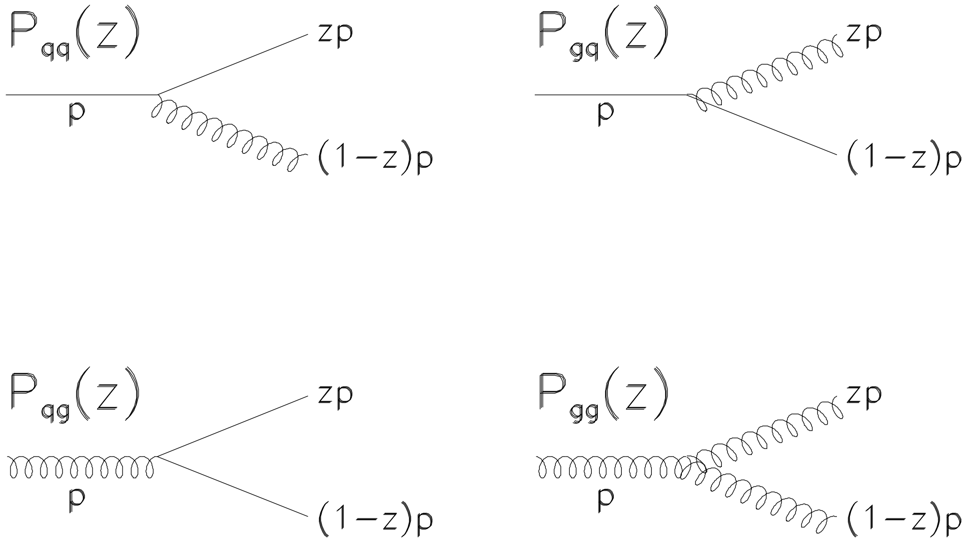

Abbildung 3.8: „Splitting“-Prozesse: z und $1-z$ sind die Impulsanteile am Impuls des einlaufenden Partons; die Wahrscheinlichkeit für die Prozesse wird durch die „Splittingfunktionen“ P_{ij} charakterisiert.

zu den Quarkdichten q_i aufweist:

$$F_2^p(x,Q^2_{DIS}) = \sum_{i=u,d,\bar{u},\bar{d},\dots} x e_i^2 q_i(x,Q^2_{DIS}) \tag{3.17}$$

wobei e_i die Ladung des Quarks $i = u, d, \bar{u}, \bar{d}, \dots$ ist.

Die Berücksichtigung von QCD-Prozessen, wie sie in Abb. 3.8 dargestellt sind, hat zur Folge, daß die Partondichten f_i^{Hadron} nicht mehr, wie im naiven Partonmodell, nur von der dimensionslosen Größe x, sondern auch vom Impulsübertrag Q^2_{DIS} abhängig werden („Skalenverletzung“). Die Q^2-Abhängigkeit der Partonverteilungen werden (in führender Ordnung in $log(Q^2_{DIS})$) durch die Altarelli-Parisi Gleichungen beschrieben [21]:

$$\frac{dq_i(x,Q^2_{DIS})}{d(\ln Q^2_{DIS})} = \frac{\alpha_s(Q^2_{DIS})}{2\pi}\int_x^1 \frac{dz'}{z'}\left[\sum_{j=u,d,\bar{u},\bar{d},\dots} q_j(z',Q^2_{DIS})P_{qq}\left(\frac{x}{z'}\right) + g(z',Q^2_{DIS})P_{qg}\left(\frac{x}{z'}\right)\right] \tag{3.18}$$

für die Quarkdichten $q_i(x,Q^2_{DIS})$ und

$$\frac{dg(x,Q^2_{DIS})}{d(\ln Q^2_{DIS})} = \frac{\alpha_s(Q^2_{DIS})}{2\pi}\int_x^1 \frac{dz'}{z'}\left[\sum_{j=u,d,\bar{u},\bar{d},\dots} q_j(z',Q^2_{DIS})P_{gq}\left(\frac{x}{z'}\right) + g(z',Q^2_{DIS})P_{gg}\left(\frac{x}{z'}\right)\right] \tag{3.19}$$

für die Gluondichten $g(x,Q^2_{DIS})$. Dabei sind P_{qq}, P_{gq}, P_{qg} und P_{gg} die sogenannten „Splitting-Funktionen“, die die Wahrscheinlichkeiten für die in Abb. 3.8 gezeigten Prozesse charakterisieren.

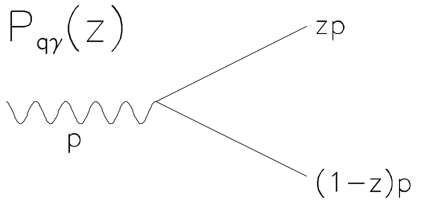

Abbildung 3.9: Direkte Kopplung eines Photons an ein Quark-Antiquark Paar

Die Altarelli-Parisi Gleichungen erlauben, die bei einer bestimmten Skala $Q^2_{DIS} = Q^2_0$ gemessenen Partondichten zu einer beliebigen Skala $Q^2_{DIS} = Q'^2$ zu entwickeln.

Die Strukturfunktion des Protons ist in tiefinelastischer Lepton-Nukleon Streuung bei *fixed target*-Experimenten gemessen worden (z.B. [22, 23]). Bei HERA kann die Protonstrukturfunktion in einem deutlich größeren kinematischen Bereich gemessen werden, bis hin zu einem maximalen Impulsübertrag von $Q^2_{max} = 10^5 GeV^2$ und einem minimalen Impulsanteil von $x_{min} \approx 10^{-4}$ (bei $Q^2 = 10 GeV^2$), was im Vergleich zu den *fixed target*-Experimenten einer Erweiterung des zugänglichen Q^2 bzw. x-Bereiches um zwei Größenordnungen entspricht. Bereits mit den 1992 aufgezeichnet Daten, die einer integrierten Luminosität von $\int Ldt \approx 23 nb^{-1}$ entsprechen, konnten von den HERA Experimenten Messungen der Protonstrukturfunktion F_2^p durchgeführt werden [24, 25].

Über die skalenverletzenden Effekte erhält man aus der Messung der Protonstrukturfunktion auch Aufschluß über die Gluondichte im Proton („indirekte" Messung). Auch die Impulssummenregeln für das Proton lassen Rückschlüsse auf den Gluonanteil zu, wenn die Quarkdichten bekannt sind. Darüberhinaus existieren aber auch „direkte" Messungen der Gluondichte im Proton aus der Beobachtung von „promt-photon"-Ereignissen [26] und aus der inelastischen J/Ψ-Produktion in Myon-Nukleon Kollisionen [27].

Von den gemessenen Partondichteverteilungen im Proton existieren zahlreiche Parametrisierungen als Funktion von Q^2 und x, die die existierenden experimentellen Daten beschreiben [28].

3.8 Die Photonstrukturfunktion

Ein wesentlicher Unterschied zwischen der Strukturfunktion eines Hadrons und der Photonstrukturfunktion ergibt sich dadurch, daß das Photon direkt an ein Quark-Antiquark-Paar koppeln kann. Zusätzlich zu den in Abb. 3.8 aufgeführten Prozessen muß daher bei der Entwicklung der Photonstrukturfunktion noch der in Abb. 3.9 gezeigte Graph berücksichtigt werden. Die Altarelli-Parisi Gleichungen nehmen dann die Form an:

$$\frac{dq_i(x, Q^2_{DIS})}{d(\ln Q^2_{DIS})} = \frac{\alpha}{2\pi} P_{q\gamma}(x) +$$
$$\frac{\alpha_s(Q^2_{DIS})}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz'}{z'} \left[\sum_{j=u,d,\bar{u},\bar{d},\ldots} q_j(z', Q^2_{DIS}) P_{qq}\left(\frac{x}{z'}\right) + g(z', Q^2_{DIS}) P_{qg}\left(\frac{x}{z'}\right) \right] \quad (3.20)$$

$$\frac{dg(x, Q^2_{DIS})}{d(\ln Q^2_{DIS})} =$$
$$\frac{\alpha_s(Q^2_{DIS})}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz'}{z'} \left[\sum_{j=u,d,\bar{u},\bar{d},\ldots} q_j(z', Q^2_{DIS}) P_{gq}\left(\frac{x}{z'}\right) + g(z', Q^2_{DIS}) P_{gg}\left(\frac{x}{z'}\right) \right] \quad (3.21)$$

Dabei ist $P_{q\gamma}(x) = 3e_q^2(x^2 + (1-x)^2)$ die „Splitting“-Funktion für die Kopplung eines Photons an ein Quark-Antiquarkpaar und α die elektromagnetische Kopplung.

Durch den zusätzlichen Beitrag werden die Altarelli-Parisi Gleichungen inhomogen, so daß sich die Lösungen dieser Gleichungen als Überlagerung aus einer speziellen Lösung der inhomogenen Gleichung und der allgemeinen Lösung der homogenen Differentialgleichung darstellen läßt. Die spezielle Lösung der inhomogenen Gleichung kann als „anomaler“ Anteil und die allgemeine Lösung der homogenen Differentialgleichung als VDM-Anteil interpretiert werden (Abschnitt 3.5.2). Der „anomale“ Anteil der Photonstrukturfunktion läßt sich berechnen. Für die Beschreibung des VDM-Anteils werden hingegen experimentelle Meßergebnisse benötigt. In den im folgenden diskutierten Messungen können diese beiden Anteile nicht getrennt, sondern nur die Summe beider Beiträge als „Photonstruktur“ gemessen werden. Auch von den Partondichten im Photon existieren zahlreiche Parametrisierungen (z.B. [29, 30]), die auf den Daten der zwei-Photon Experimente basieren (Abschnitt 3.8.1).

Die Messung der Partondichten im Photon soll im folgenden genauer beschrieben werden. Dabei wird gezeigt, daß HERA einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis der Photonstruktur liefern kann.

3.8.1 Zwei-Photon Physik bei e^+e^- Experimenten

Die Quarkdichten im Photon können in Photon-Photon Kollisionen an e^+e^- Speicherring-Experimenten gemessen werden. Wie bei der Messung der Protonstrukturfunktion wird dabei die Struktur eines quasi-reellen Photons durch ein hochvirtuelles Photon „abgetastet“. Das Prinzip dieser Messung ist in Abb. 3.10 dargestellt. Dabei wird das Elektron (Positron) e_1 unter kleinem Winkel gestreut und emittiert dabei ein quasi-reelles Photon $q_1^2 \approx 0$. Die Struktur dieses Photons wird durch ein hochvirtuelles Photon aufgelöst, das vom Positron (Elektron) e_2 emittiert wird. Das Positron bzw. Elektron e_2 wird also unter großem Winkel gestreut und kann daher im Experiment nachgewiesen werden („tagged Elektron“). Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist proportional zur Photonstrukturfunktion F_2^γ, die sich in niedrigster Ordnung, wie im Fall der Protonstrukturfunktion (Abschnitt 3.7), mit den Partondichten in Beziehung setzen läßt:

$$F_2^\gamma(x, \mu^2) = \sum_{i=u,d,\bar{u},\bar{d},\ldots} x e_i^2 f_i^\gamma(x, \mu^2) \quad (3.22)$$

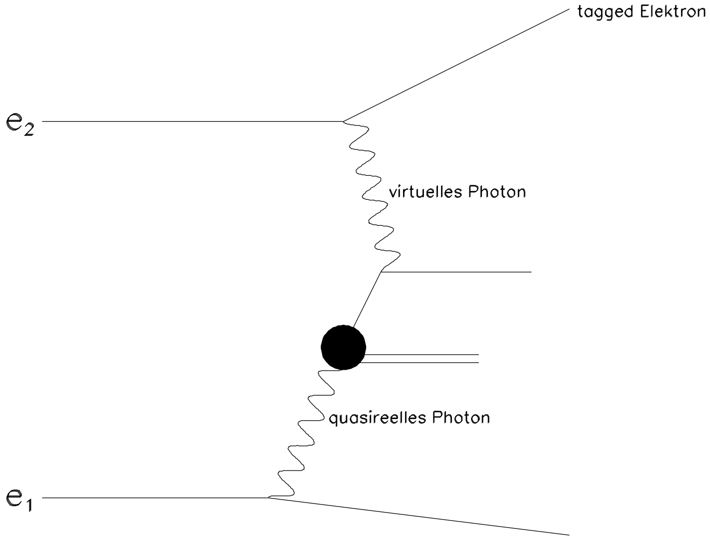

Abbildung 3.10: Messung der Photonstrukturfunktion in „single-tag“ Ereignissen

Abb. 3.11 zeigt als Beispiel das Ergebnis der OPAL-Kollaboration für die Messung der Photonstrukturfunktion [31] bei einer mittleren Energieskala $\mu^2 = 14.7 GeV^2$. Diese Messung deckt einen großen Bereich im Impulsanteil x_γ von zwei Größenordnungen (bis zu hinunter zu $x_\gamma \approx 0.007$) ab.

Durch die Messungen der Photonstrukturfunktion in $\gamma\gamma$-Kollisionen ist der Quarkinhalt der Photonen im Bereich $0.01 < x < 1$ mit relativ guter Genauigkeit bestimmt worden. Über die Messung der Abhängigkeit der Photonstrukturfunktion F_2^γ von der Energieskala μ^2 („skalenverletzende Effekte“) erhält man im Prinzip auch Aufschluß über die Gluondichte im Photon. Bei der Photonstrukturfunktion werden die skalenverletzenden Effekte aber durch die Q^2-Abhängigkeit des anomalen Anteils dominiert, während der Einfluß der Gluonen wesentlich schwächer ist. Aus den vorliegenden e^+e^--Daten lassen sich daher nur sehr ungenaue Aussagen über die Gluondichte treffen. Die komplizierte Struktur des Photons, das sowohl als „punktförmiges“ Teilchen, als auch als Teilchen mit partonischer Struktur auftritt, bedingt, daß für das Photon keine Impulssummenregeln wie im Fall der Nukleonen gelten. Der Gluonanteil des Photons läßt sich daher auch nicht über eine Energie-Impuls-Summenregel eingrenzen.

3.8.2 Photon-Proton-Kollisionen

Die Beobachtung von harten Streuprozessen bei γp-Kollisionen mit Teilchenjets im Endzustand erlaubt direkte Rückschlüsse auf die Quark- und Gluondichten im Photon, da in diesem Fall die Photonstruktur durch ein Parton aus dem Proton abgetastet wird, das nicht nur an die Quarks, sondern auch direkt an die Gluonen im Photon koppeln kann. Dabei werden die Partondichten im Proton im Bereich $x_p > 10^{-2}$, in dem experimentelle Daten über die Protonstruktur zur Verfügung stehen, als bekannt angenommen. Aus den gemes-

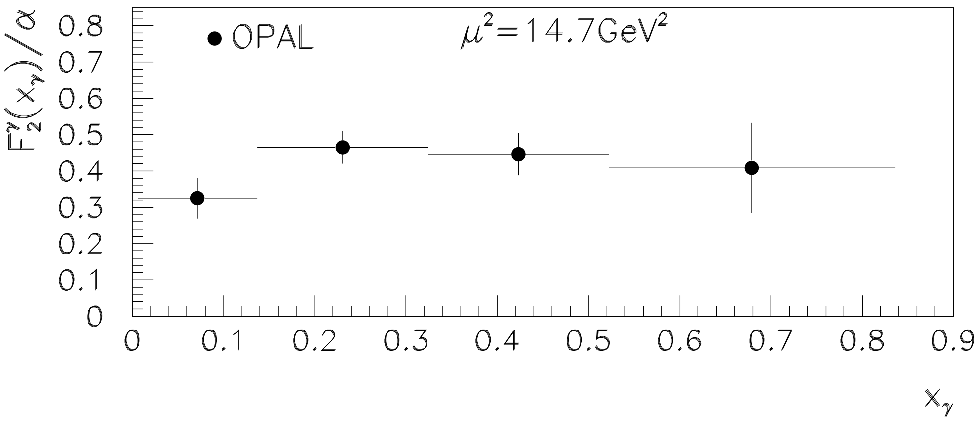

Abbildung 3.11: Messung von F_2^γ als Funktion von x bei einem mittleren $\mu^2 = 14.7 GeV^2$.

senen Jetraten ergibt sich dann Aufschluß über eine „effektive“ Partondichte im Photon, die sowohl Beiträge der Quark- und Gluondichte als auch Beiträge von direkten Prozessen enthält. Diese Anteile können jedoch im Experiment zur Zeit nicht getrennt werden. Da aber die Beiträge der direkten Prozesse und die Quark-Beiträge (unter Verwendung der bei zwei-Photon Experimenten gemessenen Quarkdichten) im Rahmen der QCD berechnet werden können, ergibt sich durch Subtraktion dieser beiden Beiträge von den gemessenen Jetraten die Möglichkeit, den Anteil der Gluonen im Photon zu bestimmen.

Um die Partondichten im Photon als Funktion des Impulsanteils x_γ bestimmen zu können, muß die Kinematik des in Abb. 3.6 gezeigten Prozesses auf Partonniveau rekonstruiert werden. Wie in Abschnitt 5.4.2 gezeigt wird, sind die Viererimpulse p_1 und p_2 der auslaufenden Partonen mit den Richtungen und Energien der im Experiment beobachteten harten Teilchenjets korreliert. Werden die Transversalimpulse (relativ zur Richtung des einlaufenden Hadrons) der einlaufenden Partonen vernachlässigt, dann folgt aus der Viererimpulserhaltung für den harten Subprozeß für p_1 und p_2:

$$x_\gamma q + x_p p = p_1 + p_2 \tag{3.23}$$

wobei x_γ und x_p die Impulsanteile des Partons aus dem Photon bzw. Proton am Impuls q des Photons bzw. p des Protons sind. In Abschnitt 5.4.3 wird gezeigt, daß die Vernachlässigung der Transversalimpulse im Anfangszustand in dem später betrachteten kinematischen Bereich sinnvoll ist. Durch Multiplikation mit p erhält man unter Vernachlässigung der Protonmasse:

$$x_\gamma pq = pp_1 + pp_2 \Rightarrow \tag{3.24}$$

$$x_\gamma 2E_pE_\gamma = E_p(E_1 - p_{z,1}) + E_p(E_2 - p_{z,2}) \tag{3.25}$$

Dabei ist p_z die Impulskomponente entlang der z-Achse, die in Richtung des einlaufenden Protons zeigt. Vernachlässigt man auch die Massen der auslaufenden Quarks, dann läßt sich Gleichung 3.25 schreiben als:

$$x_\gamma = \frac{E_t^{Parton1} e^{-\eta_1} + E_t^{Parton2} e^{-\eta_2}}{2E_\gamma} \tag{3.26}$$

Dabei ist η die sogenannte Pseudorapidität, die definiert ist als:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\Theta}{2}\right)\right) \tag{3.27}$$

wobei Θ der Winkel ist, den der Impuls des Partons mit der z-Achse einschließt.

In gleicher Weise läßt sich auch der Impulsanteil x_p des Partons aus dem Proton aus den Transversalimpulsen und der Richtung der auslaufenden Partonen bestimmen. Eine Multiplikation von Gleichung 3.23 mit q führt nach einer analogen Rechnung auf:

$$x_p = \frac{E_t^{Parton1} e^{\eta_1} + E_t^{Parton2} e^{\eta_2}}{2E_p} \tag{3.28}$$

In diesem Kapitel wurden die theoretischen Grundlagen für die Beschreibung von harten γp-Kollisionen zusammengefaßt. Anhand von Daten des H1-Experiments kann im folgenden die Existenz der harten Photon-Proton-Wechselwirkungen mit Jets im Endzustand demonstriert werden. Weiterhin werden die Daten mit einer QCD-Beschreibung in führender Ordnung verglichen. Dabei zeigt sich, daß das QCD-Modell in der Lage ist, wesentliche Eigenschaften der Daten zu beschreiben. Auf der Basis der Rekonstruktion des Impulsanteils x_γ gemäß Gleichung 3.26 wird schließlich in Kapitel 6 eine Messung der Partondichte im Photon diskutiert.

Kapitel 4

Datenauswahl und Monte-Carlo-Simulation

In diesem Kapitel wird die Auswahl der Ereignisse für die weitere Analyse beschrieben. Außerdem wird im zweiten Teil ein Monte-Carlo Modell auf der Basis einer QCD-Beschreibung des harten Streuprozesses vorgestellt, mit dem die Daten dann in Kapitel 5 verglichen werden können.

4.1 Die Datenauswahl

Für die im folgenden beschriebene Analyse wurden Daten aus der Datennahmeperiode 1993 benutzt. Die verwendete Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von $\approx 290 nb^{-1}$. Dabei werden solche Ereignisse ausgewählt, bei denen harte Parton-Parton-Streuprozesse vorliegen, die zum Auftreten von Jets im Endzustand führen. Es läßt sich dann zeigen, daß die Kinematik des harten Streuprozesses auf dem Partonniveau aus den gemessenen Impulsen der Jets rekonstruiert werden kann (Abschnitt 5.4.2). Vor der Auswahl solcher Ereignisse mit harten Jets müssen aber zunächst grundlegende Fragen zur Auswahl eines geeigneten Triggers und zur Untergrundunterdrückung betrachtet werden.

Da die Ereignisraten bei HERA durch Untergrundereignisse dominiert werden, muß die Ereignisselektion eine Abtrennung der Elektron-Proton-Wechselwirkungen vom Untergrund erreichen. Die wichtigsten Untergrundquellen ergeben sich durch Wechselwirkungen von Protonen mit dem im Strahlrohr vorhandenen Restgas oder mit der Strahlrohrwand. Die erste Triggerstufe muß sorgfältig auf die Untergrundverhältnisse abgestimmt werden, um hohe Triggerraten und die daraus resultierenden Totzeiten bei der Datennahme zu vermeiden. Die durch den „hardware“ Trigger akzeptierten Ereignisse werden bereits vor dem Aufzeichnen der Daten einer Selektion durch den „software“ Trigger („filter-farm“) unterworfen, der mit einfachen Kriterien Untergrundereignisse verwirft (siehe Abschnitt 2.2.6). Diese aufgezeichnete Datenmenge enthält immer noch einen großen Anteil von Untergrundereignissen, so daß eine weitere Selektion anhand der rekonstruierten Größen vorgenommen werden muß. In einem weiteren Schritt können dann von den verbleibenden Ereignissen solche mit harten Jets herausgesucht werden.

Bei dieser Auswahl wurden nur Ereignisse betrachtet, bei denen das auslaufende Elektron im Elektrontagger nachgewiesen werden konnte. Die Beschränkung auf diese Ereignisse bietet einige Vorteile:

- Durch die Forderung nach einem Elektrontaggersignals auf der ersten Triggerstufe werden die Untergrundraten bereits stark unterdrückt, so daß zusätzlich nur eine geringe Aktivität im Hauptdetektor verlangt werden muß (eine „Teilchenspur“), um eine genügend kleine Triggerrate zu erhalten. Der verbleibende Untergrund durch Proton-Gas oder Proton-Strahlrohrwand-Wechselwirkungen ist auf zufällige Koinzidenzen solcher Untergrundereignisse mit Bremsstrahlungsereignissen, bei denen das Elektron ein Elektrontaggersignal auslöst, zurückzuführen. Die Wahrscheinlichkeit für eine solche zufällige Koinzidenz beträgt bei der typischen Luminosität, die in der Betriebsperiode 1993 erreicht wurde, nur etwa 1%. Durch die Forderung nach einem Elektrontaggersignal auf der ersten Triggerstufe wird also die akzeptierte Rate von Untergrundereignissen verglichen mit dem gleichen Trigger ohne die Bedingung eines Elektrontaggersignals um zwei Größenordnungen vermindert.

- Die Winkelakzeptanz des Elektrontaggers schränkt den maximalen Impulsübertrag auf $Q^2_{max} \approx 10^{-2}$ ein, so daß die Photonen bei der γp-Wechselwirkung tatsächlich als reell angesehen werden können. Bei einer Betrachtung aller Ereignisse, bei denen das auslaufende Elektron nicht im H1-Detektor nachgewiesen wird, ist der maximale Impulsübertrag durch $Q^2_{max} \approx 4GeV^2$ gegeben. In diesem Fall müssen bereits Korrekturen für die „Virtualität“ des Photons berücksichtigt werden, die mit großen theoretischen Unsicherheiten behaftet sind [32, 33].

- Durch die Messung der Energie des auslaufenden Elektrons mit dem Elektrontagger ist auch die Photonenergie als Differenz zwischen der Strahlenergie und der Energie des auslaufenden Elektrons mit guter Auflösung bekannt. Für Ereignisse ohne Elektrontaggersignal kann hingegen die Photonenergie nur aus dem hadronischen Endzustand rekonstruiert werden [34]:

  $$E_\gamma = \sum_{Hadronen} (E_h - p_{z,h})/2 \approx \sum_{Kalorimeter-Zellen} (E - E_z)_{Zelle}. \qquad (4.1)$$

  Diese Methode liefert eine deutlich schlechtere Auflösung im Vergleich zur Elektrontaggermessung (Abschnitt 5.4.1).

Im folgenden werden die Schritte der Ereignisselektion aus der insgesamt aufgezeichneten Datenmenge im einzelnen beschrieben.

4.1.1 Der Trigger

Der L1-Trigger

Bei der Wahl des L1-Triggers für die weitere Analyse müssen folgende Anforderungen erfüllt sein:

- Der Trigger muß eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für die zu untersuchenden Ereignisse haben, d. h. die Ereignisse in dem betrachteten kinematischen Bereich müssen mit hoher Wahrscheinlichkeit vom Trigger akzeptiert werden

- Die Rate der insgesamt durch den Trigger akzeptierten Ereignisse muß, um Totzeiten bei der Datennahme zu minimieren, möglichst gering sein. Der Trigger darf daher nur möglichst wenig Untergrund akzeptieren.

Nach diesen Anforderungen wurde als L1-Trigger die Koinzidenz von vier Triggerelementen verlangt:

1. Elektrontagger-Trigger: Bei diesem Triggerelement wird für den Elektrontagger ein Signal mit einer nominellen Energieschwelle von $E_{e-Tagger}^{Trigger} > 4GeV$ verlangt. Dadurch werden bereits auf der ersten Triggerstufe Ereignisse mit einem Elektrontaggersignal ausgewählt. Weiterhin wird verlangt, daß der Wasser-Čerenkovzähler vor dem Photontagger kein Signal liefert und die gemessene Energie im Photontagger kleiner als $E_{\gamma-Tagger}^{Trigger} < 2GeV$ ist. Durch diese zusätzliche Bedingung wird der Untergrund durch die Bremsstrahlungsereignisse $ep \rightarrow ep\gamma$ unterdrückt, die eine typische Rate von einigen kHz für ein Elektrontaggersignal oberhalb der Triggerschwelle von $4GeV$ liefern. Die geometrische Akzeptanz des Photontaggers für diese Bremsstrahlungsereignisse beträgt etwa 98%.

   Da die Kalibration des Elektrontaggers für die abschließende Rekonstruktion im Vergleich zum Triggerniveau verbessert wird, ist die Triggerschwelle von $4GeV$ auf der endgültigen Energieskala „verschmiert“. In der weiteren Analyse wird daher eine deutlich höhere Schwelle von $E_{e-Tagger} > 8GeV$ verlangt. Die „inefficiency“ (= 1.0 − Ansprechwahrscheinlichkeit) des Elektrontagger-Triggers in diesem Energiebereich beträgt $\approx 1\%$ und wird im systematischen Fehler der Luminositätsmessung berücksichtigt.

2. Driftkammer-$R\Phi$-Trigger: Der Driftkammer-$R\Phi$-Trigger liefert bereits auf der ersten Triggerstufe eine grobe Spurerkennung und Impulsmessung für die Spuren geladener Teilchen aus der Wechselwirkungsregion mit der zentralen Driftkammer [35]. Diese Spurerkennung in der R-Φ-Ebene (R: Radius von der Strahlachse, Φ: Azimuthalwinkel) basiert auf einem Teil der radialen Drahtlagen der zentralen Driftkammern (verwendet werden insgesamt 10 Signaldrahtlagen, verteilt über die beiden Driftkammern). Die Signale dieser Drähte werden digitalisiert und zur Einteilung in Driftzeitintervalle in einem Schieberegister abgespeichert, die bei einer Driftgeschwindigkeit von $\sim 50\mu m$ einer Auflösung von $\sim 5mm$ für die Driftstrecke entsprechen. Die Einträge im Schieberegister werden dann mit abgespeicherten Mustern („trigger-roads“), die sich für Spuren vom Wechselwirkungspunkt ergeben, verglichen. Dadurch können grobe Aussagen über Transversalimpulse, Multiplizitäten und Topologien (z.B. zwei Spuren, die in der R-Φ-Ebene einen Winkel von $\approx 180^o$ einschließen) und das Vorzeichen der Spurkrümmung (und damit das Ladungsvorzeichen des betreffenden Teilchens) gemacht werden. Für den hier betrachteten Trigger wurde die Erkennung eines Spurkandidaten mit einer nominellen Transversalimpulsschwelle von $p_t > 400MeV/c$ verlangt.

   Durch den Driftkammer-$R\Phi$-Trigger wird der Wechselwirkungspunkt in der $R\Phi$-Ebene eingeschränkt, da dieser Trigger nur Spuren erkennt, deren minimaler Abstand zur

Strahlachse (=„dca“: distance of closest approach) klein ist ($|dca| < 2cm$). Durch diese Einschränkung des Wechselwirkungspunktes werden daher Proton-Strahlrohrwand-Wechselwirkungen unterdrückt, bei denen der Wechselwirkungspunkt einen Abstand zur Strahlachse aufweist.

   Da für die weitere Analyse Ereignisse mit harten Jets betrachtet werden, bei denen also hohe Teilchenmultiplizitäten und hohe Teilchenimpulse vorliegen, erwartet man für den Driftkammer-$R\Phi$-Trigger eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit, die in Abschnitt 4.1.4 nach der abschließenden Datenauswahl untersucht wird.

3. z_{vertex}-t_0: Dieses Triggerelement basiert auf den Vieldraht-Proportionalkammern im Zentral- und Vorwärtsbereich [36]. Durch die Ausleseelektroden, die ein Signal liefern, werden Geraden gelegt und bis zur z-Achse extrapoliert. Die z-Koordinate des Schnittpunktes mit der z-Achse wird in ein Histogramm (z_{vertex}-Histogramm) für den Bereich $-44cm < z < 44cm$ eingefüllt. Existiert ein Wechselwirkungspunkt innerhalb der nominellen Wechselwirkungsregion, von dem geladene Teilchenspuren ausgehen, dann ergibt sich an der z-Position des Wechselwirkungspunktes („Vertex“) eine Anhäufung von Einträgen („Peak“) im z_{vertex}-Histogramm. Dieser „Peak“ sitzt auf einem flachen „kombinatorischen“ Untergrund, der durch Kombinationen von Ausleseelektroden zustande kommt, die nicht zu derselben Teilchenspur gehören.

   Da die Vieldraht-Proportionalkammern eine gute Zeitauflösung liefern, können die Signale von den Proportionalkammern dazu benutzt werden, den Zeitpunkt der Wechselwirkung festzustellen („Ereignis-t_0“). Ein solches t_0-Signal wird bereits durch einen Eintrag in das z_{vertex}-Histogramm ausgelöst (z_{vertex}-t_0).

4. Flugzeitzähler-Veto: Die beiden Szintillatorebenen des Flugzeitzählers ermöglichen eine einfache Unterdrückung von Untergrundereignissen, die durch Proton-Gas bzw. Proton-Strahlrohrwand-Wechselwirkungen vor dem Detektor entstehen. Dazu werden die Signale aller Szintillatoren einer Ebene, die in das Untergrund-Zeitfenster fallen (Abschnitt 2.2.4), durch ein logisches „ODER“ verknüpft, so daß sich für jede Ebene ein „Untergrund-Signal“ ergibt. Bei einer Koinzidenz von Untergrund-Signalen beider Flugzeitzählerebenen wird das Ereignis verworfen.

Die Koinzidenz der vier zuvor beschriebenen Triggerelemente wird im folgenden als „eTag × DC$R\Phi$“-Trigger bezeichnet. In der Datennahmeperiode 1993 lieferte dieser Trigger eine typische Rate von einigen Hz. Zusätzlich wird in der weiteren Analyse noch der „eTag × z_{vertex}-t_0-Trigger betrachtet, bei dem nur eine Koinzidenz des Elektrontriggers mit einem z_{vertex}-t_0-Signal verlangt wird (auch dieser Trigger enthält das Flugzeitzähler-Veto). Dieser Trigger liefert bei den Luminositäten, die in der Datennahmeperiode 1993 erreicht wurden, zu hohe Raten und mußte daher zur Verminderung von Totzeiten bei der Datennahme um einen Faktor ≈ 10 „skaliert“ werden, d.h. es wurde nur bei jedem zehnten Triggersignal ein Ereignis akzeptiert. Daher wird dieser Trigger für eine Analyse, bei der eine hohe Ereignisstatistik benötigt wird, nicht verwendet, sondern dient als „Kontrolltrigger“ z.B. bei der Überwachung der Ansprechwahrscheinlichkeit der Trigger (Abschnitt 4.1.4).

Der L4-Trigger

Die Triggerstufen L2 und L3 waren in der Datennahmeperiode 1993 noch nicht aktiv, sondern sind erst für den Betrieb bei deutlich höheren Luminositäten vorgesehen.

Die nächste Selektion der Ereignisse findet auf der vierten Triggerstufe statt. Auf dieser Ebene wird bereits die volle Ereignisinformation aller Subdetektoren durch ein paralelles Prozessorsystem verarbeitet, um nach einer teilweisen vereinfachten Rekonstruktion Untergrundereignisse zu erkennen. Die verwendeten Filteralgorithmen hängen von dem L1-Trigger ab, durch den das betreffende Ereignis akzeptiert wurde. Für die durch Elektrontaggersignal akzeptierten Ereignisse wurden folgende Selektionskriterien verwendet:

- Um Proton-Gas oder Proton-Strahlrohrwand Wechselwirkungen vor der nominellen Wechselwirkungsregion zu unterdrücken, wurden Ereignisse mit rekonstruierten Spuren, die auf einen Wechselwirkungspunkt bei $z < -100cm$ zeigen, zurückgewiesen, wenn keine Spuren aus der nominellen Wechselwirkungregion existieren.
- Proton-Gas-Wechselwirkungen innerhalb der nominellen Wechselwirkungsregion werden durch den in Abschnitt 4.1.2 diskutierten Schnitt auf $\sum E - p_z$ unterdrückt. Die Größe $\sum E - p_z$ wird dabei aus einer vereinfachten Rekonstruktion der Kalorimeterenergie bestimmt.

Durch den L4-Trigger wurde die Datenmenge in der betrachteten Datennahmeperiode um einen Faktor ~ 6 reduziert. Um die Selektion durch den L4-Trigger kontrollieren zu können, werden 1% der Ereignisse, die eigentlich durch diese Triggerstufe zurückgewiesen wurden, trotzdem aufgezeichnet. Diese Ereignisse erlauben dann später, die Effizienz der Selektion auf dieser Triggerstufe zu kontrollieren.

4.1.2 Rekonstruktion und Ereignisauswahl

Die aufgezeichneten Ereignisse werden einer vollständigen Rekonstruktion unter Berücksichtigung aller Detektorkomponenten und unter Verwendung der endgültigen Kalibrationkonstanten unterzogen (Abschnitt 2.2.7). Mit den rekonstruierten Größen kann dann eine verbesserte Ereignisselektion vorgenommen werden, die im folgenden beschrieben wird. Ein Teil dieser Selektion findet bereits unmittelbar im Anschluß an die Rekonstruktion statt (Abschnitt 2.2.7).

Für die weitere Selektion müssen zunächst folgende Untergrundquellen betrachtet werden:

- Kosmische Myonen: Myonen aus der kosmischen Strahlung können in zufälliger Koinzidenz mit einem Elektrontaggersignal aus einem Bremsstrahlungsereignis zum Ansprechen des L1-Triggers führen, wenn die Teilchenbahn durch die nominelle Wechselwirkungsregion verläuft. Solche Ereignisse liefern in der zentralen Driftkammer zwei Spursegmente mit entgegengesetzter Krümmung (vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet), die durch eine gemeinsame Spurparametrisierung beschrieben werden können. Ereignisse, die solche Spursegmente aufweisen und in denen insgesamt weniger als 10 rekonstruierte Spuren vorliegen werden zurückgewiesen.

- Halo-Myonen: Myonen aus Wechselwirkungen des Protonstrahl-Halos durchdringen das Kalorimeter des H1-Detektors in horizontaler Richtung und täuschen dabei große gemessene Transversalenergien vor. Solche Ereignisse lassen sich durch die „Spur“ der Halo-Myonen erkennen, die aus Kalorimeterzellen besteht, die entlang einer horizontalen Achse angesprochen haben.

- Kohärentes Rauschen: Beim Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors kommt es bei einem Teil der Ereignisse durch induzierte Störsignale im analogen Teil der Kalorimeterelektronik zu einem Signal in bestimmten Gruppen von Kalorimeterzellen („kohärente Rauschen“). Diese festen Muster von Kalorimeterzellen können leicht erkannt und die Ereignisse dann verworfen werden. Da durch diese Selektion auch ep-Ereignisse verworfen werden, die in zufälliger Koinzidenz mit kohärentem Rauschen auftreten, verringert sich durch diese Auswahl die effektiv betrachtete integrierte Luminosität. Für den im weiteren betrachteten Datensatz ergibt sich insgesamt eine Korrektur der integrierten Luminosität von -4.1% [37].

Um die z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes der Ereignisse bestimmen zu können, wurde eine rekonstruierte Teilchenspur in der zentralen Driftkammer mit einem minimalen Transversalimpuls von $p_t \geq 0.3 GeV/c$ gefordert. Da für die rekonstruierte Spur verlangt wird, daß der kleinste Abstand zur z-Achse („dca“) kleiner als $2cm$ ist, werden auch Proton-Strahlrohrwand-Wechselwirkungen unterdrückt, bei denen die Spuren auf die Strahlrohrwand zeigen.

Die Verteilung der rekonstruierten Vertexposition entlang der z-Achse ist in Abb. 4.1 dargestellt. Es zeigt sich, daß die z_{vertex}-Verteilung einer Gaußverteilung mit einem Mittelwert von $z_0 = -5cm$ und einer Breite von $\sigma_z = 10cm$ folgt. Zusätzlich zu dieser Gaußverteilung tritt aber im Bereich $z > 40cm$ eine Anhäufung von Ereignissen auf, die auf einen zusätzliches Proton-Paket zurückzuführen ist, das dem eigentlichen Proton-Paket vorauseilt („satellite-bunch“). Da der Akzeptanzbereich der Spurtrigger auf die nominelle Wechselwirkungsregion ($-44cm < z < 44cm$) beschränkt ist, wird im weiteren verlangt, daß der rekonstruierte Ereignisvertex im Bereich von ±3 Standardabweichungen um den Mittelwert liegt:

$$-35cm < z_{vertex} < 25cm \qquad (4.2)$$

Durch diesen Schnitt werden dann auch die Ereignisse aus dem zusätzlichen Proton-Paket verworfen. Da der „satellite-bunch“ aber in die Luminositätsmessung eingeht, muß die integrierte Luminosität für die folgende Analyse auf den Anteil der zusätzlichen Elektron-Pakete um $\approx -3\%$ korrigiert werden [37]. Die abgeschnittenen „Schwänze“ der Gaußverteilung in Abb. 4.1 durch den Schnitt auf drei Standardabweichungen ergeben eine weitere Korrektur von -0.3%. Die integrierte Luminosität nach allen Korrekturen beträgt:

$$\int Ldt = 288.9 nb^{-1} \qquad (4.3)$$

mit einem systematischen Fehler von 5%, der auch die „inefficiency“ des eTag-Triggerelements einschließt.

In der durch diese Auswahl erhaltene Ereignismenge sind immer noch Untergrundereignisse aus Proton-Gas-Wechselwirkungen in der Wechselwirkungsregion in zufälliger Koinzidenz mit einem Elektron-Tagger Signal enthalten. Es sind daher weitere Schnitte notwendig,

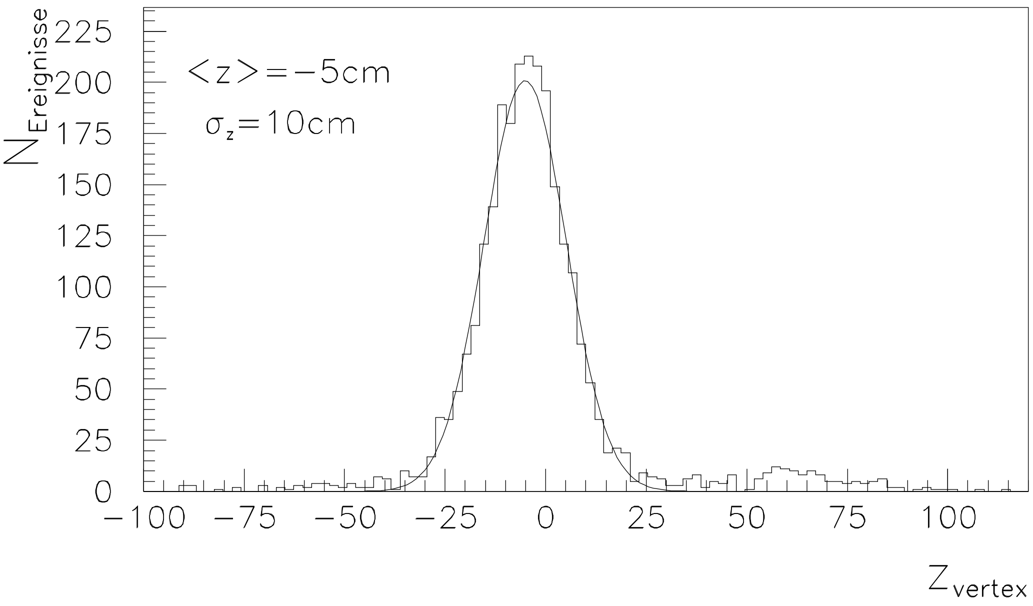

Abbildung 4.1: Verteilung der rekonstruierten Vertexposition z_{vertex} (Histogramm) mit einer angepaßten Gaußverteilung (Kurve)

um diesen Untergrund zu reduzieren und zu einer für die weitere Analyse verwendbaren Ereignisauswahl zu gelangen. Eine Größe, die eine Unterscheidung zwischen Proton-Gas und Proton-Photon Wechselwirkungen ermöglicht, ist die kinematische Größe $\sum E - p_z$, summiert über alle Hadronen im Endzustand. Aus einer einfachen Rechnung unter Berücksichtigung der Viererimpulserhaltung folgt:

$$\sum_{Hadronen} (E_h - p_{z,h}) = 2E_\gamma \quad \text{für Proton-Photon und}$$
$$\sum_{Hadronen} (E_h - p_{z,h}) = m_{Gas} \quad \text{für Proton-Gas Wechselwirkungen,} \tag{4.4}$$

wobei m_{Gas} die Masse des Gasatoms ist. Da die mittlere Photonenergie durch $E_\gamma \approx 15GeV$ gegeben ist und ein großer Anteil des Restgases aus Wasserstoff besteht ($m_{Gas} \approx 1GeV$), folgt also:

$$\sum_{Hadronen} (E_h - p_{z,h}) \text{ für Proton-Photon-Wechselwirkungen} \gg$$
$$\sum_{Hadronen} (E_h - p_{z,h}) \text{ für Proton-Gas-Wechselwirkungen} \tag{4.5}$$

Für die Datenauswahl wird die Summe $\sum_{Hadronen}(E - p_z)$ durch eine kalorimetrische Messung bestimmt: $\sum_{Kalorimeter-Zellen}(E - E_z)_{Zelle}$ wobei über die Zellen des Flüssig-Argon und des BEMC-Kalorimeters summiert wird. Im folgenden wird in Anlehnung an Gleichung 4.1 die Größe y_{calo} betrachtet, die mit der Summe $\sum_{Kalo.-Zellen}(E - E_z)$ in Beziehung steht:

$$y_{calo} = \frac{\sum_{Kalorimeter-Zellen}(E - E_z)_{Zelle}}{2E_e} \tag{4.6}$$

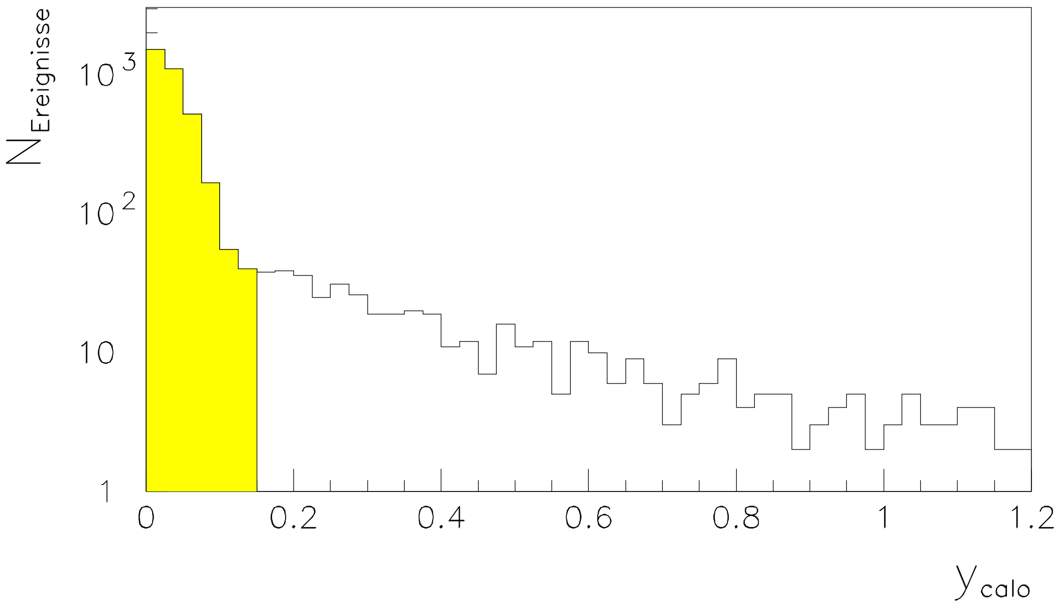

Abbildung 4.2: Verteilung der Größe y_{calo} für Proton-„pilot bunches“. Die grau unterlegte Fläche entspricht dem Bereich $y_{calo} < 0.15$.

Um die Wirkung eines Schnitts auf y_{calo} zu verstehen, wird eine Ereignismenge betrachtet, die nur aus Untergrundereignissen besteht. Dazu werden Protonen-„bunches“ benutzt, für die der korrespondierende Elektron-„bunch“ nicht gefüllt wurde („pilot-bunches“). Ereignisse, die solchen „pilot-bunches“ zuzuordnen sind, können daher nicht auf ep-Wechselwirkungen, sondern nur auf Proton-Gas oder Proton-Strahlrohrwand-Wechselwirkungen zurückzuführen sein. Abb. 4.2 zeigt die Verteilung der Größe y_{calo} für einen Teil der Proton-„pilot bunch“ Ereignisse. Die Form dieser Verteilung legt den Schnitt:

$$y_{calo} > 0.15 \tag{4.7}$$

nahe. Dieser Schnitt verwirft einen großen Anteil ($\sim 87\%$) der Untergrundereignisse, der in Abb. 4.2 durch den grau unterlegten Bereich gekennzeichnet wird. Eine detaillierte Diskussion dieses Schnitts findet sich z.B. in [38].

Um weiterhin kinematische Bereiche mit kleiner Elektrontaggerakzeptanz auszuschließen, wird die mit dem Elektrontagger gemessene Energie einem weiteren Schnitt unterworfen:

$$8GeV < E_{e-Tagger} < 20GeV \tag{4.8}$$

Dieses entspricht einem Schnitt in der Variablen y (aus der Elektrontaggermessung):

$$0.25 < y_{tag} < 0.7 \tag{4.9}$$

Aus dem Vergleich der Elektrontaggerspektren für γp-Kollisionen und Bremsstrahlungsereignisse läßt sich eine Abschätzung für den verbleibenden Untergrund erhalten, die in Abschnitt 4.1.5 diskutiert wird. Dabei zeigt sich, daß durch die Bedingung $E_{e-Tagger} < 20GeV$ der Untergrundanteil noch deutlich reduziert wird.

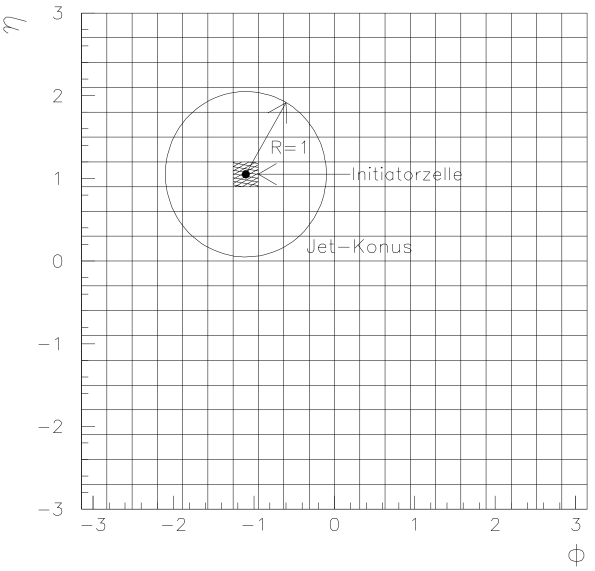

Abbildung 4.3: Schematische Darstellung eines „Jet-Konus“ im η-Φ-Raster.

Im folgenden sollen nun Ereignisse selektiert werden, bei denen harte $2 \rightarrow 2$-Streuprozesse vorliegen, wie sie in Abschnitt 3.5 diskutiert wurden. Da die beiden auslaufenden harten Partonen zu Teilchenjets fragmentieren, werden aus den bisher selektierten Ereignissen solche mit mindesten zwei harten Jets herausgesucht, wobei die experimentelle Definition der Jets über einen „Konus-Algorithmus“ erfolgt. Es läßt sich dann später zeigen (Abschnitt 5.4.2), daß die Energien und Richtungen der beiden in E_t führenden Jets mit denen der beiden auslaufenden Partonen korreliert sind.

4.1.3 Die Auswahl von zwei Jet Ereignissen

Die Auswahl von Ereignissen mit zwei-Jet Topologie basiert auf der kalorimetrischen Messung des Energieflusses. Dabei wird nur das flüssig-Argon und das rückwärtige Blei-Szintillator-Kalorimeter (BEMC) benutzt. Mit Hilfe eines Konus-Algorithmus werden Ereignisse mit mindestens zwei rekonstruierten Jets selektiert. Bei diesem Algorithmus wird die mit dem Kalorimeter gemessene transversale Energie zunächst in ein η-Φ-Raster mit 20×20 Zellen im Bereich $-3 \leq \eta \leq 3$ und $0 \leq \Phi \leq 2\pi$ eingeteilt. Jede Zelle mit einer transversalen Energie $E_t \geq 0.2 GeV$ wird dann als mögliche Initiatorzelle für einen Jet betrachtet. Die möglichen Initiatorzellen werden gemäß der transversalen Energie geordnet und nacheinander (nach absteigendem E_t) betrachtet. Dabei werden die transversalen Energien der umliegenden Zellen innerhalb des Radius:

$$R = \sqrt{(\eta - \eta_{Initiator})^2 + (\Phi - \Phi_{Initiator})^2} \leq 1 \qquad (4.10)$$

aufaddiert. Diese Konstruktion wird durch Abb. 4.3 veranschaulicht, die das Zellraster in der η-Φ-Ebene mit einem „Jet-Konus“ zeigt. Alle Zellen, deren Mittelpunkte innerhalb des in Abb 4.3 eingezeichneten Einheitskreises liegen, werden zum Jet-Konus gerechnet. Falls diese Summe eine E_t-Schwelle E_t^{min} überschreitet, wird aus den aufsummierten Zellen ein Jet konstruiert mit:

$$E_t^{jet} = \sum_{Zellen} E_t^{Zelle} \tag{4.11}$$

Die zu einem Jet gehörenden Zellen werden dann für die weitere Betrachtung auf dem Raster entfernt und die Jetsuche mit den verbleibenden Initiatorzellen fortgesetzt, bis alle Initiatorzellen berücksichtigt wurden.

Im folgenden Kapitel wird gezeigt, daß ein erheblicher Anteil der im Jet-Konus gemessenen Energie nicht auf die Fragmentationsprodukte eines eines gestreuten Partons, sondern andere Quellen zurückzuführen ist („hadronisches Pedestal“, Abschnitt 5.1). Dieser Anteil beträgt bei großen Pseudorapiditäten im Mittel bis zu einigen GeV. Um eine gute Jet-Parton-Korrelation zu erhalten, muß die Schwelle E_t^{min} für einen Jet so hoch gewählt werden, daß der Beitrag der Fragmentationsprodukte des gestreuten Partons zur gemessenen Jetenergie dominiert. Für die weitere Analyse wird die Schwelle für die transversale Energie auf $E_t^{min} = 7GeV$ gesetzt. Durch die Forderung nach zwei Jets mit $E_t^{Jet} > 7GeV$ wird die Anzahl der Ereignisse drastisch von über 140000 auf $\sim$ 3000 Ereignisse reduziert.

Der Viererimpuls des Jets wird nach dem „Snowmass-Accord“ berechnet [39]:

$$E_t^{jet} = \sum_{Zellen} E_t^{Zelle} \tag{4.12}$$

$$\eta_{jet} = \frac{\sum_{Zellen} \eta_{Zelle} E_t^{Zelle}}{E_t^{jet}} \tag{4.13}$$

$$\Phi_{jet} = \frac{\sum_{Zellen} \Phi_{Zelle} E_t^{Zelle}}{E_t^{jet}} \tag{4.14}$$

Danach ergibt sich die Richtung des Jets aus dem E_t-gewichteten Schwerpunkt der beitragenden Zellen (bezogen auf den rekonstruierten Ereignisvertex) und der Impulsbetrag $|\vec{p}|$ ist gleich der Jetenergie E^{jet}, so daß der Jet „masselos“ ist.

Die in einem Ereignis gefundenen Jets werden dann nach fallendem E_t geordnet. Dabei werden nur solche Ereignisse behalten, die mindestens zwei Jets aufweisen („zwei-Jet Ereignisse“). Es läßt sich zeigen, daß diese beiden in E_t führenden Jets mit den harten gestreuten Partonen korreliert sind (Abschnitt 5.4.2), so daß aus den Jets schließlich die Kinematik des Parton-Parton-Streuprozesses rekonstruiert werden kann.

Abb. 4.4 zeigt das inklusive Jet-E_t und η Spektrum der beiden in E_t führenden Jets in den ausgewählten zwei Jet Ereignissen. Das E_t-Spektrum weist einen steilen Abfall auf, der durch eine E_t-Abhängigkeit der Form $\sim E_t^{-6}$ beschrieben werden kann. In der ausgewählte Menge von zwei-Jet Ereignissen dominieren also Jets mit Transversalenergien in der Nähe des Schnitts bei $E_t^{min} = 7GeV$. Das inklusive η-Spektrum zeigt weiterhin, daß die Jets bevorzugt im Vorwärtsbereich, also bei hohen Pseudorapiditäten, auftreten. Aus Gleichung 3.26 läßt sich ablesen, daß Ereignisse bei kleinem Impulsanteil x_γ gestreute Partonen bei hohen Pseudorapiditäten aufweisen. Daher ist die Betrachtung von Ereignissen mit Jets im Vorwärtsbereich für die Bestimmung der Partondichten im Photon bei kleinen Impulsanteilen x_γ notwendig. Das in der weiteren Analyse verfolgte Ziel, die Partondichten im Photon über einen möglichst großen Bereich des Impulsanteils x_γ zu messen, erfordert daher Ereignisse mit Jets bei möglichst großen Pseudorapiditäten in der weiteren Selektion

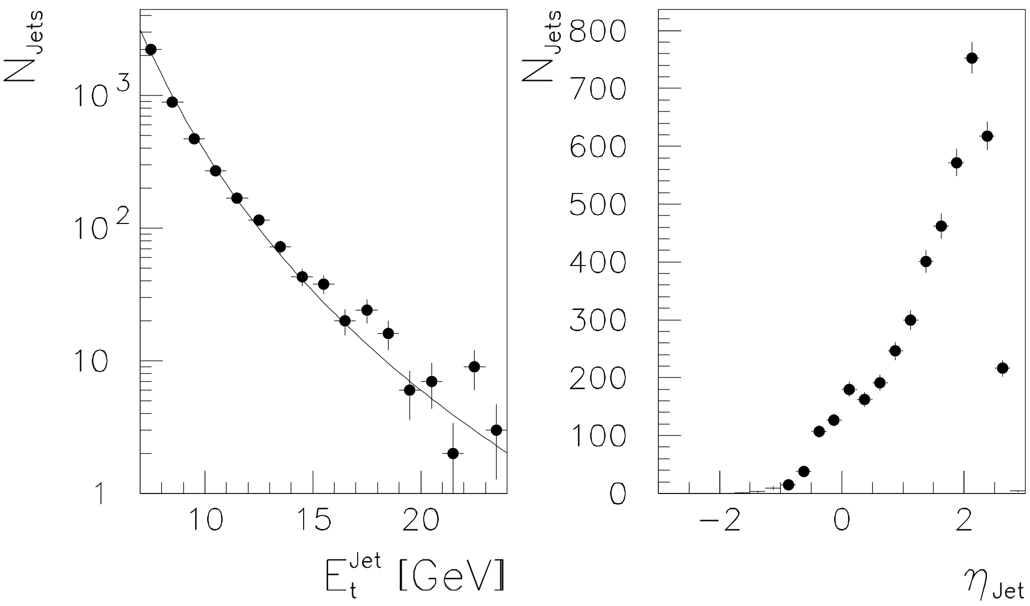

Abbildung 4.4: Inklusives E_t und η Spektrum der beiden führenden Jets. Die durchgezogene Linie in der linken Abbildung gibt eine E_t-Abhängigkeit der Form E_t^{-6} wieder.

zu behalten. Um Verwechslungen mit dem Proton-Rest („Proton-Remnant") auszuschließen und Fehlmessungen von Jetenergien bei Jets, die nicht vollständig im Akzeptanzbereich des Detektors liegen, zu vermeiden, wird die maximale Pseudorapidität der Jets durch den Schnitt:

$$\eta_{jet} < 2.5 \tag{4.15}$$

begrenzt.

Da die hadronische Energiemessung im rückwärtigen Bereich des Detektors, in dem nur ein elektromagnetisches Kalorimeter zur Verfügung steht, nur eine schlechte Auflösung bietet, wird dieser Bereich aus der weiteren Analyse ausgeschlossen:

$$\eta_{jet} > 0 \tag{4.16}$$

Nach allen Selektionsschritten verbleiben 1719 Ereigniskandidaten für zwei-Jet Ereignisse. Zwei γp-Ereignisse sind in den Abbildungen 4.5 und 4.6 dargestellt: In das schematische Schnittbild des H1-Detektors[1] sind die rekonstruierten Spuren und die rekonstruierten Kalorimeterenergien eingetragen. Abb. 4.5 zeigt einen Kandidaten für eine „direkte" γp-Wechselwirkung mit zwei harten Jets im Endzustand. Im Vergleich dazu weist das in Abb. 4.6 gezeigte Ereignis zusätzliche Aktivität im rückwärtigen Bereich auf, die als Beitrag des Photon-Restes interpretiert werden kann („resolved" γp-Prozeß).

---

[1] Das instrumentierte Eisenjoch wurde in den Abbildungen weggelassen.

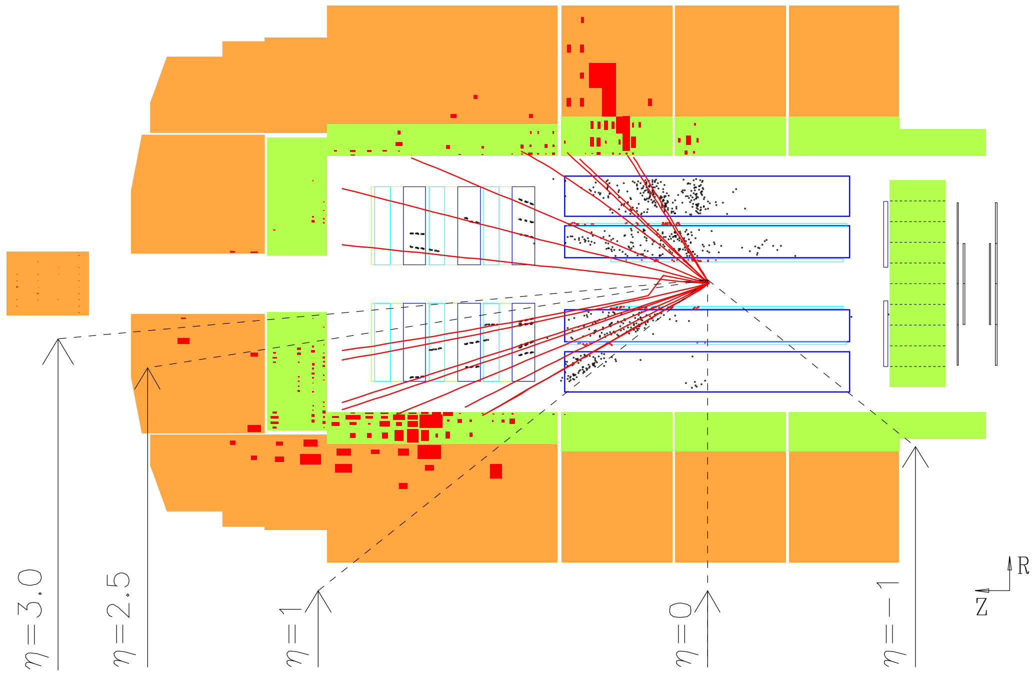

Abbildung 4.5: Kandidat für einen „direkten“ γp-Prozeß mit zwei harten Jets (Schnitt durch den H1-Detektor entlang der z-Achse). Die dunkel unterlegten Bereiche im Kalorimeter symbolisieren die rekonstruierte Energie in den Kalorimeterzellen, wobei die Fläche zur Energie proportional ist. Im Bereich der Spurkammern sind die durch geladene Teilchen ausgelösten Signale („Hits“) als einzelne Punkte und die angepaßten Spuren eingezeichnet. Weiterhin sind zur Veranschaulichung der Pseudorapiditätsbereiche vier Achsen bei den Pseudorapiditäten $\eta = -1, 0, 1, 2.5$ und 3.0 eingezeichnet.

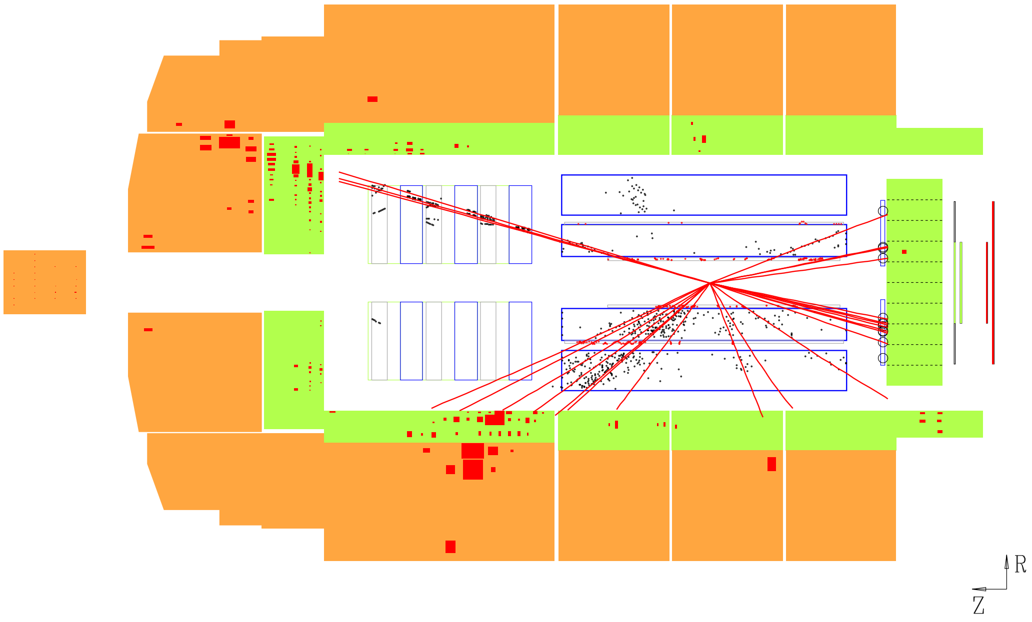

Abbildung 4.6: Kandidat für einen „resolved“ γp-Prozeß mit zwei harten Jets und zusätzlichem Energiefluß in Rückwärtsrichtung.

4.1.4 Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers

Für eine quantitative Analyse der Daten muß die Ansprechwahrscheinlichkeit der verwendeten Trigger untersucht werden.

Der L1-Trigger

Bei der Betrachtung des „hardware“ Triggers werden die zwei Triggerelemente, Driftkammer-$R\Phi$ Trigger und z_{vertex}-t_0, getrennt betrachtet, während die „inefficiency“ des Elektrontagger-Triggers bereits im Rahmen des systematischen Fehlers der Luminosität berücksichtigt wurde.

Für rekonstruierte Teilchenspuren in den Daten wurde die Wahrscheinlichkeit, daß diese Spur einen Eintrag für das z_{vertex}-Histogramm liefert, ermittelt und in Abhängigkeit von den Spurparametern parametrisiert. Detaillierte Studien zeigen, daß diese aus den Daten ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit durch die in Abschnitt 4.2 vorgestellte Detektorsimulation gut beschrieben wird [40]. Die Simulation von zwei-Jet Ereignissen liefert eine Ansprechwahrscheinlichkeit von $\epsilon_{t_0} = 100\%$, d.h. mit der betrachteten Statistik (doppelte Statistik im Vergleich zu den Daten) kann keine „inefficiency“ festgestellt werden.

Die „inefficiency“ des L1-Triggers, die eine Korrektur erforderlich macht, kommt durch den Driftkammer-$R\Phi$-Trigger zustande. Die Ansprechwahrscheinlichkeit dieses Triggers wurde aus den Daten bestimmt. Dazu wurde die Untermenge der zwei-Jet Ereignisse betrachtet, die durch den eTag × z_{vertex}-t_0-Trigger akzeptiert wurden. Da $\epsilon_{z_{vertex}-t_0} = 100\%$, ergibt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit des Driftkammer-$R\Phi$-Triggers durch:

$$\epsilon_{DC-R\Phi} = \frac{\text{Anzahl der Ereignisse mit DC-}R\Phi \times z_{vertex}\text{-}t_0}{\text{Anzahl der Ereignisse mit } z_{vertex}\text{-}t_0} \tag{4.17}$$

Die so ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit ist in Abb. 4.7 in Abhängigkeit von $\eta_1^{jet} + \eta_2^{jet}$, $\eta_1^{jet} - \eta_2^{jet}$, $E_t^{jet1} + E_t^{jet2}$ und $\log(x_\gamma^{rek.})$ aufgetragen. (Die Größe $x_\gamma^{rek.}$ ergibt sich dabei aus Gleichung 3.26, wobei die partonischen Energien und Richtungen durch die rekonstruierten Jetgrößen ersetzt wurden. Es zeigt sich, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit des Driftkammer-$R\Phi$-Triggers als Funktion des rekonstruierten Impulsanteils $x_\gamma^{rek.}$ in dem betrachteten kinematischen Bereich als konstant angesehen werden kann, so daß für die in Kapitel 6 betrachtete Analyse nur eine globale Korrektur der Daten vorgenommen werden muß. Die in Abb. 4.7 ebenfalls eingetragene mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit beträgt $\epsilon_{DC-R\Phi} = 94\% \pm 1\%$ (stat.). Die gemessenen Jetraten müssen also auf eine L1-Ansprechwahrscheinlichkeit von $\epsilon_{L1} = 94\% \pm 1\%$ stat. korrigiert werden.

Der L4-Trigger

Da 1% der Ereignisse, die von der vierten Triggerstufe zurückgewiesen wurden, trotzdem zu Kontrollzwecken aufgezeichnet werden, kann die L4-Triggerselektion einfach kontrolliert werden. Es zeigt sich, daß keines dieser Kontrollereignisse die zuvor beschriebene Ereignisselektion passiert. Dieses Ergebnis ist aber mit einer hohen statistischen Unsicherheit behaftet, da nur 1% der verworfenen Ereignisse aufgezeichnet wird. In der Ereignissimulation wird daher auch der „software"-Trigger simuliert (Abschnitt 4.2). Auch aus dieser Simulation ergibt sich für die L4-Selektion $\epsilon_{L4} = 100\%$ im Rahmen der betrachteten Statistik, die dem doppelten der Datenstatistik entspricht.

4.1.5 Abschätzung des Untergrunds

Aus der Form des Elektrontaggerspektrums läßt sich eine einfache Abschätzung für den verbleibenden Untergrund erhalten, der durch zufällige Koinzidenzen von Proton-Gas Wechselwirkungen in der nominellen Wechselwirkungsregion mit Bremsstrahlungsereignissen zustande kommt. Abb. 4.8 zeigt das Elektrontaggerspektrum für die ausgewählten Ereignisse, die nach der bisher beschriebenen Ereignisselektion übrig bleiben (Punkte), und für Bremsstrahlungsereignisse (durchgezogene Kurve). Offensichtlich trägt der Schnitt $E_{e-Tagger} < 20GeV$ deutlich zur Untergrundreduktion bei, da das Spektrum für Bremsstrahlungsereignisse eine Anhäufung im Bereich hoher Elektrontaggerenergien aufweist.

Zur Untergrundabschätzung wurde das Energiespektrum für die Bremsstrahlungsereignisse für $E_{e-Tagger} > 20GeV$ auf die Anzahl der zwei-Jet Ereignisse im gleichen Energiebereich normiert. Durch Extrapolation des Untergrundspektrums in den Akzeptanzbereich $8GeV < E_{e-Tagger} < 20GeV$ ergibt sich ein abgeschätzter Untergrundanteil von 6% für die selektierten zwei-Jet Ereignisse. Da in diese Abschätzung die Annahme eingeht, daß alle Ereignisse oberhalb von $E_{e-Tagger} > 20GeV$ Untergrundereignisse sind, ist dieses Ergebnis als obere Schranke für den Untergrund zu verstehen. Diese Abschätzung des Untergrundes läßt sich verbessern, wenn man die Beschreibung des Elektrontaggerspektrums durch das im

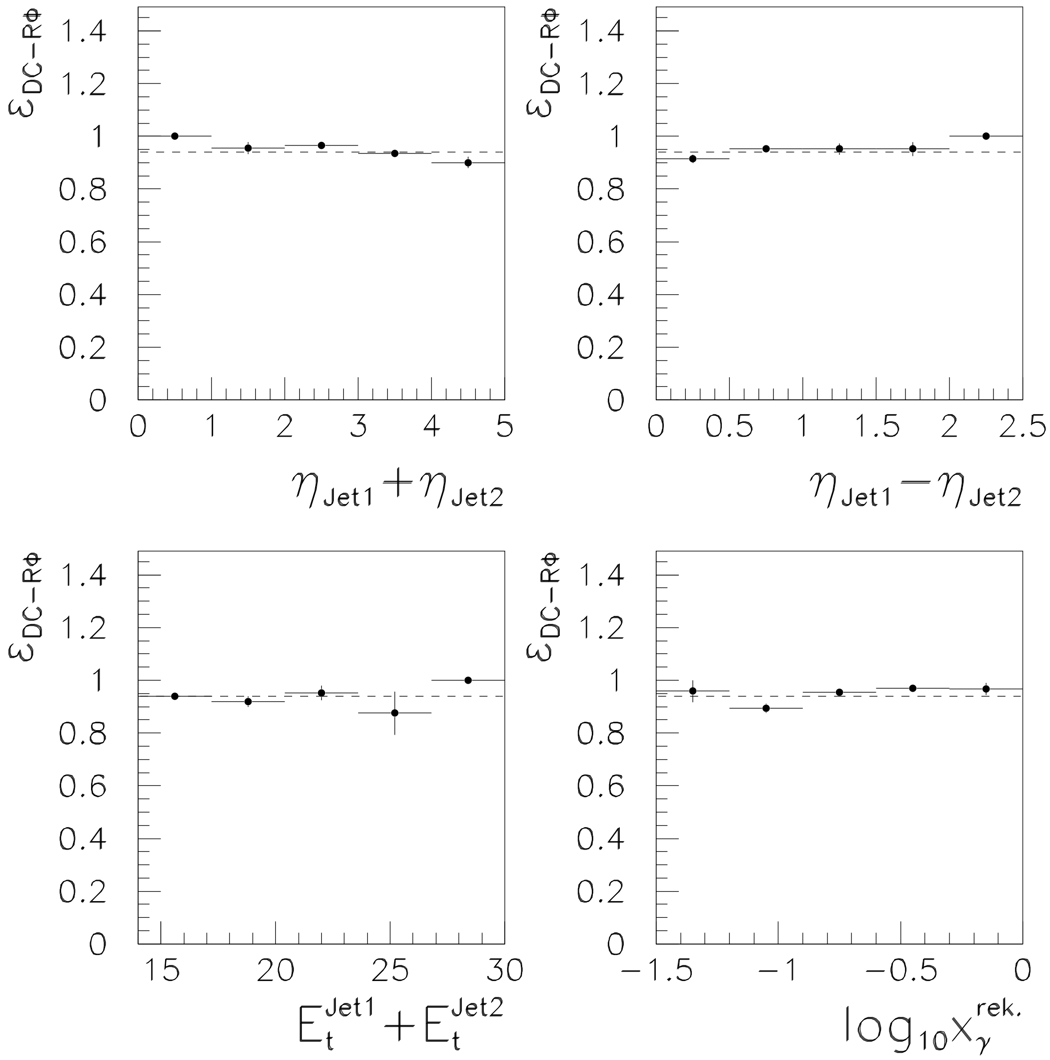

Abbildung 4.7: Ansprechwahrscheinlichkeit des Driftkammer-$R\Phi$-Triggers in Abhängigkeit von $\eta_1^{jet}+\eta_2^{jet}$, $\eta_1^{jet}-\eta_2^{jet}$, $E_t^{jet1}+E_t^{jet2}$ und $\log(x_\gamma^{rek.})$. Die gestrichelte Linie gibt die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit von 94% wieder.

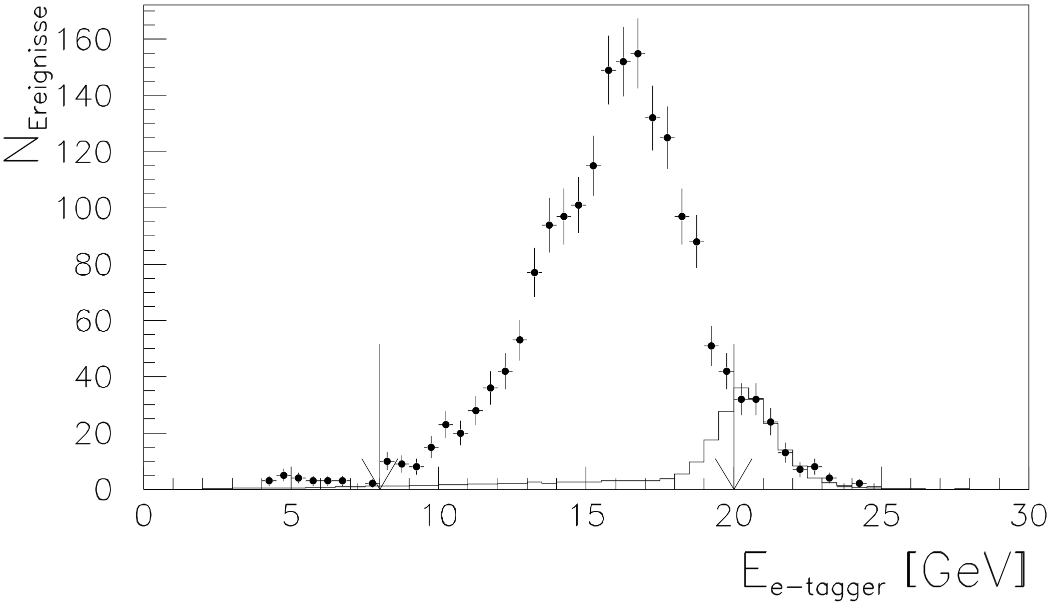

Abbildung 4.8: Elektrontaggerspektren für die zwei-Jet Ereignisse (Punkte) und für Bremsstrahlungsereignisse (durchgezogene Kurve). Die Pfeile markieren den Bereich $8GeV < E_{e-Tagger} < 20GeV$

nächsten Abschnitt beschriebene Monte-Carlo Modell betrachtet (der Vergleich für das Elektrontaggerspektrum zwischen den Daten und dem Modell ist in Abb. 5.17 in Abschnitt 5.4.1 dargestellt). Es zeigt sich dann, daß der überwiegende Anteil von Ereignissen oberhalb von $E_{e-Tagger} > 20GeV$ durch harte Photon-Proton-Wechselwirkungen erklärt werden kann und daß nur etwa 25% dieser Ereignisse aus Untergrundquellen stammt. Es ergibt sich daher aus dieser verbesserten Abschätzung ein Untergrundanteil von $\sim 1.5\%$, der für die folgende Analyse vernachlässigt werden kann.

4.2 Das Monte-Carlo Modell

Um die Daten mit den theoretischen Vorhersagen und Modellen vergleichen zu können, wurden harte γp-Wechselwirkungen im H1-Detektor mit der Monte-Carlo Methode simuliert. Diese Simulation gliedert sich in zwei Abschnitte:

- Generierung von Ereignissen: Zur Berechnung der Abstrahlung eines quasireellen Photons durch das Elektron wird das Programm IJRAY [41] benutzt. Die Simulation der Photon-Proton Wechselwirkung erfolgt dann durch den Ereignisgenerator PYTHIA [42], mit dem direkte und „resolved" γp-Kollisionen generiert werden können. Diese Simulation basiert auf der QCD-Beschreibung einer harten Parton-Parton-Streuung in führender Ordnung mit Korrekturen durch „Parton-Schauer" im Anfangs- und Endzustand. Zur Beschreibung der Hadronisation wird das Programmpaket JETSET benutzt, das auf dem Lund-Fragmentationsmodell basiert [43]. Als Ergebnis dieser Ereignisgenerierung ergeben sich simulierte harte γp-Wechselwirkungen, die in Form von Vierervektoren der erzeugten stabilen Teilchen gegeben sind.

- Simulation des Detektors: In einem zweiten Schritt müssen dann die resultierenden Signale des Detektors für die generierten Ereignisse simuliert werden. Diese Simulation wurde im Rahmen des Programmpakets GEANT [44] realisiert. Nach dieser Simulation stehen die Monte-Carlo Ereignisse in gleicher Form wie die Daten zur Verfügung, so daß sie mit dem gleichen Rekonstruktionsprogramm weiterverarbeitet werden können.

Im folgenden soll der Ereignisgenerator PYTHIA weiter beschrieben werden. Eine genauere Beschreibung der Detektorsimulation findet sich z.B. in [45].

4.3 Der QCD-Generator PYTHIA

Der Ereignisgenerator PYTHIA enthält die in niedrigster Ordnung der störungstheoretischen QCD-Betrachtung berechneten Matrixelemente für die Parton-Parton-Streuprozesse. Durch eine Monte-Carlo Integration über den Phasenraum wird eine Faltung dieser Matrixelemente mit den Partondichteverteilungen gemäß Gleichung 3.13 bzw. 3.14 durchgeführt. Dabei wurde als Partondichteverteilung im Proton und Photon die Parametrisierungen GRV-LO (für das Proton [46] bzw. für das Photon [30]) verwendet. Die GRV-Parametrisierung der Protonstrukturfunktion liefert eine gute Beschreibung der experimentellen Daten aus der tiefinelastischen Lepton-Nukleon Streuung.

Zusätzlich zum harten Streuprozeß beinhaltet PYTHIA ein Parton-Schauer Modell, bei dem berücksichtigt wird, daß ein Quark ein Gluon abstrahlen bzw. ein Gluon ein Quark-Antiquark-Paar erzeugen kann. Diese Abstrahlungseffekte im Anfangs- und Endzustand stellen eine Näherung für die Korrekturen höherer Ordnung zum $2 \to 2$-Streuprozeß dar („leading-log“-Näherung). Durch die Abstrahlung im Anfangszustand erhält das Schwerpunktssystem des harten Subprozesses einen Transversalimpuls, der dazu führt, daß die beiden auslaufenden Partonen nicht in p_t balanciert sind. Zu diesem Transversalimpuls trägt auch das „intrinsische“ k_t der Partonen aus den einlaufenden Hadronen bei, wobei k_t der Transversalimpuls relativ zur Richtung des Hadronimpulses ist. Für die Aufspaltung eines Photons in ein Quark-Antiquark-Paar kann die Form der k_t-Verteilung als proportional zu $1/k_t^2$ berechnet werden. In der Simulation wurde die k_t-Verteilung parametrisiert durch eine k_t-Abhängigkeit der Form $1/(k_t^2 + a^2)$ mit einem Schnitt bei $k_t < 5GeV/c$. Dabei ist $a = 0.6GeV/c$ ein Abschneideparameter, mit dem die Divergenz der $1/k_t^2$-Abhängigkeit bei $k_t \to 0$ „abgeschnitten“ wird.

Als Skala μ^2, die in die Partondichteverteilungen und die starke Kopplung $\alpha_s(\mu^2)$ eingeht, wurde der Transversalimpuls $\hat{p}_t$ der auslaufenden Partonen (im Schwerpunktssystem des harten Subprozesses) verwendet. Diese Wahl der Skala μ^2 ist nicht eindeutig, da auch andere Definitionen möglich sind (z.B. $\mu^2 = \hat{s}$), so daß sich dadurch eine systematische Unsicherheit für die Beschreibung der Streuprozesse ergibt. Da eine Rechnung in niedrigster Ordnung für $\mu^2 = \hat{p}_t \to 0$ divergiert, wird ein unterer Abschneideparameter für $\hat{p}_t$ eingeführt ($\hat{p}_t > 2GeV/c$ bzw. $\hat{p}_t > 4GeV/c$). In Abschnitt 5.3.2 wird gezeigt, daß dieser Schnitt keinen Einfluß auf die Monte-Carlo Ereignismenge nach der vollen Ereignisauswahl hat.

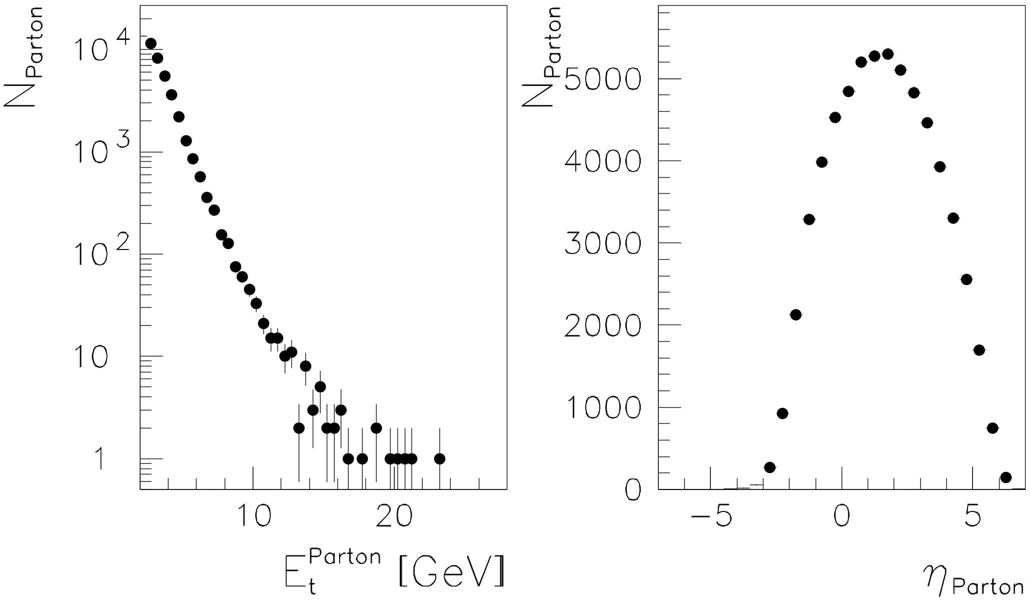

Abbildung 4.9: Inklusives E_t und η Spektrum der beiden auslaufenden Partonen.

Zur Ereignisgenerierung wurde PYTHIA nur zur Simulation der γp-Wechselwirkungen benutzt. Die Abstrahlung des Photons durch das Elektron wurde mit dem Programm IJRAY berechnet. Durch dieses Programm wird auch die Kinematik des auslaufenden Elektrons korrekt beschrieben, so daß bei der Simulation des Detektors auch das Signal des Elektrontaggers simuliert werden kann. Weiterhin wurden direkte und „resolved“ Prozesse getrennt generiert[2] und gemäß der berechneten Wirkungsquerschnitte gemischt. Beim „resolved“-Anteil ist eine weitere Trennung in den „anomalen“ und den „hadronischen“ Teil nicht notwendig, da beide Anteile bereits in der Parametrisierung der Photonstruktur berücksichtigt wurden.

Abb. 4.9 zeigt das inklusive E_t und η Spektrum der beiden auslaufenden Partonen aus dem harten Streuprozeß für einen Teil der generierten Ereignisse mit dem Schnitt $\hat{p}_t > 2GeV/c$. Das E_t-Spektrum zeigt einen ähnlich steilen Abfall wie das inklusive Jet-E_t-Spektrum für die Daten (Abb. 4.4). Aus dem inklusiven η-Spektrum läßt sich ablesen, daß die gestreuten Partonen bevorzugt bei großen Pseudorapiditäten auftreten. Dabei zeigt sich, daß ein großer Teil der Partonen bei Pseudorapiditäten außerhalb des Akzeptanzbereiches für die Auswahl der Jets liegt ($\eta < 2.5$). Nur bei einem kleinen Teil der generierten Parton-Parton-Streuprozesse kann daher nach der Simulation des Detektors ein zwei-Jet Ereignis rekonstruiert werden (Abschnitt 4.4). Weitere Verteilungen auf dem Niveau der Partonen (z.B. x_γ-, x_p- und $\hat{p}_t$-Verteilungen) werden im nächsten Kapitel im Rahmen allgemeiner Vergleiche der Daten mit dem QCD-Modell diskutiert.

Während die Simulation des harten Streuprozesse auf der QCD-Beschreibung beruht, liegen dem nachfolgenden Schritt der Hadronisation phänomenologische Modelle zugrunde, deren Parameter an experimentelle Daten angepaßt wurden. Für die Simulation der Hadronisation

---

[2] Beim direkten Anteil wurden Prozesse mit leichten und schweren Quarks („Charm-Quarks“) im Endzustand ebenfalls getrennt generiert.

wurde das Programmpaket JETSET benutzt. Bei der in diesem Programm verwendeten String-Fragmentation nimmt man an, daß farbladungstragende Partonen durch „Strings“ miteinander verbunden sind, die die Kraft durch das Farbfeld beschreiben. Da aus der Hadronspektroskopie bekannt ist, daß die starke Wechselwirkung bei großen Abständen auf ein linear ansteigendes Potential führt [47], ordnet man den Strings eine konstante Energie pro Längeneinheit von $\kappa \approx 1 GeV/fm$ zu. Die Strings können dann unter Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren aufbrechen. Auch für die Stringfragmente wird dieser Prozeß fortgesetzt, bis aus den erzeugten Quarks Hadronen gebildet werden. Für nicht stabile Teilchen werden anschließend auch Zerfallsprozesse simuliert.

4.3.1 Vielfach-Wechselwirkungen

Wenn man Hadronen als „Bündel“ von Hadronen auffaßt, ist es naheliegend anzunehmen, daß es bei einer Hadron-Hadron-Kollision zu mehreren Parton-Parton-Wechselwirkungen kommen kann. Nimmt man an, daß solche „Vielfach-Wechselwirkungen“ existieren, dann können also bei einer γp-Kollision neben der harten Parton-Parton-Streuung weitere Wechselwirkungen zwischen den „Zuschauer-Partonen“ vorliegen. Diese zusätzlichen Wechselwirkungen sind dabei überwiegend weiche Prozesse[3], die sich im Mittel durch einen zusätzlichen „flachen“ Energiefluß ohne jetartige Strukturen bemerkbar machen. Im nächsten Kapitel wird gezeigt, daß solche zusätzlichen Beiträge zum hadronischen Energiefluß, die nicht auf den harten Streuprozeß zurückzuführen sind, eine große Bedeutung für die weitere Analyse haben. Die bisherigen experimentellen Ergebnisse über Vielfach-Wechselwirkungen sind nicht eindeutig [48, 49].

Für einen Teil der generierten Ereignisse wurden Vielfach-Wechselwirkungen zugelassen. Die Beschreibung der Vielfach-Wechselwirkungen basiert dabei auf einem einfachen im Generator PYTHIA implementierten Modell, das an experimentelle Daten aus Hadron-Hadron-Kollisionsexperimenten angepaßt wurde [50]. Die technischen Einzelheiten dieses Modells werden im folgenden kurz zusammengefaßt.

Neben dem harten Parton-Parton-Streuprozeß läßt das verwendete Modell weitere Wechselwirkungen von Zuschauer-Partonen zu, wobei die Anzahl der Wechselwirkungen einer Poissonverteilung folgt. Alle Parton-Parton-Streuprozesse werden dabei mit Hilfe der QCD-Wirkungsquerschnitte beschrieben. Die QCD-Beschreibung wird dabei auch in den „nichtperturbativen“ Bereich $\hat{p}_t \rightarrow 0$ fortgesetzt, was die Einführung eines Regularisierungsparameters erforderlich macht, um die Divergenz des Wirkungsquerschnitts abzuschneiden. Dieser Abschneideparameter ist ein wesentlicher freier Parameter des Vielfach-Wechselwirkungs-Modells.

4.4 Monte-Carlo Statistik

Tabelle 4.1 zeigt die Anzahl der generierten Ereignisse mit verschiedenen Simulationsparametern. Aus dem berechneten Wirkungsquerschnitt und der Ereignisanzahl läßt sich außerdem die integrierte Luminosität ermitteln, die der Monte-Carlo Statistik entspricht. Um den

---

[3] Die Wahrscheinlichkeit für eine zweite „harte“ Parton-Parton-Kollision ist vernachlässigbar gering.

Tabelle 4.1: Generierte und simulierte Ereignisse

$\hat{p}_t$	Vielfach-Wechselwirkungen	Ereignis-anzahl	integrierte Luminosität	Ereignisanzahl nach Selektion
$> 2GeV/c$	Ja	950000	$588nb^{-1}$	2342
$> 4GeV/c$	Nein	140000	$320nb^{-1}$	516

Rechenzeitaufwand zu minimieren, wurden die Ereignisse bei kleinem $\hat{p}_t$ unterdrückt. Der Beitrag dieser Ereignisse zum Wirkungsquerschnitt wurde dann aber durch „Gewichte“ für die verbleibenden Ereignisse berücksichtigt, wobei das maximale Gewicht auf $w_{max} = 10$ beschränkt ist. Für die generierten Ereignisse wurden dann die Detektorsignale simuliert und mit demselben Rekonstruktionsprogramm, wie es für die Daten verwendet wird, rekonstruiert. Anschließend werden die Ereignisse der in diesem Kapitel beschriebenen Selektion unterworfen. Die verbleibenden Ereignisanzahlen nach allen Schnitten sind ebenfalls in Tabelle 4.1 aufgeführt. Es zeigt sich, daß nur ein kleiner Teil der generierten Ereignisse nach der Simulation und Rekonstruktion behalten wird. Der große Rechenzeitaufwand für die Produktion der simulierten Ereignisse schränkt die Möglichkeit zur Betrachtung weiterer Monte-Carlo Modelle ein.

Kapitel 5

Vergleich von Daten und QCD-Modell

Bevor die Daten im Rahmen der QCD-Beschreibung interpretiert werden können, muß zunächst sichergestellt werden, daß das verwendete Modell grundlegende Eigenschaften der Daten, wie zum Beispiel den Energiefluß um die Jetachsen und die Jet-Jet Korrelation, beschreibt. In folgenden werden solche Vergleiche zwischen den Daten und dem QCD-Modell betrachtet. Dabei zeigt sich, daß das betrachtete Monte-Carlo Modell keine perfekte Beschreibung des Energieflusses um die Jetachsen liefert. Für diese Unterschiede zwischen den Daten und den simulierten Ereignissen wird dann auf der Basis des Vielfach-Wechselwirkungs-Modells eine Korrekturmethode entwickelt. Nach der Anwendung dieser Korrektur werden dann weitere Vergleiche zwischen den Daten und dem Monte-Carlo Modell betrachtet und die Jet-Parton-Korrelationen mit Hilfe der simulierten Ereignisse untersucht.

5.1 Der Vergleich der Daten mit den Monte-Carlo Modellen

5.1.1 Jetprofile und Jet-Jet Korrelationen

Um die Korrelation zwischen den harten auslaufenden Partonen und den beobachteten Jets aus der Monte-Carlo-Simulation auf die Analyse der Daten übertragen zu können, muß zunächst sichergestellt werden, daß die Simulation eine realistische Beschreibung der Daten liefert. Ein wesentlicher Vergleich zwischen dem Simulationsmodell und den Daten betrifft den Energiefluß um die Jetachsen. Da das Monte-Carlo Modell eine volle Simulation des H1-Detektors einschließt, können im folgenden direkt die rekonstruierten Energien verglichen werden. Abb. 5.1 zeigt den mittleren Fluß der transversalen Energie pro Ereignis als Funktion des Azimuthalwinkels $\Delta\Phi = \Phi - \Phi_{jet}$, aufsummiert in einem Intervall $-1 < \Delta\eta < 1$ um die Jet-Achse („Jet-Profile"). Dieser Energiefluß, der auf einer kalorimetrischen Messung basiert, wird in verschiedenen Intervallen der Pseudorapidität des betrachteten Jets gezeigt. In dieser Darstellung des transversalen Energieflusses ist der betrachtete Jet mit einem Maximum des Energieflusses bei $\Delta\Phi = 0$ deutlich zu erkennen. Da der zweite Jet nicht ausgeschlossen wurde, ergibt sich auch ein Anstieg des Energieflusses zu $\Delta\Phi = \pi$ hin, denn die Jets sind annähernd in p_t balanciert und schließen daher in der $R\Phi$-Ebene einen Winkel von $\approx 180^o$ ein. Der Energiefluß dieses zweiten-Jets ist aber in Abb 5.1 stark verschmiert, da der zweite

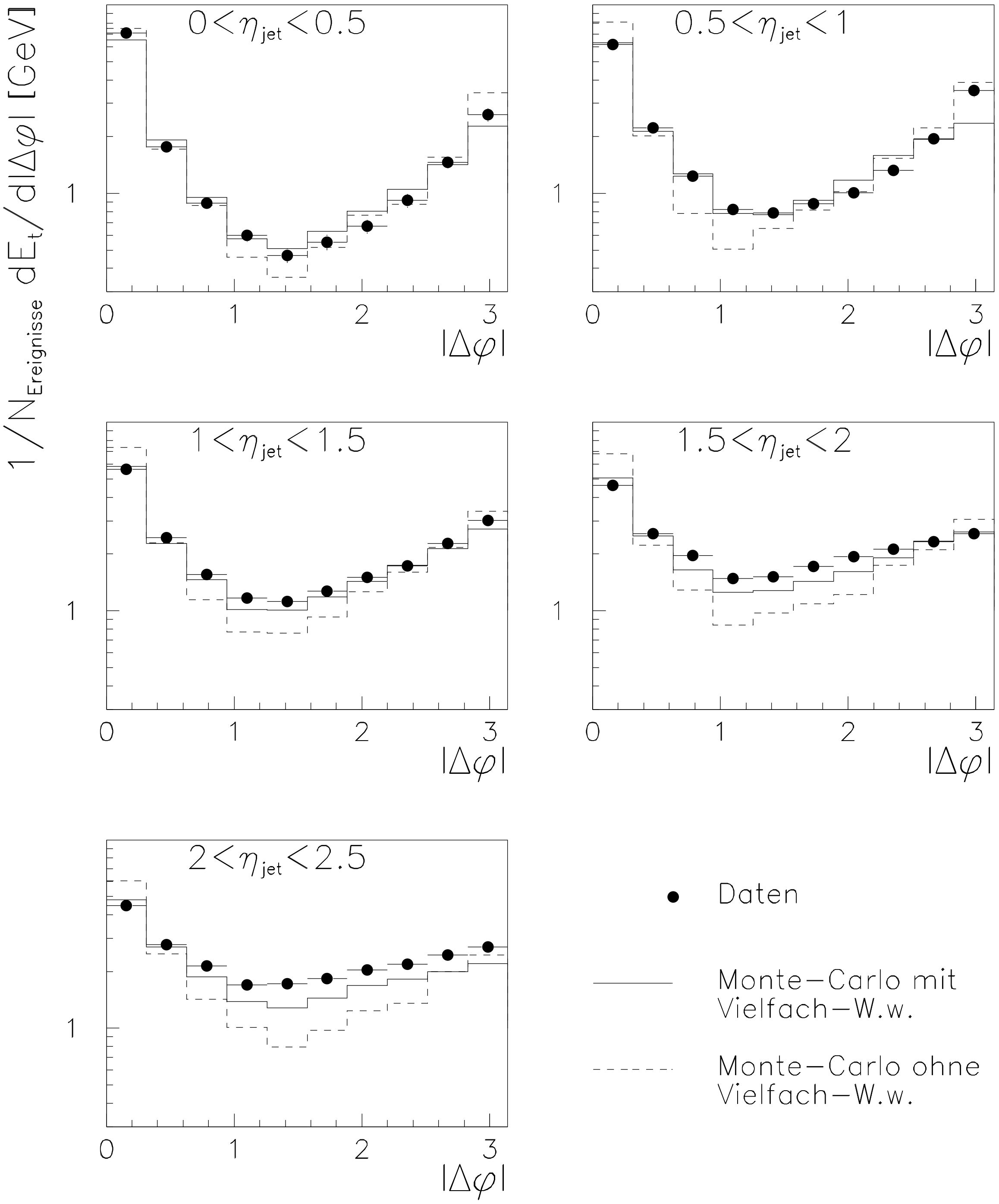

Abbildung 5.1: Mittlerer transversaler Energiefluß pro Ereignis als Funktion des Azimuthalwinkels $\Delta\Phi$ relativ zur Jetachse in verschiedenen Intervallen der Pseudorapidität η_{jet} des betrachteten Jets: Daten (Punkte) und Monte-Carlo-Simulation mit (durchgezogene Linie) und ohne Vielfach-Wechselwirkungen (gestrichelte Linie).

Jet nur teilweise oder sogar überhaupt nicht in dem Pseudorapiditätsintervall $-1 < \Delta\eta < 1$ enthalten sein kann. Außerdem schließt die Achse des zweiten Jets bei nicht in p_t balancierten Jets einen Winkel $\Delta\Phi < \pi$ mit der Achse des ersten Jets ein, was zusätzlich zu einer solchen Verschmierung beiträgt.

Betrachtet man den Bereich zwischen den beiden Jets, so zeigt sich, daß der Energiefluß außerhalb der Jets nicht auf Null abfällt, sondern ein von der Pseudorapidität des betrachteten Jets abhängiges Niveau erreicht. Dieser hadronischen Energiefluß außerhalb der Jets wird im folgenden als „hadronisches Pedestal“ [51] bezeichnet. Zum hadronischen Pedestal gibt es mehrere Beiträge:

- QCD-Abstrahlung: Durch Abstrahlung von Gluonen durch die Partonen im Anfangs- oder Endzustand ergeben sich zusätzliche Beiträge zum Energiefluß. Diese Abstrahlungseffekte werden in PYTHIA durch das Partonschauermodell berücksichtigt.

- Fragmentationseffekte: Dieser Beitrag kann im Rahmen des String-Modells einfach verstanden werden. Ist zwischen zwei auslaufenden Partonen ein „String“ gespannt, dann werden beim Aufbrechen dieses Strings auch zwischen den beiden Partonenrichtungen Hadronen erzeugt.

- Vielfach-Wechselwirkungen: Nimmt man an, daß es zusätzlich zu der harten Parton-Parton-Streuung noch weitere „weiche“ Wechselwirkungen zwischen den „Zuschauer“-Partonen geben kann, dann ergibt sich auch aus diesen Prozessen ein Beitrag zum hadronischen Energiefluß. Wie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben wurde, zeigt der zusätzliche Energiefluß durch Vielfach-Wechselwirkungen einen „flachen“ Verlauf, so daß das mittlere Niveau dieses Beitrages innerhalb des Jet-Konus und in der Umgebung des Jets gleich ist.

Vergleicht man nun den gemessenen Energiefluß mit den Vorhersagen der Monte-Carlo Modelle, dann zeigt sich, daß das Modell ohne Vielfach-Wechselwirkungen (gestrichelte Linie in Abb 5.1) nur eine unzureichende Beschreibung der Daten liefert. Insbesonders im Bereich großer Pseudorapiditäten liegt das hadronische Pedestal, das sich aus diesem Modell ergibt, deutlich unter dem gemessenen Wert. Demgegenüber ergibt sich durch das Monte-Carlo Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen eine deutlich bessere Beschreibung der Jet-Profile in den Daten, der auf den zuvor diskutierten zusätzlichen Beitrag zum hadronischen Pedestal zurückgeführt werden kann. Auch für dieses Modell ergibt sich aber, daß das Niveau des vorhergesagten hadronischen Pedestals noch nicht ausreicht, um die Daten zu beschreiben. Dieser Unterschied zwischen den Daten und den simulierten Ereignissen ist aber deutlich geringer als beim Monte-Carlo Modell ohne Vielfach-Wechselwirkungen.

Auch für die die Jet-Jet Korrelationen ergibt sich durch das Modell der Vielfach-Wechselwirkungen eine verbesserte Beschreibung der Daten im Vergleich zum Monte-Carlo Modell ohne Vielfach-Wechselwirkungen. Abb. 5.2 zeigt die Verteilungen der E_t-Balance $\Delta E_{t,jet} = E_{t,jet1} - E_{t,jet2}$ und des Azimuthalwinkels $\Delta\Phi = \Phi_{jet1} - \Phi_{jet2}$ zwischen den beiden Jets. In Abschnitt 5.5 wird die Sensitivität dieser Verteilungen auf den Transversalimpuls des harten Subsystems diskutiert. Es zeigt sich, daß die in Abb. 5.2 dargestellten Verteilungen auch von den zusätzlichen Beiträgen zur Jetenergie durch das hadronische Pedestal beeinflußt werden. In Abb. 5.2 sind zusätzlich zu den gemessenen Ergebnissen auch die entsprechenden

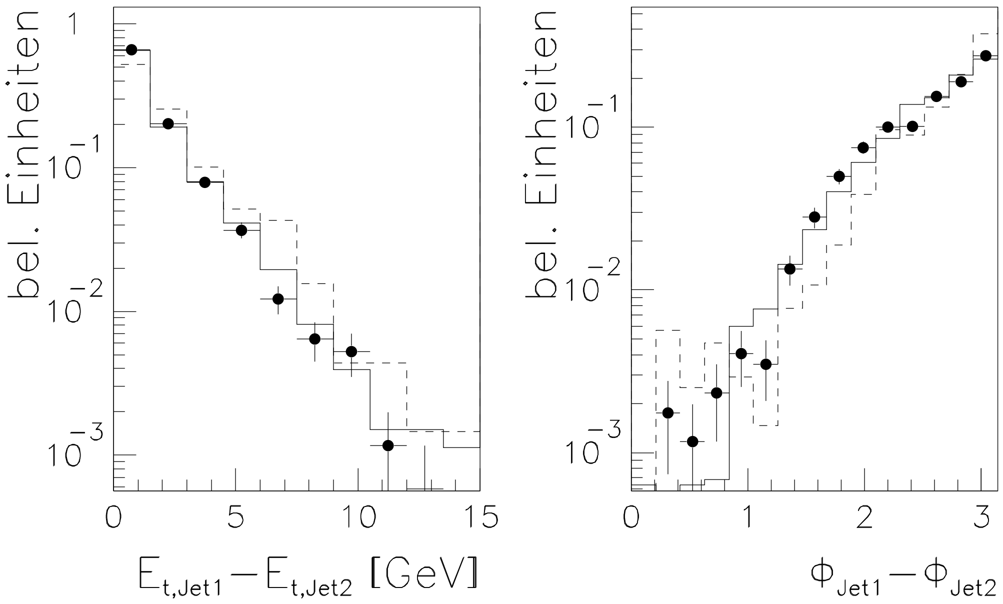

Abbildung 5.2: E_t-Balance $\Delta E_{t,jet} = E_{t,jet1} - E_{t,jet2}$ und Azimuthalwinkel $\Delta\Phi = \Phi_{jet1} - \Phi_{jet2}$ zwischen den beiden in E_t führenden Jets für Daten (Punkte) und das Monte-Carlo Modell mit (durchgezogene Linie) und ohne Vielfach-Wechselwirkungen (gestrichelte Linie). Alle Verteilungen wurden auf die gleiche Fläche normiert.

Verteilungen für das Monte-Carlo Modell mit und ohne Vielfach-Wechselwirkungen eingezeichnet, wobei alle Verteilungen auf die gleiche Fläche normiert sind, um die Form der Verteilungen vergleichen zu können. Aus dem Vergleich der Verteilungen ergibt sich, daß das Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen eine bessere Beschreibung der Daten liefert als das entsprechende Modell ohne Vielfach-Wechselwirkungen.

Im folgenden Abschnitt soll nun gezeigt werden, daß das Monte-Carlo Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen in der Lage ist, wichtige Eigenschaften des hadronischen Pedestals in den Daten zu reproduzieren. Diese Beobachtung stellt jedoch keinen experimentellen Beweis für die Existenz von Vielfach-Wechselwirkungen dar. Es ist möglich, daß auch andere Modelle in der Lage sind, das Niveau des hadronischen Pedestals in den Daten zu erklären. Nach dieser Untersuchung wichtiger Eigenschaften des hadronischen Pedestals wird dann anschließend eine Methode entwickelt, mit der die verbliebenen Unterschiede zwischen den Daten und dem Modell korrigiert werden können.

5.2 Die Abhängigkeit des Energieflusses von der Ereignis-Kinematik

Da beim Modell der Vielfach-Wechselwirkungen die Zuschauer-Partonen der beteiligten Hadronen miteinander wechselwirken, erwartet man in diesem Modell eine Abhängigkeit des

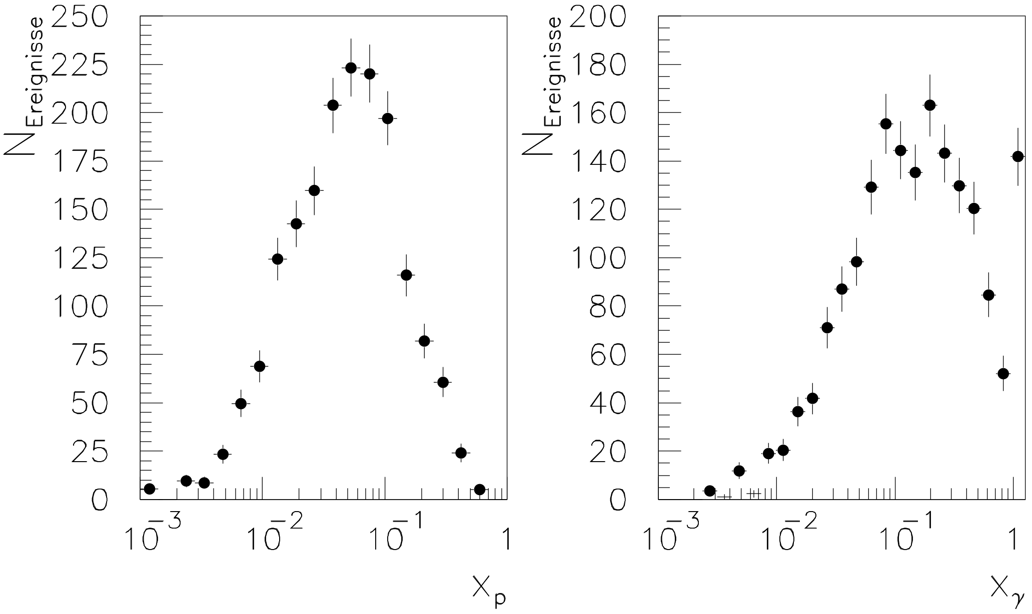

Abbildung 5.3: Verteilung der generierten Impulsanteile x_p und x_γ für die simulierten zwei-Jet Ereignisse mit Vielfach-W.w.

zusätzlichen hadronischen Energieflusses von den Energien der „Hadronreste", die durch:

$$E_{Proton-Rest} = (1 - x_p)E_p \quad \text{und} \tag{5.1}$$

$$E_{Photon-Rest} = (1 - x_\gamma)E_\gamma \tag{5.2}$$

gegeben sind. Abb. 5.3 zeigt die generierte x_p und x_γ-Verteilung für die simulierten Ereignisse (mit Vielfach-W.w.) nach der Selektion von zwei-Jet Ereignissen. Die x_p-Verteilung in Abb. 5.3 weist ein Maximum im Bereich $x_p \approx 0.01 \ldots 0.1$ auf, so daß $E_{Proton-Rest} \approx E_p$ ist, d.h. innerhalb des betrachteten kinematischen Bereiches kann die Energie des Proton-Restes als konstant angesehen werden. Die Energie des Photon-Restes variiert hingegen für die betrachteten Ereignisse von $E_{Photon-Rest} = 0$ bei direkter γp-Wechselwirkung[1] bis hin zu $E_{Photon-Rest} \approx E_\gamma$ bei „resolved" Ereignissen mit $x_\gamma \approx 0.01$. Daher wird im Rahmen des Vielfach-Wechselwirkungsmodells eine Abhängigkeit des zusätzlichen Energieflusses von x_γ erwartet. Bei direkten Prozessen verschwindet der Beitrag durch Vielfach-Wechselwirkungen völlig, da hier keine Zuschauer-Partonen auf der Photonseite existieren, die an weiteren Wechselwirkungen teilnehmen können.

Im folgenden soll nun untersucht werden, ob die erwartete x_γ-Abhängigkeit des Energieflusses, wie sie im Rahmen des Vielfach-Wechselwirkungsmodells erwartet wird, auch tatsächlich in den Daten beobachtet werden kann. Dazu wird der transversale Energiefluß, relativ zur Achse eines ausgewählten Jets, in zwei x_γ-Intervallen betrachtet.

Um die x_γ-Abhängigkeit untersuchen zu können, wird im folgenden die Größe $x_\gamma^{rek.}$ betrachtet, die sich aus Gleichung 3.26 ergibt, wobei die partonischen Energien und Richtungen

---

[1] Der direkte Anteil führt in der gezeigten x_γ-Verteilung zu dem plötzlichen Anstieg im letzten Bin des Histogramms.

durch die rekonstruierten Jetgrößen E_t^{Jet} und η_{jet} ersetzt wurden. Die Korrelation zwischen der rekonstruierten Größe x_γ und dem „wahren“ Impulsanteil des Partons aus dem Photon wird in Abschnitt 5.4.3 genauer untersucht. Für die folgende Betrachtung wird die Rekonstruktion von x_γ nur zur Auftrennung in zwei x_γ-Bereiche benötigt: $x_\gamma^{rek.} > 0.45$ („großes“ x_γ) und $x_\gamma^{rek.} < 0.4$ („kleines“ x_γ).

Zur Darstellung des transversalen Energieflusses werden nun zunächst Ereignisse ausgewählt, bei denen ein Jet im Pseudorapiditätsbereich $0 < \eta < 1$ (also im zentralen Bereich) vorhanden ist. Abb. 5.4 zeigt für die beiden x_γ-Bereiche in den Daten den mittleren transversalen Energiefluß pro Ereignis als Funktion des Pseudorapiditätsabstands $\Delta\eta = \eta - \eta_{jet}$ relativ zur Achse des ausgewählten Jets. Dabei wurde nur im Bereich $-1 < \Delta\Phi < 1$ relativ zur Jetachse aufsummiert, so daß der zweite Jet praktisch nicht in den dargestellten Energiefluß eingeht.

Betrachtet man zunächst den Rückwärtsbereich ($\Delta\eta < -1$), dann ergibt sich für die Ereignismenge mit „kleinem“ x_γ ein deutlich höherer Energiefluß als im Bereich „großer“ x_γ-Werte. Diese Beobachtung läßt sich durch die Abhängigkeit der Energie des Photon-Restes von x_γ gemäß Gleichung 5.2 erklären, da der Photon-Rest unter kleinem Winkel zur Photonrichtung, also bei negativen Pseudorapiditäten erwartet wird. Darüber hinaus zeigt sich aber auch für das hadronische Pedestal in Vorwärtsrichtung eine x_γ-Abhängigkeit. Eine solche Abhängigkeit wird im Rahmen des Vielfach-Wechselwirkungsmodells erwartet: Im Bereich „kleiner“ Werte von x_γ ergibt sich eine erhöhte hadronische Aktivität im Vergleich zu den Ereignissen bei „großem“ x_γ.

Abb. 5.5 zeigt die entsprechenden Jet-Profile für die Monte-Carlo-Simulationen mit und ohne Vielfach-Wechselwirkungen. Beide Modelle beschreiben die Abhängigkeit des Energieflusses von x_γ im rückwärtigen Bereich ($\eta < -1$), wie sie in den Daten beobachtet wurde. Während jedoch das Monte-Carlo Modell ohne Vielfach-Wechselwirkungen nicht in der Lage ist, die entsprechende x_γ-Abhängigkeit des hadronischen Pedestals in Vorwärtsrichtung zu reproduzieren, liefert das Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen eine bessere Übereinstimmung mit den Daten.

5.3 Die Pedestal-Korrektur

Ein wesentliches Problem für die weitere Analyse ergibt sich aus der Beobachtung, daß auch das Monte-Carlo Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen keine perfekte Beschreibung der Jet-Profile in den Daten liefert (Abb. 5.1). Setzt man das außerhalb des Jet-Konus gemessene Pedestalniveau in den Jet-Konus fort, dann läßt sich der Unterschied der Pedestalbeiträge zur gemessenen Transversalenergie im Jet-Konus in den Daten und im Monte-Carlo Modell abschätzen. Betrachtet man zum Beispiel den Pseudorapiditätsbereich $2.0 < \eta_{jet} < 2.5$, dann ergibt sich, daß die mittleren Beiträge bei den Daten und beim Monte-Carlo Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen um $\approx 1 GeV$ voneinander abweichen. Da die Jetraten stark von der E_t-Schwelle für die Jets abhängen (in Abschnitt 4.1.3 wurde gezeigt, daß die Jetrate etwa proportional zu E_t^{-6} ist), muß eine Korrektur der Jetenergien auf den Pedestalbeitrag vorgenommen werden („Pedestal-Korrektur“).

Eine weitere Motivation für die im folgenden beschriebene Pedestal-Korrektur ergibt sich aus der Betrachtung der $\hat{p}_t$-Verteilung für die simulierten Ereignisse mit Vielfach-

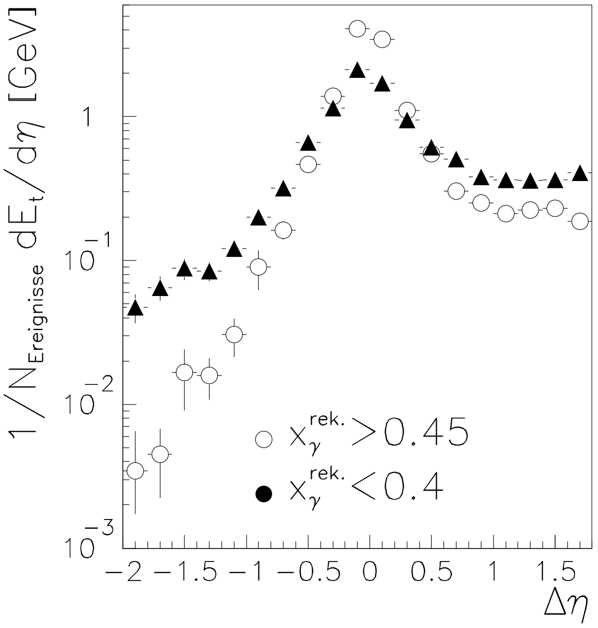

Abbildung 5.4: Mittlerer transversaler Energiefluß pro Ereignis in den Daten als Funktion von $\Delta\eta$ relativ zur Jetachse für Jets im Bereich $0 < \eta < 1$

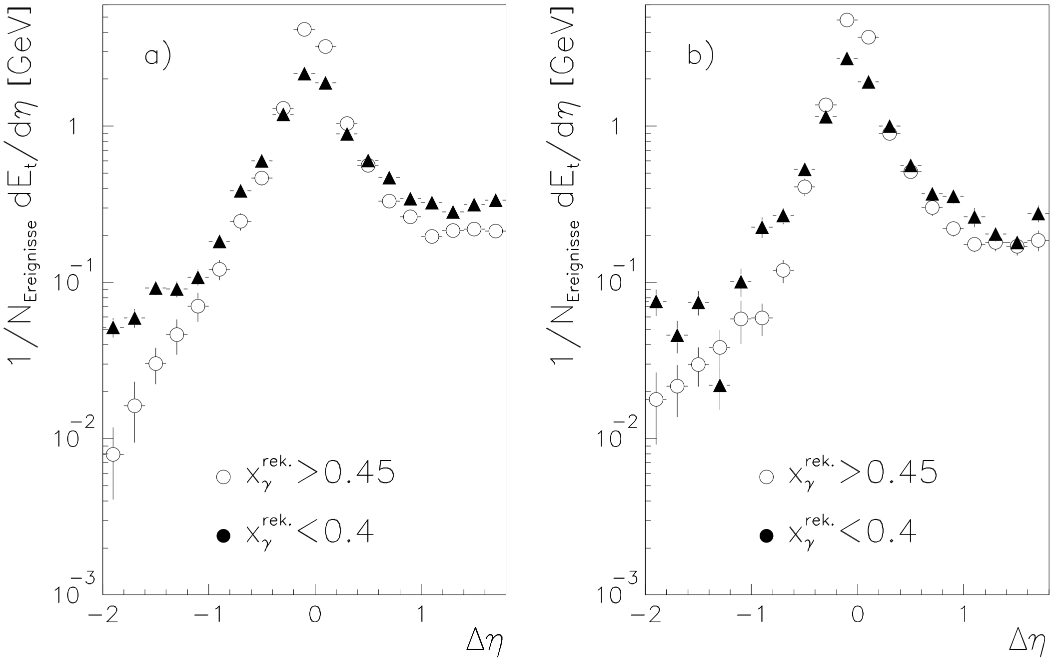

Abbildung 5.5: Mittlerer transversaler Energiefluß pro Ereignis als Funktion von $\Delta\eta$ relativ zur Jetachse für Jets im Bereich $0 < \eta < 1$: a) Simulation mit und b) ohne Vielfach-Ww.

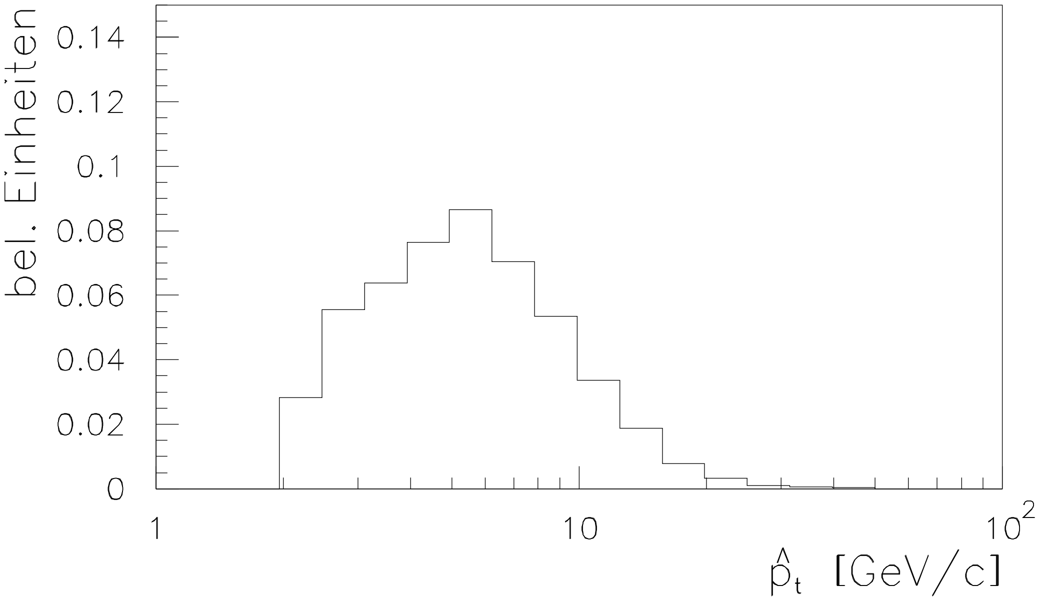

Abbildung 5.6: $\hat{p}_t$-Verteilung für die simulierten Ereignisse mit Vielfach-Wechselwirkungen nach der vollen Selektion von zwei Jet-Ereignissen.

Wechselwirkungen nach der vollen Selektion (Abb. 5.6). Es zeigt sich, daß die ausgewählte Menge von simulierten Ereignissen noch einen großen Anteil von Ereignissen bei kleinen Transversalimpulsen $\hat{p}_t$ der auslaufenden Partonen bis hinunter zum Schnitt bei $\hat{p}_t = 2GeV/c$ enthält. Die von diesem Monte-Carlo Modell vorhergesagte Jetrate hängt daher stark von dem bei der Generierung der Ereignisse verwendeten $\hat{p}_t$-Schnitt ab. Das Auftreten kleiner Werte von $\hat{p}_t$ in der selektierten Menge der simulierten Ereignisse trotz der Forderung nach mindestens zwei harten Jets mit $E_{t,jet} > 7GeV$ läßt sich durch die zusätzlichen Pedestal-Beiträge zur gemessenen Jetenergie erklären. Durch diese zusätzlichen Beiträge können Jets mit kleinen Transversalenergien über die $E_t = 7GeV$-Schwelle für die gemessene Transversalenergie im Jet-Konus gebracht werden. Eine Korrektur des Pedestalbeitrags in den Daten auf das Pedestalniveau, das sich aus dem Monte-Carlo Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen ergibt, ist daher für die weitere Analyse nicht ausreichend. In Abschnitt 5.3.2 wird eine Korrektur des Pedestalbeitrags auf das Niveau beschrieben, das sich aus dem Modell ohne Vielfach-Wechselwirkungen ergibt. Diese Korrektur wird sowohl bei den Daten als auch bei den simulierten Ereignissen mit Vielfach-Wechselwirkungen durchgeführt. Es zeigt sich, daß dadurch die simulierten Ereignisse bei kleinem $\hat{p}_t$ entfernt werden. Dadurch wird die Monte-Carlo Vorhersage für die Jetraten vom $\hat{p}_t$-Schnitt unabhängig und die $\hat{p}_t$-Verteilung beschränkt sich auf den Bereich großer $\hat{p}_t$-Werte, in dem die Anwendung einer perturbativen QCD-Beschreibung sinnvoll ist.

Im folgenden Abschnitt wird eine Methode diskutiert, mit der der Beitrag des hadronischen Pedestals zu der gemessenen Energie innerhalb des Jet-Konus bestimmt werden kann. Auf der Basis dieser Bestimmung kann dann der Unterschied zwischen den Daten und dem Monte-Carlo Modell korrigiert werden.

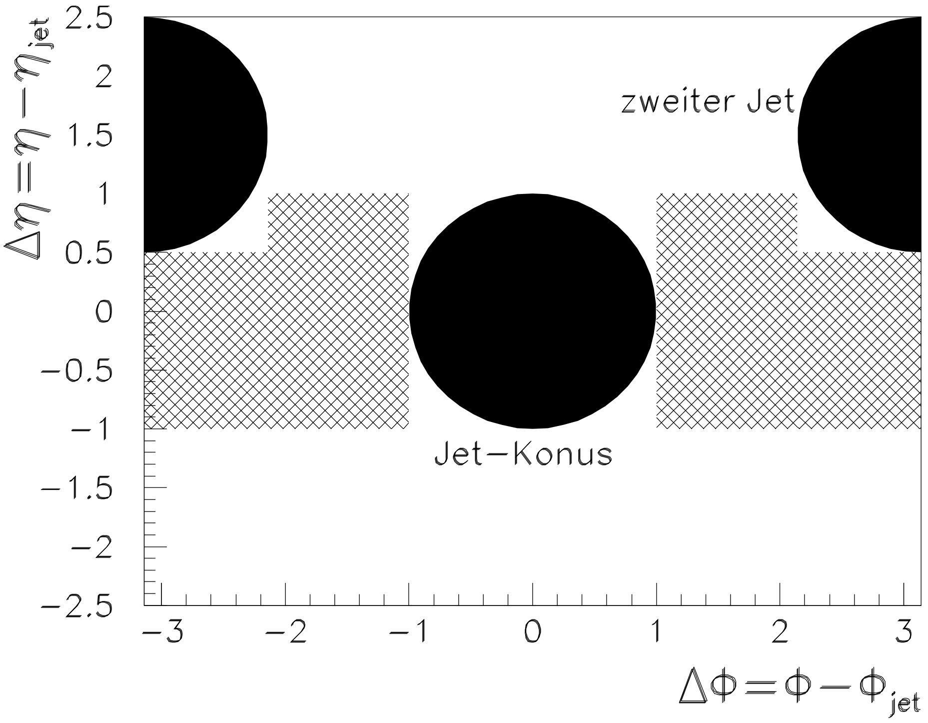

Abbildung 5.7: Messung des Pedestalniveaus in der Umgebung eines Jet-Konus

5.3.1 Die Messung des Pedestal-Beitrags

Um ein Maß für die Höhe des hadronischen Pedestals in der Umgebung eines Jet-Konus zu erhalten, wird die transversale Energie im Bereich $-1 < \eta - \eta_{jet} < 1$ und $-\pi < \Phi - \Phi_{jet} < \pi$ um den Jet aufsummiert. Der Konus des betrachteten Jets (und gegebenenfalls auch der zweite Jet-Konus) wird dabei gemäß Abb. 5.7 herausgeschnitten. Das Pedestal-Niveau wird dann auf die Fläche des Jet-Konus in der η-Φ-Ebene normiert:

$$E_t^{Pedestal} = \frac{A_{Jet-Konus}}{A} \sum_{-1<\Delta\eta<1,-\pi<\Delta\Phi<\pi} E_t, \tag{5.3}$$

wobei $A_{Jet-Konus} = R^2_{Konus}\pi = \pi$ die Fläche des Jet-Konus und A die in Abb. 5.7 schraffierte Fläche ist. Unter der Annahme, daß sich das konstante Niveau des hadronische Pedestals innerhalb des Jet-Konus fortsetzt, ist $E_t^{Pedestal}$ gerade der Beitrag des Pedestals zur gemessenen Jet-Energie. Diese Annahme trifft aber nicht für alle Anteile des hadronischen Pedestals zu, so daß eine volle Subtraktion des gesamten gemessenen Pedestals nicht gerechtfertigt ist. Im folgenden wird daher eine mittlere Korrektur der gemessenen Jet-Energie entwickelt, bei der nur ein Teil des Pedestals subtrahiert wird. Zuvor sollen allerdings noch einige Eigenschaften des Pedestals untersucht werden.

Abb. 5.8 zeigt die mittlere transversale Pedestalenergie $< E_t^{Pedestal} >$ in Abhängigkeit von η_{jet}. Es zeigt sich, daß das Pedestalniveau in den Daten zu großen Pseudorapiditäten hin ansteigt. Wie bereits in Abb. 5.1 deutlich wurde, liefert das Monte-Carlo Modell ohne Vielfach-Wechselwirkungen einen deutlich schwächeren Anstieg des Pedestals, so daß durch dieses Modell nur das hadronische Pedestal im zentralen Bereich zufriedenstellend beschrieben wird,

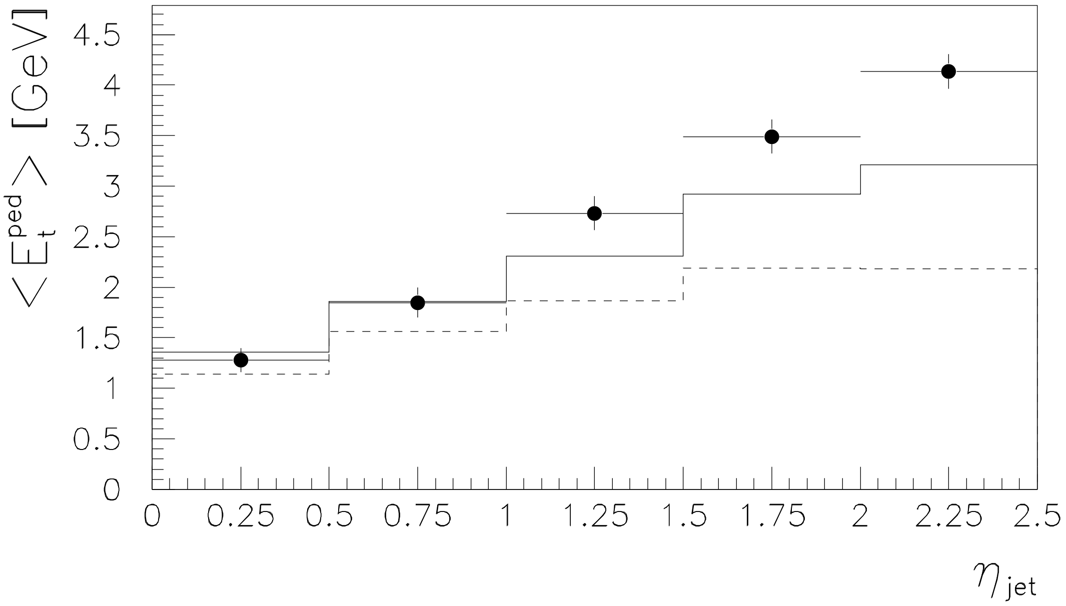

Abbildung 5.8: Mittleres Pedestalniveau in Abhängigkeit von η_{Jet} für die Daten (Punkte) und die Monte-Carlo Modelle mit (durchgezogene Linie) und ohne Vielfach-Wechselwirkungen (gestrichelte Linie).

während im Vorwärtsbereich große Abweichungen beobachtet werden. Aus dem Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen ergibt sich im Vergleich dazu eine bessere Beschreibung der Daten, aber auch hier verbleiben Unterschiede in der Höhe der Pedestalniveaus. Neben dem mittleren Niveau des hadronischen Pedestals müssen auch die Fluktuationen von $E_t^{Pedestal}$ betrachtet werden. Ab. 5.9 zeigt die Verteilung von $E_t^{Pedestal}$ in Pseudorapiditätsintervallen für die Daten und die beiden Monte-Carlo Modelle. Es zeigt sich, daß die beiden Modelle bei kleinen Pseudorapiditäten nicht nur den Mittelwert, sondern auch die Fluktuation der $E_t^{Pedestal}$-Verteilung reproduzieren. Im Vorwärtsbereich, also bei großen Pseudorapiditäten, sind die von den betrachteten Modellen vorhergesagten Fluktuationen des Pedestalniveaus jedoch zu gering, um eine Beschreibung der Daten zu liefern, wobei jedoch das Monte-Carlo Modell mit Vielfach-Wechselwechselwirkungen eine deutlich bessere Annäherung an die Daten darstellt. In Abb. 5.10 sind die Verteilungen für das Intervall $2 < \eta_{jet} < 2.5$ noch einmal dargestellt. Dabei wurde aber die transversale Pedestalenergie $E_t^{Pedestal}$ mit einem Faktor 1.9 (für das Modell ohne Vielfach-Wechselwirkungen) und 1.25 (für das Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen) multipliziert, so daß die Mittelwerte aller Verteilungen übereinstimmen. Während die Form dieser „gestreckten“ $E_t^{Pedestal}$-Verteilung für das Modell ohne Vielfach-Wechselwirkungen deutlich von der gemessenen Verteilung abweicht, ergibt sich für das Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen eine gute Übereinstimmung. Diese Beobachtung legt die Schlußfolgerung nahe, daß das Vielfach-Wechselwirkungs-Modell prinzipiell in der Lage ist, die Daten zu beschreiben und daß nur die absolute Höhe des Beitrages durch die Vielfach-Wechselwirkungen nicht vollständig mit dem gemessenen Niveau übereinstimmt. Im folgenden sollen nun die beobachteten Abweichungen bei der Höhe des hadronischen Pedestals auf der Basis des Monte-Carlo Modells mit Vielfach-Wechselwirkungen korrigiert

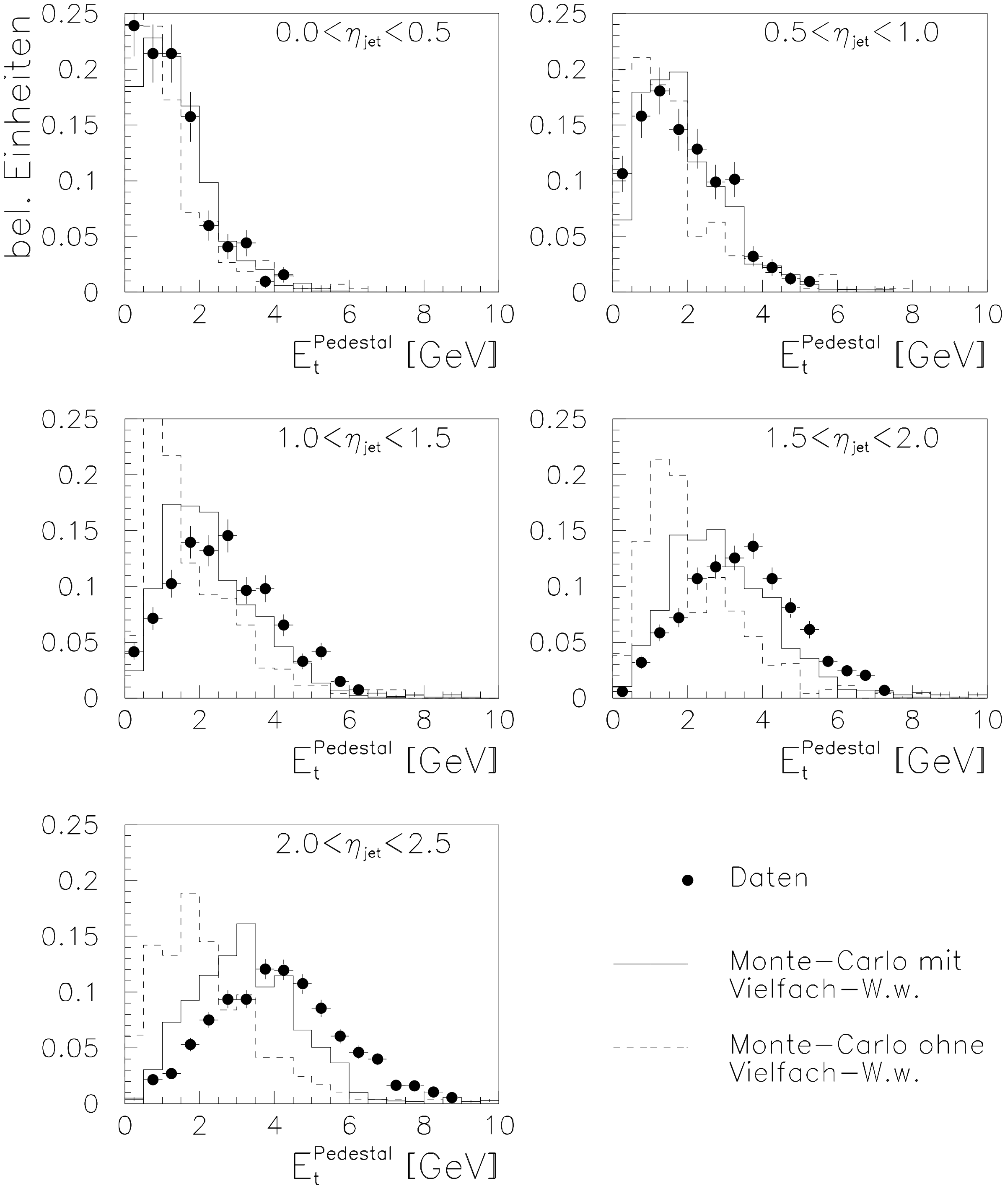

Abbildung 5.9: Verteilung der transversalen Pedestalenergie $E_t^{Pedestal}$ in Pseudorapiditätsintervallen für Daten (Punkte) und die Monte-Carlo Modelle mit (durchgezogene Linie) und ohne Vielfach-Wechselwirkungen (gestrichelte Linie). Die Histogramme sind auf die gleiche Fläche normiert, um die Form vergleichen zu können.

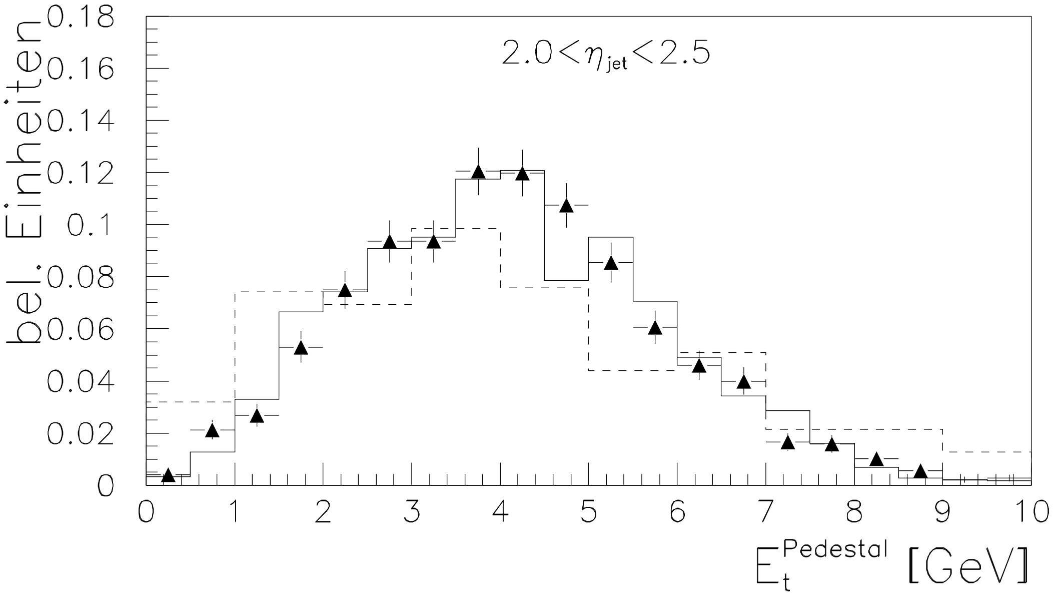

Abbildung 5.10: Verteilung der transversalen Pedestalenergie $E_t^{Pedestal}$ im Pseudorapiditätsintervall $2 < \eta_{jet} < 2.5$ für Daten (Punkte) und die Monte-Carlo Modelle mit (durchgezogene Linie) und ohne Vielfach-Wechselwirkungen (gestrichelte Linie). Die Monte-Carlo-Verteilungen wurden um einen Faktor gestreckt (siehe Text).

werden.

5.3.2 Die Pedestalsubtraktion

Im folgenden soll eine Methode entwickelt werden, die eine Korrektur der gemessenen Jetenergien auf unterschiedliche Pedestalbeiträge in den Daten und dem Monte-Carlo Modell ermöglicht. Diese Methode basiert auf der im letzten Abschnitt beschriebenen Messung der Pedestal-Energie $E_t^{Pedestal}$.

Eine naheliegende Korrekturmethode ist die volle Subtraktion der gemessenen Pedestalenergie $E_t^{Pedestal}$, die für jeden Jet in den einzelnen Ereignissen bestimmt wird. Bei einer solchen Methode werden aber auch die Pedestalbeiträge durch QCD-Abstrahlung und Fragmentationseffekte subtrahiert. Für diese Beiträge ist aber die Annahme, daß sich das Pedestalniveau „flach“ unter dem Jet-Konus fortsetzt, nicht gerechtfertigt. Im folgenden wird daher eine Korrektur relativ zum Pedestalniveau des Monte-Carlo Modells ohne Vielfach-Wechselwirkungen auf der Basis einer mittleren Pedestalsubtraktion betrachtet. Im Rahmen des Modells der Vielfach-Wechselwirkungen kann dann demonstriert werden, daß diese Methode in der Lage ist, den Einfluß unterschiedlicher Pedestalniveaus auf die Jetraten zu korrigieren.

Abb. 5.11 zeigt die transversale Pedestalenergie $E_t^{Pedestal}$ für die Daten als Funktion der Pseudorapidität η_{jet} des betrachteten Jets, in dessen Bereich das Pedestalniveau gemessen wurde, und der Pseudorapidität des zweiten Jets η'_{jet}. Die Abhängigkeit des Pedestals von

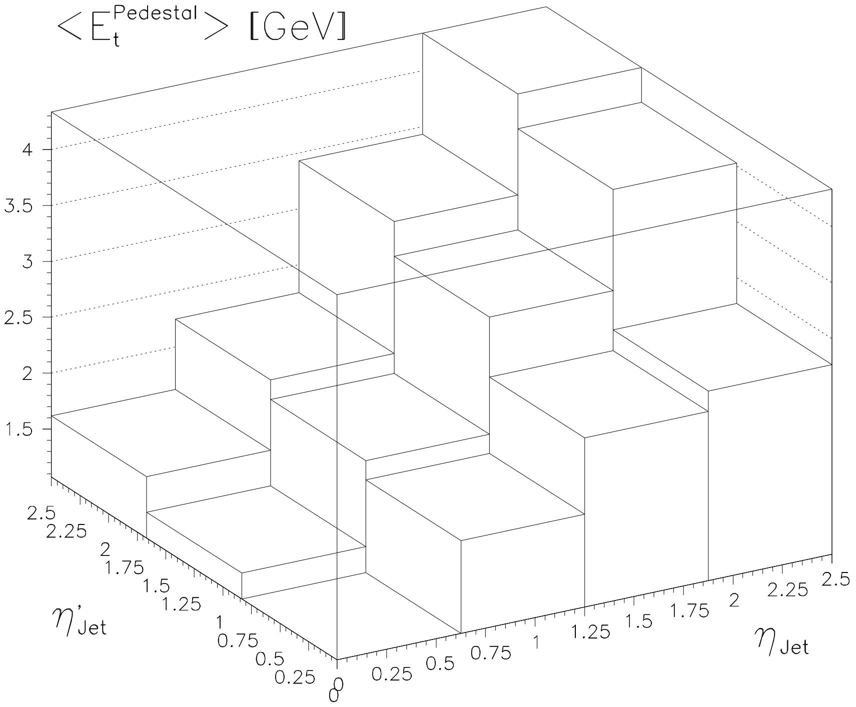

Abbildung 5.11: Mittlere transversale Pedestalenergie $< E_t^{Pedestal} >$ in den Daten als Funktion von η_{jet} und η'_{jet}.

η_{jet} und η'_{jet} spiegelt die bereits bei der Betrachtung von Abb. 5.4 diskutierte x_γ-Abhängigkeit des hadronischen Pedestals wieder: Nach Gleichung 3.26 entsprechen Konfigurationen, bei denen beide Jets unter hohen Pseudorapiditäten auftreten, kleinen Werten von x_γ, während Ereignisse, bei denen mindestens einer der beiden Jets im zentralen Bereich auftritt, nur bei größeren Werten des Impulsanteils x_γ möglich sind.

Die mittlere transversale Pedestalenergie wurde auch für die beiden Monte-Carlo Modelle wie in Abb. 5.11 als Funktion von η_{jet} und η'_{jet} ermittelt. Für $< E_t^{Pedestal} >$ als Funktion von η_{jet} und η'_{jet} wurde dann die Differenz zwischen den Daten und dem Monte-Carlo Modell ohne Vielfach-Wechselwirkungen gebildet. Dabei zeigt sich, daß die Abhängigkeit der Differenz von η'_{jet} vernachlässigt werden kann, so daß im folgenden die Differenz:

$$\Delta E_{t,Daten}^{Pedestal} = < E_{t,Daten}^{Pedestal} > - < E_{t,MC}^{Pedestal} > \tag{5.4}$$

nur noch als Funktion von η_{jet} betrachtet wird, wie in Abb. 5.12a dargestellt. Wenn der Unterschied zwischen dem Pedestal-Niveau in den Daten und dem verwendeten Monte-Carlo Modell auf einen Beitrag zurückzuführen ist, der sich im Mittel mit einem konstanten Niveau innerhalb des Jet-Konus fortsetzt, wie es zum Beispiel beim Modell der Vielfach-Wechselwirkungen der Fall ist, dann kann diese Differenz durch eine Subtraktion der Pedestaldifferenz $\Delta E_{t,Daten}^{Pedestal}$ von den gemessenen Jetenergien in den Daten korrigiert werden. Diese Korrektur kann nur im Mittel durchgeführt werden, da die Korrelation der in den einzelnen Ereignissen gemessenen Pedestalniveaus mit den zusätzlichen Energien im Jet-Konus nur sehr schwach ist.

Die mittlere Pedestalsubtraktion liefert aufgrund der starken Abhängigkeit der Jetrate von der Transversalenergie der Jets (Abschnitt 4.1.3) erhebliche Korrekturen. Da die Pedestalenergie große Fluktuationen aufweist (Abb. 5.9), muß nun zunächst gezeigt werden, daß die Anwendung einer mittleren Korrektur sinnvolle Ergebnisse liefert, was mit Hilfe des Monte-Carlo Modells demonstriert werden kann: Benutzt man das Modell der Vielfach-Wechselwirkungen zur Beschreibung des zusätzlichen Pedestalbeitrags, dann zeigt sich, daß die mittlere Pedestalsubtraktion tatsächlich in der Lage ist, den Einfluß unterschiedlicher Pedestalniveaus auf die Jetraten zu korrigieren. Dazu wird in gleicher Weise wie für die Daten auch für die simulierten Ereignisse mit Vielfach-Wechselwirkungen die mittlere Pedestaldifferenz $\Delta E_{t,MC}^{Pedestal}$ zum Monte-Carlo Modell ohne Vielfach-Wechselwirkung bestimmt (Abb. 5.12b). Da beide Monte-Carlo-Simulationen abgesehen von den Vielfach-Wechselwirkungen mit gleichen Parametern (für die Parametrisierung der Partondichten, etc.) generiert wurden[2], muß sich nach der Pedestal-Korrektur wieder eine Übereinstimmung zwischen den beiden Monte-Carlo Modellen ergeben. Dazu wurde die Pedestaldifferenz gemäß Abb. 5.12b durch ein Polynom zweiten Grades in η_{jet} parametrisiert und zur Korrektur der im Jet-Konus gemessenen Energie für das Monte-Carlo mit Vielfach-Wechselwirkungen verwendet. Die korrigierte transversale Jet-Energie ist dann gegeben durch:

$$E_t^{Jet} = E_t^{Konus} - \Delta E_{t,MC}^{Pedestal}(\eta_{jet}) \tag{5.5}$$

Nach dieser Korrektur wird dann für die transversale Energie des Jets wie bei der Datenselektion eine minimale transversale Energie verlangt:

$$E_t^{Jet} > 7GeV \tag{5.6}$$

Abb. 5.13 zeigt einen Vergleich der beiden Monte-Carlo Modelle vor und nach der Pedestalsubtraktion an Hand des inklusiven η und E_t Spektrums für die zwei-Jet Ereignisse, wobei alle Verteilungen mit dem vorhergesagten Wirkungsquerschnitt auf eine integrierte Luminosität von $\int Ldt = 288.9nb^{-1}$ normiert sind. Tatsächlich zeigt sich, daß die Pedestalsubtraktion in der Lage ist, den Unterschied in der Höhe des Pedestalniveaus zwischen den beiden Monte-Carlo Modellen zu korrigieren, da beide Modelle nach der Korrektur wieder übereinstimmen.

Für die Daten wurde die mittlere Pedestaldifferenz $E_{t,Daten}^{Pedestal}$ in gleicher Weise parametrisiert und ebenfalls eine Pedestalsubtraktion durchgeführt:

$$E_t^{Jet} = E_t^{Konus} - \Delta E_{t,Daten}^{Pedestal}(\eta_{jet}) \tag{5.7}$$

wobei auch hier wieder verlangt wird, daß:

$$E_t^{Jet} > 7GeV$$

Im folgenden werden dann stets die Daten und das Monte-Carlo Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen jeweils nach Pedestal-Korrektur verwendet. Nach der Pedestal-Korrektur verbleiben 463 Ereignisse in den Daten und 1210 Ereignisse für das Monte-Carlo Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen.

---

[2] Der $\hat{p}_t$-Schnitt wird für den folgenden Vergleich für beide Simulationen auf $\hat{p}_t > 4GeV/c$ angehoben

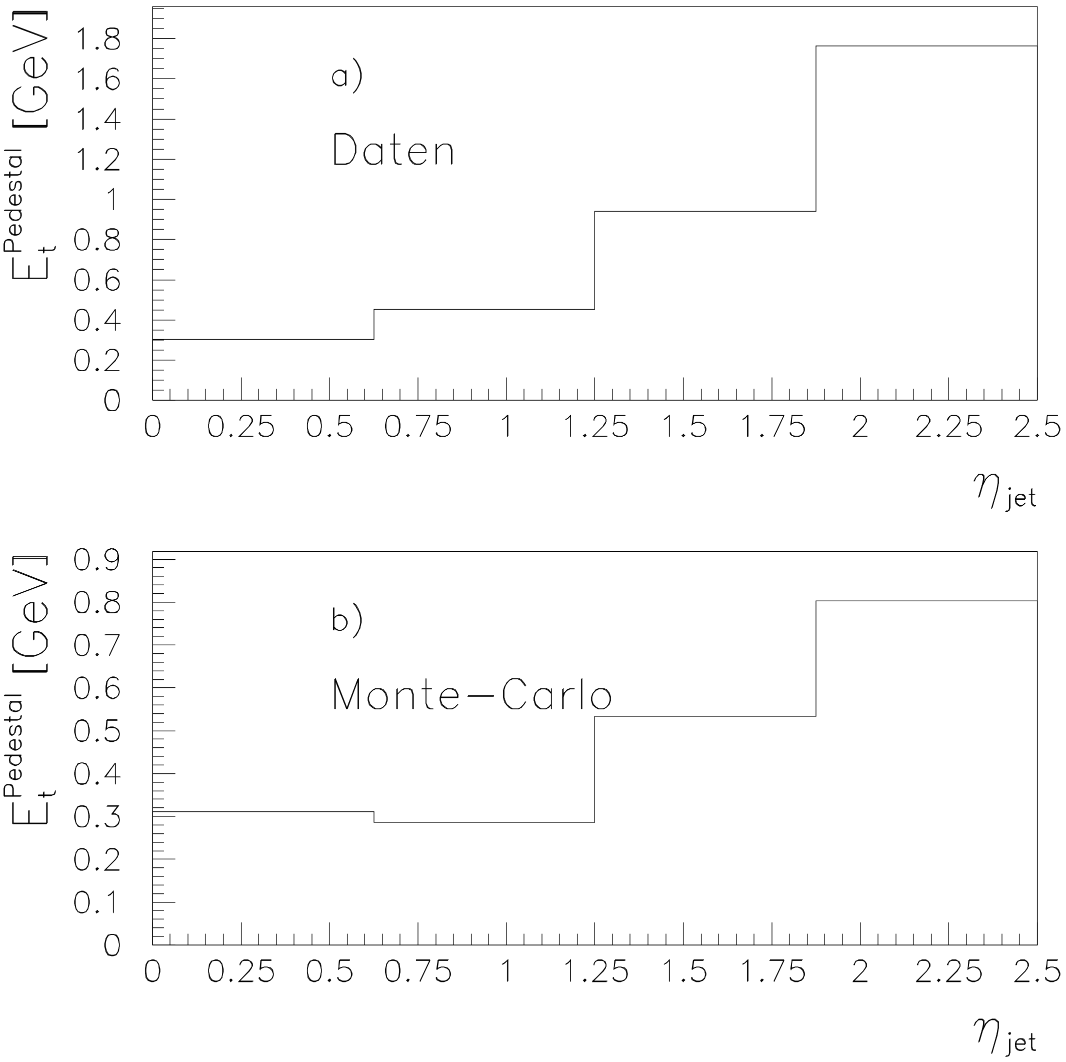

Abbildung 5.12: Mittlere Pedestaldifferenz in Abhängigkeit von η_{jet} für die Daten (a) und das Monte-Carlo Modell mit Vielfach-W.w. (b) relativ zur Simulation ohne Vielfach-W.w.

Eine wichtige Eigenschaft der Korrektur relativ zum Pedestalniveau aus der Simulation ohne Vielfach-Wechselwirkungen besteht darin, daß nur der zusätzliche Anteil zu den QCD-Abstrahlungs- und Fragmentationsbeiträgen korrigiert wird. Die Annahme, die bei der Anwendung der hier beschriebenen Pedestalsubtraktion gemacht werden muß, besteht darin, daß sich der zusätzliche Pedestalbeitrag, der durch das Monte-Carlo Modell nicht beschrieben werden kann, „flach“ unter dem Jet fortsetzt. Der zusätzliche Pedestalbeitrag muß also innerhalb des betrachten Jet-Konus im Mittel das gleiche Niveau wie in der Umgebung des Jets aufweisen.

Abschließend kann nun gezeigt werden, daß durch die Pedestal-Korrektur die Ereignisse bei kleinen Werten des Transversalimpulses $\hat{p}_t$ der auslaufenden Partonen unterdrückt werden. Abb. 5.14 zeigt die $\hat{p}_t$-Verteilung nach allen Selektionsschritten und der Pedestal-Korrektur für das Monte-Carlo Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen (durchgezogene Linie). Es ergibt

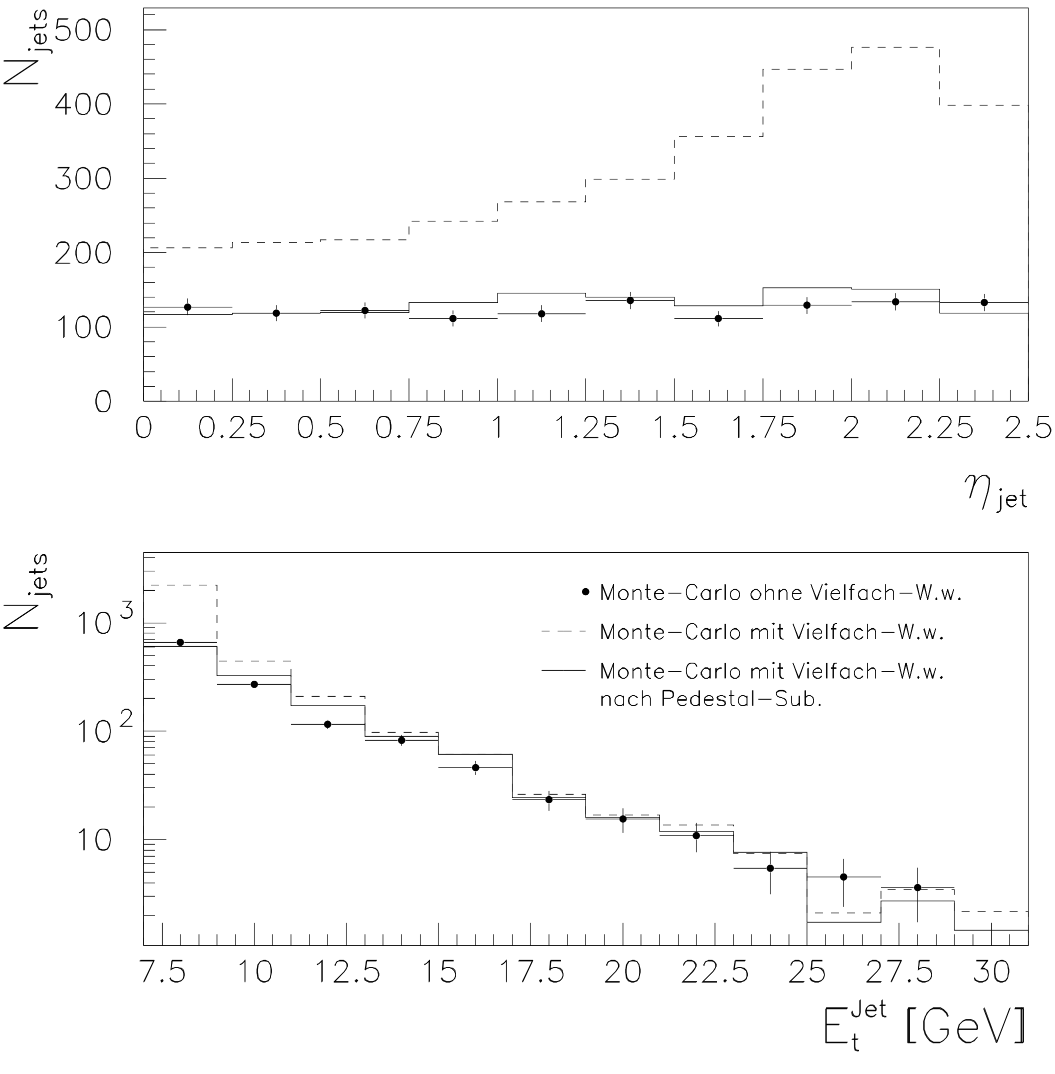

Abbildung 5.13: Vergleich zwischen den Monte-Carlo Modellen ohne (Punkte) und mit Vielfach-Wechselwirkungen (gestrichelte Linie: vor Pedestal-Korrektur, durchgezogene Linie: nach Pedestal-Korrektur). Die Abbildungen zeigen das inklusive η und E_t-Spektrum der beiden in E_t führenden Jets.

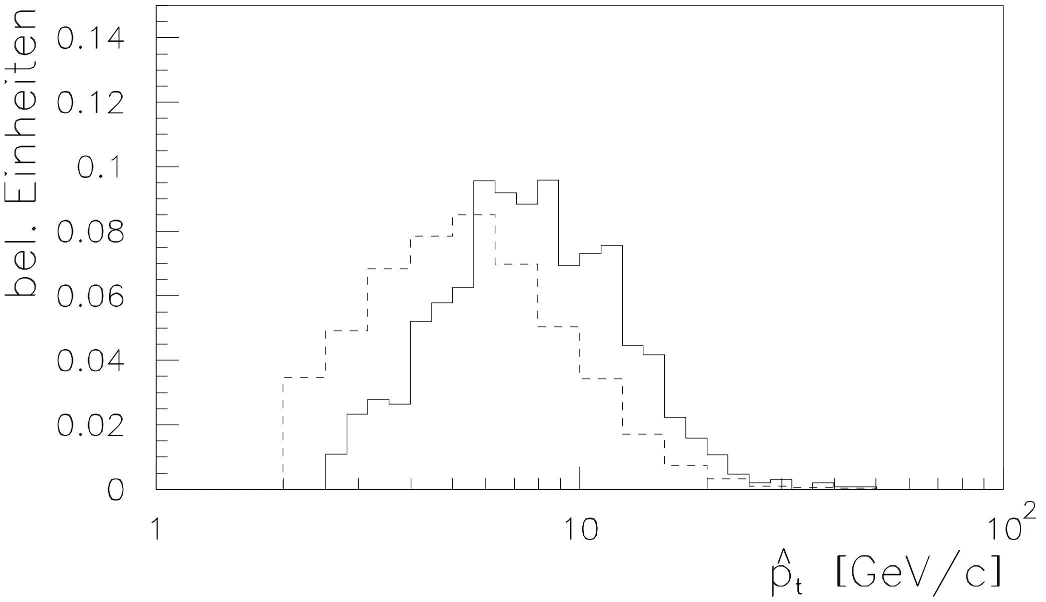

Abbildung 5.14: Verteilung des Transversalimpulses $\hat{p}_t$ für die Partonen aus dem harten Subprozeß für die Monte-Carlo-Simulation mit Vielfach-Wechselwirkungen vor (gestrichelte Linie) und nach der Pedestal-Korrektur (durchgezogene Linie).

sich, daß das $\hat{p}_t$-Spektrum nicht mehr an den Schnitt bei $\hat{p}_t = 2GeV/c$ heranreicht und ein Maximum bei großen Werten von $\hat{p}_t \approx 8GeV/c$ aufweist. Durch die Selektion der zwei-Jet Ereignisse ergibt sich also ein „hartes“ $\hat{p}_t$-Spektrum, so daß die Beschreibung der Ereignisse mit Hilfe der perturbativen QCD gerechtfertigt ist und die Vorhersagen des Monte-Carlo Modells nicht mehr stark von dem verwendeten $\hat{p}_t$-Schnitt abhängen. Zum Vergleich ist in Abb. 5.14 auch die $\hat{p}_t$-Verteilung eingezeichnet, die sich ohne Pedestal-Korrektur ergibt.

5.4 Die Rekonstruktion der Ereigniskinematik nach der Pedestal-Korrektur

Um im folgenden mit Hilfe der beobachteten Jets Rückschlüsse auf den harten Streuprozeß ziehen zu können, muß die Korrelation zwischen den Richtungen und Energien der auslaufenden Partonen und den entsprechenden Jet-Größen untersucht werden. Dazu werden die simulierten Ereignisse betrachtet, bei denen die Viererimpulse der Partonen bekannt sind.

Zur Rekonstruktion des Impulsanteils x_γ gemäß Gleichung 3.26 muß neben den Energien und Richtungen der auslaufenden Partonen auch die Photonenergie E_γ bekannt sein, deren Messung zunächst im folgenden Abschnitt betrachtet wird.

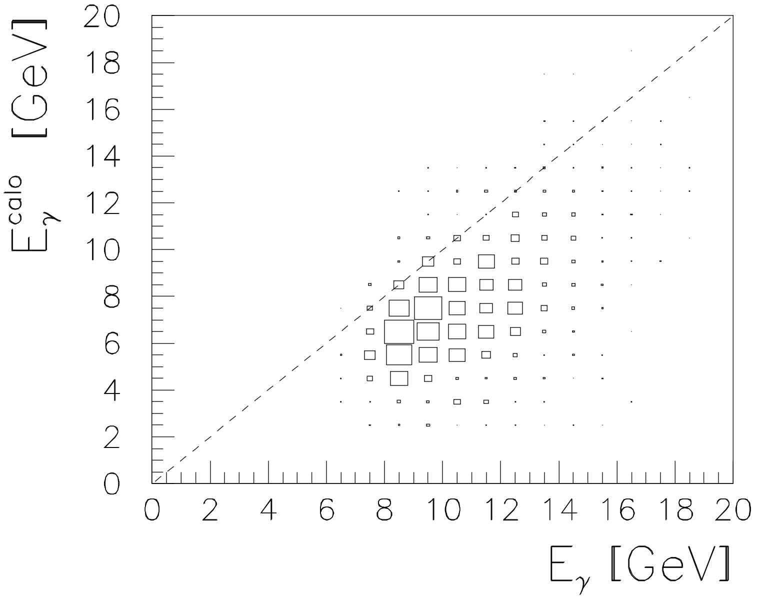

Abbildung 5.15: Korrelation zwischen E_γ^{calo} und E_γ. Zum Vergleich ist die Diagonale eingezeichnet.

5.4.1 Die Photonenergie

Die Photonenergie kann gemäß Gleichung 4.1 aus dem hadronischen Endzustand rekonstruiert werden. Bei einer Messung des hadronischen Energieflusses mit Hilfe der Kalorimeter ergibt sich dann:

$$E_\gamma^{calo} = \frac{1}{2} \sum_{Kalo.-Zellen} E_{Zelle}(1 - \cos\Theta) \tag{5.8}$$

wobei Θ der Winkel ist, den die betrachtete Kalorimeterzelle mit der Protonrichtung einschließt. Die Korrelation zwischen E_γ^{calo} und der wahren Photonenergie E_γ aus der Monte-Carlo-Simulation[3] ist Abb. 5.15 dargestellt, wobei für die Summe in Gleichung 5.8 nur das flüssig-Argon und das rückwärtige Kalorimeter herangezogen wurden. Die schlechte Korrelation ist auf zwei Ursachen zurückzuführen:

- Das rückwärtige Kalorimeter liefert nur eine unzureichende Messung des hadronischen Energieflusses. Der Rückwärtsbereich mit $\Theta \approx 180^o$ geht aber andererseits stark in die Bestimmung von E_γ^{calo} ein, da für $\Theta \approx 180^o$ gilt: $(1 - \cos\Theta) \approx 2$. Der Vorwärtsbereich wird demgegenüber in Gleichung 5.8 unterdrückt, denn für $\Theta \approx 0$ ist $(1 - \cos\Theta) \approx 0$.
- Ein Teil des Photon-Restes, der in Rückwärtsrichtung auftritt, kann im Strahlrohr bleiben und ist daher einer Messung im Experiment nicht zugänglich.

Beide Effekte sind insbesonders bei kleinem x_γ von Bedeutung, da in diesem Fall ein großer Beitrag zum hadronischen Energiefluß durch den Photon-Rest in Rückwärtsrichtung geliefert wird.

---

[3] Als Simulationsmodell wird von nun ab stets das Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen nach Pedestalsubtraktion verwendet

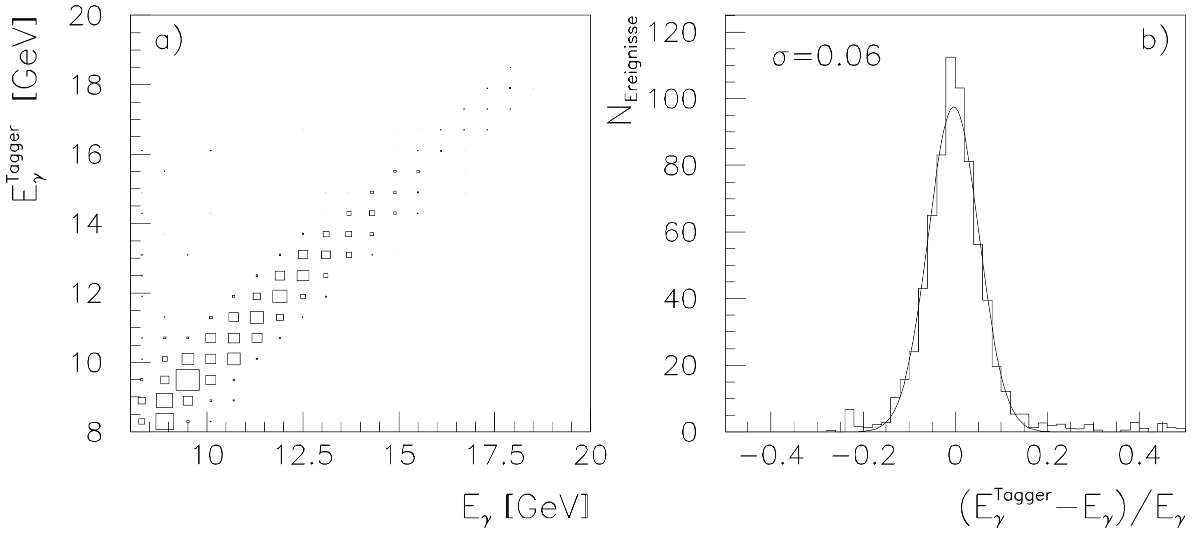

Abbildung 5.16: Rekonstruktion der Photonenergie mit der Elektrontagger-Messung: a) Korrelation zwischen E_γ^{Tagger} und E_γ; b) Auflösung der Elektrontaggermessung: $(E_\gamma^{Tagger} - E_\gamma)/E_\gamma$ mit angepaßter Gaußverteilung.

Abb. 5.16 zeigt, daß sich eine deutlich bessere Messung der Photonenergie aus der Energiemessung mit dem Elektrontagger ergibt:

$$E_\gamma^{Tagger} = E_e - E_{Tagger} \tag{5.9}$$

Im folgenden wird daher stets die Elektrontagger-Messung zur Rekonstruktion der Photonenergie herangezogen. Die Akzeptanz des Elektrontaggers für die Strahlposition in der Datennahmeperiode 1993 wurde in detaillierten Simulationen ermittelt [37] und in der Monte-Carlo-Simulation durch Gewichtung der Ereignisse berücksichtigt. Abb. 5.17 zeigt einen Vergleich der Elektrontaggerspektren für die Daten und die Monte-Carlo-Simulation. Es zeigt sich, daß die Form des Elektrontaggerspektrums durch die Simulation recht gut beschrieben wird. Dabei sind in Abb. 5.17 auch der Bereiche außerhalb des bei der Datenauswahl betrachteten Intervalls $8GeV < E_{Tagger} < 20GeV$ eingezeichnet, der für die Untergrundabschätzung wichtig ist (Abschnitt 4.1.5).

5.4.2 Die Jet-Parton Korrelation nach der Pedestal-Korrektur

Im folgenden wird die Korrelation der beiden in E_t führenden Jets zu den auslaufenden Partonen aus dem harten Subprozeß im Rahmen des Monte-Carlo Modells untersucht. Um eine solche Korrelation aufstellen zu können, müssen zunächst die beiden führenden Jets den auslaufenden Partonen zugeordnet werden. Die Zuordnung wird dabei so vorgenommen, daß die Summe der Parton-Jet-Abstände in der η-Φ-Ebene minimal wird, also:

$$\begin{aligned} R_1 + R_2 = &\sqrt{(\eta_{jet1} - \eta_{parton})^2 + (\Phi_{jet1} - \Phi_{parton})^2} + \\ &\sqrt{(\eta_{jet2} - \eta'_{parton})^2 + (\Phi_{jet2} - \Phi'_{parton})^2} = min. \end{aligned} \tag{5.10}$$

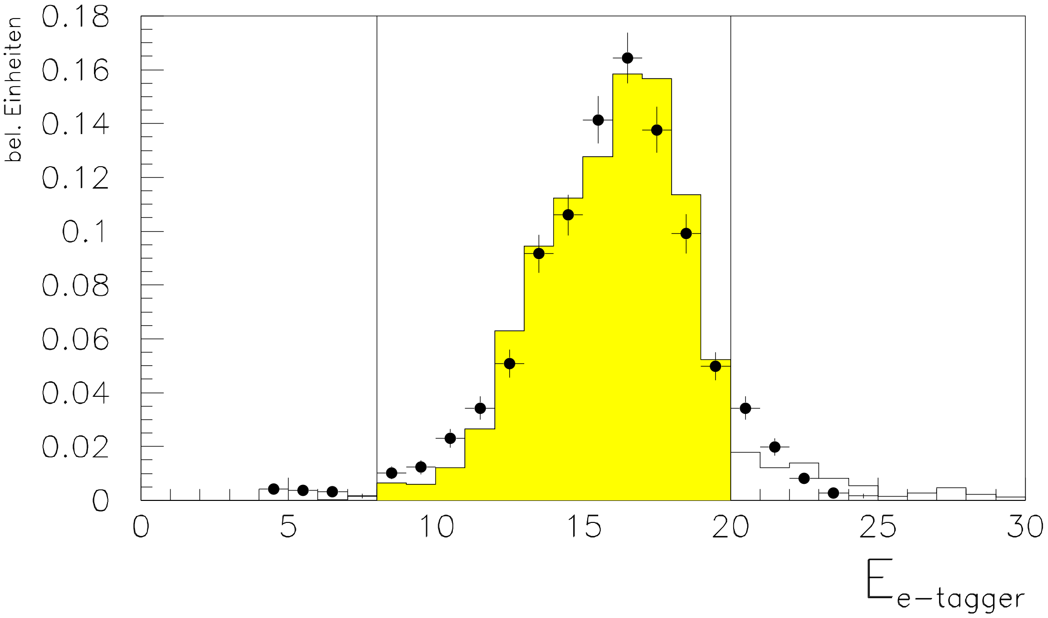

Abbildung 5.17: Elektrontaggerspektren für zwei-Jet Ereignisse: Daten (Punkte) und Monte-Carlo (durchgezogene Kurve). Beide Verteilungen wurden auf die gleiche Fläche normiert.

In den Abbildungen 5.18a und 5.19a sind die Korrelationen zwischen den Jet- und Parton-Richtungen dargestellt, die sich für diese Zuordnung ergeben. Zwischen den Richtungen der Jets und der auslaufenden Partonen aus dem harten Streuprozeß besteht also eine starke Korrelation, so daß die Richtung der auslaufenden Partonen aus den Jetrichtungen rekonstruiert werden können. Bei genauerer Betrachtung der Auflösung $(\eta_{jet} - \eta_{parton})$ bzw. $(\Phi_{jet} - \Phi_{parton})$ in Abb. 5.18b bzw. 5.19b zeigt sich jedoch, daß diese Korrelation „Schwänze" enthält, d.h. die Verteilungen fallen bei großen Differenzen $\eta_{jet} - \eta_{parton}$ bzw. $\Phi_{jet} - \Phi_{parton}$ nicht mehr steil ab, sondern weisen einen „flachen" Verlauf auf.

Die Korrelation der transversalen Energien der Jets und der Partonen ist in Abb. 5.20a dargestellt. Für die Rekonstruktion der transversalen Energie der Partonen aus den Jets ergibt sich offensichtlich eine deutlich schlechtere Auflösung. Zu dieser Auflösung gibt es mehrere Beiträge:

- Die Auflösung des Kalorimeters bei der hadronischen Energiemessung.
- Die Hadronisation der Partonen und QCD-Abstrahlung, die dazu führt, daß ein Teil der Partonenergie nicht innerhalb des Jet-Konus verbleibt.
- Der zusätzliche Pedestalbeitrag durch Vielfachwechselwirkungen, denn durch die Pedestalsubtraktion findet nur eine mittlere Korrektur statt, bei der aber die Fluktuationen des Pedestalbeitrags bestehen bleiben.

Auch bei der in Abb. 5.20b dargestellten E_t-Auflösung ergibt sich wie in der $\eta_{jet} - \eta_{parton}$ bzw. $\Phi_{jet} - \Phi_{parton}$-Verteilung ein deutlicher „Schwanz". Durch eine Betrachtung einzelner Monte-Carlo-Ereignisse auf dem Niveau der Viererimpulse der auslaufenden Partonen

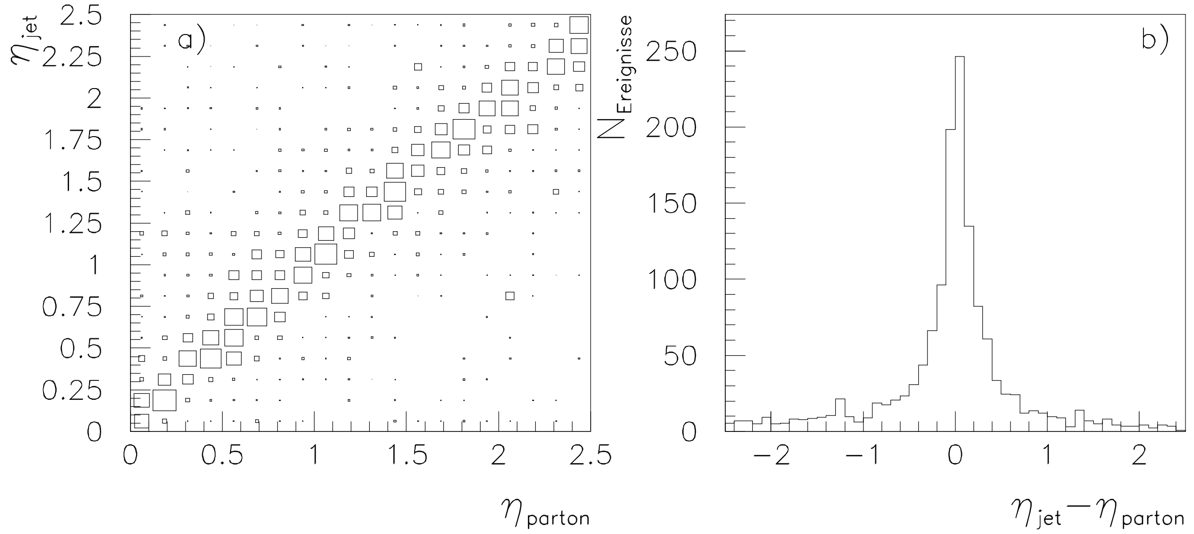

Abbildung 5.18: a) Korrelation zwischen η_{jet} und η_{parton} für die Monte-Carlo-Simulation; b) Auflösung der η-Rekonstruktion ($\eta_{jet} - \eta_{parton}$)

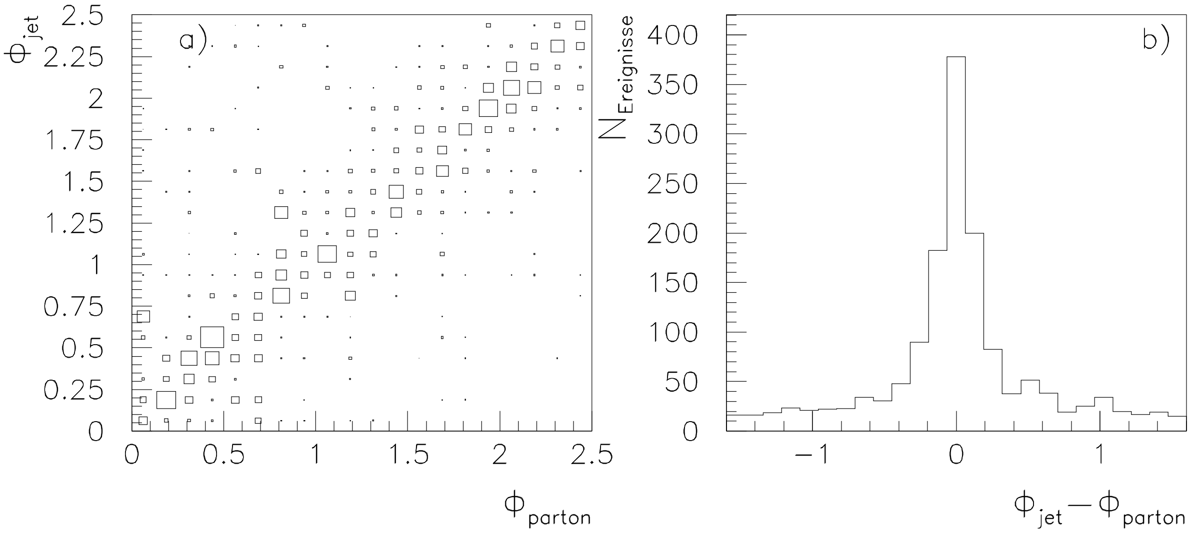

Abbildung 5.19: a) Korrelation zwischen Φ_{jet} und Φ_{parton} für die Monte-Carlo-Simulation; b) Auflösung der Φ-Rekonstruktion ($\Phi_{jet} - \Phi_{parton}$)

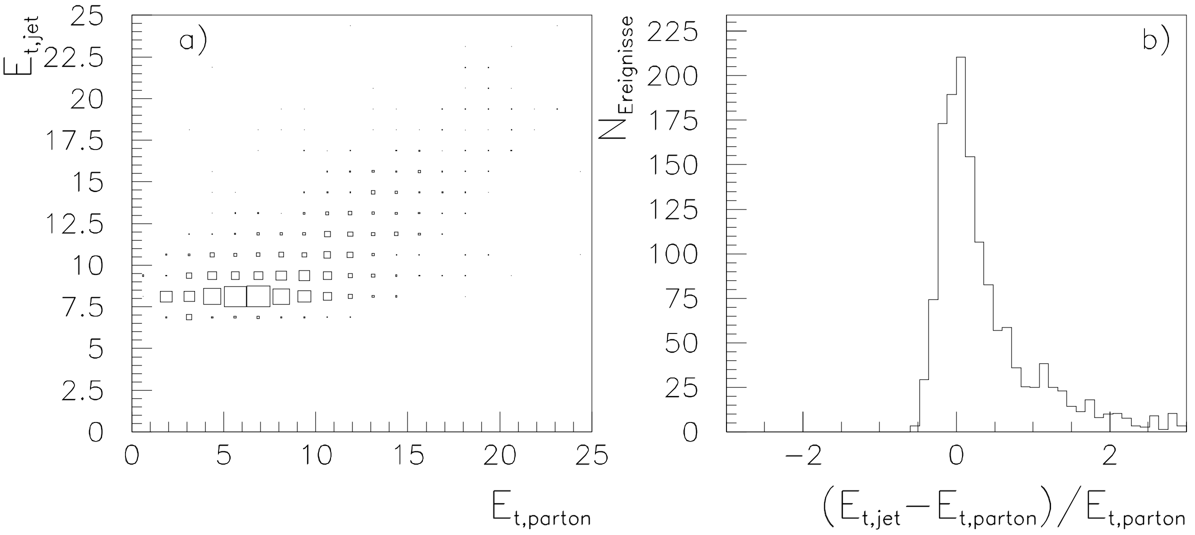

Abbildung 5.20: a) Korrelation zwischen $E_{t,jet}$ und $E_{t,parton}$ für die Monte-Carlo-Simulation; b) Auflösung der E_t-Rekonstruktion $(E_{t,jet} - E_{t,parton})/E_{t,parton}$

konnte der Grund für diese Fehlrekonstruktion der Richtungen bzw. Transversalenergien der auslaufenden Partonen herausgefunden werden: Bei den Ereignissen, die in den „Schwänzen“ der zuvor diskutierten Verteilungen liegen, wird ein Teil des Photon-Restes als „harter“ Jet aus der Parton-Parton-Streuung fehlidentifiziert.

Da der fehlidentifizierte Jet aus einem Teil des Photon-Restes nicht von einem Jet aus dem harten Streuprozeß unterschieden werden kann, besteht die einzige Möglichkeit zur Verbesserung der x_γ-Korrelation darin, die fehlrekonstruierten Ereignisse durch kinematische Schnitte zu unterdrücken. Die typische Konfiguration der fehlrekonstruierten Ereignisse enthält einen Jet bei kleinen Pseudorapiditäten (den fehlidentifizierten Jet, denn der Photon-Rest tritt bevorzugt bei kleinen Pseudorapiditäten auf) und einen Jet bei großen Pseudorapiditäten (einen Jet aus der harten Streuung). In diesem Fall weisen die beiden Jets einen großen Pseudorapiditätsabstand auf. Die fehlrekonstruierten Ereignisse können daher durch folgenden Schnitt unterdrückt werden:

$$|\Delta\eta| = |\eta_{jet1} - \eta_{jet2}| < 1.2 \tag{5.11}$$

In Abb. 5.21 werden die $\eta_{jet} - \eta_{parton}$-Verteilungen vor und nach diesem Schnitt auf $\Delta\eta$ verglichen. Es zeigt sich, daß mit diesem Schnitt eine deutliche Reduktion der „Schwänze“ der in Abb. 5.21 gezeigten Verteilung erreicht wird.

Nach diesem zusätzlichen Schnitt verbleiben

$$N_{Daten} = 366 \text{ Ereignisse in den Daten und} \tag{5.12}$$

$$N_{MC} = 875 \text{ Ereignisse} \tag{5.13}$$

aus der Monte-Carlo-Simulation mit Vielfach-Wechselwirkungen. Auf diesen ausgewählten Ereignissen basieren alle im weiteren Verlauf dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen.

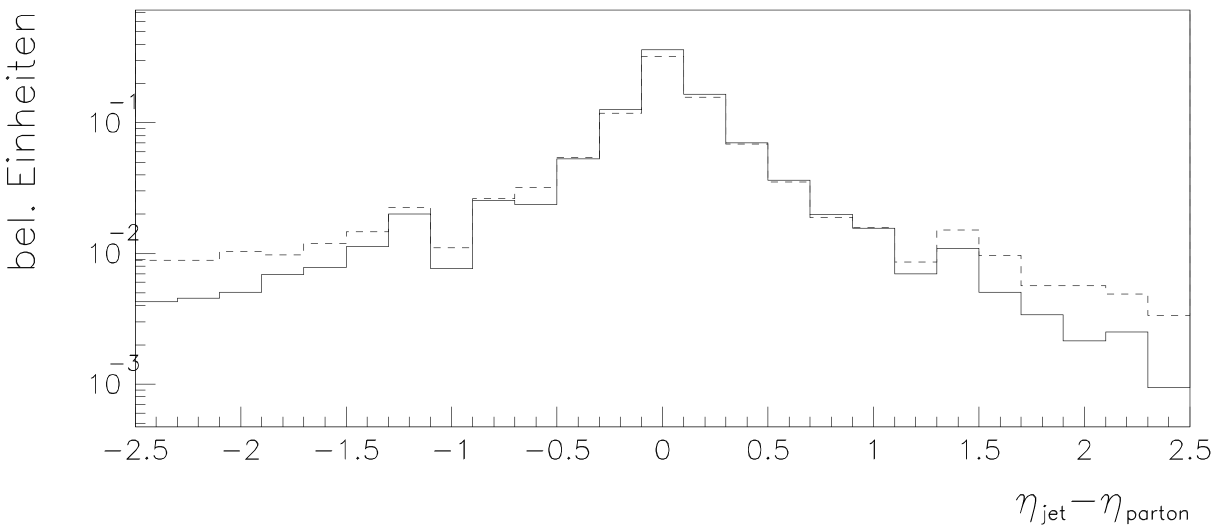

Abbildung 5.21: Auflösung der η-Rekonstruktion $\eta_{jet} - \eta_{parton}$ vor (gestrichelte Linie) und nach dem $\Delta\eta$-Schnitt (durchgezogene Linie).

5.4.3 Die x_γ-Rekonstruktion

Bei der Herleitung der Rekonstruktion des Impulsanteils x_γ aus den Pseudorapiditäten und Transversalenergien der auslaufenden Partonen gemäß Gleichung 3.26 wurden die Transversalimpulse der einlaufenden Partonen vernachlässigt. Mit Hilfe der simulierten Ereignisse kann nun untersucht werden, ob diese Näherung in dem betrachteten kinematischen Bereich sinnvoll ist. Abb. 5.22 zeigt die Korrelation zwischen dem „wahren" Wert von x_γ und der Größe $x_\gamma^{rek.,parton}$, die gemäß Gleichung 3.26 aus den Viererimpulsen der auslaufenden Partonen „rekonstruiert" wurde. Es ergibt sich eine sehr gute Korrelation zwischen den beiden Größen, so daß die zuvor beschriebene Näherung für die weitere Analyse verwendet werden kann.

In einem zweiten Schritt wird nun die Rekonstruktion des Impulsanteils x_γ aus den Richtungen und Transversalimpulsen der Jets unter Ausnutzung der Jet-Parton Korrelation untersucht. Werden die partonischen Größen durch die Richtungen und Transversalenergien der Jets ersetzt und die Photonenergie aus der Elektrontaggermessung bestimmt, dann ergibt sich aus Gleichung 3.26:

$$x_\gamma^{rek.} = \frac{E_t^{Jet1} e^{-\eta_{jet,1}} + E_t^{Jet2} e^{-\eta_{jet,2}}}{2(E_e - E_{tagger})} \qquad (5.14)$$

Kleine Werte von x_γ entsprechen also Ereignis-Konfigurationen, bei denen beide Jets in Vorwärtsrichtung bei großen Pseudorapiditäten liegen. Mit den kinematischen Schnitten aus Kapitel 4 ergibt sich der kleinste für $x_\gamma^{rek.}$ mögliche Wert zu:

$$x_\gamma^{rek.} = 0.03$$

Aus den simulierten Ereignissen erhält man die in Abb. 5.23 gezeigte Korrelation. Dabei wurde auch der im letzten Abschnitt diskutierte Schnitt $\Delta\eta < 1.2$ verwendet. Offensichtlich

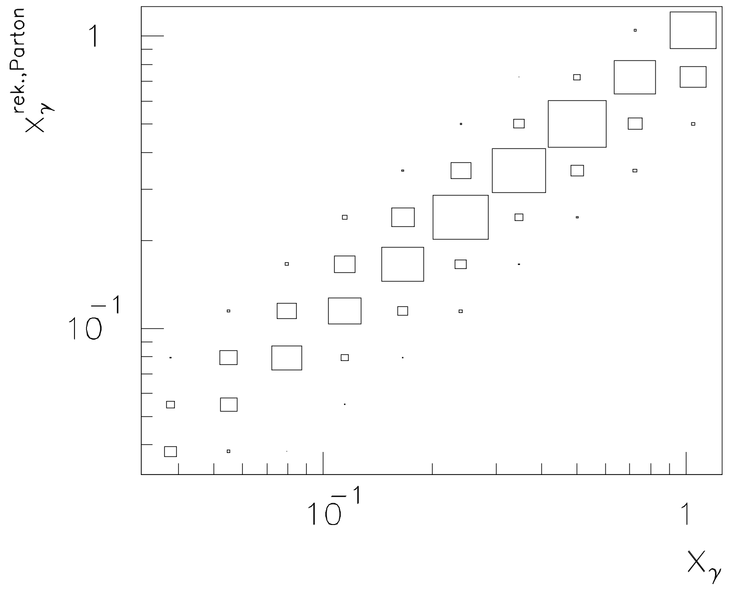

Abbildung 5.22: Korrelation zwischen $x_\gamma^{rek.,Parton}$ und dem wahren x_γ für die simulierten Ereignisse (mit Vielfach-Wechselwirkungen) nach der vollen Ereignisselektion

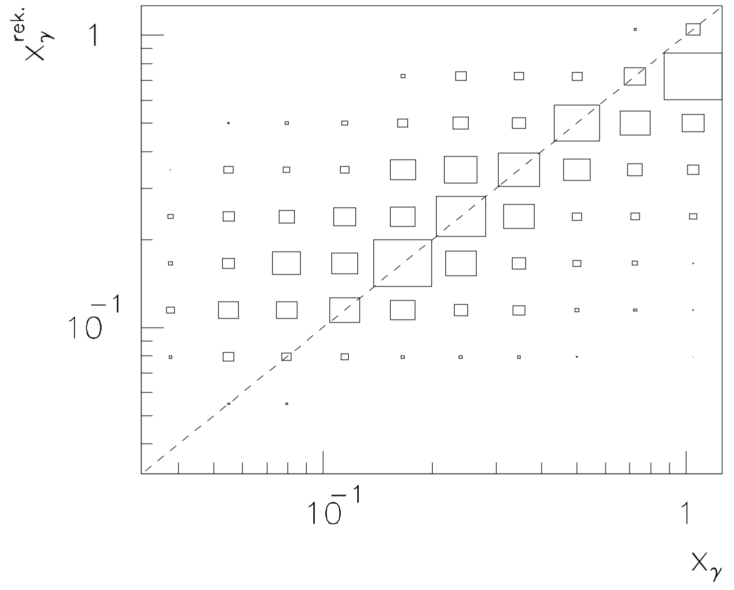

Abbildung 5.23: Korrelation zwischen $x_\gamma^{rek.}$ und dem wahren x_γ für die Monte-Carlo-Simulation. Zum Vergleich ist die Diagonale eingezeichnet.

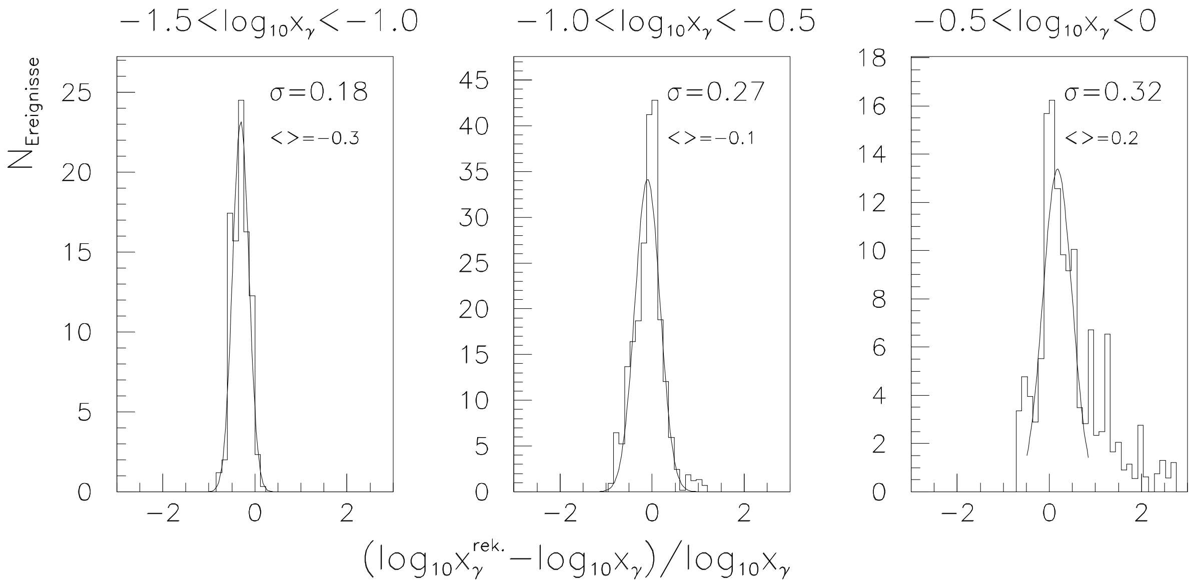

Abbildung 5.24: Auflösung der x_γ-Rekonstruktion $(\log(x_\gamma^{rek.}) - \log(x_\gamma))/\log(x_\gamma)$ für die Monte-Carlo-Simulation in x_γ-Intervallen mit angepaßten Gaußverteilungen.

ist diese Korrelation deutlich schlechter als das entsprechende Ergebnis, das sich aus der Betrachtung der Viererimpulse der auslaufenden Partonen ergab (Abb. 5.22), was durch folgende Einflüsse erklärt werden kann:

- Die Hadronisation der Partonen und die QCD-Abstrahlung im Endzustand führen dazu, daß ein Teil der Energie des auslaufenden Partons außerhalb des Jet-Konus auftritt und
- Detektoreffekte, wie die Energieauflösung des Detektors und Streuprozesse innerhalb des Detektormaterials, verschlechtern die Auflösung für die Messung der Jetenergien.

Das gehäufte Auftreten von Ereignissen, die in Abb. 5.23 oberhalb der Diagonalen liegen (also Ereignisse, bei denen der „wahre“ Wert von x_γ klein ist und ein großes x_γ^{rek} rekonstruiert wird), ist auf die im letzten Abschnitt diskutierten Fehlidentifikation von Teilen des Photon-Restes als Jet aus dem harten Streuprozeß zurückzuführen. Bei Ereignissen mit kleinem x_γ ist die Energie des Photon-Restes groß, so daß eine solche Fehlidentifikation leicht möglich ist. Da der Photon-Rest bevorzugt bei kleinen Pseudorapiditäten auftritt, ergibt sich dann gemäß Gleichung 5.14 ein großer Wert für $x_\gamma^{rek.}$.

In Abb. 5.24 ist die resultierende x_γ-Auflösung:

$$\frac{\Delta \log x_\gamma}{x_\gamma} = (\log(x_\gamma^{rek.}) - \log(x_\gamma))/\log(x_\gamma)$$

in drei Intervallen von $\log x_\gamma$ dargestellt. Da die x_γ-Rekonstruktion nur eine mäßige Auflösung liefert, wird im folgenden Kapitel eine Methode zur „Entfaltung“ des gemessenen x_γ-Spektrums verwendet, um Rückschlüsse auf die „wahre“ x_γ-Verteilung ziehen zu

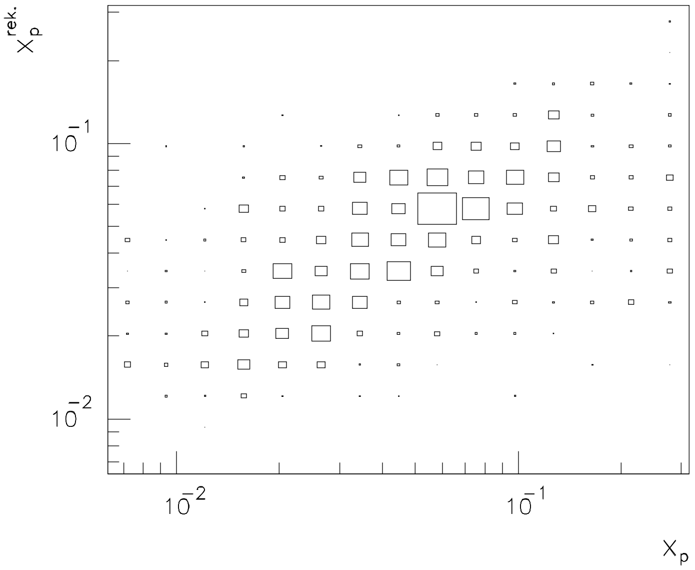

Abbildung 5.25: Korrelation zwischen $x_p^{rek.}$ und dem wahren x_p für die Monte-Carlo-Simulation.

können. Zuvor werden aber noch im nächsten Abschnitt einige Vergleiche der Daten mit grundlegenden Vorhersagen des QCD-Modells diskutiert.

Analog zur Rekonstruktion des Impulsanteils x_γ kann auch der Impulsanteil x_p des Partons aus dem Proton gemäß Gleichung 3.28 rekonstruiert werden. Die Korrelation zwischen dem rekonstruierten Wert $x_p^{rek.}$ und dem wahren Impulsanteil x_p, die sich aus der Simulation ergibt, ist in Abb. 5.25 dargestellt.

5.5 Vergleich mit dem QCD-Modell

Bisher wurden beim Vergleich der Daten mit den Monte-Carlo Modellen nur die Eigenschaften der Jets, wie zum Beispiel der Energiefluß um die Jetachse, oder der globale Energiefluß betrachtet. Nachdem in den letzten Abschnitten die Korrelation zwischen den Jets und den auslaufenden Partonen aus dem harten Subprozeß gezeigt wurde, wird nun die QCD-Beschreibung der Dynamik des harten Subprozesses auf der Basis der rekonstruierten Jets untersucht. Dazu werden Verteilungen, die sensitiv auf den harten Subprozeß sind, mit den Vorhersagen des Monte-Carlo Modells verglichen, das auf einer perturbativen QCD-Rechnung in niedrigster Ordnung für die $2 \rightarrow 2$ Parton-Parton-Streuung basiert.

In Abb. 5.26 ist das inklusive E_t-Spektrum für die beiden in E_t führenden Jets für die Daten und das Monte-Carlo Modell unter Verwendung der GRV-Parametrisierung der Partondichten im Photon dargestellt. Die Monte-Carlo-Verteilung wurde dabei auf die integrierte Luminosität von $\int Ldt = 288.9nb^{-1}$ mit dem berechneten Wirkungsquerschnitt normiert und die Daten auf die Triggeransprechwahrscheinlichkeit von $\epsilon = 94\% \pm 1\%$ korrigiert. Das gemessene E_t-Spektrum wird bei großen Transversalenergien bereits gut durch das Monte-Carlo

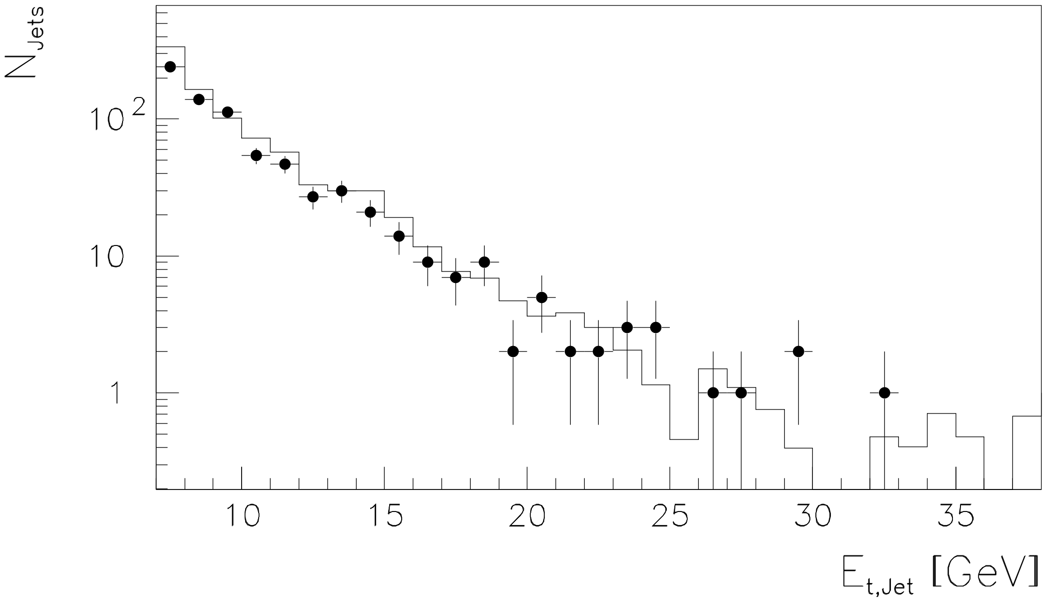

Abbildung 5.26: Inklusives E_t-Spektrum für zwei-Jet Ereignisse: Daten (Punkte) und Monte-Carlo Modell (durchgezogene Linie), normiert auf die integrierte Luminosität der Daten. Nur die statistischen Fehler sind eingezeichnet. Für das Monte-Carlo Modell wurde die GRV-Parametrisierung der Partondichten im Photon verwendet.

Modell beschrieben. Bei kleinen Transversalenergien ($E_t \approx 7GeV$). liegt die Vorhersage des Monte-Carlo Modells für die Jetrate jedoch über der in den Daten beobachteten Rate. Für die beobachteten Abweichungen bei der Jetrate müssen mehrere Ursachen in Betracht gezogen werden:

- Experimentelle Unsicherheiten: In den Abbildungen 5.27 und 5.26 sind nur die statistischen Fehler eingetragen. Aus der Unsicherheit der hadronischen Energieskala, der Luminositätsmessung und der Pedestal-Korrektur ergeben sich systematische Fehler, die für den Vergleich der Daten mit dem Monte-Carlo Modell berücksichtigt werden müssen. Diese Quellen systematischer Unsicherheiten werden im nächsten Kapitel bei der Messung der Gluondichte im Photon diskutiert.
- Theoretische Unsicherheiten: Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts basiert auf einem perturbativen Ansatz in führender Ordnung. Korrekturen höherer Ordnung wurden nur durch den phänomenologischen Ansatz des Partonschauermodells berücksichtigt. Aus Rechnungen in nächst-höherer Ordnung [52] ergeben sich Korrekturen von bis zu 20% für den Wirkungsquerschnitt bei dem verwendeten Konus-Radius $R = 1$.
- Partondichten: In die Berechnung des Wirkungsquerschnitts gehen die Partondichten der einlaufenden Hadronen ein (Gleichung 3.13). Über die Gluondichte im Photon existieren aber bisher aus experimentellen Daten nur sehr ungenaue Aussagen, während die Quarkverteilung im Photon und die Partondichten im Vergleich dazu mit guter Genauigkeit gemessen wurden. Im folgenden Kapitel wird eine Messung der Gluondichte im Photon beschrieben.

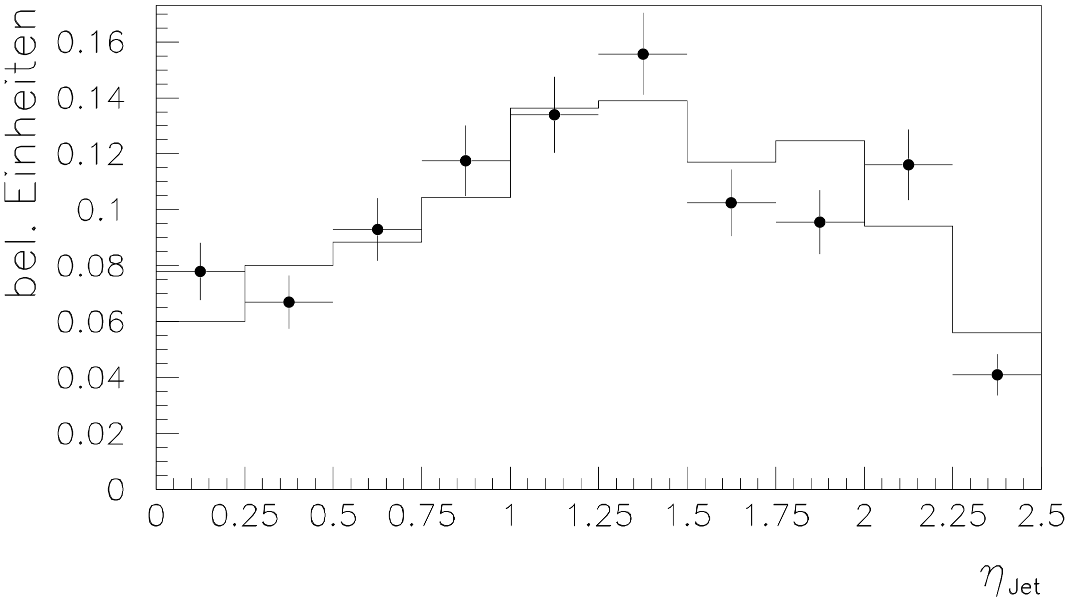

Abbildung 5.27: Inklusives η-Spektrum für zwei-Jet Ereignisse: Daten (Punkte) und Monte-Carlo Modell (durchgezogene Linie). Beide Verteilungen sind auf die gleiche Fläche normiert. Für das Monte-Carlo Modell wurde die GRV-Parametrisierung der Partondichten im Photon verwendet.

Im folgenden soll nun die Form einiger Verteilungen mit der QCD-Vorhersage unabhängig von der absoluten Jetrate verglichen werden. Eine wichtige Verteilung ist das inklusive η-Spektrum, das sensitiv auf die Partondichten im Photon ist. In Abb. 5.27 ist das inklusive η-Spektrum für die beiden in E_t führenden Jets für die Daten und das Monte-Carlo dargestellt, wobei beide Verteilungen auf die gleiche Fläche normiert sind. Die Form des inklusiven η-Spektrums wird dabei durch das Monte-Carlo Modell unter Verwendung der GRV-Parametrisierung der Partondichten im Photon recht gut beschrieben. Auch für die Form der Verteilung des rekonstruierten Impulsanteils $x_\gamma^{rek.}$ ergibt sich eine gute Beschreibung durch das Monte-Carlo Modell mit der GRV-Parametrisierung der Partondichten im Photon (Abb. 5.28).

Nach diesen globalen Vergleichen sollen nun einige spezielle Vorhersagen des QCD-Modells untersucht werden. Eine wichtige QCD-Vorhersage ist die Abhängigkeit des Matrixelements vom Streuwinkel Θ^* im Schwerpunktssystem (Abschnitt 3.6). Abb. 5.29 zeigt, daß die Verteilung von $|\cos\Theta^*|$ für die Daten durch das Monte-Carlo Modell reproduziert werden kann, wobei Θ^* aus der Richtung der Jets rekonstruiert wurde:

$$\eta_{Jet,1} - \eta_{Jet,2} = -2ln(tan(\Theta^*/2)). \tag{5.15}$$

Die $\cos\Theta^*$ folgt jedoch nicht der nach Abschnitt 3.6 erwarteten Form der „Rutherford“-Streuung sondern zeigt einen flachen Verlauf bis $\cos\Theta^* \approx 0.6$. Dieser Verlauf kann wie folgt erklärt werden:

- Durch den Schnitt $|\Delta\eta| < 1.2$ ergibt sich, daß $\cos\Theta^*$ maximal den Wert $\cos\Theta^* = 0.57$ annehmen kann.

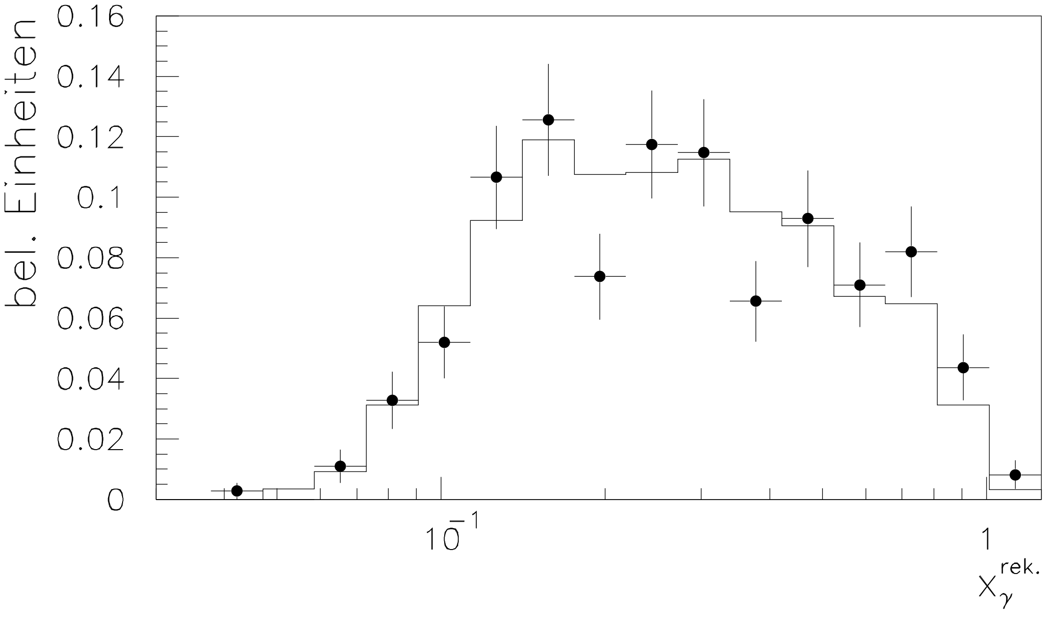

Abbildung 5.28: Rekonstruierte $x_\gamma^{rek.}$-Verteilung: Daten (Punkte) und Monte-Carlo Modell mit der GRV-Parametrisierung der Partondichten im Photon (durchgezogene Linie). Beide Verteilungen sind auf die gleiche Fläche normiert.

- Bei einer festen Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}}$ des harten Streuprozesses besteht zwischen dem Streuwinkel und der transversalen Energie E_t der auslaufenden Partonen die Beziehung:

  $$E_t = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}\sqrt{1-\cos^2\Theta^*}$$

  Da durch die Jetauswahl eine minimale transversale Energie verlangt wird, ergibt sich aus dieser Gleichung, daß bei fester Schwerpunktsenergie nur ein maximaler Wert von:

  $$(\cos\Theta^*)_{max} = \sqrt{1-\frac{4(E_{t,Parton}^{min})^2}{\hat{s}}}$$

  erreicht werden kann. Durch diese kinematische Grenze wird der erwartete Anstieg für $\cos\Theta^* \to 1$ „abgeschnitten“, wobei diese Grenze durch die schlechte Korrelation zwischen E_t^{Jet} und E_t^{Parton} stark verschmiert wird.

Abschließend werden die Verteilungen von $E_{t,Jet1} - E_{t,Jet2}$ (E_t-Balance der Jets) und $\Phi_{Jet1} - \Phi_{Jet2}$ betrachtet. Beide Verteilungen sind sensitiv auf den Transversalimpuls des harten Subsystems, der durch QCD-Abstrahlung im Anfangszustand und den intrinsischen Transversalimpuls der Partonen aus den einlaufenden Hadronen zustande kommt. Eine Transversalbewegung des harten Subsystems führt zu einer Verschmierung der $\Phi_{Jet1} - \Phi_{Jet2}$-Verteilung um $\Phi_{Jet1} - \Phi_{Jet2} = \pi$ und zu einer nicht ausgeglichenen E_t-Balance der beiden Jets im Endzustand. Aus dem Vergleich der Daten mit den simulierten Ereignissen in Abb. 5.30 und 5.31 ergibt sich, daß auch diese Verteilungen durch das Monte-Carlo Modell beschrieben werden können.

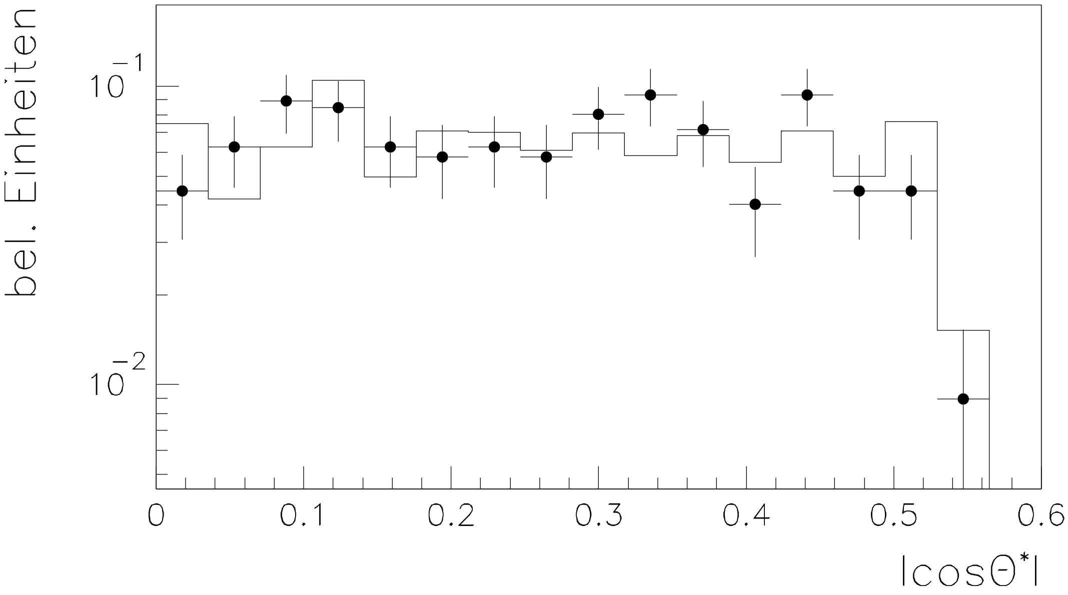

Abbildung 5.29: $\cos\Theta^*$-Verteilung: Daten (Punkte) und Monte-Carlo Modell (durchgezogene Linie). Beide Verteilungen wurden auf die gleiche Fläche normiert.

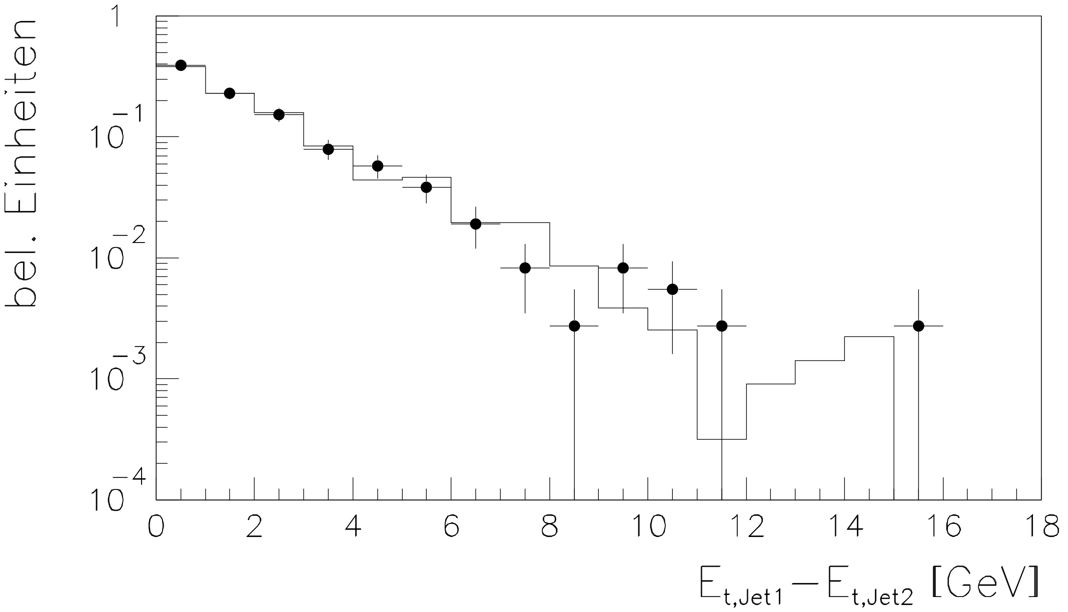

Abbildung 5.30: E_t-Balance der Jets: Daten (Punkte) und Monte-Carlo Modell (durchgezogene Linie). Beide Verteilungen wurden auf die gleiche Fläche normiert.

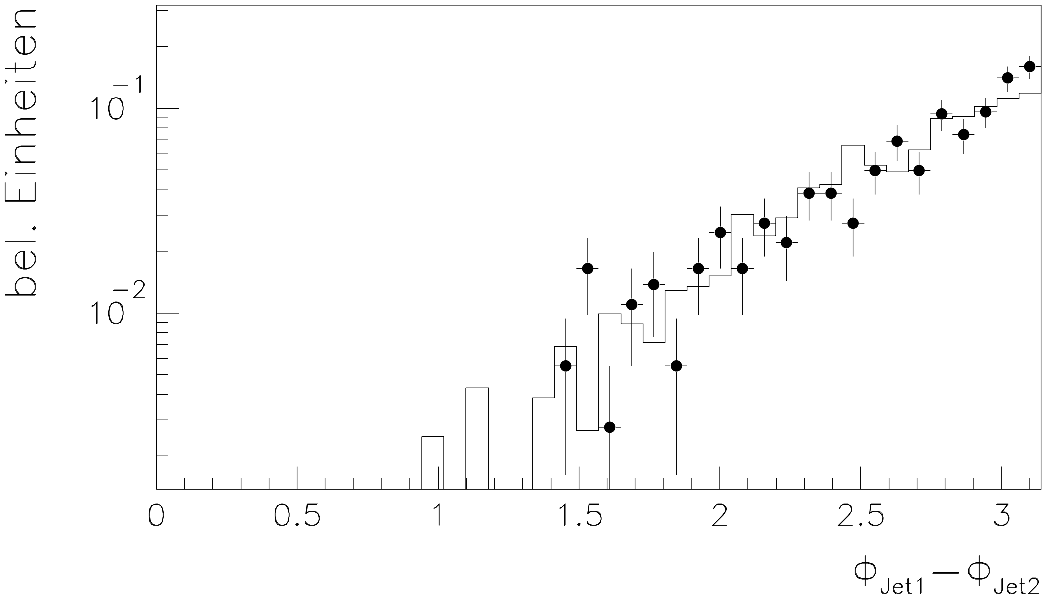

Abbildung 5.31: Azimuthalwinkel zwischen den Jets: Daten (Punkte) und Monte-Carlo Modell (durchgezogene Linie). Beide Verteilungen wurden auf die gleiche Fläche normiert.

Der Vergleich der E_t-Balance $E_{t,Jet1} - E_{t,Jet2}$ der beiden Jets mit der in Abb. 5.32 gezeigten E_t-Balance $E_{t,parton1} - E_{t,parton2}$ der beiden auslaufenden Partonen demonstriert, daß die gemessene E_t-Balance tatsächlich in vergleichbarer Höhe auch auf dem Partonniveau vorliegt und nicht allein durch Auflösungseffekte zustande kommt. Zum Vergleich ist in Abb. 5.32 auch die Verteilung des intrinsischen Transversalimpulses k_t des Partons aus dem Photon gemäß der im Monte-Carlo Modell angenommenen Parametrisierung der Form $1/(k_t^2 + 0.36GeV^2/c^2)$ für $k_t < 5GeV/c$ eingezeichnet (beide Verteilungen sind bei $\Delta E_t = 0$ auf 1 normiert). Es zeigt sich, daß dieses k_t-Spektrum deutlich steiler als die Verteilung der E_t-Balance ($E_{t,parton1} - E_{t,parton2}$) der beiden auslaufenden Partonen abfällt. Bei großen Transversalimpulsen des harten Subsystems dominiert daher der Einfluß der QCD-Abstrahlung im Anfangszustand. Aus den Abbildungen 5.30 und 5.32 läßt sich also schließen, daß die Korrekturen durch QCD-Abstrahlung im Anfangszustand, die in der hier verwendeten Monte-Carlo Simulation durch ein Parton-Schauer Modell berücksichtigt werden, zur Beschreibung der Daten notwendig sind.

Durch die Vergleiche der Daten mit dem Monte-Carlo Modell konnte demonstriert werden, daß die QCD-Beschreibung in führender Ordnung mit Korrekturen durch Parton-Schauer im Anfangs- und Endzustand in dem hier betrachteten kinematischen Bereich sinnvoll ist. Dieses Ergebnis ist eine grundlegende Voraussetzung für die im nächsten Kapitel vorgestellte Messung der Partondichte im Photon.

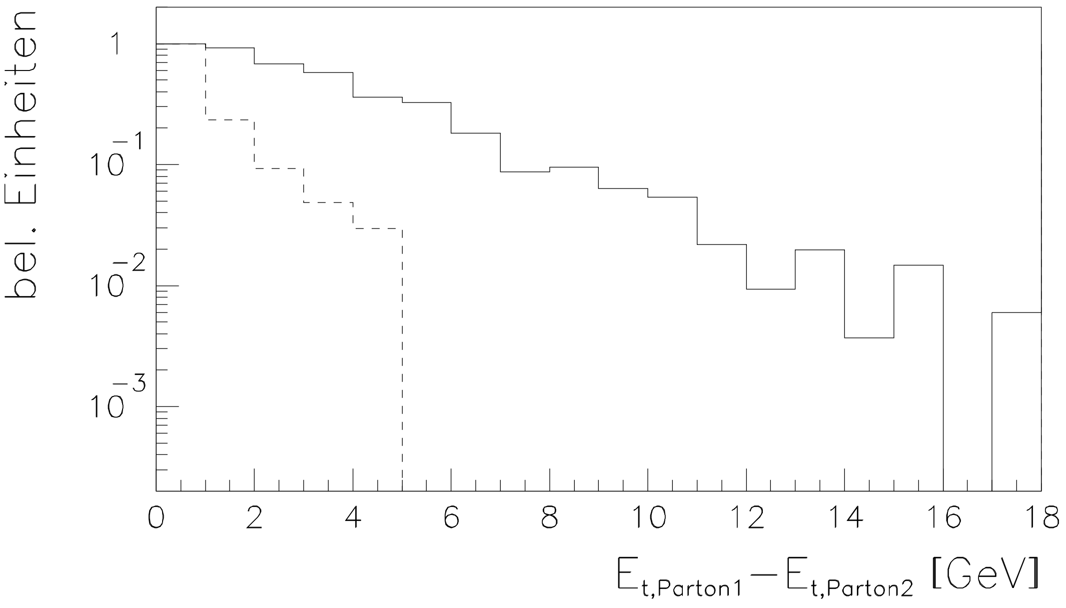

Abbildung 5.32: E_t-Balance der auslaufenden Partonen im Monte-Carlo Modell (durchgezogene Linie) mit dem Beitrag des intrinsischen Transversalimpulses für das Parton aus dem Photon (gestrichelte Linie). Beide Verteilungen sind bei $\Delta E_t = 0$ auf 1 normiert.

Kapitel 6

Die Messung der Partondichte im Photon

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die Rekonstruktion der Parton-Kinematik aus den gemessenen Jet-Größen diskutiert und die Gültigkeit der QCD-Beschreibung in führender Ordnung für den harten Subprozeß demonstriert wurde, soll nun die Messung einer „effektiven“ Partondichte im Photon gezeigt werden. Abb. 6.1 zeigt die relativen Anteile der direkten Prozesse und der „resolved“ γp-Wechselwirkungen (getrennt für Quark- und Gluon-Anteile des Photons) aus der Monte-Carlo-Simulation[1] in Abhängigkeit von x_γ für den kinematischen Bereich, der durch die verwendete Ereignisauswahl festgelegt wird. Im Bereich kleiner x_γ-Werte ($x_\gamma < 0.4$) dominieren die „resolved“ Prozesse, bei denen ein Gluon aus dem Photon an dem harten Streuprozeß teilnimmt. Die Beobachtung von γp-Kollisionen mit harten Jets im Endzustand bei HERA bietet daher die Möglichkeit, die Existenz eines Gluonanteils im Photon zu demonstrieren, da die Ereignisraten durch direkte Prozesse und den Quark-Anteil des Photons bei „resolved“ Wechselwirkungen allein nicht erklärt werden können (Abschnitt 6.1).

Werden für die direkten Prozesse die berechneten Wirkungsquerschnitte benutzt und die in der $\gamma\gamma$-Streuung gemessenen Quarkdichten für die Beschreibung des Quark-Anteils des Photons bei den „resolved“ Photon-Proton-Wechselwirkungen verwendet, dann kann schließlich die Gluondichte im Photon ermittelt werden (Abschnitt 6.3).

6.1 Die x_γ-Verteilung

In Abb. 6.2 ist die Verteilung des rekonstruierten Impulsanteils $x_\gamma^{rek.}$ (gemäß Gleichung 5.14) für die Daten und das Monte-Carlo Modell aufgetragen, wobei für das Monte-Carlo Modell aber nur zwei Beiträge berücksichtigt werden:

- direkte Prozesse
- der Quark-Anteil der „resolved“ Prozesse (also γp-Wechselwirkungen, bei denen ein Quark aus dem Photon an dem harten Subprozeß teilnimmt).

---

[1] bei der die Partondichten im Photon gemäß der GRV-LO-Parametrisierung angenommen wurden

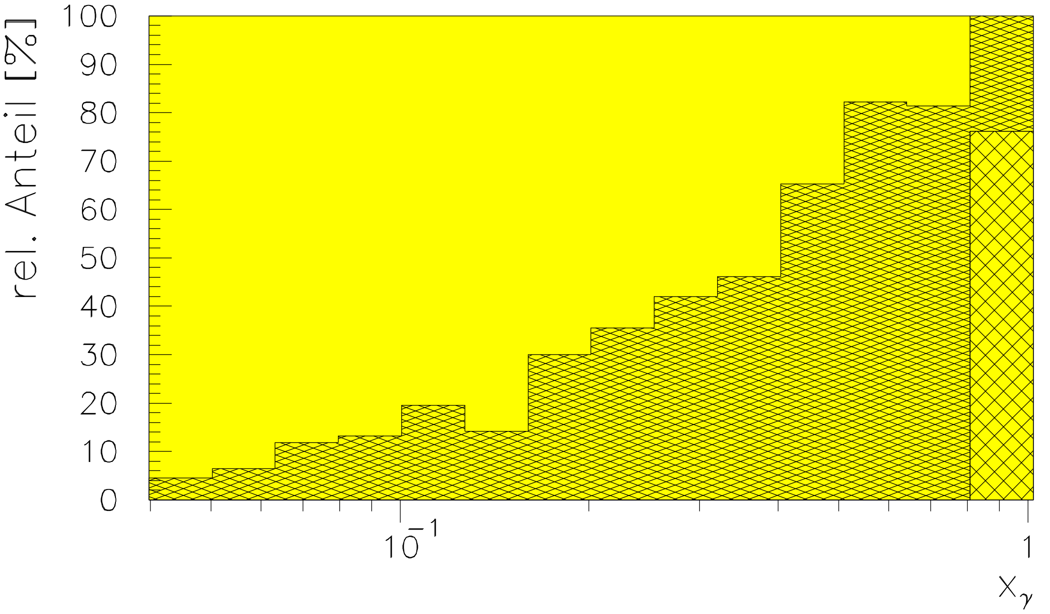

Abbildung 6.1: Anteile der Subprozesse in der Monte-Carlo-Simulation (nach voller Ereignisselektion): direkte Prozesse (hell schraffierter Bereich) und „resolved“ Prozesse mit dem Quark- (dunkel schraffierter Bereich) und Gluon-Anteil (grau unterlegter Bereich) des Photons.

Die Monte-Carlo-Verteilungen sind dabei gemäß des berechneten Wirkungsquerschnitts auf die integrierte Luminosität in den Daten normiert. An der Form der $x_\gamma^{rek.}$-Verteilung für die direkten Prozesse in der Monte-Carlo-Simulation läßt sich die Verschmierung bei der Rekonstruktion des Impulsanteils x_γ ablesen, da für direkte Prozesse der „wahre“ Wert durch $x_\gamma = 1$ gegeben ist. Offensichtlich ergibt die Summe der beiden in Abb. 6.2 eingetragenen Anteile des Monte-Carlo Modells im Bereich großer Werte des rekonstruierten Impulsanteils $x_\gamma^{rek.} > 0.3$ bereits eine grobe Beschreibung der Daten. Dabei zeigt sich auch, daß sowohl der Quark-Anteil der „resolved“ Wechselwirkung, der im Bereich $x_\gamma^{rek.} < 0.6$ über den direkten Anteil dominiert, als auch der Beitrag direkter Prozesse, der für $x_\gamma^{rek.} > 0.7$ überwiegt, notwendig sind, um eine gute Annäherung an die Daten zu erzielen.

Im Bereich kleiner x_γ-Werte ergibt sich jedoch, daß die Datenpunkte erheblich oberhalb der Vorhersage für die Summe aus den beiden Monte-Carlo-Verteilungen liegt. Diese Differenz kann dem Gluonanteil des Photons zugeschrieben werden, der wie erwartet bei kleinen Impulsanteilen einen großen Beitrag liefert.

Abschließend können nun einige der existierende Parametrisierungen der Partondichten im Photon mit den Daten verglichen werden. Zum Vergleich wurden drei Parametrisierungen ausgewählt, die alle auf e^+e^--Daten basieren:

- Die Parametrisierungen LAC1 und LAC3 [29], die auf einer Multiparameter-Anpassung aller verfügbaren F_2^γ-Messungen beruhen. Da diese Messungen insensitiv auf den Gluonanteil im Photon sind, ergibt sich keine klare Vorhersage für die Gluondichte. Die Annahmen für die Gluondichte in den beiden betrachteten Parametrisierungen LAC1

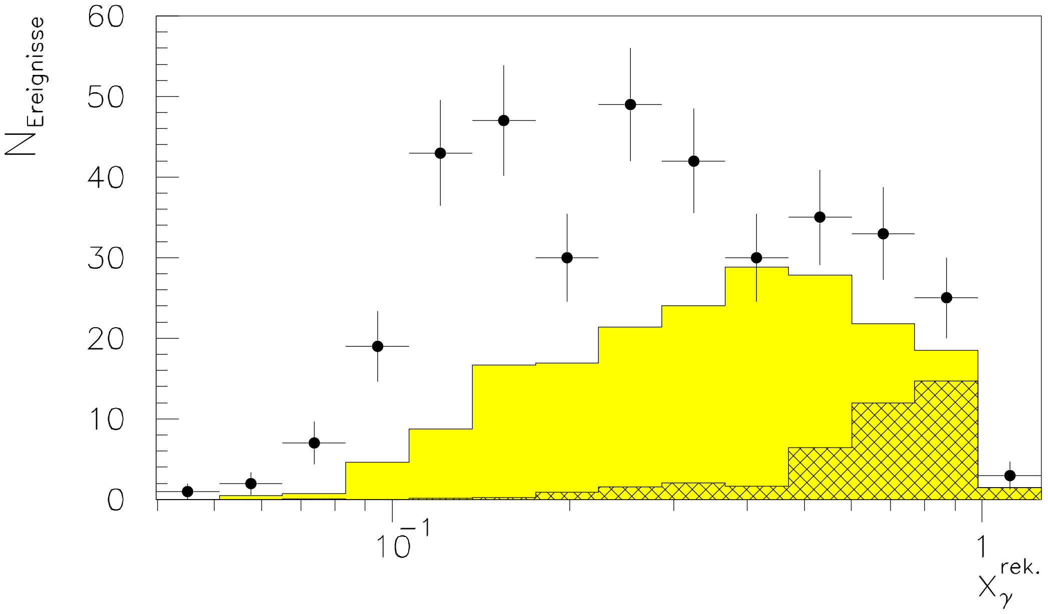

Abbildung 6.2: Rekonstruierte $x_\gamma^{rek.}$-Verteilung aus den Daten (Punkte) im Vergleich zum Monte-Carlo Modell: direkter Anteil (schraffierte Fläche) und Quark-Anteil des Photons bei „resolved“ Prozessen (graue Fläche). Die Monte-Carlo-Verteilungen sind gemäß des berechneten Wirkungsquerschnitts auf die integrierte Luminosität der Daten normiert.

und LAC3 weisen große Unterschiede auf.

- Die Parametrisierung GRV-LO [30], bei der alle Partondichten gemäß der Evolutionsgleichung 3.20 generiert werden. Als Startpunkt dieser Evolution dienen, motiviert durch das Vektordominanzmodell, die Valenzquarkverteilungen eines π-Mesons bei kleinen Werten für die Skala μ^2 ($\mu^2 = 0.3GeV^2$). In diesem Modell ergibt sich also der Gluoninhalt des Photons durch die Gluonabstrahlung von den Quarks.

In Abb. 6.3 sind diese drei Parametrisierungen der Gluondichte im Photon bei $\mu^2 = 50GeV^2$ dargestellt. Die LAC1 Parametrisierung weist im Vergleich zu der GRV-Parametrisierung einen extremen Anstieg der Gluondichte zu kleinem x_γ auf, die LAC3 Parametrisierung ist demgegenüber durch einen hohen Gluon-Anteil bei großem x_γ gekennzeichnet. Die Quarkdichten dieser Parametrisierungen weisen in dem betrachteten x_γ-Bereich nur geringe Unterschiede auf.

Um die Daten mit dem Monte-Carlo Modell unter Verwendung verschiedener Parametrisierungen für die Partondichten im Photon vergleichen zu können, wurden die mit der GRV-Parametrisierung generierten Ereignisse gewichtet. Der Wert des Gewichts ergibt sich dabei aus dem Verhältnis der zu betrachtenden Partondichte (z.B. gemäß LAC1 oder LAC3) zu der Partondichte, die bei der Generierung verwendet wurde (GRV-Parametrisierung). Abb. 6.4 zeigt den Vergleich der rekonstruierten $x_\gamma^{rek.}$-Verteilung aus den Daten zum Monte-Carlo Modell unter Verwendung der drei zuvor beschriebenen Parametrisierungen der Partondichten im Photon. In den Monte-Carlo-Verteilungen sind nun alle Anteile enthalten: die direkten Prozesse und der „resolved“ Beitrag mit Quark- und Gluonanteil. Es ergibt sich, daß das

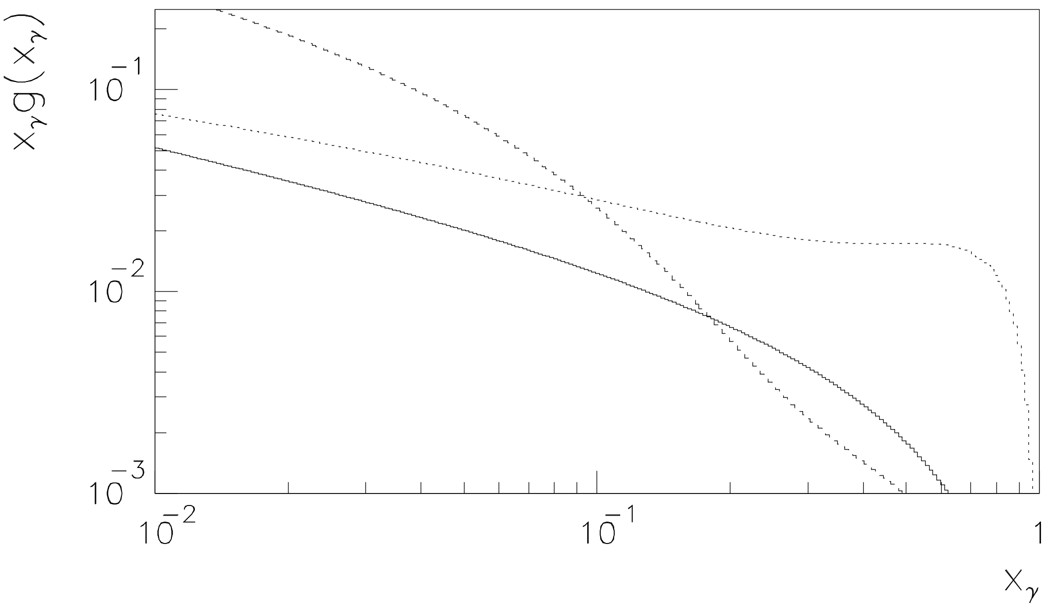

Abbildung 6.3: Parametrisierungen der Gluondichte im Photon bei $\mu^2 = 50 GeV^2$: GRV (durchgezogene Linie), LAC1 (gestrichelte Linie) und LAC3 (gepunktete Linie)

Monte-Carlo Modell unter Verwendung der GRV-Parametrisierung der Photonstruktur bereits eine grobe Beschreibung der Daten liefert. Demgegenüber liegen die Verteilungen, die sich für die LAC1 und LAC3 Parametrisierungen aus der Simulation ergeben, signifikant über den Daten. Dieses Ergebnis läßt den Schluß zu, daß der Gluonanteil des Photons in den LAC-Parametrisierungen deutlich überschätzt wird.

6.2 Die Entfaltung der gemessenen Verteilungen

Alle bisher gezeigten Vergleiche zwischen den Daten und dem QCD-Modell basieren auf gemessenen Größen wie z.B. den Transversalimpulsen und den Richtungen der Jets. Aus den beobachteten Abweichungen zwischen den gemessenen Verteilungen und den Monte-Carlo Vorhersagen lassen sich dabei nur qualitative Schlußfolgerungen z.B. über die Gluondichte im Photon ziehen (Abschnitt 6.1). Um Verteilungen zu erhalten, die direkte Schlußfolgerungen über die beobachteten Prozesse auf Partonniveau ohne Kenntnis der Detektoreffekte erlauben, müssen die gemessenen Verteilungen „entfaltet" werden. Im folgenden wird zunächst ein kurzer Überblick über die technischen Aspekte des Entfaltungsproblems gegeben.

6.2.1 Technische Aspekte der Entfaltung

Bei der Messung der Verteilung einer physikalischen Größe y treten verschiedene Effekte auf, die bei einer Interpretation der Messung sorgfältig berücksichtigt werden müssen:

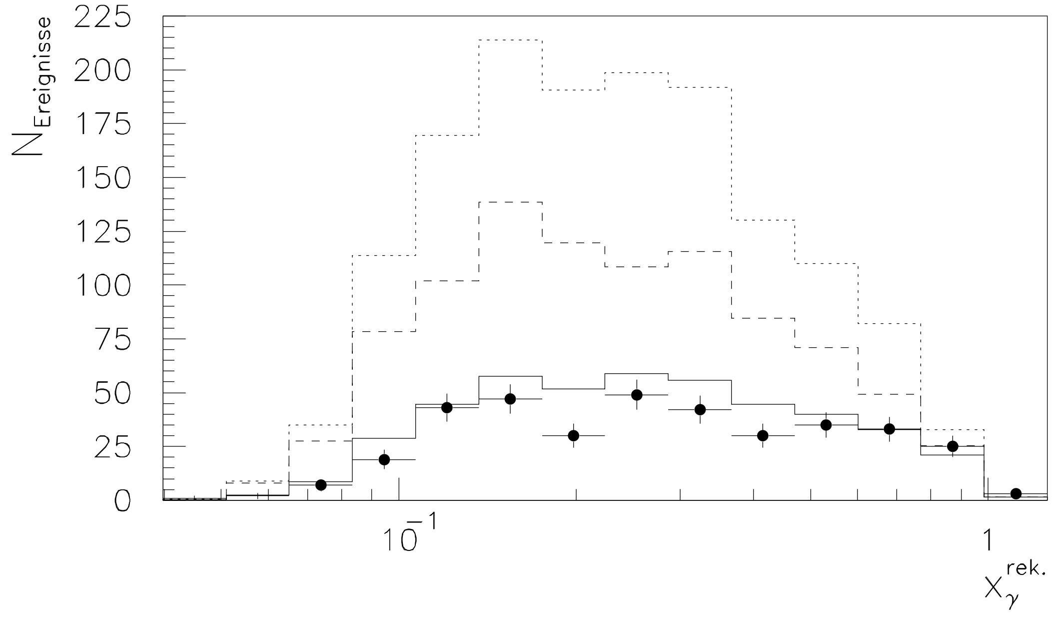

Abbildung 6.4: Rekonstruierte $x_\gamma^{rek.}$-Verteilung für die Daten (Punkte) und das Monte-Carlo Modell für verschiedene Parametrisierungen der Partondichten im Photon: GRV (durchgezogene Linie), LAC1 (gestrichelte Linie) und LAC3 (gepunktete Linie)

- Verschmierungseffekte: Die Größe y kann im allgemeinen nicht direkt gemessen werden. Die Meßgröße x, die sich aus den Detektorsignalen ableiten läßt, ist gegenüber der Größe y „verschmiert“. Zu dieser Verschmierung tragen verschiedene Effekte bei:
  - Die begrenzte Auflösung des Detektors (z.B. die Energieauflösung des Kalorimeters);
  - Physikalische Effekte, wie z.B. die Hadronisation auslaufender Partonen aus einem Streuprozeß, die zur Verschmierung bei der Rekonstruktion der Partonimpulse beitragen.
- Die Detektorakzeptanz: Durch eine begrenzte Akzeptanz des Detektors und die Ereignisselektion werden die gemessenen Verteilungen verzerrt.
- Statistische Fluktuationen: Da bei einer Messung nur eine begrenzte Datenstatistik zur Verfügung steht, ergeben sich statistische Fluktuationen. Die verwendeten Methoden zur Datenauswertung müssen „stabil“ auf solche Fluktuationen reagieren.
- Untergrund: Die gemessene Verteilung kann noch Beiträge aus Untergrundquellen enthalten. Im folgenden werden solche Untergrundbeiträge nicht betrachtet.

Die gemessene Verteilung $g(x)$ der Meßgröße x ergibt sich also aus der „wahren“ Verteilung $f(y)$ durch ein Faltungsintegral:

$$g(x) = \int A(x,y)f(y)dy + \epsilon(x) \tag{6.1}$$

wobei $\epsilon(x)$ die statistischen Fluktuationen bezeichnet und die Funktion $A(x,y)$ die Akzeptanz und Verschmierung der Messung beschreibt. Diese Funktion kann z.B. aus der Monte-Carlo-Simulation ermittelt werden.

Die Aufgabe der Entfaltung besteht nun darin, aus der gemessenen Verteilung $g(x)$ die „wahre" Verteilung $f(y)$ zu rekonstruieren, also das Faltungsintegral in Gleichung 6.1 nach $f(y)$ aufzulösen. Ein einfacher Ansatz für dieses Problem ergibt sich nach einer Diskretisierung der Verteilungen (z.B. mit Hilfe von Verteilungen in Form von Histogrammen). Das Faltungsintegral in Gleichung 6.1 kann dann durch eine Summe ersetzt werden:

$$g_i = \sum_{j=1}^{m} A_{ji} f_j + \epsilon_i \tag{6.2}$$

wobei $f_j = f(y_j)$ und $g_i = g(x_i)$ ist. Diese Summe läßt sich als Matrixmultiplikation darstellen:

$$\vec{g} = A\vec{f} + \vec{\epsilon} \tag{6.3}$$

Im Fall einer quadratischen Matrix A (also für $m = n$) ergibt sich ein Schätzwert für $\vec{f}$ mit Hilfe einer Inversion der Matrix A:

$$\tilde{f} = A^{-1}\vec{g} \tag{6.4}$$

Bei der praktischen Anwendung stellt sich dieser einfache Ansatz aber als unbrauchbar heraus, da die aus Gleichung 6.4 erhaltene Lösung numerisch instabil ist, was sich durch ein unphysikalisches oszillatorisches Verhalten der resultierenden Verteilung f_j bemerkbar macht. Brauchbare Ergebnisse lassen sich mit Regularisierungsmethoden [54] erhalten, bei denen die oszillatorischen Komponenten unterdrückt werden, um physikalisch interpretierbare Ergebnisse zu erhalten.

Bei der im folgenden verwendeten Methode der regularisierten Entfaltung [55] wird die Diskretisierung der Verteilungen mit Hilfe von „Spline"-Funktionen [56] vorgenommen, die Koeffizienten der Spline-Funktionen bilden dann die Vektoren $\vec{g}$ bzw. $\vec{f}$. Das oszillatorische Verhalten der Lösung kann durch die „totale Krümmung" $R = \int |f''(x)|^2 dy$ charakterisiert werden. Als Maß für die Güte der Anpassung der Spline-Funktionen an die gegebene Verteilung $g(x)$ wird dann sowohl die Abweichung der angepaßten Funktion von der gegebenen Verteilung als auch die totale Krümmung R in einem Minimierungsproblem betrachtet. Durch dieses Vorgehen können die nicht signifikanten oszillatorischen Beiträge unterdrückt werden. Die Einzelheiten dieser Entfaltungsmethode sind in [53] ausführlich beschrieben.

6.2.2 Die Entfaltung der x_γ-Verteilung

Die im letzten Abschnitt beschriebene Entfaltungsmethode kann nun benutzt werden, um aus der rekonstruierten $x_\gamma^{rek.}$-Verteilung die „wahre" x_γ-Verteilung zu erhalten. Dabei wird zunächst nur die Verschmierung der gemessenen Größe gegenüber dem Partonniveau entfaltet. Die Korrektur für die Detektorakzeptanz findet in einem zweiten Schritt statt (Abschnitt 6.3). Die Korrelation zwischen der gemessenen Größe $x_\gamma^{rek.}$ aus Gleichung 5.14 und dem „wahren" Wert x_γ wird dabei aus der Monte-Carlo-Simulation entnommen (Abb. 5.23). Da die simulierte Ereignismenge (für das Modell mit Vielfach-Wechselwirkungen) etwa der doppelten integrierten Luminosität im Vergleich zur Datenmenge entspricht, kann diese Korrelation mit ausreichender statistischer Genauigkeit für die Analyse der Daten ermittelt werden.

Neben der entfalteten x_γ-Verteilung liefert die Entfaltung eine Umgewichtung der simulierten Ereignisse auf die „wahre“ x_γ-Verteilung in den Daten (analog zu der in Abschnitt 6.1 beschriebenen Umgewichtung auf verschiedene Parametrisierungen der Partondichten). Die gewichteten Monte-Carlo-Verteilungen stellen ein wichtiges Instrument zur Überprüfung des Entfaltungsprozesses dar:

- „Technische“ Überprüfung: Wenn die Entfaltung korrekt durchgeführt wird, muß die umgewichtete $x_\gamma^{rek.}$ aus der Monte-Carlo-Simulation die Daten beschreiben.
- Physikalisch motivierte Kontrollverteilungen: nimmt man an, daß nur die Partondichten im Photon unbekannt sind und sowohl die γp-Wechselwirkung als auch das Verhalten des Detektors durch das Monte-Carlo Modell beschrieben werden, dann müssen nach der Umgewichtung der simulierten Ereignisse auf die „wahre“ Partondichte alle Verteilungen physikalischer Größen aus den Daten durch das Monte-Carlo Modell beschrieben werden. Nur wenn diese Kontrollverteilungen gut beschrieben werden, ist das Resultat der Entfaltung physikalisch sinnvoll.

Bevor die „wahre“ x_γ-Verteilung aus den Daten ermittelt wird, soll zunächst die Entfaltungsmethode mit Hilfe der simulierten Daten demonstriert werden. Da in der Monte-Carlo-Simulation der „wahre“ Wert des Impulsanteils x_γ bekannt ist, kann das Resultat der Entfaltung direkt mit der wahren Verteilung verglichen werden. Dazu werden die Ereignisse aus der Monte-Carlo-Simulation ohne Vielfach-Wechselwirkungen als „Daten“ behandelt und die Korrelation zwischen der rekonstruierten Größe $x_\gamma^{rek.}$ und dem Impulsanteil x_γ aus der Simulation mit Vielfach-Wechselwirkungen (nach Pedestalsubtraktion) entnommen, so daß zwei statistisch unabhängige Ereignismengen verwendet werden. Aus der „gemessenen“ $x_\gamma^{rek.}$-Verteilung, die sich aus der Monte-Carlo-Simulation ohne Vielfach-Wechselwirkungen ergibt, wird dann mit der im letzten Abschnitt beschriebenen Entfaltungsmethode die „wahre“ x_γ-Verteilung rekonstruiert. Dabei wird aber nicht x_γ, sondern der dekadische Logarithmus von x_γ als Variable bei der Entfaltung benutzt, um im Bereich kleiner x_γ-Werte, der besonders bei der späteren Messung der Gluondichte interessant ist, eine bessere Auflösung zu erhalten. Abb. 6.5 zeigt die wahre $\log(x_\gamma)$-Verteilung, für die der generierte Impulsanteil x_γ der Monte-Carlo-Ereignisse benutzt wurde, im Vergleich zu dem Resultat der Entfaltung, die im Rahmen der eingezeichneten statistischen Fehler mit der „wahren“ Verteilung übereinstimmt. Dieser Vergleich demonstriert, daß die wahre x_γ-Verteilung durch die verwendete Entfaltungsmethode rekonstruiert werden kann.

Die Entfaltungsmethode kann nun in gleicher Weise auf die Daten angewendet werden. Die Korrelation zwischen der rekonstruierten Größe $x_\gamma^{rek.}$ und dem „wahren“ Wert x_γ wird aus der Monte-Carlo-Simulation mit Vielfach-Wechselwirkungen (nach Pedestalsubtraktion) entnommen. Dabei werden zunächst keine Korrekturen auf die Akzeptanz des Detektors und der verwendeten Schnitte durchgeführt, sondern nur die „Verschmierung“ bei der x_γ-Rekonstruktion „entfaltet“. Abb. 6.6 zeigt das Resultat für die „wahre“ $\log(x_\gamma)$-Verteilung in den Daten. Die simulierten Ereignisse können nun gemäß der „wahren“ x_γ-Verteilung umgewichtet werden, Abb. 6.7 zeigt das Gewicht in Abhängigkeit von $\log x_\gamma$. In Abb. 6.8 wird die

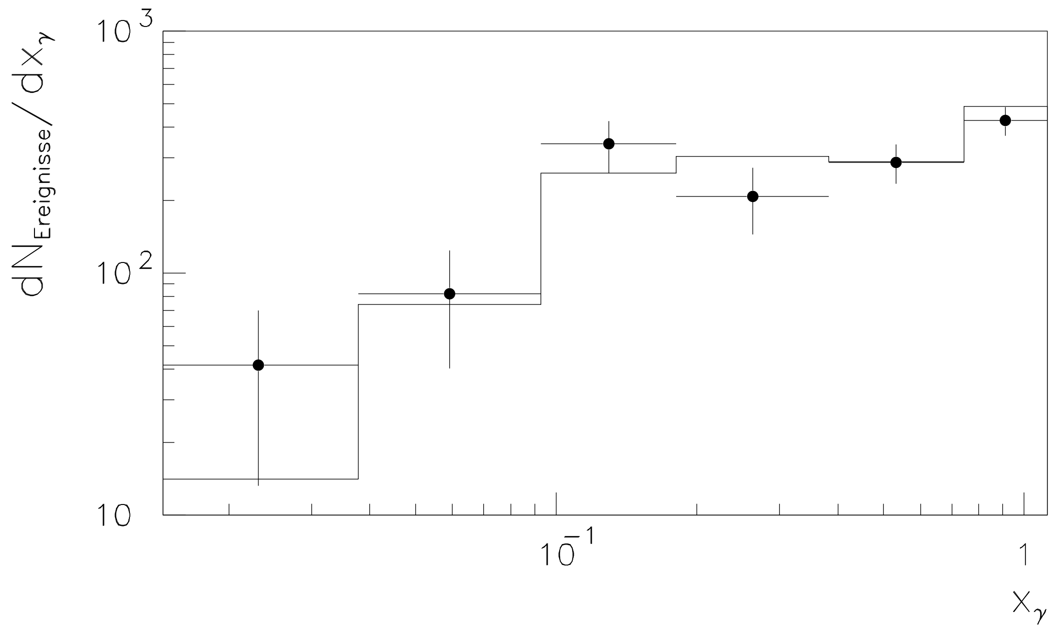

Abbildung 6.5: Entfaltete $\log(x_\gamma)$-Verteilung aus der Monte-Carlo-Simulation (Punkte) im Vergleich zur „generierten“ Verteilung (durchgezogene Linie).

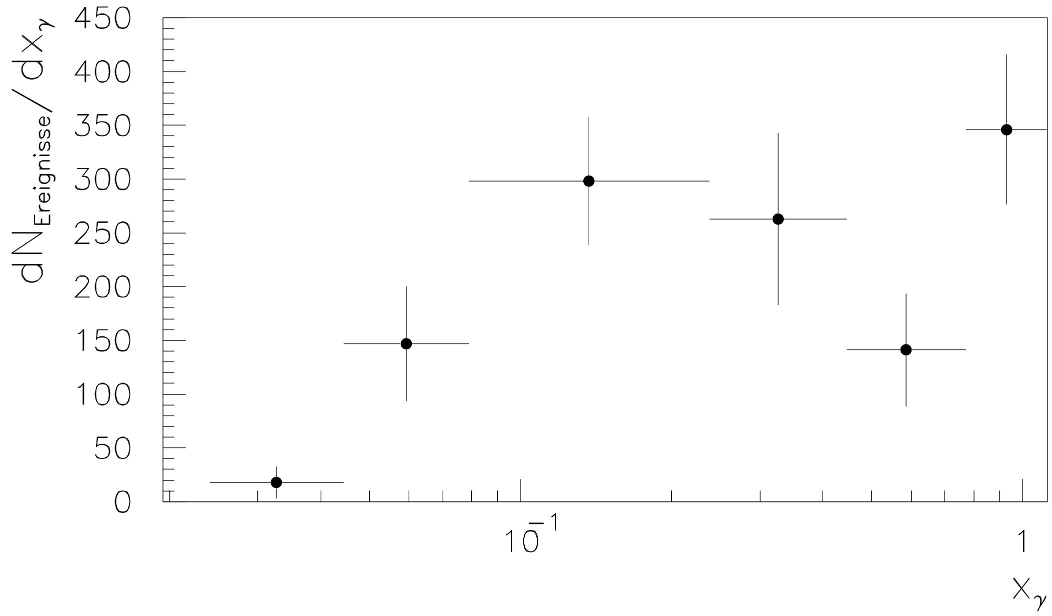

Abbildung 6.6: „Wahre“ $\log(x_\gamma)$-Verteilung aus den Daten nach Entfaltung. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben die statistischen Fehler wieder.

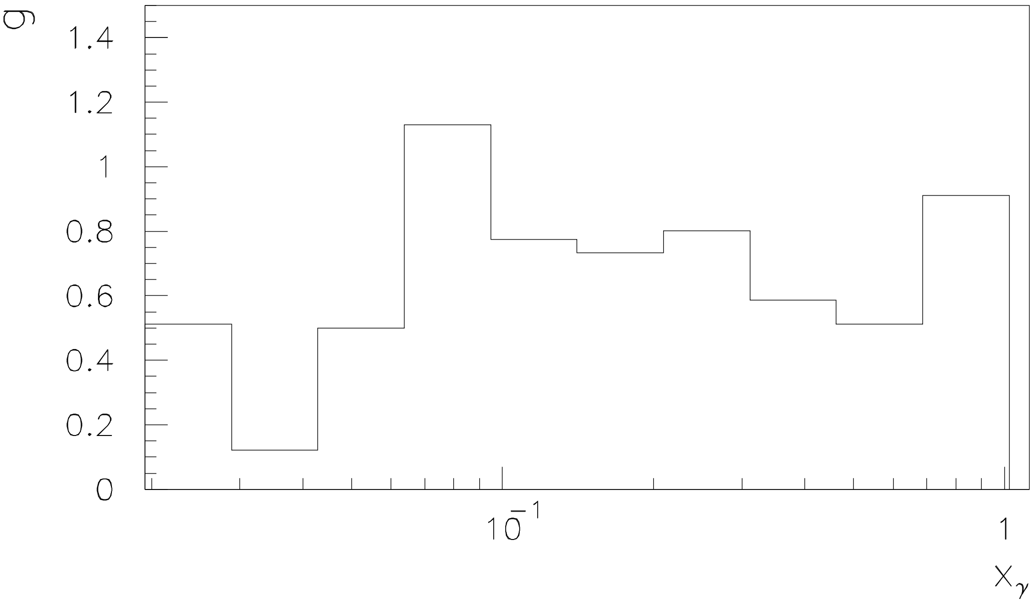

Abbildung 6.7: Das Gewicht g für die Umgewichtung der simulierten Ereignisse gemäß des Entfaltungsergebnisses in Abhängigkeit von $\log x_\gamma$.

rekonstruierte $x_\gamma^{rek.}$-Verteilung aus den Daten mit der (gemäß der „wahren" x_γ-Verteilung) umgewichteten Monte-Carlo-Verteilung verglichen, um die korrekte Durchführung der Entfaltung zu überprüfen. Es zeigt sich, daß die $x_\gamma^{rek.}$-Verteilung aus den Daten nach der Umgewichtung gut beschrieben wird. Außerdem wird durch den Vergleich der Monte-Carlo-Verteilungen vor und nach der Umgewichtung der Effekt der Entfaltung direkt demonstriert.

Bevor nun die entfaltete x_γ-Verteilung in Hinsicht auf die Struktur des Photons interpretiert werden kann, muß zunächst das Resultat der Entfaltung durch zahlreiche Kontrollverteilungen, die sensitiv auf die Beschreibung der γp-Wechselwirkung durch das QCD-Modell sind, überprüft werden.

6.2.3 Die Kontrollverteilungen

Für die Kontrollverteilungen wurden solche Meßgrößen ausgewählt, die die Überprüfung fundamentaler QCD-Vorhersagen über den harten Streuprozeß gestatten.

Die erste Größe, deren Verteilung zur Kontrolle des Entfaltungsprozesses betrachtet werden soll, ist die Pseudorapiditätsdifferenz $\Delta\eta = \eta_{jet1} - \eta_{jet2}$, die sich gemäß Gleichung 5.15 durch den Streuwinkel Θ^* im Schwerpunktssystem ausdrücken läßt. Da die Abhängigkeit des Matrixelements für $2 \rightarrow 2$ Parton-Parton-Streuung eine fundamentale QCD-Vorhersage ist (Abschnitt 3.6), kommt dieser in Abb. 6.9a gezeigten Kontrollverteilung eine große Bedeutung zu. Durch den Schnitt auf $\Delta\eta$ (Abschnitt 5.4.2) wird die $|\Delta\eta|$-Verteilung auf den Bereich $|\Delta\eta| < 1.2$ eingeschränkt. Es zeigt sich, daß die umgewichtete Monte-Carlo-Verteilung eine gute Beschreibung der Daten liefert, wobei durch die Gewichtung im wesentlichen die

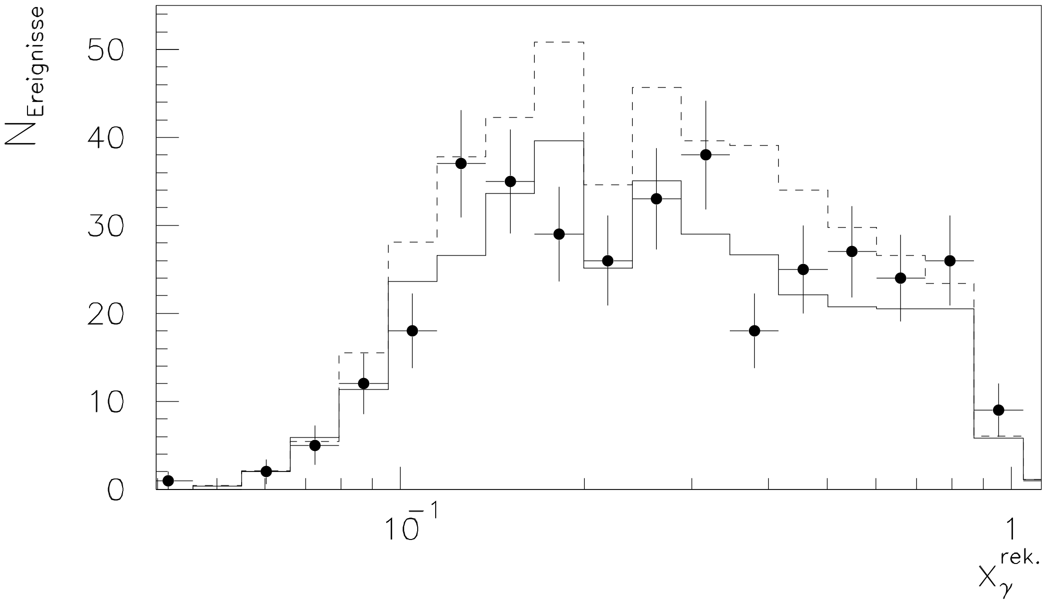

Abbildung 6.8: Rekonstruierte $x_\gamma^{rek.}$-Verteilung: Daten (Punkte) und Monte-Carlo Modell vor (gestrichelte Linie) und nach (durchgezogene Linie) der Umgewichtung.

absolute Normierung der Verteilung geändert wird, während die Form nahezu unbeeinflußt bleibt. Dabei sind alle Verteilungen auf die integrierte Luminosität der Daten normiert (was auch für alle im weiteren diskutierten Kontrollverteilungen zutrifft).

Abb. 6.9b zeigt die Summe $\eta_{jet1} + \eta_{jet2}$ der Pseudorapiditäten der beiden Jets. Diese Summe steht mit der Pseudorapidität η^* des Schwerpunktssystems der beiden harten Jets in Beziehung:

$$\eta_{jet1} + \eta_{jet2} = 2\eta^* \tag{6.5}$$

wobei die Größe η^* wiederum gegeben ist durch:

$$\eta^* = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E_{jet1} + E_{jet2} + p_{z,jet1} + p_{z,jet2}}{E_{jet1} + E_{jet2} - p_{z,jet1} - p_{z,jet2}} \right) \tag{6.6}$$

Unter der Annahme, daß der Transversalimpuls des Schwerpunktssystems gegenüber dem Longitudinalimpuls (also der Impulskomponente entlang der z-Achse) vernachlässigt werden kann, dann gilt für den Zusammenhang der Pseudorapiditäten im Labor- und im Schwerpunktssystem:

$$\eta_{Labor} = \eta_{Schwerpunktssystem} + \eta^* \tag{6.7}$$

Die Summe $\eta_{jet1} + \eta_{jet2}$ beschreibt also die Lorentz-Transformation zwischen dem Laborsystem und dem Schwerpunktssystem. Auch für diese Größe ergibt sich eine gute Beschreibung der Kontrollverteilung durch das Monte-Carlo Modell nach der Umgewichtung.

Auch für die inklusiven Spektren der Pseudorapiditäten (Abb. 6.10a) und der Transversalenergien (Abb. 6.10b) ergibt sich eine Übereinstimmung zwischen den Daten und den umgewichteten Monte-Carlo-Verteilungen.

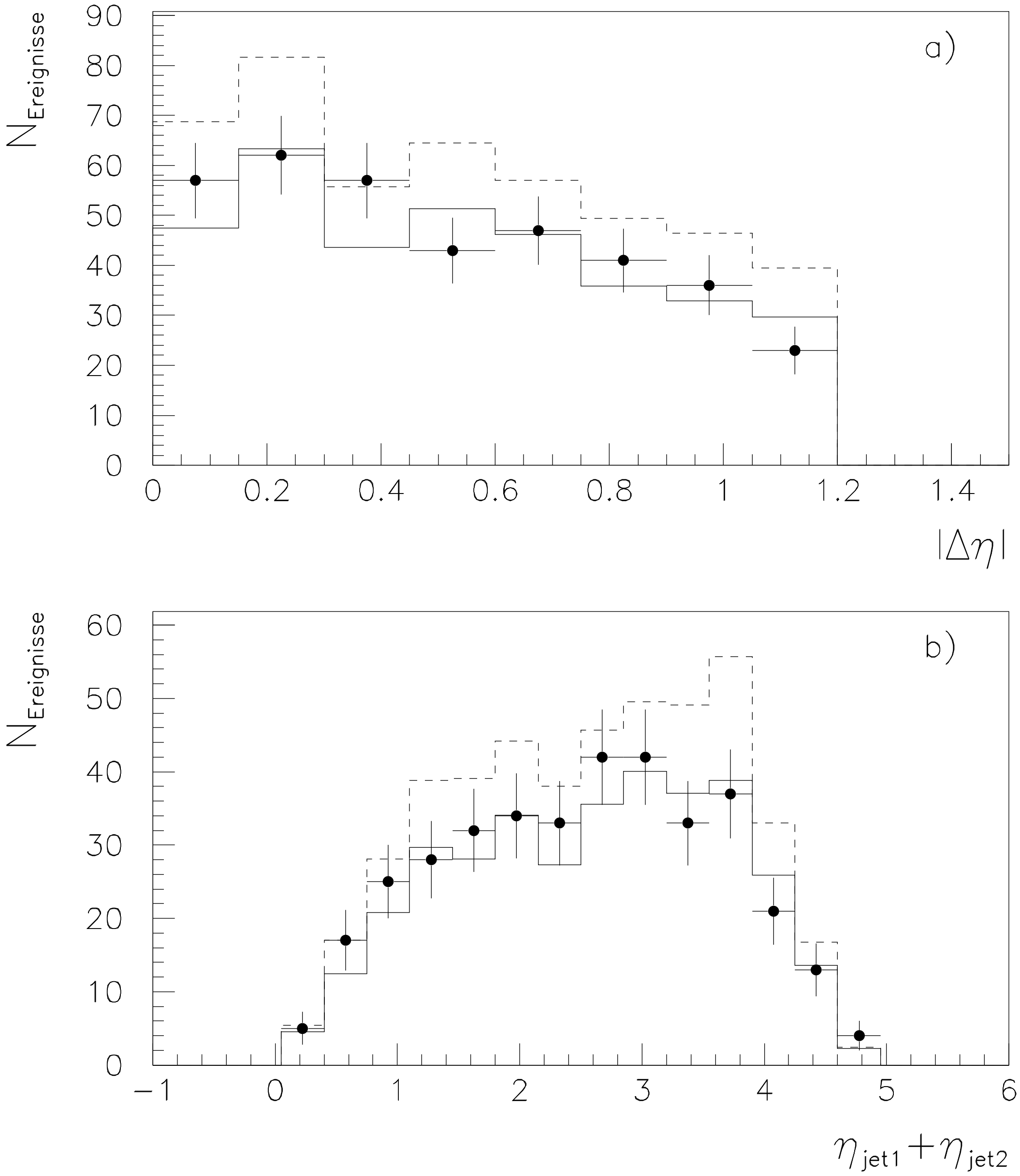

Abbildung 6.9: Kontrollverteilungen für Daten (Punkte) und das Monte-Carlo Modell vor (gestrichelte Linie) und nach der Umgewichtung (durchgezogene Linie): a) $|\Delta\eta| = |\eta_{jet1} - \eta_{jet2}|$-Verteilung, b) $\eta_{jet1} + \eta_{jet2}$-Verteilung. Alle Verteilungen sind auf die integrierte Luminosität der Daten normiert.

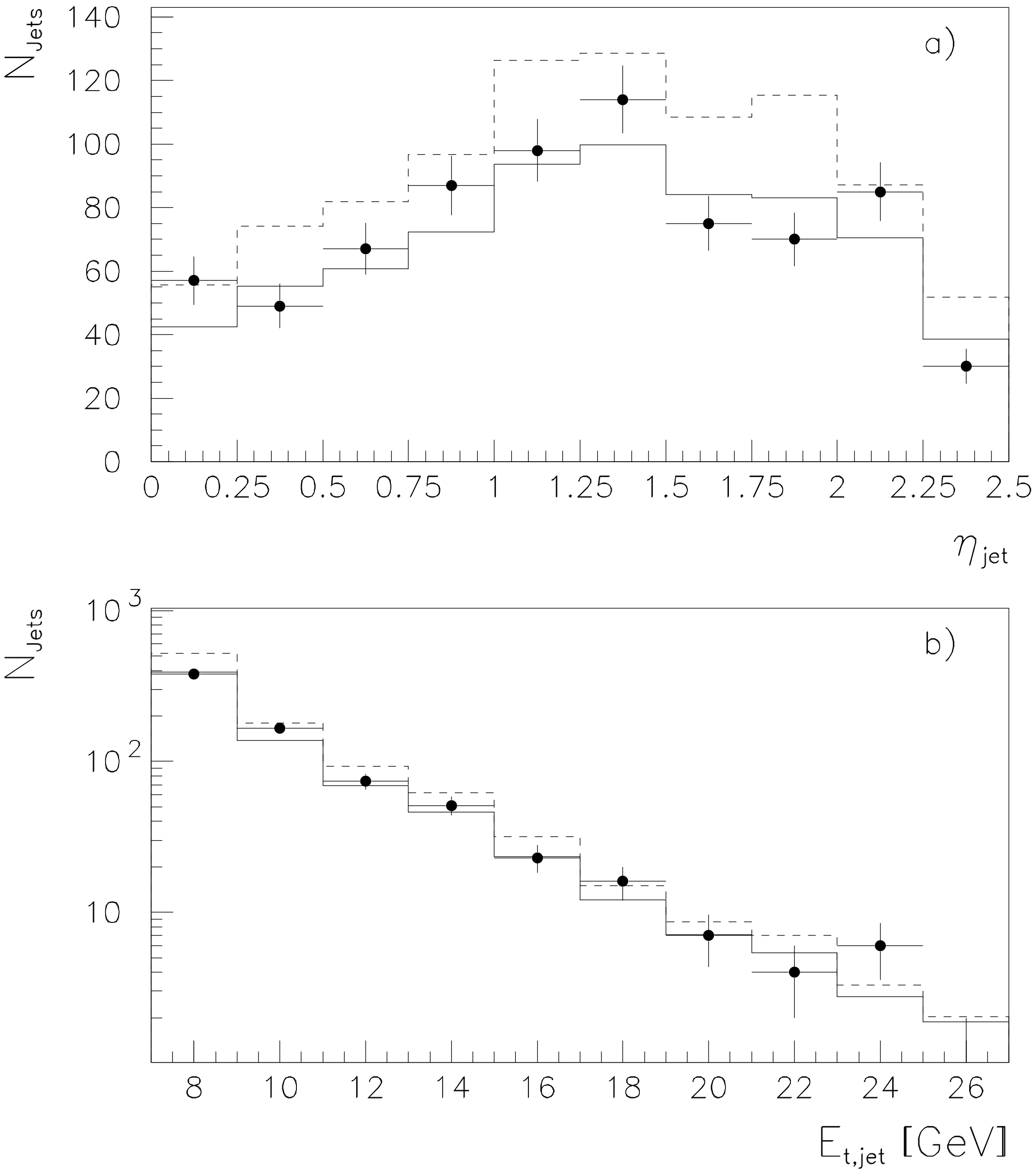

Abbildung 6.10: Kontrollverteilungen für Daten (Punkte) und das Monte-Carlo Modell vor (gestrichelte Linie) und nach der Umgewichtung (durchgezogene Linie): a) Inklusives zwei-Jet Pseudorapiditätsspektrum, b) Inklusives zwei-Jet Spektrum der Transversalenergien E_t^{Jet}. Alle Verteilungen sind auf die integrierte Luminosität der Daten normiert

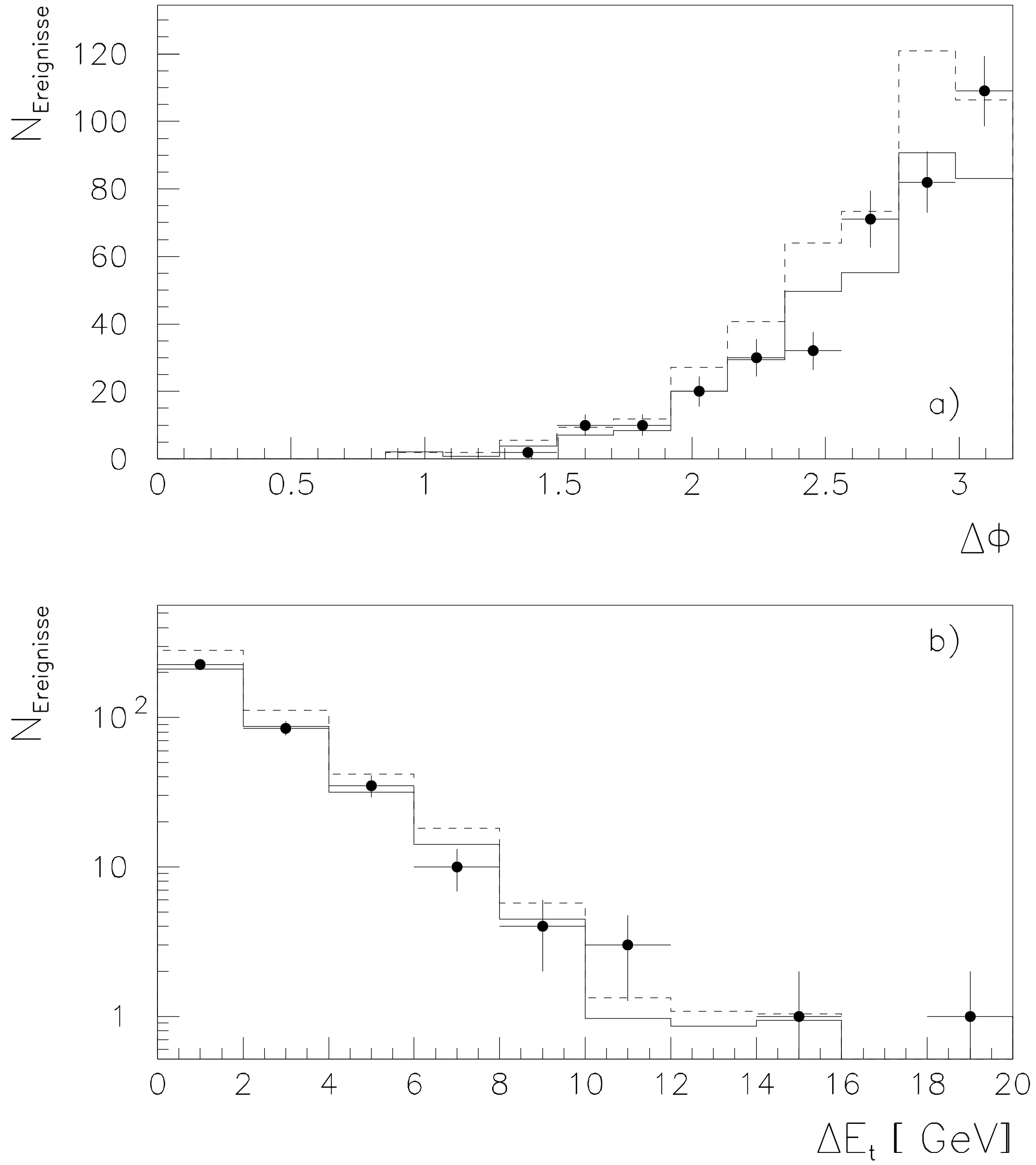

Abbildung 6.11: Kontrollverteilungen für Daten (Punkte) und das Monte-Carlo Modell vor (gestrichelte Linie) und nach der Umgewichtung (durchgezogene Linie): a) Azimuthalwinkel $\Delta\Phi$ zwischen den beiden Jets, b) E_t Balance $\Delta E_t = E_{t,jet1} - E_{t,jet2}$ der beiden Jets. Alle Verteilungen sind auf die integrierte Luminosität der Daten normiert.

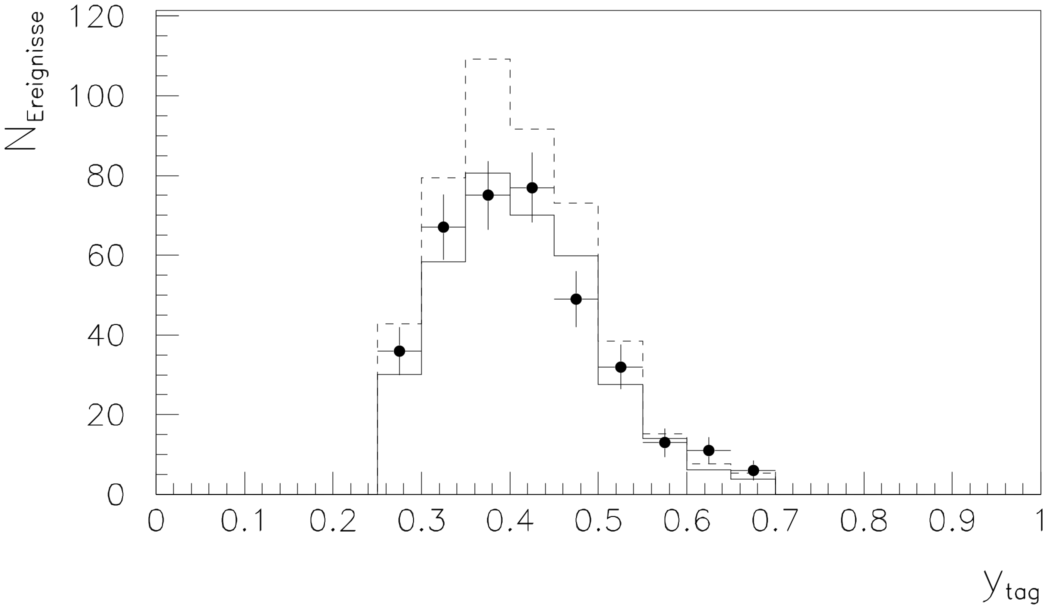

Abbildung 6.12: Kontrollverteilung der mit dem Elektrontagger gemessenen Größe $y_{tag} = 1 - E_{tagger}/E_e$ für Daten (Punkte) und das Monte-Carlo Modell vor (gestrichelte Linie) und nach der Umgewichtung (durchgezogene Linie). Alle Verteilungen sind auf die integrierte Luminosität der Daten normiert.

Eine wichtige Vorhersage des QCD-Modells betrifft den Transversalimpuls des Schwerpunktssystems der beiden auslaufenden Partonen aus dem harten Subprozeß, der Beiträge durch QCD-Abstrahlung der einlaufenden Partonen und den intrinsischen Transversalimpuls der Partonen aus den einlaufenden Hadronen erhält. Der bereits im Abschnitt 5.5 diskutierte Azimuthalwinkel $\Delta\Phi = \Phi_{jet1} - \Phi_{jet2}$ zwischen den beiden Jets ist sensitiv auf diesen Transversalimpuls des harten Subsystems, da sich eine Transversalbewegung des Schwerpunktssystems der beiden Jets durch eine Verschmierung der $\Delta\Phi$-Verteilung um $\Delta\Phi = \pi$ bemerkbar macht. Die Kontrollverteilung für $\Delta\Phi$ im Vergleich zum Monte-Carlo Modell ist in Abb 6.11a dargestellt. Auch die E_t-Balance der beiden Jets $\Delta E_t = E_{t,jet1} - E_{t,jet2}$, deren Verteilung in Abb 6.11b dargestellt ist, ist sensitiv auf den Transversalimpuls des harten Subsystems.

Um sicherzustellen, daß auch das Energiespektrum der Photonen durch die Simulation beschrieben wird, ist in Abb. 6.12 die Verteilung der Größe $y_{tag} = 1 - E_{tagger}/E_e$ zusammen mit der simulierten Verteilung dargestellt.

Bisher wurden nur die Partonverteilungen im Photon betrachtet und die Partondichten im Proton als bekannt angenommen (im Monte-Carlo Modell wurde die GRV-LO-Parametrisierung der Partondichten im Proton verwendet). Der Impulsanteil des Partons aus dem Proton, der sich gemäß Gleichung 3.28 rekonstruieren läßt, ist in Abb. 6.13 dargestellt. Auch diese Verteilung wird durch das Monte-Carlo Modell nach der Umgewichtung beschrieben.

Als letzte Kontrollverteilung wird der mittlere globale Fluß der transversalen Energie pro Ereignis in Abhängigkeit vom Polarwinkel Θ relativ zur z-Achse betrachtet (Abb. 6.14). Die verbleibenden Abweichungen zwischen den Daten und dem Monte-Carlo Modell sind

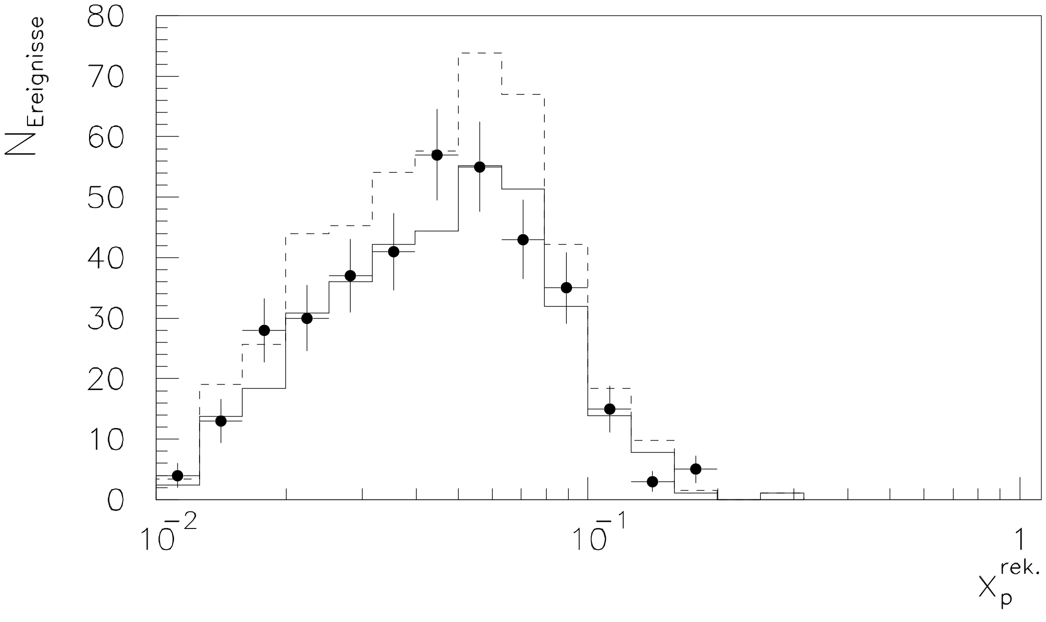

Abbildung 6.13: Kontrollverteilung des rekonstruierten Impulsanteils $x_p^{rek.}$ des Partons aus dem Proton für Daten (Punkte) und das Monte-Carlo Modell vor (gestrichelte Linie) und nach der Umgewichtung (durchgezogene Linie). Im Monte-Carlo Modell wurde die GRV-LO-Parametrisierung der Partondichten im Proton verwendet. Alle Verteilungen sind auf die integrierte Luminosität der Daten normiert.

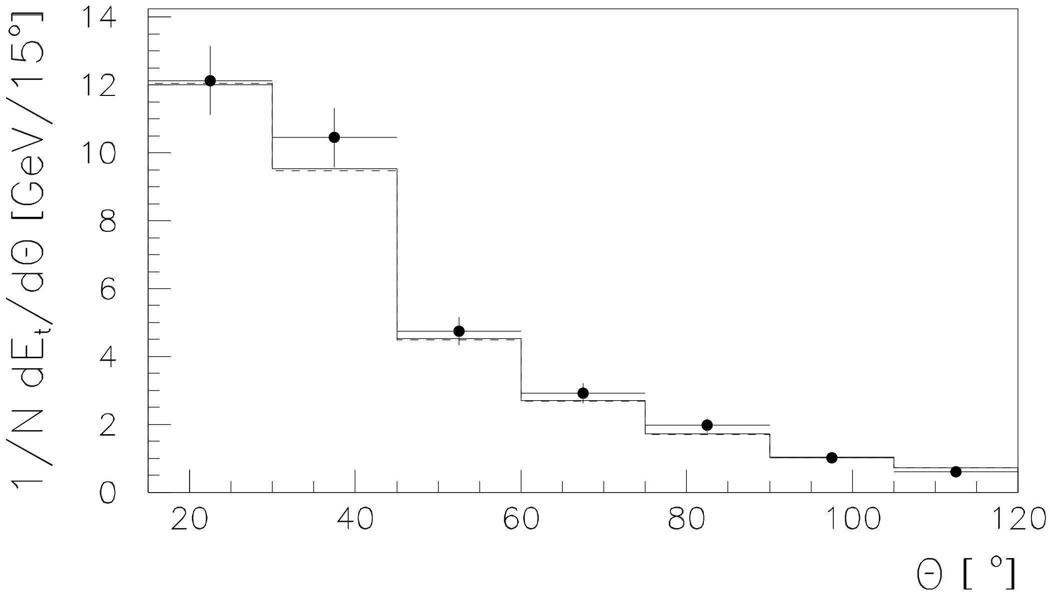

Abbildung 6.14: Mittlerer E_t-Fluß pro Ereignis in Abhängigkeit von der Pseudorapidität für die Daten (Punkte) und das Monte-Carlo Modell vor (gestrichelte Linie) und nach der Umgewichtung (durchgezogene Linie).

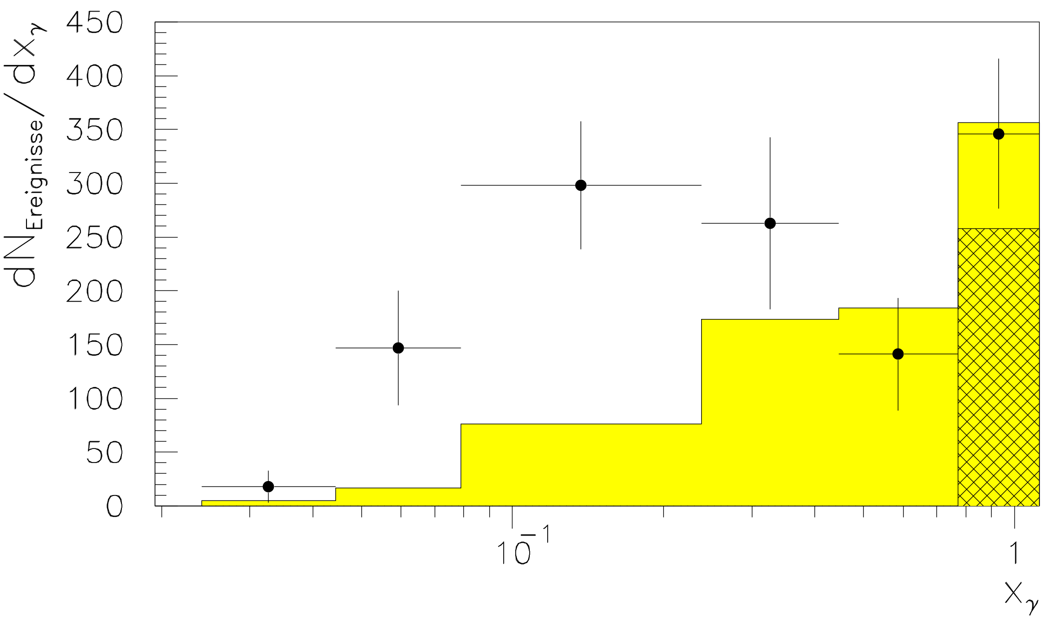

Abbildung 6.15: Entfaltete x_γ-Verteilung aus den Daten (Punkte) im Vergleich zum Monte-Carlo Modell: direkter Anteil (schraffierte Fläche) und Quark-Anteil der „resolved" Prozesse (graue Fläche). Die Monte-Carlo Verteilungen sind gemäß des berechneten Wirkungsquerschnitts auf die integrierte Luminosität der Daten normiert.

auf das in Abschnitt 5.1 diskutierte Problem bei der Beschreibung des hadronischen Pedestals zurückzuführen. Die Jetraten sind aber von diesem Problem nicht betroffen, da die Jetenergien auf diese Abweichungen des Pedestalniveaus korrigiert werden.

Nachdem in diesem Abschnitt gezeigt wurde, daß zahlreiche Kontrollverteilungen, die sensitiv auf verschiedene Aspekte der harten Wechselwirkung sind, durch das nach der Entfaltung der x_γ-Verteilung umgewichtete Monte-Carlo Modell beschrieben werden, können nun aus der entfalteten x_γ-Verteilung Rückschlüsse auf die Struktur des Photons gezogen werden.

6.2.4 Die entfaltete x_γ-Verteilung

Nach der Untersuchung der Kontrollverteilungen im letzten Abschnitt kann nun die „wahre" x_γ-Verteilung aus Abb. 6.6 mit dem QCD-Modell verglichen werden. Abb. 6.15 zeigt die entfaltete x_γ-Verteilung mit der Vorhersage für die direkten Prozesse, deren Wirkungsquerschnitte im Rahmen der QCD berechnet werden können, und der Vorhersage für den Quark-Anteil der „resolved" Prozesse. Da die Quarkdichten im Photon bei $\gamma\gamma$-Kollisionen gemessen wurden, kann dieser Quark-Anteil des Photons bei „resolved" Prozessen als bekannt angenommen werden, während der Gluon-Anteil nur unzureichend bekannt ist. Im Bereich $x_\gamma > 0.3$ ergibt sich durch die Summe beider Anteile bereits eine gute Beschreibung der Daten. Da das höchste x_γ-Bin in den in Abb. 6.15 gezeigten Verteilungen vom Anteil der direkten Prozesse dominiert wird, kann die Übereinstimmung des QCD-Modells mit den Daten in diesem Bin auch als quantitative Bestätigung der berechneten Wirkungsquerschnitte für die direkten Prozesse angesehen werden. Für diesen quantitativen Vergleich müssen aber zahlreiche systematische Unsicherheiten betrachtet werden (siehe Abschnitt 6.3.1).

Im Bereich $x_\gamma < 0.3$ reicht jedoch der Quark-Anteil der „resolved“ Prozesse aus dem QCD-Modell nicht aus, um die beobachtete Ereignisrate in den Daten zu erklären. Der verbleibende Unterschied kann durch den Gluonanteil des Photons „aufgefüllt“ werden. Um aber aus der entfalteten Gluonverteilung eine quantitative Aussage über den Gluoninhalt des Photon ziehen zu können, muß eine Korrektur auf die Akzeptanz der Ereignisauswahl vorgenommen werden. Die quantitative Bestimmung der Gluondichte im Photon wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

6.3 Die Gluondichte im Photon

Die im letzten Abschnitt diskutierte x_γ-Verteilung enthält sowohl den direkten Beitrag als auch den Quark- und den Gluon-Anteil der „resolved“ Prozesse. Die Messung der „wahren“ x_γ-Verteilung kann daher als Messung einer „effektiven“ Partondichte im Photon verstanden werden. Im folgenden soll nun der Gluon-Anteil des Photons betrachtet werden. Da eine Isolation des Gluon-Anteils mit Hilfe des hadronischen Endzustands nicht möglich ist[2], muß der Gluon-Anteil über die Subtraktion der bekannten Anteile bestimmt werden.

Nimmt man an, daß die Quarkdichten im Photon bekannt sind und daß die Wirkungsquerschnitte für direkte und „resolved“ Prozesse durch die QCD-Rechnung in niedrigster Ordnung beschrieben werden, dann ergibt sich nach der Subtraktion das in Abb. 6.16 gezeigte Ergebnis für den Gluon-Anteil in den Daten in Abhängigkeit von x_γ. Abb. 6.16 enthält ebenfalls die x_γ-Verteilung für den Gluon-Anteil, der sich bei der Verwendung der GRV-LO-Parametrisierung [30] aus dem Monte-Carlo Modell ergibt. Die Unterschiede zwischen den Datenpunkten und der Monte-Carlo Verteilung in jedem x_γ-Bin geben die Unterschiede zwischen der wahren Gluondichte im Photon und der für das Monte-Carlo Modell verwendeten Parametrisierung der Gluondichte wieder. Der Quotient der beiden Verteilungen wird benutzt, um die wahre Gluondichte im Photon zu ermitteln. Für die in Abb. 6.16 gezeigten Verteilungen gilt:

$$\frac{dN_{Daten}}{dx_\gamma} \propto A(x_\gamma) g(x_\gamma) \quad \text{und}$$

$$\frac{dN_{Monte-Carlo}}{dx_\gamma} \propto A(x_\gamma) g_{MC}(x_\gamma)$$

wobei $A(x_\gamma)$ die Akzeptanz der Ereignisauswahl und des Detektors beschreibt. Weiterhin sei $g(x_\gamma)$ die „wahre“ Gluondichte im Photon und $g_{MC}(x_\gamma)$ die in der Simulation verwendete Parametrisierung.

Bildet man nun den Quotienten der beiden in Abb. 6.16 gezeigten Verteilungen, dann fällt der Akzeptanzfaktor $A(x_\gamma)$ heraus, und es ergibt sich in Abhängigkeit von x_γ ein „Korrekturfaktor“ $g(x_\gamma)/g_{MC}(x_\gamma)$, mit dem die bei der Simulation verwendete Parametrisierung der Gluondichte im Photon gewichtet werden muß, um die „wahre“ Gluondichte zu erhalten. Abb. 6.17 zeigt die so erhaltene Gluondichte als Funktion des Impulsanteils x_γ. Dabei wurde

---

[2] Im Prinzip können Quark- und Gluonjets aufgrund verschiedener Fragmentationseigenschaften unterschieden werden. Diese Methoden setzen aber große Datenstatistik und eine gute Beschreibung der Jetprofile voraus.

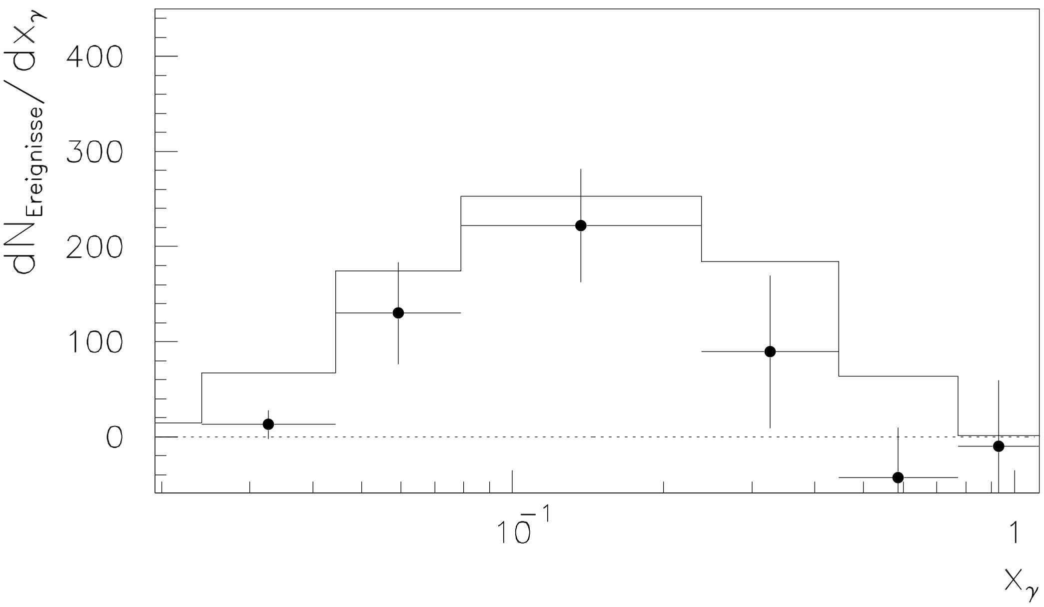

Abbildung 6.16: Entfaltete x_γ-Verteilung aus den Daten (Punkte) nach Subtraktion des direkten Beitrages und des Quark-Anteils der „resolved“ Prozesse aus dem QCD-Modell. Zum Vergleich ist der Gluon-Anteil aus der Monte-Carlo Simulation eingezeichnet (durchgezogene Linie). Die Fehlerbalken geben die statistischen Fehler wieder.

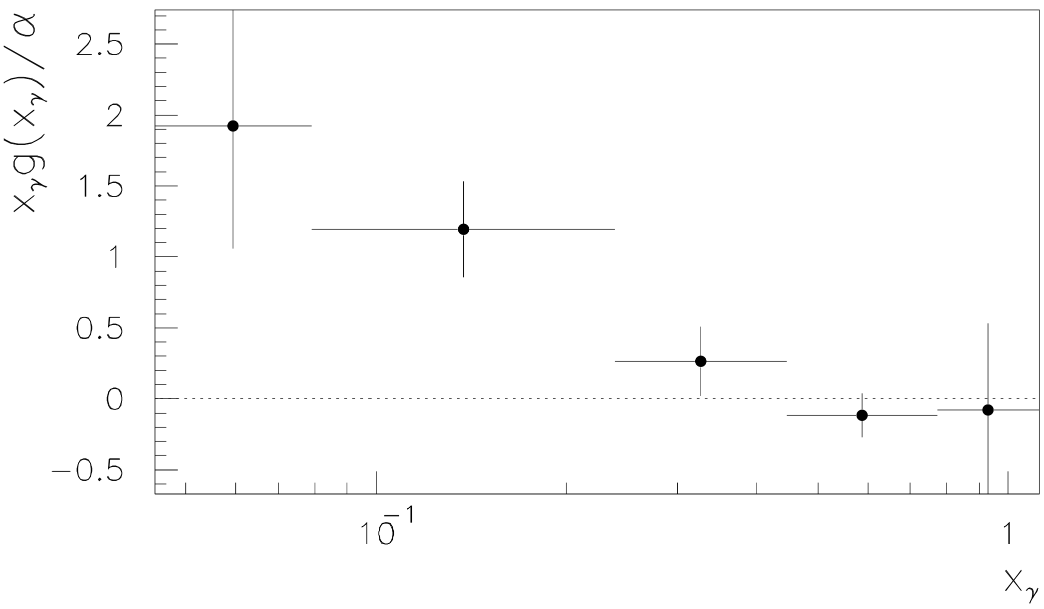

Abbildung 6.17: Gemessene Gluondichte $x_\gamma g(x_\gamma)$ als Funktion von x_γ bei einem mittleren $\mu^2 = 74.8 GeV^2$. Die Fehlerbalken geben die statistischen Fehler wieder.

die Abhängigkeit der Gluondichte von der Energieskala $\sqrt{\mu^2} = \hat{p}_t$ vernachlässigt. Aus der Verteilung der Größe $\hat{p}_t$ ergibt sich ein mittleres $\mu^2 = 74.8 GeV^2$. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, daß die μ^2-Abhängigkeit der Gluondichte gegenüber den systematischen Unsicherheiten aus anderen Fehlerquellen vernachlässigt werden kann.

Aus den bisher diskutierten Vergleichen der Daten mit dem Monte-Carlo Modell geht hervor, daß eine QCD-Berechnung in führender Ordnung in der Lage ist, die harten Streuprozesse zu beschreiben, und daß keine Hinweise auf große Korrekturen durch höhere Ordnungen vorliegen. In Anbetracht der gegebenen statistischen und systematischen Fehler (die im nächsten Abschnitt behandelt werden) erscheint die in dieser Arbeit vorgestellte „leading-order“-Betrachtung daher angemessen.

6.3.1 Abschätzung der Fehler und Unsicherheiten

Bisher wurden bei der Messung der Gluondichte im Photon nur die statistischen Fehler betrachtet. Darüberhinaus müssen nun zahlreiche systematische Unsicherheiten untersucht werden. Die wichtigsten Quellen solcher Unsicherheiten sind:

- die Unsicherheit der Energieskala[3] des Kalorimeters von ±5% und
- die Unsicherheit der Bestimmung des Pedestalbeitrags.

Weiterhin ergeben sich systematische Fehler aus:

- dem Fehler der Luminositätsmessung ±5% und
- dem Fehler der Triggeransprechwahrscheinlichkeit.

Neben diesen auf den Detektor bezogenen Fehlerquellen müssen auch systematische Unsicherheiten des verwendeten Modells für die Beschreibung der γp-Wechselwirkung untersucht werden:

- die Unsicherheit des Quark-Anteils der „resolved“ Wechselwirkungen,
- die Partondichten im Proton,
- die verwendeten Modelle für Fragmentation und QCD-Abstrahlung,
- die Unsicherheit der Skala μ^2, da die Wahl $\mu^2 = \hat{p}_t^2$ nicht eindeutig ist und
- die Abhängigkeit der Gluondichte im Photon von der Energieskala.

Um den systematischen Fehler aus der Unsicherheit der Energieskala des Kalorimeters abschätzen zu können, wird eine erneute Selektion der Daten durchgeführt, nachdem die gemessenen Energien in allen Kalorimeterzellen um +5% bzw. −5% skaliert wurden. Anschließend wurde die gesamte Analyse wiederholt und die Gluondichte mit den geänderten Energieskalen neu bestimmt. Abb. 6.18 zeigt die Fehlerbänder für die Änderung der Energieskala um ±5%.

---

[3] Für das Kalorimeter wird nur die Unsicherheit der Energieskala betrachtet. Die Energieauflösung des Kalorimeters wird (durch die Detektorsimulation) als gut beschrieben angenommen.

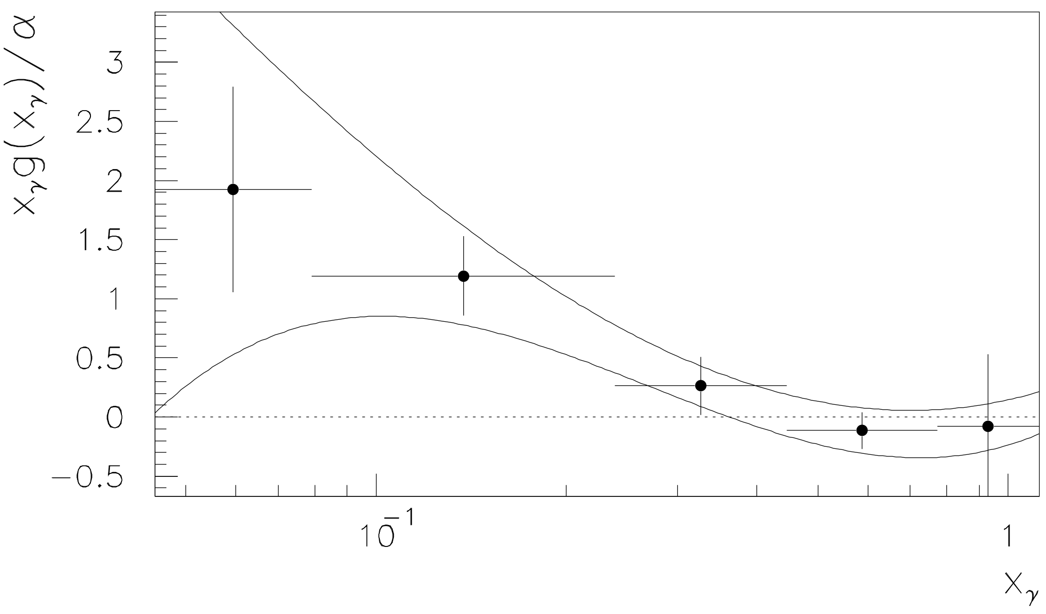

Abbildung 6.18: Gemessene Gluondichte $x_\gamma g(x_\gamma)$ als Funktion von x_γ mit statistischen Fehlern (Fehlerbalken) und dem systematischen Fehler für die Variation der Energieskala des Kalorimeters (Fehlerband).

Ein wesentlicher Beitrag zu den systematischen Fehlern ergibt sich aus der Bestimmung des Pedestalbeitrages zum Jet-Konus. Der statistische Fehler der gemessenen Pedestalenergie (Abb. 5.11) für Jets im Vorwärtsbereich ($\eta_{jet} > 1.5$), bei denen die Pedestal-Korrektur am größten ist, beträgt $\approx 10\%$. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wird daher eine Variation der Pedestal-Korrektur von $\pm 10\%$ um den parametrisierten Wert durchgeführt. Die Änderung der gemessenen Gluondichte, die aus dieser Variation des Pedestal-Korrektur resultiert, ist in Abb. 6.19 dargestellt.

Da zur Bestimmung der Gluondichte im Photon der Quark-Anteil der „resolved“ Prozesse subtrahiert werden muß, ergibt sich auch aus der Unsicherheit der Quarkdichten im Photon ein systematischer Fehler. Um diesen Fehler abzuschätzen, wurde die im Monte-Carlo Modell verwendete Parametrisierung der Quarkdichten um einen von x_γ abhängigen Faktor variiert, so daß die derzeitigen experimentellen Unsicherheiten bei der Messung des Quarkinhalts im Photon abgedeckt werden. Abb. 6.20 zeigt den Bereich, über den die Photonstrukturfunktion F_2^γ variiert wird, im Vergleich zu der bereits im Kapitel 3 gezeigten Messung von F_2^γ [31]. Das Fehlerband, das sich für diese Änderung der Quarkdichten im Photon ergibt, ist in Abb. 6.21 dargestellt.

Die Fehler der Luminositätsmessung und der Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers sind im Vergleich zu den zuvor untersuchten Unsicherheiten gering und gehen zusammen mit den Unsicherheiten der Energieskala, der Pedestal-Korrektur und der Quarkdichten in die Fehlerbalken in Abb. 6.22 ein, bei denen die Fehler quadratisch addiert wurden.

Die systematische Unsicherheit aus der μ^2-Abhängigkeit der Gluondichte kann im Vergleich zu den bisher diskutierten systematischen Unsicherheiten vernachlässigt werden. Abb. 6.23 zeigt die Evolution der Gluondichte (aus der GRV-Parametrisierung) gemäß der Altarelli-

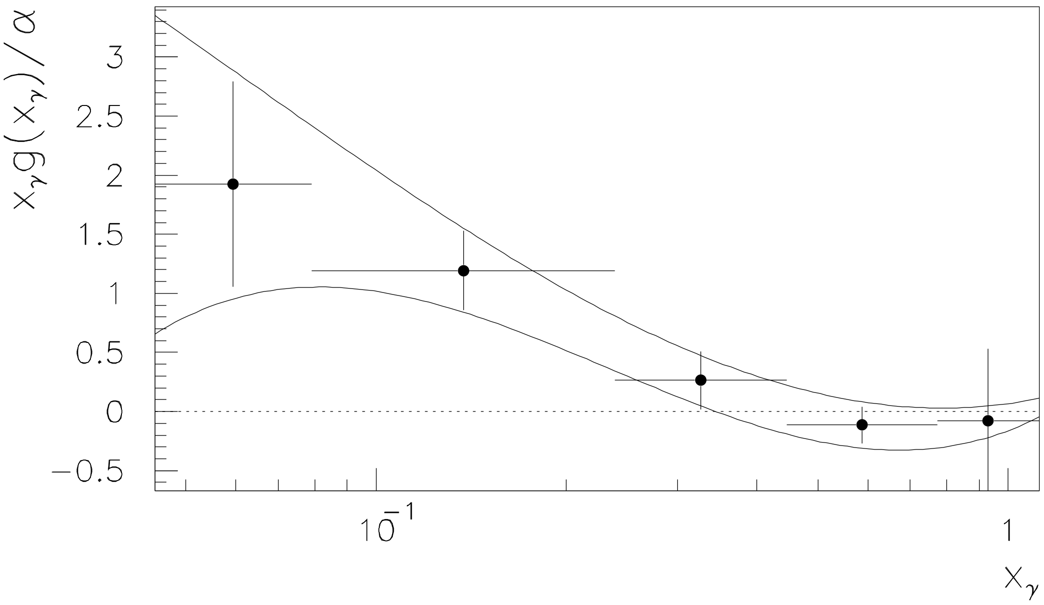

Abbildung 6.19: Gemessene Gluondichte $x_\gamma g(x_\gamma)$ als Funktion von x_γ mit statistischen Fehlern (Fehlerbalken) und dem systematischen Fehler für die Variation der Pedestal-Korrektur (Fehlerband).

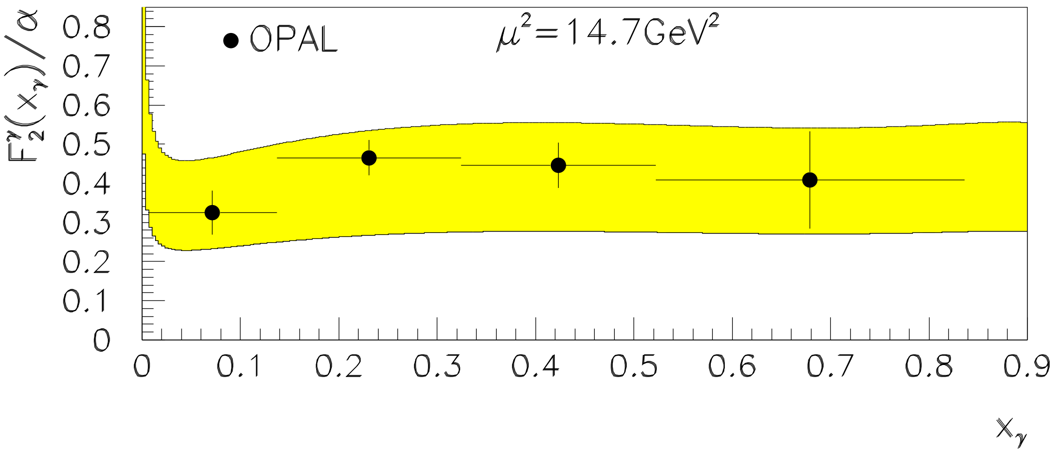

Abbildung 6.20: Photonstrukturfunktion F_2^γ für $\mu^2 = 14.7 GeV^2$: OPAL-Daten (Punkte) und Variation des im Monte-Carlo Modell betrachteten Quarkinhalts des Photons.

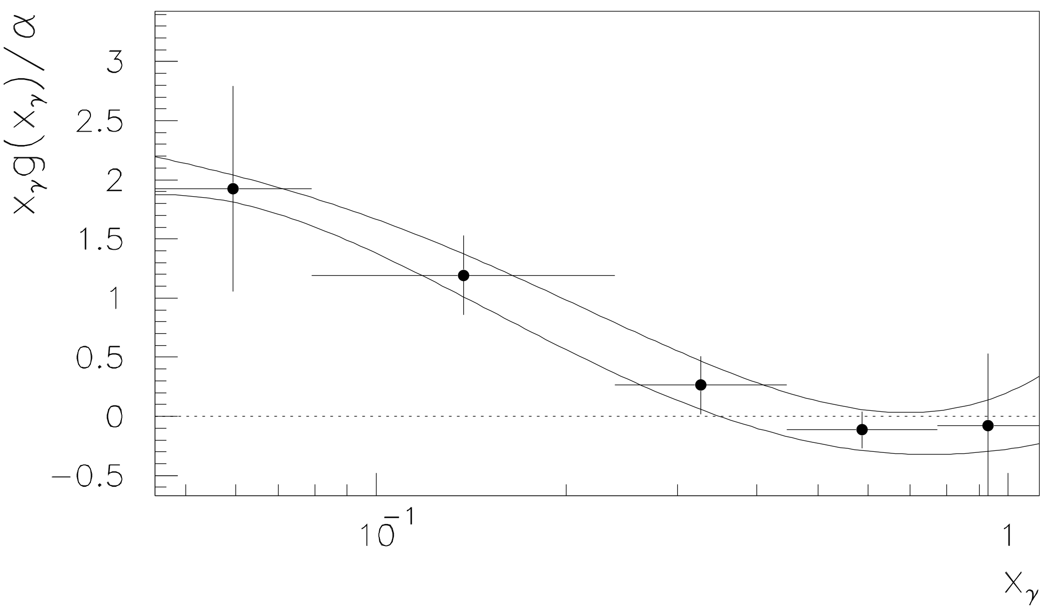

Abbildung 6.21: Gemessene Gluondichte $x_\gamma g(x_\gamma)$ als Funktion von x_γ mit statistischen Fehlern (Fehlerbalken) und dem systematischen Fehler für die Variation der Quarkdichten (Fehlerband).

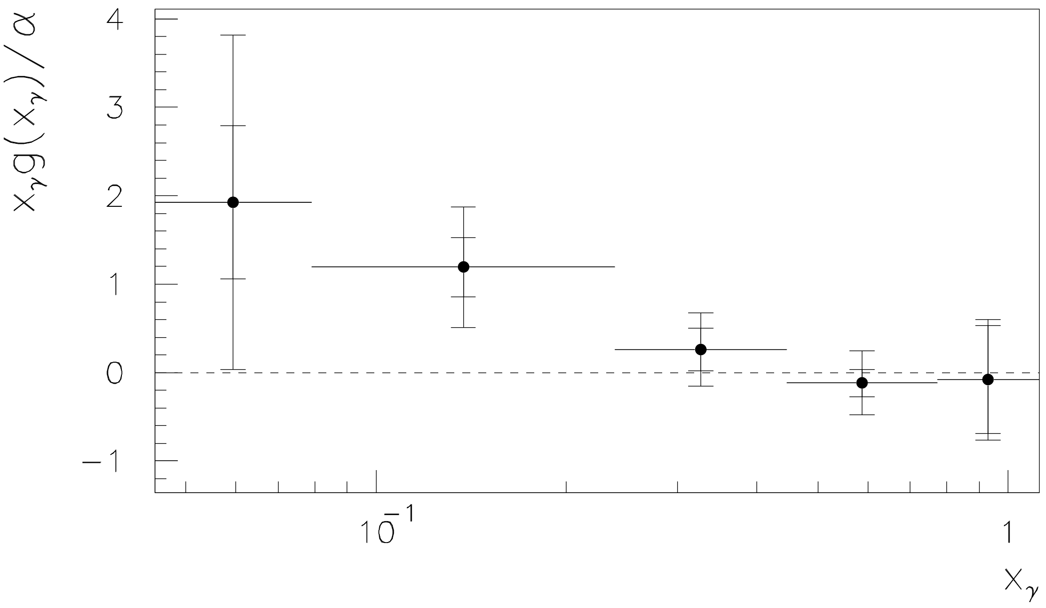

Abbildung 6.22: Gemessene Gluondichte $x_\gamma g(x_\gamma)$ als Funktion von x_γ mit statistischen Fehlern (innere Fehlerbalken) und quadratisch addierten statistischen und systematischen Fehlern (äußere Fehlerbalken).

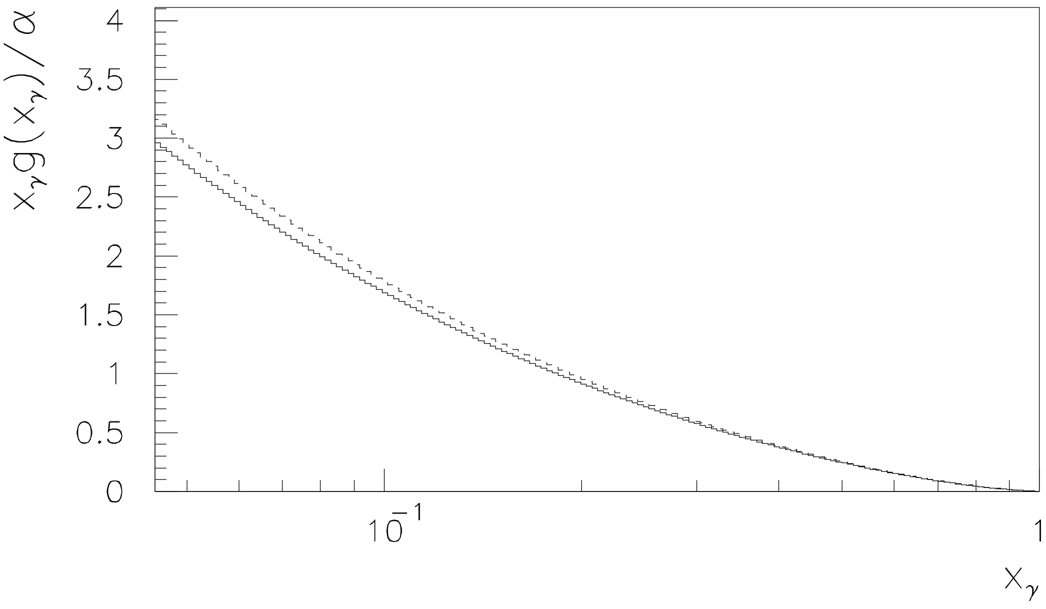

Abbildung 6.23: Evolution der Gluondichte aus der GRV-Parametrisierung von $\mu^2 = 50 GeV^2$ (durchgezogene Linie) zu $\mu^2 = 100 GeV^2$ (gestrichelte Linie).

Parisi-Gleichung 3.20 von der Skala $\mu^2 = 50 GeV^2$ zu $\mu^2 = 100 GeV^2$.

Eine Variation der Partondichten im Proton ist in den systematischen Fehlern in Abb. 6.22 nicht enthalten. Die Form der x_p-Verteilung wird durch das Monte-Carlo Modell bereits recht gut beschrieben (Abb. 6.13); eine Änderung der Partondichten im Proton um einen Faktor, der die Form der x_p-Verteilung unverändert läßt, führt zu einer Änderung der gemessenen Gluondichte um den gleichen Faktor. Um den Einfluß verschiedener Modelle für die Fragmentation und die QCD-Abstrahlung zu untersuchen, müssen zusätzlich zu dem verwendeten QCD-Generator PYTHIA weitere Monte-Carlo-Programme betrachtet werden, wie z.B. der Generator HERWIG [57]. Eine auf diesem Generator basierende Monte-Carlo-Simulation stand jedoch für die hier beschriebene Analyse nicht zur Verfügung. Studien zur Beschreibung der Daten mit verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren sind Gegenstand weiterführender Analysen.

6.3.2 Diskussion des Ergebnisses für die Partondichten im Photon

Aus der entfalteten x_γ-Verteilung, die in Abb. 6.15 zusammen mit den Vorhersagen des Monte-Carlo Modells dargestellt ist, ergeben sich zwei wichtige Schlußfolgerungen:

- Im Bereich $x_\gamma > 0.3$ ergibt sich durch die Vorhersage für die direkten Wechselwirkungen und durch den Quark-Anteil des Photons bei „resolved“ Prozessen eine gute Beschreibung der Daten. Diese Beobachtung kann als quantitative Bestätigung der berechneten Wirkungsquerschnitte für die direkten Photon-Proton Wechselwirkungen und den Quark-Anteil der „resolved“ Prozesse verstanden werden.

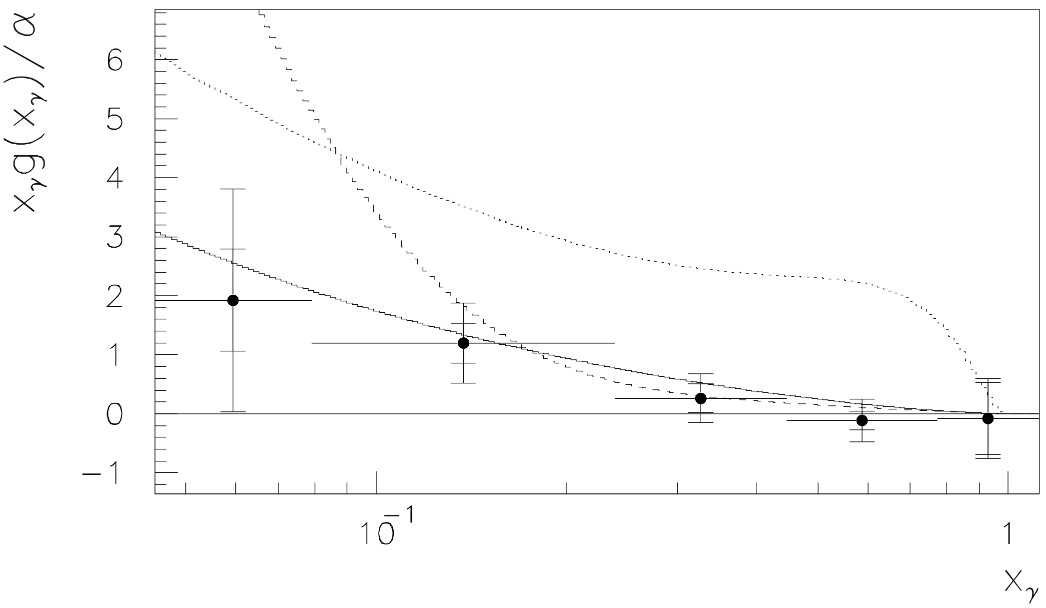

Abbildung 6.24: Gemessene Gluondichte (Punkte) mit statistischen Fehlern (innere Fehlerbalken) und quadratisch addierten statistischen und systematischen Fehlern (äußere Fehlerbalken). Die eingezeichneten Kurven geben existierende Parametrisierungen der Gluondichte wieder: GRV-LO (durchgezogene Linie), LAC1 (gestrichelte Linie) und LAC3 (gepunktete Linie).

- Für $x_\gamma < 0.3$ reicht der Quark-Anteil des Photons bei „resolved“ Prozessen nicht aus, um die beobachtete Ereignisrate zu erklären. Dieser „Überschuß“ an Ereignissen kann durch den Gluoninhalt des Photons erklärt werden, der sich dann durch eine Subtraktion des Quark-Anteils und des Beitrags der direkten Prozesse bestimmen läßt.

Abschließend soll nun das Ergebnis für die gemessene Gluondichte beschrieben und mit existierenden Parametrisierungen verglichen werden Abb. 6.24 zeigt die im Rahmen einer „leading order“ QCD-Beschreibung bei einem mittleren $\mu^2 = 74.8 GeV^2$ gemessene Gluondichte. Dieses Ergebnis stellt die erste direkte Messung der Gluondichte im Photon über einen Bereich von fast zwei Größenordnungen dar ($\sim 0.04 < x_\gamma < 1$). Im Bereich $x_\gamma > 0.3$ ist der gemessene Gluoninhalt innerhalb der Fehler mit Null verträglich. Zu kleinen Werten von x_γ hin zeigt die gemessene Gluondichte einen Anstieg. Für $x_\gamma < 0.2$ ergibt sich dann ein gemessener Gluoninhalt des Photons, der größer als Null ist, wobei die Fehler der Meßwerte jedoch keine deutliche Aussage über einen signifikanten Gluonanteil zulassen.

Zum Vergleich sind in Abb. 6.24 auch einige Parametrisierungen der Gluondichte (bei $\mu^2 = 74.8 GeV^2$) aufgetragen. Der hohe Anteil von Gluonen, der bei großem x_γ in der LAC3-Parametrisierung angenommen wird, kann durch die Messung ausgeschlossen werden. Auch der starke Anstieg der LAC1-Gluondichte bei kleinem x_γ wird nicht durch die Daten bestätigt. Im Vergleich dazu liefert die GRV-LO-Parametrisierung innerhalb der Fehler eine recht gute Beschreibung der gemessenen Gluondichte.

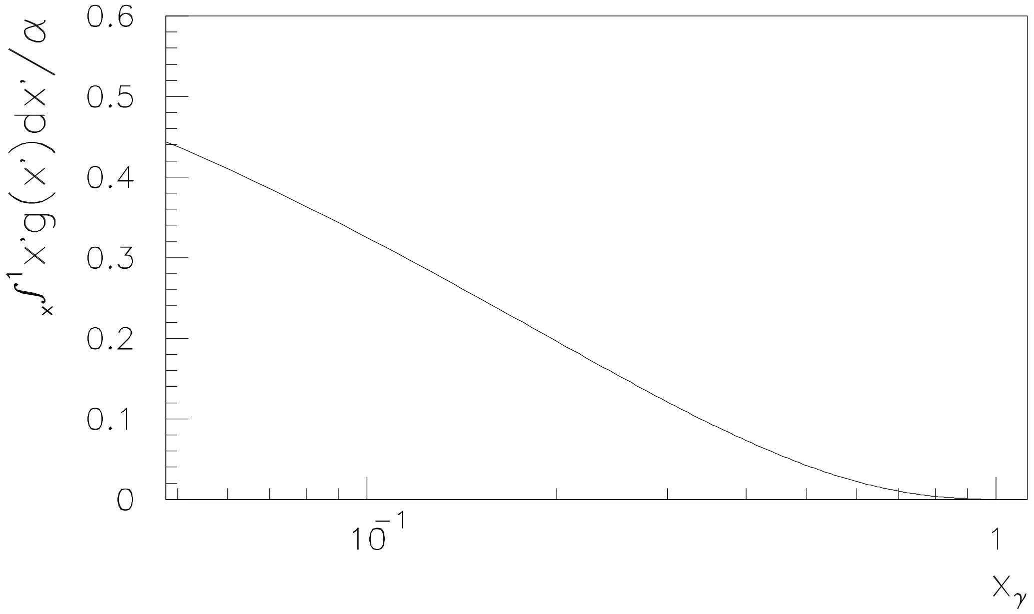

Abbildung 6.25: Integral der Gluondichte aus der GRV-Parametrisierung.

Aus der Gluondichte läßt sich das Integral $\int_{x_\gamma}^1 x'g(x')dx'$ ermitteln, das den Gluonanteil im x_γ Intervall von x_γ bis 1 am Impuls des Photons wiedergibt. Unter Verwendung der gemessenen Gluondichte ergibt sich für den Bereich $0.045 < x_\gamma < 1$ ein Gluonanteil $\int g(x)dx/\alpha = 0.25$ mit einem Fehler von $\sigma = 0.31$ (statistische und systematische Fehler wurden quadratisch addiert). Dieses Ergebnis kann als obere Schranke für den Gluonanteil des Photons interpretiert werden. Abb. 6.25 zeigt das Integral über die Gluondichte in Abhängigkeit von der unteren Integrationsgrenze, das sich bei Verwendung der GRV-Parametrisierung ergibt (bei $\mu^2 = 74.8 GeV^2$). Das Integral zeigt bei großem x_γ einen flachen Verlauf und steigt zu kleinen Werten von x_γ hin an, d.h. der Anteil der Gluonen am Photon wird bedeutend, wenn man den Bereich kleiner x_γ-Werte betrachtet. Aus der Messung der Photonstrukturfunktion bei zwei-Photon-Experimenten läßt sich analog das Integral $\int_{x_\gamma}^1 F_2^\gamma(x')dx'$ ermitteln, das den Anteil der Quarks am Impuls des Photons charakterisiert. In Abb 6.26 ist das Integral über die Photonstrukturfunktion F_2^γ (unter Verwendung der GRV-Parametrisierung) in Abhängigkeit von x_γ dargestellt. Es zeigt sich, daß das Integral über F_2^γ bei großem x_γ einen deutlich steileren Anstieg als das Integral über die Gluondichte zeigt, während sich dann bei kleinem x_γ ein flacher Verlauf ergibt. Aus diesem Vergleich läßt sich ablesen, daß im Bereich großer x_γ-Werte der Quarkanteil dominiert. Dehnt man hingegen den betrachteten Bereich zu kleinen x_γ-Werten ($x_\gamma < 0.1$) aus, dann werden der Gluon- und der Quarkanteil vergleichbar groß.

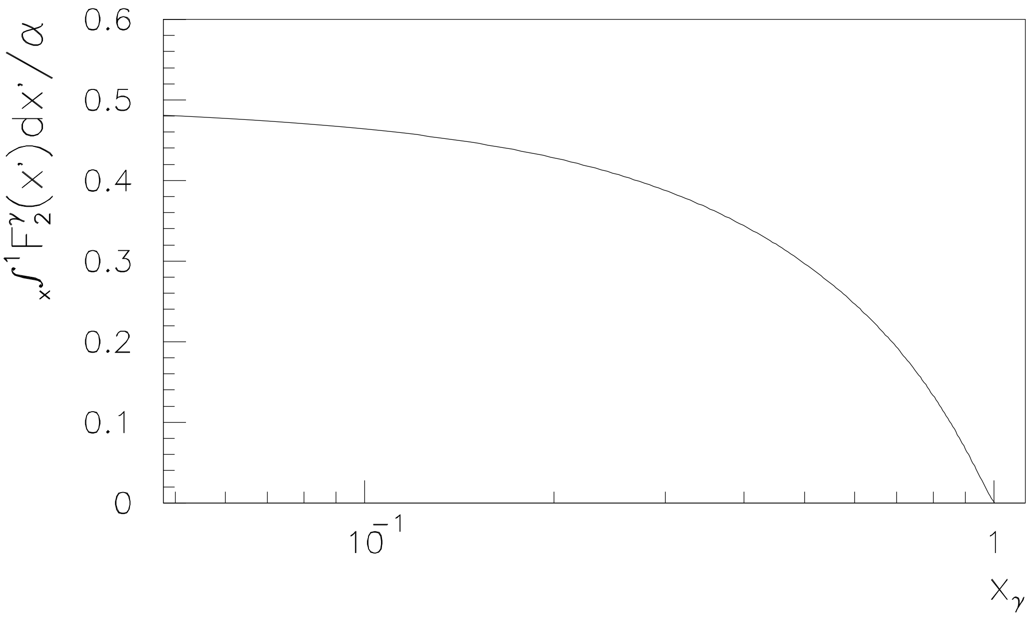

Abbildung 6.26: Integral der Photonstrukturfunktion F_2^γ (gemäß der GRV-Parametrisierung).

Kapitel 7

Ausblick

Im folgenden sollen die Grenzen und Probleme der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse diskutiert und Ausblicke auf mögliche Erweiterungen aufgezeigt werden.

Ein wesentliches Problem der vorgestellten Analyse besteht darin, daß der Energiefluß zwischen den Jets („hadronisches Pedestal") nicht durch das Monte-Carlo Modell reproduziert werden kann. In dieser Arbeit wurde nur ein Modell („Vielfach-Wechselwirkungsmodell") benutzt, um eine verbesserte Beschreibung des Energieflusses zu erzielen, wobei jedoch immer noch Differenzen zwischen den Daten und dem Monte-Carlo Modell verbleiben. Daher ergeben sich wichtige Aufgaben für weiterführende Studien mit dem Ziel eines grundlegenden Verständnisses des Energieflusses in harten Photon-Proton-Kollisionen:

- Das verwendete Modell der Vielfach-Wechselwirkungen enthält freie Parameter, die durch eine Anpassung an die Daten festgelegt werden müssen. In der vorgestellten Analyse wurde nur ein Satz von Parametern verwendet, der an die Messungen aus Hadron-Hadron-Kollisionsexperimenten angepaßt wurde. Eine Aufgabe für weiterführende Studien besteht darin, zu überprüfen, ob sich durch eine Variation der Parameter des Monte-Carlo Modells eine bessere Beschreibung des Energieflusses in den Daten erreichen läßt. Dabei muß zusätzlich auch eine Variation der Parameter des Parton-Schauer Modells für die QCD-Abstrahlung im Anfangs- und Endzustand betrachtet werden, die ebenfalls zum Energiefluß zwischen den Jets beiträgt.

- In dieser Arbeit wurde nur gezeigt, daß das Vielfach-Wechselwirkungsmodell eine verbesserte Beschreibung des gemessenen Energieflusses liefert, ohne daß aber die Existenz der Vielfach-Wechselwirkungen bewiesen wurde. Der Beweis oder die Widerlegung der Existenz von Vielfach-Wechselwirkungen ist eine wichtige Aufgabe zukünftiger Analysen. Mögliche Ansätze für solche Studien sind die Betrachtung von Korrelationen im Energiefluß (z.B. Korrelationen der Energieflüsse in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung) und die Untersuchung von Ereignissen mit höheren Jetmultiplizitäten.

- Neben dem benutzten Ereignisgenerator PYTHIA müssen weitere Generatoren (z.B. der Generator HERWIG, der in [57] beschrieben wird) benutzt werden, in denen teilweise unterschiedliche Modelle zur Beschreibung des zusätzlichen Energieflusses zur Verfügung stehen. Durch die Verwendung verschiedener Generatoren kann weiterhin überprüft werden, ob die Ergebnisse dieser Analyse von Details der Ereignissimulation (z.B. vom Fragmentationsmodell etc.) abhängen.

Weiterhin muß betont werden, daß die hier diskutierte Analyse auf einer „leading-order“-QCD Betrachtung des harten Streuprozesses basiert, bei der zusätzliche Korrekturen durch höhere Ordnungen nur in Form von Parton-Schauer-Entwicklungen im Anfangs- und Endzustand berücksichtigt werden. Bei der Einbeziehung von Korrekturen höherer Ordnungen kann diese Analyse nicht mehr analog durchgeführt werden, da die Rekonstruktion des Impulsanteils x_γ nur für $2 \rightarrow 2$-Streuprozesse auf dem „Born-Niveau“ definiert ist. Für weitere Studien unter Einbeziehung der Berechnungen in höheren Ordnungen ergeben sich z.B. folgende Ansätze:

- Messungen der inklusiven Jet-Spektren (E_t und η-Spektren). Durch globale Anpassungen des QCD-Modells an alle gemessenen Spektren lassen sich dann auch Rückschlüsse auf die Struktur des Photons ziehen.
- Untersuchungen der Abhängigkeit der Jet-Wirkungsquerschnitte von der Größe des Jet-Konus. Diese Abhängigkeit ist sensitiv auf den Einfluß der höheren Ordnungen.

In der Datennahmeperiode 1994 wurden neue Daten mit deutlich größerer Statistik aufgezeichnet (um einen Faktor ≈ 10 höher als 1993). Die Analyse dieser neuen Daten läßt aber keine wesentliche Verbesserung des in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisses zu. Um die höhere Statistik sinnvoll nutzen zu können, muß zuvor ein besseres Verständnis des Energieflusses und eine genauere Kalibration des Kalorimeters erreicht werden. Daher bleibt die in dieser Arbeit diskutierte Analyse auf die Betrachtung der gut verstandenen Daten aus der Betriebsperiode 1993 beschränkt.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Diese Arbeit stellt eine Analyse von „harten" Photon-Proton Wechselwirkungen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{ep}} \approx 200 GeV$ vor. Anhand von Ereignissen mit mindestens zwei Jets mit hoher Transversalenergie ($E_t^{Jet} > 7 GeV$) im Endzustand können die von der QCD vorhergesagten harten Parton-Parton-Streuprozesse untersucht werden.

Um die Daten mit den QCD-Vorhersagen zu vergleichen, wird ein Monte-Carlo Modell benutzt, das auf einer QCD-Berechnung in führender Ordnung für den harten Parton-Parton-Streuprozeß mit Korrekturen durch Parton-Schauer im Anfangs- und Endzustand beruht. Aus dem Vergleich der Daten mit diesem Modell wird deutlich, daß die QCD-Rechnung in führender Ordnung durch die Daten bestätigt wird, wobei sich die zusätzlichen Korrekturen durch QCD-Abstrahlung im Anfangszustand als notwendig erweisen, um eine gute Beschreibung der Verteilung des Transversalimpulses des harten Subsystems zu erreichen.

Bei dem Vergleich der Daten mit dem Monte-Carlo Modell ergibt sich ein Problem bei der Beschreibung des Energieflusses zwischen den Jets („hadronisches Pedestal"). Diese Beschreibung läßt sich durch die Verwendung des Vielfach-Wechselwirkungsmodells wesentlich verbessern. Die verbleibenden Differenzen können auf der Basis einer plausiblen Modellannahme korrigiert werden.

Aus der Photonenergie und den Vererimpulsen der Jets läßt sich für die Daten der Impulsanteil x_γ des Partons aus dem Photon rekonstruieren. Mit Hilfe der aus dem Monte-Carlo Modell ermittelten Korrelation zwischen Jets und Partonen kann durch ein mathematisches Verfahren („Entfaltung") die Verschmierung bei dieser Rekonstruktion rückgängig gemacht werden, um eine „wahre" x_γ-Verteilung zu erhalten. Diese „wahre" x_γ-Verteilung wird mit der QCD-Vorhersage für die direkten Photon-Proton-Wechselwirkungen und die „resolved" Prozesse, die auf den Quark-Anteil im Photon zurückzuführen sind, verglichen. Es zeigt sich, daß die QCD-Vorhersage in führender Ordnung für diese beiden Anteile mit der aus den Daten erhaltenen wahren x_γ-Verteilung konsistent ist. Der Quarkanteil des Photons wurde bereits in zwei Photon Experimenten gemessen. Durch Subtraktion des direkten Beitrags und des Quark-Anteils der „resolved" Prozesse von der wahren x_γ-Verteilung aus den Daten läßt sich schließlich der Gluon-Anteil des Photons bestimmen. Die in dieser Analyse vorgestellte Messung der Gluondichte bei einer mittleren Skala $\mu^2 = 74.8$ ist die erste direkte Messung des Gluonanteils im Photon über einen großen x_γ-Bereich ($0.04 < x_\gamma < 1$).

Literaturverzeichnis

[1] B. Wiik, Proc. of the workshop *Physics at HERA*, DESY, Hamburg 1991, Vol. 1, 1.

[2] ZEUS Kollaboration, *The ZEUS Detector*, Status Report (1993).

[3] H1 Kollaboration, *The H1 Detector at HERA*, DESY 93-103 (1993).

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

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

[6] P. Robmann et al., Nucl. Instr. and Meth. A277 (1989) 368,
S. Egli et al., Nucl. Instr. and Meth. A283(1989) 487.

[7] K. Müller et al., Nucl. Instr. and Meth. A457 (1992) 457.

[8] H1-Calorimeter Group, B. Andrieu et al., *The H1 liquid argon calorimeter system,* DESY-93-078

[9] H. Bethe und W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A146 (1934) 83.

[10] W. J. Haynes, *Bus-based architectures in the H1 data acquisition system*, VITA Int. Conf. Open Bus Systems '92 in Research and Industry, Zürich, Switzerland, 1992, ISBN 90-72577-11-6 (1992) 27.

[11] J. Gayler, Private Mitteilung, 1994.

[12] H. Hufnagel, *ECLASS-Manual*, Interner H1-Report, 1992.

[13] C.F. Weizsäcker, Z.Phys. 88 (1934) 612,
E.J. Williams, Phys. Rev. 45 (1934) 729.

[14] T.H. Bauer et al., Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261.

[15] J.J. Sakurai, Ann. Phys. 11 (1960) 1.

[16] R.J. Apsimon et al., Z. Phys. C 43 (1989) 63.

[17] G. Altarelli, Phys. Rep. 73 (1981) 237.

[18] H1 Collab., T. Ahmed et al., Phys. Lett. 297B (1992) 205.
Zeus Collab., M. Derrick et al., Phys. Lett. 297B (1992) 404.

[19] J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547.

[20] B.L. Combridge et al., Phys. Lett. 70B (1977) 235.

[21] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298.

[22] BCDMS Collab., A.C. Benvenuti et al., Phys. Lett. 223B (1989) 485.

[23] NMC Collab., P. Amaudruy et al., Phys. Lett. 295B (1992) 159.

[24] H1 Collab., I. Abt et al., Nucl. Phys. B407 (1993) 515.

[25] ZEUS Collab., M. Derrick et al., Phys. Lett. B316 (1993) 412.

[26] UA2 Collab., J. Alitti et al., Phys. Lett. B299 (1993) 174.

[27] NMC Collab., D. Allasia et al., Phys. Lett. B258 (1991) 493.

[28] H. Plothow-Besch, Comp. Phys. Comm. 75 (1993) 396.

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

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

[31] Opal Collab., R. Akers et al., Z. Phys. C61 (1994) 199.

[32] A. Levy et al., *Parton Distributions of the Virtual Photon*, Vortrag auf dem HERA-Workshop, Eilat, 1994.

[33] A.S. Gorski, B.L. Ioffe, A. Yu. Khodjamirian und A. Oganesian, Z. Phys. C44 (1989) 523.

[34] A. Blondel und F. Jacquet, *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, ed. U. Amaldi, DESY 79-48 (1979) 391.

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

[36] S. Eichenberger et al., Nucl. Instr. and Meth. A323 (1992) 532.

[37] S. Levonian, Private Mitteilung, 1994.

[38] T. Ahmed et al., Phys. Lett. B299 (1993) 374.

[39] J.E. Huth et al., Fermilab-Conf-90/249-E (1990)

[40] S. Egli, Private Mitteilung, 1993.

[41] I. Abt, *Manual to IJRAY*, Interner H1-Report, H1-05/93-290

[42] T. Sjöstrand, CERN-TH-6488 (1992).

[43] B. Anderson et al., Z. Phys. C1 (1979) 105.

[44] GEANT Program Manual, CERN Program Library (1992).

[45] H1-Collab., I. Abt et al., DESY Preprint 93-103 (1993).

[46] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Z. Phys. C53 (1992) 127.

[47] E. Eichten et al., Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 369.

[48] AFS Collab., T. Akesson et al., Z. Phys. C34 (1987) 163.

[49] UA2 Collab., J. Alitti et al., Phys. Lett. B268 (1991) 145.

[50] T. Sjöstrand et al., Phys. Rev. D36 (1987) 2019.

[51] G. Marchesini und B.R. Webber, Phys. Rev. D38 (1988) 3419.

[52] L.E. Gordon und J.K. Storrow, Phys. Lett. B291 (1992) 320,
G. Kramer und S.G. Salesch, DESY-93-010 (1993).

[53] V. Blobel, DESY 84-118, und
Proceedings of the 1984 CERN School of Computing, Aiguablava (Spain), CERN 1985.

[54] D.L. Phillips, *A technique for the numerical solution of certain integral equations of the first kind*, J. Assoc. Comput. Mach. 9 (1962) 84.

[55] V. Blobel, *Program Manual for RUN (Regularized Unfolding)*, unveröffentlicht.

[56] J. Stör und R. Burlisch, *Introduction to Numerical Analysis*, Springer-Verlag, New-York, Heidelberg, Berlin, 1980.

[57] B.R. Webber, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36 (1986) 253.

Danksagung

Herrn Professor Dr. Franz Eisele danke ich für die intensive Betreuung meiner Arbeit, seine ständiger Diskussionsbereitschaft und tatkräftige Unterstützung. Ohne seine Hilfe wären wesentliche Fragen ungeklärt geblieben. Auch danke ich Herrn Professor Dr. Karlheinz Meier für die kritische Durchsicht und die Begutachtung der Arbeit.

Ein besonderer Dank gebührt Martin Erdmann, der mir in vielen Fragen entscheidende Hinweise gegeben und den Fortgang meiner Arbeit mit Rat und Tat verfolgt hat.

Außerdem möchte ich mich bei allen Mitgliedern der H1-Kollaboration für das gute Arbeitsklima und die erfahrene Unterstützung bedanken.

Als wichtige Voraussetzung für die Anfertigung dieser Arbeit möchte ich auch die Förderung durch ein Stipendium im Rahmen des Graduiertenkollegs für Hochenergiephysik an der Universität Dortmund und ein Landesgraduiertenstipendium des Landes Baden-Württemberg erwähnen.

Mein größter Dank gilt Kathrin für ihre Geduld und die Unterstützung, die ich durch sie erfahren habe.