

Interner Bericht
DESY F11/F22-96-01
Juli 1996

jet analyse



Untersuchung des Energieflusses außerhalb von Jets in der Photon-Proton-Streuung bei HERA

von

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	29. JULI 1996	
Accessions:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

M. Steenbock

00715

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

**Untersuchung
des
Energieflusses außerhalb von Jets
in der
Photon-Proton-Streuung
bei
HERA**

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Maren Steenbock ✓
aus Hamburg

Hamburg
1996

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. G. Heinzelmann

Prof. Dr. B. Naroska

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. G. Heinzelmann

Prof. Dr. E. Lohrmann

Datum der Disputation:

18.6.96

Sprecher des Fachbereichs Physik und

Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. B. Kramer

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit Photoproduktionsereignissen, in denen zwei Jets mit mindestens 7 GeV Transversalenergie gefunden werden. Die Ereignisse wurden von dem H1-Detektor am ep-Speicherring HERA während der Datennahmeperiode 1993 aufgezeichnet.

Der transversale Energiefluß außerhalb von Jets im zentralen Bereich des γp -Schwerpunktsystems $|\eta^*| < 1$ und der Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ werden gemessen und mit Vorhersagen verschiedener Modelle verglichen. Die Modelle beruhen auf Rechnungen in führender Ordnung der QCD für Prozesse mit direkten und aufgelösten Photonen. Sie enthalten phänomenologische Modelle für die Fragmentation sowie Partonschauer-Modelle für Gluonabstrahlungen im Anfangs- und Endzustand. Zusätzlich können in Prozessen mit aufgelösten Photonen neben einer harten Parton-Parton-Streuung weitere Wechselwirkungen zwischen dem Photon- und Protonrest simuliert werden. Es wird gezeigt, daß Modelle ohne die Berücksichtigung dieser zusätzlichen Wechselwirkungen keine zufriedenstellende Beschreibung der Daten erlauben. Werden Wechselwirkungen von Photon- und Protonrest simuliert, ergibt sich durch die Modelle unter Annahme der GRV-Parametrisierung für die Partondichte im Photon eine gute Beschreibung der Daten. Dies gilt sowohl für den Energiefluß außerhalb von Jets im Bereich $|\eta^*| < 1$ als auch für den Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$.

Abstract

We present an investigation of photoproduction events containing 2 jets with at least 7 GeV transverse energy. These events were produced at the HERA ep collider during 1993 and were recorded by the H1 detector.

The transverse energy flow outside of jets, in the central rapidity range in the γp cms, i.e. $|\eta^*| < 1$, as well as the cross section $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ for these events, have been measured. Predictions from several models are compared to this data. The models are based on leading order QCD calculations of resolved and direct processes. They include phenomenological parametrizations for hadronization and QCD cascade approximations for gluon radiations in the initial and final state. The simulation of resolved processes allows for explicit photon-proton remnant interactions in addition to the hard parton-parton scattering. It is shown that if remnant interactions are ignored no satisfying description of the measurements can be achieved. Their inclusion, however, together with the GRV parametrization of the parton density inside the photon, yields a good description of both, the data on energy flow outside jets, and the differential 2-jet cross section $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ derived from the jet kinematics in these events.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 HERA und der H1-Detektor	3
1.1 HERA	3
1.2 Der H1-Detektor	4
1.2.1 Die Spurdetektoren	6
1.2.2 Die Kalorimeter	8
1.2.3 Der Flugzeitähler	10
1.2.4 Das Luminositätssystem	10
1.2.5 Der Trigger	13
2 Physik quasi-reeller Photonen	16
2.1 Das Vektormeson-Dominanz-Modell	16
2.2 Strukturfunktionen	18
2.3 Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion	22
2.4 Quasi-reelle Photon-Photon-Streuung	23
2.5 Kinematik der ep-Streuung bei HERA	25
2.6 Photoproduktion bei HERA	27
2.7 Harte Photon-Proton-Streuung bei HERA	30
3 Ereignisgeneratoren	36
3.1 Partonschauer	37
3.2 Fragmentation	39
3.2.1 String-Fragmentation	40
3.2.2 Cluster-Fragmentation	41
3.3 Mehrfachwechselwirkungen	42
3.3.1 Mehrfachwechselwirkungen in PYTHIA	42
3.3.2 Das <i>soft underlying event</i> in HERWIG	44
3.3.3 Mehrfachwechselwirkungen in PHOJET	44
3.4 Monte-Carlo-Datensätze	45
4 Datenselektion, Effizienz und Untergrund	47
4.1 Rekonstruktion	47
4.2 Auswahl von Photoproduktionsereignissen	49
4.3 Elektron-Tagger-Spektrum	52
4.4 Triggereffizienz	54
4.5 Untergrundabschätzung	55
5 Rekonstruktion der Partonkinematik und Einfluß von Mehrfachwechselwirkungen	57
5.1 Jet-Algorithmen	57
5.2 Konus-Algorithmen bei H1	59
5.3 Eigenschaften der Zwei-Jet-Ereignisse auf Partonebene	61
5.4 Korrelationen von Partonen und rekonstruierten Jets	66
5.4.1 Vergleich von Partonrichtung und Jetrichtung	66

5.4.2 Vergleich der Transversalimpulse der Partonen mit den Transversalenergien der rekonstruierten Jets	68
5.4.3 Vergleich von generierter und rekonstruierter Photonenergie	70
5.4.4 Vergleich der generierten und rekonstruierten Impulsanteile x_γ und x_p	72
6 Zwei-Jet-Ereignisse in den Daten und den Monte-Carlo-Modellen	76
6.1 Jetprofile	77
6.2 Jetspektren	79
6.3 Relative Jetraten	83
7 Energiefluß außerhalb von Jets	86
7.1 Quellen der Transversalenergie	86
7.2 Definition der Gebiete außerhalb von Jets	87
7.3 Transversale Energiedichte außerhalb von Jets auf Detektorebene	88
7.3.1 Transversale Energiedichte außerhalb von Jets in den Daten	89
7.3.2 Vergleich mit den PYTHIA-Monte-Carlo-Modellen	90
7.4 Bestimmung der Korrektur auf Detektoreffekte mit dem PYTHIA-Monte-Carlo	94
7.4.1 Korrelation von Hadron- und Cluster-Jets	95
7.4.2 Antwortfunktion des Kalorimeters	98
7.4.3 Kontrollverteilungen	99
7.4.4 Migrationen	100
7.4.5 Abschätzung des systematischen Fehlers	102
7.5 Korrigierte transversale Energiedichte außerhalb der Jets in den Daten	103
8 Bestimmung des Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitts	105
8.1 Ansprechwahrscheinlichkeiten	106
8.2 Bestimmung der Korrekturfunktion aus den Monte-Carlo-Ereignissen	107
8.3 Abschätzung des systematischen Fehlers	108
8.4 Differentieller Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$	108
9 Vergleiche von Monte-Carlo-Modellen und Daten	109
9.1 Monte-Carlo-Modelle ohne Mehrfachwechselwirkungen	109
9.2 Monte-Carlo-Modelle mit Mehrfachwechselwirkungen	112
9.2.1 Verwendung der GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon	112
9.2.2 Verwendung der LAC 1-Parametrisierung der Partondichte im Photon	115
9.3 Diskussion der Ergebnisse	120
Zusammenfassung	122
Literaturverzeichnis	124

Einleitung

Der ep-Speicherring HERA bietet ideale Möglichkeiten zur Untersuchung der partonischen Struktur hochenergetischer quasi-reeller Photonen. Der Elektronstrahl dient dabei als Quelle von Photonen geringer Virtualität, deren Wechselwirkungen mit den Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 200$ GeV beobachtet werden können.

Ein Teil der γp -Ereignisse bei HERA zeigt harte Streuprozesse, d.h. Streuungen, die zu Partonen mit hohem Transversalimpuls führen. Experimentell zu erkennen sind diese Ereignisse durch das Erscheinen von Jets mit hoher transversaler Energie. Zu den harten Streuprozessen tragen der direkte γp -Prozeß (in dem das Photon unmittelbar an ein geladenes Parton des Protons koppelt) und Prozesse mit aufgelösten Photonen bei. In Ereignissen mit aufgelösten Photonen geht das Photon zunächst in ein hadronisches System über, dessen Partonen dann mit Partonen der Protonen wechselwirken. Sowohl die Prozesse mit direkten als auch die mit aufgelösten Photonen können im Rahmen der perturbativen QCD beschrieben werden. In die theoretischen Vorhersagen für diese Ereignisse gehen – neben den elementaren Parton-Parton-Wirkungsquerschnitten – auch die Partondichten des Protons und in Ereignissen mit aufgelösten Photonen zusätzlich die Partondichten des Photons ein. Die Partondichten des Photons sind, was den Anteil der Gluonen betrifft, bisher experimentell nur schwer zugänglich. Die Messung der Gluondichte des Photons ist daher eine wichtige Aufgabe bei HERA.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit harten γp -Ereignissen, die von dem H1-Detektor während der Datennahmeperiode 1993 aufgezeichnet wurden. Untersucht werden Ereignisse, in denen mindestens zwei Jets mit hoher Transversalenergie zu finden sind. Im Mittelpunkt der Untersuchungen steht dabei der Energiefluß außerhalb dieser Jets.

Als Quellen von Transversalenergie – innerhalb und außerhalb von Jets – tragen in diesen harten γp -Streuprozessen, neben der harten Streuung selbst, die Fragmentation der Partonen in Hadronen und Gluonabstrahlungen bei. Die Gluonen werden in diesen harten Streuprozessen von den ein- bzw. auslaufenden Partonen abgestrahlt. In Ereignissen mit aufgelösten Photonen, die für den Großteil der Ereignisse mit Jets bei HERA verantwortlich sind [1][2], kommt noch ein weiterer Mechanismus als Quelle für den Energiefluß in Betracht: Da das Photon als hadronisches System mit dem Proton wechselwirkt, ist es im Prinzip möglich, daß neben einer harten Parton-Parton-Streuung weitere Wechselwirkungen des verbleibenden Photonrestes mit dem Protonrest erfolgen [3]. Es könnten also mehrere Wechselwirkungen innerhalb einer Photon-Proton-Streuung stattfinden. Erste Hinweise für das Auftreten mehrerer Wechselwirkungen haben $p\bar{p}$ -Experimente geliefert [4]. Bei HERA kann die Frage, ob Mehrfachwechselwirkungen zu beobachten sind, unter einzigartigen Bedingungen untersucht werden: Es können Ereignisse mit direkten Photonen beobachtet werden, bei denen keine Mehrfachwechselwirkungen stattfinden können, aber auch Ereignisse mit aufgelösten Photonen, bei denen eine Wechselwirkung von Photon- und Protonrest möglich sein sollte. Zudem variiert in diesen Ereignissen mit dem im Photonrest verbleibenden Impulsanteil auch die Menge energetischer Partonen, die für weitere Wechselwirkungen zur Verfügung stehen.

Es wird gezeigt, daß die Hinzunahme von Mehrfachwechselwirkungen in den Monte-Carlo-Modellen zu einer deutlich verbesserten Beschreibung des Energieflusses in den Daten führt. Die Verbesserung durch die Simulation von Mehrfachwechselwirkungen macht sich vor allem im zentralen Bereich des γp -Schwerpunktsystems bemerkbar.

Da Mehrfachwechselwirkungen vor allem zum transversalen Energiefluß im zentralen Bereich des γp -Schwerpunktsystems beitragen, beeinträchtigen sie die Messung der Gluondichte des Photons. Die Messung der Gluondichte erfolgt durch einen Vergleich der *gemessenen* Jetrate mit der auf der Grundlage von angenommenen Gluondichten *berechneten* Jetrate [5]. Gluonen im Photon tragen im Mittel nur einen kleinen Impulsanteil x_γ . Die Jets in den Ereignissen, bei denen ein Gluon an der Streuung teilnimmt, sind daher vornehmlich im zentralen Bereich des γp -Schwerpunktsystems zu finden. Aber gerade in diesem Bereich sind die Auswirkungen von Mehrfachwechselwirkungen am stärksten. Der durch Mehrfachwechselwirkungen erzeugte transversale Energiefluß ist nicht mit den Jets korreliert. Er trägt sowohl außerhalb der Jets als auch innerhalb des Jet-Gebietes zum Energiefluß bei. Da die Jet-Wirkungsquerschnitte mit zunehmender Transversalenergie der Jets stark abfallen, können Mehrfachwechselwirkungen die Messung dieser Wirkungsquerschnitte erheblich beeinflussen. Wird der Fluß der Transversalenergie außerhalb von Jets durch die Monte-Carlo-Modelle nicht richtig beschrieben, so kann ein schlichter Vergleich der gemessenen und der berechneten Jetraten keine klare Aussage über Parton-Parton-Wirkungsquerschnitte und Partondichten liefern.

In dieser Arbeit werden die Jets durch einen Konus-Algorithmus definiert. Die transversale Energiedichte außerhalb der Jet-Kegel wird als Funktion des rekonstruierten Impulsanteils x_γ betrachtet. Anhand dieser Verteilung werden die Monte-Carlo-Modelle getestet und an die Daten angepaßt. Daran anschließend erfolgt ein Vergleich des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ für Zwei-Jet-Ereignisse mit den Monte-Carlo-Vorhersagen bei Verwendung verschiedener Parametrisierungen der Partondichte im Photon.

Gliederung der Arbeit: Das erste Kapitel beschreibt den Speicherring HERA und das H1-Experiment. Das zweite Kapitel widmet sich kurz den theoretischen Grundlagen und Ergebnissen zur Natur hochenergetischer quasi-reeller Photonen sowie der γp -Streuung bei HERA. Im dritten Kapitel werden die QCD-Monte-Carlo-Modelle behandelt, die zum Vergleich mit den Daten herangezogen wurden. Dann erfolgt im vierten Kapitel eine Beschreibung der Auswahl der Ereignisse. Eine Beschreibung des verwendeten Jet-Algorithmus und dessen Anwendung auf harte Photoproduktionsereignisse findet sich im fünften Kapitel. Hier werden auch anhand von Monte-Carlo-Studien die erwarteten Auswirkungen von Mehrfachwechselwirkungen diskutiert. Im sechsten Kapitel werden einige Eigenschaften der in den Daten gemessenen Zwei-Jet-Ereignisse mit den Vorhersagen der Monte-Carlo-Modelle verglichen. Im siebten Kapitel wird die Dichte der Transversalenergie außerhalb der Jets behandelt. Das achte Kapitel beschreibt die Messung des Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitts. Die auf Detektoreffekte korrigierten Daten werden im neunten Kapitel mit weiteren Monte-Carlo-Modellen verglichen. Abschließend werden die Resultate dieser Arbeit zusammengefaßt.

Kapitel 1

HERA und der H1-Detektor

1.1 HERA

HERA ist ein Elektron-Proton-Doppelspeicherring, in dem Elektronen auf 30 GeV und Protonen auf 820 GeV beschleunigt und miteinander zur Kollision gebracht werden können. Der Umfang des 1991 fertiggestellten Beschleunigers beträgt 6.3 km. Im Mai 1992 wurden von den beiden Detektoren H1 und ZEUS die ersten Elektron-Proton-Kollisionen beobachtet.

Abbildung 1.1 zeigt eine schematische Ansicht des HERA-Speicherrings und seiner Vorbeschleuniger. Elektronen werden in dem Linearbeschleuniger LINAC II auf 500 MeV, anschließend in DESY II auf 7 GeV beschleunigt. In PETRA II erhalten die Elektronen eine Energie von 12 GeV, mit der sie in HERA injiziert werden. Protonen werden als H^- -Ionen im LINAC III auf 50 MeV beschleunigt und nach Abstreifen der Elektronen in DESY III geführt, wo sie auf 7.5 GeV beschleunigt werden. In PETRA III erhalten die Protonen dann die für HERA notwendige Injektionsenergie von 40 GeV. In HERA werden für die Elektronen normaleitende, für die Protonen supraleitende Ablenkmagnete benutzt. Die Strahlen können an bis zu 4 Wechselwirkungs-zonen zur Kollision gebracht werden.

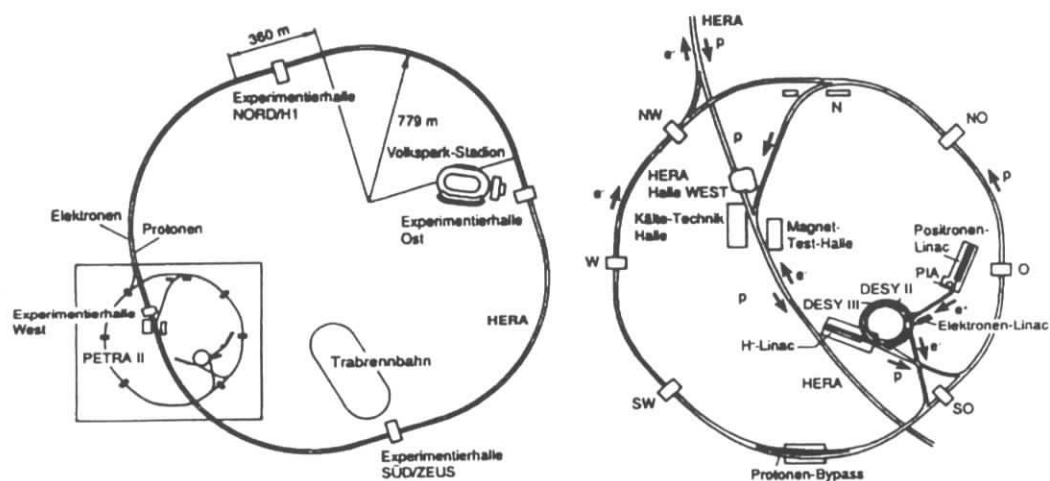


Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA und seine Vorbeschleuniger

In der Datennahmeperiode 1993 betrug die Elektronenenergie nur 26.7 GeV. Von den maximal möglichen 220 Teilchenpaketen waren nur 90 Protonenpakete und 94 Elektronenpakete gefüllt, wobei 84 Pakete zur Kollision gebracht wurden. Die restlichen Teilchenpakete wurden zur Untergrundabschätzung benutzt. Der mittlere Strahlstrom des Elektronstrahls (Protonstrahls) im Jahr 1993 betrug 8 (11) mA. Die maximale Luminosität lag bei $1.3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [6]. Die 1993 von HERA gelieferte integrierte Luminosität betrug 1 pb^{-1} .

1.2 Der H1-Detektor

Die ersten beiden Detektoren, die bei HERA aufgebaut wurden, H1 und ZEUS, sollen ein breites physikalisches Spektrum vermessen können. Sie sind folglich als „Universaldetektoren“ gebaut worden. Hierzu gehören gute kalorimetrische Messungen für Elektronen und Hadronen, möglichst über den gesamten Raumwinkelbereich. Weiterhin muß eine gute Teilchenidentifikation und Myonerkenung möglich sein.

Das bei H1 verwendete Koordinatensystem ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Die positive z -Richtung, die *Vorwärtsrichtung*, ist durch die Richtung der einlaufenden Protonen definiert.

Abbildung 1.3 zeigt den H1-Detektor im Überblick, so wie er in den Jahren 1992 bis 1994 in Betrieb war. Um das Strahlrohr [1] angeordnet ist das Spurkammersystem, unterteilt in zentrale Spurkammern [2] und Vorwärtsspurkammern [3]. Umgeben wird der Spurdetektor von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter [4] [5], das sich innerhalb eines Kryostaten [15] befindet. Im Rückwärtsbereich schließt sich ein elektromagnetisches Kalorimeter (BEMC) [12] an. In Vorwärtsrichtung wird das Flüssig-Argon-Kalorimeter durch das „Plug“-Kalorimeter [13] ergänzt. Die supraleitende Spule [6], die das für die Impulsmessung in den Spurkammern nötige Magnetfeld liefert, schließt das Kalorimeter ein. Das Eisenjoch [10] sorgt für die Rückführung des magnetischen Flusses der Spule und enthält Streamerrohrkammern zur Identifikation und Impulsbestimmung von Myonen sowie zur Messung von Ausläufern hadronischer Schauer. Außerhalb des Eisenjochs, in Vorwärtsrichtung, befindet sich ein Myonspektrometer [9] [11].

Im Folgenden sollen diejenigen Detektorkomponenten, die für die vorliegende Analyse von Bedeutung waren, näher beschrieben werden. Eine detaillierte Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [7]. Hieraus sind, sofern nicht anders angegeben, die Informationen zu den Detektorkomponenten entnommen.

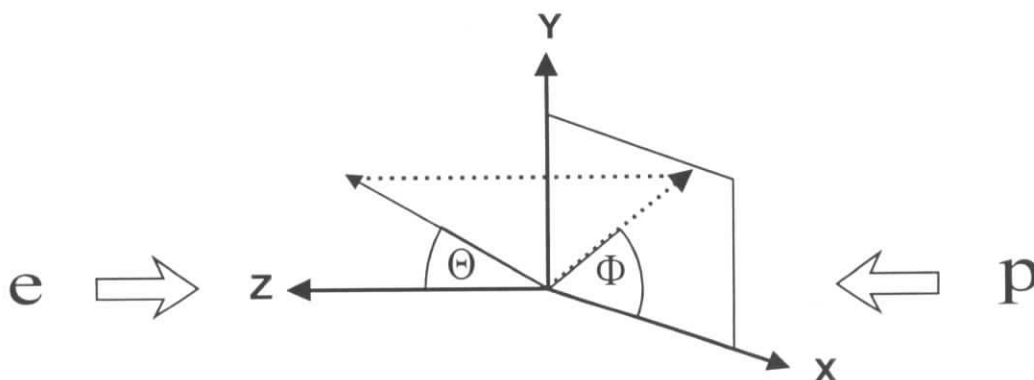
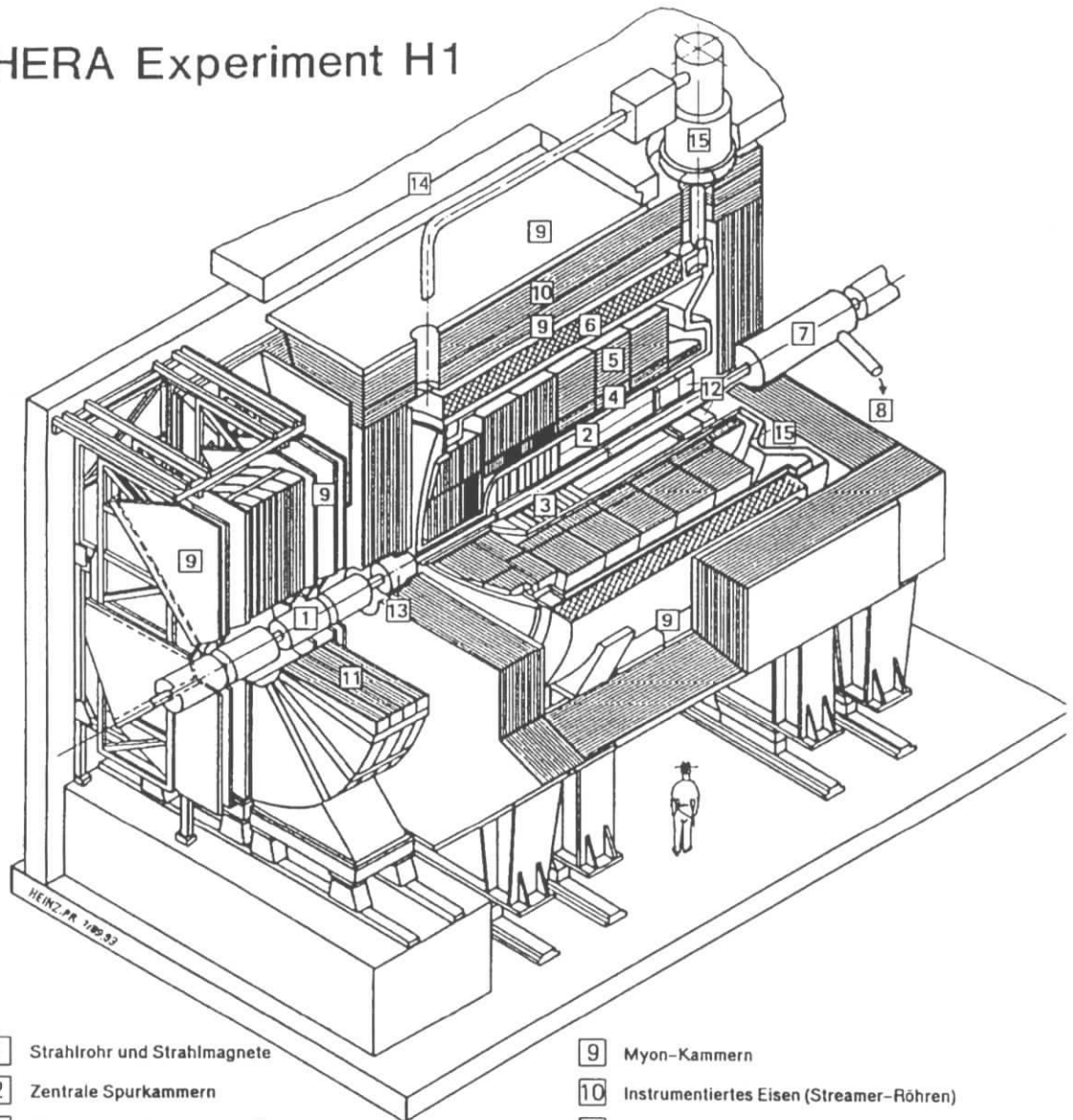


Abbildung 1.2: Das H1-Koordinatensystem

HERA Experiment H1



- | | | | |
|---|--|----|--|
| 1 | Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 | Myon-Kammern |
| 2 | Zentrale Spurkammern | 10 | Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 | Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodul | 11 | Myon-Toroid-Magnet |
| 4 | Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | 12 | warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 5 | Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | 13 | Vorwärts-Kalorimeter |
| 6 | Supraleitende Spule (1.2T) | 14 | Betonabschirmung |
| 7 | Kompensationsmagnet | 15 | Flüssig-Argon-Kryostat |
| 8 | Helium-Kälteanlage | | |
- } Flüssig-Argon

Abbildung 1.3: Der H1-Detektor

1.2.1 Die Spurdetektoren

Einen Längsschnitt durch das gesamte Spurkammersystem des H1-Detektors zeigt Abbildung 1.4. Ein Querschnitt durch die zentralen Spurdetektoren ist in Abbildung 1.5 dargestellt.

Zentrale Spurkammern

Die zentralen Spurdetektoren dienen zum Nachweis von geladenen Teilchen im Polarwinkelbereich von $20^\circ < \Theta < 160^\circ$.

Die Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen erfolgt in der inneren (**CJC1**) und der äußeren Jetkammer (**CJC2**). Dies sind konzentrische Driftkammern mit Signaldrähten, die parallel zur Strahlachse verlaufen. Im Azimutalwinkel ist die CJC1 in 30 Zellen mit je 24 Signaldrähten, die CJC2 in 60 Zellen mit je 32 Signaldrähten gegliedert. Aus der gemessenen Driftzeit läßt sich eine Vermessung der Spurparameter in der $r\phi$ -Ebene durchführen. Die Driftzellen sind gegen die radiale Richtung um 30° geneigt, damit gewährleistet ist, daß die von hochenergetischen Teilchen (geraden Spuren) freigesetzten Ionisationselektronen trotz des Magnetfeldes senkrecht auf die Signaldrahtebenen treffen. Dies erleichtert das Erkennen von Spiegelspuren und verbessert die Spurauflösung. Weiter kann hierdurch ein schnelles Triggersignal geliefert werden. Eine Teilchenidentifikation ist durch Messung der spezifischen Ionisation dE/dx möglich.

Die erreichte Auflösung der Spurrekonstruktion in der $r\phi$ -Ebene beträgt $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$. Die Impulsauflösung beträgt $\sigma/p_i \approx 0.009 [\text{GeV}] \cdot p_i \oplus 0.015$. Der Auftreffpunkt längs des Drahtes (z -Richtung) kann durch Ladungsteilung bestimmt werden, die Auflösung liegt bei $\approx 2.5 \text{ cm}$.

Zur genaueren Bestimmung der z -Koordinate der Spuren dienen zwei Driftkammern (**CIZ,COZ**), die, vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen, vor der CJC1 bzw. zwischen der CJC1 und der CJC2 liegen. Die Signaldrähte in diesen Kammern verlaufen senkrecht zur Strahlachse. Die Auflösung in der z -Richtung beträgt $\sigma_z < 0.3 \text{ mm}$.

Die Vieldrahtproportionalkammern (**CIP,COP**) liefern ein schnelles Signal und können daher zum Triggern benutzt werden. Die CIP und COP sind jeweils aus zwei Lagen aufgebaut, mit parallel zur Strahlachse verlaufenden Anodendrähten. Die Auslese erfolgt über in z und ϕ segmentierte Kathodenflächen (*Pads*).

Zwischen zentralem Spurdetektor und dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter BEMC befindet sich die hintere Vieldrahtproportionalkammer (**BPC**). Sie besteht aus vier Lagen mit jeweils parallel angeordneten Signaldrähten senkrecht zum Strahl, wobei hintereinanderliegende Lagen jeweils gegeneinander um 45° gedreht sind. Abgedeckt wird der Polarwinkelbereich von 155° bis 174° . Die BPC dient zur Unterscheidung geladener und ungeladener Teilchen – die Energie im BEMC deponieren – und damit vor allem zur sicheren Identifizierung von Elektronen in tiefinelastischen Ereignissen im Bereich kleiner Q^2 .

Vorwärtsspurkammern

Das Vorwärtsspurkammersystem, das den Polarwinkelbereich $5^\circ \leq \Theta \leq 25^\circ$ abdeckt, ist aus drei identischen sog. *Supermodulen* aufgebaut. Jedes Supermodul besteht aus einer planaren Driftkammer, aufgebaut aus drei Lagen, die jeweils um 60° im Azimutalwinkel gegeneinander gedreht sind. Daran anschließend befindet sich eine Vieldrahtproportionalkammer zu Triggerzwecken. Hierauf folgt ein Modul zur Erzeugung von Übergangsstrahlung, um Elektronen zu

identifizieren. Schließlich enthält jedes Supermodul zur Bestimmung des Polarwinkels von Spuren geladener Teilchen im Vorwärtsbereich eine radiale Driftkammer.

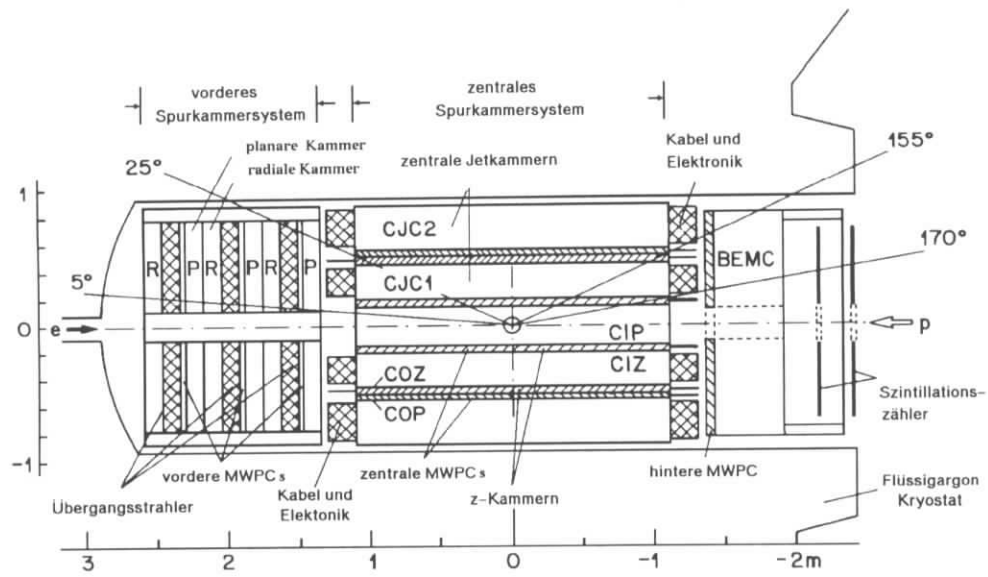


Abbildung 1.4: Längsschnitt des H1-Spurkammersystems

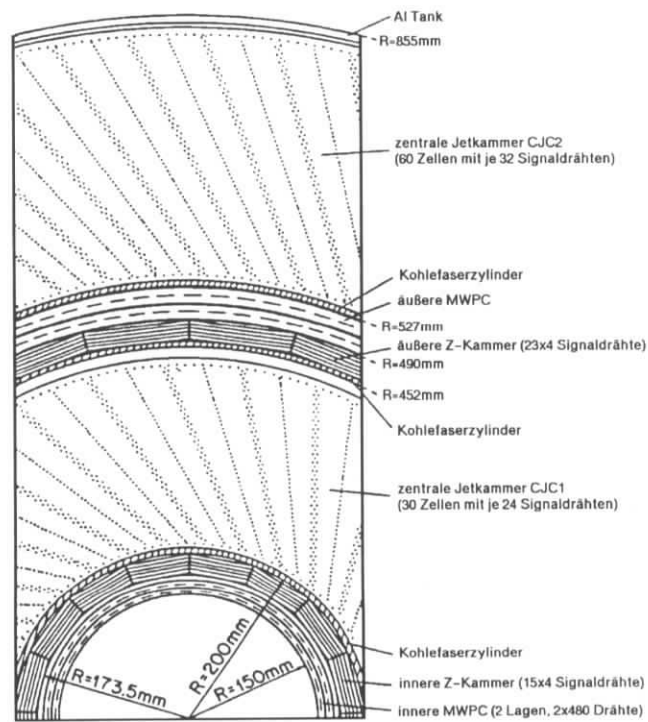


Abbildung 1.5: Querschnitt des zentralen Spurdetektors

1.2.2 Die Kalorimeter

Die Spurdetektoren sind von Kalorimetern umgeben, die möglichst genau die gesamte Energie der Streuprodukte messen sollen. Im Folgenden wird zunächst der Aufbau der H1-Kalorimeter beschrieben, die Rekonstruktion der Energie wird in einem späteren Kapitel behandelt.

Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter [8] ist ein Sampling-Kalorimeter mit hoher Granularität, das den Polarwinkelbereich von 4° bis 153° abdeckt (siehe Abbildung 1.6). Es befindet sich innerhalb der Spule in einem Kryostaten. Entlang der Strahlachse ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter in 8 Segmente gegliedert. Jedes Segment besteht aus 8 Ringen. Das sensitive Material des Kalorimeters ist flüssiges Argon. Eine Samplingschicht im elektromagnetischen Teil besteht aus 2.4 mm Blei und 2.35 mm flüssigem Argon, im hadronischen Teil aus 19 mm Edelstahl und 4.8 mm flüssigem Argon. Die Auslese erfolgt über Ausleseelektroden (*Pads*), die sich in dem flüssigen Argon befinden. Zur Ladungssammlung wird eine Hochspannung von 625 V/mm angelegt. Die Größe der Pads im elektromagnetischen Kalorimeter reicht von $3 \times 3 \text{ cm}^2$ bis $5 \times 5 \text{ cm}^2$, im hadronischen Kalorimeter von $8 \times 8 \text{ cm}^2$ bis $13 \times 13 \text{ cm}^2$. Die Orientierung der Sampling-Struktur ist so gewählt, daß Teilchen vom Wechselwirkungspunkt mit einem Winkel von kleiner als 45° auftreffen, d.h. vertikale Ausrichtung im Vorwärtsbereich und Rückwärtsbereich, horizontale Ausrichtung im Zentralbereich. Die Tiefe des elektromagnetischen Teils des Flüssig-Argon-Kalorimeters variiert in Abhängigkeit von θ zwischen 20 und 30 Strahlungslängen X_0 (siehe Abbildung 1.7). Das hadronische Kalorimeter entspricht 2.5 bis 8 nuklearen Wechselwirkungslängen λ , wobei die Dicke mit kleiner werdendem Polarwinkel zunimmt. Im Bereich $\theta > 140^\circ$ ist nur ein elektromagnetisches Modul vorhanden (**BBE**), mit einer geringen hadronischen Tiefe von $\approx 1 \lambda$.

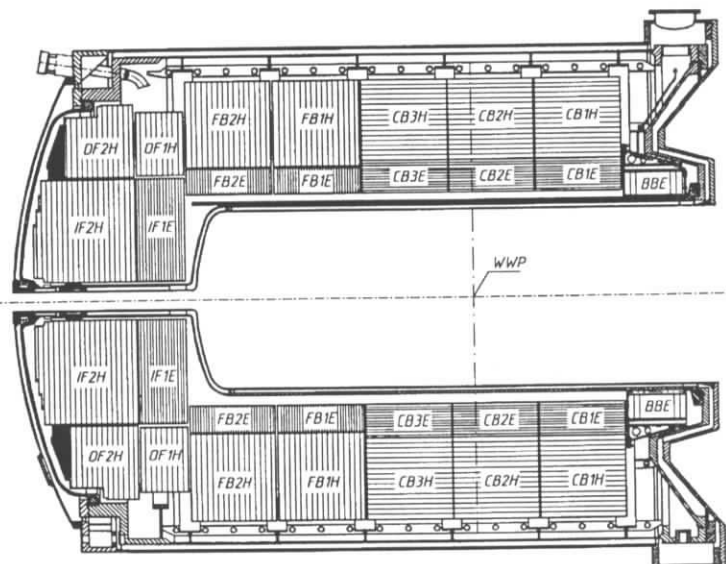


Abbildung 1.6: Das Flüssig-Argon-Kalorimeter im Längsschnitt

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist ein nicht-kompensierendes Kalorimeter. Dies bedeutet, daß Elektronen ein größeres Signal als Hadronen entsprechender Energie liefern (e/h -Verhältnis > 1). Ursache hierfür ist, daß in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter nur direkt ionisierende Teilchen zur Signalbildung beitragen. So hinterlassen Neutronen, die nicht mehr inelastisch wechselwirken, kein Signal im flüssigen Argon. Auch die Energie, die zum Aufbrechen von Kernen (Bindungsenergie) benötigt wird, kann nicht nachgewiesen werden und führt zu einem Absinken des hadronischen Signals gegenüber dem elektromagnetischen. Außerdem enthalten hadronische Schauer eine von Ereignis zu Ereignis unterschiedlich große elektromagnetische Komponente aus π^0 -Zerfällen. Dies führt zu großen Fluktuationen in der sichtbaren Energie, die ein hadronischer Schauer deponiert. Da aber elektromagnetische und hadronische Schauer eine unterschiedliche räumliche Ausdehnung haben, können bei einer feinen Segmentierung des Kalorimeters die elektromagnetischen Schauerkomponenten erkannt und der hadronische Anteil mit einem anderen Faktor gewichtet werden als der elektromagnetische Anteil. Diese Methode der *Software-Wichtung* [9][10] wird bei dem H1-Kalorimeter verwendet. Die Energieauflösung, bestimmt aus Testmessungen, beträgt für Elektronen $\sigma/E = 0.12/\sqrt{E} [\text{GeV}] \oplus 0.01$ [11] und für Pionen $\sigma/E = 0.50/\sqrt{E} [\text{GeV}] \oplus 0.02$ [12]. Die Unsicherheit der absoluten elektromagnetischen Energieskala (für die Datennahmeperiode 1993) beträgt 3%, die der hadronischen Energieskala 5%.

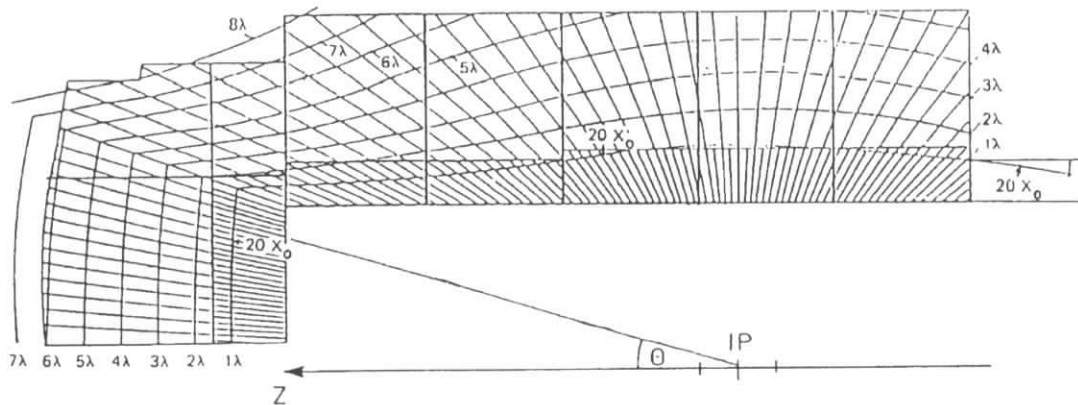


Abbildung 1.7: Tiefe des Flüssig-Argon-Kalorimeters in Einheiten der Strahlungslänge X_0 und der Wechselwirkungslänge λ .

Elektromagnetisches Rückwärtskalorimeter

Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter (**BEMC**) ist ein Blei-Szintillator-Samplingkalorimeter und deckt den Polarwinkelbereich von 152° bis 177° ab. Es besteht aus 88 parallel zum Strahl ausgerichteten Modulen, wobei jedes Modul eine Samplingstruktur aus 50 Lagen Szintillator mit einer Dicke von 4 mm und 49 Absorberschichten aus 2.5 mm dicken Bleiplatten besitzt. Dies entspricht ca. 22 Strahlungslängen X_0 . Die Auslese erfolgt mit Wellenlängenschiebern, deren Licht auf Photodioden geleitet wird.

Das BEMC dient hauptsächlich zur Messung des gestreuten Elektrons in tiefinelastischen Ereignissen mit $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$. Die Energieauflösung beträgt $\sigma/E = 0.10/\sqrt{E} [\text{GeV}] \oplus 0.42/E [\text{GeV}] \oplus 0.03$ [13].

Zur Energiemessung von Hadronen ist das BEMC weniger gut geeignet, da seine hadronische Tiefe nur etwa einer Wechselwirkungslänge entspricht. Hadronen deponieren im Mittel nur ca. 30% ihrer Energie im BEMC. Etwa 35% aller Hadronen passieren das BEMC, ohne eine hadronische Wechselwirkung gemacht zu haben, als minimal ionisierende Teilchen [14].

Instrumentiertes Eisen

Das Eisenjoch, das den H1-Detektor umgibt, dient zum einen zur Rückführung des magnetischen Flusses der Spule und zum anderen zur Myonidentifikation und zur Messung von Ausläufern hadronischer Schauer, die nicht vollständig in den „inneren“ Kalorimetern gemessen werden. Dies gilt insbesondere für den Bereich hinter dem BEMC. Das instrumentierte Eisen hat eine oktagonale Form mit einem Außendurchmesser von ca. 9 m. Es besteht aus 10 Lagen mit jeweils 7.5 cm dicken Eisenplatten. In den Zwischenräumen sind Streamerrohrkammern eingebaut. Die Streamerrohre bestehen aus 1 cm² großen Zellen, in deren Mitte ein Anodendraht gespannt ist. Als Influenzelektroden dienen Kupferelektroden, die entweder als Streifen oder als Rechtecke (*Pads*) auf die Kammern aufgebracht wurden. Die Streifenelektroden werden benutzt, um Myonspuren zu rekonstruieren. Hierzu sind - vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen - vor und hinter dem Eisenjoch sowie in dessen Mitte Myonkammern eingebaut, die mit Streifenelektroden ausgelesen werden. Auch die Drahtinformation wird zur Rekonstruktion von Myonen verwendet. Für die kalorimetrische Messung werden die rechteckigen Pads benutzt, mit denen die Kammern in den Eisenschlitzen ausgerüstet sind. Die Pads werden analog ausgelesen, wobei mehrere hintereinander liegende Pads zu *Towern* zusammengefaßt werden. Die Dicke des Eisenjochs entspricht 4.5 Wechselwirkungslängen λ . Die Energieauflösung des instrumentierten Eisens, bei direktem Teilcheneinschlag, beträgt für Hadronen $\sigma/E \approx 1.0/\sqrt{E}$ [GeV] .

Plug-Kalorimeter

Das Plug-Kalorimeter deckt den extremen Vorwärtsbereich ($0.7^\circ < \theta < 3.2^\circ$) ab. Es ist ein Samplingkalorimeter mit Kupfer als Absorber und mit großflächigen Siliziumdioden als aktivem Material. Die Energieauflösung für Hadronen beträgt $\sigma/E \approx 1.5/\sqrt{E}$ [GeV] . In der vorliegenden Analyse wurde das Plug nicht benutzt.

1.2.3 Der Flugzeitähler

Zwei Szintillatorwände, 1.95 m und 2.25 m vom nominellen Wechselwirkungspunkt in negativer z -Richtung entfernt aufgebaut, fungieren als Flugzeitähler. Mit ihnen können Ereignisse verworfen werden, bei denen Proton-Gas- oder Proton-Strahlrohr-Wechselwirkungen außerhalb des H1-Detektors stattgefunden haben. Die Zeitauflösung des Systems beträgt etwa 4 ns. Der Flugzeitähler wird zu Triggerzwecken eingesetzt (siehe Abschnitt 1.2.5).

1.2.4 Das Luminositätssystem

Das Luminositätssystem des H1-Detektors erfüllt mehrere Aufgaben :

- schnelle Messung der Luminosität während der Datennahme
- Nachweis des gestreuten Elektrons in Photoproduktionsereignissen
- Messung von Photonen aus Prozessen mit QED-Strahlung im Anfangszustand

Aufbau:

Das Luminositätssystem besteht aus zwei total absorbierenden Cerenkov-Kalorimetern, dem Elektron-Tagger und dem Photon-Detektor (siehe Abbildung 1.8 und Tabelle 1.1).

Der Elektron-Tagger ist 34 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Elektronen, die mit einem Winkel kleiner als 5 mrad gestreut werden, laufen im Strahlrohr weiter. Durch die Dipolmagneten des Elektronspeicherringes, die als Spektrometer wirken, werden Elektronen, deren Energie kleiner als die Strahlenergie ist, horizontal so abgelenkt, daß sie bei $z = -27.3$ m das Strahlrohr durch ein Fenster verlassen und dann bei $z = -33$ m den Elektron-Tagger treffen können. Der Energiebereich, in dem gestreute Elektronen im Elektron-Tagger nachgewiesen werden können, liegt etwa zwischen 4 und 22 GeV, anderenfalls fliegt das Elektron am Tagger vorbei.

Der Photon-Detektor ist 103 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Photonen vom Wechselwirkungspunkt, die unter kleinem Winkel austreten, laufen in dem Proton-Strahlrohr weiter. Am Ende der geraden Strecke des Proton-Strahlrohres verlassen sie dieses durch ein Fenster und werden im Photon-Detektor nachgewiesen. Um eine definierte Akzeptanz des Photon-Detektors zu erhalten, liegt vor ihm ein Kollimator. Ein $1.5 X_0$ dicker Filter schützt den Detektor vor niederenergetischer Synchrotronstrahlung. Schließlich befindet sich unmittelbar vor dem Photon-Detektor ein Wasser-Cerenkov-Zähler, der als Veto benutzt werden kann, um Ereignisse zu erhalten, bei denen das Photon erst im Photon-Detektor aufschauert.

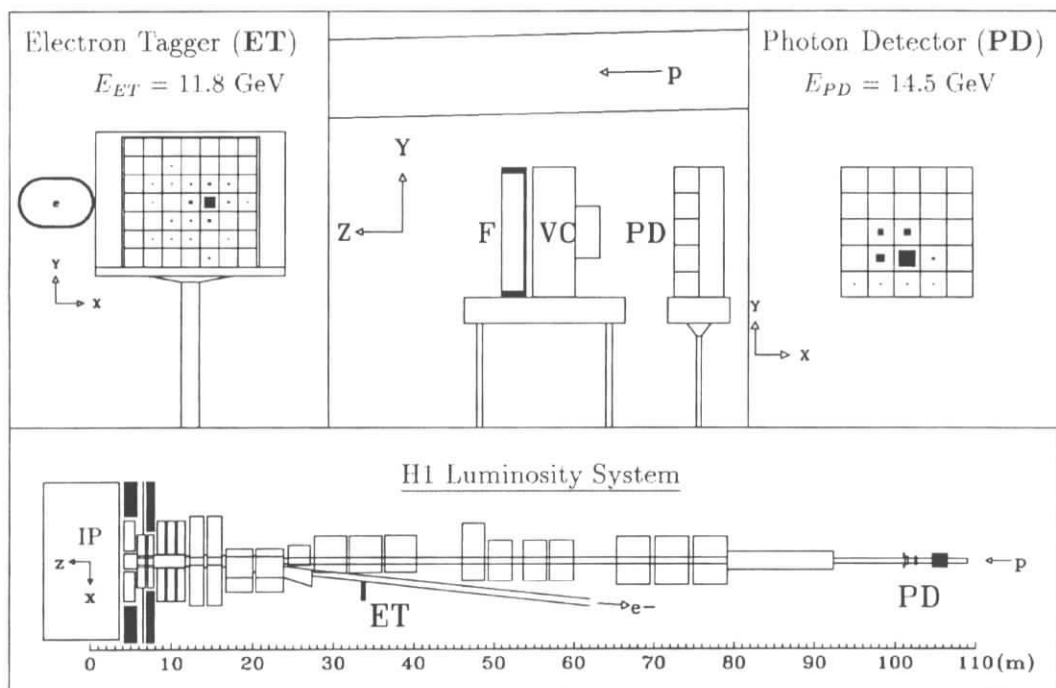


Abbildung 1.8: Das H1-Luminositätssystem mit einem Beispiel eines Luminositätsereignisses.

	Elektron-Tagger	Photon-Detektor
Abstand vom Wechselwirkungspunkt	33.4 m	102.9 m
zugänglicher Energiebereich	0.2 - 0.8 E_γ/E_e	0.004 - 1.0 E_γ/E_e
zugänglicher Winkelbereich vom WWP	0-5 mrad	0-4.5 mrad
laterale Ausdehnung	$154 \times 154 \text{ mm}^2$	$100 \times 100 \text{ mm}^2$
Strahlungslängen	21 X_0	
Energieauflösung	10% $/\sqrt{E} + 1\%$ (E in GeV)	
Ortsauflösung	0.3 - 1.2 mm	
Zeitauflösung	< 3 ns	

Tabelle 1.1: Eigenschaften des Elektron-Taggers und des Photon-Detektors des H1-Luminositätssystems.

Messung der Luminosität:

Die Messung der Luminosität bei HERA erfolgt über den Bremsstrahlungsprozeß $ep \rightarrow e\gamma p$ (Bethe-Heitler-Prozeß). Dieser zeichnet sich durch einen hohen Wirkungsquerschnitt aus, der theoretisch gut zu berechnen ist. Bisher werden bei H1 für die Messung der Luminosität während der Datennahme Ereignisse verwendet, bei denen sowohl das Elektron als auch das Photon aus dem Bremsstrahlungsprozeß nachgewiesen werden. Ist die Akzeptanz für Bremsstrahlungseignisse bekannt und damit der sichtbare Wirkungsquerschnitt σ_{vis} , ergibt sich die Luminosität L aus der Rate R der gemessenen Bethe-Heitler-Ereignisse :

$$L = \frac{R}{\sigma_{vis}} \quad (1.1)$$

Jedoch treten auch Bremsstrahlungsprozesse der Elektronen am Restgas auf, die von den Bremsstrahlungsprozessen an den Strahlprotonen nicht unterschieden werden können. Durch Messung der Bremsstrahlungsrate in den nicht-kollidierenden Elektronpaketen ist es aber möglich, dies zu korrigieren. Mit dem Verhältnis des totalen Stromes der Elektronen I_{tot} zu dem Strom in den nicht-kollidierenden Elektronpaketen I_0 ergibt sich dann die Luminosität aus:

$$L = \frac{R_{tot} - (I_{tot} / I_0) R_0}{\sigma_{vis}} \quad (1.2)$$

Hierbei gibt R_{tot} die total gemessene Rate und R_0 die Rate in den nicht-kollidierenden Elektronpaketen an. Der Fehler in der Messung der integrierten Luminosität für die Datennahmeperiode 1993 lag bei 5%. Der größte Beitrag zur Unsicherheit liegt in der Bestimmung der Akzeptanz des Luminositätssystems für die Bethe-Heitler-Ereignisse, da diese von den Strahlbedingungen abhängen, insbesondere von der Abweichung des Winkels des Elektronstrahls vom nominalen Wert. Dies kann durch die Position der Bremsstrahlungsphotonen im Photon-Detektor überwacht werden.

1.2.5 Der Trigger

Kollisionen des Elektron- und Protonstrahls finden bei HERA unter Sollbedingungen alle 96 ns statt, entsprechend einer Rate von 10.4 MHz. Dabei überwiegen Untergrundereignisse, bei denen Teilchen des Proton- bzw. Elektronstrahls eine Wechselwirkung mit Atomen der Strahlrohrwand bzw. mit Atomen des Restgases ausführen. Eine weitere Quelle von Untergrund ist Synchrotronstrahlung. Die Rate für die Klasse von physikalisch interessanten Ereignissen mit dem größten Wirkungsquerschnitt, der Photoproduktion, ist im Vergleich zu der Rate der Untergrundereignisse um einen Faktor 100 bis 1000 kleiner.

Die an den Trigger gestellten Anforderungen sind zum einen eine gute Separation von physikalisch interessanten Ereignissen und Untergrundereignissen und zum anderen eine geringe Totzeit.

Der Trigger des H1-Experimentes besteht aus vier Ebenen (L1-L4). Während der Datennahmeperiode 1993 waren nur der L1- und L4-Trigger aktiv.

L1-Trigger

Der L1-Trigger [15] ist ein elektronischer Hardware-Trigger, der Trigger-Informationen der verschiedenen Subdetektoren verarbeitet. Jeder Subdetektor liefert mehrere Triggerelemente. Von der zentralen Triggerlogik werden diese mit Hilfe einfacher logischer Verknüpfungen zu sog. Subtriggern (Kombinationen verschiedener Triggerelemente) zusammengefaßt. Die zur Auslese der Signale der Subdetektoren benötigte Zeit ist im allgemeinen wesentlich größer als die Zeit zwischen zwei Strahlkreuzungen. So liegt die maximale Driftzeit in der Jetkammer mit $1\mu\text{s}$ in der gleichen Größenordnung wie die Ladungssammelzeit im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Um Totzeiten zu vermeiden, werden die Signale der verschiedenen Subdetektoren in *Pipelines* geschrieben, so daß die Informationen von verschiedenen Strahlkreuzungen gespeichert werden können.

Von dem L1-Trigger wird nach $2.3\mu\text{s}$ (entsprechend 24 Strahlkreuzungen) die Entscheidung getroffen, ob das Ereignis ausgelesen werden soll oder nicht. Erst nachdem L1 ein Ereignis akzeptiert hat, beginnt die Datenauslese und damit die Totzeit. Subtrigger, die eine zu hohe Totzeit produzieren, können *skaliert* werden. Dies bedeutet, daß nur noch jeder n-te Subtrigger akzeptiert wird.

Einige wichtige L1-Triggerelemente, die für die vorliegende Analyse Bedeutung besitzen, sind:

Flugzeitähler-Trigger

Untergrundereignisse, verursacht durch Strahlwand- oder Strahlgas-Reaktionen des Protonstrahls vor dem H1-Detektor, liefern im Flugzeitähler Signale, die im Mittel 14 ns früher als Signale der ep-Ereignisse aus der Wechselwirkungszone eintreffen. Entsprechend werden von dem Flugzeitähler zwei Zeitfenster ausgelesen: Das „Untergrundfenster“, das Signale von Ereignissen vor dem H1-Detektor enthält und das „Wechselwirkungsfenster“ von Ereignissen aus der ep-Wechselwirkungszone. Ein Ereignis wird verworfen, wenn beide Flugzeitähler einen Eintrag im „Untergrundfenster“ liefern.

z-Vertex-Trigger

Der z-Vertex-Trigger entscheidet, ob ein Ereignis seinen Ursprung in der nominellen Wechselwirkungszone entlang der Strahlachse hat [16]. Hierzu werden die Vieldraht-Proportionalkammern CIP, COP und die ersten Lagen der Vorwärtsproportionalkammern verwendet.

Die Vieldraht-Proportionalkammern bestehen aus 16 identischen ϕ -Segmenten. Innerhalb jedes der ϕ -Segmente werden die Signale, falls es eine Koinzidenz von vier angesprochenen Pads gibt, zu Spuren zusammengefaßt und diese zur Strahlachse extrapoliert (siehe Abbildung 1.9). Die z-Koordinaten der auf die Strahlachse extrapolierten Spuren werden in das sog. z-Vertex-Histogramm eingetragen, sofern sie nicht weiter als 44 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt liegen.

Spuren geladener Teilchen, die vom selben Vertex stammen, ergeben eine Erhöhung im z-Vertex-Histogramm. Zufällige Koinzidenzen führen dagegen zu einer flachen Verteilung. Je nach Signifikanz der Erhöhung werden verschiedene z-Vertex-Trigger ausgelöst. Die minimale Bedingung ist ein Eintrag in dem z-Vertex-Histogramm. Dies liefert das „ $z_{Vertex}t_0$ “-Trigger-Element, das aufgrund der guten Zeitauflösung der Proportionalkammern die Zuordnung des Ereignisses zu einer bestimmten Strahlkreuzung erlaubt.

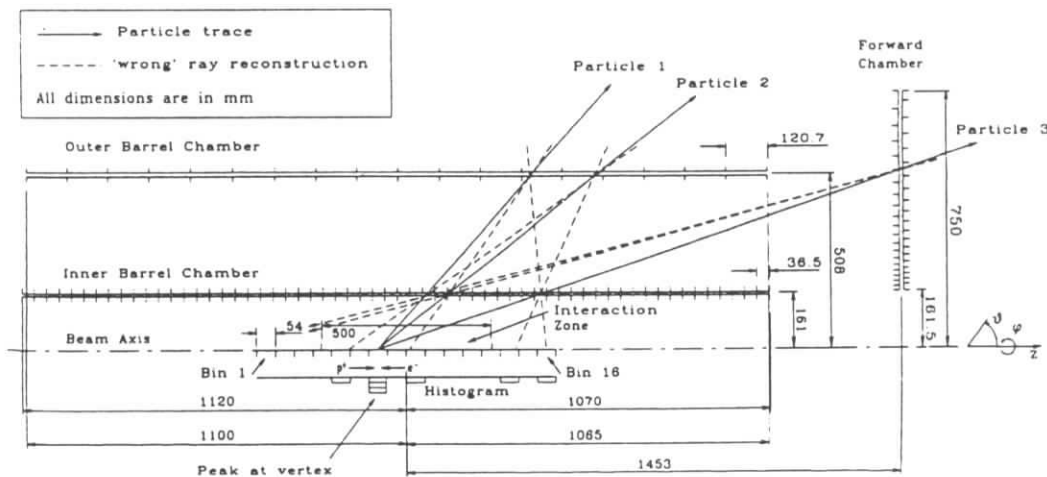


Abbildung 1.9: Veranschaulichung der z-Vertex-Rekonstruktion mit Hilfe des z-Vertex-Histogramms [16].

Driftkammer-Trigger

Der Driftkammer-Trigger (DC- $r\phi$ -Trigger) erkennt Spuren in der $r\phi$ -Projektion, deren Ursprung weniger als 2 cm entfernt von der Strahlachse liegt [17].

Hierzu werden 10 der insgesamt 56 Drahtlagen der Jetkammer verwendet. Wegen der im Vergleich zur Zeit zwischen zwei Strahlkreuzungen großen maximalen Driftzeit in der Jetkammer müssen die Informationen von verschiedenen Strahlkreuzungen berücksichtigt werden. Synchron mit der HERA-Uhr (bzw. der doppelten Frequenz für die inneren Lagen) werden die Signale der Jetkammer in ein Schieberegister geschrieben. Diese Bitmuster werden mit gespeicherten „Masken“ verglichen, die mögliche Bitmuster für Spuren mit einem minimalen Transversalimpuls von 400 MeV enthalten. Dies erlaubt die Unterscheidung von Spuren mit großem und kleinem Transversalimpuls. Für niederenergetische Spuren kann auch das Ladungsvorzeichen er-

kannt werden. Der Driftkammer-Trigger liefert mehrere Triggerelemente, die unterschiedliche Anzahlen von gefundenen Spuren verlangen.

Luminositätssystem-Trigger

Das Luminositätssystem liefert Triggerelemente von dem Elektron-Tagger (etag-Trigger), dem Photon-Detektor und dem Wasser-Cerenkov-Zähler vor dem Photon-Detektor. Ein etag-Trigger bzw. Photon-Detektor-Trigger wird ausgelöst, wenn die deponierte Energie in diesen Detektoren größer als ca. 4 GeV ist. Zum Triggern von Photoproduktionsereignissen wird ein etag-Trigger verlangt, mit der zusätzlichen Bedingung, daß kein Trigger des Photonarms angesprochen hat. Bethe-Heitler-Ereignisse mit Signalen im Elektron-Tagger und im Photon-Detektor werden allein durch das Luminositätssystem verarbeitet, das unabhängig von der H1-Datennahme arbeiten kann.

L4-Trigger

Der L4-Trigger ist ein Software-Trigger, realisiert durch mehrere RISC-Prozessoren, die jeweils ein Ereignis verarbeiten. Auf dieser Triggerstufe stehen sämtliche Rohdaten der Ereignisse zur Verfügung. Die Ereignisse können rekonstruiert werden, teilweise mit Programmen, die auch in der endgültigen Rekonstruktion benutzt werden, oder aber durch spezielle, schnelle Rekonstruktionsalgorithmen. Zum einen werden durch den L4-Trigger die L1-Triggerentscheidungen verifiziert, um Ereignisse auszufiltern, bei denen ein L1-Trigger durch Rauschen o.ä. entstand. In diesem Fall wird das entsprechende Triggerbit zurückgesetzt. Werden alle gesetzten Trigger als falsch erkannt, so wird dieses Ereignis verworfen. Zum anderen werden Ereignisse, die durch kosmische Myonen ausgelöst wurden, zurückgewiesen. Weitere Schnitte werden auf den z-Vertex der Ereignisse vorgenommen, um Untergrundereignisse zu verwerfen. Hierbei werden Informationen der Jetkammer verwendet. Um Untergrundereignisse aus der nominellen Wechselwirkungszone zu erkennen, können einfache kinematische Schnitte vorgenommen werden. Im Jahre 1993 wurden durch den L4-Trigger 83% der Ereignisse verworfen [18][19].

Diejenigen Ereignisse, die der L4-Trigger nicht verwirft, werden aufgezeichnet. Zusätzlich werden zu Kontrollzwecken ein Prozent der vom L4-Trigger verworfenen Ereignisse gespeichert. Die akzeptierten Ereignisse werden von dem Experiment zum DESY-Rechenzentrum über Glasfaserkabel transferiert.

Kapitel 2

Physik quasi-reeller Photonen

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über Theorien und Ergebnisse zur Struktur von hochenergetischen reellen und quasi-reellen Photonen gegeben. Als quasi-reell werden Photonen bezeichnet, deren Virtualität gering ist und die daher in guter Näherung als reell betrachtet werden können. Es werden Resultate aus *fixed target*-Photon-Nukleon-Experimenten und aus Photon-Photon-Streuungen an e^+e^- -Speicherringen beschrieben. Daran anschließend wird die Photo-Produktion bei HERA behandelt.

2.1 Das Vektormeson-Dominanz-Modell

Bei Streuexperimenten von Photonen an Nucleonen zeigte sich schon in den sechziger Jahren, daß sich das Photon ähnlich wie ein Vektormeson verhält. Dem Photon kann also auch eine hadronische Struktur zugeschrieben werden. Eine Erklärung für dieses Verhalten liefert das *Vektormeson-Dominanz-Modell* (VMD-Modell) [20] [21]: Entsprechend der Heisenbergschen Unschärferelation kann ein Photon in ein Vektormeson übergehen, das die gleichen Quantenzahlen wie das Photon besitzt: $J^{PC} = 1^-$. Die drei leichtesten Zustände, in die ein Photon fluktuieren kann, sind die ρ -, ω - und ϕ -Mesonen. Sie werden im einfachen Vektormeson-Dominanz-Modell berücksichtigt. Das „physikalische“ Photon wird dann als eine Superposition dieser Vektormesonen $|\gamma\rangle$ beschrieben:

$$|\gamma\rangle = \sum_{V=\rho,\omega,\phi} \frac{e}{f_V} |V\rangle \quad (2.1)$$

Die Faktoren $(e/f_V)^2 = 4\pi\alpha/f_V^2$ beschreiben die Wahrscheinlichkeit für den Übergang $\gamma \rightarrow V$ und können aus den Zerfallsbreiten $V \rightarrow e^+e^-$ bestimmt werden:

$$\frac{4\pi}{f_V^2} = \frac{3\Gamma_{e^+e^-}}{\alpha^2 m_V} \quad (2.2)$$

Die gemessenen Werte für die leichtesten Vektormesonen betragen: $4\pi/f_\rho^2 = 0.50$; $4\pi/f_\omega^2 = 0.04$; $4\pi/f_\phi^2 = 0.08$ [22]. Es überwiegt also der Beitrag durch ρ -Mesonen.

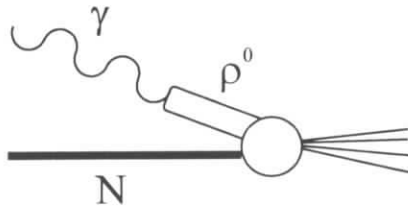


Abbildung 2.1: Veranschaulichung des VMD-Modells: Das Photon geht in ein Vektormeson (z.B. ρ^0) über, das dann mit einem Nucleon wechselwirkt.

Im Rahmen des VMD-Modells kann Photon-Nucleon-Streuung dann ebenso behandelt werden wie die Hadron-Nucleon-Streuung. Der totale γN -Wirkungsquerschnitt ergibt sich im VMD-Modell aus den VN -Wirkungsquerschnitten:

$$\sigma_{VDM}^{\gamma N} = \sum_{V=\rho,\omega,\phi} \frac{\pi\alpha}{f_V^2} \sigma^{VN} \quad (2.3)$$

Fast über den ganzen kinematischen Bereich, der sich in *fixed target*-Experimenten erreichen läßt, erlaubt das VMD-Modell eine gute Beschreibung sowohl des totalen γN -Wirkungsquerschnitts als auch der Photoproduktion von Vektormesonen. Abweichungen von den Vorhersagen des VMD-Modells zeigen sich in *fixed target*-Experimenten erst bei höheren Energien [23].

Bei dem *fixed target*-Experiment WA69 wurde bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu 18 GeV die Streuung von Photonen an einem Wasserstoff-Target untersucht [24]. Zum Vergleich wurden mit dem gleichen Detektor auch Daten mit π - und K-Strahlen entsprechender Energie genommen. Der Verlauf des Wirkungsquerschnittes für geladene Teilchen als Funktion ihres Transversalimpulses ist für Photon- bzw. Hadronstrahlen bis zu einem Transversalimpuls bis ca. 1.6 GeV ähnlich, wie es von dem VMD-Modell vorhergesagt wird (siehe Abbildung 2.2). Oberhalb dieses Wertes fällt der Wirkungsquerschnitt für den Photonstrahl langsamer ab als für den

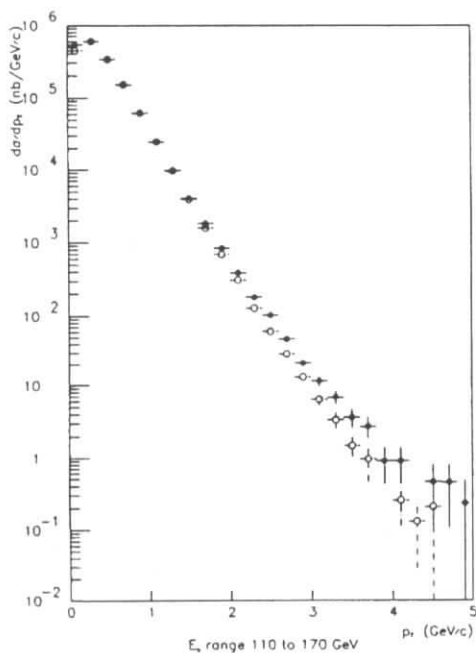


Abbildung 2.2: Inklusiver Einteilchen-Wirkungsquerschnitt in Photon-Proton- (geschlossene Symbole) und Hadron-Proton-Streuung (offene Symbole) bei einer Schwerpunktsenergie von 18 GeV [24].

Hadronstrahl. Dieser Überschuß in der Photon-Nukleon-Streuung im Vergleich zur Hadron-Nukleon-Streuung kann dahingehend interpretiert werden, daß hier das Photon punktförmig und nicht als Vektormeson an das Nukleon koppelt, was für Hadronen nicht möglich ist.

Weitere Aufschlüsse über die Struktur von hochenergetischen quasi-reellen Photonen können aus Experimenten an e^+e^- -Speicherringen gewonnen werden, die im folgenden Abschnitt behandelt werden.

2.2 Strukturfunktionen

Wie in der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung die Struktur der Nukleonen untersucht wird, kann in der e^+e^- -Streuung die Struktur von quasi-reellen Photonen untersucht werden. Dabei dient ein Elektron als Quelle für ein quasi-reelles Photon, das andere Elektron sendet ein virtuelles Photon aus (*single tag*-Bedingung), welches das quasi-reelle Photon abtastet (siehe Abbildung 2.3).

Der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron-Photon-Streuung, ebenso wie die der Elektron-Proton-Streuung, läßt sich - bei Vernachlässigung des Beitrages der schwachen Wechselwirkung - jeweils unter Verwendung zweier Strukturfunktionen F_1, F_2 parametrisieren:

$$\frac{d^2 \sigma^{ep \rightarrow eX}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[xy^2 F_1^p + (1-y)F_2^p(x, Q^2) \right] \quad (2.4)$$

$$\frac{d^2 \sigma^{e\gamma \rightarrow eX}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[xy^2 F_1^\gamma + (1-y)F_2^\gamma(x, Q^2) \right] \quad (2.5)$$

$Q^2 = -q^2 = (k - k')^2$:	negatives Quadrat des Vierer-Impulsübertrags
p	:	Vierer-Impuls des Targets (p bzw. γ)
$x = \frac{Q^2}{2q \cdot p}$:	Bjorken-Skalenvariable
$y = \frac{q \cdot p}{e \cdot p}$:	relativer Energieübertrag

k und k' bezeichnen die Vierervektoren des einlaufenden und des gestreuten Elektrons, p den des Protons oder des quasi-reellen Photons. Die Bjorken-Skalenvariable x entspricht dem Anteil des Viererimpulses des Protons bzw. Photons, der an der Wechselwirkung mit dem virtuellen Photon teilnimmt.

Für Spin 0-Partonen ohne magnetisches Moment wäre $F_1=0$, für Spin $\frac{1}{2}$ Partonen gilt hingegen die Callan-Cross-Relation:

$$F_2(x, Q^2) = 2xF_1(x, Q^2) \quad (2.6)$$

Im *Quark-Parton-Modell* (QPM) wird angenommen, daß Hadronen aus Quarks bestehen. Die Wechselwirkungen der Quarks untereinander werden vernachlässigt. In diesem Fall hängt F_2

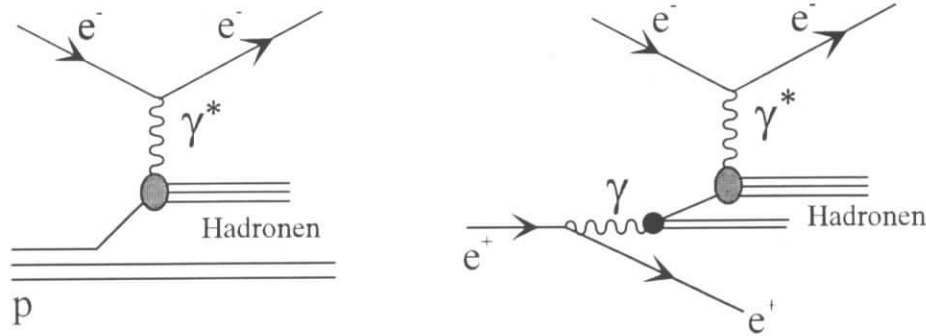


Abbildung 2.3: Tiefinelastische ep-Streuung (links) und tiefinelastische $e\gamma$ -Streuung (rechts)

nur von x und nicht von Q^2 ab (*Bjorken-Skalenverhalten*). Die Strukturfunktion ergibt sich als Summe über die Beiträge aller Quarks und Antiquarks:

$$F_2(x, Q^2) = F_2(x) = \sum_{i=1}^{2n_f} x e_i^2 q_i(x) \quad (2.7)$$

Hierbei bedeutet $q_i(x)$ die Wahrscheinlichkeit für das Auffinden eines Partons der Sorte i und der Ladung e_i mit Impulsanteil x im Proton bzw. Photon. n_f bezeichnet die Anzahl der Quarksorten.

Tatsächlich wird aber eine Abweichung vom Bjorken-Skalenverhalten beobachtet. Die gemessenen Nukleonstrukturfunktionen hängen neben x auch von Q^2 ab. Dies bedeutet anschaulich, daß die Strukturen, die beobachtet werden, von der „Auflösung“, die mit Q^2 zunimmt, abhängen. Mit zunehmendem Q^2 werden die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, „sichtbar“. Für große x (>0.3) nimmt die Strukturfunktion F_2 mit zunehmendem Q^2 ab, da durch Gluonabstrahlungen die effektive Dichte der Quarks verkleinert wird. Bei kleinem x dagegen wächst die Strukturfunktion mit wachsendem Q^2 an, da Quarks und Antiquarks beobachtet werden, die aus Gluonzerfällen stammen. Die Beschreibung der starken Wechselwirkung durch Gluonen ist Gegenstand der *Quantenchromodynamik* (QCD). Im Rahmen der QCD können die Wahrscheinlichkeiten für Gluonabstrahlungen und den Zerfall der Gluonen in zwei Gluonen oder ein Quark-Antiquark-Paar berechnet werden (siehe Abbildung 2.4). Diese Prozesse werden durch die *Splittingfunktionen* beschrieben. Sie beschreiben die Wahrscheinlichkeiten P_{ij} für die Verzweigung eines Partons i mit Impulsanteil x' in ein Parton j mit Impulsanteilen x .

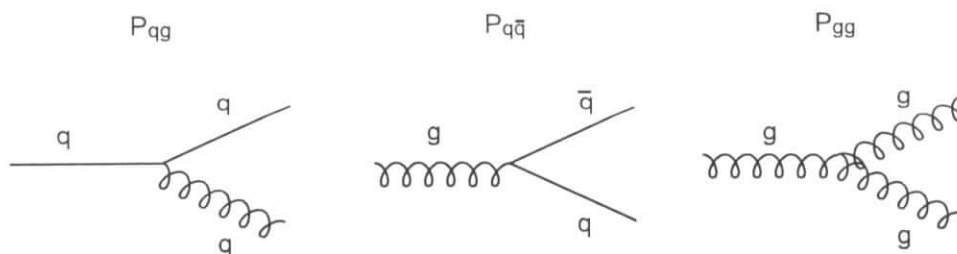


Abbildung 2.4: QCD-Korrekturen, die durch die Splittingfunktionen beschrieben werden.

Die Entwicklung der Quark- und Gluondichten q_i , g als Funktion von Q^2 lassen sich dann näherungsweise durch die Altarelli-Parisi-Entwicklungsgleichungen [25] [26] berechnen:

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \left\{ P_{qq}\left(\frac{x}{x'}\right) q_i(x', Q^2) + P_{qg}\left(\frac{x}{x'}\right) g(x', Q^2) \right\} \quad (2.8)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \left\{ \sum_{i=1}^{2N_f} P_{gq}\left(\frac{x}{x'}\right) q_i(x', Q^2) + P_{gg}\left(\frac{x}{x'}\right) g(x', Q^2) \right\} \quad (2.9)$$

Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieser Gleichungen ist, daß die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s als Funktion von Q^2 klein gegen 1 ist, damit Störungstheorie anwendbar ist.

Sind die Partondichten bei einem Referenzwert Q_0 bekannt, lassen sich die Partondichten bei größeren Impulsüberträgen vorhersagen. Eine Entwicklung zu kleinen Impulsüberträgen ist jedoch nur so lange möglich, bis die Näherung $\alpha_s(Q^2) \ll 1$ ungültig wird.

Nach dem VMD-Modell sollte sich die Photonstrukturfunktion ähnlich wie eine Nukleonstrukturfunktion verhalten. Es besteht aber ein bedeutender Unterschied: Im Gegensatz zu Hadronen können Photonen auch direkt in ein Quark-Antiquark-Paar übergehen (siehe Abbildung 2.5). Diese punktförmige Kopplung wird als *anomales Photon* bezeichnet.

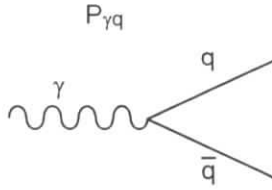


Abbildung 2.5: Punktförmige Kopplung des Photons an ein Quark-Antiquark-Paar (anomales Photon)

Gleichung 2.9 muß nun um die Splitting-Funktion $P_{\gamma q}$ erweitert werden, die die Wahrscheinlichkeit für den punktförmigen Übergang $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ angibt:

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \log Q^2} = P_{\gamma q}(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \left\{ P_{qq}\left(\frac{x}{x'}\right) q_i(x', Q^2) + P_{gq}\left(\frac{x}{x'}\right) g(x', Q^2) \right\} \quad (2.10)$$

Im Gegensatz zum Proton sind die Altarelli-Parisi-Entwicklungsgleichungen für das Photon nun inhomogen. Ihre Lösung ist die Summe einer allgemeinen homogenen Lösung, die den VMD-Anteil repräsentiert und einer speziellen inhomogenen Lösung, welche die punktförmige Kopplung des anomalen Photons beschreibt.

Die Strukturfunktion $F_2^{\gamma, QPM}$ des anomalen Photons läßt sich im Quark-Parton-Modell näherungsweise berechnen [27][28]:

$$F_2^{\gamma, QPM}(x, Q^2) = \frac{3\alpha}{\pi} \sum_{i=1}^{2n_f} x e_{q_i}^2 \left\{ \left[x^2 + (1-x)^2 \right] \ln \frac{Q^2 (1-x)}{m_{q_i}^2 x} + 8x(1-x) - 1 \right\} \quad (2.11)$$

Die Strukturfunktion des Photons zeigt also schon im Quark-Parton-Modell eine Abhängigkeit von Q^2 im Gegensatz zu Hadronstrukturfunktionen, wo eine Abhängigkeit von Q^2 erst durch QCD-Effekte (Gluonen) verursacht wird. Diese positive Skalenverletzung des Photons durch den Beitrag des anomalen Photons erzeugt ein Maximum in der Strukturfunktion bei großem x und eine Zunahme mit Q^2 . Die negative Skalenverletzung bei großem x , wie sie sich in der QCD-Beschreibung hadronischer Strukturfunktionen ergibt, wird im Photon durch den anomalen Anteil überdeckt.

Die bei LEP gemessene Photonstrukturfunktion F_2^γ zeigt Abbildung 2.6. Zu erkennen ist ein deutlich größeres F_2^γ als nach dem VMD-Modell zu erwarten wäre, also ein bedeutender Beitrag des anomalen Photons.

Da bei hohem Q^2 die Strukturfunktion des Photons von dem anomalen Anteil dominiert wird und sich im Grenzfall großer Q^2 der anomale Anteil an der Photonstrukturfunktion in der führenden Ordnung der QCD berechnen läßt, bestand die Hoffnung, mit Hilfe der Messung der Photonstrukturfunktion die Skala der starken Wechselwirkung Λ_{QCD} direkt zu messen.

Es zeigte sich aber, daß diese Vorhersagen des asymptotischen Verhaltens des anomalen Photons für $x \rightarrow 0$ divergieren. Umgehen läßt sich dies nur, wenn der VMD-Anteil, der perturbativ nicht berechenbar ist, mit berücksichtigt wird, was dazu führt, daß die Sensitivität für Λ_{QCD} verloren geht.

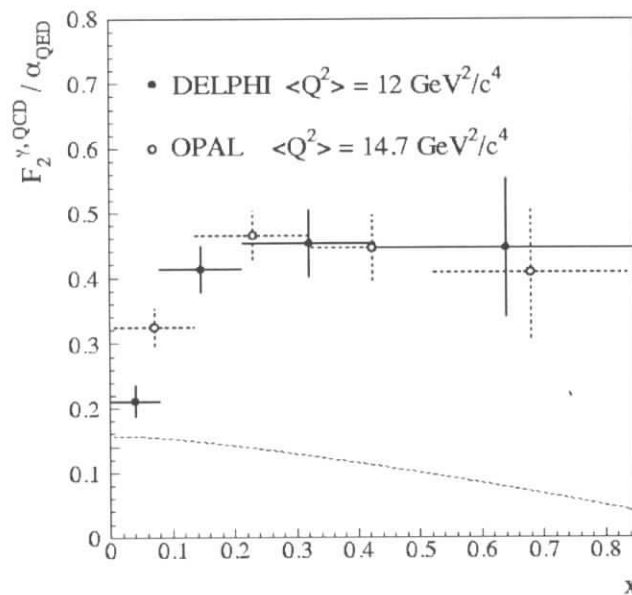


Abbildung 2.6: Gemessene Strukturfunktion F_2^γ des Photons bei LEP. Die Kurve repräsentiert den vom VMD-Modell vorhergesagten Anteil [29][30].

2.3 Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion

Die Photonstrukturfunktion F_2^{γ} setzt sich aus dem (hadronischen) VMD-Anteil und dem (punktförmigen) anomalen Anteil zusammen. Während der Beitrag des anomalen Photons im Prinzip berechenbar ist, erfordert der hadronische VMD-Anteil, wie es allgemein für hadronische Strukturfunktionen gilt, experimentelle Eingabewerte, um die Entwicklung der Partondichten mit Q^2 vorherzusagen.

Zur Beschreibung der Partondichten im Photon werden unterschiedliche Methoden benutzt. Eine Möglichkeit ist die getrennte Parametrisierung von anomalem und VMD-Anteil. Die erste Parametrisierung dieser Art haben Duke und Owens durchgeführt [31]. Die effektive Partondichte ist dann die Summe beider Anteile. Die Trennung von VMD- und anomalem Anteil ist jedoch nicht eindeutig festgelegt. Der Ansatz von Schuler und Sjöstrand [32] benutzt als Kriterium zur Unterscheidung beider Anteile die Masse des primären Quark-Antiquark-Paares, an welches das elementare Photon koppelt. Ist die Masse des Quark-Antiquark-Paares (d.h. der Transversalimpuls p_t in bezug auf die Photonrichtung) klein, so bildet sich ein relativ langlebiger Zustand, der sich zu einem Vektormeson entwickelt und den hadronischen VMD-Anteil repräsentiert. Der anomale Anteil des Photons entspricht dagegen Quark-Antiquark-Paaren mit großen Transversalimpulsen. Dieser Zustand hat eine zu kurze Lebenszeit, um sich zu einem gebundenen hadronischen System zu entwickeln. Jedoch können auch hier Gluonabstrahlungen auftreten. Der Transversalimpuls, der die Grenze zwischen anomalem und VMD-Photon markiert, wird als $p_0 = 0.5 \text{ GeV} = m_\phi/2$ angenommen.

Konventionelle Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion unterscheiden nicht zwischen dem VMD- und dem anomalen Anteil. Vielmehr werden bei der Entwicklung der Partondichten gemäß der für das Photon modifizierten Altarelli-Parisi-Gleichungen beide Anteile zusammen entwickelt. Zusammenfassend werden die beiden Erscheinungsformen des Photons als *aufgelöstes (resolved)* Photon bezeichnet, die Unterscheidung von VMD- und anomalem Photon wird aufgehoben.

Die erste Parametrisierung der Photonstrukturfunktion mit Hilfe der inhomogenen Altarelli-Parisi-Gleichungen wurde von Drees und Grassie vorgenommen (DG) [33]. Ausgehend von einem $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$ wurden die freien Parameter durch Anpassung an 7 Datenpunkten von Pluto vorgenommen. Unter Berücksichtigung aller PETRA-Daten und Daten von PEP und TRISTAN wurden von Levy, Abramowitz und Charchula Parametrisierungen bei $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$ (LAC 3) und bei $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2$ (LAC 1, LAC 2) mit unterschiedlichen Annahmen über das Verhalten des Gluonanteils berechnet [34].

In der Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt (GRV) wurde bei einer niedrigen Skala ($Q_0^2 = 0.25 \text{ GeV}^2$), ausgehend von der Valenzquarkverteilung des Pions, die Partondichte im Photon entwickelt [35]. Sie gingen davon aus, daß bei diesem niedrigen Q^2 die Struktur des Photons und die des Pions identisch sind, der anomale Anteil des Photons hier also zu vernachlässigen sein sollte. Dieser punktförmige Anteil wird dann ausschließlich im Verlauf der Altarelli-Parisi-Entwicklung generiert. Diese Parametrisierung enthält nur einen freien Parameter zur Anpassung an gemessene Daten und stellt somit eine Voraussage des Gluonanteils im Photon dar.

Abbildung 2.7 zeigt verschiedene Parametrisierungen der Partondichten im Photon. Die Unterschiede in dem vorhergesagten Anteil der Quarks, meßbar über F_2^{γ} aus tiefinelastischer $e\gamma$ -Streuung, betragen für die verschiedenen Parametrisierungen ca. 20% für $x_\gamma > 0.05$. Wird hin-

gegen der Gluonanteil betrachtet, zeigen sich wesentlich größere Unterschiede zwischen den Parametrisierungen. Ursache hierfür ist, daß der Gluonanteil in tiefinelastischer Streuung nur indirekt meßbar ist. Weiter gilt, im Gegensatz zu hadronischen Strukturfunktionen, im Falle des Photons wegen des anomalen Anteils keine Summenregel, die den Beitrag der Gluonen einschränkt.

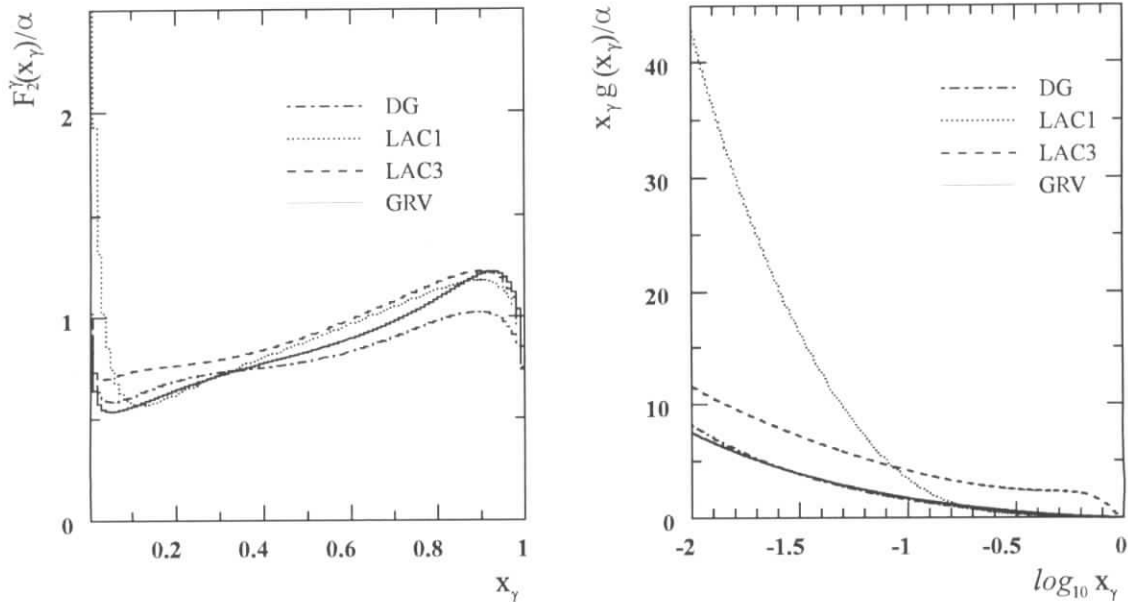


Abbildung 2.7: Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion F_2^γ (links) und der Gluondichte im Photon (rechts) bei $Q^2=75 \text{ GeV}^2$

2.4 Quasi-reelle Photon-Photon-Streuung

Neben der tiefinelastischen $e\gamma$ -Streuung, mit der die Photonstrukturfunktion F_2^γ gemessen wird, kann an e^+e^- -Speicherringen auch die Streuung quasi-reeller Photonen miteinander untersucht werden. Dabei wird verlangt, daß kein gestreutes Elektron oder Positron im Detektor zu finden ist (*no tag*-Bedingung). Im Unterschied zu tiefinelastischer Streuung, bei der nur der Quarkinhalt quasi-reeller Photonen vermessen werden kann, können in quasi-reeller $\gamma\gamma$ -Streuung auch Gluonen aus dem Photon an Wechselwirkungen teilnehmen.

Schon bei den PETRA- und PEP-Experimenten zeigte sich, daß neben den Beiträgen des Quark-Parton-Modells (siehe Abbildung 2.8 a)) und der weichen hadronischen Streuungen, beschrieben im VMD-Modell (siehe Abbildung 2.8 b)), noch ein weiterer Prozeß zur Erklärung der Daten nötig ist [36]. Die Schwerpunktsenergien reichten jedoch nicht aus, um zweifelsfrei Prozesse nachzuweisen, bei denen harte Streuungen der partonischen Komponenten des Photons stattfinden. Diese Prozesse mit aufgelösten Photonen (siehe Abbildungen 2.8 c) und d)) werden durch die QCD-Entwicklungen der Partondichten, wie im letzten Abschnitt erläutert, erwartet. Sie konnten zuerst am e^+e^- -Speicherring TRISTAN bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 58 \text{ GeV}$ nachgewiesen werden [37][38].

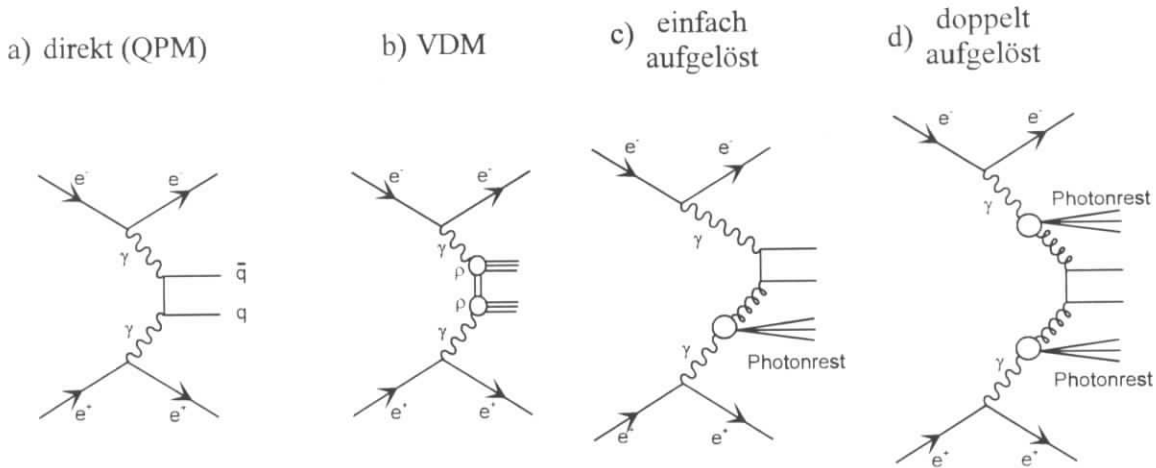
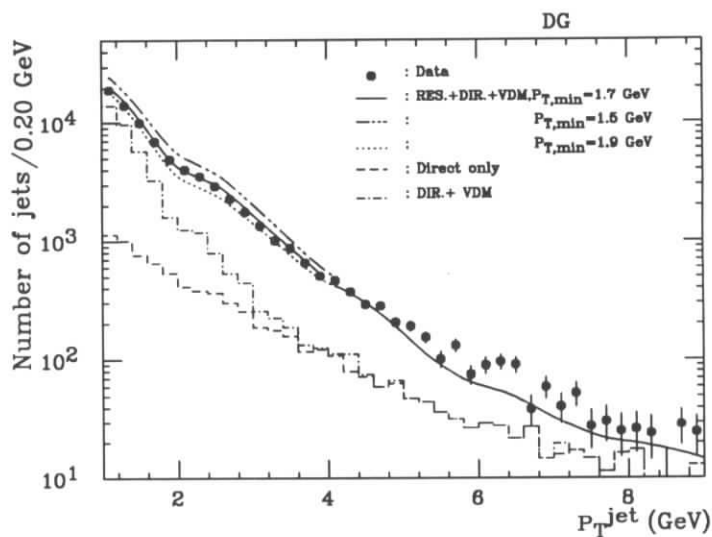
Abbildung 2.8: Beiträge zu quasi-reeller $\gamma\gamma$ -Streuung.

Abbildung 2.9: Verteilung des Jet-Transversalimpulses in Ereignissen der quasi-reellen $\gamma\gamma$ -Streuung, gemessen von der TOPAZ-Kollaboration bei TRISTAN. Der Anteil der Prozesse mit aufgelösten Photonen wurde mit der Parametrisierung von Drees und Grassie für verschiedene Werte von \hat{p}_t^{\min} bestimmt [39].

Im Gegensatz zu tiefinelastischer Streuung, deren Skala durch die Virtualität des ausgetauschten Photons Q^2 festgelegt ist, liegt die Skala der harten Streuung von zwei quasi-reellen Photonen, oder allgemein von zwei Hadronen, nicht fest. Gebräuchlich ist das \hat{p}_t , der Transversalimpuls der auslaufenden Partonen, gemessen in deren Schwerpunktsystem. Da perturbative QCD nicht bis zu beliebig kleinen Impulsüberträgen anwendbar ist, muß, sofern die Streuung perturbativ beschrieben werden soll, ein unterer Abschneidewert \hat{p}_t^{\min} eingeführt werden, dessen Wert aus dem Experiment bestimmt werden muß.

Das von TOPAZ gemessene Jetspektrum zeigt Abbildung 2.9 im Vergleich mit verschiedenen Vorhersagen. Zu erkennen ist, daß der QPM-Anteil zusammen mit dem Beitrag durch weiche VMD-Streuungen (letztere gekennzeichnet durch kleine Impulsüberträge) nicht ausreicht, um die Daten zu erklären. Erst durch Hinzunahme von Prozessen mit aufgelösten Photonen, die

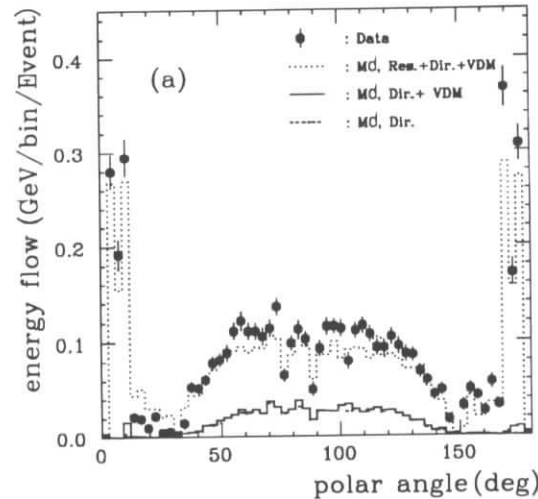


Abbildung 2.10: Energiefluß als Funktion des Polarwinkels ϑ für Ereignisse mit mindestens einem Jet in quasi-reeller Photon-Photon-Streuung, gemessen von TOPAZ [39].

durch die im letzten Abschnitt diskutierten Partondichteverteilungen und die elementaren Parton-Parton-Streuquerschnitte beschrieben werden, können die Daten reproduziert werden.

Für Jets mit Transversalenergien von mehr als 4 GeV ist zur Beschreibung der Daten kein weicher VMD-Anteil nötig.

Charakteristisch für Prozesse mit aufgelösten Photonen ist das Erscheinen eines Photonrestes, bestehend aus den Partonen des Photons, die nicht an der harten Streuung teilnehmen. Dieser Photonrest konnte bei TRISTAN durch die Messung des Energieflusses in der Nähe der auslaufenden Leptonen unter kleinen Winkeln nachgewiesen werden (siehe Abbildung 2.10).

Prozesse mit aufgelösten Photonen stellen bei HERA den Hauptanteil an den harten Photoproduktionsereignissen dar, die bei HERA bei einer um eine Größenordnung höheren Schwerpunktsenergie in der ep-Streuung beobachtet werden können. Die Kinematik der ep-Streuung und Photoproduktion bei HERA werden nun beschrieben.

2.5 Kinematik der ep-Streuung bei HERA

Die Elektron-Proton-Streuung wird durch den Austausch eines virtuellen Eichbosons beschrieben (siehe Abbildung 2.11). Wird ein Photon oder ein Z^0 ausgetauscht, spricht man von Ereignissen des *neutralen Stromes*. In diesen Ereignissen besteht der Endzustand aus dem gestreuten Elektron und einem hadronischen System X.

In Ereignissen des *geladenen Stromes* wird ein W-Boson ausgetauscht und das Elektron geht in ein Neutrino über.

Das Quadrat der Schwerpunktsenergie s ist gegeben durch:

$$s = (k + p)^2 \approx 4E_e E_p \quad (2.12)$$

wobei k den Vierervektor des einlaufenden Elektrons und p den des einlaufenden Protons bezeichnet. Die Massen von Elektron und Proton werden hier vernachlässigt. Bei fester Schwer-

punktsenergie ist die Kinematik durch zwei unabhängige Variable festgelegt. Gewählt werden können z.B. das Quadrat des negativen Impulsübertrages Q^2 und der relative Energieübertrag y , die sich aus der Messung des gestreuten Elektrons folgendermaßen bestimmen lassen:

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(k - k')^2 \approx 4E_e E_e' \cos^2 \frac{\Theta}{2} \quad (2.13)$$

$$y \equiv \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \approx 1 - \frac{E_e'}{E_e} \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad (2.14)$$

k' bezeichnet den Vierervektor des auslaufenden Leptons. E_e und E_e' bezeichnen die Energie des einlaufenden und des gestreuten Leptons, Θ dessen Winkel bezogen auf die Richtung des einlaufenden Protons.

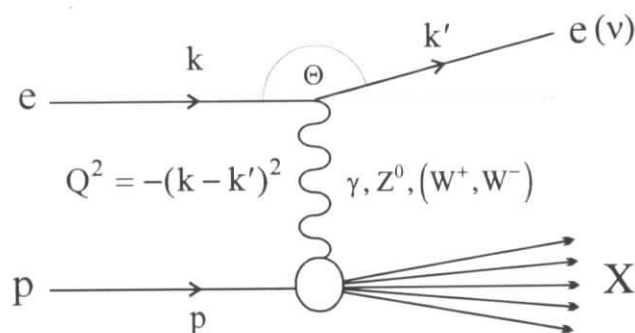


Abbildung 2.11: Elektron-Proton-Streuung bei HERA.

Q^2 kann bei HERA Werte bis zu $s = 87\,000 \text{ GeV}^2$ annehmen. Für große Impulsüberträge ($Q^2 > M_Z^2$) wird der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse des geladenen Stromes mit dem des neutralen Stromes vergleichbar, unterhalb dieses Wertes dominieren Ereignisse des neutralen Stromes mit Photonaustausch.

Die Kinematik kann auch aus dem hadronischen Endzustand bestimmt werden. Dies stellt für Ereignisse des geladenen Stromes die einzige Möglichkeit der Rekonstruktion dar, da das auslaufende Neutrino nicht gemessen werden kann. Nach der Methode von Jaquet-Blondel bestimmen sich y und Q^2 aus den Vierervektoren der Hadronen des Endzustands aus [40]:

$$y_{JB} = \sum_{\text{Hadronen}} \frac{(E - p_z)_{\text{Hadron}}}{2E_e} \quad (2.15)$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{\left(\sum_{\text{Hadronen}} p_i^{\text{Hadron}} \right)^2}{1 - y_{JB}} \quad (2.16)$$

Unter **Photoproduktionsereignissen** werden Ereignisse verstanden, bei denen die Virtualität Q^2 des ausgetauschten Photons klein ist. Photoproduktion wird im nächsten Abschnitt behandelt.

Mit dem Begriff der **tiefinelastischen Streuung** werden bei HERA Ereignisse mit $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ bezeichnet. Diese Grenze ergibt sich durch die Forderung, daß das gestreute Elektron im Hauptdetektor nachgewiesen werden kann. Mit Ereignissen der tiefinelastischen ep-Streuung läßt sich bei HERA die Struktur des Protons bei einer Schwerpunktsenergie untersuchen, die eine Größenordnung höher ist als in bisherigen *fixed target*-Experimenten. Der kinematisch zugängliche Bereich wird zu großen Q^2 ($< 10^5 \text{ GeV}^2$) und kleinen Impulsanteilen x_p ($> 10^{-4}$) erweitert, in denen die Strukturfunktion F_2 gemessen werden kann [41][42]. Die direkte Messung und QCD-Analysen erlauben auch eine Bestimmung des Gluoninhalts des Protons in dem theoretisch interessanten Bereich kleiner x_p .

2.6 Photoproduktion bei HERA

Der Wirkungsquerschnitt der ep-Streuung fällt mit $1/Q^4$ ab. Der überwiegende Anteil der Ereignisse bei HERA stammt also von Prozessen mit kleinem Q^2 , den Photoproduktionsereignissen. Der Elektronenstrahl dient hier als Quelle von quasi-reellen Photonen, deren Wechselwirkungen mit den Protonen untersucht werden können. Während alle Ereignisse mit $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$ der Photoproduktion zugerechnet werden, wird der kinematisch zugängliche Bereich durch die Bedingung, daß das gestreute Elektron im Elektron-Tagger nachgewiesen wird, auf $Q^2 < 10^{-2} \text{ GeV}^2$ und $0.2 < y < 0.8$ eingeschränkt (siehe Abbildung 2.12). Dies entspricht einer γp -Schwerpunktsenergie zwischen $132 < \sqrt{s} < 265 \text{ GeV}$ und ist gleichbedeutend mit einer Photonenergie von bis zu 36 TeV im Schwerpunktsystem des Protons.

Der relative Energieübertrag y geht für $Q^2 \rightarrow 0$ in die einfache Form

$$y = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \quad (2.17)$$

über und beschreibt den Bruchteil der Energie, die das vom Elektron abgestrahlte Photon übernimmt.

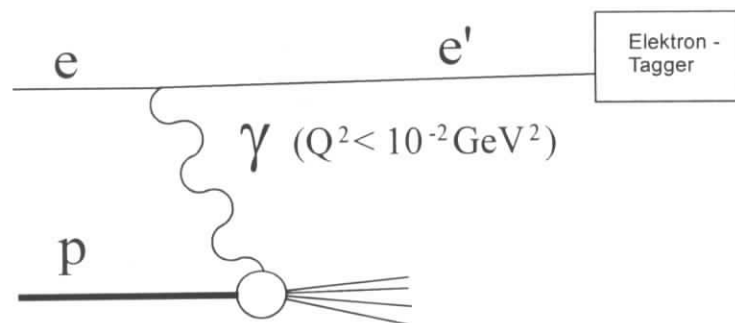


Abbildung 2.12: Photoproduktion in ep-Streuung

Der Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt kann bei kleinem Q^2 mit Hilfe der erweiterten Weizsäcker-Williams-Approximation als Funktion der γp -Wirkungsquerschnitte ausgedrückt werden [43]:

$$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dydQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi} \left(\left(\frac{1+(1-y)^2}{y} - 2 \frac{(1-y)}{y} \frac{Q_{\min}^2}{Q^2} \right) \sigma_T(W, Q^2) + 2(1-y) \sigma_L(W, Q^2) \right) \quad (2.18)$$

$$\text{mit } Q_{\min}^2 = \frac{m_e^2 y^2}{1-y}$$

σ_T und σ_L bezeichnen den Wirkungsquerschnitt für transversal bzw. longitudinal polarisierte virtuelle Photonen. Für sehr kleine Q^2 kann der Beitrag longitudinal polarisierter Photonen σ_L vernachlässigt werden. Der Fehler für $Q^2 < 10^2 \text{ GeV}^2$ beträgt 0.2% [44]. Die Integration über Q^2 liefert dann den Zusammenhang zwischen Elektron-Proton- und Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma_{ep}(y)}{dy} = \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{1+(1-y)^2}{y} \ln \frac{Q_{\max}^2}{Q_{\min}^2} - \frac{2(1-y)}{y} \left(1 - \frac{Q_{\max}^2}{Q_{\min}^2} \right) \right) \sigma_{\gamma p}(y) \equiv f_{\gamma/e}(y) \cdot \sigma_{\gamma p} \quad (2.19)$$

Q_{\max}^2 ist durch die Akzeptanz des Elektron-Taggers gegeben. Der differentielle Wirkungsquerschnitt faktorisiert also in den äquivalenten Photonfluß $f_{\gamma/e}$ und den γp -Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$, so daß statt der ep-Streuung im folgenden die γp -Streuung bei HERA allein betrachtet werden kann.

Der totale Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt bei HERA wird dominiert von Ereignissen mit einer weichen Wechselwirkung, die im Rahmen des VMD-Modells als Streuung eines Vektormesons mit einem Proton verstanden werden kann. In Abbildung 2.13 sind die Hauptbeiträge zum totalen γp -Wirkungsquerschnitt zusammengestellt. Wie auch in Hadron-Hadron-Kollisionen sind in der Photoproduktion bei HERA diffraktive Ereignisse zu beobachten. Diffraktive Ereignisse zeichnen sich durch „Rapiditätsslücken“ im Endzustand aus. Dies sind größere Bereiche im Polarwinkel Θ , in denen kein Energiefluß gefunden wird. Zu diffraktiven Ereignissen gehören elastische Ereignisse, deren Endzustand aus einem Vektormeson und dem Proton besteht. In inelastischen diffraktiven Ereignissen dissoziiert entweder das Proton oder das Vektormeson (einfach dissoziativ) oder beide (doppelt dissoziativ). Die „Rapiditätsslücken“ werden dadurch erklärt, daß zwischen dem Photon und dem Proton ein farbneutrales Teilchen (*Pomeron*) ausgetauscht wird. Der überwiegende Anteil der diffraktiven Ereignisse ist weich und entzieht sich somit einer Beschreibung durch perturbative QCD. Untersuchungen von Ereignissen mit Photodissoziation, die sich durch die Abwesenheit von Energiefluß in einem Kegel um die Richtung des auslaufenden Protons erkennen lassen, zeigen Evidenz dafür, daß auch in diffraktiven Ereignissen harte Streuungen stattfinden können [45][46]. Sie werden als harte Streuung eines direkten oder aufgelösten Photons (siehe unten) mit dem partonischen Pomeron interpretiert.

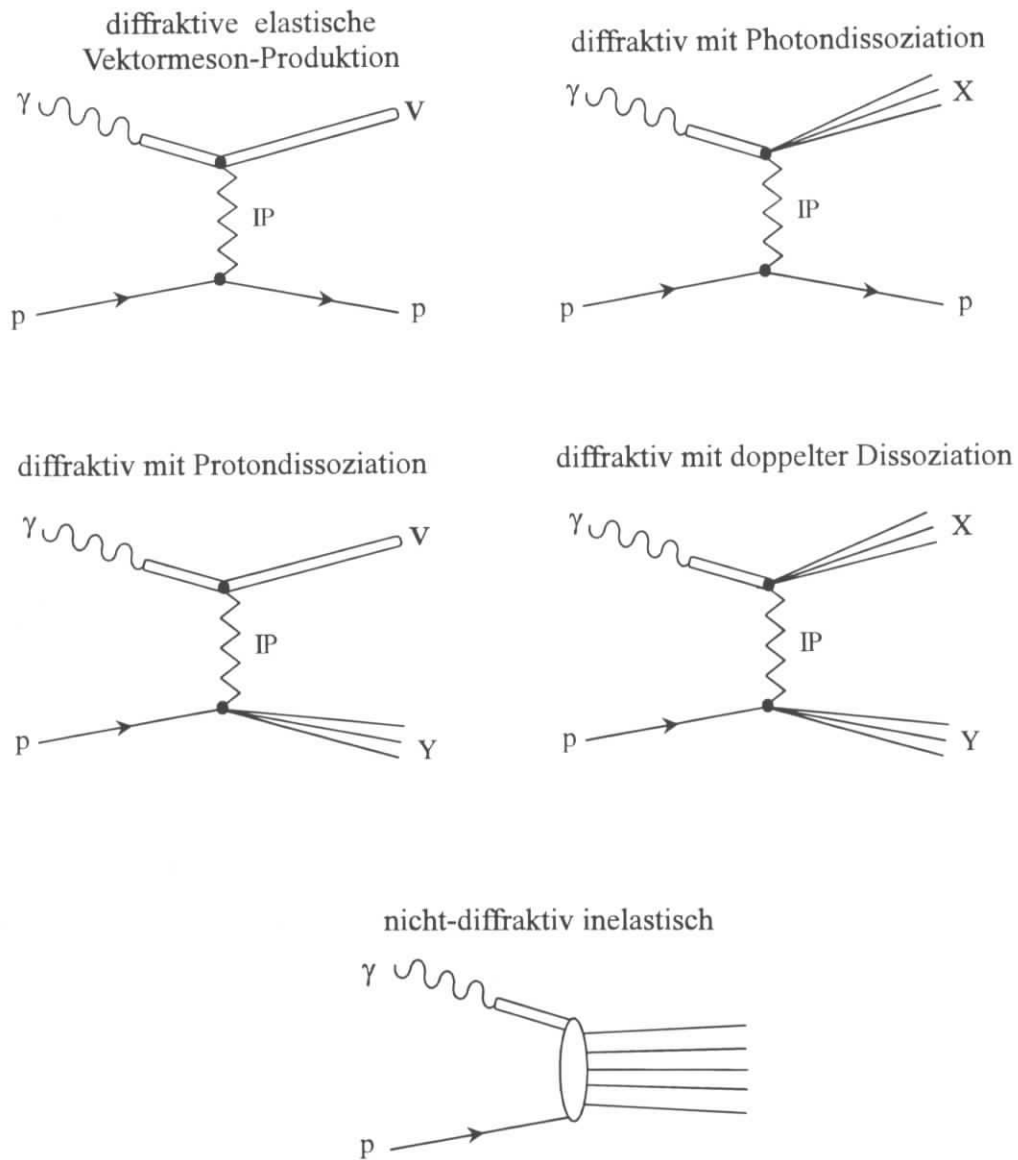


Abbildung 2.13: Einige Beiträge zum totalen γp -Wirkungsquerschnitt. IP kennzeichnet den Austausch von Vakuum-Quantenzahlen.

Der bei H1 gemessene totale γp -Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma_{\gamma p} = 165 \pm 11 \mu\text{b}$ bei einer mittleren γp -Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p} = 200 \text{ GeV}$ [47]. Der Anteil der diffraktiven Ereignisse am totalen γp -Wirkungsquerschnitt beträgt 42%. Die verbleibenden nicht-diffraktiven inelastischen Ereignisse sind größtenteils weichen hadronischen Streuungen zuzuschreiben und enthalten im Endzustand Teilchen mit kleinen Transversalimpulsen ($p_t < 1.5 \text{ GeV}$). Weiche hadronische Streuungen sind durch einen exponentiell abfallenden Einteilchen-Wirkungsquerschnitt gekennzeichnet, während in Prozessen mit harten Wechselwirkungen ein langsamerer Abfall beobachtet wird. Abbildung 2.14 zeigt den von H1 in Photoproduktionsereignissen gemessenen inklusiven Einteilchen-Wirkungsquerschnitt als Funktion des Transversalimpulses p_t . Aus dem Vergleich zu dem ebenfalls dargestellten Verlauf des Wirkungsquerschnittes bei dem WA69-Experiment, dessen Schwerpunktsenergie eine Größenordnung kleiner ist, zeigt sich bei HERA ein deutlich schwächer abfallendes Spektrum. Der Vergleich mit $p\bar{p}$ -Streuung, gemessen bei UA1

bei der gleichen Schwerpunktsenergie von $E_{CMS} \approx 200$ GeV, zeigt weiter, daß γp -Streuung aufgrund der Möglichkeit der anomalen Kopplung härter ist als Hadron-Hadron-Streuung, wie es auch bei der kleineren Schwerpunktsenergie von WA69 gemessen wurde.

Harte Streuung in γp -Ereignissen - der Gegenstand dieser Arbeit - wird im nächsten Abschnitt behandelt.

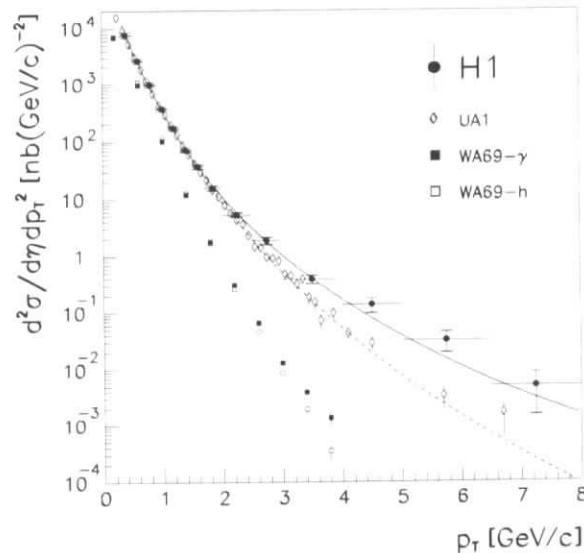


Abbildung 2.14: Inklusiver ep-Wirkungsquerschnitt für geladene Teilchen in Photoproduktionsereignissen bei einer Schwerpunktsenergie $E_{CMS} \approx 200$ GeV im Vergleich mit $p\bar{p}$ -Streuung (UA1) bei der gleichen Schwerpunktsenergie und dem Verlauf des Wirkungsquerschnittes in γp - und Hadron-p-Streuung bei $E_{CMS} = 18$ GeV (WA69). ep-Daten und $p\bar{p}$ -Daten wurden auf den Wert bei $p_T = 1.5$ GeV normiert [48].

2.7 Harte Photon-Proton-Streuung bei HERA

Ein Bruchteil des totalen γp -Wirkungsquerschnitts bei HERA kann auf harte Streuprozesse zurückgeführt werden. Harte Streuprozesse bezeichnen Wechselwirkungen, die zu Partonen mit hohen Transversalimpulsen im Endzustand führen. Sie können im Rahmen der perturbativen QCD berechnet werden. In führender Ordnung liegt den harten Prozessen eine $2 \rightarrow 2$ Parton-Parton oder Photon-Parton-Streuung zugrunde. Die Härte der Wechselwirkung ist hierbei durch den Transversalimpuls der aus der harten Streuung auslaufenden Partonen charakterisiert. Experimentell zu erkennen sind diese Ereignisse durch das Erscheinen von Hadronen mit großen Transversalimpulsen und das Auftreten von Jets. Jets erlauben eine Rekonstruktion der Partonkinematik, was in Kapitel 5 erörtert wird. Zu den harten Prozessen in γp -Streuung tragen bei:

- **Prozesse mit direkten Photonen:** In direkten γp -Prozessen koppelt das Photon unmittelbar an ein geladenes Parton des Protons. Das Photon geht also als Ganzes in die Wechselwirkung ein. Unterschieden wird der QCD-Compton-Prozess $\gamma q \rightarrow qg$ und die Photon-Gluon-Fusion $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$ (siehe Abbildungen 2.15 a) und b)). Der letztgenannte Prozeß liefert den Hauptbeitrag zur Produktion schwerer Quarks bei HERA. Auf Partonebene enthalten direkte γp -Ereig-

nisse die beiden aus der harten Streuung auslaufenden Partonen und die Zuschauerpartonen des Protons, den *Protonrest*. Im hadronischen Endzustand, also nach der Fragmentation der Partonen in beobachtbare Teilchen, sind neben dem Protonrest zwei Jets in Richtung der aus der harten Streuung auslaufenden Partonen zu beobachten.

- **Prozesse mit aufgelösten Photonen:** In Ereignissen mit aufgelösten Photonen nimmt nur ein Bruchteil des Photonimpulses an der harten Wechselwirkung mit dem Proton teil. Das Photon wechselwirkt „indirekt“ mit dem Proton. Es geht vor der Wechselwirkung zunächst in ein Vektormeson (VMD-Photon) oder ein Quark-Antiquark-Paar (anomales Photon) über. Beispiele für Ereignisse mit aufgelösten Photonen sind in Abbildung 2.15 dargestellt. Die an der Streuung nicht beteiligten Partonen des Photons bilden den *Photonrest*, der vorzugsweise in Richtung des einlaufenden Photons weiterfliegt.

Die Topologie eines Ereignisses mit aufgelöstem Photon besteht also aus den beiden aus der harten Streuung auslaufenden Partonen, die im Endzustand zu Jets mit hoher Transversalenergie führen können, und dem Proton- und Photonrest. Der Photonrest kann folglich als topologisches Merkmal dienen, um den Prozeß mit aufgelöstem Photon von dem direkten Prozeß zu unterscheiden.

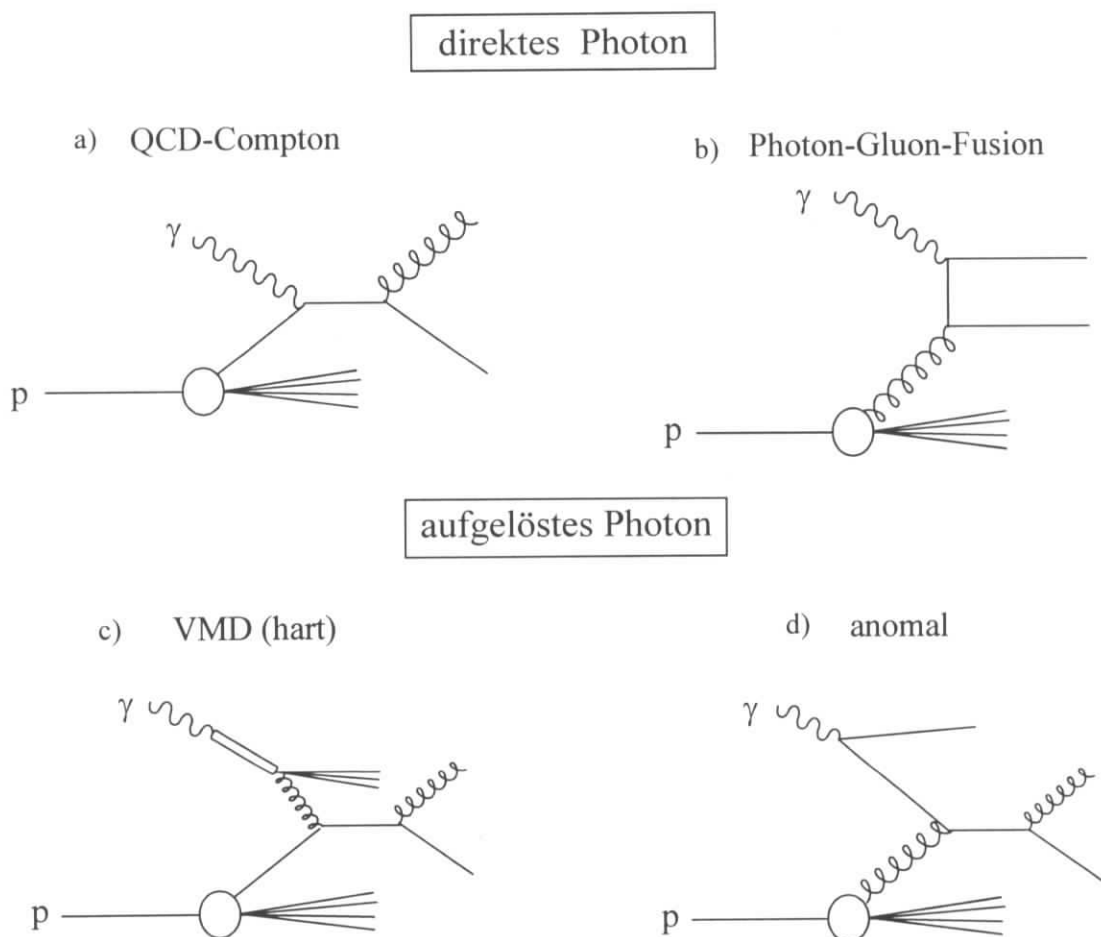


Abbildung 2.15: Prozesse mit direktem Photon: a) QCD-Compton-Streuung b) Photon-Gluon-Fusion und Beispiele von Prozessen mit aufgelösten Photonen: c) VMD-Photon d) anomales Photon.

In führender Ordnung (*leading order* : LO) ist sowohl der γp -Prozeß mit direktem als auch der mit aufgelöstem Photon von der Ordnung $O(\alpha_s \alpha)$ ¹. Beide Prozesse werden durch eine $2 \rightarrow 2$ Photon-Parton- oder Parton-Parton-Streuung beschrieben. In führender Ordnung faktorisiert der Wirkungsquerschnitt in den perturbativ berechenbaren Anteil der elementaren Parton-Parton-Wirkungsquerschnitte $\sigma^{ab \rightarrow cd}$ und in den nicht berechenbaren Anteil, den phänomenologisch zu beschreibenden Partondichten. Für Prozesse mit aufgelösten Photonen gehen hier die Partondichten des Photons f_γ und des Protons f_p ein. Der Wirkungsquerschnitt für Prozesse mit aufgelösten Photonen läßt sich schreiben als (siehe auch Abbildung 2.16):

$$\sigma^{\text{aufgelöst}} = \iiint dx_p dx_\gamma dt f_p^a(x_p, M_p^2) f_\gamma^b(x_\gamma, M_\gamma^2) \frac{d\sigma(x_p, x_\gamma, \mu^2)^{ab \rightarrow cd}}{dt} \quad (2.20)$$

$$\text{mit } t = (p_a - p_c)^2 = (p_b - p_d)^2$$

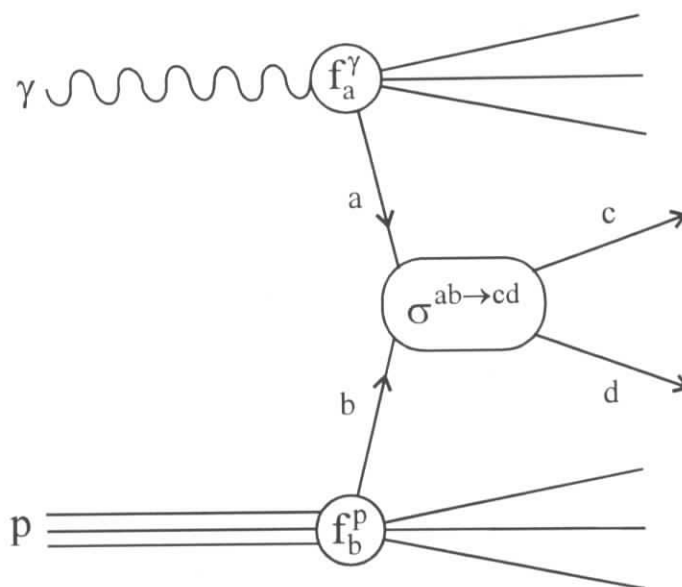
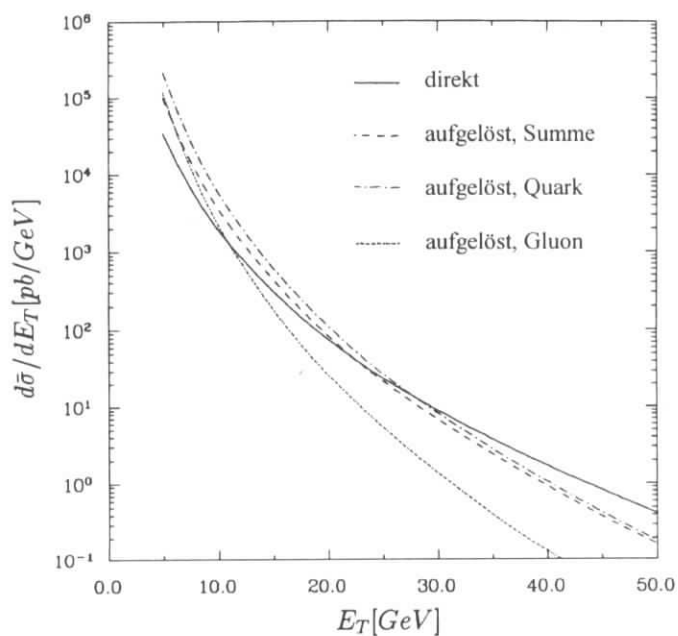
μ kennzeichnet die Renormalisierungsskala, die als Funktion von α_s bei Berechnung der elementaren Parton-Parton-Wirkungsquerschnitte verwendet wird. Die Faktorisierungsskalen M_γ und M_p bezeichnen die Skalen, an denen die Partondichten im Proton bzw. Photon ausgewertet werden. Die Skalen μ , M_γ und M_p liegen, wie bereits erwähnt, nicht eindeutig fest und sind darüber hinaus untereinander nicht notwendigerweise gleich. Eine übliche Wahl ist $\mu = M_\gamma = M_p = \hat{p}_t$, wobei \hat{p}_t den Transversalimpuls der aus der harten Streuung auslaufenden Partonen bezeichnet.

Für Prozesse mit direkten Photonen kann Gleichung 2.20 formal durch die Substitution $f_\gamma^{\text{dir}} = \delta(1 - x_\gamma)$ übernommen werden.

Da in direkten Prozessen das Photon als Ganzes, in Prozessen mit aufgelösten Photonen dagegen nur der Bruchteil x_γ der Energie des einlaufenden Photons an der Streuung teilnimmt, besitzen die aus direkten Prozessen auslaufenden Partonen im Mittel eine höhere Transversalenergie. Abbildung 2.17 zeigt den nach theoretischen Rechnungen in führender Ordnung vorhergesagten Wirkungsquerschnitt als Funktion der Transversalenergie E_t der einzelnen auslaufenden Partonen für direkte und aufgelöste Prozesse. Hierzu wurde die GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon verwendet. Die aufgelösten Prozesse sind noch einmal unterteilt in die Beiträge der Quarks und der Gluonen aus dem Photon. Partonen mit kleinen Transversalenergien stammen größtenteils von Ereignissen mit aufgelösten Photonen, wobei mit zunehmender Transversalenergie der Beitrag der Quarks gegenüber dem der Gluonen ansteigt. Oberhalb von $E_t \cong 25 \text{ GeV}$ überwiegt schließlich der direkte Prozeß.

Prozesse mit aufgelösten Photonen erlauben bei HERA die Untersuchung der hadronischen Struktur quasi-reeller Photonen. Von besonderem Interesse ist der Gluoninhalt des Photons, dessen Parametrisierung – wie bereits erwähnt wurde – mit großen Unsicherheiten behaftet ist. Setzt man den in e^+e^- -Experimenten gemessenen Quarkinhalt des Photons, den Anteil direkter Ereignisse sowie die Partondichte des Protons als bekannt voraus, so kann aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten bei HERA auf den Gluonanteil im Photon geschlossen werden.

¹ Die Partondichten des Photons sind von der Ordnung $O(\alpha/\alpha_s)$

Abbildung 2.16: Kinematik der harten γp -Streuung in niedrigster Ordnung.Abbildung 2.17: Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE$, in niedrigster Ordnung für Partonen aus Prozessen mit direkten und aufgelösten Photonen, letztere unter Verwendung der GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon [49].

Die Impulsanteile x_γ und x_p der an der Streuung teilnehmenden einlaufenden Partonen lassen sich aus den auslaufenden Partonen, sofern sie als masselos angesehen werden, folgendermaßen bestimmen:

$$\text{I} \quad x_p E_p + x_\gamma E_\gamma = E_{\text{parton1}} + E_{\text{parton2}}$$

$$\text{II} \quad x_p P_{zp} + x_\gamma P_{z\gamma} = P_{z\text{parton1}} + P_{z\text{parton2}}$$

$$\text{I+II} \quad x_p = \frac{\sum_{\text{Parton 1,2}} (E + P_z)_{\text{parton}}}{2E_p} = \frac{\sum_{\text{Parton 1,2}} E_i e^{\eta_{\text{parton}}}}{2E_p} \quad (2.21)$$

$$\text{I-II} \quad x_\gamma = \frac{\sum_{\text{Parton 1,2}} (E - P_z)_{\text{parton}}}{2E_\gamma} = \frac{\sum_{\text{Parton 1,2}} E_i e^{-\eta_{\text{parton}}}}{2E_\gamma} \quad (2.22)$$

Hierbei ist η die sogenannte Pseudorapidität, definiert als $\eta := -\ln(\tan(\Theta/2))$. Θ bezeichnet den Winkel, den der Partonimpuls mit der z-Achse einschließt. Wie in Kapitel 5 gezeigt wird, erlauben die in harten γp -Streuungen zu beobachtenden Jets Rückschlüsse auf Richtung und Energie der aus der harten Streuung auslaufenden Partonen. Werden Ereignisse mit zwei Jets betrachtet, so können die Impulsanteile x_p und x_γ näherungsweise rekonstruiert werden.

Die eindeutige Unterteilung der Beschreibung eines Streuprozesses in die elementare Parton-Parton-Streuung einerseits und die Partondichten andererseits, wie es in führender Ordnung möglich ist, wird bei Berücksichtigung höherer Ordnungen (*next to leading order*: NLO) verwischt. Werden $2 \rightarrow 3$ Parton-Parton-Streuungen betrachtet, muß definiert werden, ob z.B. eine Gluonabstrahlung als dem harten Prozeß zugehörig betrachtet wird oder ob sie in den Partondichten subsumiert wird. Die für die $2 \rightarrow 2$ Parton-Parton-Streuungen definierten Impulsanteile x_p und x_γ (siehe Gleichungen 2.21 und 2.22) verlieren in NLO ihre Bedeutung. Auch die Unterscheidung von direkten und aufgelösten Prozessen ist nicht mehr eindeutig. Während in LO beide Prozesse unabhängig voneinander behandelt werden, sind sie in NLO miteinander verknüpft. In NLO-Beiträgen des direkten Photons, bei denen drei Partonen im Endzustand erzeugt werden, treten kollineare Singularitäten auf, wenn ein Quark oder Antiquark in Richtung des einlaufenden Photons fliegt. Prozesse dieser Art sind aber schon in der Partondichte des aufgelösten Prozesses implizit enthalten. Der direkte Prozeß hängt folglich in NLO auch von der Faktorisierungsskala des Photons M_γ ab. Somit sind in NLO aufgelöste und direkte Prozesse miteinander verbunden. In NLO hängt zwar das Verhältnis von direkten zu aufgelösten Prozessen von der Faktorisierungsskala M_γ ab, die Summe beider Prozesse ist jedoch davon unabhängig. Die Skalenabhängigkeit ist so im Vergleich zu LO deutlich reduziert.

Rechnungen von Jet-Wirkungsquerschnitten in NLO stehen zur Verfügung und sagen Unterschiede von 10% bis 30% zwischen LO und NLO vorher [50]. Es steht jedoch bis jetzt kein Monte-Carlo-Generator zur Verfügung, der exakte Rechnungen höherer Ordnungen beinhaltet.

Zur Approximation höherer Ordnungen werden in den zur Verfügung stehenden Monte-Carlo-Generatoren Partonschauer-Modelle benutzt (siehe nächstes Kapitel).

Ein weiterer interessanter Aspekt der harten Photoproduktion mit aufgelösten Partonen ist die Frage, ob neben einer harten Parton-Parton-Wechselwirkung weitere Wechselwirkungen zwischen dem Photon und Proton innerhalb eines Ereignisses stattfinden; denn faßt man das einlaufende Proton und das aufgelöste Photon jeweils als Bündel von Partonen auf, ist es denkbar, daß es zu mehr als einer Parton-Parton-Streuung kommt. In $p\bar{p}$ -Streuexperimenten führte die Berücksichtigung dieser Mehrfachwechselwirkungen zu einer Verbesserung der phänomenologischen Beschreibung der Daten. Da bei HERA neben Prozessen mit aufgelösten Photonen auch direkte Prozesse beobachtet werden können, in denen per definitionem keine Mehrfachwechselwirkungen stattfinden, kann dieser theoretisch wenig gesicherte Bereich im Vergleich beider Arten von Wechselwirkungen untersucht werden. Die Frage, ob Mehrfachwechselwirkungen zur Beschreibung der Daten notwendig sind, steht im Mittelpunkt dieser Arbeit. Mit Hilfe der Messung des Energieflusses außerhalb von Jets werden Modelle getestet, die Mehrfachwechselwirkungen beschreiben. Modelle für Mehrfachwechselwirkungen sind in Monte-Carlo-Generatoren integriert, die im nächsten Kapitel behandelt werden.

Kapitel 3

Ereignisgeneratoren

Um gemessene Ereignisse mit theoretischen Vorhersagen oder Modellen vergleichen zu können, werden Monte-Carlo-Simulationen verwendet. Mit Hilfe perturbativer QCD ist es zwar möglich, harte Parton-Parton-Streuprozesse zu beschreiben, jedoch ist es von der Partonebene noch ein „weiter Weg“ zu den physikalisch beobachtbaren Teilchen. Die Fragmentation der Partonen in stabile Teilchen läßt sich nur phänomenologisch beschreiben. Eine Beschreibung durch perturbative QCD ist aufgrund der hier auftretenden kleinen Impulsüberträge nicht möglich. Außerdem müssen zusätzlich zu der $2 \rightarrow 2$ Parton-Parton-Streuung höhere Ordnungen berücksichtigt werden, um die Ereignistopologie zu beschreiben. Mit wachsender Schwerpunktsenergie steigt der Beitrag dieser Korrekturen an und gewinnt im Vergleich zur Fragmentation zunehmend an Bedeutung. Die exakte Berechnung der entsprechenden Matrixelemente wird jedoch mit zunehmender Anzahl der zu erzeugenden Partonen immer schwieriger, so daß auf Approximationen zurückgegriffen werden muß. In Monte-Carlo-Generatoren erfolgt dies z.B. durch Partonschauer-Modelle. Ein weiterer Punkt, der experimentell wenig gesichert und theoretisch schwer zugänglich ist, sind Mehrfachwechselwirkungen, also das Auftreten von mehr als einer Parton-Parton-Streuung in einer Hadron-Hadron-Streuung. Mehrfachwechselwirkungen müssen auch in γp -Streuungen in Betracht gezogen werden, verhält sich doch das Photon in vielen Streureaktionen wie ein Hadron. Diese zusätzlichen Wechselwirkungen finden nach Definition bei kleineren Impulsüberträgen statt als die härteste Streuung, die das Ereignis als harten Streuprozess klassifiziert. Daher ist es fraglich, ob Mehrfachwechselwirkungen im allgemeinen der perturbativen QCD zugänglich sind oder ob hier auch phänomenologische Modelle angewendet werden müssen. Alle drei eben genannten Punkte haben entscheidenden Einfluß auf die Ereignistopologie von harten γp -Streuprozessen und werden in diesem Kapitel behandelt.

Die Ereignisgenerierung beginnt mit der Abstrahlung eines Photons vom Elektron. Zur Simulation dieses Prozesses wurde das Programm IJRAY [51] benutzt, das auf einer verbesserten Weizsäcker-Williams-Approximation beruht.

Die Simulation der Wechselwirkung des Photons mit dem Proton ist dann Aufgabe eines QCD-Generators. In der vorliegenden Analyse steht dabei der PYTHIA-Generator [52] im Vordergrund. Nur mit diesem Programm wurden Ereignisse generiert, die einer Detektorsimulation unterzogen wurden, um einen direkten Vergleich mit den Daten zu ermöglichen. Weiter wurde mit Hilfe dieser Monte-Carlo-Ereignisse eine Korrektur der Detektoreffekte in den Daten durch-

geführt, so daß ein Vergleich mit Vorhersagen anderer Monte-Carlo-Generatoren für harte γp -Streuungen, dem HERWIG- [53] und dem PHOJET-Generator [54], möglich wurde.

Alle drei Generatoren simulieren Ereignisse mit direkten und aufgelösten Photonen. Sie benutzen zur Generierung der harten Parton-Parton-Streuung Matrixelemente in führender Ordnung. Dabei werden Parametrisierungen der Partondichten des Photons benutzt, die sowohl die Beiträge von VMD- als auch von anomalen Prozessen enthalten. Als Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala wird für alle verwendeten Generatoren \hat{p}_i benutzt. Da der Parton-Parton-Wirkungsquerschnitt für $\hat{p}_i \rightarrow 0$ divergiert, muß ein unterer Abschneidewert \hat{p}_i^{\min} eingeführt werden. \hat{p}_i^{\min} sollte so gewählt werden, daß möglichst keine Ereignisse mit meßbaren Jets, die durch eine minimale Transversalenergie definiert sind, verworfen werden.

Während PYTHIA und HERWIG vornehmlich zur Simulation von harten Streuungen entwickelt wurden, ist Ziel des PHOJET-Generators eine Beschreibung sowohl von harten als auch von weichen γp -Prozessen in einer konsistenten Form. PHOJET basiert auf dem *two component Dual Parton Model* [55], das in dem Generator DTUJET [56] implementiert ist. Letzteres diente ursprünglich zur Beschreibung von weichen hadronischen Streuungen und wurde dann für harte Wechselwirkungen erweitert.

Im Folgenden werden die in Bezug auf diese Arbeit wichtigen Modellannahmen der verwendeten Generatoren kurz diskutiert. Eine Zusammenstellung findet sich in Tabelle 3.1.

PHOJET, PYTHIA und HERWIG verwenden Partonschauer-Modelle als Ersatz für die fehlenden Rechnungen höherer Ordnungen. Partonschauer-Modelle sind Gegenstand des nächsten Abschnitts.

	Partonschauer im Anfangszustand	Partonschauer im Endzustand	Fragmentationsmodell	Wechselwirkung von Photon- und Protonrest
PYTHIA	ja	ja	String	hart (optional)
HERWIG	ja	ja	Cluster	weich (optional)
PHOJET	nein	ja	String	weich und hart

Tabelle 3.1: Eigenschaften der verwendeten Monte-Carlo-Generatoren

3.1 Partonschauer

Der durch perturbative QCD beschriebene harte Streuprozess in γp -Streuung erzeugt in niedrigster Ordnung nur zwei aus der harten Streuung auslaufende Partonen. Das Partonschauer-Modell bietet die Möglichkeit, Prozesse in höherer Ordnung α_s angenähert zu beschreiben. Es basiert auf den QCD-Partonverzweigungen $g \rightarrow gg$, $g \rightarrow q\bar{q}$ und $q \rightarrow qg$, die mit Hilfe der Splittingfunktionen beschrieben werden. Mit diesem Modell können im Prinzip beliebig viele Partonen im Endzustand erzeugt werden. Da das Partonschauer-Modell auf der „leading-logarithm“-Approximation beruht, werden weiche und kollineare Abstrahlungen gut beschrieben. Die Ausweitung zu Abstrahlungen von Partonen mit hohen Transversalimpulsen oder unter großen Winkeln ist dagegen nicht zuverlässig.

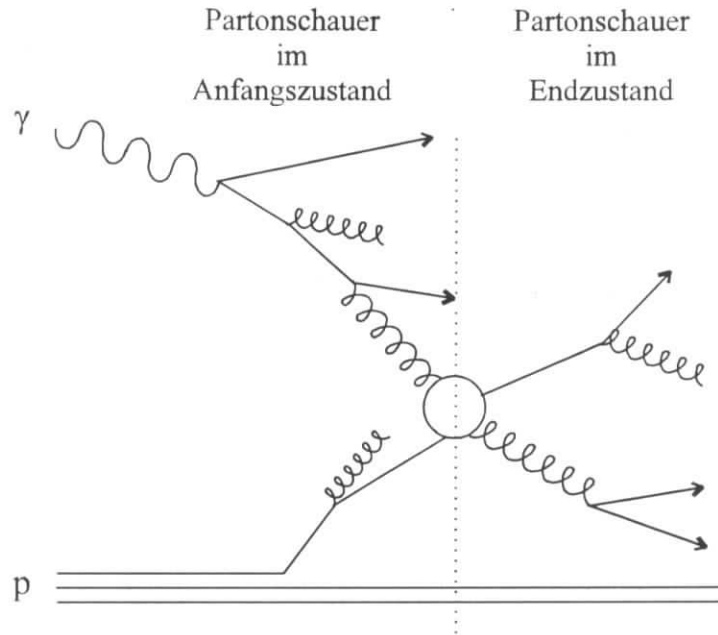


Abbildung 3.1: Veranschaulichung des Partonschauer-Modells am Beispiel eines γp -Ereignisses mit aufgelöstem Photon.

Abbildung 3.1 veranschaulicht das Partonschauer-Modell anhand eines γp -Ereignisses mit aufgelöstem Photon. Das einlaufende Photon spaltet in ein Quark-Antiquark-Paar auf. Eines der beiden Quarks bildet den Photonrest, es ist auf der Massenschale oder zeitartig ($m^2 \geq 0$). Das andere Quark, das den Initiator des Partonschauers im Anfangszustand darstellt, ist dagegen raumartig ($m^2 < 0$). Dieses kann nun weiter verzweigen. Mit jeder Verzweigung nimmt die Virtualität m zu. Die maximale Virtualität trägt das Parton, das an der harten Streuung teilnimmt und den Impulsanteil x_γ des einlaufenden Photons trägt. Analog kann sich auch auf der Protonseite ein raumartiger Schauer ausbilden. Die aus der harten Streuung auslaufenden Partonen können nun jeweils einen zeitartigen Schauer auslösen, wobei hier die Virtualität der Teilchen mit jeder Verzweigung abnimmt. Ist die Virtualität bis ca. 1 GeV^2 abgesunken, ist eine störungstheoretische Behandlung nicht mehr möglich und die Partonen fragmentieren.

Aus technischen Gründen wird für den Partonschauer im Anfangszustand eine Rückwärtsentwicklung vorgenommen. Dies bedeutet, daß zunächst die Kinematik der harten Streuung festgelegt wird. Die in die harte Streuung einlaufenden Partonen werden dann zum Photonvertex bzw. zum Proton zurückverfolgt. Eine Rückwärtsentwicklung wird durch die Partondichteverteilungen ermöglicht, die in diesem Bild eine Summation über alle möglichen Verzweigungen im Anfangszustand enthalten. Der Monte-Carlo-Generator wählt nun einen „exklusiven“ Weg aus, der zu der Kinematik der harten Streuung führt.

Es kann gezeigt werden, daß durch die Bedingung, daß die Emissionswinkel im raumartigen Partonschauer mit jeder Verzweigung zunehmen und im zeitartigen Partonschauer mit jeder Verzweigung abnehmen (*angular ordering*), QCD-Kohärenz-Effekte berücksichtigt werden können. Abstrahlungen außerhalb dieses Bereiches führen zu destruktiver Interferenz.

Der Startpunkt der Schauerentwicklung sowohl im Anfangszustand als auch im Endzustand ist bestimmt durch die maximale Virtualität Q_{max}^2 , welche die Partonen vor bzw. nach der harten Streuung besitzen. Dieser Wert, der die Anzahl der im Verlaufe der Schauerentwicklung abge-

strahlten Partonen maßgeblich beeinflusst, ist nicht eindeutig festgelegt. Um Doppelzählungen zu vermeiden, sollte der maximale Impulsübertrag, der innerhalb des Partonschauers auftritt, kleiner sein als der durch die harte Streuung selbst. Die maximale Virtualität hängt daher von der Härte der Streuung, gegeben durch $Q^2 = \hat{p}_i^2$, ab². Neben der Skala der maximalen Virtualität ergeben sich in Partonschauer-Modellen weitere Unsicherheiten, z.B. durch die Wahl des Argumentes für α_s in der Schauerentwicklung.

Eine ausführliche Beschreibung des im PYTHIA-Programm implementierten Modells zur Generierung von Partonschauern im Anfangszustand findet sich in [57]. Partonschauer im Endzustand werden von dem Programm JETSET [58] generiert, das in PYTHIA und in PHOJET benutzt wird. Im Gegensatz zum PYTHIA-Generator erzeugt der PHOJET-Generator keine Partonschauer im Anfangszustand. Der HERWIG-Generator enthält Partonschauer im Anfangs- und Endzustand, wobei Interferenzen zwischen beiden berücksichtigt werden [59][60]. Weiter sind im HERWIG-Partonschauer-Modell azimutale Korrelationen zwischen den abgestrahlten Partonen aufgrund von Interferenzen und Gluonpolarisation berücksichtigt.

Partonschauer im Anfangszustand führen dazu, daß die in die harte Streuung einlaufenden Partonen einen Transversalimpuls tragen können. Die beiden aus der Streuung auslaufenden Partonen können folglich im Laborsystem einen unterschiedlichen Transversalimpuls besitzen. Außerdem kann den Partonen im Proton und Photon ein intrinsischer Transversalimpuls k_t zugeordnet werden, der ebenfalls zu einer unsymmetrischen Verteilung des Transversalimpulses der Partonen im Endzustand beiträgt. Für die Partonen im Proton wird eine gaußförmige k_t -Verteilung angenommen. In PYTHIA besteht die Option, den Partonen des Photons eine härtere k_t -Verteilung zuzuordnen, um dem größeren intrinsischen Transversalimpuls des anomalen Photons Rechnung zu tragen. Hierzu kann u.a. eine Verteilung der Form $1/(k_t^2 + a^2)$ benutzt werden. Für die in dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse wurde $k_t < 5$ GeV und $a = 0.6$ GeV gewählt. Eine Parametrisierung dieser Form wurde in [61] vorgeschlagen. Die Untersuchung des Photonrestes von der ZEUS-Kollaboration ergab, daß diese Form des intrinsischen Transversalimpulses eine gute Beschreibung der Daten erlaubt, wobei ein Wert von $a = 0.66 \pm 0.22$ GeV gemessen wurde [62].

3.2 Fragmentation

Die Beschreibung des Überganges von farbgeladenen Partonen zu farbneutralen Hadronen kann aufgrund der kleinen involvierten Impulsüberträge nur durch phänomenologische Modelle erfolgen.

Die Lund-String-Fragmentation ist in dem Programm JETSET [58] implementiert, das auch die Erzeugung von Partonschauern im Endzustand übernimmt. JETSET wird von PYTHIA und PHOJET benutzt, während in HERWIG das Cluster-Modell [64] verwendet wird. Beide Fragmentationsmodelle sollen hier kurz veranschaulicht werden.

² In PYTHIA gilt für jede Verzweigung $p_t \leq Q^2/2$. Um sicherzustellen, daß die harte Wechselwirkung härter ist als die Impulsüberträge, die bei den Verzweigungen im Partonschauer auftreten, wird in der Standardeinstellung $Q_{max}^2 = 4 Q_{hard}^2$ gewählt.

3.2.1 String-Fragmentation

Ausgangspunkt des Lund-String-Fragmentationsmodells ist das Farbfeld, das sich zwischen den Quarks ausbildet. Aufgrund der Selbstkopplung der Gluonen ist dieses Feld auf eine Farbflußröhre, den *String*, beschränkt. Strings werden als masselose Gebilde ohne transversalen Freiheitsgrad aufgefaßt. Die aus einer Streureaktion auslaufenden Quarks ziehen den String auseinander (siehe Abbildung 3.2). Die dazu nötige Energie wächst linear mit dem Abstand der Quarks an. Ist die Energie in dem String ausreichend hoch, etwa bei einem Abstand von 2-5 fm, so bricht der String auf und lagert ein Quark-Antiquark-Paar aus dem Vakuum an. Die neu entstandenen Strings können nun ihrerseits aufbrechen. Mesonen bilden sich, wenn die Energie in einem String zum Aufbrechen nicht mehr ausreicht. Die Bildung von Baryonen läßt sich in diesem Modell durch die Anlagerung eines Diquark-Antidiquark-Paares aus dem Vakuum beschreiben.

Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares mit den Massen m_q und Transversalimpulsen p_t ist gegeben durch:

$$\exp\left(\frac{-\pi m_q^2}{\kappa}\right) \exp\left(\frac{-\pi p_t^2}{\kappa}\right) \quad (3.1)$$

mit der Stringkonstanten $\kappa = 1 \text{ GeV}/\text{fm}$. Das Spektrum des Transversalimpulses p_t , das durch die Fragmentation erzeugt wird, ist also flavourunabhängig und durch eine Gaußverteilung gegeben. Eine Breite der Gaußverteilung von $\sigma = 350 \text{ MeV}$ liefert die beste Anpassung an experimentelle Verteilungen.

Gluonen werden im String-Modell als Anregungen behandelt. Sie erzeugen „Knicke“ in den Strings (siehe Abbildung 3.3). Der String reißt nun entlang der Quark-Gluon- und der Antiquark-Gluon-Richtung auf. Dies führt zu einer asymmetrischen Verteilung der Hadronen im Endzustand. Die Teilchendichte zwischen den Quarkjets untereinander ist geringer als zwischen den Quark- und Gluonjets. Dieser vom String-Modell vorhergesagte „Stringeffekt“ wurde experimentell zuerst von der JADE-Kollaboration beobachtet.

Das String-Modell erfordert eine Fragmentationsfunktion, die die Aufteilung der Energie

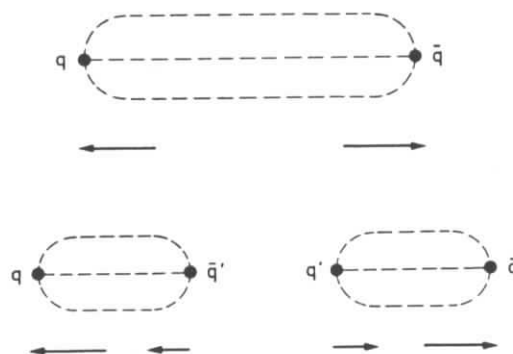


Abbildung 3.2: String-Fragmentation: Aufbrechen eines Strings durch Anlagerung eines Quark-Antiquark-Paares. Die Pfeile deuten die Impulse der Quarks und Antiquarks an (aus [63]).

und des longitudinalen Impulses zwischen Strings und Hadronen beschreibt. Diese Fragmentationsfunktion enthält zwei freie Parameter, die durch experimentelle Anpassung bestimmt werden müssen.

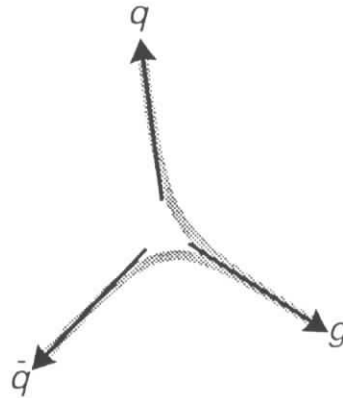


Abbildung 3.3: Fragmentation von Gluonen im String-Modell

3.2.2 Cluster-Fragmentation

Das Cluster-Fragmentationsmodell [64] wird in dem HERWIG-Generator verwendet. In diesem Modell zerfallen nach der Partonschauer-Entwicklung zunächst die Gluonen nicht-perturbativ in Quark-Antiquark-Paare. Danach anschließend werden aus den Quarks und Antiquarks farbneutrale Cluster gebildet (siehe Abbildung 3.4).

Cluster oberhalb einer maximal zulässigen Masse zerfallen über Bildung eines Quark-Antiquark-Paares in leichtere Cluster. Hadronen entstehen durch einen isotropen Zweikörperzerfall der Cluster. Baryonen werden durch Zerfall der Gluonen in Diquark-Antidiquark-Paare und anschließenden Clusterzerfall erzeugt. Der Transversalimpuls der Hadronen ergibt sich in diesem Modell durch die im Clusterzerfall frei werdende Energie. Das Cluster-Modell benötigt keine Fragmentationsfunktion und enthält daher weniger anzupassende Parameter als das String-Modell.

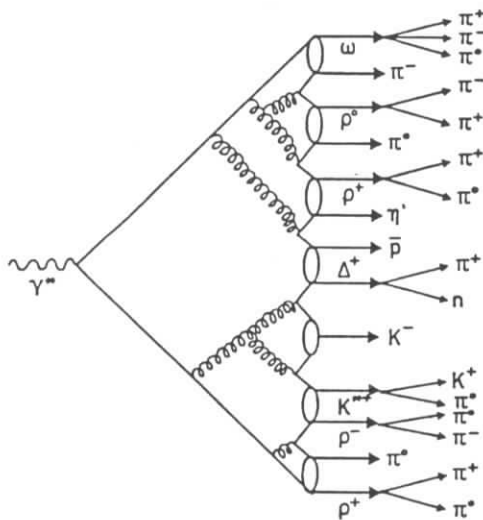


Abbildung 3.4:
Fragmentation durch Clusterzerfall

3.3 Mehrfachwechselwirkungen

Bei der Wechselwirkung zweier Hadronen sollten, da beide einlaufende Teilchen aus mehreren Partonen bestehen, neben einer Parton-Parton-Streuung weitere Wechselwirkungen möglich sein. Eine Möglichkeit, diese Art von Ereignissen nachzuweisen, ist die Untersuchung von 4-Jet-Ereignissen in Hadron-Hadron-Streuungen. Die Ergebnisse dieser Untersuchung an $p\bar{p}$ -Beschleunigern sind jedoch nicht widerspruchsfrei. Während die ASF-Kollaboration bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 63$ GeV starke Evidenz für doppelte Parton-Parton-Streuung sah [65], konnte die UA2-Kollaboration dieses Ergebnis bei $\sqrt{s} = 630$ GeV nicht verifizieren [66]. Hier konnte die 4-Jet-Rate allein der doppelten QCD-Bremstrahlung zugeschrieben werden. Neuere Ergebnisse von CDF bei $\sqrt{s} = 1.8$ TeV zeigen, daß durch die Beimischung eines kleinen Anteils (ca. 10%) von Ereignissen mit doppelter Parton-Parton-Streuung zu denen mit doppelter Bremstrahlung in der Monte-Carlo-Simulation eine bessere Beschreibung einiger topologischer Eigenschaften der 4-Jet-Ereignisse erreicht werden kann [67]. Abschätzungen für LHC-Energien ergeben, daß der dominante Beitrag für 4-Jet-Ereignisse von doppelter Parton-Parton-Streuung stammen wird.

Finden in einem Ereignis neben einer harten Parton-Parton-Streuung weitere Wechselwirkungen statt, so werden diese im allgemeinen nicht zu Jets führen. Per Definition wird die Wechselwirkung mit dem höchsten Impulsaustausch als „erste“ Parton-Parton-Wechselwirkung gekennzeichnet. Die Wahrscheinlichkeit, daß bei einer zweiten Streuung ebenfalls große Impulsüberträge auftreten, ist gering, da der Wirkungsquerschnitt stark mit zunehmendem Impulsübertrag abfällt. Das Vorhandensein von mehreren Wechselwirkungen wird daher zu einer Erhöhung der Teilchenmultiplizität und des Energieflusses führen. In der Tat liegt das Niveau des Energieflusses außerhalb von Jets in hochenergetischen $p\bar{p}$ -Kollisionen oberhalb des von QCD-Rechnungen erwarteten Wertes [68]. Modelle, die Mehrfachwechselwirkungen simulieren, führen zu einer Verbesserung der Beschreibung des hadronischen Endzustandes von $p\bar{p}$ -Ereignissen [4][69].

Aufgrund der Analogie von Hadron-Hadron-Streuung und γp -Streuung sollte auch bei HERA die Beobachtung von mehrfachen Wechselwirkungen in Ereignissen mit aufgelösten Photonen möglich sein [3].

Die in den zur Verfügung stehenden Monte-Carlo-Generatoren implementierten Modelle zur Simulation von Mehrfachwechselwirkungen beruhen auf Anpassungen an $p\bar{p}$ -Experimente, können aber ohne weiteres auf γp -Streuung angewendet werden. Diese recht unterschiedlichen Modelle werden nun erörtert.

3.3.1 Mehrfachwechselwirkungen in PYTHIA

In diesem Modell werden die zusätzlichen Wechselwirkungen, wie auch die „erste“, härteste Streuung, durch Parton-Parton-Streuprozesse im Rahmen der perturbativen QCD beschrieben [4].

Die in den zusätzlichen Streuungen erzeugten transversalen Partonimpulse sind typischerweise klein. Daher ist es notwendig, den zulässigen minimalen Transversalimpuls, der in dem Modell ohne Mehrfachwechselwirkungen durch \hat{p}_t gegeben ist, zu kleineren Werten zu erweitern. Hierfür wird der Abschneidewert p_t^{min} eingeführt, der den minimalen Transversalimpuls der Partonen aus den zusätzlichen Wechselwirkungen kennzeichnet. Es muß berücksichtigt wer-

den, daß bei einem kleinen Abschneidewert p_i^{mia} der Parton-Parton-Wirkungsquerschnitt σ_{Parton} den gesamten nicht-diffraktiven Wirkungsquerschnitt σ_{nd} übersteigen kann. Werden aber mehrere Parton-Parton-Wechselwirkungen in einer Hadron-Hadron-Streuung zugelassen, erwächst hieraus kein Widerspruch. Die mittlere Anzahl von Wechselwirkungen pro Ereignis mit $\hat{p}_i > p_i^{mia}$ ist dann gegeben durch:

$$\langle n \rangle = \frac{\sigma_{Parton}(p_i^{mia}, s)}{\sigma_{nd}(s)} \quad (3.2)$$

Der mathematische Rahmen, der die Verteilung einer variierenden Anzahl von Wechselwirkungen pro Ereignis beschreibt, wird als *Unitarisierung* bezeichnet. Diese führt zu einer Dämpfung des Wirkungsquerschnittes für kleine \hat{p}_i , wohingegen große \hat{p}_i davon unbeeinflusst bleiben. Technisch wird die Unitarisierung in PYTHIA nur dann durchgeführt, wenn der Abschneidewert \hat{p}_i^{min} , der die Skala der härtesten Streuung charakterisiert, auf Null gesetzt wird. In diesem Fall gilt auch für die „erste“, härteste Streuung $\hat{p}_i > p_i^{mia}$.

In der einfachsten Form des Modells für mehrfache Wechselwirkungen wird angenommen, daß die paarweisen Wechselwirkungen zwischen den Partonen unabhängig voneinander stattfinden. Die Anzahl der Wechselwirkungen pro Ereignis ist dann durch eine Poisson-Verteilung gegeben. In einem Bruchteil $\exp(-\langle n \rangle)$ der Ereignisse findet dann keine harte Streuung mit $\hat{p}_i > p_i^{mia}$ statt. Diese repräsentieren nicht perturbativ zu beschreibende Streuungen ohne harte Wechselwirkung.

In den Ereignissen mit einer oder mehreren harten Streuungen mit $\hat{p}_i > p_i^{mia}$ wird nur für die härteste Wechselwirkung die oben beschriebene Partonschauer-Entwicklung vorgenommen. Die aus dieser Streuung auslaufenden Partonen werden durch Strings mit dem Proton- oder Photonrest verbunden. Die zusätzlichen Wechselwirkungen von Photon- und Protonrest werden, ebenso wie die härteste Streuung, unter Verwendung der Partondichteverteilungen generiert. Um die in den vorher stattgefundenen Streuungen verbrauchte Energie zu berücksichtigen, wird statt des Impulsanteiles x_n für die n-te Streuung der größere Wert x'_n verwendet:

$$x'_n = \frac{x_n}{1 - \sum_{i=1}^{n-1} x_i} \quad (3.3)$$

Diese Methode stellt eine Unsicherheit in dem Modell dar. Diese ist aber nicht zu umgehen, da keine Parametrisierung der Partondichten existiert, die die Wahrscheinlichkeit für das gleichzeitige Auffinden mehrerer Partonen beschreibt.

Der entscheidende freie Parameter in dem PYTHIA-Modell mit Mehrfachwechselwirkungen ist der Abschneidewert p_i^{mia} . Der Standardwert in dem Programm ist $p_i^{mia} = 1.45$ GeV. Dieser Wert ergab die beste Übereinstimmung der Multiplizität geladener Teilchen bei $p\bar{p}$ -Experimenten. Neuere Ergebnisse ergeben für $p\bar{p}$ -Streuungen eine verbesserte Beschreibung, wenn für p_i^{mia} eine leichte Abhängigkeit von der Schwerpunktennergie eingeführt wird. Bei $\sqrt{s} = 200$ GeV gilt demnach $p_i^{mia} > 1.3$ GeV, bei $\sqrt{s} = 900$ GeV dagegen $p_i^{mia} > 1.45$ GeV [32].

In dem oben beschriebenen einfachen Modell zur Simulation von Mehrfachwechselwirkungen wird davon ausgegangen, daß die paarweisen Wechselwirkungen unabhängig voneinander

stattfinden. Es besteht aber auch die Option, Mehrfachwechselwirkungen mit variierendem Stoßparameter zu generieren. Die diesem Modell zugrundeliegende Idee ist, daß bei einer Streuung mit kleinem Stoßparameter, also klassisch geringem Abstand der Teilchen, die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachwechselwirkungen größer sein sollte als bei größerem Abstand der Streuzentren. Dies führt im Vergleich zum einfachen Modell zu einer größeren Fluktuation in der Zahl der Wechselwirkungen.

3.3.2 Das *soft underlying event* in HERWIG

Während in PYTHIA die Wechselwirkungen von Photon- und Protonrest durch harte Parton-Parton-Streuung beschrieben werden, kann bei HERWIG eine weiche Wechselwirkung von Photon- und Protonrest simuliert werden. Das Modell des sog. *soft underlying event* (SUE) überlagert der harten Streuung eine weiche Streuung der *Beamcluster*, bestehend aus den Zuschauerpartonen des Photons bzw. Protons [60].

Die Parametrisierungen für die weichen hadronischen Streuungen basieren auf dem $p\bar{p}$ -Simulationsprogramm von UA5 [70], das in HERWIG um die Cluster-Fragmentation erweitert wurde. Die Anzahl zusätzlicher Teilchen, die durch das SUE erzeugt werden, wird aus der Parametrisierung der Teilchenmultiplizität in weichen $p\bar{p}$ -Ereignissen bestimmt. Hierzu werden zusätzliche Cluster erzeugt, bis die gewünschte Multiplizität nach der Fragmentation erreicht werden kann. Die Multiplizität hängt dabei von der verbleibenden Schwerpunktsenergie von Photon- und Protonrest ab. Die Transversalimpulse der erzeugten Teilchen sind klein und haben ein für weiche Streuungen typisches exponentiell abfallendes Spektrum. Als wichtigster freier Parameter geht in dieses Modell die Häufigkeit von Ereignissen, in denen ein SUE simuliert wird, ein. Weiter kann die Teilchenmultiplizität dadurch erhöht werden, daß die einer höheren Schwerpunktsenergie zugeordnete Teilchenmultiplizität verwendet wird.

3.3.3 Mehrfachwechselwirkungen in PHOJET

In PHOJET werden sowohl weiche als auch harte Wechselwirkungen zwischen dem Photon- und Protonrest simuliert [71]. Harte Streuungen werden für $\hat{p}_t > 3 \text{ GeV}$ generiert. Dies gilt sowohl für die härteste Streuung als auch für die weiteren Wechselwirkungen. Die weichen zusätzlichen Wechselwirkungen werden durch Strings zwischen den Seequarks im Photon und Proton simuliert. Das Spektrum der Transversalimpulse der an den weichen Streuungen beteiligten Partonen hat die Form:

$$\frac{dN_{\text{weich}}}{dp_t} \approx \exp(-\beta \cdot p_t) \quad (3.4)$$

Um einen fließenden Übergang von weichen zu harten Streuungen zu erreichen, wird der Steigungsparameter β so gewählt, daß gilt:

$$\left. \frac{dN_{\text{weich}}}{dp_t} \right|_{p_t=3\text{GeV}} = \left. \frac{dN_{\text{hart}}}{dp_t} \right|_{p_t=3\text{GeV}} \quad (3.5)$$

Dieses Verfahren führt zu einer reduzierten Abhängigkeit vom Abschneideparameter \hat{p}_t^{min} . In PHOJET wird ein Unitarisierungs-Schema verwendet, um die Häufigkeit von weichen und

harten Wechselwirkungen zu bestimmen. Für die Anpassung der freien Parameter des PHOJET-Modells wurde u.a. der bei HERA gemessene inelastische γp -Wirkungsquerschnitt verwendet. Das Ergebnis der Anpassung hängt dabei im Prinzip auch von den angenommenen Partondichteverteilungen im Photon und Proton ab.

3.4 Monte-Carlo-Datensätze

Wie bereits erwähnt, steht in dieser Analyse zunächst der Vergleich der Vorhersagen des PYTHIA-Generators mit den Daten im Vordergrund. Mit diesem Generator wurden Monte-Carlo-Datensätze erzeugt, die einer vollständigen Detektorsimulation unterzogen wurden. Diese Aufgabe übernimmt das Programm HISIM, das auf dem Simulationspaket GEANT [72] basiert.

Mit PYTHIA Version 5.6 wurden Ereignisse mit direkten und mit aufgelösten Photonen erzeugt. Prozesse mit aufgelösten Photonen wurden sowohl mit als auch ohne Mehrfachwechselwirkungen simuliert.

Für die Partondichten im Photon und im Proton wurde die GRV-Parametrisierung in führender Ordnung benutzt [35][73]. Bis auf die Verteilung des intrinsischen Transversalimpulses im Photon (s.o.) wurden für diese Datensätze die Standardeinstellungen beibehalten. Für den Datensatz ohne Mehrfachwechselwirkungen betrug $\hat{p}_i^{\text{min}} = 4$ GeV, für den mit Mehrfachwechselwirkungen wurde $\hat{p}_i^{\text{min}} = 2$ GeV gewählt. Für diesen Datensatz wurde also die Möglichkeit der Dämpfung des Wirkungsquerschnitts nicht ausgenutzt. Der minimale Transversalimpuls für die weiteren Wechselwirkungen wurde zunächst auf dem Standardwert $p_i^{\text{min}} = 1.45$ GeV belassen. Ereignisse mit direkten Photonen wurden mit $\hat{p}_i^{\text{min}} = 2$ GeV generiert.

Generierte Monte-Carlo-Ereignisse mit einem kleinen \hat{p}_i wurden, da sie sehr zahlreich waren, nicht alle einer vollständigen Detektorsimulation unterzogen. Vielmehr wurde nur ein Bruchteil dieser Ereignisse weiter benutzt und diese mit einem von \hat{p}_i abhängigen Gewicht versehen, um den Anteil dieser Ereignisse am Wirkungsquerschnitt zu berücksichtigen.

Die äquivalente integrierte Luminosität der Monte-Carlo-Datensätze ist Tabelle 3.2 zu entnehmen.

Ereignisse des PYTHIA-Generators Version 5.7 wurden mit den auf Detektoreffekte korrigierten Daten verglichen. Hierbei wurde dann auch von der Unitarisierungs-Option Gebrauch gemacht, d.h. es wurde kein unterer Abschneidewert \hat{p}_i^{min} eingesetzt. Es sei schon hier erwähnt, daß in den betrachteten Ereignissen mit zwei Jets im Endzustand die Dämpfung des Wirkungsquerschnittes bei kleinem \hat{p}_i^{min} , wie sie durch die Unitarisierung erreicht wird, von untergeordneter

	\hat{p}_i^{min}	äquivalente integrierte Luminosität
aufgelöst mit Mehrfachwechselwirkungen	2 GeV	588 [nb ⁻¹]
aufgelöst ohne Mehrfachwechselwirkungen	4 GeV	294 [nb ⁻¹]
direkt (leichte Quarks)	2 GeV	744 [nb ⁻¹]
direkt (schwere Quarks)	2 GeV	1235 [nb ⁻¹]

Tabelle 3.2: \hat{p}_i^{min} - Schnitte und äquivalente integrierte Luminosität der PYTHIA 5.6-Monte-Carlo-Datensätze.

ter Bedeutung ist. Von größerer Bedeutung sowohl für die Rate von 2-Jet-Ereignissen als auch für den Energiefluß außerhalb von Jets ist neben der Partondichte im Photon der Abschneidewert p_t^{min} . Neben der Abhängigkeit von p_t^{min} wird auch der Einfluß der Parametrisierung der Partondichte im Photon untersucht. Weiter werden die Vorhersagen des PHOJET- und HERWIG-Generators mit den auf Detektoreffekte korrigierten Daten verglichen.

Kapitel 4

Datenselektion, Effizienz und Untergrund

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die Ereignisse, die dieser Analyse zugrunde liegen, ausgewählt wurden. Die Analyse beruht im wesentlichen auf den in den Kalorimetern gemessenen Signalen. Deren Rekonstruktion wird zu Beginn behandelt. Daran anschließend wird die Selektion von harten Photoproduktionsereignissen beschrieben. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers und des Elektron-Taggers für diese Ereignisse sowie der verbleibende Untergrund von Proton-Gas-Ereignissen werden anschließend erörtert.

4.1 Rekonstruktion

Die vom H1-Detektor aufgezeichneten Rohdaten werden mit dem Programm HIREC rekonstruiert. Dieses Programm besteht aus mehreren Modulen, welche für alle Subdetektoren aus den von dem Experiment gelieferten Rohdaten physikalische Größen berechnen, die Grundlage für die nachfolgenden Analysen sind.

Die Rekonstruktion der im Flüssig-Argon-Kalorimeter deponierten Energie verläuft in folgenden Schritten [7]:

- Die Kalorimetersignale werden unter Verwendung von Kalibrationskonstanten in Energien umgerechnet. Diese Konstanten wurden aus Testmessungen bestimmt. Dabei wird zunächst die elektromagnetische Energieskala verwendet.
- Um elektronisches Rauschen zu berücksichtigen, wird für jeden Kanal des Kalorimeters aus „leeren“ Ereignissen ein Rauschspektrum aufgenommen und dessen Breite bestimmt. Signale in den zu rekonstruierenden Ereignissen, die weniger als 2 Standardabweichungen σ vom mittleren Rauschniveau entfernt liegen, werden von vornherein unterdrückt. Während der Rekonstruktion werden Zellen einbezogen, die ein Signal größer als 4σ besitzen. Zellen in deren unmittelbarer Nachbarschaft werden auch berücksichtigt, falls deren Signal größer als 2σ (bzw. 3σ im Vorwärtsbereich) ist. Der verbleibende Beitrag durch Rauschen wird durch Hinzunahme von Zellen mit negativer Energie, die weiter als -4σ vom Mittelwert entfernt liegen, kompensiert. Der mittlere Beitrag zur Energiemessung durch Rauschen kann durch diese Maßnahmen auf 0.1 GeV mit einer Standardabweichung von 0.5 GeV reduziert werden. Um eine realistische Beschreibung des Rauschens in Monte-Carlo-Ereignissen zu gewährleisten, wird ihnen vor der Rekonstruktion ein „leeres“ Ereignis überlagert.

- Die verbleibenden Zellen werden mit einem *Cluster*-Algorithmus weiterverarbeitet. Hierbei werden mehrere Zellen nach topologischen Gesichtspunkten zusammengefaßt. Einzelne Elektronen oder Photonen bilden im allgemeinen jeweils ein Cluster, wohingegen einzelne Hadronen, deren Schauer räumlich sehr viel weiter ausgedehnt sind, mehrere Cluster bilden. Mit einem Filter-Algorithmus werden elektromagnetische Cluster gesucht, die durch ein frühes Aufschauern im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters oder durch eine „kompakte“ Energiedeposition gekennzeichnet sind. Die Cluster-Information wird zu einer weiteren Rauschunterdrückung benutzt, indem einzelne Zellen, die räumlich weit entfernt von dem nächsten „signifikanten“ Cluster liegen, markiert werden. Sie können so in der nachfolgenden Analyse ausgeschlossen werden.
- Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen befindet sich vor dem Kalorimeter totes Material (Strahlrohr, Wände der Spurkammern und des Kryostaten), in dem ein Teil der zu messenden Energie deponiert werden kann. Diesen Verlusten wird in der Rekonstruktion Rechnung getragen, ebenso wie für Energieverluste in den Lücken des Kalorimeters. Die nach der Rauschunterdrückung und den Korrekturen für totes Material erhaltene Energieskala wird als ideale elektromagnetische Skala bezeichnet.
- Um der Tatsache Rechnung zu tragen, daß das Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht kompensierend ist, werden Cluster, die nicht als elektromagnetisch erkannt wurden, gesondert behandelt. Cluster mit einer Energie von mehr als 1 GeV werden gewichtet, wobei für Energien unterhalb von 7 GeV ein einfacher Korrekturfaktor, entsprechend dem e/π -Verhältnis des elektromagnetischen bzw. hadronischen Kalorimeters, benutzt wird. Für hadronische Objekte mit einer Energie von mehr als 10 GeV wird ein Wichtungs-Verfahren benutzt, dessen Parameter aus Simulationsrechnungen bestimmt wurden. Im Übergangsbereich zwischen 7 und 10 GeV werden beide Methoden verwendet.

Die Ladungen der Pads im instrumentierten Eisen werden mit einer hadronischen Energieskala in Energien umgerechnet. Die entsprechenden Kalibrationskonstanten wurden aus Testmessungen bestimmt.

Zellen im BEMC werden nach Umrechnung in Energien und nach Rauschunterdrückung zu Clustern zusammengefaßt. Die Cluster im BEMC verbleiben auf der elektromagnetischen Energieskala.

Abschließend werden sog. *generalisierte Cluster* gebildet. Diese stellen Kombinationen von Clustern der verschiedenen Kalorimeter dar. So werden hadronische Objekte im Flüssig-Argon-Kalorimeter mit eventuell vorhandenen Clustern im instrumentierten Eisen zusammengefügt, wobei die Energieverluste durch totes Material zwischen dem Flüssig-Argon-Kalorimeter und dem instrumentierten Eisen korrigiert werden.

Cluster im BEMC, die nicht als elektromagnetische Cluster klassifiziert wurden, können ebenfalls mit Clustern im instrumentierten Eisen zusammengefaßt werden. Hiermit kann im Rückwärtsbereich, der nicht mit einem hadronischen Kalorimeter ausgestattet ist, eine Energieauflösung von ca. $\sigma/E \approx 80\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ für Hadronen erreicht werden.

In der folgenden Analyse werden die Energien der Cluster folgendermaßen gegenüber der ursprünglich rekonstruierten Energie korrigiert:

- **Flüssig-Argon-Kalorimeter:** Alle Cluster-Energien werden um 4% gegenüber den rekonstruierten Energien erhöht. Diese Korrektur führt zu einer Verbesserung der hadronischen Energieskala und ergab sich durch Studien der p_T -Balance zwischen dem gestreuten Elektron und den Hadronen in tiefinelastischen Ereignissen³. Energien, die im BBE gemessen wurden, sind zusätzlich mit einem Faktor 1.25 gewichtet, um der unvollständigen hadronischen Messung in diesem Winkelbereich Rechnung zu tragen.
- **BEMC:** Es werden nur Cluster berücksichtigt, deren Energie über 500 MeV lag, um durch Rauschen verursachte Cluster zu unterdrücken. Da die rekonstruierte Cluster-Energie im BEMC auf der elektromagnetischen Skala geliefert wird, das hadronische Signal aber kleiner als das elektromagnetische ist, wird die Cluster-Energie mit einem Faktor 1.6 skaliert. Dieser mittlere Korrekturfaktor ergab sich aus Monte-Carlo-Studien.
- **Instrumentiertes Eisen:** Hier werden alle Cluster mit einer rekonstruierten Energie über 200 MeV berücksichtigt. Cluster im Rückwärtsbereich ($\theta > 135^\circ$) werden mit einem Faktor 1.6 gewichtet.

4.2 Auswahl von Photoproduktionsereignissen

Unter Photoproduktion werden bei H1 Ereignisse verstanden, bei denen das gestreute Elektron nicht in dem Hauptdetektor nachgewiesen wird. Dies bedeutet, daß das Q^2 des ausgetauschten Photons kleiner als 4 GeV^2 ist. Mit der zusätzlichen Bedingung, daß das gestreute Elektron im Elektron-Tagger nachgewiesen wird (*etag-Bedingung*), ist das maximale Q^2 auf 0.01 GeV^2 beschränkt. Die Auswahl von Ereignissen mit der etag-Bedingung verkleinert zwar die zur Verfügung stehende Anzahl von Ereignissen, bietet andererseits aber einige Vorteile:

- Aus der Differenz der Elektronstrahlenergie und der gemessenen Energie des gestreuten Elektrons im Elektron-Tagger ergibt sich die Energie des Photons, das mit dem Proton wechselwirkt:

$$E_\gamma = E_e - E_{\text{etag}} \quad (4.1)$$

Die Photonenergie kann zwar auch allein aus den in dem Detektor gemessenen Hadronen rekonstruiert werden (siehe Gleichung 2.15):

$$E_\gamma = \sum \frac{(E - P_z)_{\text{Hadronen}}}{2} \quad (4.2)$$

³ Die Energieskala des elektromagnetischen Kalorimeters für Elektronen und Photonen kann sehr viel genauer gemessen werden als die hadronische Energieskala. Zur absoluten Kalibration der elektromagnetischen Skala können z.B. Elektronen und Positronen verwendet werden, die ein Resultat von Bremsstrahlungsprozessen kosmischer Myonen sind. Der Impuls kann hierbei in der Driftkammer gemessen und mit der Energie im Kalorimeter verglichen werden.

ist aber mit größeren Fehlern behaftet, da im allgemeinen nicht alle Teilchen im Endzustand nachgewiesen werden können (siehe Abschnitt 5.4.3). Nötig ist die Kenntnis der Photonenergie, z.B. bei der Rekonstruktion der Partonkinematik.

- Das gestreute Elektron im Elektron-Tagger liefert schon auf der ersten Triggerstufe (L1) eine effiziente Möglichkeit, Photoproduktionsereignisse zu erkennen.
- Weiter ergibt sich durch die etag-Bedingung eine Unterdrückung des Untergrundes von Proton-Gas- und Proton-Strahlwand-Ereignissen. Solche Ereignisse werden nur dann selektiert, wenn eine zufällige Koinzidenz mit einem etag-Trigger stattgefunden hat.
- Das Photon kann in guter Näherung als reell betrachtet werden. Korrekturen durch die endliche Virtualität des Photons müssen nicht berücksichtigt werden.

Ausgangspunkt der Ereignisselektion ist ein Datensatz, der alle Ereignisse der Datennahmeperiode vom Herbst 1993 enthält, die einen etag-Trigger ausgelöst haben. Weiter wurden folgende zusätzliche Bedingungen verlangt [74] :

- Verwendet werden Runs, bei denen die für die Analyse wesentlichen Teile des Detektors ausgelesen werden konnten.
- Verworfen werden Ereignisse, bei denen durch „kohärentes“ Rauschen im Flüssig-Argon-Kalorimeter eine Energiedeposition vorgetäuscht wurde. Kohärentes Rauschen wird verursacht durch elektromagnetische Störsignale in der Kalorimerelektronik und führt zum Ansprechen bestimmter Gruppen von Kalorimeterzellen.
- Die rekonstruierte Energie im Elektron-Tagger ist größer als 4 GeV und im Photodetektor ist kein Signal größer als 2 GeV rekonstruiert worden. Diese Bedingung entfernt wirksam Überlagerungen von Bethe-Heitler-Ereignissen mit Untergrundereignissen.
- Es konnte ein Primär-Vertex rekonstruiert werden. Hierzu ist mindestens eine rekonstruierte Spur in der Jetkammer mit einem Transversalimpuls größer als 300 MeV erforderlich, deren Ursprung weniger als 2 cm von der nominellen Strahlachse entfernt liegt.

Die effektive integrierte Luminosität dieses Datensatzes beträgt 288.9 nb^{-1} , mit einem Fehler von 5%. Dieser Fehler schließt die Unsicherheit der Akzeptanz des Elektron-Taggers ein. Bei der Bestimmung der integrierten Luminosität wurde berücksichtigt, daß durch die Zurückweisung von Ereignissen mit kohärentem Rauschen im Kalorimeter die effektive Luminosität verringert wurde. Diese Korrektur betrug im Mittel 4.1%. Eine weitere Korrektur der Luminositätsmessung war nötig, weil vor den eigentlichen Protonpaketen ein zusätzliches Paket vorhanden war (*Satellitenpaket*). Diese Satellitenpakete führen zu Ereignissen, die ihren Ursprung in positiver z -Richtung vom nominellen Wechselwirkungspunkt haben und in der späteren Selektion zurückgewiesen werden (siehe auch Abbildung 4.1). Bei der Messung der Luminosität gehen aber auch Ereignisse aus den Satellitenpaketen ein.

In einem nächsten Schnitt wurden Ereignisse ausselektiert, die von kosmischen Myonen ausgelöst wurden und ein zufälliges Signal im Elektron-Tagger haben. Auch wurden Ereignisse verworfen, bei denen ein Halo-Myon den Detektor durchquert. Halo-Myonen entstehen als Reaktionsprodukte der Wechselwirkungen von Protonen aus dem Halo des Strahls mit dem Strahlrohr

oder dem Restgas. Beide Schnitte verwerfen weniger als 1% der ursprünglich selektierten Ereignisse.

Der so selektierte Datensatz enthält ca. 325 000 Ereignisse und beinhaltet hauptsächlich Ereignisse der „weichen“ Photoproduktion.

Für die vorliegende Analyse wurden folgende weitere Selektionsschnitte vorgenommen:

- **Transversalenergie:** Um harte Photoproduktionsereignisse auszuwählen, wurden Ereignisse selektiert, in denen die Summe der transversalen Clusterenergien größer als 20 GeV ist:

$$E_i^{tot} = \sum_{Cluster} E^{Cluster} \sin \Theta > 20 \text{ GeV} \quad (4.3)$$

Der Anteil der durch diesen Schnitt verworfenen Ereignisse mit zwei Jets mit mehr als 7 GeV Transversalenergie ist kleiner als 0.5%.

- **z-Vertex:** Der Ereignisursprung entlang der Strahlachse, der z-Vertex, muß zwischen -35 cm und +25 cm, entsprechend 3σ , um den mittleren Wechselwirkungspunkt liegen. Hierdurch werden Ereignisse aus dem Satellitenpaket verworfen und außerdem sichergestellt, daß die Ereignisse gut rekonstruiert werden können. Die z-Vertex-Verteilung des ganzen Datensatzes zeigt Abbildung 4.1.
- **Schauerschwerpunkt im Elektron-Tagger:** Als weitere Selektionsbedingung wurde verlangt, daß der Schauerschwerpunkt im Elektron-Tagger weiter als 1.2 cm vom Rand des Elektron-Taggers in horizontaler Richtung entfernt liegt. Befindet sich der Schauerschwerpunkt außerhalb dieses Bereiches, so kann der Schauer nicht mehr vollständig im Detektor nachgewiesen werden. Es wird also eine zu geringe Energie gemessen.
- **Elektron-Tagger-Energie:** Um eine gute Rekonstruktion der Energie des gestreuten Elektrons im Elektron-Tagger zu gewährleisten, wurde eine Energie zwischen 8 GeV und 18.6 GeV im Elektron-Tagger verlangt, entsprechend einem y zwischen 0.3 und 0.7. Damit werden Energiebereiche ausgeschlossen, in denen die Akzeptanz des Elektron-Taggers sehr gering ist (siehe auch Abbildung 4.2).
- **Trigger:** Es wird verlangt, daß die Ereignisse durch eine Kombination von etag-Triggerelement und Spurkammer-Triggerelement auf Level 1 getriggert wurden ($etag*DC-r\phi$). Dieser Trigger verlangt als globale Triggerbedingung zusätzlich, daß kein TOF-Veto gesetzt wurde und die Proportionalkammern ein $z_{vertex}t_0$ geliefert haben. Die Triggerschwelle des Spurkammertriggers lag bei mindestens einer Spur, mit einem Transversalimpuls von größer als 400 MeV. Die Effizienz dieses Triggers für harte Photoproduktionsereignisse ist sehr hoch (s.u.). Gegenüber anderen etag-Triggern besteht der Vorteil, daß jedes Ereignis, das diese Triggerbedingung erfüllte, auch aufgezeichnet wurde. Im Vergleich hierzu wurde wegen der hohen Rate des $etag*z_{vertex}t_0$ -Triggers nur ein Bruchteil der Ereignisse aufgezeichnet, so daß für diesen Trigger effektiv nicht die volle integrierte Luminosität zur Verfügung stand. Der $etag*z_{vertex}t_0$ -Trigger kann aber dazu benutzt werden, die Effizienz des $etag*DC-r\phi$ -Triggers zu kontrollieren (s.u.).

Der nach diesen Selektionsschnitten verbleibende Datensatz, der als Ausgangspunkt für die vorliegende Analyse dient, enthält ca. 30 000 Ereignisse. In den nächsten Abschnitten wird für

diesen Datensatz das Elektron-Tagger-Spektrum, die Triggereffizienz und der verbleibende Untergrund untersucht.

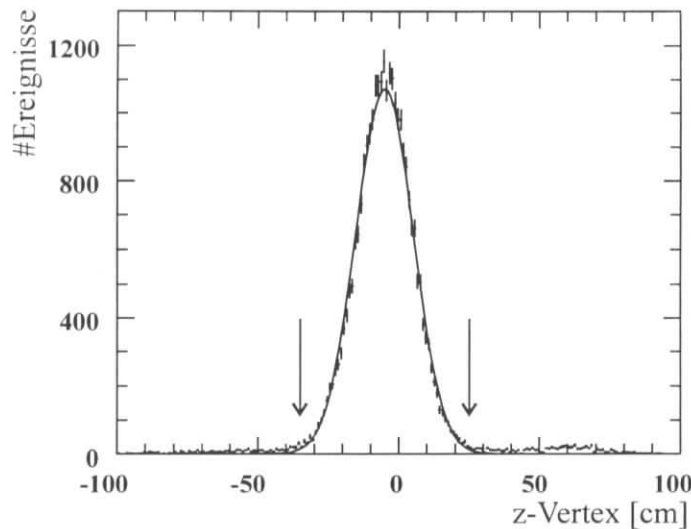


Abbildung 4.1: z-Vertex-Verteilung des Ausgangsdatsatzes. Die Pfeile markieren den vorgenommenen z-Vertex-Schnitt.

4.3 Elektron-Tagger-Spektrum

Durch die geometrische Akzeptanz des Elektron-Taggers bedingt, können nur Ereignisse mit $Q^2 < 10^2 \text{ GeV}^2$ ein Signal im Elektron-Tagger erzeugen.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Elektron-Taggers für diese Ereignisse hängt stark von der Energie des Elektrons ab. Hinzu kommt, daß die Akzeptanz des Elektron-Taggers von den Strahlbedingungen, insbesondere von der Abweichung von der nominellen Trajektorie des Elektronstrahls am Wechselwirkungspunkt, beeinflusst wird.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Bremsstrahlungseignisse der Luminositätsmessung kann direkt bestimmt werden. Sie ergibt sich durch Zählen der Ereignisse, die nur im Photodetektor ein Signal erzeugt haben und bei denen sowohl im Photodetektor als auch im Elektron-Tagger Energie deponiert wurde. Da die Q^2 -Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlungseignisse und Photoproduktionsereignisse verschieden sind und damit über einen unterschiedlichen Q^2 -Bereich integriert werden, kann für Photoproduktionsereignisse nicht die gemessene Effizienz aus Bremsstrahlungseignissen verwendet werden. Die Effizienz für Photoproduktionsereignisse wird aus Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt. Unter Verwendung der y - und Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Photoproduktionsereignisse (siehe Gleichung 2.18) werden gestreute Elektronen generiert. Eine Monte-Carlo-Simulation der HERA-Strahloptik und des Elektron-Taggers für diese Elektronen liefert dann die Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion von y , nachdem über den zugänglichen Q^2 -Bereich integriert wurde.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion der Energie des gestreuten Elektrons für die Datennahmeperiode 1993 ist in Abbildung 4.2 aufgetragen. Das Spektrum der Energie des gestreuten Elektrons für die selektierten harten Photoproduktionsereignisse im Vergleich mit den

Monte-Carlo-Ereignissen⁴ ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Es zeigt sich eine für die vorliegende Analyse ausreichende Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulation.

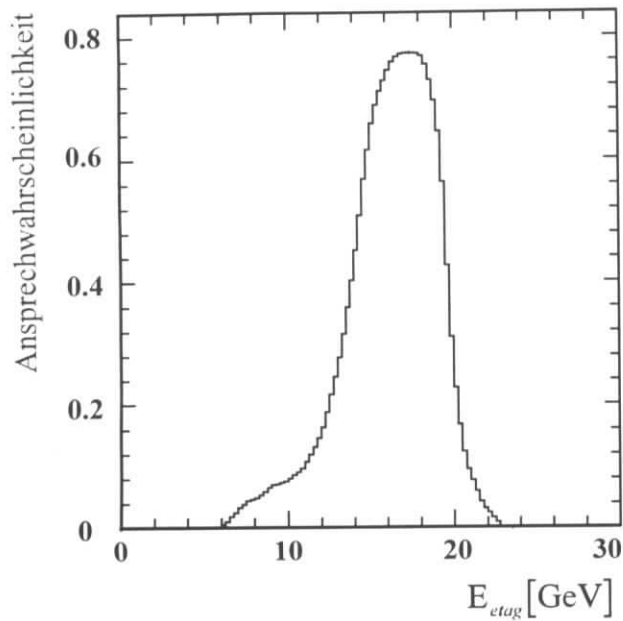


Abbildung 4.2:
Ansprechwahrscheinlichkeit des Elektron-Taggers als Funktion der Energie des gestreuten Elektrons E_{etag} .

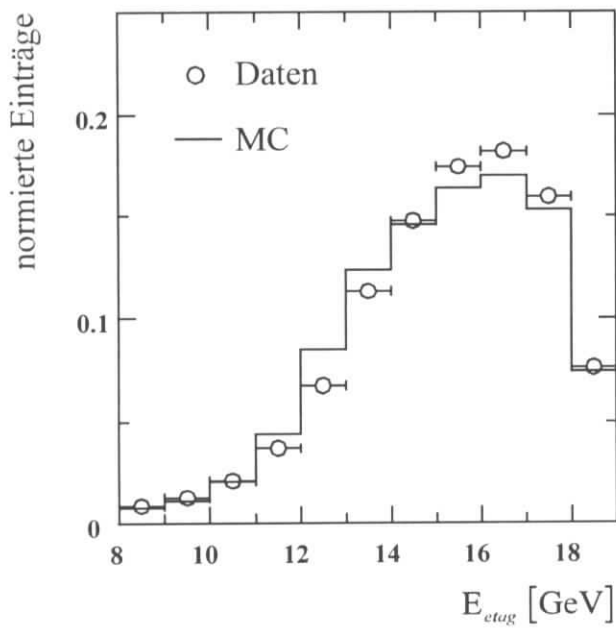


Abbildung 4.3:
Spektrum der im Elektron-Tagger gemessenen Energie für die selektierten Daten- und Monte-Carlo-Ereignisse.

⁴ Die Detektorsimulation der Monte-Carlo-Ereignisse beinhaltet auch die Simulation der Detektorantwort des Elektron-Taggers.

4.4 Triggereffizienz

Der geforderte Trigger $etag*DC-r\phi$ verlangt eine Koinzidenz von 4 Triggerelementen (siehe Abschnitt 1.2.5):

- DC- $r\phi$ -Trigger der Spurkammer
- etag-Trigger des Elektron-Taggers
- $z_{\text{vertex}t_0}$ der Proportionalkammern
- Veto auf TOF-Untergrundtrigger des Flugzeitzählers

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des etag-Triggers für Elektronenergien von mehr als 8 GeV beträgt ca. 99%. Die verbleibende Ineffizienz dieses Triggerelements ist bereits im systematischen Fehler der Messung der integrierten Luminosität enthalten. Dies gilt ebenfalls für das Veto auf den TOF-Untergrundtrigger. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für harte Photoproduktionsergebnisse des $z_{\text{vertex}t_0}$ -Triggerelements kann aus Monte-Carlo-Simulationen ermittelt werden. Für Ereignisse mit $E_t^{\text{tot}} > 20 \text{ GeV}$ ist die Effizienz größer als 98% [75]. Die Ineffizienz dieses Triggerelements kann daher vernachlässigt werden.

Da die Ineffizienzen des etag- und des $z_{\text{vertex}t_0}$ -Triggerelements vernachlässigt werden können, ergibt sich die resultierende Ansprechwahrscheinlichkeit des $etag*DC-r\phi$ -Triggers allein aus der Ineffizienz des DC- $r\phi$ -Triggerelements. Dessen Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon_{DC-r\phi}$ läßt sich mit Hilfe des $z_{\text{vertex}t_0}$ -Triggerelements aus den Daten bestimmen. Hierzu wird das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse, die sowohl durch das $z_{\text{vertex}t_0}$ - als auch durch das Spurkammer-Triggerelement getriggert wurden ($N_{DC-r\phi \wedge z_{\text{vertex}t_0}}$), zu der Anzahl aller durch das $z_{\text{vertex}t_0}$ -Trig-

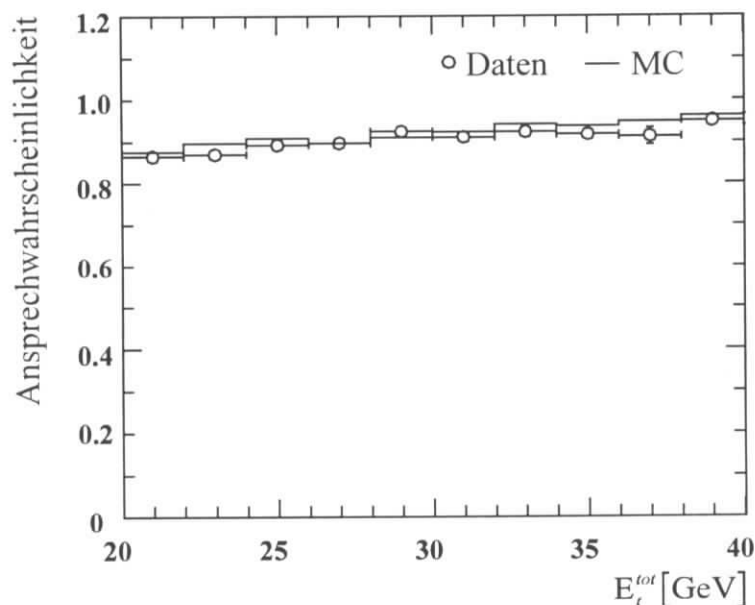


Abbildung 4.4: Ansprechwahrscheinlichkeit des DC- $r\phi$ -Triggers als Funktion der Transversalenergie E_t^{tot} für die selektierten Daten- und Monte-Carlo-Ereignisse.

gerelement getriggerten Ereignisse $N_{zvtx-t0}$ bestimmt:

$$\varepsilon_{DC-r\phi} = \frac{N_{DC-r\phi \wedge zvtx-t0}}{N_{zvtx-t0}} \quad (4.4)$$

Abbildung 4.4 zeigt die so gemessene Ansprechwahrscheinlichkeit des DC-r ϕ -Triggerelementes als Funktion der mit den Kalorimetern gemessenen totalen Transversalenergie der selektierten Ereignisse. Zum Vergleich ist die entsprechende Ansprechwahrscheinlichkeit, die das Monte-Carlo vorhersagt, dargestellt. Insgesamt ergibt sich für die Daten eine Ansprechwahrscheinlichkeit, die für Ereignisse mit einer Transversalenergie von 20 GeV bei 88% liegt, und für Ereignisse mit sehr hohen Transversalenergien bis auf 98% ansteigt.

Die Monte-Carlo-Simulation gibt die Zunahme der Ansprechwahrscheinlichkeit gut wieder.

4.5 Untergrundabschätzung

Untergrundereignisse, d.h. fälschlich für Photoproduktion gehaltene Ereignisse, werden vor allem von Proton-Gas-Wechselwirkungen in Koinzidenz mit einem zufälligen Signal im Elektron-Tagger verursacht. Untergrund, der von Elektron-Gas-Wechselwirkungen induziert wird, kann dagegen vernachlässigt werden, da die Schwerpunktsenergie nicht ausreicht, um Ereignisse mit hoher transversaler Energie im Endzustand zu erzeugen.

Um den verbleibenden Anteil von Untergrundereignissen in den selektierten Daten abzuschätzen, wird die Tatsache genutzt, daß das Elektron-Tagger-Spektrum von Untergrundereignissen eine andere Form besitzt als das der Photoproduktionsereignisse. Um ein Untergrundspektrum zu erhalten, wurden Daten aus nicht-kollidierenden Elektronpaketen benutzt, die durch ei-

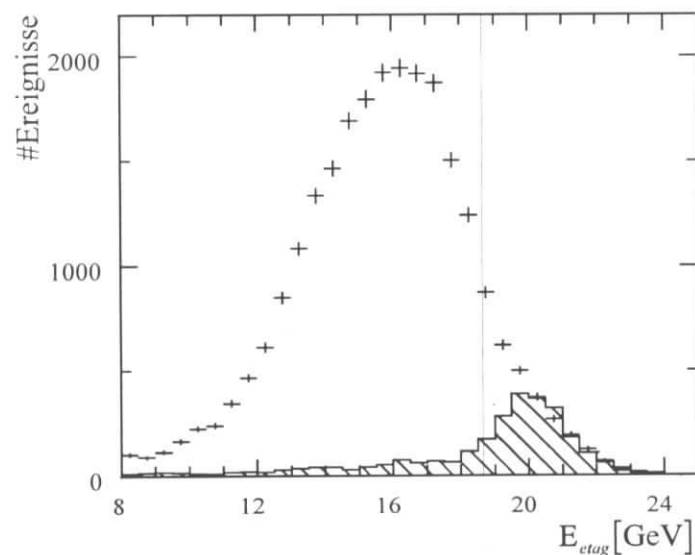


Abbildung 4.5: Spektrum der im Elektron-Tagger gemessenen Energie E_{etag} für die selektierten Ereignisse und Untergrundereignisse. Das Untergrundspektrum ist so auf die Daten normiert, daß sich die gleiche Ereignisanzahl oberhalb von 20 GeV ergibt.

nen Monitortrigger des Luminositätssystems getriggert wurden. Wie bei den selektierten Daten wurde auch hier verlangt, daß kein Signal über 2 GeV im Photonarm nachzuweisen ist.

Das Spektrum der Untergrundereignisse⁵ zeigt ein Maximum bei einer Energie von ca. 20 GeV. Um eine obere Grenze für den Anteil verbleibender Untergrundereignisse zu erhalten, wird angenommen, daß in den selektierten Daten alle Ereignisse mit einer Energie von mehr als 20 GeV auf Untergrundereignisse zurückzuführen sind. Beide Spektren werden so normiert, daß sich die gleiche Anzahl von Ereignissen oberhalb von 20 GeV ergibt (siehe Abbildung 4.5). Aus dem Verhältnis der Einträge beider Spektren in dem verwendeten Energiebereich (8 GeV bis 18.7 GeV) ergibt sich eine obere Abschätzung von 4% Untergrund in den selektierten Daten, da auch im Bereich oberhalb von 20 GeV Ereignisse aus Photoproduktionsprozessen erwartet werden. Eine genauere Abschätzung des Untergrundes in dem Ausgangsdatensatz liefert einen Untergrundanteil von $2.4\% \pm 0.4\%$ [74]. Hierzu wurden neben dem etag-Spektrum auch die Verteilung des z-Vertex und die Rate von Ereignissen aus nicht-kollidierenden Protonpaketen benutzt.

⁵ Eine Quelle dieser Ereignisse sind Elektronen aus Bethe-Heitler-Ereignissen am Restgas im Strahlrohr, mit Ursprung außerhalb der geraden Strahlrohrzonen um den H1-Detektor, wo das Bremsstrahlungs-Photon nicht mehr im Photon-Detektor nachgewiesen werden kann. Weiter enthält dieser Datensatz Signale von Strahlelektronen, die an Komponenten des Elektronringes gestreut wurden und in den Elektron-Tagger gelangen und schließlich Elektronen aus Photoproduktionsereignissen an Restgasatomen.

Kapitel 5

Rekonstruktion der Partonkinematik und Einfluß von Mehrfachwechselwirkungen

In diesem Kapitel wird anhand von Monte-Carlo-Ereignissen die Rekonstruktion der Partonkinematik von harten Photoproduktionsereignissen bei HERA untersucht. In führender Ordnung QCD werden sowohl Prozesse mit aufgelösten Photonen als auch Prozesse mit direkten Photonen als harte $2 \rightarrow 2$ Parton-Parton-Streuung beschrieben. Indirekt lassen sich die auslaufenden Partonen durch das Auftreten von kollimierten Teilchenbündeln, den Jets, beobachten. Mit Hilfe der rekonstruierten Jets kann dann auf die Kinematik der gestreuten und der einlaufenden Partonen geschlossen werden. Zusammen mit der Messung der Energien des einlaufenden Photons und Protons lassen sich die Impulsanteile x_γ und x_p der einlaufenden Partonen rekonstruieren, wie in den Gleichungen 2.21 und 2.22 angegeben ist.

Dieses Kapitel ist in drei Teile gegliedert: Zunächst werden kurz Jet-Algorithmen diskutiert und die in dieser Analyse benutzte Methode vorgestellt. Dann werden Monte-Carlo-Ereignisse mit zwei rekonstruierten Jets betrachtet. Es werden die Unterschiede diskutiert, die sich ergeben, wenn zusätzlich zu einer Parton-Parton-Wechselwirkung weitere Wechselwirkungen zwischen dem Photon- und dem Protonrest simuliert werden. Hier wird deutlich, daß diese Mehrfachwechselwirkungen im Monte-Carlo-Modell einen großen Einfluß auf die Rate und die Topologie von Ereignissen mit zwei Jets haben.

Anschließend werden die Korrelationen zwischen generierten Partonen und rekonstruierten Jets betrachtet. Auch hier werden die Unterschiede, die sich durch die Hinzunahme von Mehrfachwechselwirkungen im Monte-Carlo-Modell ergeben, diskutiert.

5.1 Jet-Algorithmen

Die QCD beschreibt Streureaktionen bei hohen Impulsüberträgen. Die Partonen, die aus harten Streuprozessen auslaufen, sind nicht direkt beobachtbar, da sie Farbladung tragen. In diesem Bild entstehen erst während der Fragmentation experimentell nachweisbare, farbneutrale Teilchen.

Sind die auslaufenden Partonen hochenergetisch, so können im Detektor Teilchenbündel erscheinen, die als Jets bezeichnet werden. Diese Jets spiegeln im Idealfall die Kinematik auf Partonenebene wider. Eine eindeutige Zuordnung der beobachteten Teilchen zu einem bestimmten Parton ist jedoch nicht möglich. Durch die Fragmentation kommt es zu einer Verschmierung, die im Experiment durch die endliche Auflösung der Detektoren noch verstärkt wird. So ist auch die

Definition eines Jets nicht eindeutig. Es gibt verschiedene Algorithmen, um Jets zu definieren und Teilchen zu Jets zusammenzufassen.

Traditionell wird zwischen zwei Typen von Jet-Algorithmen unterschieden:

- **Cluster-Algorithmen:** Der erste Algorithmus dieser Art war der JADE-Algorithmus [76], der für e^+e^- -Experimente bei PETRA entwickelt wurde. Ausgehend von N Teilchen, werden für alle Paarkombinationen die invarianten Massen m_{ij} berechnet. Werden die Teilchen als masselos angesehen, so bestimmt sich das Quadrat der invarianten Masse aus:

$$m_{ij}^2 = 2E_i E_j (1 - \cos \Theta_{ij}) \quad (5.1)$$

Dasjenige Teilchenpaar, das zusammen die kleinste invariante Masse bildet, wird durch Addition der Vierer-Vektoren zu einem *Cluster* zusammengefaßt und als ein Objekt weiterverarbeitet. Das Verfahren wird so lange wiederholt, bis alle verbleibenden Paare eine Masse haben, die größer ist als ein Abschneideparameter y_{cut} , gewichtet mit einer Massenskala M (z.B. der Schwerpunktsenergie \sqrt{s}) $m_{ij}^2 > y_{cut} M^2$. Die verbleibenden Cluster definieren die Jets im JADE-Algorithmus. Die Anzahl der gefundenen Jets hängt dabei vom Parameter y_{cut} ab. Im JADE-Algorithmus definiert die invariante Masse der Teilchenpaare ein Abstandsmaß. Andere Cluster-Algorithmen unterscheiden sich durch die Wahl des Abstandmaßes.

- **Konus-Algorithmen:** Jet-Algorithmen dieser Art sind für Hadron-Hadron-Kollisionen gebräuchlich und zum ersten Mal beim Experiment UA1 eingesetzt worden. Typischerweise werden hierfür Kalorimeter benutzt. Entsprechend der Detektorgeometrie wird ein Raster eingerichtet, dessen Achsen die Pseudorapidität η und den Azimutalwinkel ϕ bilden. In dieses Raster werden die Transversalenergien, berechnet aus $E_t = E \sin \Theta$, der rekonstruierten Teilchen eingetragen. Ein Jet ist im Konus-Algorithmus definiert als eine Ansammlung von Transversalenergie in einem bestimmten Gebiet der $\eta\phi$ -Ebene, der oberhalb einer gewissen Schwelle liegt. Üblicherweise wird dieses Gebiet durch einen Konus mit dem Radius

$$R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$$

definiert.

Ein Ziel der Anwendung von Jet-Algorithmen in harter Photoproduktion bei HERA ist die Rekonstruktion des primären, harten Streuprozesses. Werden in einem Ereignis mindestens zwei Jets gefunden und die beiden Jets mit der höchsten Transversalenergie mit den auslaufenden Partonen aus der harten Streuung identifiziert, lassen sich mit den Gleichungen 2.21 und 2.22 die „sichtbaren“ Impulsanteile x_γ^{rek} und x_p^{rek} bestimmen.

Eine Impuls- und Richtungsbestimmung der auslaufenden Partonen durch die Jets ist nicht mit beliebiger Genauigkeit möglich. Neben der Fragmentation wird in γp -Streuung die Rekonstruktion der Partonkinematik auch durch den Protonrest und in Ereignissen mit aufgelösten Photonen zusätzlich durch den Photonrest gestört. Von großer Bedeutung sind auch Gluonab-

strahlungen der Partonen im Anfangs- und Endzustand, die in den Monte-Carlo-Modellen durch Partonschauer simuliert werden. In direkten Prozessen kann diese QCD-Strahlung nur von der Protonenseite stammen. In Ereignissen mit aufgelösten Photonen tritt zusätzlich QCD-Strahlung von der Photonenseite auf, die zur Erhöhung des Energieflusses fast über den ganzen meßbaren Pseudorapiditäts-Bereich führt, und so die Rekonstruktion der Partonkinematik stört. Finden neben der harten Parton-Parton-Streuung weitere Wechselwirkungen von Photon- und Protonrest statt, so wird ein zusätzlicher Energiefluß erzeugt, der im zentralen Bereich des γp -Schwerpunkt-systems maximal sein sollte.

Von den oben beschriebenen Jet-Algorithmen bietet der Konus-Algorithmus für Photoproduktionsereignisse bei HERA gewisse konzeptionelle Vorteile gegenüber den Cluster-Algorithmen. Die oben genannten Effekte führen zur Ausbildung eines *hadronischen Pedestals*, d.h. einem Energiefluß, der zusätzlich zu den Jets aus der harten Streuung auftritt. Das Auftreten eines Pedestals ist aus Hadron-Hadron-Kollisionen bekannt. Wie später gezeigt wird, sind die gemessenen Jetraten oberhalb einer gewissen Schwelle der Transversalenergie stark abhängig von der Größe des Pedestals, da der nicht mit den Jets korrelierte Energiefluß auch zu den rekonstruierten Jets beitragen wird. Durch die geometrische Definition der Jets im Konus-Algorithmus kann versucht werden, den Einfluß dieses Pedestals zu korrigieren, um von den Jetgrößen auf Partongrößen zu schließen. Die Cluster-Algorithmen ordnen dagegen jedes Teilchen einem Jet zu. Die Jets sind also nicht auf eine feste Fläche in der $\eta\phi$ -Ebene beschränkt. Es ist daher bei diesen Algorithmen nicht ohne weiteres möglich, das Pedestal zu berücksichtigen. Aus diesen Gründen wurde in dieser Arbeit ein Konus-Algorithmus verwendet.

5.2 Konus-Algorithmen bei H1

Für H1 sind zwei Varianten des Konus-Algorithmus implementiert. In beiden Algorithmen werden die Transversalenergien der Teilchen in ein $\eta\phi$ -Raster gefüllt (siehe Abbildung 5.1). Alle Rasterzellen, in denen die Summe der Transversalenergie größer als ein Schwellenwert ist, werden als *Jetinitiatoren* betrachtet. Beide Algorithmen wählen nun Jets so aus, daß die summierte Transversalenergie in einem Konus mit Radius $R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ größer als ein Schwellenwert E_t^{min} ist. Hierzu werden verschiedene Methoden verwendet:

QJCELL ist eine Implementation des von UA1 eingeführten Konus-Algorithmus. Dieser Al-

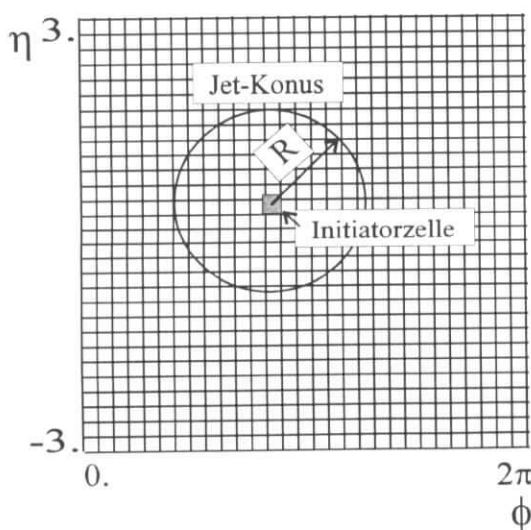


Abbildung 5.1:
Veranschaulichung des Konus-Algorithmus

gorithmus versucht zunächst um die Initiatorzelle mit der größten Transversalenergie einen Jet zu finden, in dem die Transversalenergien aller Rasterzellen in einem Konus mit dem Radius R aufsummiert werden. Liegt die Transversalenergie über einem Schwellenwert E_i^{min} , werden die zugehörigen Zellen markiert und für die weitere Jetsuche nicht mehr berücksichtigt. Dies wird so lange mit den verbleibenden Zellen wiederholt, bis alle Initiatoren aufgebraucht sind.

Der QJCONE-Algorithmus, der für H1 entwickelt wurde, weicht vom QJCELL-Algorithmus dahingehend ab, daß explizit versucht wird, Jets mit maximaler Transversalenergie zu finden. Hierzu werden um jeden Initiator alle potentiellen Jets bestimmt. Ausgewählt werden dann diejenigen Jets, die die höchste Transversalenergie bilden.

Der letztgenannte QJCONE-Algorithmus liefert auf den ersten Blick einige Vorteile. So hängt das Ergebnis der Jetsuche weniger von der zufälligen Verteilung der Initiator-Zellen ab, da iterativ der Jet mit dem höchsten Transversalimpuls ausgewählt wird. Ein weiterer Vorteil besteht darin, daß das E_t eines Jets (das oberhalb der Schwelle E_i^{min} liegt) nicht vom gewählten E_i^{min} abhängt, was beim QJCELL-Algorithmus vorkommen kann⁶.

Ein Nachteil der Maximierung der Transversalenergie der Jets im QJCONE-Algorithmus ist aber, daß die Rekonstruktion der Partonrichtung stärker von dem nicht mit den Jets korreliertem transversalem Energiefluß gestört wird. So zeigt sich, daß es mit dem QJCELL-Algorithmus möglich ist, innerhalb der Monte-Carlo-Modelle den zusätzlichen Energiefluß, der durch Mehrfachwechselwirkungen verursacht wird, zu korrigieren. Der QJCONE-Algorithmus ist dazu nicht in der Lage.

In der vorliegenden Analyse wurde daher der QJCELL-Algorithmus verwendet. Als Eingabewerte der Jetsuche dienten die Kalorimeter-Cluster, die, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, korrigiert wurden.

Für die minimale Initiatorenergie wurde 200 MeV gewählt. Die Ausdehnung des Gitters reicht in der Pseudorapidität von $-3. < \eta < 3.$ (entsprechend einem Polarwinkelbereich von $174.3^\circ < \Theta < 5.7^\circ$). Als Radius des Konus wurde $R=1$ benutzt. Die minimale transversale Jetenergie wurde auf 7 GeV festgelegt. Bei der Wahl ist zu berücksichtigen, daß einerseits mit zunehmender minimaler transversaler Jetenergie die Rekonstruktion der Partonkinematik verbessert wird, andererseits verringert sich aber der relative Anteil von Ereignissen bei kleinem x_γ , der bei HERA besonders interessant ist. Wie später gezeigt wird, ist die Statistik der Daten bei dieser Wahl von E_i^{min} noch ausreichend, insbesondere im Bereich kleiner x_γ^{rek} .

Gemäß dem Snow-Mass-Ansatz werden die Richtungen der Jets folgendermaßen aus den Clustern bestimmt [77]:

$$\text{mit } E_t^{Jet} = \sum_{Cluster} E_t^{Cluster} : \quad (5.2)$$

$$\eta^{Jet} = \frac{\sum_{Cluster} E_t^{Cluster} \eta^{Cluster}}{E_t^{Jet}} \quad \Phi^{Jet} = \frac{\sum_{Cluster} E_t^{Cluster} \Phi^{Cluster}}{E_t^{Jet}} \quad (5.3)$$

⁶ Sobald der QJCELL-Algorithmus einen Jet mit einem $E_t > E_t^{min}$ findet, wird dieser Jet akzeptiert. Wird nun ein höheres E_t^{min} verlangt und liegt das E_t des Jets unter diesem höheren Wert, kann es mit einem anderen Initiator gelingen, einen anderen Jet oberhalb der Schwelle zu finden.

5.3 Eigenschaften der Zwei-Jet-Ereignisse auf Partonebene

In diesem Abschnitt werden Monte-Carlo-Ereignisse betrachtet, in denen nach Detektorsimulation und Rekonstruktion mindestens zwei Jets gefunden wurden. Für diese Ereignisse werden die kinematischen Eigenschaften der aus der harten Streuung auslaufenden Partonen gezeigt. Untersucht werden Monte-Carlo-Ereignisse mit aufgelösten Photonen mit bzw. ohne Mehrfachwechselwirkungen sowie mit direkten Photonen.

Neben einer minimalen transversalen Jetenergie von 7 GeV wurde die Pseudorapidität der Jets auf den Bereich $-0.5 < \eta^{\text{jet}} < 2.5$ eingeschränkt, um sicherzustellen, daß die Jets vollständig mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter rekonstruiert werden können. Als zusätzliche Bedingung wurde gefordert, daß die Differenz der Pseudorapiditäten der beiden Jets kleiner als 1.2 ist. Dieser Schnitt dient dazu, Ereignisse zu verwerfen, bei denen der Photonrest fälschlich als Jet aus der harten Streuung rekonstruiert wurde, und verbessert die Rekonstruktion bei kleinen x_γ (s.u.).

Die Vorhersage des PYTHIA-Monte-Carlos beträgt, nach Normierung auf die integrierte Luminosität der Daten und allen Selektionsschnitten, 68 Ereignisse mit direkten Photonen. Für Prozesse mit aufgelösten Photonen werden ohne Simulation von Mehrfachwechselwirkungen 324 Ereignisse erwartet. Werden Mehrfachwechselwirkungen simuliert, so steigt die Anzahl auf 675 Ereignisse. Mehrfachwechselwirkungen im Monte-Carlo-Modell verdoppeln also die vorhergesagte Rate von Zwei-Jet-Ereignissen in dem betrachteten kinematischen Bereich.

\hat{p}_t - Verteilung

Die Härte der Parton-Parton-Streuung wird charakterisiert durch \hat{p}_t , den Transversalimpuls der auslaufenden Partonen, gemessen in ihrem Schwerpunktsystem. Das \hat{p}_t -Spektrum der Zwei-Jet-Ereignisse zeigt Abbildung 5.2.

Im Monte-Carlo mit Mehrfachwechselwirkungen liegt das Maximum im \hat{p}_t -Spektrum bei 5 GeV, also deutlich unterhalb der minimalen geforderten transversalen Jetenergie von 7 GeV.

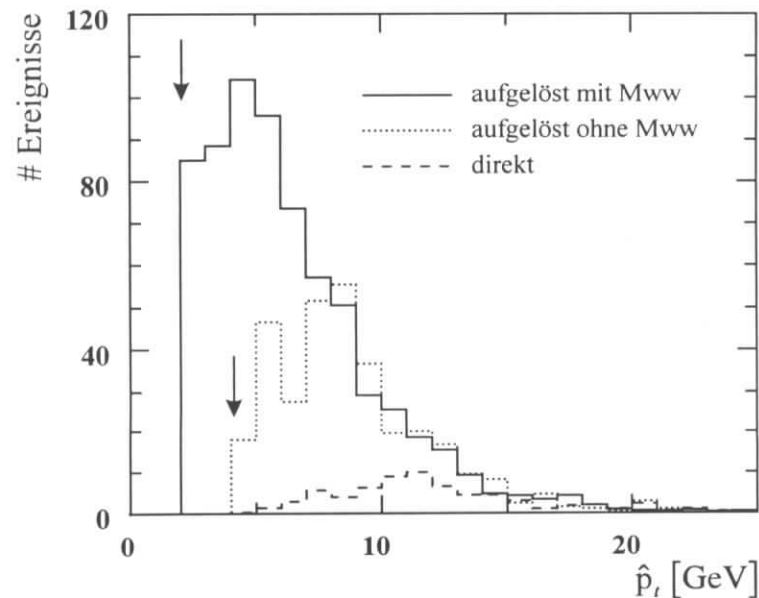


Abbildung 5.2: \hat{p}_t -Spektrum der selektierten Zwei-Jet-Ereignisse des PYTHIA-Monte-Carlos. Die Pfeile markieren \hat{p}_t^{min} . Die direkten Ereignisse wurden mit einem \hat{p}_t^{min} von 2 GeV generiert. Die Anzahlen der Ereignisse stellen die Monte-Carlo-Vorhersagen für die integrierte Luminosität der Daten dar.

Außerdem liegt noch ein beträchtlicher Anteil von Ereignissen in dem untersten \hat{p}_t -Bin zwischen 2 und 3 GeV, so daß zu erwarten ist, daß auch Ereignisse mit $\hat{p}_t < \hat{p}_t^{\text{min}} = 2$ GeV zu der Rate von Zwei-Jet-Ereignissen beitragen.

Werden keine Mehrfachwechselwirkungen simuliert, so liegt das Maximum des \hat{p}_t -Spektrums für Ereignisse mit aufgelösten Photonen zwischen 5 und 10 GeV. Obwohl das \hat{p}_t^{min} in diesem Datensatz mit 4 GeV relativ hoch gewählt wurde, ist an der Form der Verteilung zu erkennen, daß sich dieser Schnitt nur geringfügig auf die Gesamtzahl der Zwei-Jet-Ereignisse auswirkt.

Für Ereignisse mit direkten Photonen ist der Abschneidewert \hat{p}_t^{min} unkritisch, ihr \hat{p}_t -Spektrum zeigt ein Maximum bei ca. 10 GeV und fällt zu kleinen Werten rasch ab.

Aus dem Vergleich der Monte-Carlo-Modelle mit bzw. ohne Mehrfachwechselwirkungen ist zu erkennen, daß Mehrfachwechselwirkungen zur Folge haben, daß vermehrt Streuprozesse mit kleinem \hat{p}_t stattfinden, die zu Jets mit hoher Transversalenergie im Endzustand führen. Für größere \hat{p}_t (> 8 GeV) ist keine Auswirkung der zusätzlichen Wechselwirkungen auf die Rate zu erkennen. Zu verstehen ist dies dadurch, daß harte Streuungen mit großem \hat{p}_t zu Jets oberhalb der E_t^{Jet} -Schwelle im Endzustand führen, unabhängig davon, wieviel zusätzliche Transversalenergie durch die Mehrfachwechselwirkungen addiert wird. Für Streuungen mit kleinem \hat{p}_t dagegen führt erst der zusätzliche Fluß der Transversalenergie durch die Mehrfachwechselwirkungen dazu, daß in diesen Ereignissen Jets oberhalb der E_t^{Jet} -Schwelle gefunden werden.

η -Verteilung

Die inklusive Verteilung der Pseudorapidität η der Partonen aus der harten Streuung zeigt Abbildung 5.3. Während die Partonen in Ereignissen mit direkten Photonen vornehmlich in den zentralen Detektorbereich gestreut werden, gelangen die Partonen aus Prozessen mit aufgelösten Photonen auch in den vorderen Detektorbereich. Auffällig ist, daß – vor allem in dem Monte-Carlo mit Mehrfachwechselwirkungen – Partonen aus der harten Streuung außerhalb des Akzeptanzbereichs der Jetsuche ($\eta > 2.5$) gestreut werden, aber trotzdem zwei Jets bei $\eta < 2.5$ gefun-

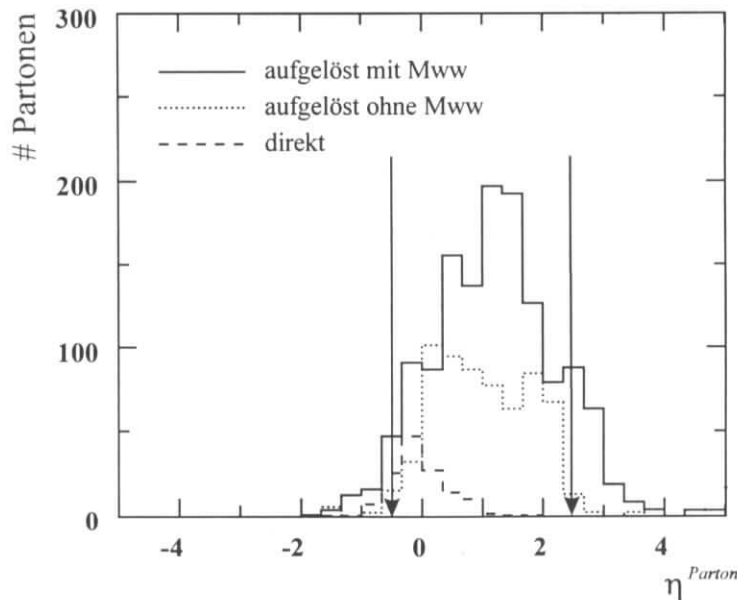


Abbildung 5.3: Inklusive Verteilung der Pseudorapidität η der aus der harten Streuung auslaufenden Partonen. Das Gebiet innerhalb der Pfeile markiert den Akzeptanzbereich der Jetsuche.

den werden. Es handelt sich hierbei um Ereignisse mit kleinem x_γ , bei denen entweder der Photonrest oder ein Parton, das im Verlauf der Partonschauer-Entwicklung abgestrahlt wurde, als Jet mit hoher Transversalenergie in Erscheinung tritt. Der durch Mehrfachwechselwirkungen verursachte transversale Energiefluß erhöht die Wahrscheinlichkeit für diese Fehlidentifikation von Jets.

x_γ^{gen} -Verteilung

Den generierten Impulsanteil x_γ^{gen} der selektierten Ereignisse zeigt Abbildung 5.4. Trotz Verwendung der gleichen Partondichteverteilungen liefert das Monte-Carlo-Modell mit Mehrfachwechselwirkungen wesentlich mehr Ereignisse bei kleinem x_γ^{gen} . Wie gezeigt wurde, werden bei Simulation von Mehrfachwechselwirkungen Ereignisse mit kleinem \hat{p}_i akzeptiert, diese sind im Mittel mit kleinem x_γ^{gen} verknüpft.

Aus der logarithmischen Darstellung ist zu erkennen, daß durch Mehrfachwechselwirkungen der kinematisch zugängliche x_γ^{gen} -Bereich zu kleinen x_γ^{gen} erweitert wird. Die kinematische Grenze, die sich durch die geforderte minimale Transversalenergie, die maximale Pseudorapidität der rekonstruierten Jets und die maximale Photonenergie ergibt, liegt bei $x_\gamma^{rek} = 0.03$. Werden Mehrfachwechselwirkungen simuliert, werden also Ereignisse akzeptiert, deren generiertes x_γ^{gen} kleiner ist als dieser Wert. In diesen Ereignissen sind offenbar die zusätzlichen Wechselwirkungen dafür verantwortlich, daß zwei Jets innerhalb des Akzeptanzbereiches der Jetsuche gefunden werden.

Mit zunehmendem x_γ^{gen} verringern sich die Unterschiede zwischen den Monte-Carlo-Datensätzen mit und ohne Mehrfachwechselwirkungen. Oberhalb von $x_\gamma^{gen} = 0.5$ unterscheiden sich beide Monte-Carlo-Datensätze nicht mehr signifikant.

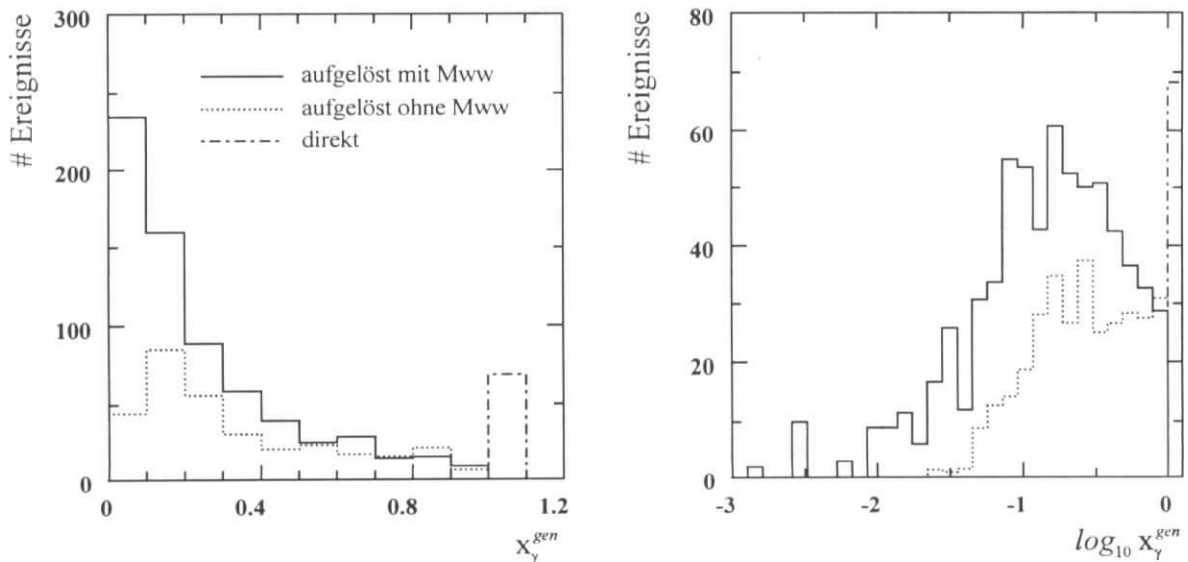


Abbildung 5.4: Verteilung des generierten Impulsanteils x_γ^{gen} für die Zwei-Jet-Ereignisse des PYTHIA-Monte-Carlos.

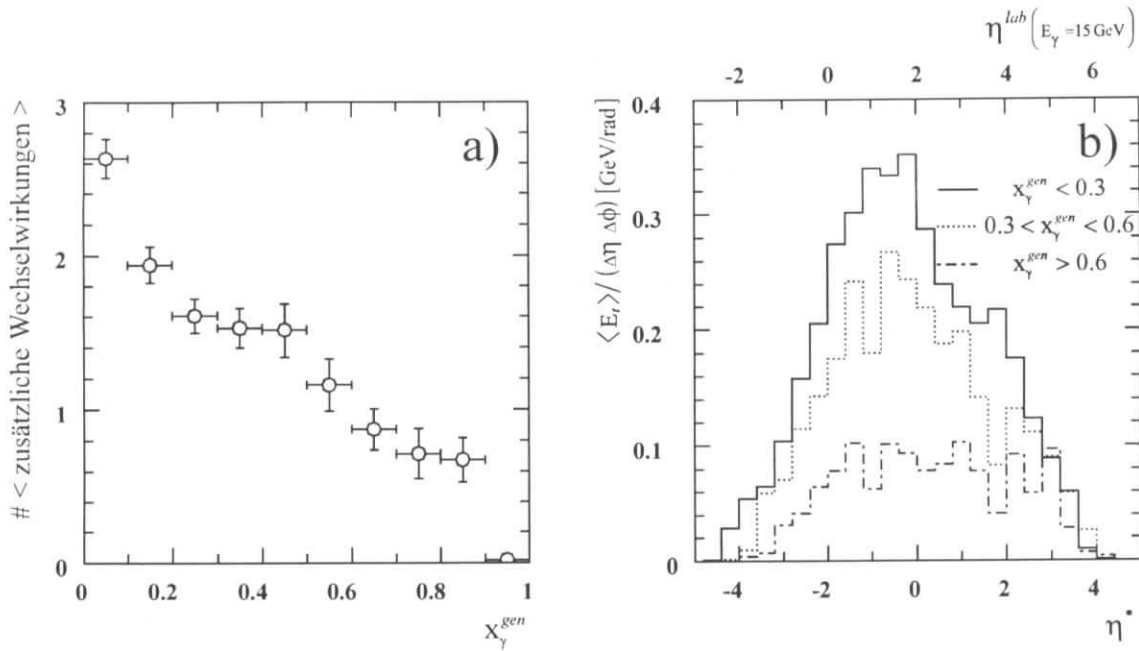


Abbildung 5.5: a) Mittlere Anzahl zusätzlicher Wechselwirkungen im PYTHIA-Monte-Carlo als Funktion von x_γ^{rek} . b) Transversale Energiedichte auf Partonebene, verursacht durch die zusätzlichen Wechselwirkungen als Funktion der Pseudorapidität im γp -Schwerpunktsystem η^* (untere Skala) bzw. der Pseudorapidität im Laborsystem η^{lab} (obere Skala, für $E_\gamma = 15$ GeV).

Dieses Verhalten ist für Mehrfachwechselwirkungen zu erwarten: Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten zusätzlicher Wechselwirkungen ist um so größer, je „größer“ der Photonrest ist. Dieser ist proportional zu $(1 - x_\gamma^{gen})$. Die mittlere Anzahl dieser zusätzlichen Wechselwirkungen im PYTHIA-Monte-Carlo bei Verwendung der GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon ist in Abbildung 5.5 a) als Funktion von x_γ^{gen} dargestellt. Für $x_\gamma^{gen} < 0.1$ werden zusätzlich zu der härtesten Streuung im Mittel 2.6 weitere Wechselwirkungen generiert. Diese weiteren Streuungen sind nach Definition weicher als die „erste“ harte Streuung und tragen vorwiegend im zentralen Bereich des γp -Schwerpunktsystems zum transversalen Energiefluß bei. Die zusätzliche transversale Energie pro weiterer Wechselwirkung beträgt im Mittel 4 GeV. Den durch die zusätzlichen Wechselwirkungen verursachten transversalen Energiefluß pro Einheitsfläche auf Partonebene als Funktion der Pseudorapidität im Labor- und im γp -Schwerpunktsystem⁷ zeigt Abbildung 5.5 b) für Ereignisse in drei x_γ^{gen} -Bereichen. Für große x_γ^{gen} erzeugen die Mehrfachwechselwirkungen ein um $\eta^* = 0$ symmetrisches Plateau, wie es für weiche hadronische Wechselwirkungen typisch ist. Mit abnehmendem x_γ^{gen} nimmt der durch die zusätzlichen Wechselwirkungen verursachte Energiefluß stark zu. Für kleine $x_\gamma^{gen} (< 0.3)$ zeigt sich ein Maximum bei $\eta^* \approx -0.5$. Die Unsymmetrie des Energieflusses erklärt sich dadurch, daß in dem PYTHIA-Modell die zusätzlichen Wechselwirkungen als „harte“ Parton-Parton-Streuungen generiert werden, in deren Berechnung die Partondichten von Photon und Proton eingehen. Da im allgemeinen x_γ^{gen} größer ist als x_p^{gen} , werden die Partonen aus den zusätzlichen Wechselwirkungen eher in die Photon-Hemisphäre ($\eta^* < 0$) gestreut.

⁷ Der Nullpunkt der Pseudorapidität im γp -Schwerpunktsystem berechnet sich aus: $\eta(\eta^* = 0) = 0.5 \ln(E_p/E_\gamma)$.

x_p^{gen} -Verteilung

Die Verteilung des Impulsanteils des Partons aus dem Proton x_p^{gen} , das an der harten Streuung teilnimmt, zeigt Abbildung 5.6. Im Vergleich zum Impulsanteil des Photons, der zwischen 0.01 und 1 liegt, ist der des Protons im Mittel um eine Größenordnung kleiner. Ereignisse mit direkten Photonen zeigen aus kinematischen Gründen ein Maximum bei geringerem x_p^{gen} als die mit aufgelösten Photonen.

Die Form der Verteilung des generierten Impulsanteils x_p^{gen} für Prozesse mit aufgelösten Photonen wird, im Gegensatz zu x_γ^{gen} , durch Mehrfachwechselwirkungen nur wenig beeinflusst. Die Wahrscheinlichkeit für zusätzliche Wechselwirkungen zwischen dem Photonrest und Protonrest hängt von deren Schwerpunktsenergie, d.h. sowohl von der Größe des Photon- als auch des Protonrestes, ab. Jedoch variiert der Impulsanteil des Photonrestes ($1-x_\gamma^{gen}$) zwischen $\cong 1$ für sehr kleine x_γ^{gen} und 0 für direkte Prozesse, während der Impulsanteil des Protonrestes für die überwiegende Zahl von Ereignissen zwischen 0.9 und 1 liegt. Abbildung 5.7 zeigt in Analogie zu Abbildung 5.5 a) die mittlere Zahl der zusätzlichen Wechselwirkungen als Funktion von x_p^{gen} . Es ist keine signifikante Abhängigkeit von x_p^{gen} zu erkennen.

Mehrfachwechselwirkungen erfolgen vorwiegend in Ereignissen mit kleinem x_γ und verursachen zusätzlichen transversalen Energiefluß, vor allem im zentralen Bereich des γp -Schwerpunktsystems. Gerade in dieses Gebiet werden aber für Ereignisse mit kleinem x_γ die Partonen aus der harten Wechselwirkung gestreut und müssen mit Hilfe von Jet-Algorithmen rekonstruiert werden. Wie gut dies gelingt und welche Konsequenzen Mehrfachwechselwirkungen für die Rekonstruktion der Partonkinematik haben, wird im nächsten Abschnitt untersucht.

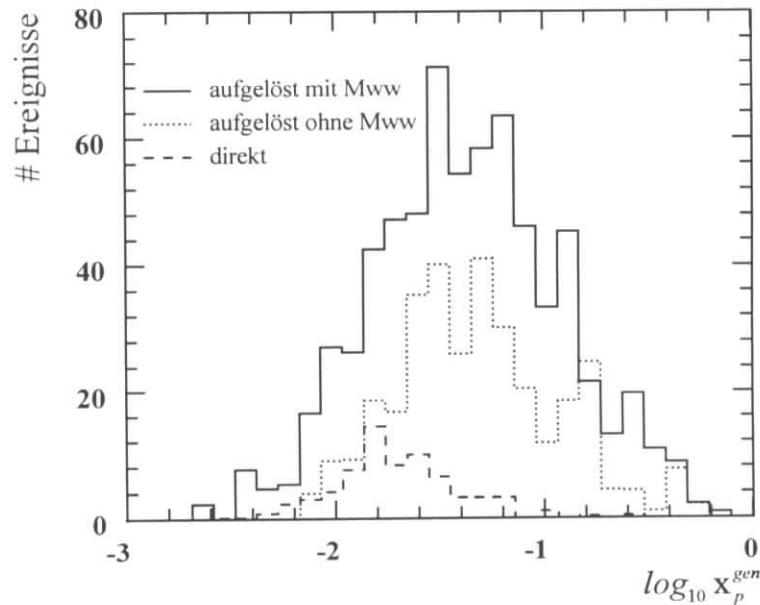


Abbildung 5.6: Verteilung des generierten Impulsanteils x_p^{gen} für die Zwei-Jet-Ereignisse des PYTHIA-Monte-Carlos.

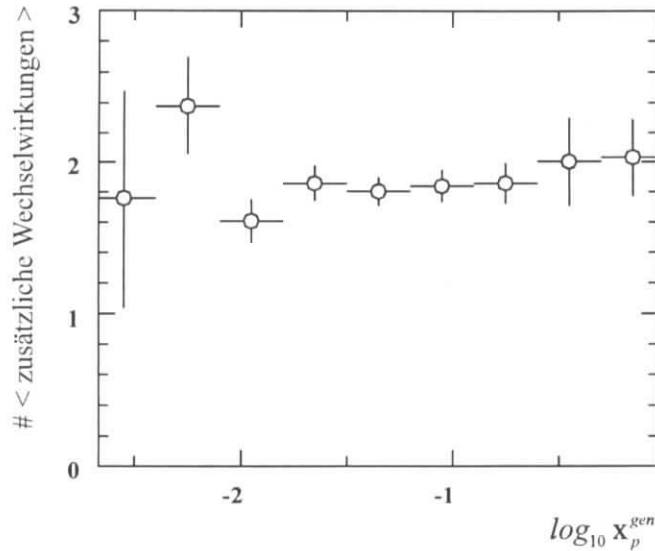


Abbildung 5.7: Mittlere Anzahl zusätzlicher Wechselwirkungen im PYTHIA-Monte-Carlo als Funktion des generierten Impulsanteils x_p^{gen} von der Protonenseite.

5.4 Korrelationen von Partonen und rekonstruierten Jets

In diesem Abschnitt wird anhand der Monte-Carlo-Ereignisse untersucht, mit welcher Qualität der Konus-Algorithmus die Kinematik der $2 \rightarrow 2$ Parton-Parton-Streuung rekonstruieren kann. Hierbei ist eine möglichst genaue Rekonstruktion sowohl der Richtung als auch der Energie der Partonen wichtig. Aus diesen Größen können dann die Impulsanteile x_γ^{rek} und x_p^{rek} bestimmt werden.

Um die Güte der Rekonstruktion zu überprüfen, müssen die rekonstruierten Jets jeweils einem der beiden Partonen aus dem harten Streuprozess zugeordnet werden. Die Zuordnung erfolgt, indem die invarianten Massen zwischen den beiden Partonen und den beiden rekonstruierten Jets mit der größten Transversalenergie bestimmt werden. Der Jet wird demjenigen Parton zugeordnet, mit dem es die kleinste invariante Masse bildet.

5.4.1 Vergleich von Partonrichtung und Jetrichtung

Die Korrelation von Azimutalwinkel ϕ der generierten Partonen und der im Detektor gemessenen Jets zeigt Abbildung 5.8 (linke Spalte). In der rechten Spalte ist die entsprechende Korrelation in der Pseudorapidität η abgebildet.

Prozesse mit direkten Photonen (obere Reihe) stellen gewissermaßen einen Grenzfall der Prozesse mit aufgelösten Photonen dar. Für diese Ereignisse gelingt die Rekonstruktion der Partonrichtung am besten. Lediglich in wenigen Ereignissen wird ein Jet im vorderen Bereich des Detektors gefunden, der nicht zu einem Parton gehört. Hierbei wird offensichtlich ein Teil des Protonrestes oder ein Parton aus dem Partonschauer als Jet aus der harten Streuung mißidentifiziert.

Kommen Ereignisse mit aufgelösten Photonen hinzu, wobei Mehrfachwechselwirkungen zunächst vernachlässigt werden, erhöht sich die Anzahl der Ereignisse, bei denen zumindest ein Parton nicht richtig rekonstruiert wurde. Im Unterschied zu Ereignissen mit direkten Photonen

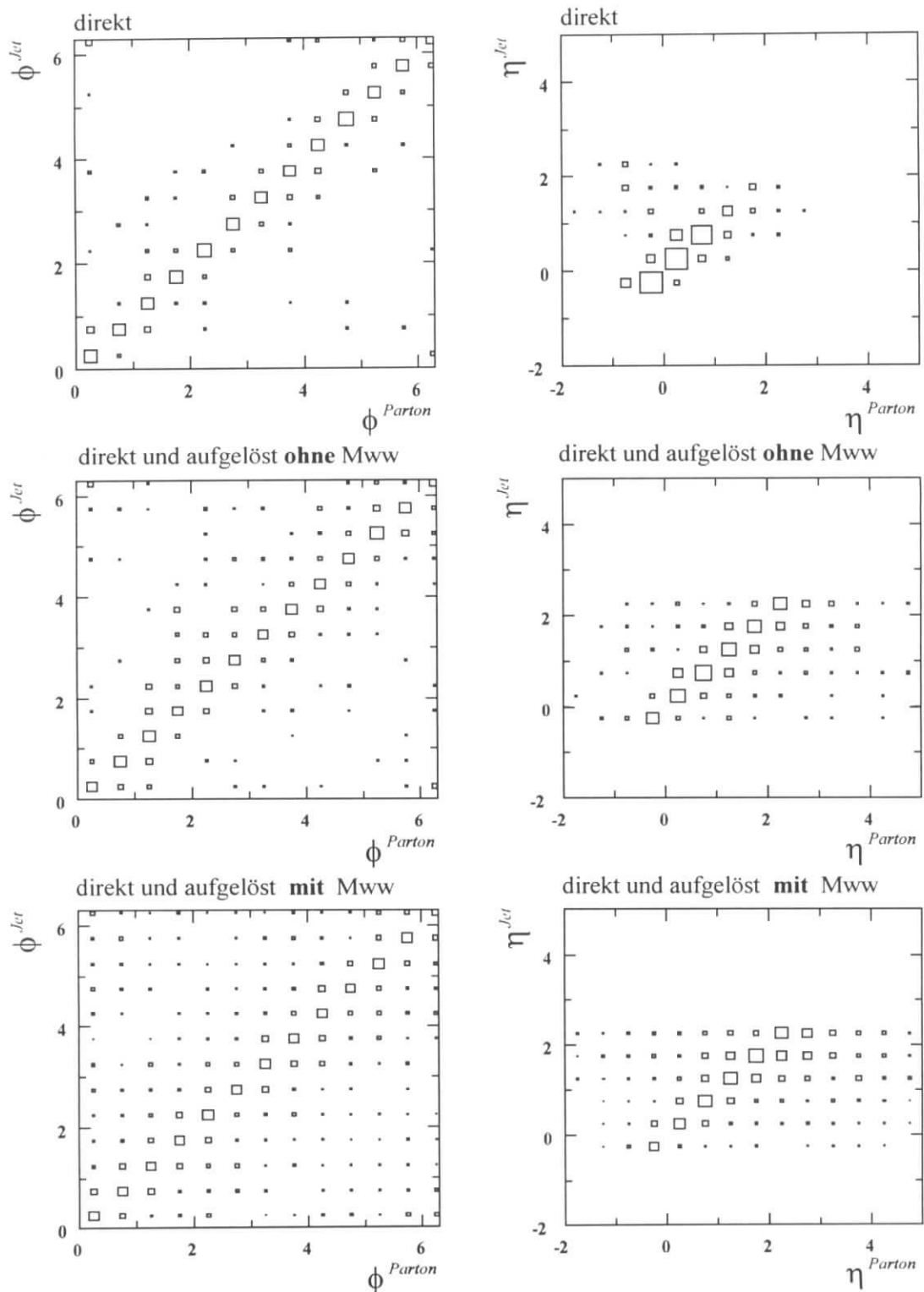


Abbildung 5.8: Richtungskorrelation von Jets und Partonen im Azimutalwinkel ϕ (links) und Pseudorapidity η (rechts). Die obere Reihe stellen direkte Prozesse, die mittlere Reihe direkte und aufgelöste Prozesse ohne Mehrfachwechselwirkungen, die untere mit Mehrfachwechselwirkungen des PYTHIA-Monte-Carlos dar.

werden für Ereignisse mit aufgelösten Photonen die Partonen eher in Bereiche größerer Pseudorapiditäten gestreut und können hier leichter durch den Protonrest gestört werden. Für diese Jets gilt dann $\eta^{Jet} > \eta^{Parton}$. Vor allem aber stört der Photonrest und Partonen aus der QCD-Strahlung von der Photonseite die Rekonstruktion der Partonkinematik, da diese selbst als Jets mit hoher Transversalenergie in Erscheinung treten können. Für diese Jets gilt dann $\eta^{Jet} < \eta^{Parton}$.

Werden nun Mehrfachwechselwirkungen simuliert, so verschlechtert sich die Rekonstruktion der Partonkinematik weiter: Es werden nun vermehrt Ereignisse als Zwei-Jet-Ereignisse erkannt, bei denen zumindest ein Parton außerhalb des Akzeptanzbereiches der Jetsuche, d.h. $\eta^{Parton} > 2.5$, gestreut wird.

Die Verteilung der Differenz der Pseudorapidität von Partonen und rekonstruierten Jets zeigt Abbildung 5.9. Während für Ereignisse mit direkten Photonen die Abweichungen näherungsweise symmetrisch um den Nullpunkt verteilt sind, werden in Ereignissen mit aufgelösten Photonen im Mittel mehr Ereignisse mit $\eta^{Jet} < \eta^{Parton}$ rekonstruiert. Diese Unsymmetrie in der Richtungsbestimmung ist wiederum bei der Simulation von Mehrfachwechselwirkungen deutlich größer als wenn nur eine harte Parton-Parton-Streuung simuliert wird.

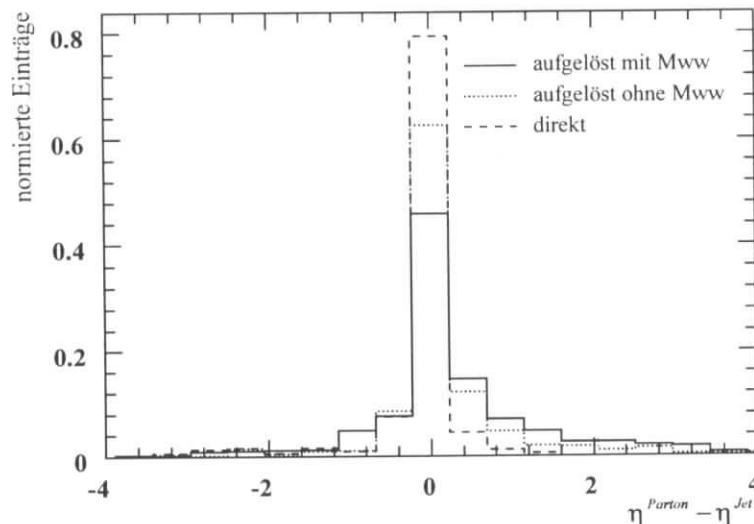


Abbildung 5.9: Differenz der Pseudorapidität von Parton und rekonstruiertem Jet.

5.4.2 Vergleich der Transversalimpulse der Partonen mit den Transversalenergien der rekonstruierten Jets

Die Korrelation zwischen dem Transversalimpuls des aus der harten Streuung auslaufenden Partons und der Transversalenergie des rekonstruierten Jets zeigt Abbildung 5.10. Die relative Differenz ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Im Vergleich zur Rekonstruktion der Partonrichtung ist die Rekonstruktion des Transversalimpulses der Partonen deutlich schlechter. Eine Ursache hierfür liegt in der begrenzten Energieauflösung des Kalorimeters. Außerdem ist zu beachten, daß die Antwortfunktion des Kalorimeters, d.h. das Verhältnis von rekonstruierter zu generierter Energie, von 1 verschieden ist (siehe Abschnitt 7.4.2) und mit der Pseudorapidität im Laborsystem variiert. Im zentralen Detektorbereich ist die Antwortfunktion des Kalorimeters kleiner als 1

(≈ 0.8), während sie im Vorwärtsbereich des Detektors auf 1.3 ansteigt. Neben diesen Detektor-effekten führen die Fragmentation und QCD-Strahlung im Endzustand dazu, daß ein Teil der Partonenergie außerhalb des Jet-Konus gestreut wird und so die Genauigkeit der Messung verschlechtern.

Für Ereignisse mit direkten Photonen (Abbildung 5.10 oben links) haben die genannten Effekte zur Folge, daß die Transversalenergien der Jets im Mittel etwas kleiner sind als die Transversalimpulse der Partonen. QCD-Strahlung im Anfangszustand kann für direkte Prozesse nur vom Proton stammen, während in Prozessen mit aufgelösten Photonen zusätzlich Transversalenergie aus dem Photonrest und QCD-Strahlung von der Photonseite auftritt. Diese führen zu einer Erhöhung des transversalen Energieflusses in weiten Bereichen der Pseudorapidität. Außerdem werden in Prozessen mit aufgelösten Photonen die Partonen eher in den Vorwärtsbereich des Detektors gestreut, wo die Antwortfunktion des Kalorimeters größer als 1 ist. Im Mittel wird

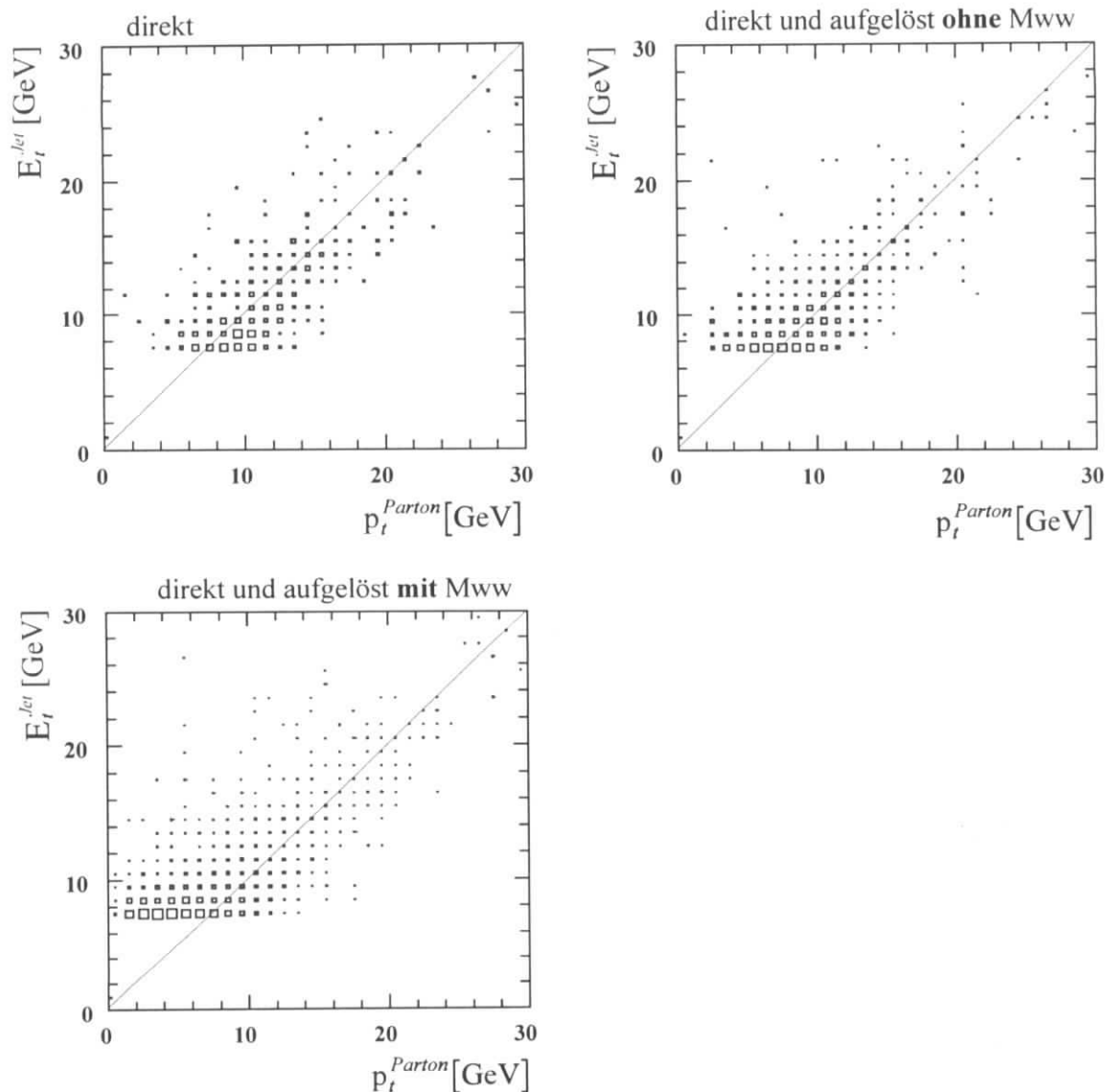


Abbildung 5.10: Korrelation zwischen dem Transversalimpuls des generierten Partons und der Transversalenergie des rekonstruierten Jets.

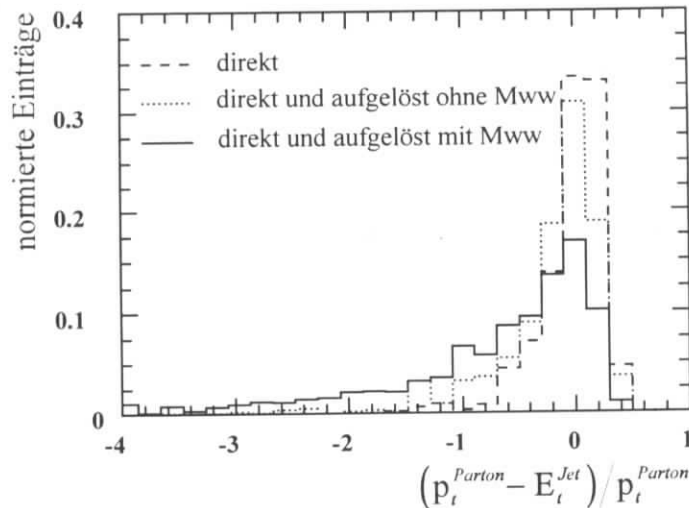


Abbildung 5.11: Relative Differenz des Transversalimpulses des Partons und der Transversalenergie des Jets.

für die gleiche Partonenergie mehr Energie in den Jets gemessen als für Ereignisse mit direkten Photonen. So ergibt sich in den Monte-Carlo-Ereignissen ohne Simulation von Mehrfachwechselwirkungen aus den rekonstruierten Jets im Mittel ungefähr der wahre Partonimpuls.

Kommen im Monte-Carlo Mehrfachwechselwirkungen hinzu, ist im Mittel in der Nähe der Schwelle die Transversalenergie des rekonstruierten Jets deutlich größer als der Transversalimpuls des zugehörigen Partons. Verursacht durch den zusätzlichen transversalen Energiefluß der weiteren Wechselwirkungen werden auch in Ereignissen mit einer relativ weichen „ersten“ Streuung Jets mit hoher Transversalenergie im Detektor sichtbar. Dies wurde schon anhand der Verteilung von \hat{p}_t deutlich. Eine gute Korrelation zwischen dem Transversalimpuls der Partonen und der Transversalenergie der rekonstruierten Jets wird erst oberhalb von $E_t^{Jet} \approx 15$ GeV erreicht.

5.4.3 Vergleich von generierter und rekonstruierter Photonenergie

Die Rekonstruktion der Impulsanteile x_γ und x_p erfordert neben der Messung des Polarwinkels und der Energie der beiden aus der harten Streuung auslaufenden Partonen auch die Rekonstruktion der Energie des abgestrahlten Photons. Da Ereignisse ausgewählt wurden, in denen das gestreute Elektron im Elektron-Tagger gemessen werden konnte, ist die Qualität der Rekonstruktion der Photonenergie allein durch die Energieauflösung des Elektron-Taggers, die $\sigma/E=0.1/\sqrt{E}$ [GeV] beträgt, begrenzt.

Wird dagegen die Energie des Photons nach Gleichung 4.2 aus den Hadronen bestimmt, ist die Messung wesentlich ungenauer. Den Vergleich beider Methoden zeigen die Abbildungen 5.12 a) und b). Zudem hängt die Auflösung der Energiemessung, die bei Verwendung der Hadronen erreicht wird, vom Impulsanteil x_γ ab. Dies geht aus Abbildung 5.13 hervor. Dort ist der relative Fehler der Energiemessung getrennt für Ereignisse mit kleinem und großem x_γ^{gen} aufgetragen. Zum Vergleich ist auch das Resultat der Messung mit dem Elektron-Tagger dargestellt.

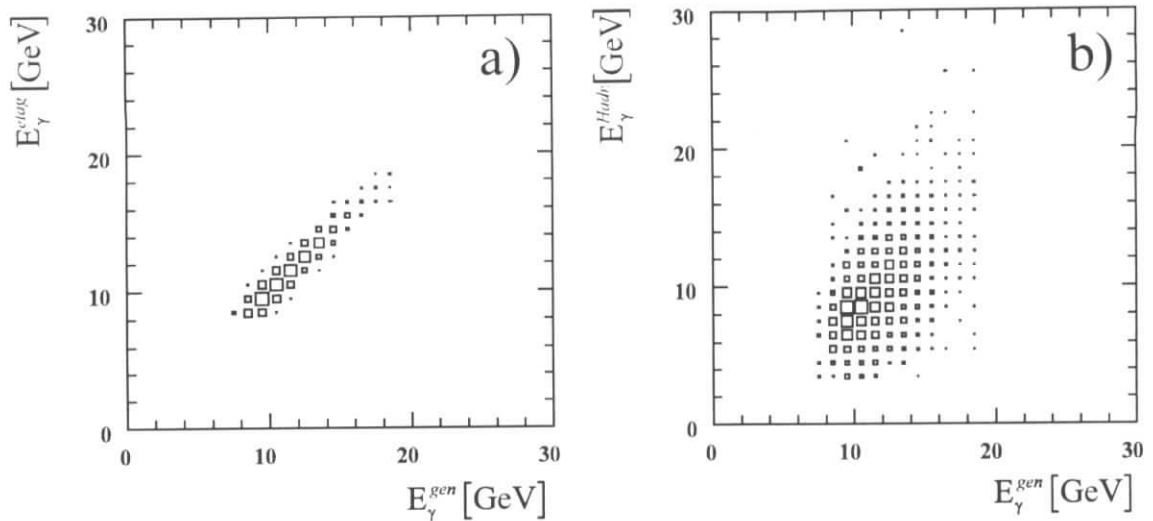


Abbildung 5.12: a) Korrelation von generierter und mit dem Elektron-Tagger rekonstruierter Photonenergie b) Korrelation von generierter und aus den Hadronen rekonstruierter Photonenergie.

Während mit der Elektron-Tagger-Messung im Mittel die Energie des einlaufenden Photons richtig gemessen wird, ist die aus der Hadron-Messung gewonnene Photonenergie im Mittel zu klein. Für Ereignisse bei kleinen x_γ^{gen} beträgt der mittlere Verlust ca. 25%, bei großen x_γ^{gen} nur ca. 10%. Grund für die Verluste ist vor allem die unvollständige Messung des Photonrestes durch die unzureichende Messung von Hadronen im BEMC. Mit zunehmendem x_γ^{gen} wird der Impulsanteil des Photonrestes kleiner, und die Energieverluste in Rückwärtsrichtung verringern sich. Die Messung der Photonenergie mit dem Elektron-Tagger ist davon nicht beeinflusst und daher vor allem für Ereignisse bei kleinem x_γ der Hadron-Methode vorzuziehen.

Die Differenz der Photonenergie aus der Elektron-Tagger- und der Hadron-Messung liefert ein Maß für die Energieverluste in Rückwärtsrichtung.

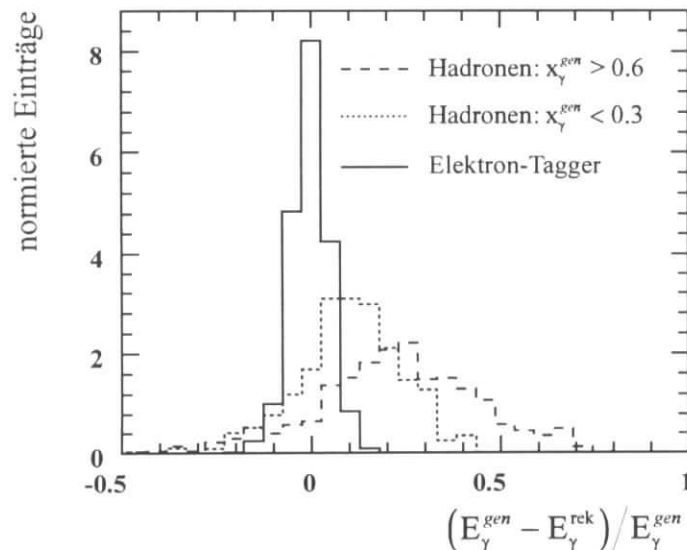


Abbildung 5.13: Relativer Fehler der Energiemessung des Photons: für alle Ereignisse mit der Elektron-Tagger-Messung und für Ereignisse mit $x_\gamma^{gen} < 0.3$ und $x_\gamma^{gen} > 0.6$ mit der Hadron-Messung.

5.4.4 Vergleich der generierten und rekonstruierten Impulsanteile x_γ und x_p

Die Impulsanteile der Partonen x_γ und x_p , die von der Photon- bzw. Protonseite an der harten Streuung teilnehmen, lassen sich nach den Gleichungen 2.21 und 2.22 aus den rekonstruierten Jets und den Energien des einlaufenden Protons und Photons bestimmen. Die Korrelation zwischen generiertem und rekonstruiertem Impulsanteil von der Photonseite zeigt Abbildung 5.14. Aufgrund der begrenzten Möglichkeit, die einzelnen Partonen aus der harten Streuung zu rekonstruieren, ist auch die Korrelation zwischen x_γ^{rek} und x_γ^{gen} , was die Rekonstruktion beider Partonen erfordert, insgesamt nur mäßig.

Für direkte Ereignisse und Ereignisse mit aufgelösten Photonen mit $x_\gamma^{gen} > 0.3$ ist der rekonstruierte Impulsanteil im Mittel kleiner als der generierte. Für die direkten Ereignisse läßt sich dies darauf zurückführen, daß – wie bereits erwähnt – die Transversalenergie der Jets im Mittel kleiner ist als die Transversalimpulse der Partonen. Mit abnehmendem x_γ^{gen} stört zunehmend der Photonrest und die QCD-Strahlung von der Photonseite die Rekonstruktion der Partonkinematik. Bei kleinem x_γ^{gen} schließlich kann der Photonrest oder ein Teil davon als Jet aus der harten Streuung mißidentifiziert werden. Da der Photonrest bei kleineren Pseudorapiditäten gefunden wird, gilt dann $x_\gamma^{rek} > x_\gamma^{gen}$. Werden Mehrfachwechselwirkungen simuliert, so ist die Korrelation von x_γ^{gen} und x_γ^{rek} im Mittel ähnlich, sie wird jedoch breiter. Auch werden nun Ereignisse akzeptiert, deren x_γ^{gen} kleiner ist als der kleinste rekonstruierbare Wert von 0.03.

Die untere Reihe der Abbildung 5.14 zeigt die Korrelation von generiertem und rekonstruiertem x_γ für die Ereignisse, die ausselektiert wurden, da die Differenz der Pseudorapidität der Jets mehr als 1.2 beträgt. Zu erkennen ist, daß dieser Schnitt sehr effektiv wirkt, um schlecht rekonstruierte Ereignisse bei kleinem x_γ^{gen} zu verwerfen, bei denen Teile des Photonrestes oder Partonen aus dem Partonschauer im Anfangszustand als Jet aus der harten Streuung gedeutet wurden.

Die Korrelation von generiertem und rekonstruiertem Impulsanteil x_p von der Protonseite zeigt Abbildung 5.15. Die Abweichungen, die sich bei der Rekonstruktion des Impulsanteils von der Photonseite ergeben, wirken sich auch auf die Rekonstruktion des Impulsanteils x_p von der Protonseite aus, allerdings in umgekehrter Richtung. Ist der rekonstruierte Wert von der Photonseite größer als der generierte ($x_\gamma^{rek} > x_\gamma^{gen}$), so ist umgekehrt für die Protonseite der rekonstruierte Wert kleiner als der generierte ($x_p^{rek} < x_p^{gen}$).

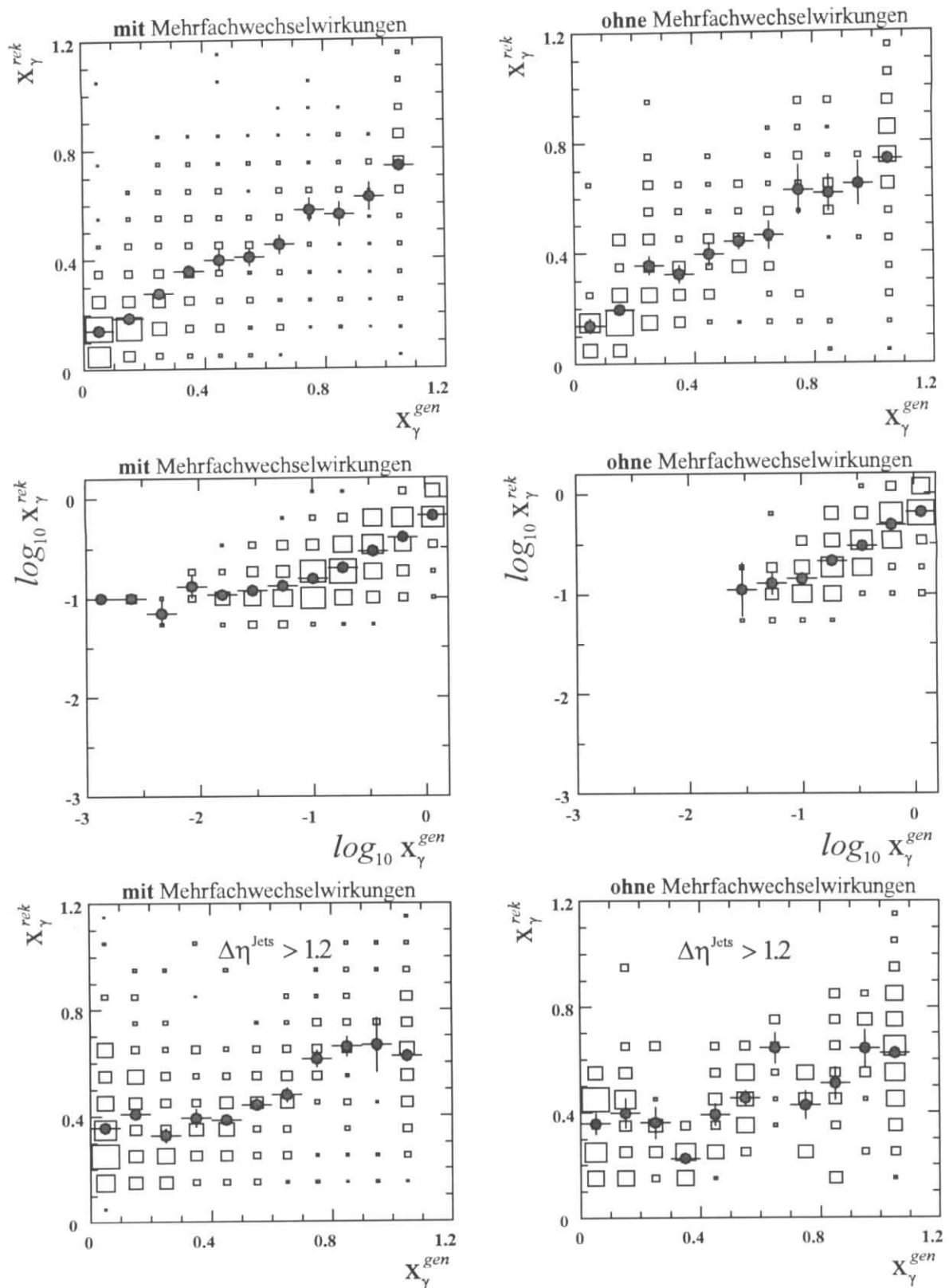


Abbildung 5.14: Korrelation von generiertem und rekonstruiertem Impulsanteil x_γ . Ereignisse mit direkten Photonen sind oberhalb von $x_\gamma^{gen}=1$. eingetragen. Die untere Reihe zeigt die Korrelation für Ereignisse, die nicht benutzt wurden, da die Differenz der Pseudorapidität der Jets größer als 1.2 ist.

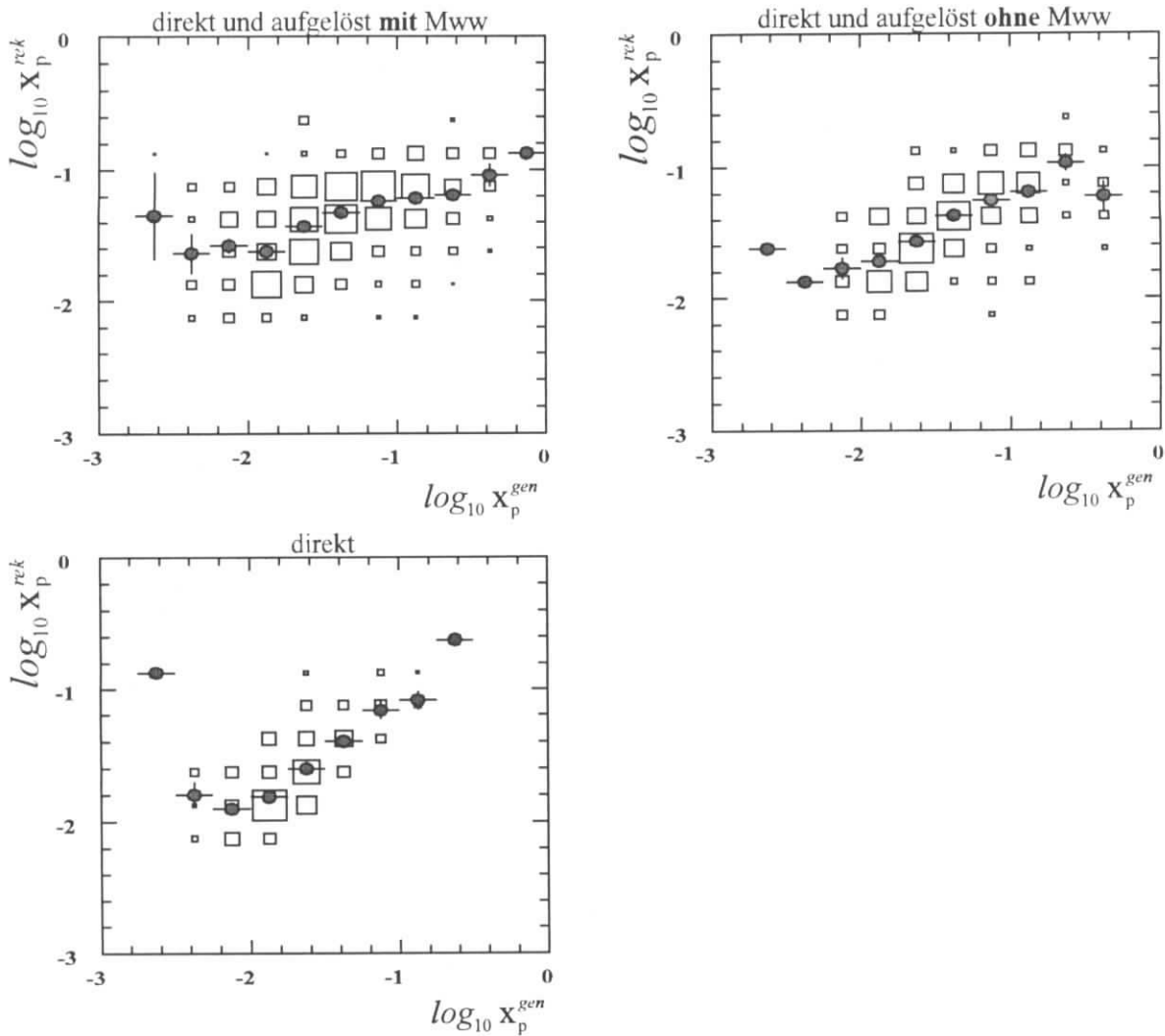


Abbildung 5.15: Korrelation von generiertem und rekonstruiertem Impulsanteil x_p .

Zusammenfassung

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß es mit Hilfe des Konus-Algorithmus gelingt, eine Korrelation zwischen kinematischen Größen der Partonen und der im Detektor rekonstruierten Jets herzustellen. Die Korrelation zwischen Partonen und Jets ist am stärksten für Ereignisse mit direkten Photonen. Doch auch für diese Ereignisse ergeben sich Abweichungen zwischen Partonen und rekonstruierten Jets. Dies hat zur Folge, daß sie sich nicht eindeutig von Ereignissen mit aufgelösten Photonen separieren lassen. In Ereignissen mit aufgelösten Photonen erschweren der Photonrest und die QCD-Strahlung von der Photonseite die Rekonstruktion der Partonkinematik. Von großer Bedeutung zeigen sich aber in den Monte-Carlo-Untersuchungen auch die Auswirkungen von Mehrfachwechselwirkungen, die neben der $2 \rightarrow 2$ Parton-Parton-Streuung simuliert werden. Durch sie kommt es zu systematischen Verschiebungen zwischen den kinematischen Größen von Partonen und Jets: Durch die zusätzlichen Wechselwirkungen kommt es zu einer Erhöhung des transversalen Energieflusses, vor allem im zentralen Gebiet des γp -

Schwerpunktsystems, dort, wo die Jets in Ereignissen mit kleinem x_γ rekonstruiert werden müssen.

Im nächsten Kapitel wird nun der Jet-Algorithmus auf gemessene Ereignisse angewandt und die Vorhersagen des PYTHIA-Monte-Carlos ohne bzw. mit Mehrfachwechselwirkungen mit den Daten verglichen.

Kapitel 6

Zwei-Jet-Ereignisse in den Daten und den Monte-Carlo-Modellen

In diesem Kapitel werden die Vorhersagen des Monte-Carlo-Generators PYTHIA mit den gemessenen Zwei-Jet-Ereignissen verglichen. Zunächst werden Jetprofile, d.h. der Fluß der Transversalenergie im Bereich der Jets, behandelt. Daran anschließend werden die inklusiven Verteilungen der Pseudorapidität, der Transversalenergie der rekonstruierten Jets und die Spektren der rekonstruierten Impulsanteile x_γ^{rek} und x_p^{rek} gezeigt. Der abschließende Teil dieses Kapitels befaßt sich mit relativen Jetraten, die darüber Aufschluß geben, welcher Anteil der im Ereignis zur Verfügung stehenden Transversalenergie innerhalb von Jets gefunden wird.

In die theoretischen Vorhersagen der Jet-Wirkungsquerschnitte gehen neben den elementaren Parton-Parton-Wirkungsquerschnitten der Partoninhalt des Protons und in Ereignissen mit aufgelösten Photonen zusätzlich der Partoninhalt des Photons ein. Zu den Prozessen mit aufgelösten Photonen tragen bei HERA sowohl Quarks als auch Gluonen aus dem Photon bei. Während der Quarkinhalt des Photons in tiefinelastischer $e\gamma$ -Streuung gemessen werden kann, ist der Gluoninhalt des Photons weniger gut bekannt. Er soll bei HERA gemessen werden.

In diesem Kapitel wird gezeigt, daß gerade in dem Bereich, in dem Aufschlüsse über den Gluoninhalt des Photons gewonnen werden sollen, die Auswirkungen von Mehrfachwechselwirkungen am stärksten sind: Wenn ein Gluon aus dem Photon an einem Parton des Protons streut, trägt das Gluon im allgemeinen nur einen kleinen Teil des Impulses des einlaufenden Photons, den restlichen Impuls übernimmt der Photonrest. Aber gerade dann ist die Wahrscheinlichkeit für eine weitere Wechselwirkung zwischen dem Photonrest und dem Protonrest groß.

Die in diesem Kapitel gezeigten Verteilungen basieren auf rekonstruierten kalorimetrischen Größen. Sie sind nicht auf Detektoreffekte korrigiert und können daher nicht direkt mit theoretischen Modellen verglichen werden. Da aber die Monte-Carlo-Ereignisse einer Detektorsimulation und Rekonstruktion unterzogen wurden, ist ein Vergleich mit den Daten möglich. Wie bereits erwähnt, wurden für die Monte-Carlo-Modelle die GRV-Parametrisierung der Partondichten im Photon und Proton benutzt.

Die Anzahl der Ereignisse mit zwei Jets, die nach den Schnitten ($E_t^{Jet} > 7 \text{ GeV}$, $-0.5 < \eta^{Jet} < 2.5$ und $\Delta\eta^{Jets} < 1.2$) verbleiben, betrug 982 in den Daten der Datennahmeperiode 1993. Das PYTHIA-Monte-Carlo ohne Mehrfachwechselwirkungen sagt, nach Normierung auf die integrierte Luminosität der Daten, 392 ± 26 , mit Simulation von Mehrfachwechselwirkungen

H1 Run 63326 Event 8044 Class: 2 4 5 17 19 20 21 22

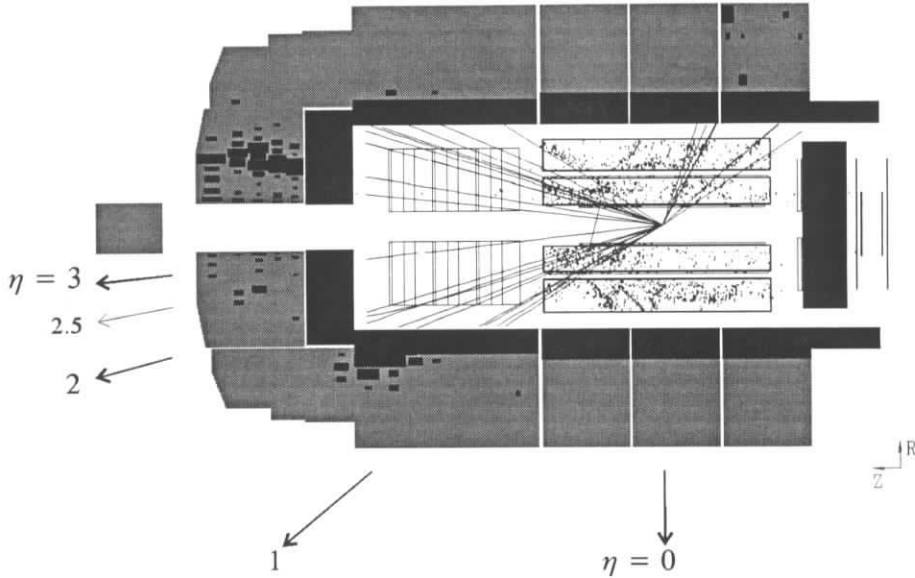


Abbildung 6.1: Gemessenes Ereignis mit zwei Jets. Der rekonstruierte Impulsanteil beträgt $x_{\gamma}^{rek} = 0.33$.

743 ± 30 Ereignisse vorher. Ein gemessenes γp -Ereignis mit zwei Jets ist in Abbildung 6.1 dargestellt.

6.1 Jetprofile

Den mittleren transversalen Energiefluß um die Jetachsen zeigt Abbildung 6.2 in verschiedenen Intervallen der Pseudorapidität η der Jets⁸. Auf der linken Seite der Abbildung ist der transversale Energiefluß summiert in einem Bereich mit $|\Delta\phi| < 1$ um die Jetachse als Funktion des Abstandes $\Delta\eta$ (η -Profil), auf der rechten Seite summiert in dem Gebiet $|\Delta\eta| < 1$ als Funktion von $|\phi|$ (ϕ -Profil), abgebildet.

In den Daten ist zu erkennen, daß Jets im Zentralbereich des Detektors ($-0.5 < \eta^{Jet} < 0.5$) eine ausgeprägte „Jetstruktur“ besitzen: Der transversale Energiefluß um die Jetachsen fällt zu den Rändern des Jets hin schnell ab. Im ϕ -Profil zeigt sich bei $|\Delta\phi| = \pi$ ein zweites Maximum. Dies wird durch den anderen Jet verursacht, da sich beide Jets im Azimutalwinkel vorzugsweise gegenüberliegen⁹. Mit zunehmender Pseudorapidität der Jets verändern sich die Jetprofile.

⁸ Es werden nur Jets mit einer Transversalenergie zwischen 7 und 8 GeV betrachtet.

⁹ Haben die Partonen, die an der harten Streuung teilnehmen, keinen Transversalimpuls im Anfangszustand, so laufen sie nach der Streuung mit einem Winkel von $\Delta\phi = 180^\circ$ auseinander. Die Partonen innerhalb eines Hadrons besitzen jedoch im allgemeinen einen intrinsischen Transversalimpuls. Auch QCD-Strahlung im Anfangszustand kann dazu beitragen, daß die in die Streuung einlaufenden Partonen einen Transversalimpuls besitzen.

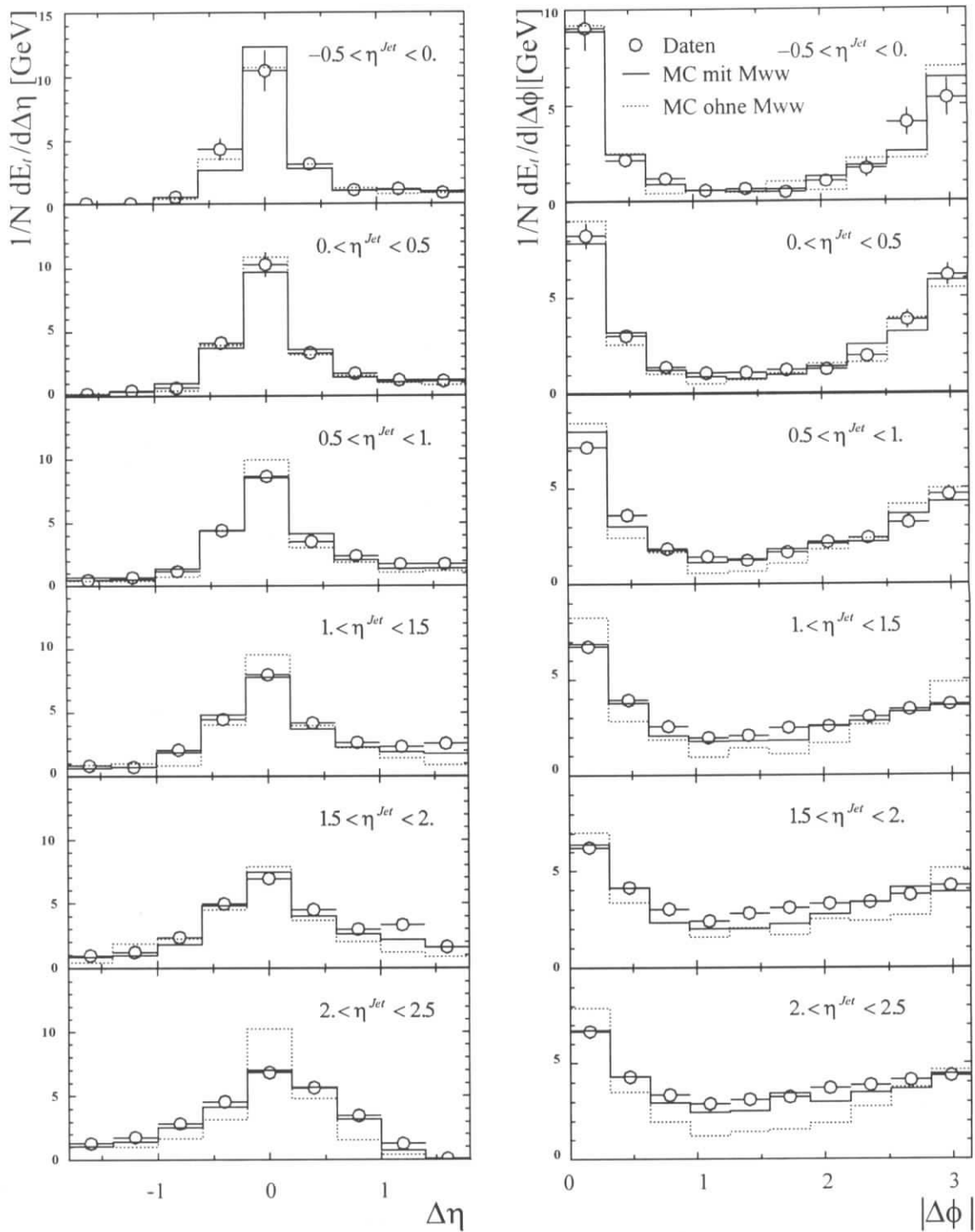


Abbildung 6.2: Mittlerer transversaler Energiefluß um die Jetachsen für Jets in verschiedenen η -Intervallen in Daten und Monte-Carlo (mit bzw. ohne Mehrfachwechselwirkungen). Links als Funktion des Abstands in der Pseudorapidität $\Delta\eta = \eta^{Cluster} - \eta^{Jet}$, rechts als Funktion des Abstands im Azimutalwinkel $|\Delta\phi|$.

Der transversale Energiefluß im Zentrum des Jets nimmt ab, während gleichzeitig der Fluß im Randbereich und außerhalb des Jets zunimmt.

Die Beschreibung der Jetprofile durch die Monte-Carlo-Modelle ist für Jets im zentralen Detektorbereich gut. Im vorderen Bereich des Detektors – dem zentralen Bereich im γp -Schwerpunktsystem – gelingt die Beschreibung durch die Monte-Carlo-Modelle nicht: Im Vergleich zu den Daten ist der Energiefluß in der Nachbarschaft der Jets zu gering. Ohne Simulation von Mehrfachwechselwirkungen ist zudem der Energiefluß im Zentrum des Jets zu hoch. Werden im Monte-Carlo Mehrfachwechselwirkungen simuliert, die eine Erhöhung des Energieflusses im zentralen Bereich des γp -Schwerpunktsystems bewirken, so führt dies zu einer deutlichen Erhöhung des Energieflusses in der Nachbarschaft der Jets und zu einer signifikant besseren Beschreibung der Daten als wenn nur eine harte Parton-Parton-Streuung simuliert wird.

Der Energiefluß, der außerhalb der Jets zu beobachten ist, wird sich auch innerhalb des Jet-Konus fortsetzen. Diese transversale Energie, die nicht mit den Jets korreliert ist, das sog. hadronische Pedestal, steigt mit wachsender Pseudorapidität an und führt so zu einer effektiven Verschiebung der Energieskala für die Jets als Funktion von deren Pseudorapidität. Da zudem die Monte-Carlo-Modelle den Beitrag des Energieflusses in der Umgebung des Jets nicht korrekt beschreiben, kommt es auch zu einer Verschiebung der effektiven Energieskala zwischen den Daten und den Monte-Carlo-Ereignissen. Wie später gezeigt wird, betragen die Unterschiede im Energiefluß außerhalb der Jets zwischen den Daten und dem PYTHIA-Monte-Carlo ohne Mehrfachwechselwirkungen im Vorwärtsbereich des Detektors bis zu 0.6 GeV pro Einheit in der $\eta\phi$ -Ebene. Werden in PYTHIA Mehrfachwechselwirkungen simuliert (mit der Standardeinstellung von $p_t^{min} > 1.45$ GeV und der GRV-Parametrisierung) verringert sich die Differenz zu den Daten auf 0.3 GeV. Die Untersuchung des Energieflusses außerhalb der Jets wird im nächsten Kapitel ausführlich diskutiert.

In diesem Kapitel sollen nun aber zunächst die von dem PYTHIA-Monte-Carlo vorhergesagten Jetraten mit der gemessenen Rate verglichen werden.

6.2 Jetspektren

Die inklusive Verteilung der Pseudorapidität η der Jets in den selektierten Zwei-Jet-Ereignissen zeigt Abbildung 6.3 a). Die Monte-Carlo-Ereignisse wurden auf die integrierte Luminosität der Daten normiert.

In den Daten ist eine deutliche Zunahme der Jetraten im Vorwärtsbereich des Detektors, dem zentralen Gebiet im γp -Schwerpunktsystem, zu erkennen. Das PYTHIA-Monte-Carlo-Modell ohne Mehrfachwechselwirkungen kann diese Zunahme der Jetraten nicht reproduzieren. Es ergibt sich bei Verwendung der GRV-Parametrisierung der Partondichte des Photons ein flaches Pseudorapiditäts-Spektrum der Jets. Werden Mehrfachwechselwirkungen simuliert, so verbessert sich auch hier, wie bei den Jetprofilen, die Übereinstimmung zwischen den Daten und dem Monte-Carlo deutlich. Trotzdem beträgt die Rate der Jets mit $\eta > 1$ nur ca. 65 % der in den Daten gemessenen Rate. Ereignisse mit direkten Photonen stellen nach den Monte-Carlo-Vorhersagen nur einen Bruchteil der selektierten Zwei-Jet-Ereignisse dar. Deren Jets liegen bevorzugt im zentralen Detektorbereich und tragen kaum zur Jetrate im Vorwärtsbereich bei.

Die Verteilung der Transversalenergien der beiden in E_t führenden Jets in den selektierten Zwei-Jet-Ereignissen zeigt Abbildung 6.3 b). Das E_t -Spektrum der rekonstruierten Jets in den

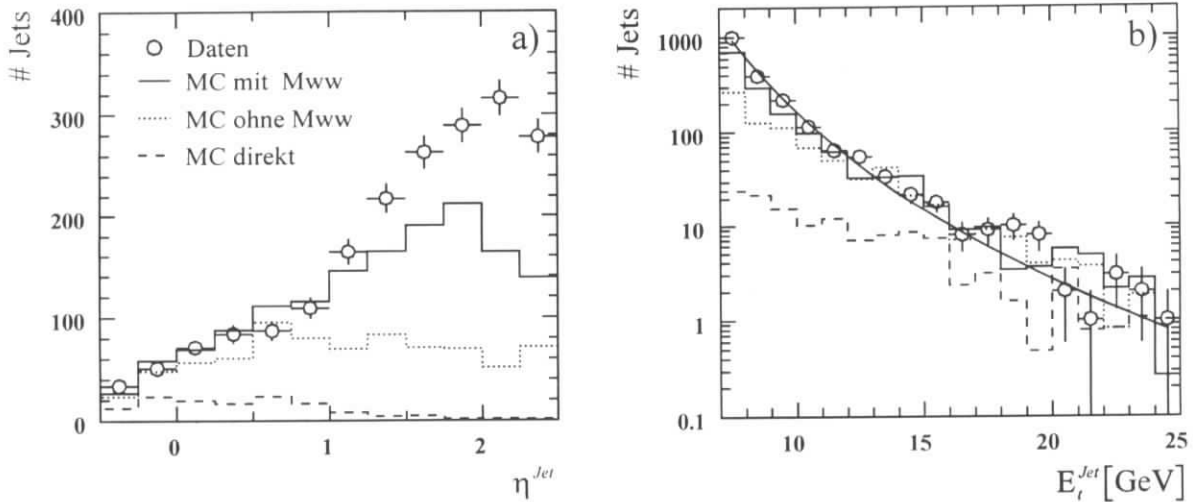


Abbildung 6.3: Verteilung der a) Pseudorapidity und b) der Transversalenergie der beiden in E_t führenden Jets für die Daten (mit Anpassung der Form $const \cdot E_t^{-6}$) und das PYTHIA-Monte-Carlo mit und ohne Mehrfachwechselwirkungen (aufgelöste und direkte Photonen) und für Ereignisse mit direkten Photonen allein.

Daten zeigt einen Abfall, der durch eine Abhängigkeit der Form E_t^{-6} beschrieben werden kann. Im Vergleich mit dem Monte-Carlo ergibt sich im Bereich hoher Transversalenergien der Jets ($E_t^{Jet} > 13$ GeV) eine gute Übereinstimmung, sowohl im Verlauf als auch in der absoluten Rate, unabhängig davon, ob Mehrfachwechselwirkungen simuliert werden oder nicht. Mit zunehmender Transversalenergie der Jets nimmt der Anteil direkter Ereignisse zu, wie aus der Abbildung ersichtlich ist. Für kleinere Transversalenergien der Jets ist die von den Monte-Carlo-Modellen vorhergesagte Rate zu gering, wobei eine Simulation von Mehrfachwechselwirkungen zu einer wesentlichen Erhöhung der Rate und somit zu einer besseren Reproduktion der gemessenen Daten führt. Die Jetrate im Vorwärtsbereich des Detektors und die Rate bei den kleinsten hier betrachteten Transversalenergien von 7 GeV kann also durch das PYTHIA-Monte-Carlo-Modell unter Verwendung der Standardeinstellung von $p_t^{min} > 1.45$ GeV und der GRV-Parametrisierung der Partondichten im Photon nicht beschrieben werden, selbst bei Simulation von Mehrfachwechselwirkungen.

Jets im Vorwärtsbereich und mit kleinen Transversalenergien gehören überwiegend zu Ereignissen mit kleinem x_γ^{rek} . Die Verteilung des rekonstruierten Impulsanteils x_γ^{rek} von der Photonseite zeigt Abbildung 6.4 a), die des rekonstruierten Impulsanteils von der Protonseite x_p^{rek} Abbildung 6.4 b). Für kleine x_γ^{rek} – und damit verknüpft großem x_p^{rek} – ist die Rate der gemessenen Ereignisse deutlich höher als die Vorhersage des PYTHIA-Modells ohne Mehrfachwechselwirkungen. Mit Mehrfachwechselwirkungen erreicht die Rate von Ereignissen bei kleinem x_γ^{rek} (< 0.3) etwa 65% der gemessenen Rate.

Werden die Raten von Ereignissen bei größerem x_γ^{rek} (> 0.3) betrachtet, so ergibt sich bei Berücksichtigung der statistischen Fehler eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den Monte-Carlo-Modellen. Für diese Ereignisse ist auch die Übereinstimmung der Raten als Funktion des Impulsanteils von der Protonseite x_p^{rek} gut, insbesondere bei Simulation von Mehrfachwechselwirkungen (Abbildung 6.5).

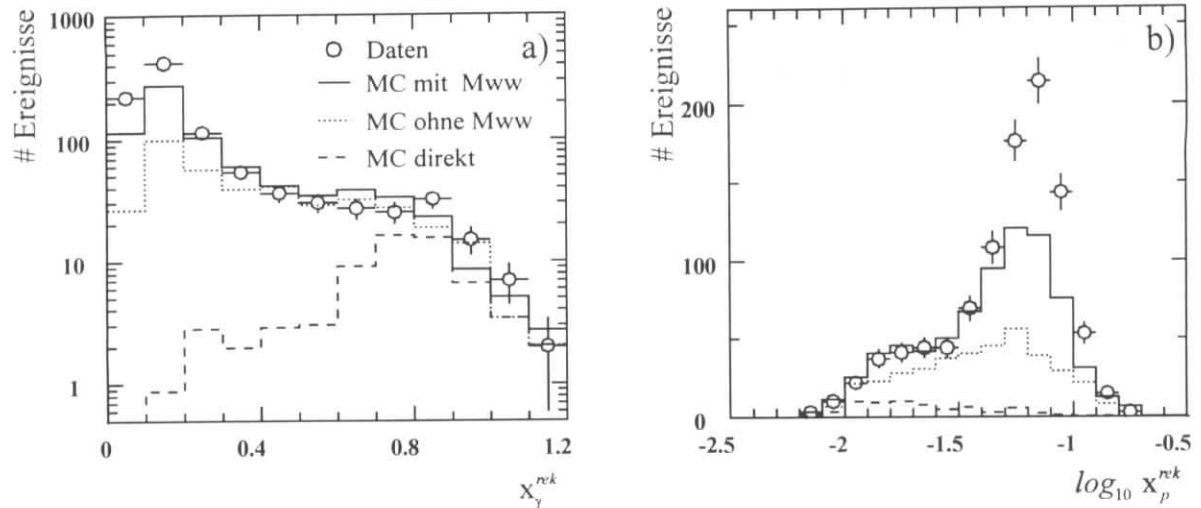


Abbildung 6.4: Verteilung des rekonstruierten Impulsanteils a) von der Photonseite x_{γ}^{rek} und b) von der Protonseite x_p^{rek} .

Aus Abbildung 6.6, in der die vom Monte-Carlo mit Mehrfachwechselwirkungen vorhergesagten Beiträge von Ereignissen mit Quarks und Gluonen aus aufgelösten Photonen sowie die der direkten Prozesse aufgetragen sind, geht hervor, daß für $x_{\gamma}^{rek} > 0.4$ überwiegend Ereignisse mit Quarks und direkte Prozesse verantwortlich sind.

Die gute Übereinstimmung der Monte-Carlo-Modelle mit den Daten in diesem Bereich zeigt, daß die Ergebnisse anderer Experimente, in denen die Quarkdichten im Photon gemessen wurden, und die QCD-Rechnungen für den direkten Anteil verträglich mit den Messungen bei HERA sind.

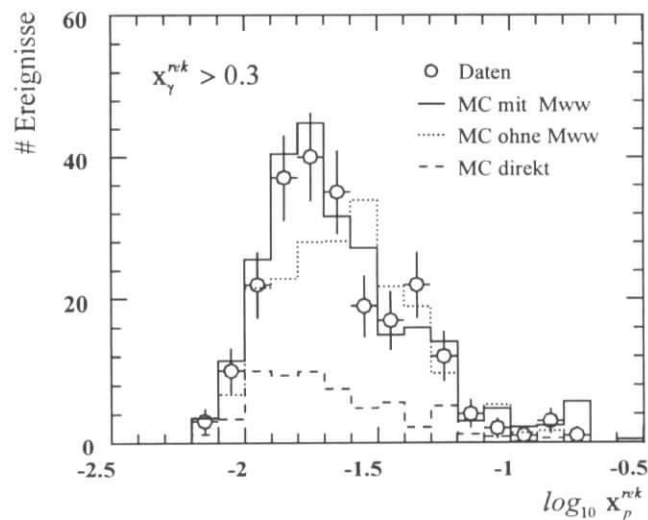


Abbildung 6.5: Verteilung des rekonstruierten Impulsanteils x_p^{rek} für Ereignisse mit $x_{\gamma}^{rek} > 0.3$ in den Daten und im PYTHIA-Monte-Carlo mit und ohne Mehrfachwechselwirkungen sowie für direkte Prozesse.

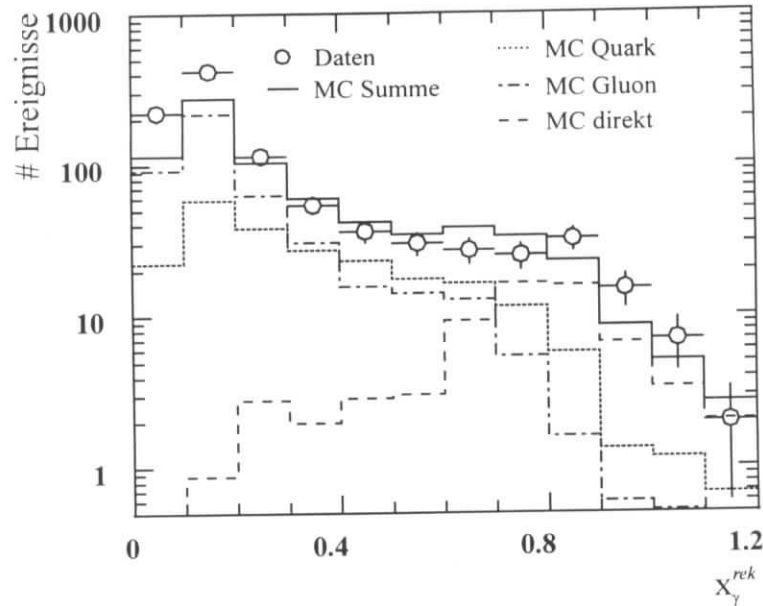


Abbildung 6.6: Verteilung des rekonstruierten Impulsanteils x_γ^{rek} für das PYTHIA-Monte-Carlo mit Mehrfachwechselwirkungen im Vergleich mit den Daten. Die Monte-Carlo-Ereignisse sind aufgeteilt in Prozesse mit direkten Photonen, mit aufgelösten Photonen, bei denen ein Quark aus dem Photon wechselwirkt und solche mit aufgelösten Photonen, bei denen ein Gluon aus dem Photon wechselwirkt.

Zu den Jetraten im Bereich kleiner x_γ^{rek} , die durch das Monte-Carlo nicht reproduziert werden können, tragen nach dem Modell überwiegend Ereignisse mit Gluonen aus dem Photon bei. Die zu beobachteten Unterschiede der Jetraten können aber offensichtlich nicht oder nicht allein auf eine unzureichende Beschreibung der Gluondichte durch die GRV-Parametrisierung im Photon zurückgeführt werden: Das Monte-Carlo zeigt, daß Mehrfachwechselwirkungen gerade bei kleinem x_γ^{rek} zu einer drastischen Erhöhung der Jetrate führen können.

Aus den Jetprofilen war zu erkennen, daß Mehrfachwechselwirkungen im Monte-Carlo zu einer deutlichen Erhöhung des hadronischen Pedestals führen, aber der in den Daten gemessene Wert nicht erreicht wird. Aus diesem Grund können aus der oben gezeigten x_γ^{rek} -Verteilung zunächst keine Aufschlüsse über die Gluondichte im Photon erhalten werden.

Solange keine ausreichende Beschreibung des hadronischen Endzustandes durch die Monte-Carlo-Modelle möglich ist, müssen die unterschiedlichen Werte des hadronischen Pedestals in Daten und Monte-Carlo berücksichtigt werden, um die Jetraten vergleichen zu können. Bei der sog. *Pedestal-Subtraktion* wird die mittlere Differenz der Energiedichte in der Nachbarschaft der Jets zwischen den Daten und dem Monte-Carlo als Funktion der Pseudorapidität bestimmt und diese auf die Jetfläche bezogen. Dieser Wert wird dann von der Transversalenergie der Jets in den Daten abgezogen.

Es kann gezeigt werden, daß diese Methode innerhalb des PYTHIA-Monte-Carlo-Modells funktioniert, indem die Unterschiede des Energieflusses in der Nachbarschaft der Jets zwischen dem Monte-Carlo-Datensatz mit und dem ohne Mehrfachwechselwirkungen bestimmt werden und die Pedestal-Subtraktion an den Jets des Datensatzes mit Mehrfachwechselwirkungen vorgenommen wird. Der Vergleich der Spektren der nach der Pedestal-Subtraktion verbleibenden und

korrigierten Jets mit denen des Monte-Carlos ohne Mehrfachwechselwirkungen zeigt, daß es mit dieser Methode gelingt, den Beitrag der simulierten Mehrfachwechselwirkungen zum Energiefluß innerhalb der Jets zu eliminieren. Eine ausführliche Beschreibung dieser Methode findet sich bei [78].

Aus den korrigierten Jetraten der Daten kann dann zusammen mit dem als bekannt vorausgesetzten Quarkinhalt des Photons und den aus QCD-Rechnungen abgeschätzten Beitrag der direkten Prozesse auf den Gluoninhalt des Photons geschlossen werden.

Das Ergebnis zeigt, daß die GRV-Parametrisierung mit den Daten verträglich ist [5] [78] [79]. Eine steil ansteigende Gluondichte bei kleinen x_γ , wie sie von der LAC 1-Parametrisierung vorhergesagt wird, kann nicht beobachtet werden. Die LAC 3-Parametrisierung mit einer hohen Gluondichte bei großen x_γ konnte ausgeschlossen werden.

Wünschenswert ist es, auf eine Pedestal-Subtraktion verzichten zu können, die mit relativ großen Unsicherheiten behaftet ist und ein Monte-Carlo-Modell zur Verfügung zu haben, das den hadronischen Endzustand der gemessenen Daten richtig beschreibt. Eine Anpassung der Monte-Carlo-Modelle ist aber allein durch die Betrachtung von Jetraten wenig sinnvoll. Während sich die Partondichten direkt auf die Jetraten auswirken, wirken sich Mehrfachwechselwirkungen nur indirekt, nämlich durch Erhöhung des Energieflusses innerhalb *und* außerhalb der Jets aus. Es muß also insbesondere der Energiefluß außerhalb der Jets betrachtet werden; dies ist Gegenstand des nächsten Kapitels. Doch zuvor soll im nächsten Abschnitt noch ein weiteres Indiz dafür gezeigt werden, daß das Monte-Carlo-Modell, welches nur eine harte Parton-Parton-Streuung simuliert, nicht in der Lage ist, die Daten zu beschreiben.

6.3 Relative Jetraten

Den hier untersuchten Photoproduktionsereignissen liegt ein harter Parton-Parton-Streuprozess zugrunde, der in führender Ordnung durch zwei aus der harten Streuung auslaufende Partonen beschrieben wird. Ob die Partonen als Jets im Detektor zu erkennen sind, hängt sowohl von der Detektorakzeptanz als auch von der Jet-Definition ab. Obwohl in PYTHIA die führende Parton-Parton-Streuung als $2 \rightarrow 2$ Streuung berechnet wird, können mehr als zwei Jets im Endzustand zu finden sein. Ursache hierfür sind Abstrahlungen von Gluonen mit großem Transversalimpuls im Verlauf der Partonschauer-Entwicklung und der Photonrest, dessen Transversalimpuls in den Monte-Carlo-Ereignissen bis zu 5 GeV betragen kann. Zu erwarten ist, daß mit zunehmender zur Verfügung stehender Transversalenergie im gesamten Ereignis die mittlere Anzahl der Jets ansteigen wird.

Abbildung 6.7 a) zeigt die relative Anzahl von Null-, Ein-, Zwei- und Drei-Jet-Ereignissen als Funktion der Transversalenergie E_T^{vis} , die im Pseudorapiditätsbereich $-3 < \eta^* < 1$ gemessen wird.

Bei Transversalenergien zwischen 20 und 22 GeV haben in den Daten ca. 70% der Ereignisse keinen Jet mit mehr als 7 GeV Transversalenergie im Endzustand. Die relative Rate von Ereignissen mit zwei Jets ist bei 20 GeV zu vernachlässigen. Erst bei etwa 35 GeV enthält die Hälfte der Ereignisse genau zwei Jets, weitere 10% haben drei Jets.

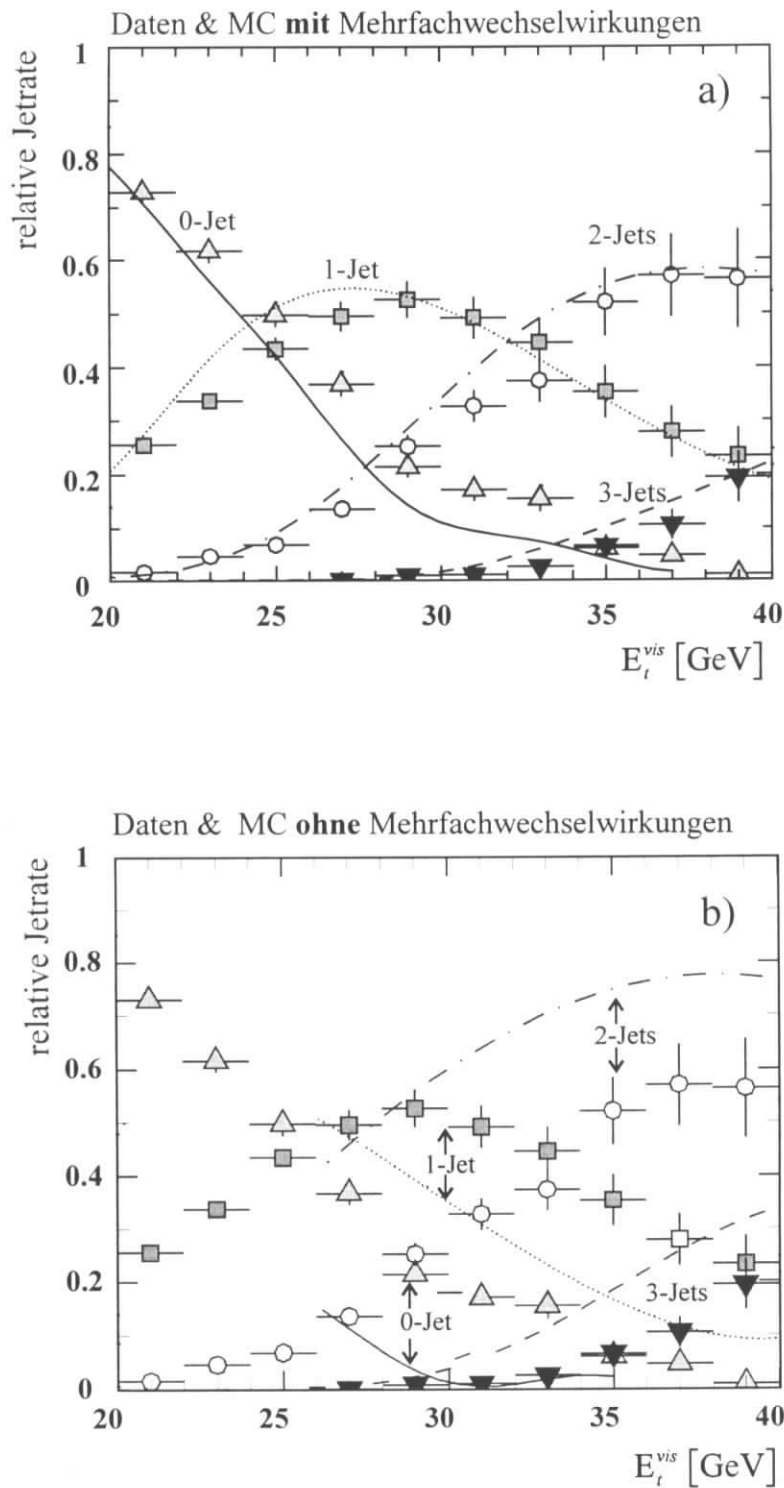


Abbildung 6.7: Relative Rate von Null-, Ein-, Zwei- und Drei-Jet-Ereignissen als Funktion der Transversalenergie E_t^{vis} , die im Pseudorapiditätsbereich von $-3 < \eta < 1$ gefunden wird. Oben im Vergleich der Daten (Symbole) mit dem PYTHIA-Monte-Carlo-Modell (Linien) mit Mehrfachwechselwirkungen und unten mit dem PYTHIA -Modell ohne Mehrfachwechselwirkungen.

Das PYTHIA-Monte-Carlo mit Mehrfachwechselwirkungen gibt insgesamt den Verlauf der relativen Jetraten recht gut wieder. Zu bemerken ist aber, daß in den Daten bei gleicher Transversalenergie weniger Jets gefunden werden. Dies ist konsistent mit dem Bild, daß in Daten mehr Energie außerhalb der Jets zu finden ist als in der Vorhersage des PYTHIA-Monte-Carlos.

Während das Monte-Carlo mit Mehrfachwechselwirkungen den Verlauf der relativen Jetraten insgesamt recht gut beschreibt, gelingt dies nicht, wenn im gleichen Modell keine Mehrfachwechselwirkungen simuliert werden. Dies zeigt Abbildung 6.7 b). Wegen des hohen \hat{p}_t -Schnittes von 4 GeV, der bei der Generierung dieses Datensatzes verwendet wurde, ist es erst oberhalb von ca. 26 GeV sinnvoll, die relativen Jetraten dieses Monte-Carlos zu betrachten. Die Übereinstimmung der relativen Jetraten mit den Daten ist ungenügend. Wird nur eine Parton-Parton-Wechselwirkung pro Ereignis generiert, so ist im Vergleich zu den Daten der Anteil der Transversalenergie, der in den Jets erwartet wird, zu groß. Dies wird auch aus Abbildung 6.8 deutlich, in der das Verhältnis der Transversalenergie innerhalb aller gefundenen Jets zu der gesamten zur Verfügung stehenden Transversalenergie im Bereich $-3 < \eta^* < -1$ aufgetragen ist.

In den Daten sind bei kleinen Transversalenergien E_t^{vis} im Mittel 10% der zur Verfügung stehenden Transversalenergie in den Jets enthalten. Dieser Anteil steigt etwa linear mit der Transversalenergie E_t^{vis} an und erreicht bei $E_t^{vis} = 40$ GeV, wo etwa 80% der Ereignisse zwei oder mehr Jets aufweisen, einen Wert von 50%.

Ein beträchtlicher Anteil der Transversalenergie liegt also außerhalb der Jets, selbst wenn zwei Jets in einem Ereignis gefunden werden. Der Energiefluß außerhalb der Jets in Zwei-Jet-Ereignissen ist Thema des nächsten Kapitels.

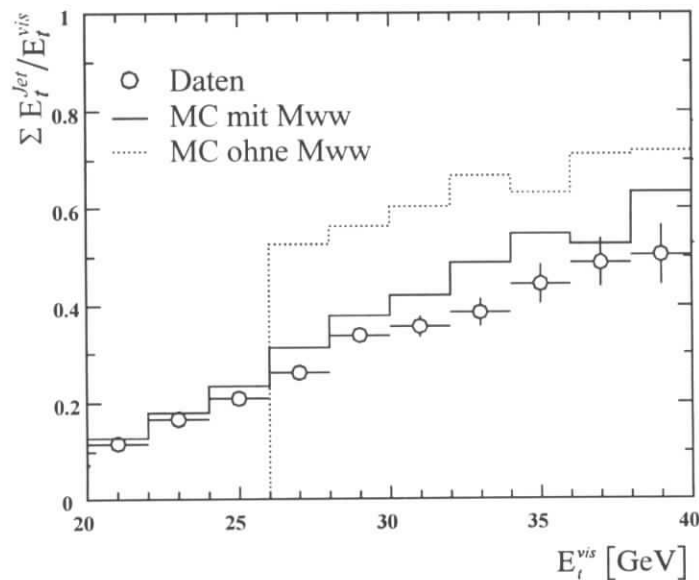


Abbildung 6.8: Verhältnis der Transversalenergie, die innerhalb aller Jets gefunden wird, zu der Transversalenergie E_t^{vis} , die im Pseudorapiditätsbereich von $-3 < \eta^* < -1$ rekonstruiert wird, aufgetragen gegen E_t^{vis} .

Kapitel 7

Energiefluß außerhalb von Jets

Gegenstand dieses Kapitels ist der transversale Energiefluß außerhalb der beiden in E_t führenden Jets in harten Photoproduktionsereignissen. Zunächst werden kurz die Quellen transversaler Energie aufgeführt und die folgenden Untersuchungen motiviert. Anschließend an die Definition der Gebiete außerhalb der Jets werden die Daten mit dem PYTHIA-Monte-Carlo-Modell – mit und ohne Simulation von Mehrfachwechselwirkungen – verglichen. Hierbei wird, um unabhängig von der Lage der Jets im Detektor zu sein, die Dichte der Transversalenergie in den „jetfreien“ Gebieten betrachtet. Im Mittelpunkt steht dabei die Abhängigkeit dieser Dichte vom Impulsanteil x_γ . Die in den Daten gemessene Dichte der Transversalenergie außerhalb der Jets wird auf Detektoreffekte korrigiert. Dies ermöglicht dann Vergleiche der Daten mit weiteren Monte-Carlo-Modellen, die in einem späteren Kapitel erfolgen.

7.1 Quellen der Transversalenergie

Eine Quelle von transversaler Energie im Endzustand von harten Photoproduktionsereignissen ist der führende Parton-Parton-Streuprozeß. Im Idealfall sind die auslaufenden Partonen als Jets im Detektor zu erkennen. Aber auch außerhalb der Jets ist im allgemeinen Energie zu beobachten. Mechanismen, die dazu beitragen sind:

- **Fragmentation:** Die aus dem harten Streuprozeß auslaufenden Partonen, wie auch die Zuschauerpartonen des Photons bzw. Protons, sind nicht farbneutral und fragmentieren. Dies führt zu einem Energiefluß zwischen den Jets bzw. zwischen Jet und dem Photon- oder Protonrest.
- **Photon- und Protonrest:** Reste des Protons und des Photons können teilweise in den Bereich der Detektorakzeptanz gelangen.
- **QCD-Strahlung:** Sowohl im Anfangszustand als auch im Endzustand kann QCD-Strahlung auftreten. Die Strahlung im Anfangszustand kann als dem Photon- bzw. Protonrest zugehörig betrachtet werden.
- **Mehrfachwechselwirkungen:** Treten zusätzlich zu einer harten Parton-Parton-Streuung weitere Wechselwirkungen zwischen dem verbleibenden Photon- und Protonrest auf, werden im allgemeinen keine weiteren Jets mit hoher Transversalenergie im Endzustand

zu beobachten sein, da die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten mehrerer harter Wechselwirkungen in einem Ereignis gering ist. Vielmehr ist zu erwarten, daß diese zusätzlichen weicheren Wechselwirkungen zu einer Zunahme des Energieflusses – vor allem im zentralen Gebiet des γp -Schwerpunktsystems – führen und von der Größe des Photonrestes (und damit von x_γ) abhängen.

Die Unsicherheiten der theoretischen Beschreibung bezüglich der Fragmentation sind in harten Photoproduktionsereignissen bei HERA als eher gering einzuschätzen. Die Beschreibung des Beitrags der QCD-Strahlung ist dagegen von größerer Bedeutung. Bei den hier untersuchten Ereignissen mit transversalen Jetenergien von $E_t^{Jet} > 7$ GeV kann die Virtualität der in den harten Streuprozess einlaufenden Partonen bedeutend sein, d.h. der Phasenraum für QCD-Abstrahlungen ist groß. Die Skala der maximalen Virtualität, welche die Energie und die Zahl der abgestrahlten Gluonen festlegt, ist nicht eindeutig definiert.

Noch größere Unsicherheiten bestehen bezüglich der Existenz und der Beschreibung von Mehrfachwechselwirkungen. Evidenz für das Auftreten mehrerer Parton-Parton-Wechselwirkungen in einem Ereignis haben $p\bar{p}$ -Experimente gezeigt (siehe Kapitel 3). Die γp -Streuung bei HERA liefert gute Voraussetzungen, um Mehrfachwechselwirkungen zu untersuchen: Zu beobachten sind Prozesse mit aufgelösten Photonen, bei denen ein variierender Bruchteil des Photonimpulses nicht an der harten Streuung teilnimmt und für weitere Wechselwirkungen zur Verfügung steht. In Ereignissen mit direkten Photonen schließlich ist kein Photonrest vorhanden. Sie stellen somit einen Grenzfall der Prozesse mit aufgelösten Photonen bei großem x_γ dar. Hier sollten Mehrfachwechselwirkungen keinen Einfluß haben.

7.2 Definition der Gebiete außerhalb von Jets

Ausgangspunkt für die folgenden Untersuchungen sind die schon in den letzten Kapiteln verwendeten Ereignisse mit mindestens zwei Jets. Die Jets werden durch den Konus-Algorithmus mit einer minimalen Transversalenergie von 7 GeV in einem Radius mit $R=1$ definiert. In diesen Ereignissen wurden alle Kalorimeter-Cluster mit $\eta^{lab} < 3$ einem der folgenden Gebiete der $\eta\phi$ -Ebene zugeordnet (siehe auch Abbildung 7.1) :

Bereich	Definition des Bereichs
Jetbereich	Bereiche innerhalb der rekonstruierten Jets mit $R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} = 1$ und in der Umgebung der Jets in einem Ring um den Jet mit $R \leq 1.3$.
γp -Zentralbereich	Gebiete außerhalb der Jets mit $R > 1.3$ und $-1 < \eta_{Cluster}^* < 1$ sowie $\eta_{Cluster}^{lab} < 3$.
Photonrestbereich	Gebiete außerhalb der Jets mit $R > 1.3$ und $\eta_{Cluster}^* \leq -1$.

Tabelle 7.1: Definition der $\eta\phi$ -Bereiche.

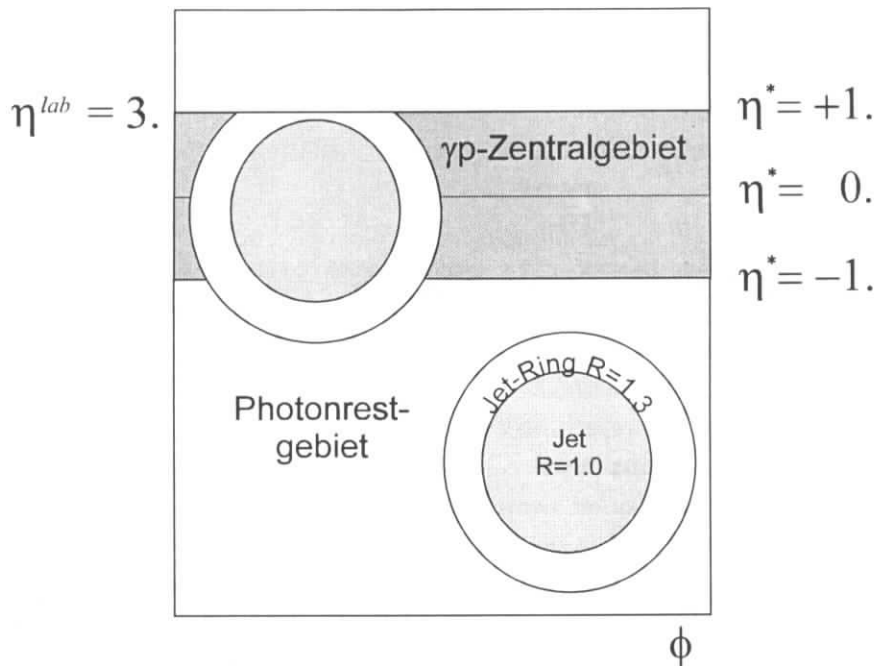


Abbildung 7.1: Definition der Gebiete außerhalb von Jets. Die Abbildung gibt die Situation für eine Photonenergie von 15 GeV wieder ¹⁰.

Die Unterteilung der „jetfreien“ Gebiete in ein γp -Zentral- und ein Photonrestgebiet wird durch die Monte-Carlo-Modelle motiviert, die vorhersagen, daß der überwiegende Teil der Partonen des Photonrestes im Pseudorapitätsbereich $\eta^* < -1$, gemessen im γp -Schwerpunktsystem, gestreut wird. Im Bereich $\eta^* > -1$ werden dagegen, neben den Ausläufern des Protonrestes, Auswirkungen von Mehrfachwechselwirkungen erwartet, die im γp -Zentralgebiet, also bei $\eta^* \cong 0$, maximal sein sollten (siehe auch Abbildung 5.5 b).

In diesem Kapitel wird nun der Fluß der transversalen Energie in den oben definierten Gebieten außerhalb der Jets untersucht. Da abhängig von der Photonenergie und der Lage der Jets (und somit abhängig von x_γ und x_p) die Fläche des Photonrest- und des γp -Zentralgebietes variiert, wird im Folgenden die in diesen Bereichen deponierte Transversalenergie auf die entsprechend als „jetfrei“ verbleibende Fläche normiert. Betrachtet wird also die transversale *Energiedichte* außerhalb der Jets.

7.3 Transversale Energiedichte außerhalb von Jets auf Detektorebene

In diesem Abschnitt wird die in den Daten auf Detektorebene gemessene transversale Energiedichte außerhalb der Jets behandelt und diese dann mit den Vorhersagen des PYTHIA-Monte-Carlos mit bzw. ohne Mehrfachwechselwirkungen verglichen.

¹⁰ Die Bedingung $\eta^{lab} < 3.$ führt dazu, daß für Ereignisse mit $E_\gamma < 15$ GeV nicht mehr der volle Pseudorapitätsbereich bis $\eta^* = 1$ zugänglich ist. Für die kleinsten hier betrachteten Photonenergien von 8 GeV wird $\eta^{*max} = 0.7$ erreicht.

7.3.1 Transversale Energiedichte außerhalb von Jets in den Daten

Die in den Daten gemessene mittlere Dichte der Transversalenergie außerhalb der Jets, aufgetragen als Funktion der Pseudorapidität η^* , zeigt Abbildung 7.2. Die Ereignisse wurden in drei x_γ^{rek} -Intervalle aufgeteilt.

Für Ereignisse aus allen x_γ^{rek} -Intervallen ist eine Zunahme der transversalen Energiedichte mit wachsender Pseudorapidität zu erkennen. Insbesondere im $\gamma\text{p-Zentralgebiet}$ ($|\eta^*| < 1$) ist eine klare Abhängigkeit der Energiedichte vom Impulsanteil x_γ^{rek} festzustellen. Für Ereignisse mit kleinem x_γ^{rek} (< 0.3) ist die Dichte der Transversalenergie außerhalb der Jets etwa doppelt so groß wie für Ereignisse bei großem x_γ^{rek} (> 0.6), wo ein größerer Anteil direkter Prozesse zu erwarten ist. Auch beim Übergang von kleinen zu mittleren x_γ^{rek} ist eine deutliche Abnahme der Energiedichte festzustellen.

Im Photonrestgebiet ($\eta^* < -1$) ist zwischen Ereignissen mit kleinem x_γ^{rek} und großem x_γ^{rek} ebenfalls eine deutliche Abnahme der transversalen Energiedichte zu erkennen. Die Unterschiede zwischen Ereignissen mit kleinem und mittlerem x_γ^{rek} sind weniger signifikant. Die Zunahme der Aktivität außerhalb der Jets im Photonrestbereich mit abnehmendem x_γ^{rek} zeigt, daß der Photonrest (oder Teile davon) im Detektor nachgewiesen wird.

Die Zunahme der Aktivität im zentralen Bereich des $\gamma\text{p-Schwerpunktsystems}$ mit abnehmendem x_γ^{rek} ist hingegen nicht so einfach zu interpretieren. Sie wird in dieser Arbeit mit Hilfe von Monte-Carlo-Modellen untersucht.

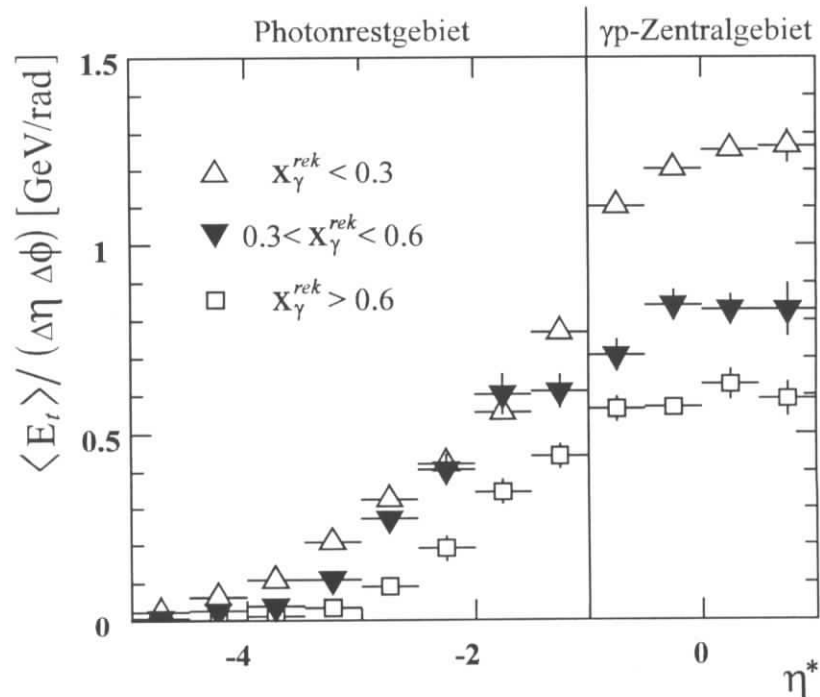


Abbildung 7.2: Dichte der Transversalenergie außerhalb der Jets als Funktion der Pseudorapidität η^* im $\gamma\text{p-Schwerpunktsystem}$ in den Daten für drei verschiedene x_γ^{rek} -Intervalle. Die Trennlinie kennzeichnet die Grenze zwischen zentralem $\gamma\text{p-}$ und Photonrestgebiet.

7.3.2 Vergleich mit den PYTHIA-Monte-Carlo-Modellen

Die Vorhersagen der beiden PYTHIA-Monte-Carlo-Modelle im Vergleich mit den Daten zeigt Abbildung 7.3. Für kleine x_γ^{rek} (obere Abbildung) erreicht das PYTHIA-Monte-Carlo **ohne** Mehrfachwechselwirkungen im γp -Zentralbereich ($\eta^* > -1$) nur etwa 50% der in den Daten gemessenen Energiedichte. **Mit** Mehrfachwechselwirkungen verringern sich die Unterschiede zwischen den Daten und dem Monte-Carlo zwar deutlich, da hier zusätzlicher Energiefluß durch die weiteren Wechselwirkungen erzeugt wird. Dieser reicht aber nicht aus, die Daten zu beschreiben. Werden Ereignisse bei mittlerem x_γ^{rek} betrachtet, so ist die Übereinstimmung zwischen Daten und den beiden Monte-Carlo-Modellen besser. Bei Ereignissen mit großem x_γ^{rek} betragen die Unterschiede zwischen den Daten und dem Monte-Carlo mit Mehrfachwechselwirkungen nur noch etwa 10%.

Im Photonrestgebiet gelingt die Beschreibung der Daten durch das PYTHIA-Monte-Carlo-Modell besser. Im Pseudorapiditätsbereich $\eta^* < -2$ kann das PYTHIA-Monte-Carlo über den gesamten x_γ^{rek} -Bereich die Daten beschreiben, unabhängig davon, ob Mehrfachwechselwirkungen simuliert werden. Mehrfachwechselwirkungen haben hier keinen Einfluß auf die Energiedichte außerhalb von Jets. In dem an den γp -Zentralgebiet anschließenden Bereich $-2 < \eta^* < -1$ zeigen sich für Ereignisse mit kleinem und mittlerem x_γ^{rek} Abweichungen zwischen den Daten und den Monte-Carlo-Modellen. Die Abweichungen sind geringer, wenn Mehrfachwechselwirkungen simuliert werden. Die Energiedichte im Photonrestgebiet wird im Folgenden nicht weiter behandelt. Die im Bereich $-2 < \eta^* < -1$ verbleibenden Unterschiede zwischen den Daten und den Monte-Carlo-Modellen sind offensichtlich mit den Unterschieden im γp -Zentralgebiet verknüpft. Die Ursachen für die Diskrepanzen können dort besser untersucht werden.

Eine detaillierte Untersuchung des Photonrestes, der vorzugsweise im Bereich $\eta^* < -2$ zu finden sein sollte, war mit den Daten der Datennahmepériode 1993 nicht möglich. Für diesen Zweck war die Genauigkeit der Energiemessung von Hadronen im Rückwärtsbereich des H1-Detektors nicht ausreichend. Seit der Datennahmepériode 1995 steht hier ein hadronisches Kalorimeter zur Verfügung, so daß zukünftig eine Untersuchung des Photonrestes möglich ist.

Die weiteren Untersuchungen dieses Kapitels konzentrieren sich auf den Pseudorapiditätsbereich in der zentralen Region des γp -Schwerpunktsystems: dort, wo sich der Einfluß von zusätzlichen Wechselwirkungen am deutlichsten bemerkbar macht.

Mittlere transversale Energiedichte außerhalb von Jets im γp -Zentralgebiet

Im folgenden wird die Energiedichte außerhalb der Jets, gemittelt über den Pseudorapiditätsbereich von $-1 < \eta^* < 1$, betrachtet. So wird eine Größe erhalten, die die Aktivität außerhalb der Jets im γp -Zentralbereich *pro Ereignis* zusammenfaßt.

Die Wahl des Radius $R=1.3$ um die Jetachsen zur Definition der Jetbereiche wird dadurch bedingt, daß die als „jetfrei“ verbleibende Fläche außerhalb der Jets ausreichend groß sein muß, um die Energiedichte dort sinnvoll zu ermitteln¹¹. Die Verteilung der Größe der Fläche, die als „jetfrei“ verbleibt, ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Entsprechend der Verteilung des rekonstru-

¹¹ Die sich bei der Wahl von $R=1$ bzw. $R=1.5$ ergebenden Unterschiede in der Energiedichte außerhalb von Jets sind gering. Beim Übergang von $R=1.3$ zu $R=1.5$ ist kein signifikanter Unterschied festzustellen. Beim Übergang von $R=1.3$ zu $R=1.0$ verringert sich die Energiedichte um 4%.

ierten Impulsanteils x_{γ}^{rek} überwiegen in den Daten Ereignisse, bei denen beide Jets im $\gamma\gamma$ -Zentralgebiet liegen. Aus der Abbildung 7.4 geht hervor, daß die minimale Fläche, die zur Summation der Transversalenergie verbleibt, mindestens zwei Einheiten in der $\eta\phi$ -Ebene beträgt und daher ausreichend groß ist, um die Dichte der Transversalenergie zu messen.

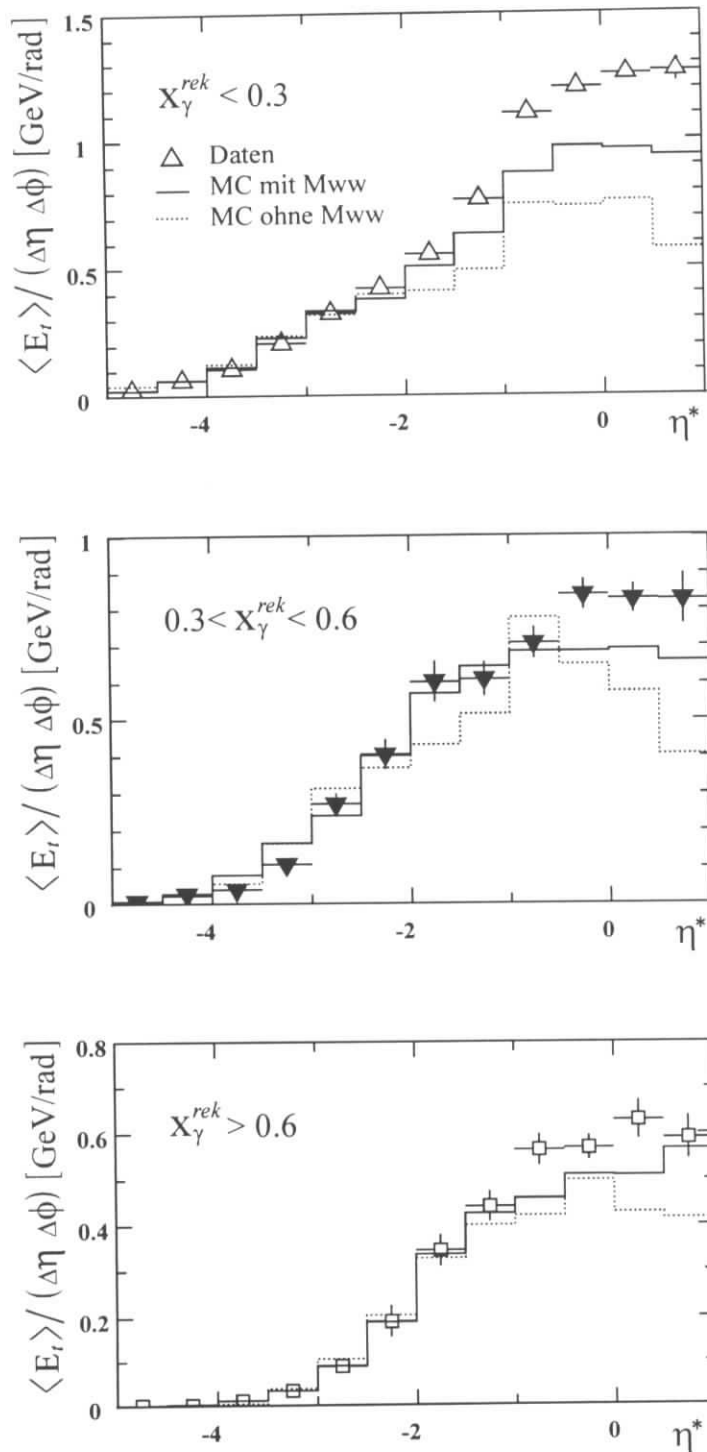


Abbildung 7.3: Vergleich der transversalen Energiedichte außerhalb von Jets als Funktion der Pseudorapidität η^* in den Daten und im PYTHIA-Monte-Carlo mit bzw. ohne Mehrfachwechselwirkungen für Ereignisse mit $x_{\gamma}^{rek} < 0.3$ (oben), $0.3 < x_{\gamma}^{rek} < 0.6$ (mitte) und $x_{\gamma}^{rek} > 0.6$ (unten).

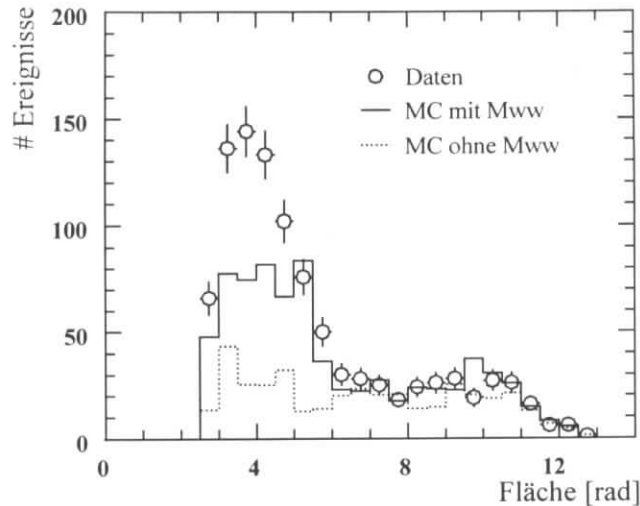


Abbildung 7.4: Verteilung der Größe der Gebiete außerhalb der Jets im γp -Zentralgebiet in den Daten und für das PYTHIA-Monte-Carlo mit und ohne Mehrfachwechselwirkungen.

Das Spektrum der transversalen Energiedichte, gemittelt über $-1 < \eta^* < 1$, im Vergleich von Daten und den Monte-Carlo Modellen zeigt Abbildung 7.5. Für Ereignisse mit kleinen x_γ^{rek} kann die Verteilung in den Daten von keinem der beiden Monte-Carlo-Modelle richtig beschrieben werden, wobei Mehrfachwechselwirkungen die Abweichungen von den Daten aber deutlich verringern.

Wird in dem Modell **mit** Mehrfachwechselwirkungen für Ereignisse mit $x_\gamma^{rek} < 0.3$ die Energiedichte pro Ereignis mit einem Faktor 1.3 multipliziert, so daß sich der gleiche Mittelwert wie in den Daten ergibt, wird auch die Form der gemessenen Verteilung reproduziert (siehe Abbildung 7.6). **Ohne** Mehrfachwechselwirkungen kann durch Erhöhung der Energiedichte keine Übereinstimmung mit der gemessene Form der Verteilung erreicht werden.

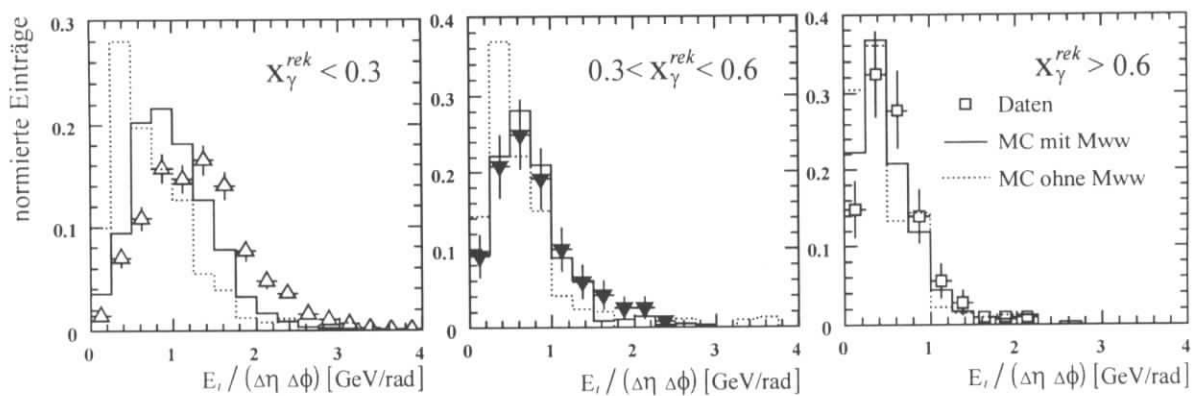


Abbildung 7.5: Verteilung der transversalen Energiedichte außerhalb der Jets im Gebiet $|\eta^*| < 1$. in drei x_γ^{rek} -Intervallen in den Daten und dem PYTHIA-Monte-Carlo mit und ohne Mehrfachwechselwirkungen. Die Verteilungen sind jeweils auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normiert.

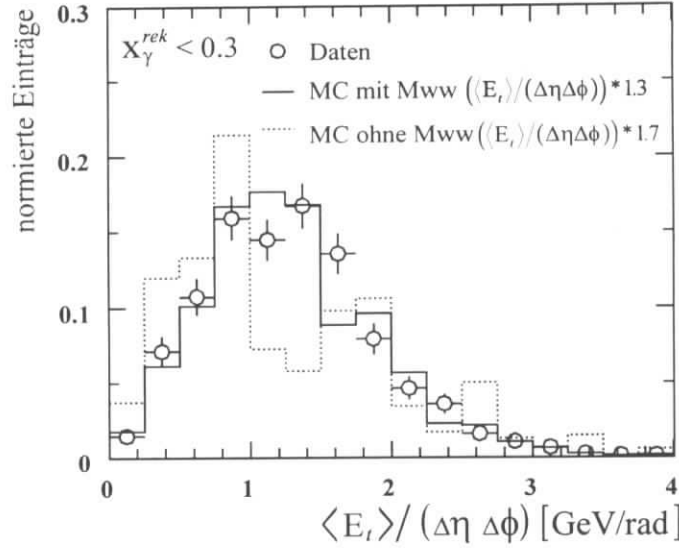


Abbildung 7.6: Verteilung der transversalen Energiedichte außerhalb der Jets im Gebiet $|\eta| < 1$ für Ereignisse mit $x_\gamma^{\text{rek}} < 0.3$ in den Daten und dem PYTHIA-Monte-Carlo mit und ohne Mehrfachwechselwirkungen. Die Energiedichte in den Monte-Carlo-Ereignissen mit Mehrfachwechselwirkungen wurde mit einem Faktor 1.3, die in den Ereignissen ohne Mehrfachwechselwirkungen mit einem Faktor 1.7 multipliziert, so daß sich für die drei Verteilungen der gleiche Mittelwert ergibt.

Für Ereignisse bei mittlerem und großem x_γ^{rek} kann das Monte-Carlo **mit** Mehrfachwechselwirkungen sowohl die Mittelwerte als auch die Form der gemessenen Verteilung gut reproduzieren. **Ohne** Mehrfachwechselwirkungen ist die vorhergesagte Energiedichte auch bei mittlerem und großem x_γ^{rek} zu gering, jedoch sind die Abweichungen von der gemessenen Verteilung geringer als für Ereignisse bei kleinem x_γ^{rek} .

Abbildung 7.7 zeigt nun zusammenfassend die mittlere transversale Energiedichte pro Ereignis außerhalb der Jets als Funktion des rekonstruierten Impulsanteils x_γ^{rek} .

Für Ereignisse mit kleinem x_γ^{rek} , die fast ausschließlich von Ereignissen mit aufgelösten Photonen stammen, beträgt die mittlere unkorrigierte transversale Energiedichte etwa 1.3 GeV und fällt zu Ereignissen mit großem x_γ^{rek} , die von direkten Prozessen dominiert werden, auf 0.5 GeV ab.

Das PYTHIA-Monte-Carlo **ohne** Mehrfachwechselwirkungen kann den Anstieg des Energieflusses außerhalb der Jets mit abnehmendem x_γ^{rek} nicht wiedergeben. Während für Ereignisse mit großem rekonstruierten Impulsanteil x_γ^{rek} eine recht gute Beschreibung der Daten gelingt, ist für kleine x_γ^{rek} die Energiedichte bis zu 0.6 GeV kleiner als in den Daten. Bezogen auf einen Jet vom Radius 1 heißt dies, daß durch Mechanismen, die nicht direkt mit der harten Streuung verknüpft sind, bis zu 2 GeV mehr Transversalenergie zu diesem Jet in den Daten „addiert“ wird als zu einem Jet im Monte-Carlo-Modell ohne Mehrfachwechselwirkungen.

Mit Mehrfachwechselwirkungen wird zwar ein Anstieg der transversalen Energiedichte mit abnehmendem x_γ^{rek} im Monte-Carlo erreicht, die Energiedichte bei kleinem x_γ^{rek} ist jedoch um ca. 0.3 GeV zu klein, sofern die Standardeinstellung von $p_t^{\text{mia}} > 1.45 \text{ GeV}$ und die GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon verwendet werden.

Im nächsten Abschnitt wird der in den Daten gemessene Energiefluß auf Detektoreffekte korrigiert. Dann ist es möglich, andere Monte-Carlo-Modelle – mit und ohne Mehrfachwechselwirkungen – mit den Daten zu vergleichen, ohne eine Detektorsimulation der generierten Monte-Carlo-Ereignisse vornehmen zu müssen. Auch kann das PYTHIA-Monte-Carlo mit anderen Einstellungen für p_i^{min} und anderen Parametrisierungen der Partondichte im Photon getestet werden.

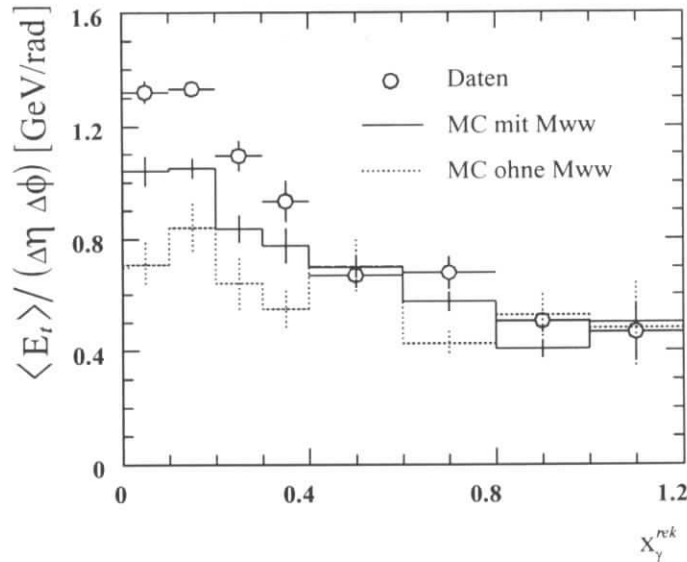


Abbildung 7.7: Mittlere, unkorrigierte transversale Energiedichte außerhalb von Jets als Funktion des rekonstruierten Impulsanteils x_y^{rek} der Daten und des PYTHIA-Monte-Carlos mit und ohne Mehrfachwechselwirkungen.

7.4 Bestimmung der Korrektur auf Detektoreffekte mit dem PYTHIA-Monte-Carlo

Die im letzten Abschnitt gezeigten Verteilungen basieren auf rekonstruierten, kalorimetrischen Größen. Um die Messungen direkt mit theoretischen Modellen oder anderen Experimenten vergleichen zu können, müssen die Meßwerte auf Detektoreffekte korrigiert werden. Hierzu werden Monte-Carlo-Ereignisse verwendet, die einer vollständigen Detektorsimulation unterzogen wurden. Aus diesen Ereignissen kann die „Übersetzungsvorschrift“ von rekonstruierten Größen (gemessen mit dem Detektor) zu generierten Größen (stabile Teilchen aus dem Generator) gewonnen werden.

Im Folgenden werden unter *Cluster-Jets* diejenigen Jets verstanden, die vom Konus-Algorithmus aus den rekonstruierten Kalorimeter-Clustern gebildet werden. *Hadron-Jets* dagegen bezeichnen diejenigen Jets, die der Jet-Algorithmus in den stabilen Teilchen, die der Monte-Carlo-Generator liefert, findet.

Die in den Daten gemessene Energiedichte wird dadurch korrigiert, daß auf die Cluster, die außerhalb der Jets gefunden werden, eine Korrekturfunktion angewandt wird. Zur Gewinnung dieser Korrekturfunktion werden Monte-Carlo-Ereignisse, in denen zwei Cluster-Jets gefunden werden, benutzt. In diesen Monte-Carlo-Ereignissen werden nun die Gebiete außerhalb der Clu-

ster-Jets betrachtet und hier das Verhältnis der Energie der Hadronen zu der Energie der rekonstruierten Cluster als Funktion der Pseudorapidität im Laborsystem bestimmt.

Das Inverse dieser Antwortfunktion ist dann die Korrekturfunktion, mit der die Energie der Cluster außerhalb der Jets in den Daten korrigiert wird.

In Monte-Carlo-Ereignissen, die nicht einer Detektorsimulation und Rekonstruktion unterzogen wurden, mit denen die Daten aber später verglichen werden sollen, stehen nur Jets auf Hadron-Ebene zur Verfügung. Für sie wird die Energiedichte außerhalb der Hadron-Jets bestimmt. Die Lage und die Energie der Cluster- und der Hadron-Jets stimmen im allgemeinen nicht genau überein. Eine Ursache liegt in der Energieverschmierung des Kalorimeters. Außerdem hängt das Verhältnis von rekonstruierter zu generierter Energie von der Pseudorapidität im Laborsystem ab (s.u.), was zu einer systematischen Verschiebung zwischen Cluster- und Hadron-Jets führen kann. Weiter müssen Migrationen betrachtet werden, die sich dadurch ergeben, daß auch Ereignisse beitragen, die entweder nicht den Jet-Bedingungen auf Cluster- oder aber auf Hadron-Ebene genügen. Es muß daher untersucht werden, inwieweit das oben beschriebene Korrekturverfahren anwendbar ist und welche systematischen Unsicherheiten sich ergeben.

Zunächst werden kurz Monte-Carlo-Ereignisse betrachtet, bei denen sowohl zwei Cluster- als auch zwei Hadron-Jets gefunden wurden und die Korrelation zwischen Hadron- und Cluster-Jets betrachtet.

7.4.1 Korrelation von Hadron- und Cluster-Jets

Abbildung 7.8 zeigt auf der linken Seite die Differenz in der Pseudorapidität η zwischen Hadron- und Cluster-Jets¹². Die Verteilung ist näherungsweise symmetrisch um den Nullpunkt, zeigt also keine systematische Verschiebung. Die relative Differenz der Transversalenergien der Jets ist auf der rechten Seite der Abbildung 7.8 dargestellt.

Aufgrund der recht guten Übereinstimmung der Lage sowie der Energie der Jets vor und nach der Detektorsimulation stimmt auch der aus den jeweiligen Jets rekonstruierte Impulsanteil x_γ im Mittel gut überein, wie aus Abbildung 7.9 deutlich wird. Zu beachten ist, daß der mit den Hadronen gemessene Impulsanteil x_γ^{had} nicht größer als 1 sein kann. Auf Cluster-Ebene können jedoch durch Fluktuationen in der gemessenen Energie des Kalorimeters oder des Elektron-Taggers Impulsanteile $x_\gamma^{rek} > 1$ gemessen werden.

Abbildung 7.10 zeigt die Differenz $x_\gamma^{had} - x_\gamma^{rek}$ für die fünf gewählten Intervalle in x_γ^{had} . Abweichungen von einer symmetrischen Verteilung der Differenz ergeben sich für die größten x_γ^{had} . Hier ist der aus den Cluster-Jets rekonstruierte Impulsanteil x_γ^{rek} im Mittel etwas kleiner als der aus den Hadron-Jets berechnete. Die Auswirkung dieses Unterschiedes auf die zu korrigierende Verteilung wird später untersucht.

Die Güte der Korrelation von x_γ^{had} zu x_γ^{rek} bestimmt die Größe der Intervalle, die für die zu korrigierende Verteilung (die Energiedichte als Funktion von x_γ^{had}) gewählt wurde: Die Intervalle wurden so groß gewählt, daß sie größer als die Standardabweichung σ der Verteilung $x_\gamma^{had} - x_\gamma^{rek}$ sind.

¹² Verglichen werden hier die zu *einem* Parton gehörigen Hadron- und Cluster-Jets. Die Zuordnung zwischen Jet und Parton erfolgt durch die Minimierung der invarianten Massen, wie in Kapitel 5 beschrieben.

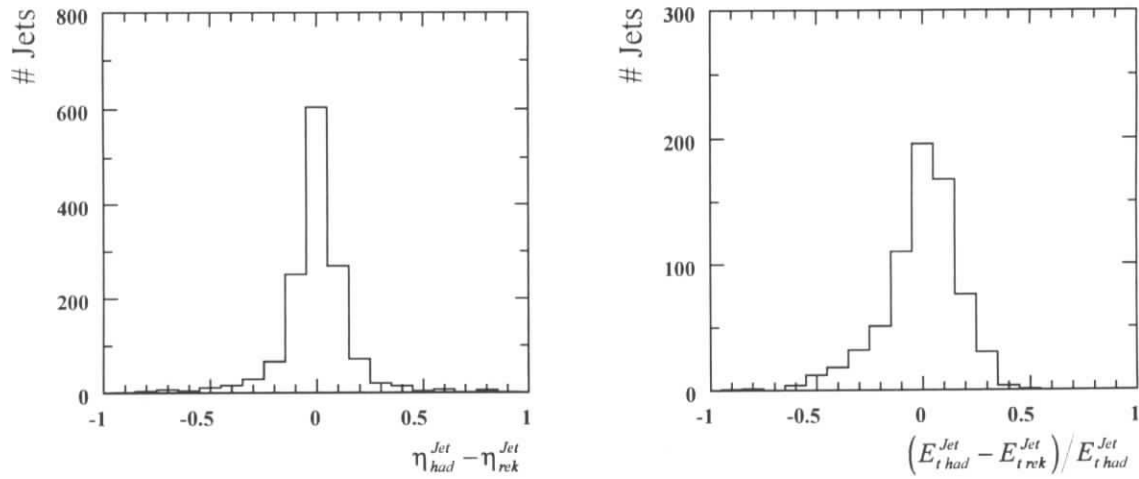


Abbildung 7.8: links: Differenz der Pseudorapidität von Cluster-Jets und Hadron-Jets. rechts: Relative Abweichung der Transversalenergien von Cluster- und Hadron-Jets. Beide Verteilungen wurden mit dem PYTHIA-Monte-Carlo mit Mehrfachwechselwirkungen erzeugt.

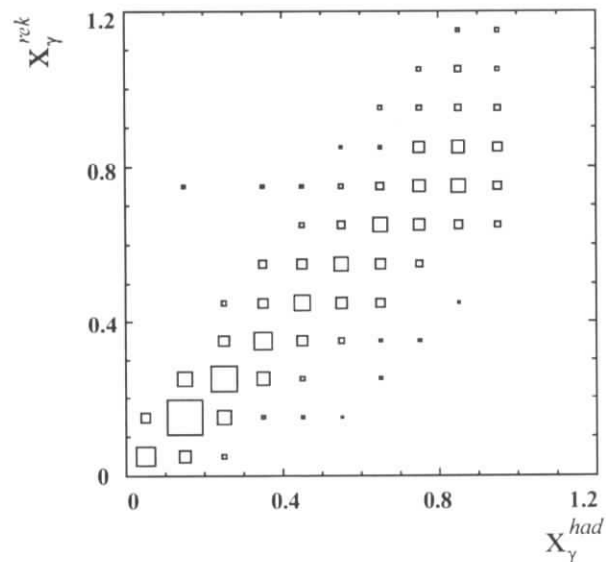


Abbildung 7.9: Aus den Hadron-Jets bestimmter Impulsanteil x_γ^{had} aufgetragen gegen den Impulsanteil x_γ^{rek} aus den Cluster-Jets (PYTHIA-Monte-Carlo mit Mehrfachwechselwirkungen).

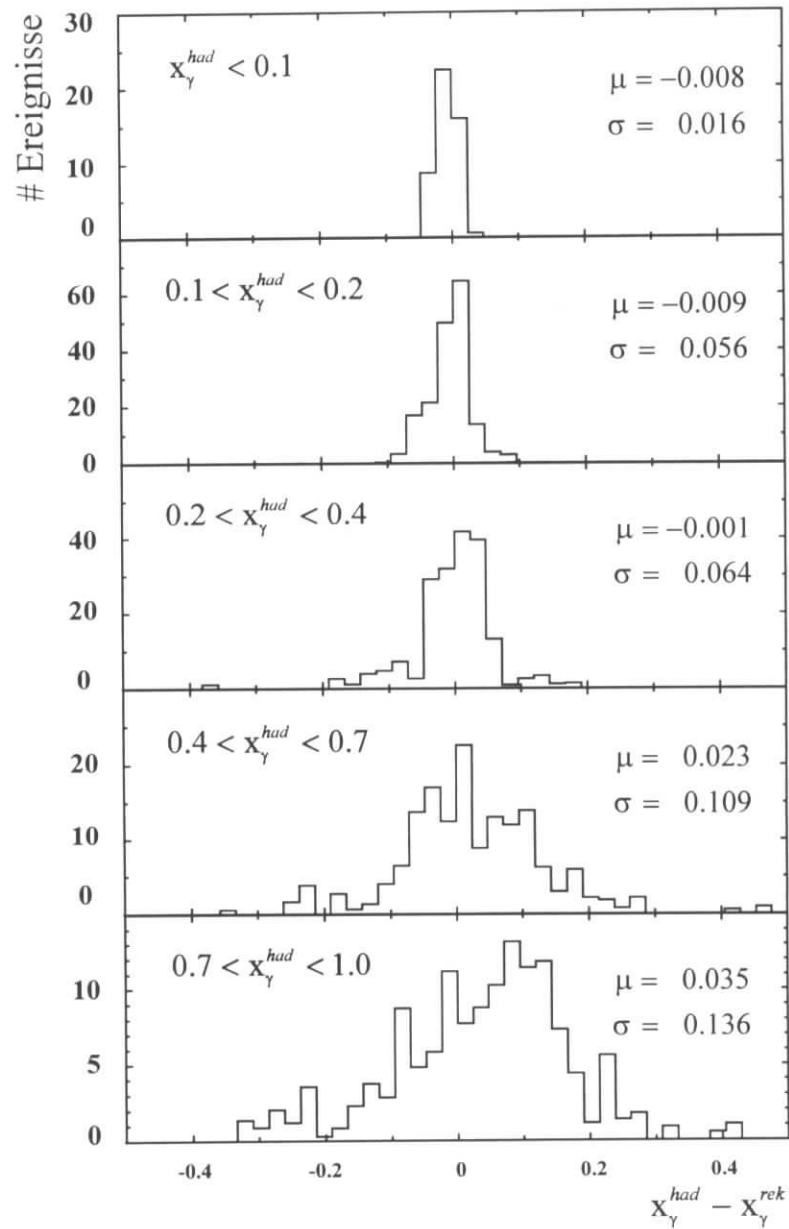


Abbildung 7.10: Differenz der aus den Hadron-Jets und den Cluster-Jets bestimmten Impulsanteile $x_\gamma^{had} - x_\gamma^{rek}$. μ bezeichnet den Mittelwert, σ die Standardabweichung (PYTHIA-Monte-Carlo mit Mehrfachwechselwirkungen).

7.4.2 Antwortfunktion des Kalorimeters

Die rekonstruierte Energie im Kalorimeter weicht im allgemeinen von der Energie, die in den Detektor gestreut wird, ab. Das Kalorimeter ist so kalibriert, daß die Energie einzelner Teilchen mit nicht zu geringer Energie korrekt gemessen werden kann. Es gibt jedoch Abweichungen von dieser idealen Messung. Für Teilchen niedriger Energie kann durch die Rauschunterdrückung die gemessene Energie niedriger sein als die ursprüngliche. Weiter zeigen Monte-Carlo-Simulationen, daß im vorderen Detektorbereich im Mittel mehr Energie gemessen wird als generiert wurde. Ursache hierfür sind Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt aus zwar außerhalb des Akzeptanzbereiches des Kalorimeters gestreut werden ($\theta < 3.4^\circ$), aber durch Streuungen an inaktivem Material (Strahlrohr, Kollimator, Wand des Flüssig-Argon-Kryostaten) auch Energie im Flüssig-Argon-Kalorimeter deponieren. Die Effekte der nicht-idealen Energiemessung sind in der Detektorsimulation enthalten, können also anhand der Monte-Carlo-Ereignisse untersucht werden.

Abbildung 7.11 zeigt die Antwortfunktion $E_t^{Cluster}(\eta)/E_t^{had}(\eta)$ – das Verhältnis von rekonstruierter zu generierter Transversalenergie – für die beiden Datensätze des PYTHIA-Monte-Carlos mit und ohne Mehrfachwechselwirkungen. Es wurden nur die Bereiche außerhalb der Cluster-Jets betrachtet.

Während im zentralen Detektorbereich ($\eta < 1$) weniger Energie rekonstruiert wird als auf Hadron-Ebene in diesen Bereich gestreut wurde, wird im Vorwärtsbereich des Kalorimeters im Mittel 35% mehr Energie rekonstruiert als generiert wurde. Insgesamt sind die Abweichungen von der idealen Messung etwas größer, wenn Mehrfachwechselwirkungen simuliert werden. Da das PYTHIA-Monte-Carlo mit Mehrfachwechselwirkungen die Daten besser beschreibt als das ohne Mehrfachwechselwirkungen, wurde die aus dem Datensatz mit Mehrfachwechselwirkungen gewonnene Korrekturfunktion (dem Inversen der Antwortfunktion) benutzt. Die Unterschiede zwischen beiden Monte-Carlo-Datensätzen sind kleiner als 10%. Dieser Wert wird als systematischer Fehler der Korrekturfunktion angenommen.

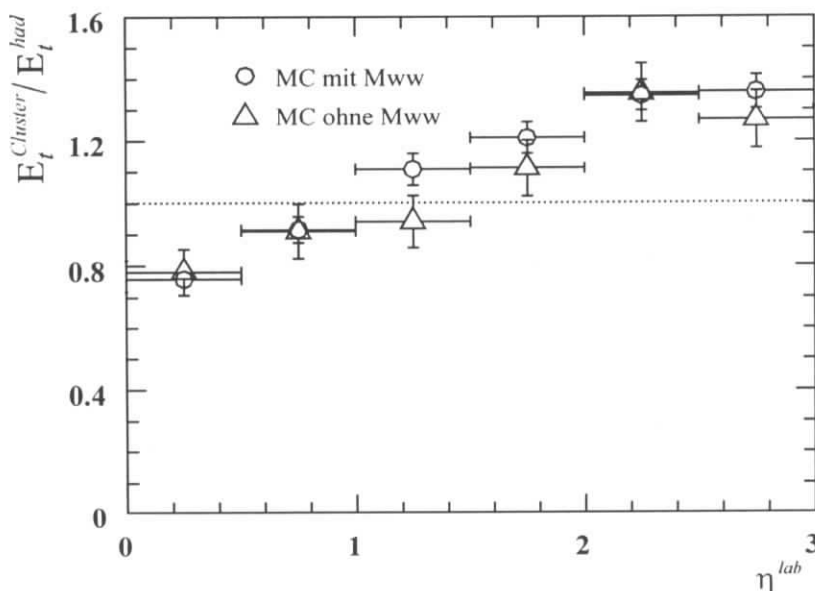


Abbildung 7.11: Antwortfunktion des Kalorimeters für die Gebiete außerhalb der Jets als Funktion der Pseudorapidität im Laborsystem η^{lab} für das PYTHIA-Monte-Carlo mit und ohne Mehrfachwechselwirkungen.

7.4.3 Kontrollverteilungen

Mit den Monte-Carlo-Ereignissen, in denen sowohl zwei Cluster- als auch zwei Hadron-Jets gefunden werden, läßt sich kontrollieren, ob es mit Hilfe der Korrekturfunktion gelingt, von der Cluster-Ebene auf die Hadron-Ebene zu schließen.

Hierzu wird die Energiedichte außerhalb der Cluster-Jets bestimmt, wobei die Transversalenergie der Cluster außerhalb der Jets mit der Korrekturfunktion multipliziert wird (*Cluster-Methode*). Aus den gleichen Ereignissen wird auch die Energiedichte der Hadronen außerhalb der Hadron-Jets bestimmt (*Hadron-Methode*).

Abbildung 7.12 zeigt die Korrelation der Energiedichte aus der Hadron-Methode gegen die der Cluster-Methode. Es ergeben sich zwar im Einzelfall größere Abweichungen, jedoch liefern im Mittel beide Methoden einen ähnlichen Wert. Dies zeigt Abbildung 7.13. Dort ist die mittlere Energiedichte als Funktion von x_y^{rek} für beide Methoden aufgetragen. Die Korrekturfunktion wurde, wie bereits erwähnt, mit Hilfe der Monte-Carlo-Ereignisse mit Mehrfachwechselwirkungen bestimmt. Zur Kontrolle wurden aber auch die Monte-Carlo-Ereignisse ohne Mehrfachwechselwirkungen untersucht.

Es ergibt sich im Rahmen der statistischen Fehler eine gute Übereinstimmung zwischen beiden Methoden. Dies ist die Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Korrekturfunktion.

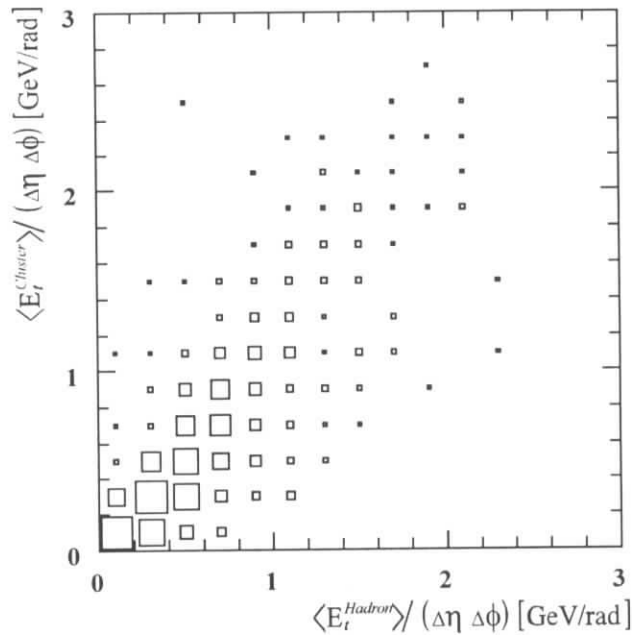


Abbildung 7.12: Korrelation der transversalen Energiedichte aus der Hadron-Methode gegen die aus der Cluster-Methode (PYTHIA-Monte-Carlo mit Mehrfachwechselwirkungen).

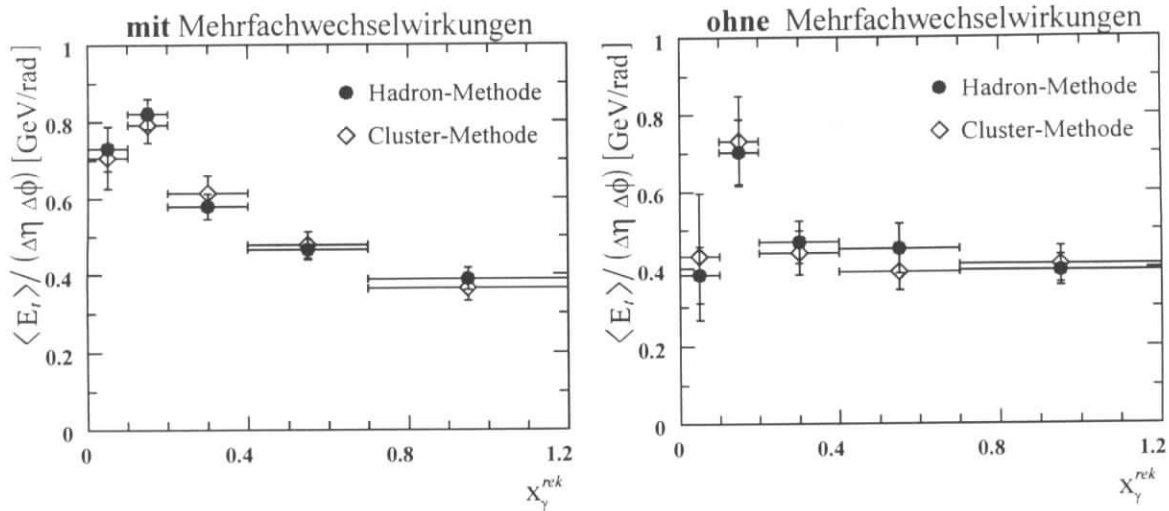


Abbildung 7.13: Kontrollverteilung zur Anwendbarkeit der Korrekturfunktion für die Cluster außerhalb der Jets: Transversale Energiedichte aus der Cluster-Methode und der Hadron-Methode als Funktion des aus den Cluster-Jets rekonstruierten Impulsanteils x_γ^{rek} . Links für den Datensatz mit, rechts für den Datensatz ohne Mehrfachwechselwirkungen.

7.4.4 Migrationen

Zur Abschätzung der systematischen Fehler des korrigierten Energieflusses außerhalb der Jets müssen Migrationen berücksichtigt werden. Hierzu gehören zum einen eventuell auftretende Unterschiede beim Übergang von dem aus den Cluster zu dem aus den Hadronen berechneten Impulsanteil x_γ . Zum anderen muß untersucht werden, ob sich systematische Unterschiede ergeben, wenn Ereignisse betrachtet werden, die entweder nur die Jet-Bedingungen auf Cluster-Ebene oder aber nur die Jet-Bedingungen auf Hadron-Ebene erfüllen.

Übergang von x_γ^{rek} zu x_γ^{had}

Der Einfluß des Überganges von x_γ^{rek} zu x_γ^{had} läßt sich anhand der Monte-Carlo-Ereignisse untersuchen, in denen sowohl zwei Hadron- als auch zwei Cluster-Jets gefunden wurden. Den Vergleich beider Methoden zeigt Abbildung 7.14. Unter Berücksichtigung der statistischen Fehler ergeben sich keine systematischen Unterschiede, ob die Energiedichte als Funktion von x_γ^{rek} oder von x_γ^{had} aufgetragen wird.

Ereignisse mit Cluster-Jets, aber ohne Hadron-Jets

Die korrigierte Energiedichte in den Daten wird aus Ereignissen, die zwei Cluster-Jets aufweisen, ermittelt. In den Monte-Carlo-Ereignissen mit zwei Cluster-Jets werden in ca. 50% der Fälle nicht die entsprechenden Jets auf Hadron-Ebene gefunden. Diese Ereignisse sind vorwiegend im Gebiet kleiner x_γ^{rek} zu finden, da in diesen Ereignissen die Jets überwiegend im vorderen Kalorimeterbereich zu finden sind, wo die Antwortfunktion des Kalorimeters größer als 1 ist.

Wird die Energiedichte als Funktion von x_γ^{rek} für beide Ereignisklassen verglichen, sind deren Energiedichten im Rahmen der statistischen Fehler miteinander verträglich.

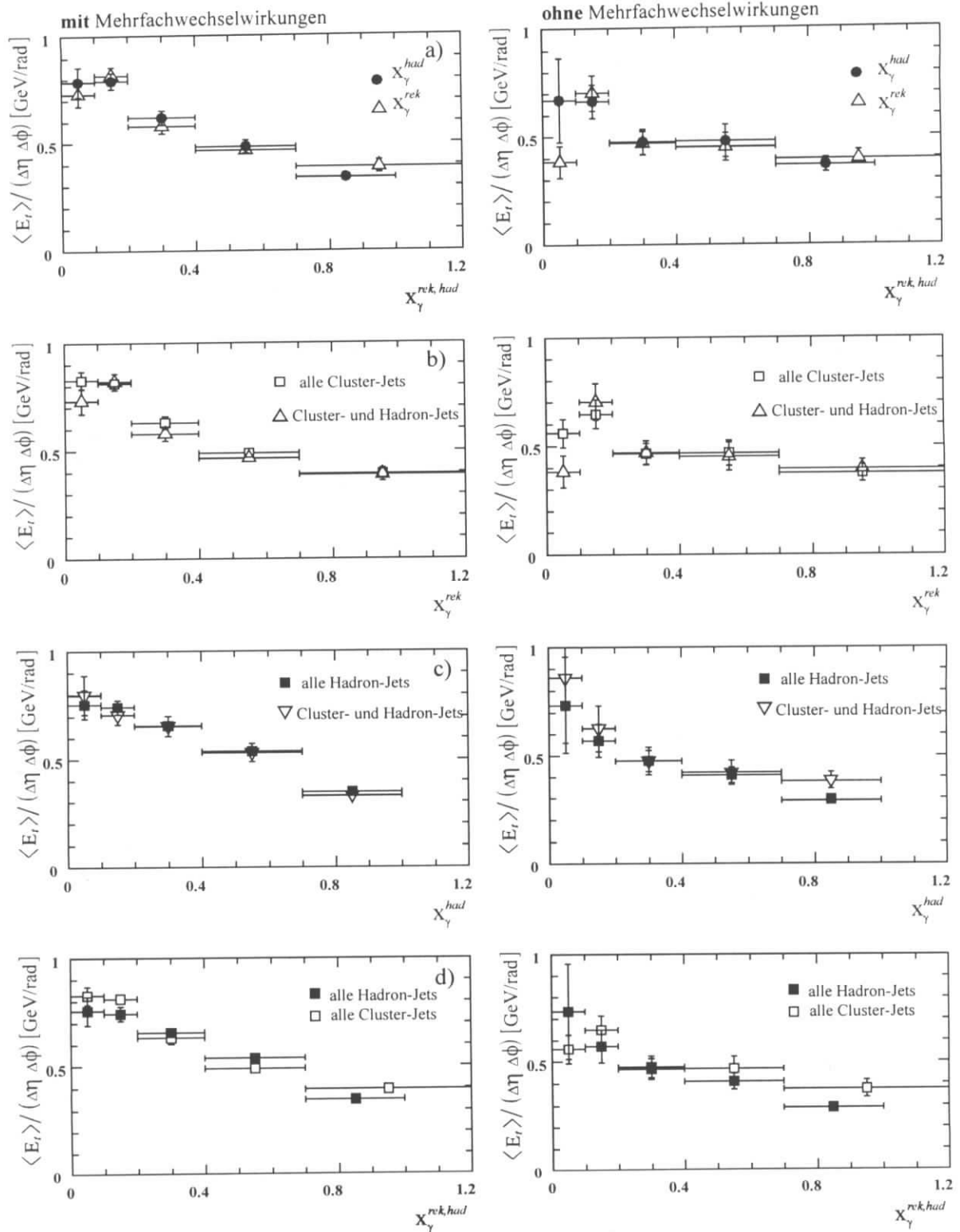


Abbildung 7.14: Transversale Energiedichte außerhalb von Jets im PYTHIA-Monte-Carlo mit (links) und ohne (rechts) Mehrfachwechselwirkungen a) für Ereignisse mit Cluster- und Hadron-Jets als Funktion von x_Y^{rek} und x_Y^{had} . b) für Ereignisse, die sowohl Cluster- als auch Hadron-Jets enthalten und für alle Ereignisse mit Cluster-Jets als Funktion von x_Y^{rek} c) für Ereignisse, die sowohl Cluster- als auch Hadron-Jets enthalten und für alle Ereignisse mit Hadron-Jets als Funktion von x_Y^{had} d) für alle Ereignisse mit Cluster-Jets als Funktion von x_Y^{rek} und für alle Ereignisse mit Hadron-Jets als Funktion von x_Y^{had} .

Ereignisse mit Hadron-Jets, aber ohne Cluster-Jets

Der Monte-Carlo-Datensatz enthält auch Ereignisse, bei denen zwei Jets auf Hadron-Ebene gefunden werden, aber nicht auf Cluster-Ebene. Der Anteil der Ereignisse ohne Cluster-Jets ist über den gesamten x_γ^{had} -Bereich in etwa konstant und beträgt etwa 50%. Auch hier zeigen sich keine systematischen Abweichungen in den Monte-Carlo-Ereignissen mit Mehrfachwechselwirkungen. In den Ereignissen ohne Mehrfachwechselwirkungen ergeben sich hier Unterschiede, die aber im Rahmen der großen statistischen Fehler nicht signifikant sind.

7.4.5 Abschätzung des systematischen Fehlers

Der systematische Fehler des korrigierten Energieflusses in den Daten muß, abgesehen von der Unsicherheit der hadronischen Energieskala des Kalorimeters, mit Hilfe der Monte-Carlo-Ereignisse abgeschätzt werden. Zu den systematischen Fehlern tragen bei:

- Korrekturfunktion
- Übergang von x_γ^{rek} zu x_γ^{had}
- Migrationen von Ereignissen ohne Cluster- oder ohne Hadron-Jets.

Es wurde gezeigt, daß die beiden letztgenannten Fehlerquellen keinen signifikanten Einfluß auf die Korrektur haben. Die Verteilungen sind statistisch miteinander verträglich. Die verbleibenden Unsicherheiten müssen aber bei der Bestimmung des systematischen Fehlers berücksichtigt werden. Die Unsicherheit der Korrektur wird nun folgendermaßen abgeschätzt:

1. Der Monte-Carlo-Datensatz wird so wie die Daten behandelt: Es werden alle Ereignisse mit Cluster-Jets betrachtet, die Energiedichte mit der Cluster-Methode bestimmt und als Funktion des Impulsanteils x_γ^{rek} aufgetragen.
2. Der Monte-Carlo-Datensatz wird wie ein Monte-Carlo ohne Detektorsimulation behandelt: Es werden alle Ereignisse mit Hadron-Jets betrachtet, die Energiedichte mit der Hadron-Methode bestimmt und als Funktion des Impulsanteils x_γ^{had} aufgetragen.

Den Vergleich beider Methoden zeigt Abbildung 7.14 d). Der systematische Fehler der Korrektur durch Migrationen wird aus dem maximalen Unterschied beider Methoden in dem PYTHIA-Monte-Carlo-Datensatz mit Mehrfachwechselwirkungen bestimmt. Er beträgt 14% und wird für alle x_γ^{had} -Bins als systematische Unsicherheit angenommen. Auch für den Datensatz ohne Mehrfachwechselwirkungen ergibt sich mit diesem Fehler und unter Berücksichtigung des statistischen Fehlers eine zufriedenstellende Übereinstimmung.

Zu dem systematischen Fehler von 14% der Korrektur werden 10% für die Monte-Carlo-Abhängigkeit der Korrekturfunktion des Kalorimeters quadratisch addiert. Schließlich ist noch die Unsicherheit der hadronischen Energieskala des Kalorimeters zu berücksichtigen. Sie beträgt 5% und wirkt sich auf alle Bins in die gleiche Richtung aus.

7.5 Korrigierte transversale Energiedichte außerhalb der Jets in den Daten

Wie im letzten Abschnitt gezeigt wurde, sind außer einer Korrektur der Transversalenergien der Cluster außerhalb der Jets keine weiteren Korrekturen nötig, um die Daten auf Detektoreffekte zu korrigieren. Das Ergebnis der Korrektur zeigt Abbildung 7.15. Im Vergleich zu der aus den Clustern rekonstruierten Energiedichte ist die Energiedichte auf Hadron-Ebene um 20%-25% geringer.

Nachdem die gemessene Energiedichte der Daten auf Detektoreffekte korrigiert wurde, kann diese nun als Funktion des Impulsanteils x_γ^{had} auf Hadron-Ebene aufgetragen werden. In Tabelle 7.2 sind die Werte der korrigierten Energiedichten mit allen zu berücksichtigenden Fehlern angegeben. Der Fehler der Messung wird dominiert durch die Unsicherheit der Korrekturfunktion und den nicht auszuschließenden Einfluß von Migrationen. Eine Verkleinerung dieser Fehler erfordert eine größere Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen, die einer Detektorsimulation unterzogen wurden und mit deren Hilfe Migrationseffekte studiert werden können.

Die korrigierte transversale Energiedichte in den Daten ist mit 1.06 GeV am größten bei kleinen x_γ^{had} und fällt auf 0.45 GeV für große x_γ^{had} ab.

Zusammen mit der absoluten Vorhersage der Zahl der direkten Ereignisse aus dem PYTHIA-Monte-Carlo, für die ein systematischer Fehler von 30 % angenommen wird [2], ergibt sich ein zu vernachlässigender Anteil von direkten Ereignissen von $0.7\% \pm 0.3\%$ in den drei niedrigsten x_γ^{had} -Intervallen zusammen, von $15\% \pm 5\%$ im Intervall $0.4 < x_\gamma^{had} < 0.7$ und von $48\% \pm 16\%$ für $x_\gamma^{had} > 0.7$.

Unterhalb von $x_\gamma^{had} < 0.7$ überwiegen also Prozesse mit aufgelösten Photonen. Die Abnahme der Energiedichte mit zunehmendem x_γ^{had} kann also nicht allein auf die Zunahme des Anteils direkter Ereignisse zurückgeführt werden, vielmehr ist allein in den Prozessen mit aufgelösten Photonen eine Abnahme der Energiedichte im γp -Zentralgebiet mit wachsendem x_γ^{had} festzustellen.

x_γ^{had}	$\langle E_t \rangle / (\Delta\eta \Delta\phi) [GeV/rad]$
0. - 0.1	$1.059 \pm 0.032^{stat} \pm 0.182^{sys} \pm 0.053^{Kalo}$
0.1 - 0.2	$1.038 \pm 0.023^{stat} \pm 0.178^{sys} \pm 0.052^{Kalo}$
0.2 - 0.4	$0.803 \pm 0.035^{stat} \pm 0.139^{sys} \pm 0.040^{Kalo}$
0.4 - 0.7	$0.502 \pm 0.031^{stat} \pm 0.086^{sys} \pm 0.025^{Kalo}$
0.7 - 1.0	$0.447 \pm 0.032^{stat} \pm 0.077^{sys} \pm 0.022^{Kalo}$

Tabelle 7.2. Gemessene mittlere korrigierte transversale Energiedichte außerhalb der Jets im Bereich $|\eta^*| < 1$.

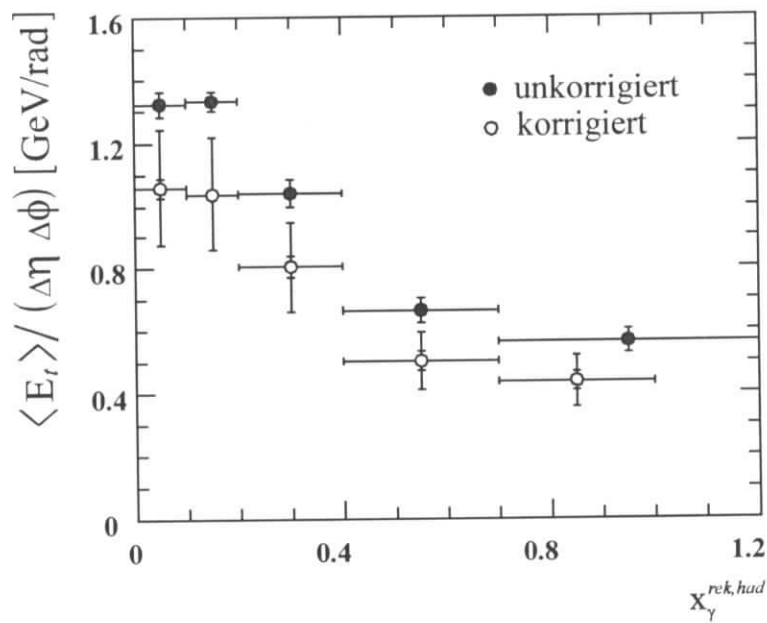


Abbildung 7.15: Transversale Energiedichte außerhalb von Jets im γp -Zentralgebiet in den Daten vor und nach der Korrektur auf Detektoreffekte. Die inneren Fehlerbalken der korrigierten Verteilung stellen den statistischen Fehler dar, die äußeren die Summe der Quadrate von statistischen und systematischen Fehlern. Nicht dargestellt ist der Fehler durch die Unsicherheit in der hadronischen Energieskala des Kalorimeters von 5%.

Kapitel 8

Bestimmung des Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitts

Dieses Kapitel beschreibt die Messung des differentiellen ep-Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ für Ereignisse mit zwei Jets. Die Daten werden auf Detektoreffekte korrigiert, so daß ein Vergleich mit dem Wirkungsquerschnitt auf Hadron-Ebene möglich ist, wie sie die Monte-Carlo-Generatoren liefern. Der Vergleich des gemessenen Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitts mit den Monte-Carlo-Vorhersagen erfolgt – zusammen mit dem Vergleich der transversalen Energiedichte außerhalb von Jets – im nächsten Kapitel. Dort wird gezeigt, daß es gelingt, Monte-Carlo-Modelle so anzupassen, daß sie die Energiedichte außerhalb der Jets im Rahmen der systematischen Unsicherheiten richtig beschreiben. Unter diesen Voraussetzungen ist dann ein direkter Vergleich der von den Modellen vorhergesagten Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitte mit den Daten sinnvoll, und Rückschlüsse auf die Partondichteverteilungen im Photon sind erlaubt.

Der kinematische Bereich der in den Daten selektierten Zwei-Jet-Ereignisse ist auf $Q^2 < 0.01 \text{ GeV}^2$ und $0.3 < y < 0.7$ eingeschränkt. Es werden Jets mit $E_t^{Jet} > 7 \text{ GeV}$, $0.5 < \eta^{Jet} < -2.5$ und $\Delta\eta^{Jets} < 1.2$ berücksichtigt. Aufgrund der recht guten Korrelation zwischen den Jets auf Hadron- und denen auf Cluster-Ebene (siehe Abschnitt 7.4.1) kann zur Korrektur der Detektoreffekte eine „Bin-zu-Bin“-Korrektur vorgenommen werden. Für jedes x_γ^{rek} -Intervall der gemessenen Verteilung wird eine Korrektur, die durch die Wahrscheinlichkeit der Selektion und dem Verhältnis der auf Cluster- zu dem auf Hadron-Ebene gefundenen Ereignisse gegeben ist, bestimmt. Der differentielle ep-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ berechnet sich dann aus:

$$\frac{d\sigma}{dx_\gamma^{had}} = \frac{dN}{dx_\gamma^{rek}} \cdot \frac{1}{\int Ldt \cdot A_{etag} \cdot \mathcal{E}_{Trigger}(x_\gamma^{rek})} \cdot c(x_\gamma^{rek}) \quad (8.1)$$

mit	dN / dx_γ^{rek}	:	unkorrigierte Verteilung
	$\int Ldt$:	integrierte Luminosität der Daten = 288.9 nb ⁻¹
	A_{etag}	:	Ansprechwahrscheinlichkeit des Elektron-Taggers
	$\mathcal{E}_{Trigger}(x_\gamma^{rek})$:	Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers
	$c(x_\gamma^{rek})$:	Korrekturfunktion, die den Übergang von der Cluster- zur Hadron-Ebene beschreibt

Die zu berücksichtigten Beiträge bei der Messung von $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ werden im Folgenden beschrieben.

8.1 Ansprechwahrscheinlichkeiten

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis mit zwei Jets in dem betrachteten kinematischen Bereich vom Experiment aufgezeichnet und für die Analyse selektiert wurde, ist durch die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers und die des Elektron-Taggers bestimmt.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Elektron-Taggers A_{etag} hängt in guter Näherung nicht von der Jet-Kinematik ab. Es kann daher eine mittlere Akzeptanz benutzt werden [80]. Diese ergibt sich zusammen mit dem gemessenen Elektron-Tagger-Spektrum (Abbildung 4.3) aus der Ansprechwahrscheinlichkeit des Elektron-Taggers (Abbildung 4.2). Die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit $\langle A_{etag} \rangle$ für $0.3 < y < 0.7$ beträgt $\langle A_{etag} \rangle = 49\% \pm 1\%$.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des geforderten $etag*DC-r\phi$ -Triggers wurde in Abschnitt 4.4 behandelt. Die Ineffizienz dieses Triggers für die selektierten Ereignisse ist durch das DC- $r\phi$ -Triggerelement allein gegeben. Dessen Ansprechwahrscheinlichkeit läßt sich, wie in Abschnitt 4.4 beschrieben, relativ zu dem $z_{Vertex}t_0$ -Triggerelement aus den Daten bestimmen. Die so ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion des rekonstruierten Impulsanteils x_γ^{rek} zeigt Abbildung 8.1. Für $x_\gamma^{rek} > 0.2$ ist sie konstant. Sie beträgt hier 94%. Für Ereignisse im untersten x_γ^{rek} -Intervall beträgt die Effizienz 87%. Die leicht mit x_γ^{rek} variierende Effizienz des DC- $r\phi$ -Triggerelements wird bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes berücksichtigt. Der Fehler in der Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit beträgt 3%.

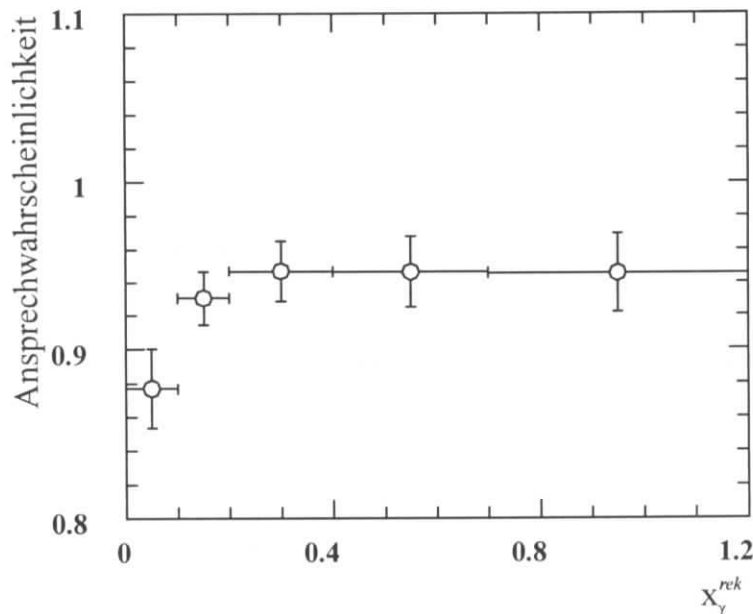


Abbildung 8.1: Ansprechwahrscheinlichkeit des DC- $r\phi$ -Triggerelements als Funktion des rekonstruierten Impulsanteils x_γ^{rek} für die selektierten Ereignisse der Daten mit zwei Jets.

8.2 Bestimmung der Korrekturfunktion aus den Monte-Carlo-Ereignissen

Die Korrekturfunktion $c(x_\gamma^{rek})$ beschreibt das Verhältnis der Anzahl der auf Hadron-Ebene zu der auf Cluster-Ebene gefundenen Ereignisse als Funktion des Impulsanteils x_γ^{gen} . Diese Funktion muß aus Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt werden, die einer Detektorsimulation unterzogen wurden. Die Breite der x_γ^{had} -Intervalle wurde so groß gewählt, daß die Migrationen zwischen den x_γ^{rek} und x_γ^{had} -Intervallen möglichst gering sind (siehe Abschnitt 7.4.1). Die aus dem PYTHIA-Monte-Carlo mit bzw. ohne Mehrfachwechselwirkungen bestimmte Korrekturfunktion $c(x_\gamma^{rek})$ zeigt Abbildung 8.2. Für kleine x_γ^{rek} werden wesentlich mehr Ereignisse mit zwei Cluster-Jets als mit zwei Hadron-Jets gefunden. Ursache hierfür ist die Antwortfunktion des Kalorimeters (siehe Abschnitt 7.4.2), die für große Pseudorapiditäten größer als 1 ist. Während dieser Effekt bei der Korrektur der Energiedichte außerhalb von Jets nur linear eingeht, macht er sich bei der Messung der Ereignisraten aufgrund des steil mit E_t^{Jet} abfallenden Wirkungsquerschnittes wesentlich stärker bemerkbar. Für Ereignisse bei großem x_γ^{rek} werden dagegen mehr Ereignisse mit zwei Hadron-Jets als mit zwei Cluster-Jets gefunden.

Bei Berücksichtigung der statistischen Fehler kann kein signifikanter Unterschied zwischen den PYTHIA-Monte-Carlo-Ereignissen *mit* und denen *ohne* Mehrfachwechselwirkungen festgestellt werden. Als Korrekturfunktion wurde die des Monte-Carlos mit Mehrfachwechselwirkungen verwendet. Der maximale statistische Fehler der Korrekturfunktion beträgt 17%. Die systematische Unsicherheit der Korrekturfunktion durch die Abhängigkeit vom Monte-Carlo-Modell wird mit 10% angenommen [80][81]. Die quadratische Addition beider möglicher Fehlerquellen ergibt einen systematischen Fehler von 20% für die Korrekturfunktion.

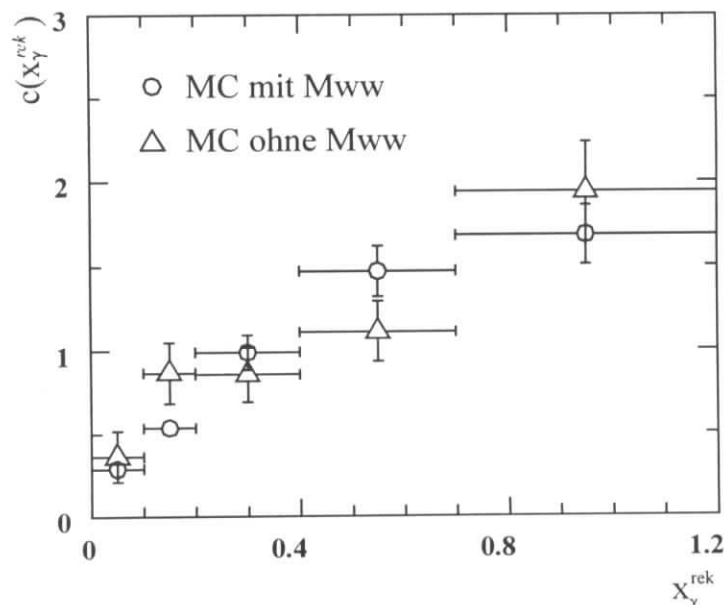


Abbildung 8.2: Korrekturfunktion, die den Übergang von der Cluster- zu der Hadron-Ebene beschreibt, als Funktion von x_γ^{rek} , ermittelt mit den PYTHIA-Monte-Carlo-Ereignissen ohne bzw. mit Mehrfachwechselwirkungen.

8.3 Abschätzung des systematischen Fehlers

Den größten Beitrag zum systematischen Fehler der Messung von $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ stammt von der Unsicherheit der absoluten hadronischen Energieskala des Flüssig-Argon-Kalorimeters, der 5% beträgt. Zusätzlich ist ein Unterschied von 3% in der hadronischen Energieskala für verschiedene Kalorimeterbereiche möglich [81]. Die Auswirkungen dieser Unsicherheiten wurden abgeschätzt, indem die Selektion der Ereignisse in den gemessenen Daten mit einer um 5% erhöhten bzw. erniedrigten Energieskala durchgeführt wurde. Es ergibt sich ein Unterschied in der Anzahl der selektierten Ereignisse von $\pm 30\%$, unabhängig von x_γ^{rek} . Hieraus kann ein Fehler von 18% für die 3% Unsicherheit der Übereinstimmung verschiedener Kalorimeterbereiche abgeleitet werden, der von x_γ^{rek} abhängen kann.

Weiter ist die systematische Unsicherheit durch die Korrekturfunktion und durch die Effizienz des Triggers zu berücksichtigen. Eine Zusammenstellung der systematischen Fehler findet sich in Tabelle 8.1. Es ergibt sich ein globaler systematischer Fehler durch die Unsicherheit in der hadronischen Energieskala und der integrierten Luminosität von 30.4%. Der systematische Bin-abhängige Fehler beträgt 27.1%.

global	Kalimeterskala $\pm 5\%$	30%
	Luminosität	5%
	quadratische Summe	30.4%
Bin-abhängig	Kalimeterskala $\pm 3\%$	18%
	Korrekturfunktion	20%
	Trigger	3%
	quadratische Summe	27.1%

Tabelle 8.1: Zusammenstellung der systematischen Unsicherheiten der Messung von $d\sigma/dx_\gamma^{had}$.

8.4 Differentieller Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$

Aus Gleichung 8.1 ergibt sich aus der gemessenen Rate dN/dx_γ^{rek} der auf Detektoreffekte korrigierte differentielle ep-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$. Das Ergebnis zusammen mit den statistischen, den Bin-abhängigen und den globalen systematischen Fehlern der Messung ist in Tabelle 8.2 zusammengestellt.

x_γ^{had}	$d\sigma/dx_\gamma^{had}$ [nb]					
0. - 0.1	5.3	\pm 0.35	stat	\pm 1.45	sys	\pm 1.60 Kalo+Lumi
0.1 - 0.2	17.1	\pm 0.84	stat	\pm 4.72	sys	\pm 5.21 Kalo+Lumi
0.2 - 0.4	6.2	\pm 0.48	stat	\pm 1.71	sys	\pm 1.89 Kalo+Lumi
0.4 - 0.7	3.4	\pm 0.35	stat	\pm 0.93	sys	\pm 1.03 Kalo+Lumi
0.7 - 1.0	3.4	\pm 0.38	stat	\pm 0.93	sys	\pm 1.03 Kalo+Lumi

Tabelle 8.2: Gemessener differentieller ep-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ für Ereignisse mit $Q^2 < 10^2 \text{ GeV}^2$, $0.3 < y < 0.7$ und mindestens zwei Jets mit $E_t^{Jet} > 7 \text{ GeV}$, $-0.5 < \eta^{Jet} < 2.5$ sowie $\Delta\eta^{Jets} < 1.2$.

Kapitel 9

Vergleiche von Monte-Carlo-Modellen und Daten

In diesem Kapitel erfolgt ein Vergleich von Vorhersagen weiterer Monte-Carlo-Modelle mit den Daten. Untersucht wird die gemessene transversale Energiedichte außerhalb von Jets im Bereich $|\eta^*| < 1$ und der gemessene Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$. Die Daten sind auf Detektoreffekte korrigiert, so daß ein Vergleich mit den Monte-Carlo-Modellen auf Hadron-Ebene möglich ist.

Betrachtet werden der PYTHIA-Generator mit veränderten Einstellungen sowie der HERWIG- und der PHOJET-Generator. Zunächst werden Modelle betrachtet, die keine Wechselwirkung von Photon- und Protonrest simulieren. Dann werden Modelle getestet, die diese Möglichkeit für zusätzliche Wechselwirkungen berücksichtigen. Hierbei wird zunächst in den Modellen die GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon verwendet. Abschließend werden die Vorhersagen der Modelle mit der LAC 1-Parametrisierung getestet und die Resultate diskutiert.

9.1 Monte-Carlo-Modelle ohne Mehrfachwechselwirkungen

Bei dem Vergleich der unkorrigierten transversalen Energiedichte und der x_γ^{rek} -Verteilung der Daten mit dem PYTHIA-Monte-Carlo ohne Mehrfachwechselwirkungen traten große Diskrepanzen für Ereignisse mit kleinem rekonstruierten Impulsanteil x_γ^{rek} auf. In diesem Abschnitt werden nun die auf Detektoreffekte korrigierten Meßwerte mit weiteren Monte-Carlo-Modellen ohne Mehrfachwechselwirkungen verglichen, um zu überprüfen, ob durch geänderte Einstellungen im PYTHIA-Generator oder durch Verwendung eines anderen Monte-Carlo-Generators (HERWIG) eine Übereinstimmung mit den Daten auch ohne Simulation von Mehrfachwechselwirkungen erreicht werden kann.

Abbildung 9.1 zeigt die transversale Energiedichte außerhalb der Jets im Bereich $|\eta^*| < 1$ für die Monte-Carlo-Datensätze ohne Mehrfachwechselwirkungen, die gleich näher erläutert werden, im Vergleich mit den Daten¹³. Abbildung 9.2 zeigt den entsprechenden differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ von Zwei-Jet-Ereignissen auf Hadron-Ebene.

¹³ Für die Monte-Carlo-Datensätze wurde bei der Bestimmung der Energiedichte außerhalb der Jets die Akzeptanz des Elektron-Taggers berücksichtigt, um das gleiche Spektrum der Photonenergie zu erhalten wie in den Daten.

Mit dem PYTHIA-Generator der Version 5.7 wurden Ereignisse mit den gleichen Einstellungen generiert, wie für den bereits verwendeten Monte-Carlo-Datensatz, der einer Detektorsimulation unterzogen und mit der Version 5.6 erzeugt wurde. Lediglich das minimale \hat{p}_t wurde auf 2 GeV reduziert. Zwischen den beiden Datensätzen ergeben sich keine signifikanten Unterschiede.

Außerdem sind in den Abbildungen 9.1 und 9.2 Ergebnisse folgender Monte-Carlo-Datensätze dargestellt:

- LAC 1-Parametrisierung der Partondichten im Photon:** Im PYTHIA-Monte-Carlo ohne Mehrfachwechselwirkungen wurde statt der GRV- die LAC 1-Parametrisierung verwendet. Beide Parametrisierungen unterscheiden sich vor allem in der Gluondichte bei kleinen x_γ , die in der LAC 1-Parametrisierung stärker mit abnehmendem x_γ anwächst (siehe auch Abbildung 2.7). Beim Übergang von der GRV- zu der LAC 1-Parametrisierung erhöht sich zwar der Wirkungsquerschnitt bei kleinen x_γ^{had} (< 0.1) etwas, wie aus der Abbildung 9.2 ersichtlich ist, jedoch bleibt die Energiedichte außerhalb der Jets nahezu unverändert. Dieses Verhalten ist zu erwarten, da durch die geänderte Partondichte lediglich die Anzahl von Ereignissen pro x_γ^{had} -Intervall verändert wird. Die Energiedichte außerhalb der Jets – bestimmt pro Ereignis – ist hiervon unbeeinflusst. Dies ändert sich, wenn Mehrfachwechselwirkungen simuliert werden, wie später gezeigt wird.
- Einfluß von Partonschauern im Anfangszustand:** Die harte Streuung wird in PYTHIA durch eine $2 \rightarrow 2$ Parton-Parton-Streuung beschrieben. Höhere Ordnungen werden durch das Partonschauer-Modell approximiert. Die Energie und die Anzahl der im Verlauf des Partonschauers abgestrahlten Partonen wird durch die Skala der maximalen Virtualität bestimmt (siehe Abschnitt 3.1). Um den Einfluß der Partonschauer im Anfangszustand – deren Energiefluß nicht mit den Jets korreliert ist – zu untersuchen, wurde die zulässige maximale Virtualität verdoppelt. Es zeigt sich, daß hierdurch zwar eine Erhöhung des Wirkungsquerschnitts von Zwei-Jet-Ereignissen erreicht werden kann (siehe Abbildung 9.2: $IPS*2$). Dies bleibt aber nicht auf den Bereich kleiner Impulsanteile x_γ^{had} beschränkt, sondern führt zu einem Anstieg des Wirkungsquerschnitts für alle $x_\gamma^{had} < 0.7$. Da der Wirkungsquerschnitt auf der Partonebene unabhängig von der maximalen Virtualität im Partonschauer ist, kann die Zunahme des Wirkungsquerschnitts auf Hadron-Ebene nur dadurch begründet sein, daß die im Verlauf der Schauerentwicklung abgestrahlten Partonen so große Transversalimpulse erhalten, daß sie selbst zu Jets im Endzustand führen. Betrachtet man den Energiefluß außerhalb der Jets im γp -Zentralgebiet, so ist hier keine signifikante Erhöhung der Energiedichte festzustellen (Abbildung 9.1), und es ergibt sich – wie bei der Standardeinstellung – eine schlechte Beschreibung der Daten.
- HERWIG-Monte-Carlo:** Der HERWIG-Generator basiert wie der PYTHIA-Generator auf QCD-Rechnungen in führender Ordnung und enthält ein Partonschauer-Modell zur Approximation höherer Ordnungen. Die Fragmentation wird durch ein Cluster-Modell beschrieben (siehe Abschnitt 3.2.2). Wie im PYTHIA-Generator skaliert die maximale Virtualität der Partonschauer mit \hat{p}_t . Es wurde ein minimales \hat{p}_t von 2 GeV verlangt. Der vorhergesagte differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ für Zwei-Jet-Ereignisse

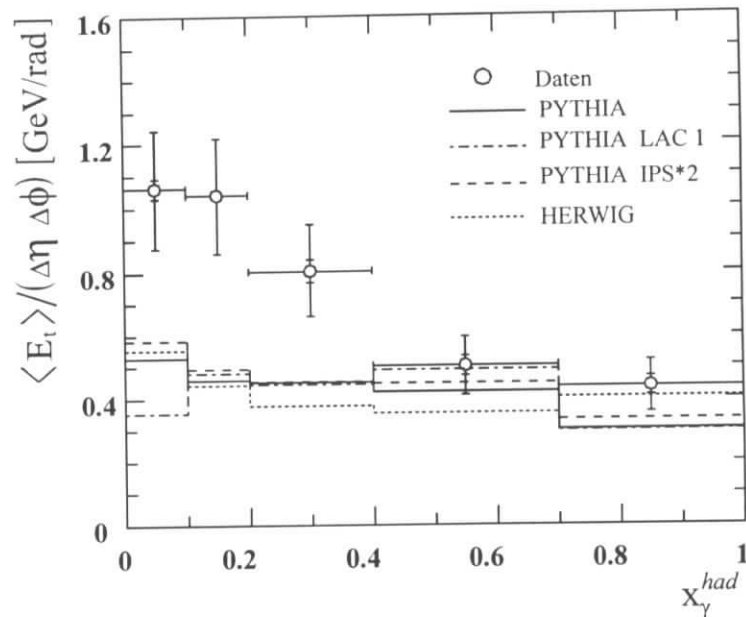


Abbildung 9.1: Transversale Energiedichte außerhalb der Jets im Bereich $|\eta^*| < 1$ als Funktion des Impulsanteils x_γ^{had} in den Daten und den Monte-Carlo-Modellen ohne Simulation von Mehrfachwechselwirkungen. Erklärung siehe Text.

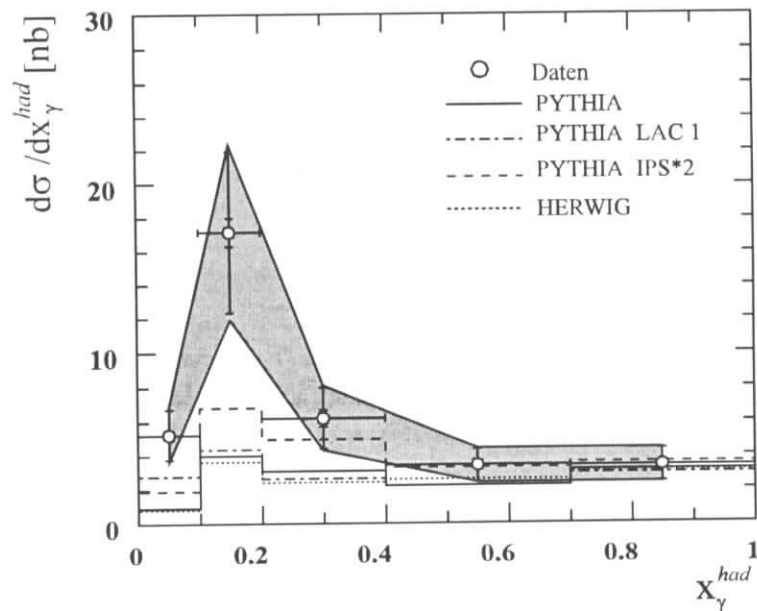


Abbildung 9.2: Differentieller ep-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ für Zwei-Jet-Ereignisse in den Daten im Vergleich mit Vorhersagen von Monte-Carlo-Modellen ohne Mehrfachwechselwirkungen. Die inneren Fehlerbalken der Daten entsprechen dem statistischen Fehler, die äußeren entsprechen der Summe der Quadrate von statistischem und systematischem Fehler. Das Band gibt die globale Unsicherheit durch die absolute hadronische Energieskala des Kalorimeters wieder.

ist ähnlich wie der vom PYTHIA-Generator. Die Energiedichte außerhalb der Jets als Funktion von x_γ^{had} verläuft ebenfalls ähnlich wie in PYTHIA und kann die Daten nicht beschreiben. Zu beobachten ist aber ein leichter Anstieg der Energiedichte und eine bessere Beschreibung der Daten im höchsten x_γ^{had} -Intervall, das von direkten Ereignissen dominiert wird.

Insgesamt liefern die oben diskutierten Monte-Carlo-Modelle, die keine Mehrfachwechselwirkungen generieren, eine um etwa 50% zu kleine Energiedichte für $x_\gamma^{had} < 0.4$. Mechanismen, die in den Modellen zum Energiefluß außerhalb von Jets führen, sind die Partonschauer und die Fragmentation. Der durch sie produzierte Energiefluß ist offenbar zu klein, um die in den Daten gemessene Energiedichte zu beschreiben. Es ergeben sich auch keine signifikanten Unterschiede zwischen dem PYTHIA- und dem HERWIG-Generator. Weiter zeigt sich in den Modellen ohne Mehrfachwechselwirkung keine Abhängigkeit der Energiedichte außerhalb von Jets von der angenommenen Partondichtevertelung im Photon.

Die Versuche, die gemessene Energiedichte und den Wirkungsquerschnitt durch andere Mechanismen als die Wechselwirkung von Photon- und Protonrest zu beschreiben, sind also gescheitert.

9.2 Monte-Carlo-Modelle mit Mehrfachwechselwirkungen

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß die Monte-Carlo-Generatoren PYTHIA und HERWIG ohne Berücksichtigung von mehreren Wechselwirkungen pro Ereignis nicht in der Lage sind, die Energiedichte außerhalb von Jets bei kleinen x_γ^{had} zu beschreiben, während für größere x_γ^{had} eine gute Beschreibung der Daten erreicht wird. In diesem Abschnitt erfolgt nun ein Vergleich mit Monte-Carlo-Modellen, die Mehrfachwechselwirkungen simulieren.

Zunächst werden die Ergebnisse bei Verwendung der GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon gezeigt. Anschließend werden die sich ergebenden Unterschiede beim Übergang zur LAC 1-Parametrisierung diskutiert.

9.2.1 Verwendung der GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon

Sowohl der PYTHIA- als auch der HERWIG- und der PHOJET-Generator können Wechselwirkungen von Photon- und Protonrest simulieren. Die zugrundeliegenden Modelle sind jedoch recht unterschiedlich (siehe Abschnitt 3.3). Die Vorhersagen dieser Generatoren für die Energiedichte außerhalb von Jets im Vergleich mit den Daten sind in Abbildung 9.3 dargestellt, den entsprechenden Vergleich des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ zeigt Abbildung 9.4. Es wurde jeweils die GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon verwendet.

- **PYTHIA:** Der wichtigste freie Parameter des PYTHIA-Modells mit Mehrfachwechselwirkungen ist p_i^{mia} , der den minimalen Transversalimpuls der aus den zusätzlichen Wechselwirkungen auslaufenden Partonen festlegt. Für den bisher verwendeten PYTHIA-Monte-Carlo-Datensatz wurde mit $p_i^{mia} > 1.45$ GeV der Standardwert benutzt. Wie bereits gezeigt wurde, reichte der durch die Mehrfachwechselwirkungen mit diesem Abschneidewert erzeugte zusätzliche Energiefluß nicht aus, die Daten zu beschreiben. Es wird daher nun ein verringerter Wert von $p_i^{mia} > 1.2$ GeV verwendet.

Die Verringerung von p_t^{mia} von 1.45 GeV auf 1.2 GeV in PYTHIA führt zu einer Erhöhung der Energiedichte im Bereich $x_\gamma^{had} < 0.7$ von ca. 20% und somit zu einer verbesserten Beschreibung der Daten (Abbildung 9.3). Unter Berücksichtigung der systematischen Fehler der gemessenen Daten ergibt sich nun eine akzeptable Übereinstimmung. Auch der gemessene Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ (Abbildung 9.4) wird von PYTHIA mit $p_t^{mia} > 1.2$ GeV (bei Verwendung der GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon) gut wiedergegeben.

- HERWIG:** Im Gegensatz zum PYTHIA-Generator, wo die zusätzlichen Wechselwirkungen als Parton-Parton-Streuungen simuliert werden, können im HERWIG-Generator mit der Option des *soft underlying events* zusätzliche weiche Wechselwirkungen generiert werden. Diese beruhen, wie in Abschnitt 3.3.2 erläutert, auf Parametrisierungen von weichen $p\bar{p}$ -Streuungen. Ein wichtiger freier Parameter dieses Modells ist die Häufigkeit des SUE. Für den hier betrachteten Monte-Carlo-Datensatz wurde diese mit 35% angenommen. Bei diesem Wert ergibt sich die beste Übereinstimmung der Jetprofile und der Multiplizität geladener Teilchen innerhalb der Jets im Bereich $7 \text{ GeV} < E_i^{Jet} < 9 \text{ GeV}$ für Ereignisse mit mindestens einem Jet [82].

HERWIG mit *soft underlying event* überschätzt die Energiedichte außerhalb von Jets deutlich (Abbildung 9.3). Es sei erwähnt, daß die Energiedichte nur wenig von der Häufigkeit des SUE abhängt. Offenbar sind die aus $p\bar{p}$ -Experimenten gewonnenen Parametrisierungen der weichen zusätzlichen Wechselwirkungen nicht geeignet, auch γp -Daten zu beschreiben. Aufgrund der Überschätzung des Energieflusses außerhalb von Jets ist der vorhergesagte Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ für Zwei-Jet-Ereignisse für kleine x_γ^{had} deutlich zu hoch.
- PHOJET:** Der PHOJET-Generator simuliert sowohl harte als auch weiche (zusätzliche) Wechselwirkungen. Mit dem PHOJET-Modell gelingt die beste Beschreibung des Energieflusses außerhalb von Jets, wie aus Abbildung 9.4 deutlich wird. In den x_γ^{had} - Bereichen, in denen die Prozesse mit aufgelösten Photonen dominieren ($x_\gamma^{had} < 0.7$), wird die Energiedichte richtig wiedergegeben. Der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ ist für $x_\gamma^{had} < 0.7$ ebenfalls in guter Übereinstimmung mit den Daten. Lediglich im höchsten x_γ^{had} - Intervall, in dem direkte Ereignisse dominieren, ist die vorhergesagte Energiedichte ebenso wie der Wirkungsquerschnitt zu gering. Eine mögliche Ursache ist, daß in PHOJET keine Partonschauer im Anfangszustand generiert werden.

Qualitativ zeigen also alle untersuchten Modelle, die eine Wechselwirkung von Photon- und Protonrest simulieren, eine deutliche Zunahme der Energiedichte mit abnehmendem Impulsanteil x_γ^{had} . Wie aufgrund der unterschiedlichen Modellannahmen zu erwarten, ergeben sich größere Unterschiede zwischen den Vorhersagen.

Mit Hilfe des PHOJET- und des PYTHIA-Modells ist es möglich, den Energiefluß außerhalb von Jets näherungsweise richtig zu beschreiben. Eine korrekte Beschreibung des Energieflusses außerhalb der Jets und damit des hadronischen Pedestals ist Voraussetzung, um durch einen direkten Vergleich der gemessenen und berechneten Jet-Wirkungsquerschnitte auf die Partondichten im Photon zu schließen.

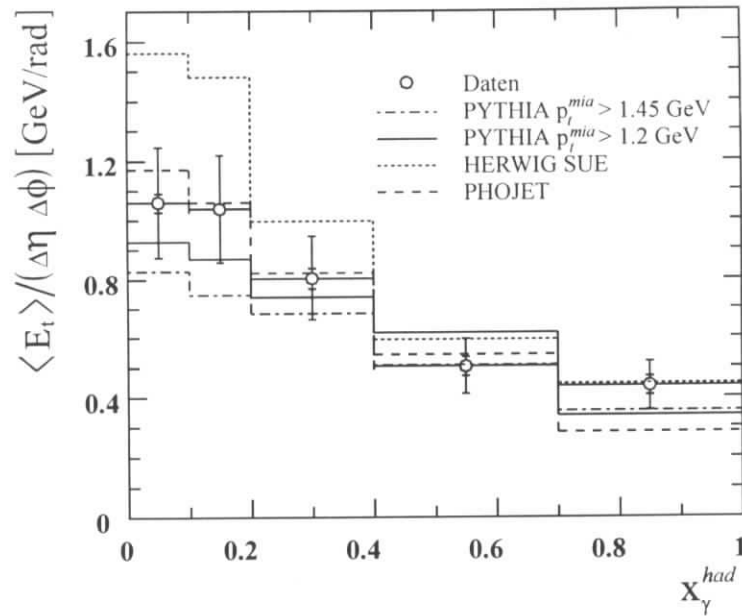


Abbildung 9.3: Transversale Energiedichte außerhalb der Jets im Bereich $|\eta^*| < 1$ als Funktion des Impulsanteils x_γ^{had} in den Daten und in den Monte-Carlo-Modellen mit Simulation von Mehrfachwechselwirkungen bei Verwendung der GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon.

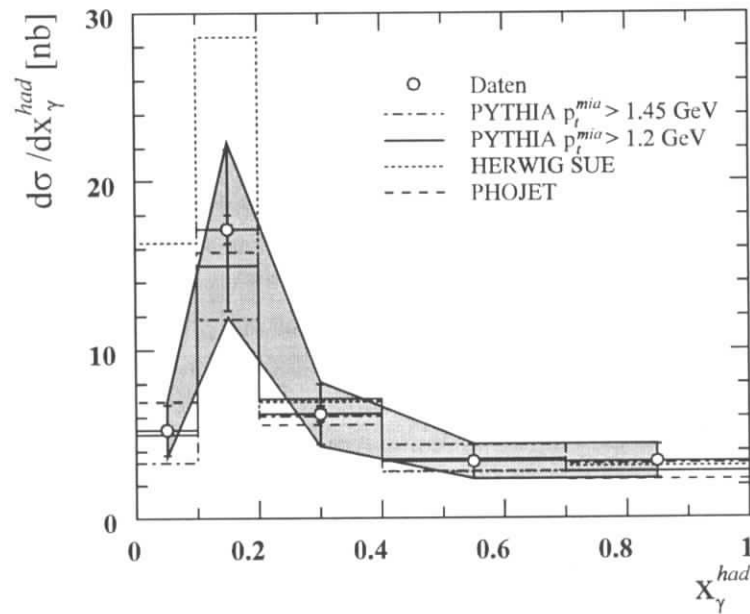


Abbildung 9.4: Differentieller ep-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ für Zwei-Jet-Ereignisse in den Daten im Vergleich mit Vorhersagen von Monte-Carlo-Modellen mit Mehrfachwechselwirkungen bei Verwendung der GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon. Erläuterung der dargestellten Fehler der Daten siehe Abbildung 9.2.

Der von dem PHOJET- und dem PYTHIA-Generator vorhergesagte Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt ist in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wirkungsquerschnitt, wenn die GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon verwendet wird.

Es bleibt die Frage, inwieweit in den Monte-Carlo-Modellen mit Mehrfachwechselwirkungen die vorhergesagten Energiedichten außerhalb der Jets mit den angenommenen Partondichten korreliert sind. Wie sich die Monte-Carlo-Vorhersagen bei Verwendung der LAC 1-Parametrisierung der Partondichte im Photon ändern, ist Thema des nächsten Abschnitts.

9.2.2 Verwendung der LAC 1-Parametrisierung der Partondichte im Photon

Während in den Monte-Carlo-Modellen ohne Mehrfachwechselwirkungen die vorhergesagte Energiedichte nicht von der angenommenen Partondichteverteilung abhängt, ändert sich dies dramatisch, wenn Mehrfachwechselwirkungen simuliert werden. Dies wird im Folgenden zuerst anhand des PYTHIA- und anschließend anhand des PHOJET-Generators gezeigt.

PYTHIA

Die von PYTHIA mit Mehrfachwechselwirkungen unter Verwendung der LAC 1-Parametrisierung der Partondichte vorhergesagte Energiedichte bei $|\eta^*| < 1$ zeigt Abbildung 9.5. Wird statt der GRV- die LAC 1-Parametrisierung benutzt – bei sonst unveränderter Einstellung des Generators – erhöht sich die Energiedichte für diejenigen x_y^{had} -Bereiche, in denen Prozesse mit aufgelösten Photonen dominieren, um ca. 700 MeV. Dieser von dem Monte-Carlo-Modell vorhergesagte Wert übersteigt den in den Daten gemessenen Wert deutlich. Es ist aber zu berücksichtigen, daß der Parameter p_i^{mia} , der indirekt die Anzahl der Wechselwirkungen pro Ereignis kontrolliert, einen freien Parameter innerhalb des Modells darstellt. Wird statt $p_i^{mia} > 1.2$ GeV der höhere Wert $p_i^{mia} > 2$ GeV gefordert, so ergibt sich auch bei Verwendung der LAC 1-Parametrisierung eine zufriedenstellende Beschreibung der gemessenen Energiedichte. Dies wird ebenfalls aus Abbildung 9.5 deutlich. Für mittlere x_y^{had} -Werte ($0.4 < x_y^{had} < 0.7$) ist eine verbesserte Beschreibung der Daten im Vergleich zur GRV-Parametrisierung mit $p_i^{mia} > 1.2$ GeV festzustellen.

Der starke Anstieg der Energiedichte beim Übergang von der GRV- zu der LAC 1-Parametrisierung bei Verwendung von $p_i^{mia} > 1.2$ GeV führt auch zu einem enormen Anstieg des von PYTHIA vorhergesagten Wirkungsquerschnitts für Zwei-Jet-Ereignisse (Abbildung 9.6). Der Wirkungsquerschnitt steigt beim Wechsel von der GRV- zu der LAC 1-Parametrisierung mit $p_i^{mia} > 1.2$ GeV um mehr als einen Faktor 100 für kleine x_y^{had} an und steht damit in eklatantem Widerspruch zu dem gemessenen Wert. Eine Erhöhung von p_i^{mia} auf 2 GeV, die eine Beschreibung der Energiedichte auch mit Hilfe der LAC 1-Parametrisierung zuläßt, verringert zwar den Wirkungsquerschnitt stark, jedoch liegt er für $x_y^{had} < 0.2$ noch deutlich über dem gemessenen Wert.

Bei Simulation von Mehrfachwechselwirkungen im Monte-Carlo hängen also sowohl der Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt als auch die Energiedichte außerhalb der Jets stark von der verwendeten Partondichteverteilung ab, im Gegensatz zu dem Modell ohne Mehrfachwechselwirkungen, wo die Energiedichte nicht und der Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt nur schwach von der Wahl der Partondichteverteilung abhängt.

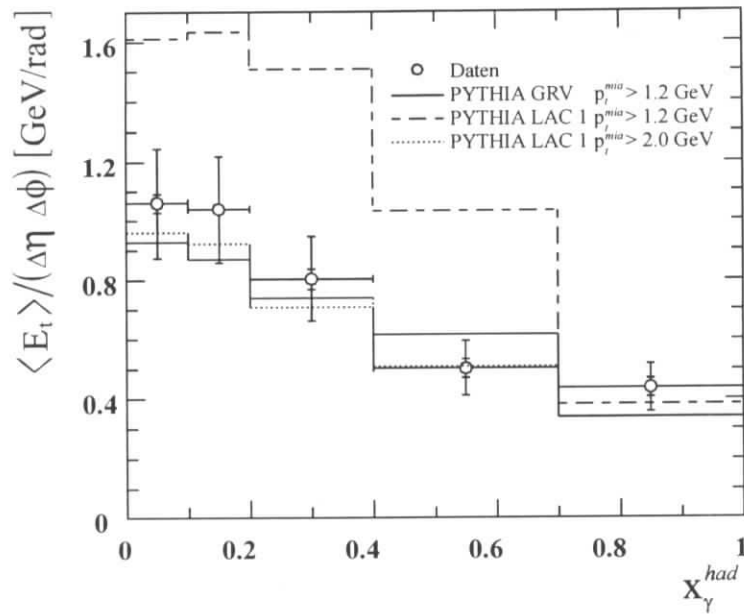


Abbildung 9.5: Transversale Energiedichte außerhalb der Jets im Bereich $|\eta^*| < 1$ als Funktion des Impulsanteils x_γ^{had} in den Daten und dem PYTHIA-Monte-Carlo-Modell mit Mehrfachwechselwirkungen bei Verwendung der LAC 1- und der GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon.

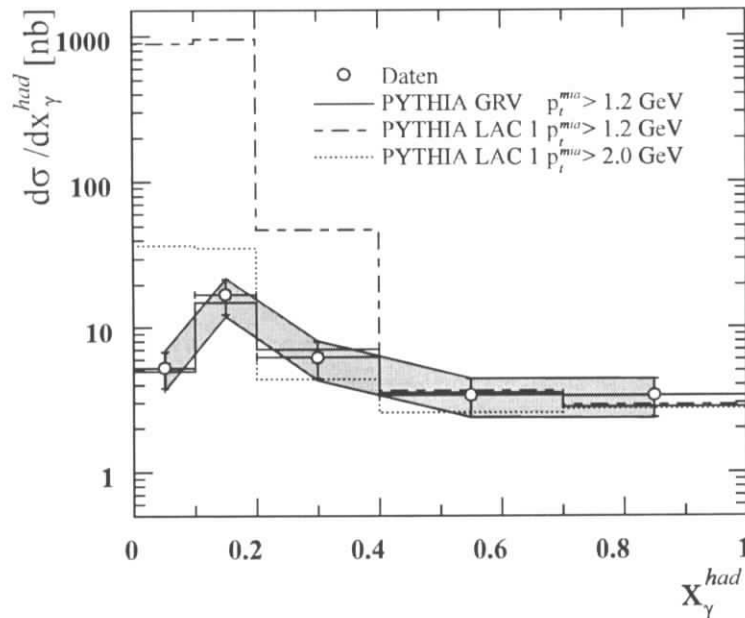


Abbildung 9.6: Differentieller ep-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ für Zwei-Jet-Ereignisse in den Daten im Vergleich mit Vorhersagen des PYTHIA-Monte-Carlo-Modells mit Mehrfachwechselwirkungen bei Verwendung der LAC 1- und der GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon. Erläuterung der dargestellten Fehler der Daten siehe Abbildung 9.2.

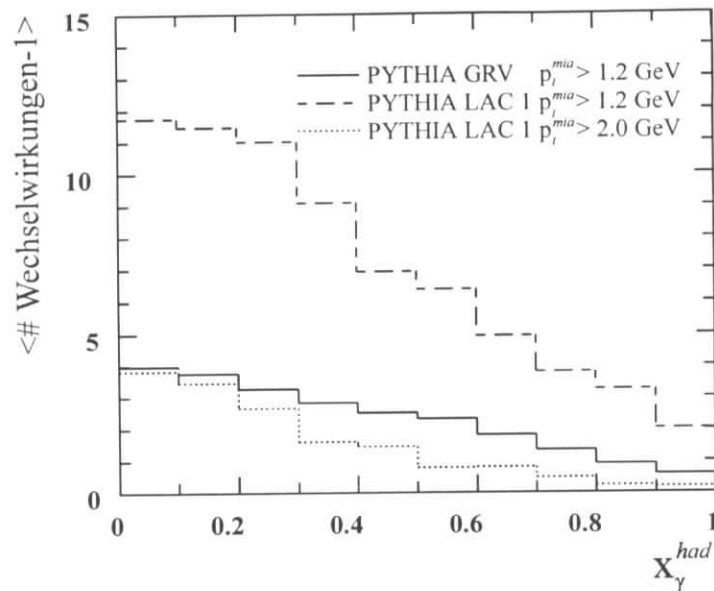


Abbildung 9.7: Mittlere Anzahl zusätzlicher Wechselwirkungen im PYTHIA-Monte-Carlo als Funktion des Impulsanteils x_γ^{had} bei Verwendung der Partondichten im Photon von LAC 1 und GRV mit $p_t^{mia} > 1.2 \text{ GeV}$ und für LAC 1 mit $p_t^{mia} > 2 \text{ GeV}$.

Zusätzlich ergibt sich bei Simulation von Mehrfachwechselwirkungen eine starke Abhängigkeit von dem freien Parameter p_t^{mia} . Zu verstehen ist dies dadurch, daß zur Generierung der weiteren Wechselwirkungen im PYTHIA-Modell ein auf perturbativer QCD beruhender Ansatz verwendet wird, der für die zusätzlichen Wechselwirkungen ebenso wie für die härteste Wechselwirkung auf die Partondichteverteilungen zurückgreift. Läßt die Parametrisierung viele weiche Gluonen im Photon zu – wie in LAC 1 – werden entsprechend sehr viele weitere Wechselwirkungen simuliert.

Abbildung 9.7 zeigt die Anzahl zusätzlicher Wechselwirkungen als Funktion des Impulsanteils x_γ^{had} im Vergleich von GRV und LAC 1, letztere für $p_t^{mia} > 1.2 \text{ GeV}$ und für $p_t^{mia} > 2 \text{ GeV}$. Während bei Verwendung von GRV bei kleinen x_γ^{had} (< 0.1) im Mittel ca. 4 zusätzliche Wechselwirkungen pro Ereignis generiert werden, erhöht sich die Anzahl auf ca. 12 Wechselwirkungen bei Verwendung von LAC 1 mit $p_t^{mia} > 1.2 \text{ GeV}$. Die Beschreibung einer so großen Anzahl von Wechselwirkungen innerhalb eines Ereignisses als perturbativ zu berechnende Streuungen ist nicht mehr als sinnvoll anzusehen, da keine Parametrisierungen der Partondichten verwendet werden, welche die korrelierten Wahrscheinlichkeiten für das gleichzeitige Auffinden mehrerer Partonen beschreiben. Diese stehen bislang nicht zur Verfügung.

Durch die zusätzliche Transversalenergie aus den zahlreichen weiteren Wechselwirkungen werden Ereignisse mit einem sehr kleinen generierten Impulsanteil x_γ^{gen} zu Ereignissen mit zwei Jets mit mehr als 7 GeV Transversalenergie auf Hadron-Ebene. Dies veranschaulicht Abbildung 9.8, in welcher der generierte Impulsanteil x_γ^{gen} für die selektierten Ereignisse dargestellt ist. Der x_γ^{gen} -Bereich, aus dem die auf Hadron-Ebene selektierten Ereignisse stammen, wird bei Verwendung der LAC 1-Parametrisierung mit $p_t^{mia} > 1.2 \text{ GeV}$ zu sehr kleinen Werten ($x_\gamma^{gen} > 10^{-3}$) erweitert.

Wird LAC 1 zusammen mit einem erhöhten p_t^{mia} von 2 GeV benutzt, geht die mittlere Anzahl der zusätzlichen Wechselwirkungen stark zurück und erreicht einen kleineren Wert als bei

GRV mit $p_t^{mia} > 1.2$ GeV (siehe Abbildung 9.7). Insbesondere im mittleren x_γ^{had} -Bereich ist die Zahl der Wechselwirkungen im Mittel kleiner als bei GRV, was die Verminderung der Energiedichte außerhalb der Jets in diesem Bereich erklärt.

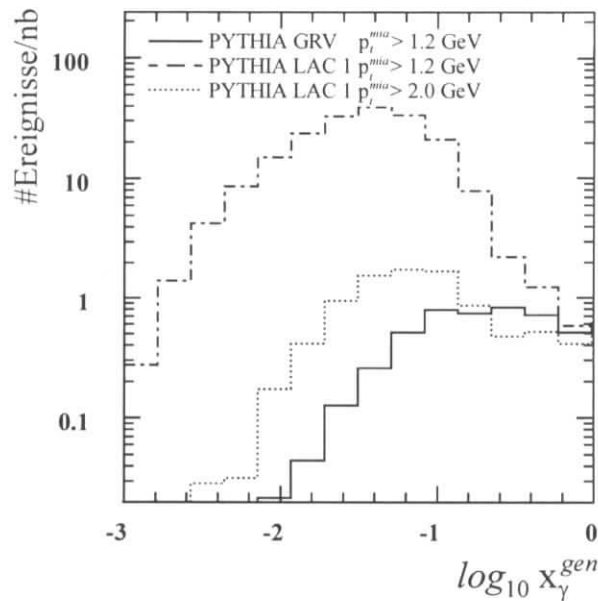


Abbildung 9.8: Verteilung des generierten Impulsanteils x_γ^{gen} der PYTHIA-Ereignisse mit zwei Jets auf Hadron-Ebene.

PHOJET

Den Einfluß der Partondichte im Photon auf die Vorhersage der Energiedichte außerhalb der Jets des PHOJET-Generators zeigt Abbildung 9.9. In Abbildung 9.10 ist der von PHOJET vorhergesagte differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ bei Verwendung der LAC 1- und der GRV-Parametrisierung im Vergleich mit den Daten dargestellt. Beim Übergang von GRV zu LAC 1 ist auch bei PHOJET eine deutliche Erhöhung der Energiedichte und des Wirkungsquerschnittes zu erkennen. Im Vergleich zu PYTHIA mit $p_t^{mia} > 1.2$ GeV ist diese aber deutlich geringer. Diese geringere Abhängigkeit von der Partondichte in PHOJET ist darauf zurückzuführen, daß neben harten, perturbativ berechneten Wechselwirkungen auch weiche Wechselwirkungen generiert werden, in welche die Partondichten nicht direkt eingehen. Das PHOJET-Monte-Carlo enthält im Gegensatz zum PYTHIA-Monte-Carlo keinen Parameter, mit dem die Anzahl der generierten Wechselwirkungen beeinflusst werden kann. Die Anpassung der freien Parameter des Modells erfolgt in PHOJET durch einen Fit u.a. an den totalen inelastischen γp -Wirkungsquerschnitt. Für den perturbativ zu berechnenden Anteil gehen hier auch die Partondichten ein. Die resultierende Anzahl der weichen und harten Wechselwirkungen pro Ereignis ergibt sich durch das Unitarisierungsschema. Für die Anpassung des freien Parameters des PHOJET-Generators wurde der bei HERA gemessene γp -Wirkungsquerschnitt zusammen mit der GRV-Parametrisierung für den perturbativen Anteil verwendet. Die Frage, ob eine Anpassung des PHOJET-Monte-Carlo-Modells an die Daten auch zusammen mit der LAC 1-Parametrisierung möglich wäre, muß daher offen bleiben.

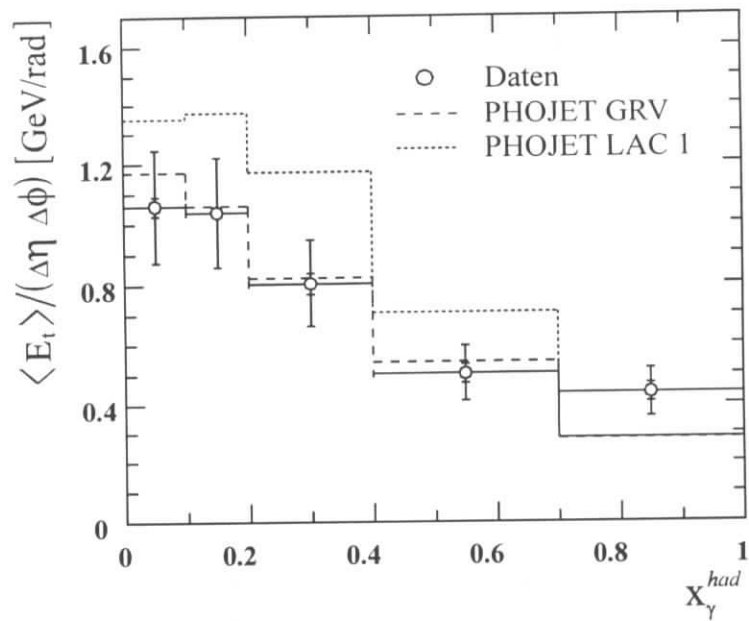


Abbildung 9.9: Transversale Energiedichte außerhalb der Jets im Bereich $|\eta^*| < 1$ als Funktion des Impulsanteils x_γ^{had} in den Daten und im PHOJET-Monte-Carlo-Modell bei Verwendung der GRV- und der LAC 1-Parametrisierung der Partondichte im Photon.

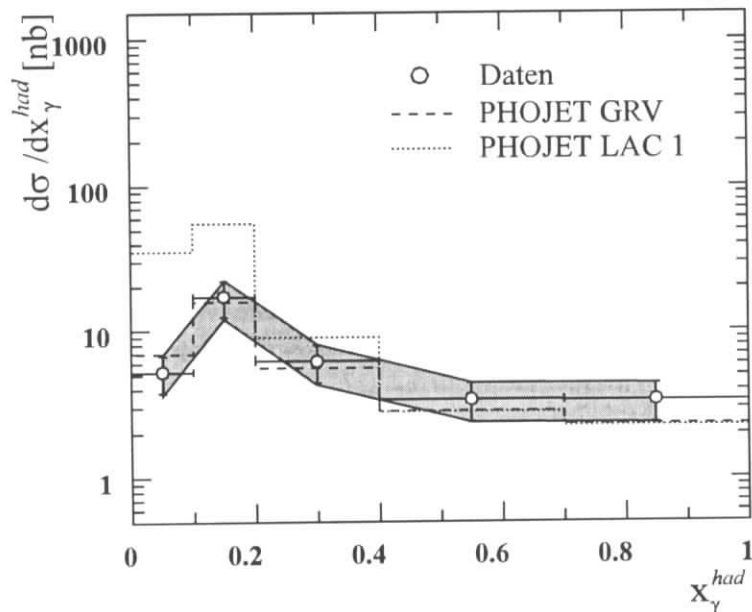


Abbildung 9.10: Differentieller ep-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ für Zwei-Jet-Ereignisse in den Daten im Vergleich mit Vorhersagen des PHOJET-Monte-Carlo-Modells bei Verwendung der LAC 1- und der GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon. Erläuterung der dargestellten Fehler der Daten siehe Abbildung 9.2.

9.3 Diskussion der Ergebnisse

Die in den Daten gemessene Energiedichte außerhalb von Jets im Zentrum des $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystems $|\eta^*| < 1$ steigt mit abnehmendem Impulsanteil x_γ^{had} an. Dieser Anstieg kann in den zur Verfügung stehenden Monte-Carlo-Modellen **ohne** Wechselwirkungen von Photon- und Protonrest qualitativ und quantitativ nicht beschrieben werden. Auch ist der von ihnen vorhergesagte differentielle Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ für kleine x_γ^{had} zu gering, selbst dann, wenn die mit abnehmendem x_γ stark ansteigende Gluondichteverteilung im Photon nach der LAC 1-Parametrisierung angenommen wird. Im Bereich großer x_γ^{had} , wo Ereignisse mit direkten Photonen dominieren, und Mehrfachwechselwirkungen in Ereignissen mit aufgelösten Photonen von geringerer Bedeutung sein sollten, ist die Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Modelle zufriedenstellend. Die Vorhersagen des PYTHIA- und des HERWIG-Generators unterscheiden sich nur wenig, obwohl unterschiedliche Fragmentations- und Partonschauer-Modelle verwendet werden. Weiter zeigt sich keine Abhängigkeit der vorhergesagten Energiedichte außerhalb der Jets von der Parametrisierung der Partondichte im Photon.

Die Monte-Carlo-Modelle **mit** Wechselwirkung von Photon- und Protonrest geben qualitativ den in den Daten beobachteten Anstieg der Energiedichte mit abnehmendem x_γ^{had} wieder. Die deutlich bessere Beschreibung der Daten durch die Hinzunahme von Mehrfachwechselwirkungen in den Monte-Carlo-Modellen liefert keinen Beweis, jedoch Evidenz für die Existenz von Mehrfachwechselwirkungen.

Der PYTHIA-Generator mit Mehrfachwechselwirkungen und der PHOJET-Generator, die eine Wechselwirkung von Photon- und Protonrest simulieren, sind in der Lage, den Energiefluß außerhalb der Jets näherungsweise richtig zu beschreiben, sofern die Partondichteverteilung von GRV benutzt wird. Für das PYTHIA-Modell war hierbei eine Verminderung des Standardwertes von $p_t^{mia} > 1.45$ GeV auf $p_t^{mia} > 1.2$ GeV erforderlich.

Zusammen mit der GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon können beide Modelle auch den gemessenen differentiellen Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ beschreiben.

Wird in den Monte-Carlo-Modellen mit Mehrfachwechselwirkungen die LAC 1-Parametrisierung für die Partondichte im Photon benutzt, so übersteigt die vorhergesagte Energiedichte die gemessene Energiedichte deutlich. Auch der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ liegt über dem gemessenen Wert. In PYTHIA gelingt durch Erhöhung von p_t^{mia} von > 1.2 GeV auf > 2 GeV eine Beschreibung der Energiedichte außerhalb von Jets, jedoch bleibt der Wirkungsquerschnitt für kleine x_γ^{had} oberhalb des in den Daten gemessenen Wertes. Hieraus kann geschlossen werden, daß im Rahmen des PYTHIA-Modells eine gleichzeitige Beschreibung der Daten sowohl hinsichtlich der Energiedichte außerhalb von Jets als auch des Zwei-Jet-Wirkungsquerschnittes zusammen mit der LAC 1-Parametrisierung nicht möglich ist. Auch das PHOJET-Modell liefert zusammen mit der LAC 1-Parametrisierung eine zu hohe Energiedichte außerhalb von Jets und einen zu hohen Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt.

In der von H1 veröffentlichten Messung der Gluondichte des Photons wurde unter Zuhilfenahme der Pedestal-Subtraktion der Tatsache Rechnung getragen, daß bis zu diesem Zeitpunkt keine korrekte Beschreibung des Pedestals durch die Monte-Carlo-Modelle möglich war. Dort wurde gezeigt, daß die GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon die Daten bei Berücksichtigung der recht großen systematischen Fehler gut beschreibt. Ein starker Anstieg der Gluon-

dichte bei kleinem x_γ , wie von der LAC 1-Parametrisierung vorhergesagt wird, wurde nicht beobachtet. Die Resultate der hier vorgestellten Analyse sind im Rahmen der großen systematischen Unsicherheiten in Übereinstimmung mit diesem Ergebnis.

Zur Bestimmung der Gluondichte im Photon muß, sofern auf die Methode der Pedestal-Subtraktion verzichtet werden soll, eine gleichzeitige Anpassung sowohl der Parameter, welche die Mehrfachwechselwirkungen regulieren, als auch der Partondichte vorgenommen werden. Erschwerend kommt hinzu, daß die Korrelation zwischen dem Energiefluß außerhalb von Jets und den angenommenen Partondichten vom verwendeten Modell abhängt. Dies wurde aus dem Vergleich von PYTHIA und PHOJET beim Übergang von der GRV- zu der LAC 1-Parametrisierung deutlich. Beide Modelle zeigen eine Zunahme des Energieflusses und des Wirkungsquerschnittes beim Übergang von der GRV- zu der LAC 1-Parametrisierung. Der quantitative Zusammenhang zwischen der verwendeten Partondichte und dem durch Mehrfachwechselwirkungen erzeugten Energiefluß ist jedoch unterschiedlich.

Aus den Resultaten dieser Analyse kann aufgrund der großen systematischen Fehler der Messungen nicht entschieden werden, welches Modell zur Simulation von Mehrfachwechselwirkungen der Wirklichkeit am nächsten kommt.

Insgesamt jedoch liefert der PHOJET-Generator, der sowohl harte als auch weiche Wechselwirkungen in Betracht zieht, von den hier untersuchten Modellen die beste Beschreibung der Daten hinsichtlich des Energieflusses außerhalb von Jets im γp -Zentralgebiet. Dieses Modell kann nicht nur Ereignisse mit zwei Jets gut beschreiben, auch die gemessenen inklusiven Ein-Jet-Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dE_i^{jet}$ und $d\sigma/d\eta^{jet}$ werden von PHOJET bei Verwendung der GRV-Parametrisierung für die Partondichte im Photon gut beschrieben. Das gleiche gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion der totalen Transversalenergie $d\sigma/dE_t^{tot}$ [81].

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit γp -Ereignissen, die mit dem H1-Detektor während der Datennahmeperiode 1993 aufgezeichnet wurden. Die integrierte Luminosität betrug 289 nb^{-1} . Der Schwerpunkt der Analyse liegt auf der Untersuchung des Energieflusses außerhalb von Jets in Zwei-Jet-Ereignissen. Die Jets werden durch einen Konus-Algorithmus definiert, wobei eine Transversalenergie von $E_T^{\text{Jet}} > 7 \text{ GeV}$ innerhalb eines Konus mit Radius $R=1$ verlangt wurde. Der Pseudorapiditätsbereich wurde auf $-0.5 < \eta^{\text{Jet}} < 2.5$ eingeschränkt.

Zu Ereignissen mit Jets in γp -Streuung bei HERA tragen die Prozesse mit direkten und mit aufgelösten Photonen bei. Beide Prozesse sind zur Beschreibung der selektierten Ereignisse mit zwei Jets erforderlich. In die theoretischen Vorhersagen für Prozesse mit aufgelösten Photonen geht die Partondichte des Photons ein, wobei der Anteil der Gluonen von besonderem Interesse ist.

Die Vorhersagen verschiedener Monte-Carlo-Modelle, die auf Rechnungen in führender Ordnung QCD beruhen, wurden mit den Daten verglichen. Als Quellen von Transversalenergie innerhalb und außerhalb von Jets tragen in diesen Modellen – neben dem harten Streuprozess – die Fragmentation und die Partonschauer bei. Partonschauer dienen als Ersatz für Rechnungen höherer Ordnungen. In Prozessen mit aufgelösten Photonen kommen als weitere Quellen von Transversalenergie zusätzliche Wechselwirkungen von Photon- und Protonrest in Betracht. Die Auswirkungen dieser Mehrfachwechselwirkungen sind, wie anhand von Monte-Carlo-Ereignissen gezeigt wurde, am stärksten im zentralen Bereich des γp -Schwerpunktsystems.

Die transversale Energiedichte außerhalb von Jets im Zentrum des γp -Schwerpunktsystems ($|\eta^*| < 1$) wurde gemessen und auf Detektoreffekte korrigiert. Zu beobachten ist ein Anstieg dieser Energiedichte mit abnehmendem Impulsanteil x_γ^{had} . Für große x_γ^{had} (> 0.7) beträgt die gemessene transversale Energiedichte $\langle E_T \rangle / (\Delta\eta\Delta\Phi) = 0.45 \text{ GeV/rad}$, für kleine x_γ^{had} (< 0.1) steigt sie auf $= 1.06 \text{ GeV/rad}$ an.

Monte-Carlo-Modelle **ohne** Simulation von Wechselwirkungen zwischen Photon- und Protonrest können bei großem x_γ^{had} die transversale Energiedichte außerhalb von Jets näherungsweise richtig beschreiben. Der gemessene Anstieg zu kleinem x_γ^{had} kann von diesen Modellen jedoch nicht wiedergegeben werden. Die vorhergesagte Energiedichte ist für kleine x_γ^{had} um etwa 600 MeV/rad zu gering. Die Energiedichte außerhalb von Jets liefert ein Maß für die nicht mit der harten Streuung korrelierte Transversalenergie. Diese trägt auch zur gemessenen Transversalenergie der Jets bei. Dieser zusätzliche Energiefluß beeinflusst den Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{\text{had}}$ erheblich. Ein Rückschluß von dem gemessenen Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt auf die Partondichten mit Hilfe dieser Monte-Carlo-Modelle ist daher nicht sinnvoll.

Monte-Carlo-Modelle **mit** Simulation von Wechselwirkungen von Photon- und Protonrest zeigen wie die Daten einen Anstieg der transversalen Energiedichte außerhalb von Jets mit abnehmendem x_γ^{had} . Zwischen den Vorhersagen der untersuchten Modelle PYTHIA, HERWIG und PHOJET ergeben sich aber quantitativ größere Unterschiede.

Mit dem PYTHIA- und dem PHOJET-Modell ist – im Rahmen der systematischen Unsicherheiten – eine Beschreibung der gemessenen Energiedichte außerhalb von Jets möglich, wenn die GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon angenommen wird. In dem PYTHIA-Modell war hierzu eine Anpassung des Parameters p_t^{mia} erforderlich. Dieser beschreibt den minimalen Transversalimpuls der aus den zusätzlichen Wechselwirkungen auslaufenden Partonen.

Auch der von PYTHIA und PHOJET vorhergesagte Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ stimmt bei Verwendung der GRV-Parametrisierung der Partondichte im Photon mit der Messung überein.

Wird in den Modellen mit Mehrfachwechselwirkungen die LAC 1-Parametrisierung der Partondichte im Photon angenommen, übersteigt die vorhergesagte Energiedichte außerhalb von Jets sowie der Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_\gamma^{had}$ die gemessenen Werte deutlich. Durch Erhöhung von p_t^{mia} im PYTHIA-Modell gelingt zwar auch mit der LAC 1-Parametrisierung eine annähernd richtige Beschreibung des gemessenen Energieflusses, der vorhergesagte Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt ist aber im Vergleich mit den Daten zu hoch. Eine gleichzeitige Beschreibung sowohl der Energiedichte außerhalb von Jets als auch des Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitts ist in diesem Modell zusammen mit der LAC 1-Parametrisierung nicht möglich.

Ein *präzise Messung* der Gluondichte ist aufgrund der in den Monte-Carlo-Modellen beobachteten Korrelation zwischen der Energiedichte außerhalb der Jets und der angenommenen Partondichte schwierig. Sie erfordert eine gleichzeitige Anpassung sowohl der Parameter, welche die Mehrfachwechselwirkungen regulieren, als auch der Partondichten.

Literaturverzeichnis

- [1] **H1 Collaboration (T. Ahmed et al.)**
Hard Scattering in γp -Interactions
Phys. Lett. B297 (1992) 205
H1 Collaboration (I. Abt et al.)
Measurement of Inclusive Jet Cross-Sections in Photoproduction at HERA
Phys. Lett. B324 (1993) 436
- [2] **ZEUS Collaboration (M. Derrick et al.)**
Observation of Hard Scattering in Photoproduction at HERA
Phys. Lett. B297 (1992) 404
ZEUS Collaboration (M. Derrick et al.)
Inclusive Jet Differential Cross-Sections in Photoproduction at HERA
Phys. Lett. B342 (1995) 417
- [3] **G. Knies**
Soft and Hard Photoproduction News from H1 at HERA
J. Phys. G19 (1993) 1523
- [4] **T. Sjöstrand and M. van Zijl**
A Multiple-Interaction Model for the Event Structure in Hadron Collisions
Phys. Rev. D36 (1987) 2019
- [5] **H1 Collaboration (T. Ahmed et al.)**
Inclusive Parton Cross-Sections in Photoproduction and Photon Structure
Nucl. Phys. B445 (1995) 195
- [6] **N. Gogitidze**
H1 Lumi Status Report
H1. Coll. Meeting. 13.10.1994, unveröffentlicht
- [7] **H1 Collaboration (I. Abt et al.)**
The H1 Detector at HERA
DESY 93-103 (1993)
- [8] **H1 Calorimeter Group (B. Andrieu et al.)**
The H1 Liquid Argon Calorimeter System
Nucl. Instr. and Meth. A336 (1993) 460
- [9] **P. Loch**
Kalibration des H1 Flüssig-Argon-Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtsmethode für Teilchenjets
Dissertation, Universität Hamburg (1992). H1-10/92-253
- [10] **H.P. Wellisch et al.**
Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using Software Weighting Techniques
MPI-PhE/94-03 (1994)

- [11] **H1 Calorimeter Group (B. Andrieu et al.)**
Beam Tests and Calibration of the H1 Liquid Argon Calorimeter with Electrons
Nucl. Instr. and Meth. A350 (1994) 57
- [12] **H1 Calorimeter Group (B. Andrieu et al.)**
Results from Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparisons with Simulations
Nucl. Instr. and Meth., A 336 (1993) 499
- [13] **H1 Collaboration (I. Abt et al.)**
Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the Low x Region at HERA
Nuclear Physics B407 (1993) 515
- [14] **H.-P. Kasselmann**
Untersuchungen zur Messung von Elektronen mit dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter (BEMC) des HERA H1-Detektors
Dissertation, Universität Hamburg (1994), FH1K-94-07
- [15] **F. Sefkow et al.**
Experience with the First Level Trigger of H1
Proceedings of the 1994 IEEE Nuclear Science Symposium Norfolk, VA
- [16] **S. Eichenberger et al.**
A Fast Pipelined Trigger for the H1 Experiment based on Multiwire Proportional Chamber Signals
Nucl. Instr. and Meth. A323 (1992) 532
- [17] **T. Wolff et al.**
A Drift Chamber Track Finder for the First Level Trigger of the H1 Experiment
Nucl. Instr. and Meth. A323 (1992) 537
- [18] **R. Prosi**
Pedestrians's Guide to the L4 Filter Farm
H1-note 11/94-412
- [19] **R. Prosi**
The 1993 L4 Filter Farm Selection Algorithm
H1-note 95/03-432
- [20] **J.J. Sakurai**
Theory of Strong Interactions
Ann. Phys. 11 (1960) 1
- [21] **T.H. Bauer et al.**
The Hadronic Properties of the Photon in High Energy-Interactions
Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261
- [22] **Particle Data Group**
Review of Particle Properties
Phys. Rev. D50(1994)
- [23] **NA14 Collaboration (E. Auge et al.)**
High-Energy Photoproduction of Large Transverse Momentum π^0 : A Quantitative Test of QCD
Phys. Lett. 168B (1986) 163

- [24] **OMEGA Photon-Collaboration (R.J. Apsimon et al.)**
Inclusive Photoproduction of Single Charged Particles at High p_t
Z. Phys C43 (1989) 63
- [25] **G. Altarelli und G. Parisi**
Asymptotic Freedom in Parton Language
Nucl. Phys. B126 (1977) 298
- [26] **V.N. Gribov, L.N. Lipatov**
Deep Inelastic ep Scattering in Perturbation Theory
Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438
Y. Dokshitzer
Calculation of Structure Functions in Deep-Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation
by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics
JETP 46 (1977) 641
- [27] **E. Witten**
Anomalous Cross-Section for Photon-Photon Scattering
Nucl. Phys. B120 (1977) 189
- [28] **H. Abramowicz et al.**
Parton Distribution in the Photon
Intern. J. Mod. Phys. A8 (1993) 1005
- [29] **Delphi-Collaboration (P. Abreu et al.)**
A Measurement of the Photon Structure Function $F_2(\gamma)$ at an Average Q^2 of $12 \text{ GeV}^2/c^4$
CERN PPE-95-087 Juni 1995
- [30] **Opal-Collaboration (R. Akers et al.)**
Measurement of the Photon Structure Function $F_2(\gamma)$ in the Reaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{Hadrons}$ at LEP
Z. Phys. C61 (1994) 199
- [31] **D.W. Duke, J.F. Owens**
Quantum Chromodynamics Corrections to Deep Inelastic Compton Scattering
Phys. Rev. D26 (1982) 1600
- [32] **G.A. Schuler, T. Sjöstrand**
Towards a Complete Description of High-Energy Photoproduction
Nucl. Phys. B407 (1993) 539-605
- [33] **M. Drees and K. Grassie**
Parametrization of the Photon Structure and Applications to Supersymmetric Particle Production at HERA
Phys. C28 (1985) 451
- [34] **H. Abramowicz, K. Charcula, A. Levy**
Parametrization of Parton Distributions in the Photon
Phys. Lett. B269 (1991) 458
- [35] **M. Glück, E. Reya, A. Vogt**
Partonic Parton Distributions
Phys. Rev. D46 (1992) 1973

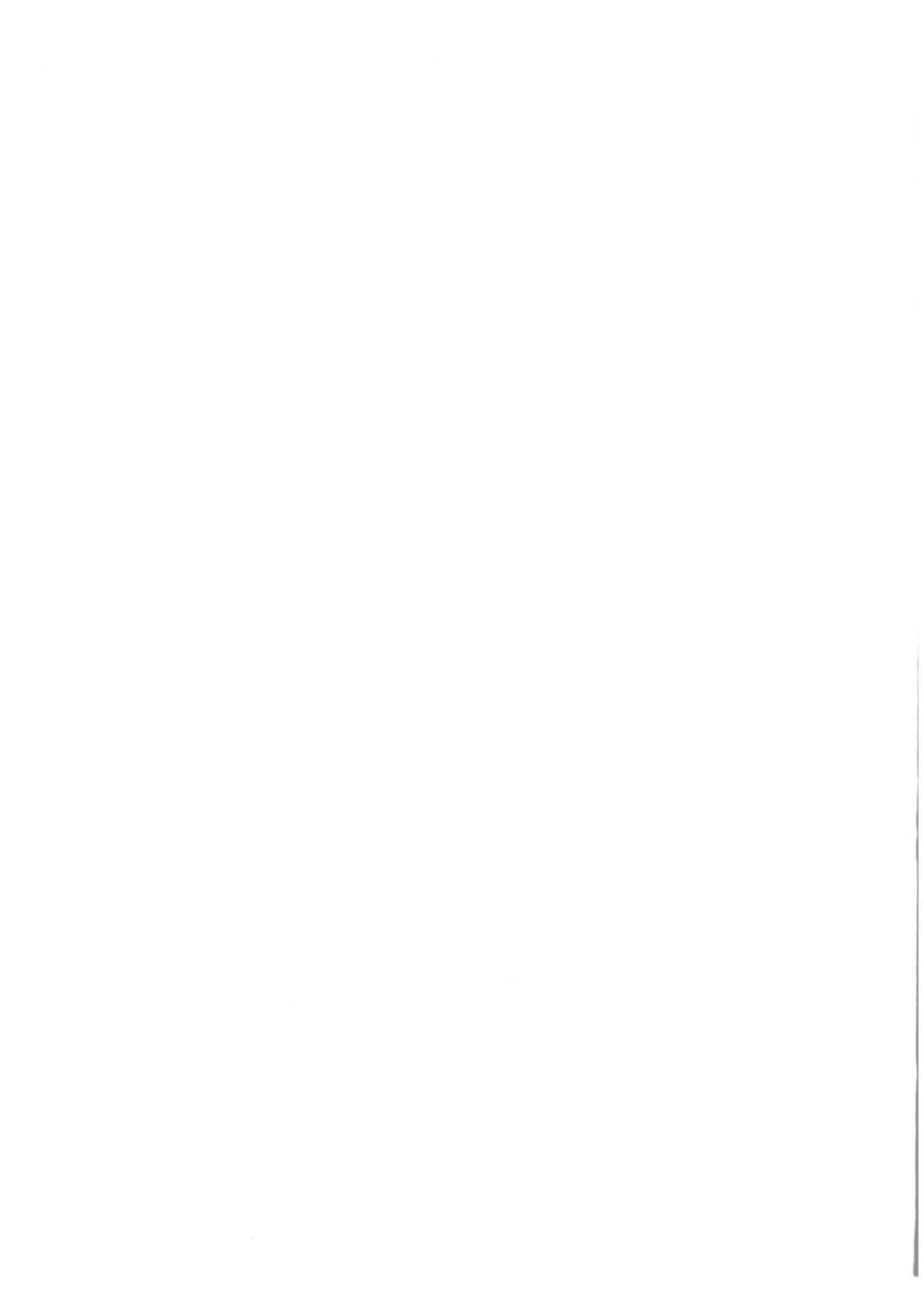
- [36] **JADE Collaboration (W. Bartel et al.)**
Phys. Lett. B107 (1981) 163
PLUTO Collaboration (Ch. Berger et al.)
Phys. C29 (1985) 499, C33 (1987) 351
TPC/2 γ Collaboration (H. Aihara et al.)
Phys. Rev. D41 (1990) 2667
CELLO Collaboration (H.-J. Behrend et al.)
Z.Phys. C51 (1991) 365
- [37] **AMY Collaboration (R. Tanake et al.)**
Evidence for Hard Scattering of Hadronic Constituents of Photons in Photon-Photon Collisions at TRISTAN
Phys. Lett. B277 (1992) 215
- [38] **Topaz Collaboration (H. Hayashii)**
Measurement of the Inclusive Cross Section of Jets in $\gamma\gamma$ Interactions at TRISTAN
Phys. Lett. B314 (1993) 149
- [39] **H. Hayashii (TOPAZ Collaboration)**
Jet Production in $\gamma\gamma$ Collisions at TRISTAN with the TOPAZ Detector
Proceedings of the 10th International Workshop on Photon-Photon Collisions (Photon '95), Sheffield (1995)
- [40] **A. Blondel and F. Jacquet**
Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe
U. Amaldi, DESY 79-48 (1979) 391
- [41] **H1-Collaboration**
Observation of Deep Inelastic Scattering at Low x
Phys. Lett. B299 (1993) 385
Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the Low x Region at HERA
Nucl. Phys. B407 (1993) 515
Scaling Violations of the Proton Structure Function F_2 at Small x
Phys. Lett. B321 (1994) 161
A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$
Nucl. Phys. B439 (1995) 471
- [42] **ZEUS Collaboration**
Measurement of the Proton Structure Function F_2 in ep Scattering at HERA
Phys. Lett. B316 (1993) 412
Measurement of the Proton Structure Function F_2 from the 1993 HERA Data
Z. Phys. C65 (1995) 379
Measurement of the Proton Structure Function F_2 at Low x and low Q^2
Z. Phys. C69(1996) 607
- [43] **C.F. Weizsäcker**
Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen
Z. Phys. 88 (1934) 612
E.J. Williams
Nature of the High Energy Particles Penetrating Radiation and Status of Ionisation and Radiation Formulas
Phys. Rev. 45 (1934) 729
S. Frixione et al.
Improving the Weizsäcker-Williams Approximation in Electron Proton Collisions
Phys. Lett B319 (1993) 339

- [44] **A.I. Lebedev**
Corrections to Weizsäcker-Williams Approximation for Low- Q^2 Inelastic ep-Scattering
Proc. Workshop on Physics at HERA, eds. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY (1991) 613
- [45] **H1 Collaboration (T. Ahmed et al.)**
Observation of Hard Processes in Rapidity Gap Events in γp -Interaction at HERA
Nucl. Phys. B435 (1995) 3
- [46] **ZEUS Collaboration (M. Derrick et al.)**
Diffractive Hard Photoproduction at HERA and Evidence for the Gluon Content of the Pomeron
Phys. Lett. B356 (1995) 129
- [47] **H1 Collaboration (S. Aid et al.)**
Measurement of the Total Photon-Proton Cross-Section and its Decomposition at 200 GeV Center-of-Mass Energy
Z. Phys. C69 (1995) 27
- [48] **H1 Collaboration (I. Abt et al.)**
Inclusive Charged Particle Cross-Section in Photoproduction at HERA
Phys. Lett. B328 (1994) 176
- [49] **S.G. Salesch**
Photoproduktion von Jets bei HERA mit aufgelösten Photonen bis zur Ordnung $O(\alpha_s^2)$
Dissertation, Universität Hamburg (1993)
- [50] **L.E. Gordon, J.K. Storrow**
The Single Jet Inclusive Cross-Section at HERA in Next-to-Leading Order QCD
Phys. Lett. B291 (1994) 320
M. Greco, A. Vicini
Photoproduction of High p_t Jets in Next-to-Leading Order QCD
Nucl. Phys. B415 (1994) 386
G. Kramer, S.G. Salesch
Single Jet Photoproduction at HERA in Next-to-Leading Order QCD
Z. Phys. C61 (1994) 277
D. Bödeker, G. Kramer, S.G. Salesch
Inclusive Jet Production at HERA: Next-to-Leading Order Corrections to the Resolved and Direct Photon Contribution
Z. Phys. C63 (1994) 471
- [51] **I. Abt**
Manual to IJRAY, a Monte-Carlo Generator Shell to Produce ep Events for H1
H1-Note, H1-05/93-290 (1993)
- [52] **T. Sjöstrand**
PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3 Physics and Manual
CERN-TH.6488.92 (1992)
T. Sjöstrand
PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual
CERN-TH.7112.93 (1993)
- [53] **G. Marchesini et al.**
HERWIG, A Monte-Carlo Event Generator for Simulating Hadron Emission Reactions with Interfering Gluons. Version 5.1
Comput. Phys. Commun. 67 (1992) 465

- [54] **R. Engel**
Photoproduction within the Two Component Dual Parton Model. 1. Amplitudes and Cross-Section
Z. Phys. C66 (1995) 203
- [55] **A. Capella et al.**
Dual Parton Model
Phys. Rep. 236 (1994) 235
- [56] **P. Aurenche et al.**
Multiparticle Production in an Two Component Dual Parton Model
Phys. Rev. D45 (1992) 92
F.W. Bopp et al.
DTUJET-93: Sampling inelastic Proton-Proton and Anti-Proton-Proton Collisions according to the Two Component Dual Parton-Model
Comp. Phys. Commun. 83 (1994) 107
- [57] **M. Bengtsson, T. Sjöstrand, M. v. Zijl**
Initial State Radiation Effects on W and Jet Production
Z. Phys. C32 (1986) 67
- [58] **T. Sjöstrand and M. Bengtsson**
The Lund Monte-Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics: Jetset Version 6.3: an Update
Comput. Phys. Commun. 43 (1987) 367
- [59] **G. Marchesini and B.R. Webber**
Simulation of QCD-Jets Including Soft Gluon Interference
Nucl. Phys. B238 (1984) 1
- [60] **G. Marchesini and B.R. Webber**
Monte-Carlo Simulation of General Hard Processes with Coherent QCD Radiation
Nucl. Phys. B310 (1988) 461
- [61] **M. Drees**
Initial State Showering in Resolved Photon Interaction
Preprint MAD/PH/797 Okt. 1993
- [62] **ZEUS Collaboration (M.Derrick et al.)**
Study of the Photon Remnant in Resolved Photoproduction at HERA
Phys. Lett. B354 (1995) 163
- [63] **O. Nachtmann**
Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte
Vieweg, Braunschweig 1991
- [64] **B.R. Webber**
A QCD-Model for Jet Fragmentation including Soft Gluon Interference
Nucl. Phys. B238 (1984) 492
- [65] **AFS Collaboration (T.Akesson et al.)**
Double Parton Scattering in pp Collisions at $\sqrt{s} = 63$ GeV
Z. Phys. C34 (1987) 163

- [66] **UA2 Collaboration (J. Alitti et al.)**
A Study of Multi-Jet Events at the CERN $\bar{p}p$ Collider and a Search for Double Parton Scattering
Phys. Lett. B 268 (1991) 145
- [67] **CDF Collaboration (F. Abe et al.)**
A Study of Four-Jet Events and Evidence for Double Parton Interactions in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV
Phys. Rev. D 47 (1993) 4857
- [68] **S. D. Ellis**
Collider Jets in Perturbation Theory
Proceedings „QCD and High Energy Hadronic Interactions“, 28th Rencontre de Moriont, ed. J. Tran Thanh Van, Editions Frontieres (1993) 235
- [69] **G. Marchesini and B.R. Webber**
Associated Transverse Energy in Hadronic Jet Production
Phys. Rev. D 38 (1988) 3419
- [70] **UA5 Collaboration (G.J. Allner et al.)**
The UA5 High Energy $p\bar{p}$ Simulation Program
Nucl. Phys. B 291 (1987) 445-502
- [71] **R. Engel, A. Rostovtsev**
PHOJET - A Monte Carlo Event Generator for Photoproduction
H1-Note, H1-01/95-420 (1995)
- [72] **R. Brun et al.**
Geant 3 User's Guide
CERN-DD/EE-84-1, Geneva (1987)
- [73] **M. Glück, E. Reya und A. Vogt**
Parton Distributions for High-Energy Collisions
Z. Phys. C 53 (1992) 127
- [74] **S. Levonian**
private Mitteilung (1994)
- [75] **U. Siewert**
Transversalenergie in Photoproduktionsereignissen im H1-Experiment
Dissertation (in Vorbereitung), Universität Kiel 1996
- [76] **JADE Collaboration (W. Bartel et al.)**
Experimental Studies on Multi-Jet Production in e^+e^- -Annihilation at PETRA Energies
Z. Phys. C 33 (1986) 23
- [77] **J. Huth et al.**
Toward a Standardization of Jet Definition
Proceedings of Research Direction for the Decade, Snowmass 1990, ed. E.L. Berger (World Scientific, Singapore, 1992)
- [78] **H. Hufnagel**
Messung der Partondichten im Photon in harten Photon-Proton-Kollisionen bei HERA
Dissertation, Universität Dortmund 1994

- [79] **R. Kaschowitz**
Messung des Parton-Inhaltes von quasi-reellen Photonen bei HERA
Dissertation, Universität Aachen 1995
- [80] **A. Bouniatian**
Studies of Hard Scattering in Photoproduction at the ep Storage Ring HERA with the H1 Detector
Dissertation, Universität Hamburg 1995
- [81] **H1 Collaboration (S. Aid et al.)**
Jets and Energy Flow in Photon-Proton Collisions at HERA
Z. Phys. C70 (1996) 17



Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen der H1-Kollaboration, bei deren Mitgliedern ich mich an dieser Stelle für ihre Unterstützung herzlich bedanken möchte.

Mein besonderer Dank gilt:

- Dr. Gerhard Knies für die Motivation zur „Auflösung des Photons“, die Betreuung der Arbeit sowie für zahlreiche Diskussionen.
- Prof. Dr. Götz Heinzemann für die angenehme Betreuung und die Begutachtung der Arbeit.
- Prof. Dr. Beate Naroska für die Erstellung des Zweitgutachtens der Dissertation und so manchen Rat.
- Dr. Martin Erdmann für den Ansporn und die Hilfe, das Thema auf den Punkt zu bringen.
- Meinen Kollegen in der H1-Photoproduktionsgruppe für die gute Zusammenarbeit.
- Den Mitgliedern der Hamburger-Myongruppe für die sehr freundschaftliche „Arbeits“-Atmosphäre und die willkommenen Ablenkungen.

Meinen Eltern danke ich für die unermüdliche Durchsicht des Manuskripts und die jederzeit gewährte Unterstützung. Dr. Olaf Dünger sei gedankt für die „dummen“ Fragen bezüglich der Analyse, die ausgezeichnete Verpflegung sowie für seine Geduld, die er mit mir hatte.

