



RHEINISCH
WESTFÄLISCHE
TECHNISCHE
HOCHSCHULE
AACHEN

PITHA 95/13

Juni 1995

Analyse harter Photoproduktionsereignisse
mit dem H1-Detektor

Peer-Oliver Meyer

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

Analyse harter Photoproduktionsereignisse mit dem H1-Detektor

von
Peer-Oliver Meyer

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
im Dezember 1994

angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

Zusammenfassung

Mit dem ersten Elektron-Proton-Speicherring HERA ist es möglich, Proton-Photon-Streureaktionen bis zu einer Schwerpunktsenergie von etwa 300 GeV zu messen. Durch die Auswahl von Ereignissen mit zwei Jets, die mindestens einen transversalen Impuls von 7 GeV haben, und mit dem im Elektronenkalorimeter rekonstruierten gestreuten Elektron wurde eine sehr reine Datenselektion aus harten Photoproduktionsereignissen gewonnen. Diese ermöglicht eine genaue Studie der inneren Struktur des Photons. Die Analyse stützt sich hierbei auf die im Herbst 1993 am H1-Detektor genommenen Daten, die einer integrierten Luminosität von $288,9 \text{ nb}^{-1}$ entsprechen. Es wird sowohl die punktförmige wie auch die hadronisch aufgelöste Komponente des Photons in den Daten nachgewiesen. Für die punktförmige bzw. direkte Komponente wird ein der Datenselektion entsprechender Wirkungsquerschnitt bestimmt.

Abstract

The electron-proton storage ring HERA offers the unique opportunity to study proton-photon collisions at center of mass energies up to 300 GeV. A sample of hard photoproduction events with an integrated luminosity of 288.9 nb^{-1} was selected at the H1 detector by requiring an energy deposition in a small angle electron detector and two high P_T jets with at least 7 GeV. The properties of direct and resolved photon interactions are studied using this sample. Evidence for both is shown. A cross section is determined for the direct photon interactions in the kinematical region under study.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
1. H1-Physik	5
1.1 Tiefinelastische Streuung	5
1.2 Photoproduktion	6
1.3 Neue Physik	12
2. Der H1-Detektor bei HERA	13
2.1 HERA	13
2.2 Der H1-Detektor	15
2.3 Das Magnetsystem	15
2.4 Die Spurkammern und das Myonsystem	17
2.5 Die Kalorimeter	19
2.5.1 Das Flüssigargonkalorimeter LAC	20
2.5.2 Das warme elektromagnetische Kalorimeter BEMC	21
2.5.3 Das Vorwärts-Kalorimeter PLUG	21
2.5.4 Das instrumentierte Eisen TC	22
2.6 Das Luminositätssystem	22
2.7 Trigger und Datennahme	24
2.7.1 Das Triggersystem	24
2.7.2 Rekonstruktion und DST-Selektion	25
3. Das Monte-Carlo	27
3.1 Der Generator	27
3.1.1 IJRAY	28
3.1.2 PYTHIA 5.6 / JETSET 7.3	28
3.2 Die Detektorsimulation H1SIM	31
3.3 Zusammenfassung der Monte-Carlo-Produktion	31
4. Datenselektion	33
5. Jets in harten Photoproduktionsereignissen	35
5.1 Ursprung der Jets	35
5.2 Jetalgorithmen	35

5.2.1	CONE-Algorithmus	36
5.2.2	JADE-Algorithmus	38
5.2.3	Jet-Parton-Korrelationen	40
5.3	Energiefluß der Jets	41
5.4	Energiefluß	44
5.5	Kontrollspektren	45
6.	Ereignistopologie	49
6.1	Jetkinematik	49
6.2	Photonrest	51
7.	x_γ-Analyse	57
7.1	Methoden der x_γ -Berechnung	57
7.2	Parametrisierungen der Strukturfunktion des Photons	60
7.3	Wirkungsquerschnitt direkter Ereignisse	62
8.	Zusammenfassung	67
A.	Kinematische Größen	69
B.	Jetprofile	73
C.	Das Entfaltungsprogramm	77
	Abbildungsverzeichnis	83
	Tabellenverzeichnis	85
	Danksagung	89

Einleitung

Die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA ist die einzige Beschleunigeranlage, in der Streureaktionen fast reeller Photonen mit Protonen bis zu einer Schwerpunktsenergie von etwa 300 GeV untersucht werden können.

Ein wichtiger physikalischer Teilbereich der zu untersuchenden HERA-Physik ist die Photoproduktion. In dieser Arbeit wird die Struktur der Photonen harter Photoproduktionsprozesse untersucht. Das Photon kann punktförmig direkt oder hadronisch aufgelöst mit dem Proton wechselwirken. Die physikalischen Modelle, die dieses Verhalten beschreiben, werden in Kapitel 1 erläutert. Die die Prozesse charakterisierenden kinematischen Variablen und ihre Rekonstruktion aus gemessenen Größen befindet sich im Anhang A.

Die Analyse stützt sich auf die im Herbst 1993 am H1-Detektor genommenen Daten, die einer integrierten Luminosität von $288,9 \text{ nb}^{-1}$ entsprechen. Der in Kapitel 2 beschriebene H1-Detektor ist ein großer Universaldetektor, der eine möglichst vollständige Rekonstruktion der Prozesse, die bei einer ep -Streuung auftreten, erlaubt.

Zum Verständnis und zur Auswertung der genommenen Daten sind ausführliche Monte-Carlo-Studien notwendig. Das speziell für Photoproduktionsanalysen angefertigte Monte-Carlo wird in Kapitel 3 erläutert.

Da in dieser Arbeit die Struktur der Photonen harter Photoproduktionsprozesse untersucht wird, wurde eine möglichst reine Datenselektion dieser Prozesse durch geeignete Ereignisschnitte erstellt. Die in Kapitel 4 erläuterte Selektion fordert als ein wichtiges Kriterium zwei Jets mit großem transversalen Impuls. Die Arbeitsweise und die erzielten Resultate der benutzten Jetalgorithmen werden in Kapitel 5 überprüft. Da die Analyse sehr stark von den rekonstruierten Jets abhängt, wird die Analyse vergleichend mit zwei unterschiedlichen Jetalgorithmen durchgeführt.

Mit Hilfe des Monte-Carlos werden in Kapitel 6 die unterschiedlichen Ereignistopologien der Photoproduktionsprozesse mit direktem oder aufgelöstem Photon bzgl. der Jets und des Photonrestes untersucht, um Unterscheidungskriterien für die beiden Prozeßarten zu finden. In Kapitel 7 folgt die Analyse der x_γ -Spektren mit dem Ziel den Beitrag der direkten Ereignisse in Form eines Wirkungsquerschnittes zu bestimmen. Hierbei wird ein Entfaltungungsverfahren angewendet.

1. H1-Physik

Die bei HERA untersuchten Elektron-Proton-Streuungen werden durch den Austausch von Eichbosonen beschrieben. Dieses kann ein Photon oder ein Eichboson der schwachen Wechselwirkung sein. Dabei kann aufgrund der HERA-Energien und des Aufbaus der beiden HERA-Experimente ZEUS und H1 nach bekannten physikalischen Prozessen in neuen kinematischen Bereichen und nach Prozessen, die jenseits des Standardmodells liegen, gesucht werden. Die Analysen der gemessenen Ereignisse werden hier in drei Bereiche grob unterteilt:

- Tiefinelastische Streuung
- Photoproduktion
- neue Physik

1.1 Tiefinelastische Streuung

Bei den Ereignissen der tiefinelastischen Streuung (DIS¹) wird durch das einlaufende Eichboson ein Quark aus dem Proton herausgeschlagen, das wie der Rest des Protons fragmentiert und einen Jet bildet.

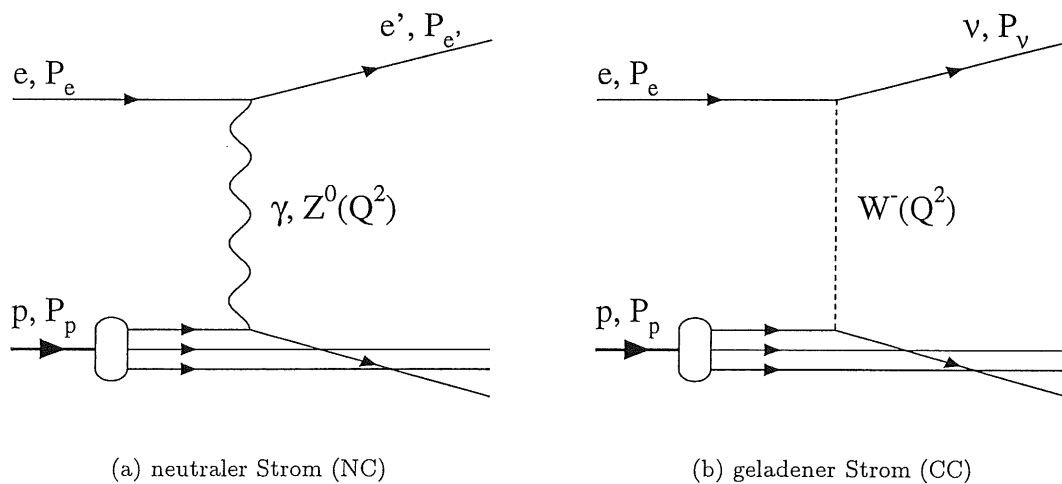


Abbildung 1.1: Tiefinelastische Streuung

¹deep inelastic scattering

Kinematische Größe	Einheit	HERA	vor HERA
Schwerpunktsenergiequadrat s	GeV ²	10 ⁵	10 ³
max. brauchbares Q^2	GeV ²	40000	400
Auflösung $\Delta = \hbar/Q$	cm ⁻¹	10 ⁻¹⁶	10 ⁻¹⁵
Energieübertrag ν_{max}	GeV	52000	500
min. x_p bei $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$		10 ⁻⁴	10 ⁻²

Tabelle 1.1: Kinematischer Bereich bei HERA und vorheriger Experimente

Beim Austausch eines neutralen Bosons (γ, Z^0), wie es in niedrigster Ordnung in Abbildung 1.1(a) dargestellt ist, hat man ein Elektron im Endzustand und es liegt ein Ereignis mit neutralem Strom (NC²) [1] vor. Bei Ereignissen mit geladenem Strom (CC³) erhält man, wie Abbildung 1.1(b) zeigt, ein Elektronneutrino (ν_e); welches nicht direkt im Detektor gemessen werden kann.

Die Kinematik wird bei tiefinelastischen Ereignissen neben der durch die Strahlenenergien bekannten Schwerpunktsenergie \sqrt{s} üblicherweise durch das Quadrat des Viererimpulsübertrags Q^2 und durch die Skalenvariable x_p -Bjorken festgelegt. Tabelle 1.1 zeigt, daß HERA im Vergleich zu allen vorherigen Hadron-Lepton-Streuexperimenten in neue kinematische Regionen vorstößt [2]. Dieses ermöglicht genauere Messungen der Partondichteverteilung im Proton insbesondere der Protonstrukturfunktion F_2 und der Gluondichte im Proton und erlaubt zahlreiche Tests der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung und der Quantenchromodynamik.

1.2 Photoproduktion

Photoproduktionsprozesse werden durch die kinematische Region mit kleinem Viererimpulsübertrag ($Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$) charakterisiert. Das Elektron emittiert hierbei ein fast reelles Photon, welches mit einem Konstituenten des Protons wechselwirkt. Das Elektron wird unter kleinem Winkel der QED entsprechend gestreut.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt des inelastischen Prozesses $ep \rightarrow e'X$ kann für den Austausch eines Photons durch den γp -Wirkungsquerschnitt dargestellt werden [3] [4]:

$$\frac{d^2 \sigma^{ep}}{dx dy} = \frac{\alpha_{em}}{\pi} \frac{1-x}{xy} [A \cdot \sigma_T^{\gamma p}(Q^2, y) + B \cdot \sigma_L^{\gamma p}(Q^2, y)]$$

Hierbei bezeichnen $\sigma_T^{\gamma p}$ und $\sigma_L^{\gamma p}$ die Wirkungsquerschnitte transversal und longitudinal polarisierter Photonen, welche von Q^2 und y abhängen. α_{em} ist die Feinstrukturkonstante. A und B stehen hierbei für:

$$A = 1 - y + \frac{1}{2} y^2 \quad \text{und} \quad B = 1 - y$$

²neutral current

³charged current

Bei kleinem Viererimpulsübertragsquadrat Q^2 , das den Photoproduktionsbereich kinematisch definiert, kann der Wirkungsquerschnitt der longitudinal polarisierten Photonen vernachlässigt werden, so daß

$$\sigma_T^{\gamma p} \rightarrow \sigma^{\gamma p} \quad \text{und} \quad \sigma_L^{\gamma p} \rightarrow 0$$

übergehen. Die Integration über x ergibt dann die einfache Beziehung zwischen $d\sigma^{ep}/dy$ und $\sigma^{\gamma p}$ in der Weizsäcker–Williams–Approximation (WWA):

$$\frac{d\sigma}{dy}(ep \rightarrow e'X) \Big|_{WWA} = \sigma^{\gamma p} \cdot \frac{\alpha_{em}}{\pi y} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) \cdot \ln \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2}$$

Es existiert bisher leider keine einheitliche Beschreibung der Struktur des Photons und damit der γp -Wechselwirkungen in höheren Energiebereichen. Ein von G. A. Schuler und T. Sjöstrand [5] entwickeltes Modell stellt das physikalische Photon folgendermaßen dar:

$$|\gamma\rangle = c_{elem} |\gamma_{elem}\rangle + \sum_{V=\rho^0, \omega, \phi} c_V |V\rangle + \sum_{q=u, d, s, c, b} c_q |q\bar{q}\rangle + \sum_{l=e, \mu, \tau} c_l |l^+l^-\rangle$$

Die Koeffizienten c_i hängen i.A. von der Faktorisierungsskala μ ab. m_l bezeichnet die Masse des Leptons l :

$$c_l^2 \approx \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \frac{2}{3} \ln \left(\frac{\mu^2}{m_l^2} \right)$$

Der unten genauer erläuterte Schnittparameter P_0 dient zur Abgrenzung der schwereren $q\bar{q}$ -Paare:

$$c_q^2 \approx \frac{\alpha_{em}}{2\pi} 2e_q^2 \ln \left(\frac{\mu^2}{P_0^2} \right)$$

Der Faktor $f_V^2/4\pi$ steht für die Kopplung des Photons an das Vektormeson V und drückt die Wahrscheinlichkeit aus, das Vektormeson V im Photon zu finden:

$$c_V^2 = \frac{4\pi}{f_V^2} \alpha_{em}$$

c_{elem} ergibt sich direkt aus den anderen Koeffizienten:

$$c_{elem}^2 \equiv Z_3 = 1 - \sum c_V^2 - \sum c_q^2 - \sum c_l^2$$

Der Beitrag des $|l^+l^-\rangle$ Zustandes kann vernachlässigt werden, da Leptonen in erster Ordnung nicht stark wechselwirken können. Diese Darstellung des Photons führt dann auch zu drei verschiedenen Ereignistypen der γp -Wechselwirkungen.

- **Direkte Prozesse**

Direkte Ereignisse zeichnen sich durch die direkte Wechselwirkung des elementaren Photons mit einem Parton des Protons aus. Durch die punktförmige Wechselwirkung läßt sich der harte Prozeß perturbativ berechnen. Die typische Ereignisstruktur besteht neben dem Jet des Protonrestes, der aber im wesentlichen unsichtbar in der Strahlröhre verbleibt, aus zwei Jets mit hohen transversalen Impulsen.

- **Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM)**

Bei Ereignissen des Vektormeson-Dominanz-Modells fluktuiert das Photon als virtuelles Vektorboson mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ in ein Vektormeson mit den gleichen Quantenzahlen. Die VDM-Ereignisse werden in elastische und inelastische diffraktive sowie in nicht diffraktive weiche und harte Prozesse unterteilt.

Bei den durch die Regge-Theorie beschriebenen diffraktiven Ereignissen [2] [6] werden die Prozesse durch den Austausch eines farbneutralen Teilchens beschrieben, welches als Pomeron bezeichnet wird. Dadurch wird eine Wechselwirkung ermöglicht, bei der das beteiligte Vektormeson und das Proton nicht zwangsläufig zerfallen müssen. Die Streuung des Vektormesons kann dabei als Beugung am Proton angesehen werden. Eine eindeutige Signatur solcher Prozesse ist das Fehlen jeglicher Aktivität in einem minimalen Winkelbereich zwischen Strahlrohr und ersten Aktivitäten im Vorwärtsbereich, da das nicht zerfallene Proton dort keine Energie deponieren kann.

Bei nichtdiffraktiven Prozessen mit niedrigem transversalen Impuls wechselwirkt das Vektormeson als Ganzes [7] mit dem Proton, so daß im Rahmen der QCD eine perturbative Berechnung des Prozesses nicht möglich ist. Bei diesen Ereignissen entstehen Teilchen mit höchstens einigen hundert MeV, die keine Jets bilden können.

Die harten VDM-Prozesse sind Ereignisse bei denen das Photon in Partonen mit geringen transversalen Impulsen fluktuiert, von denen eines an einem Parton des Protons gestreut wird. Dem Photon wird deshalb eine Strukturfunktion zugewiesen und die harte Wechselwirkung kann wieder als punktförmig angesehen werden, so daß sie als QCD Parton-Parton-Streuung perturbativ berechenbar wird. Die Ereignisse zeichnen sich durch den Photonrest und durch die Bildung zweier Jets aus, die aufgrund des im Vergleich zu den direkten Ereignissen niedrigeren transversalen Impulses ebenfalls weicher sind. Der Photonrest hat erwartungsgemäß einen geringen transversalen Impuls von einigen hundert MeV und weist keine Jetstruktur auf.

- **Anomale Prozesse**

Die Strukturfunktion des Photons beschreibt nicht nur den harten VDM-Anteil des Photons sondern auch den anomalen Anteil. Bei anomalen Ereignissen fluktuiert das Photon in ein $q\bar{q}$ -Paar mit einem größeren transversalen Impuls als bei den harten VDM-Prozessen. Die Streuung des Quarks oder Antiquarks an einem Parton des Protons läßt sich wieder perturbativ berechnen. Das nicht gestreute Antiquark oder Quark ergibt bei diesen Ereignissen einen Photonrest mit einem höheren transversalen Impuls als bei den VDM-Prozessen. Außerdem erhält man überwiegend Ereignisse mit hohem transversalen Impuls, die neben dem Jet des Protonrestes zwei entsprechende Jets bilden können.

Tabelle 1.2 gibt einen Überblick über die oben vorgestellten Photoproduktionsprozesse. Die VDM und anomalen Prozesse werden im Vergleich mit den direkten Prozessen zu einem Prozeßtyp zusammengefaßt, der Photoproduktion mit aufgelöstem Photon genannt wird. Diese Bezeichnung charakterisiert die hadronische Struktur des Photons, die diesen Prozessen zugrunde liegt.

Photoproduktion					
<i>direkte</i>	<i>anomale</i>	VDM			
		nicht diffraktive		diffraktive	
		harte	weiche	elastische	nicht elastische
harte Prozesse			weiche Prozesse		

Tabelle 1.2: Klassifikation der Photoproduktionsprozesse

Harte Photoproduktionsprozesse

Die Analyse der harten Photoproduktionsprozesse ist eine wichtige Aufgabe bei HERA, da hier die Unterschiede zwischen der direkten und der aufgelösten Struktur des Photons sehr gut untersucht werden können. Zu den harten Photoproduktionsprozessen zählen die oben erläuterten direkten und anomalen Prozesse mit großem transversalen Impuls, deren Ereignisse sich durch zwei starke Jets auszeichnen. Außerdem kommen noch die harten VDM-Prozesse hinzu, die ebenfalls, wie oben erwähnt, Jets bilden können. Diese Ereignisse lassen sich als punktförmige $2 \rightarrow 2$ Streuung beschreiben und somit in der perturbativen QCD störungstheoretisch berechnen. Zur Abgrenzung zwischen den leichten Vektormesonen V und den $q\bar{q}$ -Paaren der anomalen Prozesse wird ein minimaler Wert P_0 für den Impuls gewählt, der alle leichten Vektormesonen unterdrückt. Man wählt als P_0 ungefähr die halbe Masse des ϕ -Mesons, da dieses das schwerste wesentlich beitragende Vektormeson ist:

$$P_0 \approx \frac{m_\phi}{2} \approx 0,5 \text{ GeV}$$

Zur weiteren Separation der harten Prozesse von den weichen muß zusätzlich noch ein Schnittparameter bezüglich des transversalen Impulses $P_{T,min}$ gesetzt werden.

Der γp -Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem oben dargestellten Modell des Photons:

$$\sigma_{tot}^{\gamma p}(Q^2, y) = \sigma_{dir}^{\gamma p}(Q^2, y) + \sigma_{VDM}^{\gamma p}(Q^2, y) + \sigma_{anom}^{\gamma p}(Q^2, y)$$

Der Wirkungsquerschnitt der direkten Ereignisse ergibt sich aus den Matrixelementen des in Abbildung 1.2(a) dargestellten Boson-Gluon-Fusions-Prozesses und des QCD-Compton-Prozesses in Abbildung 1.2(b). Der Wirkungsquerschnitt müßte noch mit dem Koeffizienten Z_3 multipliziert werden:

$$Z_3 = 1 - \sum_{V=\rho^0, \omega, \phi} c_V^2 - \sum_{q=u, d, s, c, b} c_q^2 - \sum_{l=e, \mu, \tau} c_l^2$$

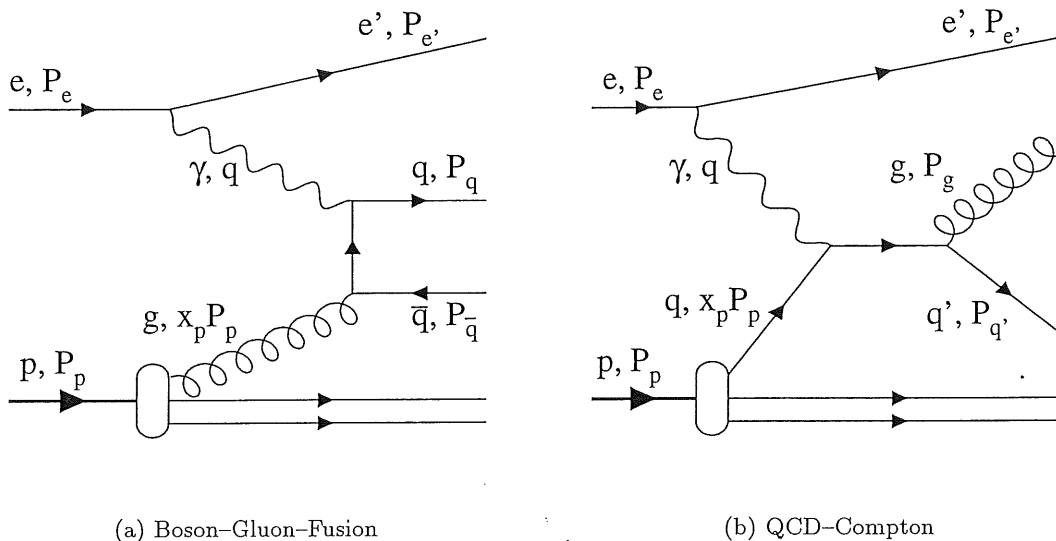


Abbildung 1.2: Direkte Photoproduktionsprozesse

Da dieser Faktor jedoch fast gleich eins ist, kann er vernachlässigt werden. Der Anteil der anomalen und VDM-Prozesse wird zu dem des aufgelösten Photons zusammengefasst:

$$\sigma_{aufgelöst}^{\gamma p}(Q^2, y) = \sigma_{VDM}^{\gamma p}(Q^2, y) + \sigma_{anom}^{\gamma p}(Q^2, y)$$

Abbildung 1.3 zeigt die dazugehörigen Feynman-Graphen niedrigster Ordnung der harten Streuprozesse. Zur Berechnung des γp -Wirkungsquerschnittes weist man dem Photon eine Partondichteverteilung $f_{a/\gamma}$ zu, die angibt mit welcher Wahrscheinlichkeit das Parton a im Photon aufgefunden wird. Faltet man diese nun mit dem $2 \rightarrow 2$ Wirkungsquerschnitt des eigentlichen harten Subprozesses $\sigma^{ab \rightarrow cd}(x_\gamma, x_p, \mu^2)$ und der Partondichteverteilung $f_{a/p}$ des Protons, erhält man den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma^{\gamma p} = \iint f_{a/\gamma}(x_\gamma, \mu^2) \sigma^{ab \rightarrow cd}(x_\gamma, x_p, \mu^2) f_{a/p}(x_p, \mu^2) dx_\gamma dx_p$$

Die $2 \rightarrow 2$ Wirkungsquerschnitte sind perturbativ berechenbar und μ^2 ist die Skala für die Partondichteverteilungen. Der Einfachheit halber ist die Faktorisierungsskala μ^2 für $f_{a/\gamma}$ und $f_{a/p}$ gleich gesetzt. Die Partondichteverteilung des Photons setzt sich aus denen der einzelnen Prozesse zusammen:

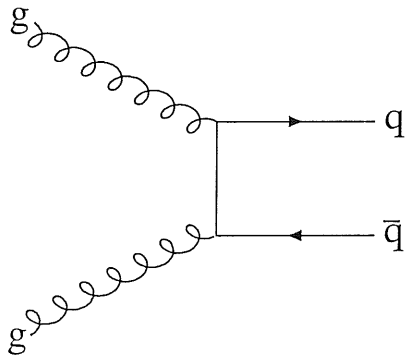
$$f_{a/\gamma}(x_\gamma, \mu^2) = f_{a/\gamma}^{dir}(x_\gamma, \mu^2) + f_{a/\gamma}^{aufgelöst}(x_\gamma, \mu^2)$$

Die Partondichteverteilung des Photons für direkte Prozesse wird folgendermaßen ersetzt:

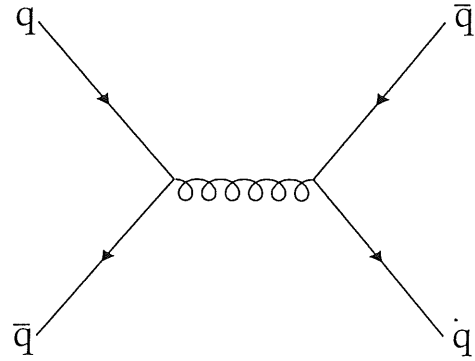
$$f_{a/\gamma}^{dir}(x_\gamma, \mu^2) = Z_3 \delta(1 - x_\gamma) \delta_{a\gamma}$$

Die Partondichteverteilung der Prozesse mit aufgelöstem Photon setzt sich aus der des VDM und der anomalen Prozesse zusammen:

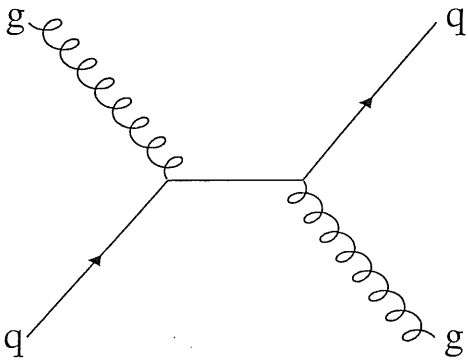
$$f_{a/\gamma}^{aufgelöst}(x_\gamma, \mu^2) = f_{a/\gamma}^{VDM}(x_\gamma, \mu^2) + f_{a/\gamma}^{anom}(x_\gamma, \mu^2)$$



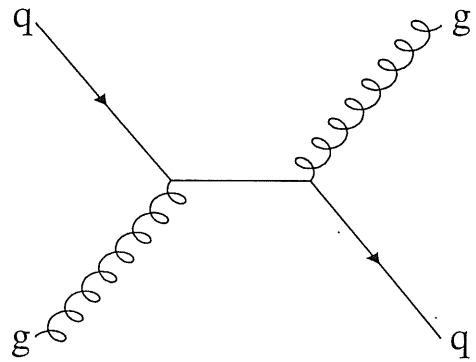
(a) Gluon-Gluon-Fusion



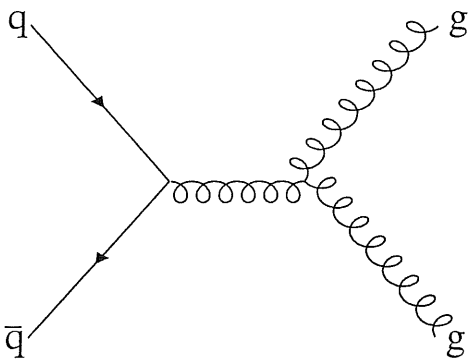
(b) Quark-Antiquark-Annihilation in $\bar{q}q$



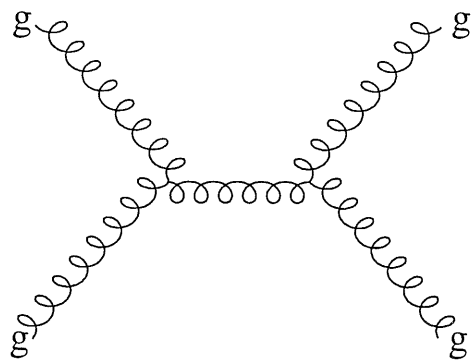
(c) Quark-Gluon-Streuung (Gluon vom Photon)



(d) Quark-Gluon-Streuung (Gluon vom Proton)



(e) Quark-Antiquark-Annihilation in gg



(f) Gluon-Gluon-Streuung

Abbildung 1.3: Feynman-Graphen niedrigster Ordnung der harten Streuprozesse für Ereignisse mit aufgelöstem Photon

Wichtig ist hierbei ein minimaler Schnittparameter für den transversalen Impuls $P_{T,min}$ von 2 bis 3 GeV, der die weichen VDM-Ereignisse unterdrückt, so daß dem Photon ähnlich wie bei Hadronen eine Strukturfunktion zugewiesen werden kann.

1.3 Neue Physik

Zu diesem Bereich der Physik [8] gehört die Suche nach neuen Teilchen wie z.B. Leptogluonen, Leptoquarks, angeregten Leptonen oder Squarks, die nicht vom Standardmodell beschrieben werden, sondern von erweiterten Theorien wie der Supersymmetrie oder Technicolor erwartet werden. Bisher konnten keine neuen Teilchen direkt nachgewiesen werden, jedoch wurden für viele neue Massengrenzen gesetzt.

2. Der H1–Detektor bei HERA

2.1 HERA

Am 25. Februar 1964 ging auf dem Gelände des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) in Hamburg Bahrenfeld das Elektronen-Synchrotron mit auf 5 GeV beschleunigten Elektronen in Betrieb und es begann die experimentelle Arbeit am DESY in der Teilchenphysik. In den folgenden Jahren wurden dann die Elektron-Positron-Speicherringe DORIS¹ und PETRA² gebaut, die wertvolle Erkenntnisse für die Teilchenphysik wie die Bestätigung des Charm-Quarks (DORIS) oder den Nachweis der Gluonen in 3-Jet-Ereignissen (PETRA) lieferten.

Im Jahr 1984 wurde mit dem Bau des ersten Elektron-Proton-Beschleunigers HERA³ begonnen. Da der Speicherring mit seinem Umfang von 6,336 km, wie auf der Abbildung 2.1 zu sehen ist, nicht auf das DESY-Gelände paßt, mußte er im Gegensatz zu den älteren Speicherringen mit Hilfe von Tunnelbohrmaschinen unterirdisch angelegt werden.

Um die geplanten Maximalenergien für Elektronen von 30 GeV und für Protonen von 820 GeV zu erreichen, werden supraleitende Hochfrequenz-Beschleunigungsstrecken im Elektronenring eingesetzt, und ist der Protonring vollständig mit supraleitenden Magneten ausgestattet, die im Gegensatz zu normalleitenden Eisenmagneten die erforderliche Feldstärke von 4,7 T erzeugen können. Fast alle bestehenden Beschleunigungsanlagen dienen jetzt entsprechend Abbildung 2.1 als Vorbeschleuniger oder Zwischenspeicherringe, von denen dann die Elektronen- mit 14 GeV und die Protonenpakete mit 40 GeV in HERA eingespeist werden. Mit dem Betriebsbeginn 1991 hat die bisher einzige Elektron-Proton-Speicherringanlage ihre Arbeit aufgenommen. Die Schwerpunktsenergie liegt weit über den in Tabelle 2.1 [9] aufgeführten bestehenden Elektron-Positron-Speicherringen.

An zwei der vier möglichen Wechselwirkungspunkten wurden die Experimente H1 in der Halle Nord und ZEUS in der Halle Süd errichtet. Seit der Betriebsperiode 1992 zeichnen beide Experimente *ep*-Streuereignisse auf. Tabelle 2.2 zeigt einen Vergleich zwischen den geplanten Betriebsparametern von HERA und denen der Betriebsperioden 1992 und 1993.

¹Doppel-Ring-Speicher

²Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage

³Hadron-Elektron-Ring-Anlage

2. Der H1-Detektor bei HERA

Experiment (Institut)	Betriebsbeginn /-ende	Max. Schwerpunkts- energie [GeV]	Luminosität [$10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]
<i>e⁺ e⁻</i> – Beschleuniger			
SPEAR (SLAC)	1972 / 1990	8	10 bei 3 GeV
DORIS (DESY)	1973 / –	11,2	33 bei 5,3 GeV
CESR (CORNELL)	1979 / –	12	200 bei 5,3 GeV
PETRA (DESY)	1978 / 1986	46,8	24 bei 17,5 GeV
PEP (SLAC)	1980 / 1990	30	60
BEPC (China)	1989 / –	4,4	10
VEPP-4M (Novosibirsk)	1992 / –	12	50
TRISTAN (KEK)	1987 / –	64	35
SLC (SLAC)	1989 / –	100	0,1 bis 0,5
LEP (CERN)	1989 / –	110	11
<i>pp</i> – Beschleuniger			
SppS (CERN)	1981 / –	630	6
TEVATRON (Fermilab)	1987 / –	1800 – 2000	2 (1989) 10 (1993)
<i>ep</i> – Beschleuniger			
HERA (DESY)	1991 / –	314 mit <i>e</i> : 30 ; <i>p</i> : 820	15

Tabelle 2.1: Beschleunigerexperimente der Hochenergiephysik

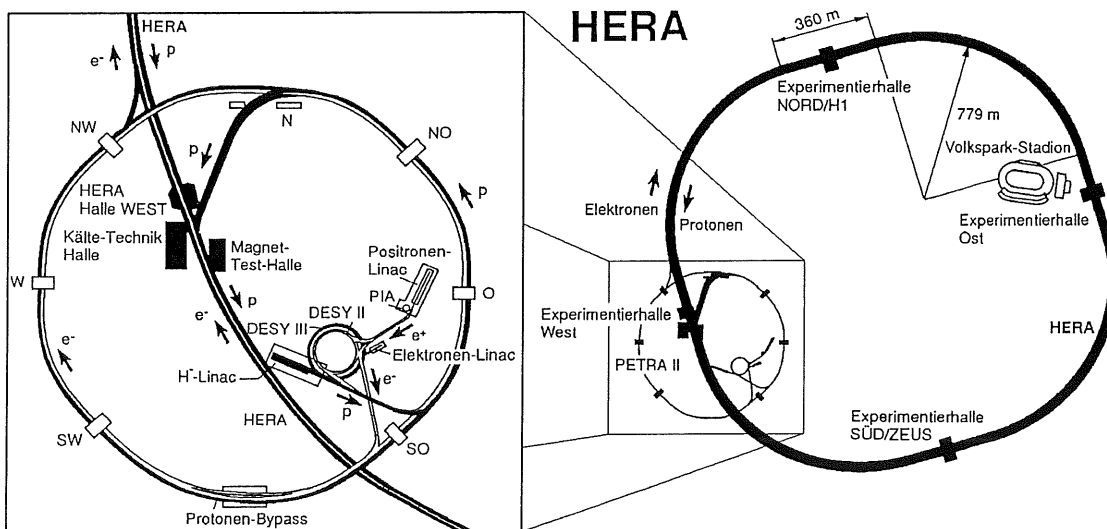


Abbildung 2.1: DESY-Beschleunigeranlagen

Parameter	Entwurf			1992	1993	
Schwerpunktsenergie \sqrt{s} [GeV]	314			296	296	
Max. Luminosität [$10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	15			0,2	1,5	
	e^-			p		
	Entwurf	1992	1993	Entwurf	1992	1993
Strahlenergie [GeV]	30	26,7	26,7	820	820	820
Strahlstrom [mA]	58	2,5	16	163	2	14
Teilchenpakete	210	9 + 1	84 + 6	210	9 + 1	84 + 10
Teilchen/Pakete [10^{10}]	3,6	3	3,6	10	2,6	4,8

Tabelle 2.2: Entwurfs- und Betriebsparameter für HERA

2.2 Der H1-Detektor

An den in Abbildung 2.2 dargestellten H1-Detektor werden folgende Anforderungen gestellt, um die in Kapitel 1 genannten physikalischen Bereiche untersuchen zu können [10]:

- Energiekalibration des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters von 1–2%
- gute Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters von ca. $\sigma(E)/E = 10\%\sqrt{E}$ und eine mit 50–60 $\%\sqrt{E}$ ausreichende Auflösung im hadronischen Bereich
- hohe Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters zur e/π -Separation
- gute Spurseparation und -auflösung geladener Teilchen in den Spurkammern
- Teilchenidentifikation durch dE/dx in den Driftkammern und Übergangsstrahlung im Vorwärtsbereich
- Myonidentifikation über den gesamten Detektorakzeptanzbereich
- Messen von Elektronen, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden

Der dafür entwickelte Detektoraufbau besteht aus den Hauptkomponenten Magnetsystem, Spurkammern, Myonsystem, Kalorimeter und Luminositätssystem, die im folgenden einzeln dargestellt werden.

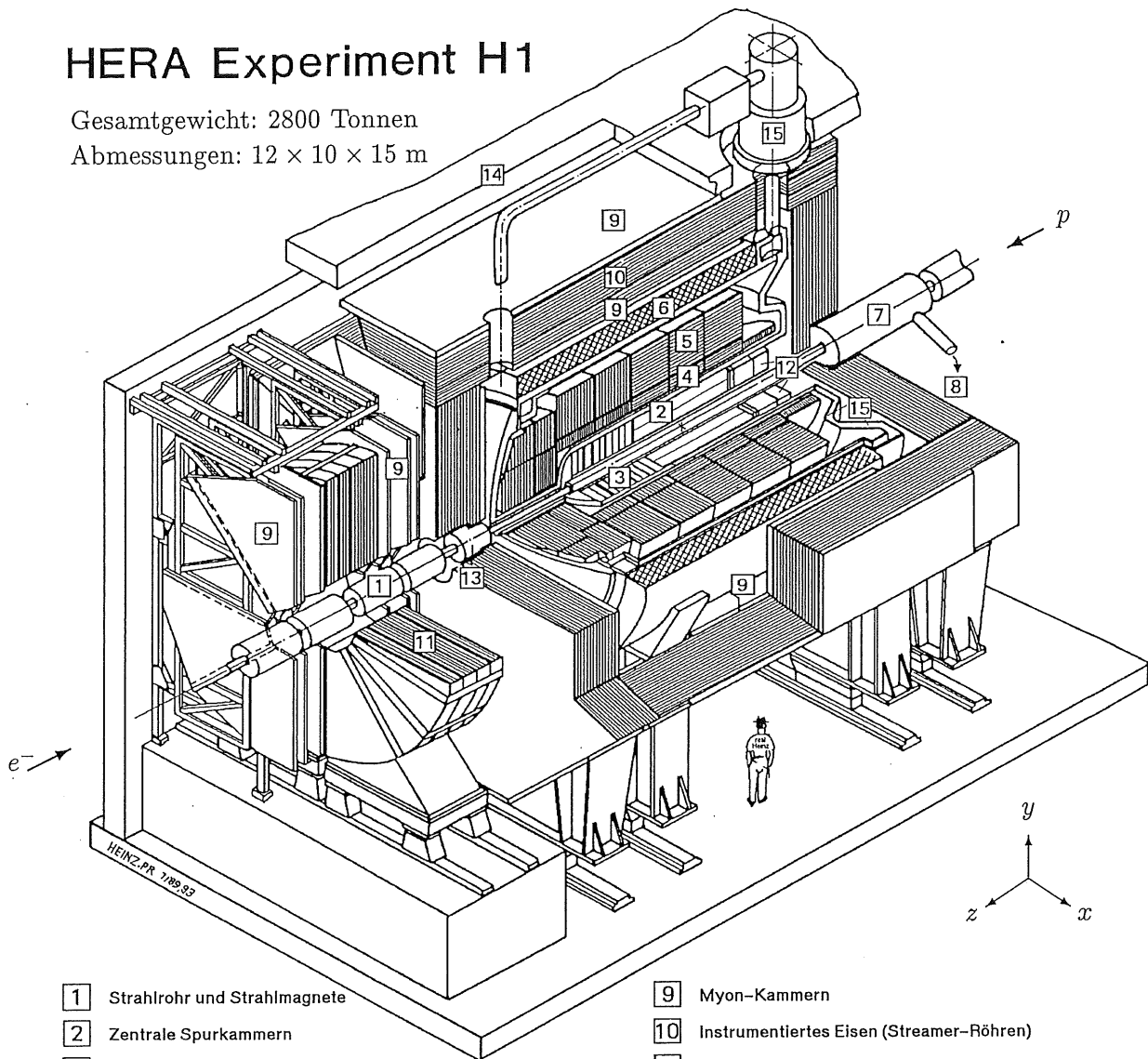
2.3 Das Magnetsystem

Das Magnetsystem des H1-Detektors besteht aus einer supraleitenden Spule [6], einem ebenfalls supraleitenden Kompensationsmagneten [7], einem instrumentierten Eisenjoch [10] und einem Toroidmagneten [11].

Die Spule setzt sich aus zwei einlagigen und zwei doppelagigen NbTi-Spulen zusammen, die sich in einem Stahlzylinder befinden, dessen Außen- bzw. Innenradius 5200 bzw. 6080 mm

HERA Experiment H1

Gesamtgewicht: 2800 Tonnen
 Abmessungen: 12 × 10 × 15 m



- | | | | |
|---|--|----|--|
| 1 | Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 | Myon-Kammern |
| 2 | Zentrale Spurkammern | 10 | Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 | Vorwärtsspurkammern und Übergangstrahlungsmodule | 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 | | |

Abbildung 2.2: Der H1-Detektor

und dessen Länge 5750 mm beträgt. Bei einer Temperatur von 4,5° K und einem Strom von 5514 A erzeugt die Spule ein Magnetfeld von 1,2 T. Die Spule umschließt die Spurkammern und das Kalorimeter. Dieses ermöglicht die Bestimmung der Impulse geladener Teilchen durch ihre gekrümmten Bahnen im Magnetfeld. Außerdem werden die Energiemessungen in den Kalorimetern nicht durch das Material der Spule beeinflusst.

Zum Hauptmagneten gehört außer der Spule noch das Rückflußjoch. Es besteht aus einem dreisegmentigen oktagonalen Zentralbereich sowie aus zwei Endkappen und umgibt das gesamte Kalorimeter und die Spurkammern bis auf das vordere Myonsystem. Jedes Segment setzt sich aus zehn Eisenlagen zusammen, zwischen denen sich zum Teil mit Streifenelektroden bestückte Streamerrohrkammern befinden, weshalb das Rückflußjoch instrumentiertes Eisen genannt wird.

Der Kompensationsmagnet befindet sich vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen in einem Abstand von 4,4 m in Protonrichtung. Sein Feld entspricht dem longitudinalen Feld des Hauptmagneten. Es ist jedoch entgegengesetzt ausgerichtet, um Störungen durch Anpassungsfehler des Hauptmagneten, die den HERA-Strahl beeinflussen würden, zu verhindern. Außer dem oben genannten Hauptmagneten existiert noch ein Toroidmagnet im vorderen Myonsystem. Das Feld dieses wassergekühlten Eisenmagneten variiert entsprechend dem Radius von 1,75 T beim kleinsten Radius von 0,65 m bis 1,5 T bei 2,90 m.

2.4 Die Spurkammern und das Myonsystem

Die Spurkammern sind, wie Abbildung 2.3 zeigt, in ein zentrales [2] und ein vorderes [3] Spurkammersystem unterteilt (CTD⁴ und FTD⁵). Der Vorwärtsbereich ist besonders wichtig, da die Ereignisse bei HERA in Protonrichtung geboostet sind.

Das zentrale System besteht aus zwei großen konzentrischen Driftkammern (CJC1⁶ und CJC2). Ihre Aufgabe ist die genaue Ortsbestimmung in der $r\phi$ -Ebene und die Teilchenidentifikation mittels des spezifischen Energieverlustes dE/dx . Um die Ortsauflösung in z -Richtung zu verbessern, sind zwei weitere dünne Kammern vorhanden, und zwar die innere und die äußere z -Driftkammer (CIZ⁷ und COZ⁸). An den z -Driftkammern liegen außerdem noch die innere und äußere Vieldraht-Proportionalkammer (CIP⁹ und COP¹⁰), die eine schnelle Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes ermöglichen. Die wichtigsten Parameter der Spurkammern sind in Tabelle 2.3 wiedergegeben [11] [10].

Das vordere Spurkammersystem besteht aus drei identischen Supermodulen, die sich jeweils aus einer radialen und einer planaren Driftkammer, einer Proportionalkammer (FWPC¹¹) und einem Übergangsstrahlungsmodul (TR¹²) zusammensetzen. Am Anfang jedes Supermoduls sitzen die planaren Driftkammern. Sie bestehen aus drei hintereinander liegenden

⁴central tracking device

⁵forward tracking device

⁶central jet chamber

⁷central inner z -chamber

⁸central outer z -chamber

⁹central inner proportional chamber

¹⁰central outer proportional chamber

¹¹forward proportional chambers

¹²transition radiators

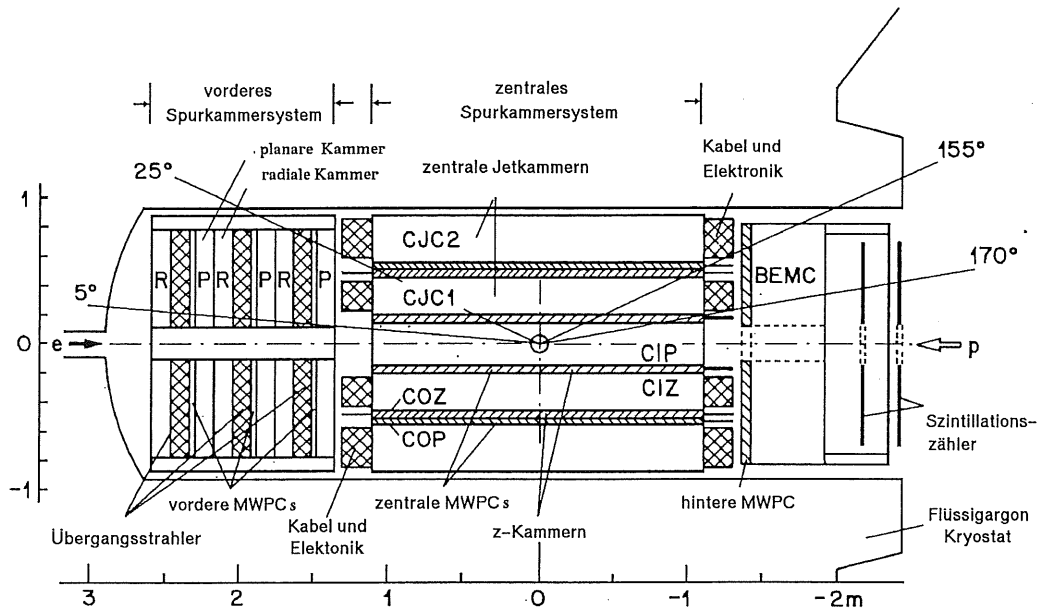


Abbildung 2.3: Das Spurkammersystem des H1-Detektors

Parameter	Einheit	CJC1	CJC2	CIZ	COZ
aktive Länge	mm	2200	2200	1800	2160
innerer Radius	mm	203	530	173	460
äußerer Radius	mm	451	844	200	485
Anzahl der Signaldrähte		720	1920	60	96
$r\phi$ -Ortsauflösung	mm	0,17	0,17	28	58
z -Ortsauflösung	mm	22	22	0,26	0,2
dE/dx -Auflösung	%	10	10	-	-

Tabelle 2.3: Parameter der Spurkammern des CTD

Parameter	Einheit	radial	planar
innerer Radius	mm	150	150
äußerer Radius	mm	750	750
Anzahl der Signaldrähte		1728	1152
$r\phi$ -Ortsauflösung	mm	0,18 – 0,2	–
r -Ortsauflösung	mm	30	–
xy -Ortsauflösung	mm	–	0,15 – 0,17

Tabelle 2.4: Parameter der radialen und planaren Driftkammern

einzelnen Driftkammern, von denen jede um 60° zur nächsten in der $r\phi$ -Ebene gedreht ist. Zwischen den planaren Driftkammern und den Übergangsstrahlungsmodulen liegen die Proportionalkammern FWPC. Die Übergangsstrahlungsmodule bestehen aus je 400 gasumströmten Polypropylenfolien, die Übergangsstrahlungsphotonen erzeugen. Diese werden, nachdem sie eine dünne Mylarfolie passiert haben, in der radialen Driftkammer nachgewiesen. Tabelle 2.4 zeigt die wichtigsten Werte der Driftkammern.

Der ϑ -Winkelbereich von 5° bis 175° ist vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen mit Proportionalkammern (MWPC¹³) abgedeckt. Hierzu zählen die schon erwähnten CIP, COP und FWPC sowie die hinteren Proportionalkammern BWPC¹⁴, die die Front des hinteren elektromagnetischen Kalorimeters abdecken. Die Aufgabe der Proportionalkammern ist eine schnelle Spurerkennung geladener Teilchen für den ersten Triggerlevel.

Abgeschlossen wird das Spurkammersystem durch das Myonsystem [9] im instrumentierten Eisen. In die Schlitze zwischen den zehn 7,5 cm dicken Eisenplatten des Rückflußjochs sind Lagen aus Streamerrohrkammern und Streifenelektroden untergebracht, die zur Spur- und Impulsbestimmung der vor allem aus Myonen bestehenden durchgehenden geladenen Teilchen dienen. Unterstützt wird die Myonanalyse außerdem noch durch das vordere Myonsystem.

2.5 Die Kalorimeter

Die meisten Analysen erfordern eine genaue Kenntnis des Energieflusses und der Kinematik der entstandenen Jets, so daß sehr hohe Anforderungen an die Kalorimeter gestellt werden. Deswegen hat man sich für ein Flüssigargonkalorimeter (LAC¹⁵) für den zentralen und vorderen Bereich des Detektors entschieden. Es ist in eine hadronische [5] (HAC¹⁶) und eine elektromagnetische [4] (EMC¹⁷) Komponente unterteilt. Im hinteren Detektorbereich ist ein warmes elektromagnetisches Kalorimeter [12] (BEMC¹⁸) installiert worden. Ergänzt werden

¹³multiwire proportional chambers

¹⁴backward proportional chambers

¹⁵liquid argon calorimeter

¹⁶hadronic calorimeter

¹⁷electromagnetic calorimeter

¹⁸backward electromagnetic calorimeter

Kalorimeter	Abgedeckter Winkelbereich	Tiefe X_0 / λ	Granularität [cm ²]	Anzahl der Kanäle
EMC	$3^\circ < \vartheta < 152^\circ$	20–30 / 1	10–100	30784
HAC	$3^\circ < \vartheta < 143^\circ$	– / 4–6	50–2000	13568
BEMC	$151^\circ < \vartheta < 177^\circ$	22 / 1	250	88
TC	$6^\circ < \vartheta < 172^\circ$	– / 4,5	2500	4000
PLUG	$0.7^\circ < \vartheta < 3.3^\circ$	44,6 / 4,25	25	336
ET	$\vartheta > 179,7^\circ$	21 / –	5	49

Tabelle 2.5: Parameter der Kalorimeter

Kalorimeter	Kalibration $\Delta E/E$ [%]	A [%GeV ^{1/2}]	B [GeV]	C [%]
EMC	± 1	$11,2 \pm 0,05$	$0,152 \pm 0,004$	$0,64 \pm 0,07$
HAC	± 2	$46,1 \pm 0,7$	$0,73 \pm 0,03$	$2,6 \pm 0,2$
BEMC	$< \pm 3$	10,5	–	–
TC	–	100	–	–
PLUG	–	150	–	–
ET	$< \pm 1$	12	–	1

Tabelle 2.6: Energiekalibration und Auflösungsparameter der Kalorimeter

die beiden Kalorimeter durch das Vorwärts-Kalorimeter [13] (PLUG), das instrumentierte Eisen (TC¹⁹) und das Elektronenkalorimeter (ET²⁰), das im Abschnitt 2.6 noch genauer beschrieben wird.

Die wichtigsten Parameter, die Energiekalibration und die Auflösung der Kalorimeter werden entsprechend des Entwurfes [10] in den Tabellen 2.5 und 2.6 wiedergegeben. Die Wechselwirkungslänge λ ist für alle Kalorimeter bis auf das Elektronenkalorimeter (ET) angegeben; die Strahlungslänge X_0 ist für die elektromagnetischen Komponenten wie EMC, BEMC und ET angegeben. Die Werte für das LAC variieren entsprechend der Lage im vorderen oder im zentralen Bereich des Detektors. Die Energieauflösung kann mit den in Tabelle 2.6 angegebenen Parametern A , B und C , wie folgt, berechnet werden:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2}$$

2.5.1 Das Flüssigargonkalorimeter LAC

Das gesamte LAC ist in einem Kryostaten [15] installiert, der bei einem Druck von $1,35 \pm 0,05$ bar mit 53 m^3 $90,2^\circ \pm 0,1^\circ$ K kaltem flüssigen Argon gefüllt ist. Der Kryostat

¹⁹tail catcher

²⁰e⁻-tagger

hat einen äußeren Durchmesser von 5,15 m und einen inneren bei den Spurkammern von 1,82 m bzw. beim Strahlrohr von 0,20 m; seine Länge beträgt 7,15 m. Das LAC besteht, wie oben schon erwähnt, aus dem inneren elektromagnetischen Teil EMC und dem dieses radial umschließenden hadronischen Teil HAC. Es ist entlang der z -Achse in acht selbsttragende Räder unterteilt, von denen die sechs im zentralen Bereich gelegenen azimuthal in acht Oktanten unterteilt sind.

Im EMC werden als Absorber mit Fiberglas (G10) versteifte 2,4 mm dicke Bleiplatten eingesetzt, die im zentralen Bereich parallel zur Strahlröhre und im vorderen Bereich senkrecht zur Strahlröhre ausgerichtet sind. So können die kompakten Schauer von Elektronen oder Gammastrahlung aufgrund von Bremsstrahlung in den verwendeten Bleiplatten gemessen werden. In den 2,35 mm breiten Zwischenräumen befindet sich als Ionisationsmedium das flüssige Argon, das eine genaue und langzeitstabile Energiemessung ermöglicht. Die ausgedehnten Schauer von Hadronen bzw. Jets, deren Schauermechanismus auf Kernreaktionen beruht, werden zusammen mit dem EMC vom hadronischen Kalorimeter HAC absorbiert. Damit ist eine Unterscheidung von energiereichen Jets und Elektronen möglich. Der Absorber des HAC besteht aus 16 mm dicken Stahlplatten mit 12 mm breiten Zwischenräumen, die dem EMC entsprechend ausgerichtet sind. Um die notwendige Genauigkeit der Argonzellen zu gewährleisten, wurden in den Zwischenräumen in Stahl gefaßte Auslesezellen installiert, die ein genaues Argonvolumen mit einer Breite von 2,4 mm ermöglichen.

2.5.2 Das warme elektromagnetische Kalorimeter BEMC

Das BEMC wurde zur Messung der Energie unter kleinen Winkeln gestreuter Elektronen, wie sie bei tiefinelastischen Ereignissen bei kleinen Viererimpulsüberträgen ($Q^2 \leq 5\text{GeV}^2$) entstehen, konstruiert. Um diesen Anforderungen zu genügen, hat man sich auf ein elektromagnetisches Kalorimeter mit einer geringen Wechselwirkungslänge von eins beschränkt. Dieses bedeutet natürlich Schwierigkeiten bei der Messung hadronischer Energien in diesem Bereich wie z. B. bei Photoproduktionsereignissen bei kleinem x_γ und großem Energieübertrag y .

Das BEMC wurde aus 50 4,0 mm dicken Plastiksintillatoren und 49 2,5 mm dicken Bleiplatten im Sandwich-Verfahren erbaut, die in einem Aluminiumzylinder mit einem Durchmesser von 162 cm befestigt sind. Da das BEMC sich noch innerhalb des Hauptmagneten befindet, ist es dem vollen magnetischen Feld ausgesetzt.

2.5.3 Das Vorwärts-Kalorimeter PLUG

Das PLUG wurde gebaut, um die Akzeptanzlücke zwischen Strahlrohr und LAC bei der Messung des Energieflusses zu überbrücken. Da das PLUG zwischen dem Eisenjoch und dem Strahlrohr eingebaut werden mußte, stand nur sehr wenig Platz zur Verfügung, so daß das PLUG einen inneren Radius von 6 mm und einen äußeren Radius von 32 mm hat und nur 78 cm lang ist.

Es besteht aus zwei halbzyklindrischen Teilen, die jeweils in einer Seite des Eisenjochs befestigt sind. Jeder Halbzyklinder enthält neun Absorberplatten aus Kupfer und acht dazwischenliegende Silizium-Detektoren.

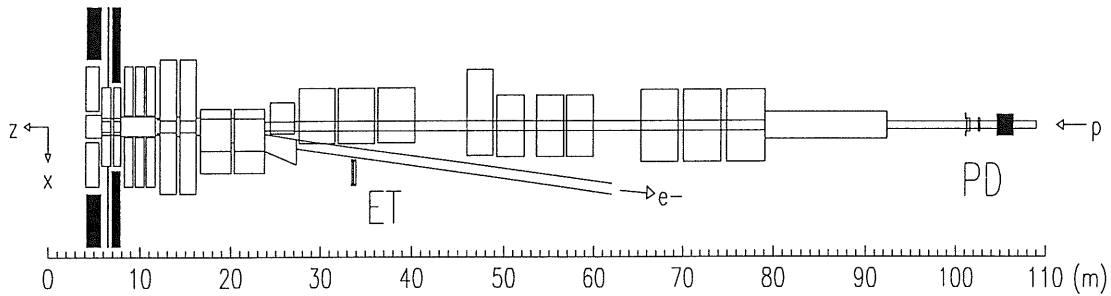


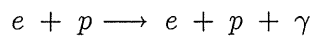
Abbildung 2.4: Das Luminositätssystem

2.5.4 Das instrumentierte Eisen TC

Um die das LAC durchdringenden hadronischen Energien messen zu können, wurde das Rückflußeisen nicht nur, wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, mit Streamerrohrkammern ausgestattet sondern auch mit dem TC. Dieser besteht aus Streifenelektroden, die an elf der sechzehn Streamerrohrkammerlagen angebracht worden sind. Sie sammeln die Influenzladung der durchgehenden Teilchen und liefern so die kalorimetrische Information des TC. Die Größe der Streifenelektroden variiert von $30 \times 30 \text{ cm}^2$ in den Endkappen bis $50 \times 40 \text{ cm}^2$ im Zentralbereich.

2.6 Das Luminositätssystem

Die Luminosität wird mit Hilfe des Bethe-Heitler-Prozesses gemessen, der einen großen und im Rahmen der QED genau berechenbaren Wirkungsquerschnitt besitzt.



Dabei werden die Energien des Elektrons und des Photons in Koinzidenz mit Hilfe des Elektronenkalorimeters ET [13] [11] und des Photondetektors PD²¹ gemessen. Da der Bremsstrahlungsprozeß unter sehr kleinen Winkeln stattfindet, müssen die Detektoren, wie Abbildung 2.4 zeigt, sehr dicht an dem Strahlrohr liegen. Aufgrund seines Energieverlustes wird das Elektron durch eine Reihe von Magneten bei $z = -27,3 \text{ m}$ aus dem Strahl gelenkt und trifft bei $z = -33,4 \text{ m}$ das Elektronenkalorimeter. Das Bremsstrahlungsphoton verläßt die Protonröhre, nachdem diese sich nach oben gewendet hat, durch das Photonfenster bei $z = -92,3 \text{ m}$ und trifft bei $z = -102,9 \text{ m}$ den PD.

Die beiden Detektoren sind Tscherenkow-Zähler, die aus $\text{TlCl}(78\%)\text{TlBr}(22\%)$ -Kristallen bestehen, die beim ET in einer Matrix von 7×7 und beim PD in einer Matrix von 5×5 Kristallen angeordnet sind. Weitere Parameter des Elektronenkalorimeters ET sind in den Tabellen 2.5, 2.6 und 2.7 angegeben. Die Akzeptanz des ET für die gestreuten Elektronen in dem meßbaren Energiebereich gibt Abbildung 2.5 wieder.

²¹photon detector

Parameter	Einheit	ET	PD
Energiebereich y_{eKal}		0,2–0,8	0,004–1,0
polarer Winkel-Akzeptanzbereich	mrad	0–5	0–0,45
durchschnl. Akzep. für Lumi.-Ereignisse	%	48	98
durchschnl. Akzep. für Photoproduktion	%	36	–
sichtb. $ep \rightarrow ep\gamma$ Wirkungsquerschnitt	mb	28	174
Luminositätsrate für $E > E_{thr} = 4 \text{ GeV}$	MHz	0,4	1,3
Photoproduktions-Ereignisrate	Hz	20–30	–

Tabelle 2.7: Parameter des Luminositätssystems

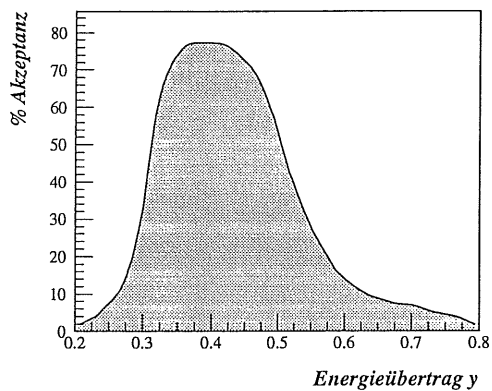


Abbildung 2.5: Akzeptanz des Elektronenkalorimeters für Photoproduktionsereignisse

Neben der Luminositätsbestimmung dient das Elektronenkalorimeter der Triggerung und Messung von Photoproduktionsereignissen mit sehr kleinem $Q^2 \approx 0$ GeV und in dem Energieintervall $0,2 < y < 0,8$. In diesem Fall fordert der Trigger neben anderen Triggererelementen eine Mindestenergie von 4 GeV im ET.

2.7 Trigger und Datennahme

2.7.1 Das Triggersystem

Erreicht HERA ihre Soll-Luminosität mit der geplanten Anzahl von 210 Proton- und Elektronpaketen, wird man Ereignisraten von einigen hundert kHz erhalten. Da nur fünf Ereignisse pro Sekunde abgespeichert werden können, müssen die Ereignisse selektiert werden. Hierfür hat man ein vierstufiges Triggersystem entwickelt, das die Ereignisse aus ep -Streuungen von Untergrundereignissen trennt, die mehr als 90 % ausmachen. Zu diesen zählt man hauptsächlich Streuereignisse zwischen den Strahlteilchen und dem Strahlrohr oder im Strahlrohr verbliebenen Restgasmolekülen.

Die erste Triggerstufe betrachtet noch alle Detektorkomponenten getrennt und läßt nur einfache logische Verknüpfungen zwischen den einzelnen Triggererelementen der jeweiligen Detektorkomponenten zu. Eine solche logische Kombination von Triggererelementen wird Subtrigger genannt und löst ggf. die Datenauslese aus. Es existieren insgesamt 128 Subtrigger. Wichtig ist, daß die Datennahme nicht von einzelnen Subtriggern dominiert wird. Das heißt, die gewählten Trigger sollen mit ungefähr der gleichen Rate Ereignisse aufzeichnen. Dominiert dennoch die Triggerrate eines Subtriggers, wird dieser Trigger runterskaliert. Das heißt, es wird nur noch ein Bruchteil der getriggerten Ereignisse ausgelesen.

In der folgenden Analyse werden Ereignisse betrachtet, die von einem Subtrigger akzeptiert worden sind, der aus der Kombination der folgenden Triggererelemente besteht:

- e^- -tag-Trigger

Es wird eine Energie von mindestens 4 GeV im Elektronenkalorimeter ET gefordert. Da dieser Trigger häufig auch Elektron-Restgas-Streuereignisse akzeptiert, wird er nur in Koinzidenz mit weiteren Triggererelementen betrachtet. Hier werden als weitere Trigger der t_0 - und der DC- $r\phi$ -Trigger gefordert.

- t_0 -Trigger

Der t_0 -Trigger wird durch Aktivitäten in den Proportionalkammern ausgelöst, die erste Hinweise auf Spuren geben und so eine Berechnung des Zeitpunktes der Wechselwirkung t_0 ermöglichen, der beim Auslesen eines Ereignisses bekannt sein muß. Da auch dieses Triggererelement sehr häufig anspricht, wird es auch nur in Kombination mit anderen Triggererelementen benutzt.

- DC- $r\phi$ -Trigger

Aus den Signalen eines Teiles der Drähte der zentralen Driftkammern werden mit einer einfachen Rekonstruktion innerhalb einer Maske in der $r\phi$ -Ebene Spuren gebildet. Für die Triggerentscheidung lassen sich nun unterschiedliche Anforderungen an Zahl, Ladung oder Impuls der Spuren stellen.

Ein weiteres Problem ist die kurze Zeit von 96 ns zwischen zwei ep -Kollisionen. Die erste Triggerstufe braucht $2,4 \mu\text{s}$ für die Entscheidung, ob sie ein Ereignis akzeptiert oder verwirft. In dieser Zeit sind schon 24 neue Ereignisse aufgelaufen. Deswegen werden die einlaufenden Ereignisse in eine sogenannte Pipeline geführt. Gleichzeitig werden die Triggerinformationen der Ereignisse in der Pipeline parallel untersucht. Sobald feststeht, ob ein Subtrigger angesprochen hat, werden die in der Pipeline stehenden Daten der Ereignisse entweder verworfen oder weiterverarbeitet.

In der heute vorliegenden Ausbaustufe des Triggersystem sind die Trigger zwei und drei noch nicht implementiert. Die Aufgabe dieser beiden Triggerstufen wird es sein, die Ausgangsrate von einem kHz der ersten Stufe auf 200 Hz nach der zweiten und auf 50 Hz nach der dritten zu reduzieren, da die vierte Triggerstufe nur eine Eingangsrate von 50 Hz verarbeiten kann. In der vierten Triggerstufe werden die ankommenden Ereignisse von einem System parallel arbeitender Prozessoren mit einer abgewandelten Version des Rekonstruktionsprogramms H1REC teilweise rekonstruiert, so daß die hier vorgenommene Selektion schon nach anspruchsvolleren Kriterien stattfinden kann. Nach dieser Stufe sind die Ereignisse dann auf die notwendige Rate von 5 Hz reduziert.

2.7.2 Rekonstruktion und DST-Selektion

Die von der vierten Triggerstufe akzeptierten Ereignisse werden auf Magnetbänder geschrieben und mit dem Rekonstruktionprogramm H1REC vollständig rekonstruiert. Aus den gemessenen Ladungen auf den Signaldrähten der Spurkammern werden die Spuren geladener Teilchen gebildet und wird der Wechselwirkungspunkt des Ereignisses rekonstruiert. Die in den Zellen des Flüssigargonkalorimeters gemessenen Energien werden kalibriert und das Rauschen wird nach einem für jeden Kanal vorgegebenen Schwellenwert unterdrückt. Benachbarte Energieeinträge werden zu Clustern zusammengefaßt. Hierbei wird ein elektromagnetisches Schauermodell für Elektronen und Photonen zugrunde gelegt, um eine möglichst physikalisch sinnvolle Zusammenfassung der Energieeinträge zu erreichen. Die Einträge hadronischer Schauer werden so auf mehrere Cluster verteilt. Dieses Prinzip wird auch auf die anderen Kalorimeter angewendet (BEMC,TC).

Die so vollständig rekonstruierten Ereignisse werden klassifiziert und als sogenannte POTs²² abgespeichert. Nicht klassifizierte Ereignisse werden nicht mehr aufgezeichnet. Zur Erleichterung der physikalischen Analysen werden die Ereignisse einiger POT-Klassen mit noch strengeren Kriterien selektiert und in Ereignisklassen unterteilt, die dann als DST²³-Klassen zur Verfügung stehen.

Bei der hier vorgestellten Analyse werden Ereignisse untersucht, die in den DST-Klassen 19 und 20 vorhanden sind:

- **Klasse 19**
Sie beinhaltet Ereignisse, bei denen mindestens 4 GeV im Elektronenkalorimeter gemessen worden sind.

²²production output tape

²³data summary tape

- **Klasse 20**

Sie beinhaltet Ereignisse mit einer eindeutig rekonstruierten Spur in den Spurkammern und mit einer im Polarwinkelbereich $10^\circ < \vartheta < 175^\circ$ aufsummierten transversalen Energie von mindestens 20 GeV.

3. Das Monte–Carlo

3.1 Der Generator

Um mit den im Detektor gemessenen Größen Aussagen über die von der Theorie vorhergesagten Eigenschaften der Elementarteilchen machen zu können, sind Monte–Carlo–Berechnungen notwendig.

Die Aufgabe des Monte–Carlos ist es, die nötigen Akzeptanzkorrekturen und die Auflösung des Detektors zu bestimmen und ereignisspezifische Schnitte für die Datenselektion zu finden. Außerdem können Hadronisationsprozesse nicht mit den Mitteln der perturbativen QCD berechnet werden, sondern müssen phänomenologisch mit Hilfe von Monte–Carlo–Fragmentationsmodellen behandelt werden.

Anhand Abbildung 3.1 wird die allgemeine Arbeitsweise eines Monte–Carlo–Generators für ep –Ereignisse kurz dargestellt [14]. Bei der Berechnung eines Ereignisses beginnt der Generator mit dem harten Subprozess. Dazu werden dann sozusagen rückwärts Partonschauer im

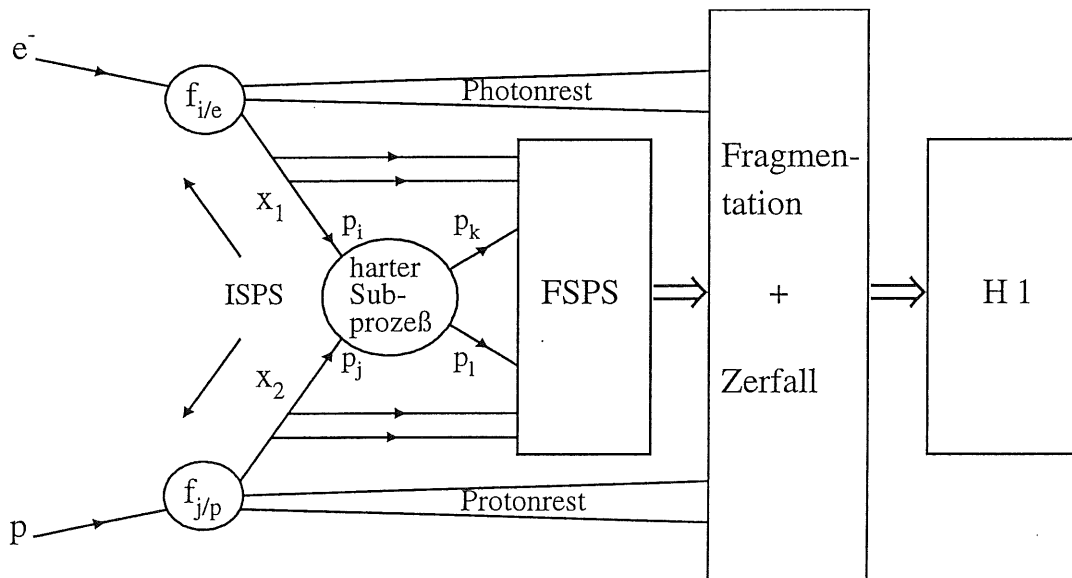


Abbildung 3.1: Generatormodell eines ep –Ereignisses

Anfangszustand ISPS¹ der Partonen i und j und für die Partonen k und l Partonschauer im Endzustand FSPS² berechnet. Die so entstandenen Partonen fragmentieren zusammen mit dem Photon- bzw. Protonrest und zerfallen in sogenannte stabile Hadronen. Diese können dann mit den nicht zum Generator gehörenden Programmen H1SIM im Detektor simuliert und mit HIREC rekonstruiert werden.

Als Generatorprogramm wurde hier PYTHIA 5.6 mit der Unterstützung des Programms IJRAY und dem Fragmentationsprogramm JETSET 7.3 benutzt.

3.1.1 IJRAY

Der Generator PYTHIA berechnet nicht den Bremsstrahlungsprozeß zur Erzeugung des Photons, sondern betrachtet das Photon als Strahlteilchen, dessen Viererimpuls vorgegeben wird. Diese Aufgabe übernimmt das Monte-Carlo-Programm IJRAY [15], das entwickelt worden ist, um den QED-Prozeß $e \rightarrow e' \gamma$ zu generieren und die Ausgabe so zu formatieren, daß sie als Eingabe entsprechender Generatorprogramme verwendet werden kann.

Das Programm IJRAY integriert dabei über das vollständige Spektrum des transversalen Flusses der vom Elektron abgestrahlten Photonen. Für den kinematischen Bereich der Photoproduktion verhält sich der Photonfluß entsprechend der Weizsäcker-Williams-Approximation.

3.1.2 PYTHIA 5.6 / JETSET 7.3

PYTHIA ist von Torbjörn Sjöstrand [16] für $p\bar{p}$ -Streuexperimente entwickelt worden. Mit der Version 5.6 liegt ein vielseitiges Programm vor, das auch e^+e^- - und ep - bzw. γp -Ereignisse mit den entsprechenden Strukturfunktionen generieren kann. Das Fragmentationsprogramm JETSET ist in PYTHIA implementiert und wird automatisch von PYTHIA gestartet. Die oben genannten Arbeitsschritte werden im folgenden kurz erläutert. Als besondere Option wurde bei dieser Monte-Carlo-Produktion die sogenannte vielfache Wechselwirkung gewählt, die zusätzliche Wechselwirkungen zwischen dem Photon- und Protonrest erzeugt.

Der harte Streuprozeß

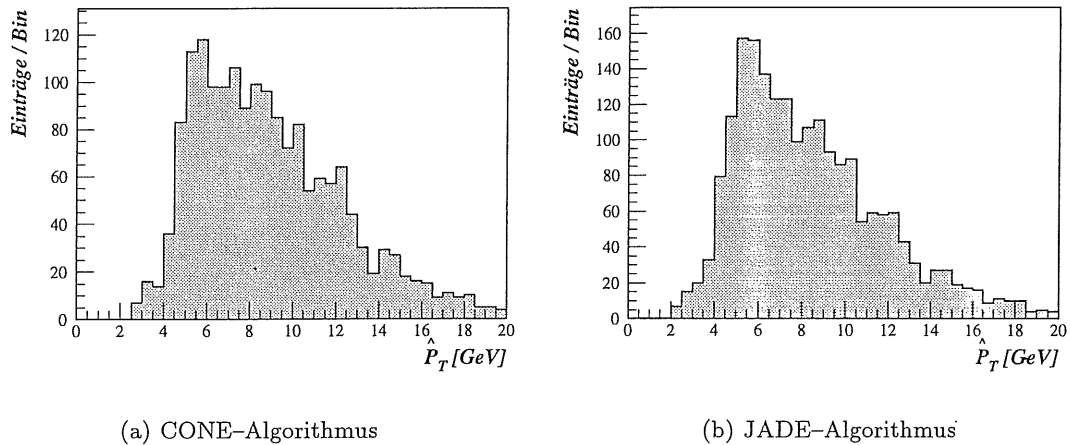
PYTHIA beginnt wie alle ep -Generatoren mit dem harten Subprozeß, der immer als $2 \rightarrow 2$ Prozeß bzw. $ij \rightarrow kl$ (siehe Abb. 3.1) dargestellt wird. Der totale Wirkungsquerschnitt eines Prozesses kann nun als Faltung des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit den Elektron- und Protonstrukturfunktionen geschrieben werden:

$$\sigma_{ij \rightarrow kl} = \iiint dx_e dx_p d\hat{t} f_{i/e}(x_e, Q_i^2) f_{j/p}(x_p, Q_j^2) \frac{d\hat{\sigma}_{ij \rightarrow kl}}{d\hat{t}}$$

Hierbei gibt die Elektron(Proton)-Strukturfunktion $f_{i/e}(f_{j/p})$ die Wahrscheinlichkeit an, das Parton $i(j)$ mit dem Impulsanteil $x_e(x_p)$ im Elektron(Proton) beim harten Subprozeß zu finden, und ist \hat{t} der Viererimpulsübertrag im harten Prozeß.

¹initial state parton shower

²final state parton shower

Abbildung 3.2: \hat{P}_T -Spektren der generierten Ereignisse

Die Wirkungsquerschnitte der harten Streuprozesse ergeben sich aus den masselosen QCD-Matrixelementen mit der Eigenschaft, daß, falls der transversale Impuls des Partons aus dem harten Subprozeß im Schwerpunktsystem gegen Null geht $\hat{P}_T \rightarrow 0$, die Wirkungsquerschnitte in niedrigster Ordnung divergieren. Deshalb muß eine untere Grenze $\hat{P}_{T,min}$ vorgegeben werden.

Bei der hier beschriebenen Monte-Carlo-Produktion wurde ein $\hat{P}_{T,min}$ von 2 GeV benutzt. Hierbei ist zu beachten, daß die in der Analyse getroffene Ereigniseselektion in ihrem \hat{P}_T -Spektrum zu $\hat{P}_T = 2$ GeV hin stark abfällt, da mögliche in die Analyse hineinreichende Ereignisse mit $\hat{P}_T < 2$ GeV einen nicht abschätzbaren Untergrund darstellen würden.

In der Abbildung 3.2(a) ist der transversale Impuls \hat{P}_T dargestellt für Ereignisse, die die Kriterien der Datenselektion erfüllen. Das bedeutet, die Ereignisse besitzen mindestens zwei mit dem CONE-Algorithmus rekonstruierte Jets mit mindestens 7 GeV, die in einem Pseudorapiditätsbereich von -1 bis 2,5 liegen und der mit dem Elektronenkalorimeter rekonstruierte Energieübertrag y_{eKal} liegt zwischen 0,3 und 0,7. Diese Ereigniseselektion wird durch die Wahl von $\hat{P}_{T,min}$ von 2 GeV überhaupt nicht beeinflusst und rechtfertigt im nachhinein die Wahl von $\hat{P}_{T,min}$. Außerdem hat die in Abschnitt 3.2 beschriebene Gewichtung der Ereignisse mit einem \hat{P}_T zwischen 2 und 4 GeV bei der geringen Anzahl der Ereignisse in diesem Bereich keinen großen Einfluß auf die Aussage der Analyse.

Abbildung 3.2(b) zeigt ebenfalls das \hat{P}_T -Spektrum des Monte-Carlos, jedoch wurde hier der JADE-Algorithmus zur Rekonstruktion der Jets benutzt. Auch hier steigt das Spektrum erst nach $\hat{P}_T = 4$ GeV steil an, so daß auch diese Ereigniseselektion uneingeschränkt benutzbar ist.

Strukturfunktionen

Die Parametrisierungen der Strukturfunktionen des Photons $f_{i/\gamma}$ und des Protons $f_{j/p}$, die deren Quark- und Gluondichte bestimmen, werden aus dem Programmpaket PDFLIB [17] entnommen. Als Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion stehen folgende zur Verfügung:

- Duke und Owens, DO-G (LO oder NLL)
- Drees und Grassie, DG-G (Version 1 bis 4)
- Abramowicz, Charchula und Levy, LAC-G (Version 1 bis 3)
- Gordon und Storrow, GS-G (LO Version 1 und 2 oder NLL)
- Glück, Reya und Vogt, GRV-G (LO oder NLL)
- Aurenche et al., ACFG-P-G (Version 1 und 2)

Bei dem hier benutzten Monte-Carlo wurde für die Strukturfunktionen des Protons $f_{j/p}$ und des Photons $f_{i/\gamma}$ die Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt [18] in erster Ordnung (GRV-G-LO) verwendet. Die Strukturfunktion des Elektrons ergibt sich als Faltung von $f_{\gamma/e}$ mit $f_{i/\gamma}$.

Partonschauer

Um von den einfachen $2 \rightarrow 2$ Prozessen zu $2 \rightarrow n$ Prozessen ($n > 2$) höherer Ordnung zu kommen, kann eine Näherung über Matrixelemente oder Partonschauer gewählt werden. Bei PYTHIA/JETSET [20] werden Partonschauer im Anfangszustand ISPS und im Endzustand FSPS benutzt, die zwar die Jetstrukturen genau beschreiben, jedoch Unsicherheiten in den Raten der gut separierten Jets aufweisen [14].

Fragmentation

Bei der Fragmentation der Partonen in farbneutrale Hadronen wird bei PYTHIA/JETSET das Lund Stringmodell [21] benutzt. Hierbei geht man von einem farbneutralen String aus, der sich zwischen einem sich voneinander entfernenden $q\bar{q}$ -Paar bildet. Dieser mathematische, eindimensionale String kann als Parametrisierung der Achse einer zylindrischen, symmetrischen Flußröhre mit der konstanten Energiedichte von 1 GeV/fm dargestellt werden. Entfernt sich das $q\bar{q}$ -Paar weit genug voneinander, ist in dem String genügend Energie enthalten, um ein neues $q'\bar{q}'$ -Paar zu bilden. Der String zerfällt dann in zwei neue Systeme $q\bar{q}'$ und $q'\bar{q}$, die, falls ihre invariante Masse groß genug ist, ebenfalls zerfallen können. Dieser fortlaufende Prozeß stoppt, sobald die Massen aller Paare unter einem Grenzwert liegen.

Zerfall

Die meisten der bei der Fragmentation entstandenen Teilchen sind instabil und zerfallen weiter; die Zerfallsdaten stammen dabei aus der Review of Particle Properties [9]. Als stabile Teilchen werden diejenigen angesehen, die eine Lebensdauer von mehr als 10^{-20} s haben, also erst im Detektor zerfallen. Dabei handelt es sich um: Protonen, Deuteronen, Kaonen und vor allem aber um geladene Pionen, Elektronen, Myonen und Photonen.

Gewichtungsfaktor	\hat{P}_T -Bereich
0	$\hat{P}_T < 2 \text{ GeV}$
$100 \cdot 10^{-\hat{P}_T/2 \text{ GeV}}$	$2 \text{ GeV} < \hat{P}_T < 4 \text{ GeV}$
1	$\hat{P}_T > 4 \text{ GeV}$

Tabelle 3.1: Gewichtungsfaktoren der \hat{P}_T -Bereiche der Monte-Carlo-Produktion

3.2 Die Detektorsimulation H1SIM

Die Wechselwirkungen der generierten stabilen Teilchen mit dem H1-Detektor werden mit dem Programm H1SIM simuliert. H1SIM ist eine für den H1-Detektor angepasste Version des im CERN entwickelten GEANT-Programms [22], das eine präzise Simulation des Detektorverhaltens unter Verwendung einer genauen Beschreibung der Detektorgeometrie ermöglicht. Hierbei werden alle Wechselwirkungen zwischen jedem den Detektor durchquerenden Teilchen und der Materie des Detektors mit Hilfe von gemessenen Wirkungsquerschnitten für entsprechende Reaktionen berechnet.

Um den Rechenaufwand, der für diese Simulation notwendig wäre, deutlich zu reduzieren, wird die Version H1FAST benutzt, die Teile der Detektorgeometrie zusammenfaßt und die Wechselwirkungen der Teilchen durch Parametrisierungen der elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeterschauer ersetzt.

Eine weitere Reduzierung der Simulationszeit ermöglicht die Gewichtung der Ereignisse mit kleinem \hat{P}_T , die den Großteil der Ereignisse des hier generierten Monte-Carlos darstellen und von denen andererseits nur eine geringe Anzahl die Analyseschritte überlebt. Durch die Gewichtung dieser Ereignisse müssen wesentlich weniger generiert werden, ohne daß die statistische Genauigkeit verloren geht.

Die Gewichtung beginnt wie Tabelle 3.1 zeigt mit 10 bei einem \hat{P}_T von 2 GeV und endet bei Ereignissen mit einem \hat{P}_T von 4 GeV. Diese Beeinflussung des Monte-Carlos ist vertretbar, da die in die Analyse eingehende Ereigniseselektion, wie die Spektren in Abbildungen 3.2(a) und (b) zeigen, nicht von Ereignissen aus diesem \hat{P}_T -Bereich bestimmt wird.

3.3 Zusammenfassung der Monte-Carlo-Produktion

Das Monte-Carlo wurde mit dem PYTHIA/JETSET-Generator mit einem $\hat{P}_{T,min}$ von 2 GeV erzeugt. Als zusätzliche Option wurden vielfache Wechselwirkungen gewählt. Für die Strukturfunktionen des Protons und des Photons wurden die Parametrisierungen von Glück, Reya und Vogt in erster Ordnung (GRV-G-LO) verwendet. Zur Simulation der Wechselwirkung der erzeugten Teilchen mit dem Detektor wurde das Programm H1SIM in der Version H1FAST benutzt. Die so generierten und simulierten Ereignisse werden genau wie die aufgezeichneten Daten einer vollständigen Rekonstruktion mit dem Programm H1REC unterzogen.

Die Anzahl und die entsprechenden Luminositäten der so erzeugten Ereignisse sind in Tabelle 3.2 angegeben. Bei der Monte-Carlo-Produktion wurde zwischen Ereignissen mit einem aus dem harten Subprozeß auslaufendem $c\bar{c}$ -Paar und anderen Prozeßtypen unterschieden.

Prozeßtyp	Luminosität [nb ⁻¹]	Anzahl der Ereign.
direktes γ mit $c\bar{c}$	1235	1565
direktes γ ohne $c\bar{c}$	744	1934
aufgelöstes γ	588	55461

Tabelle 3.2: Generierte Monte-Carlo-Ereignisse

Die Wahl des $\hat{P}_{T,min}$ von 2 GeV und die Gewichtung der Ereignisse mit kleinem \hat{P}_T beeinflusst, wie in Abschnitt 3.1.2 gezeigt wurde, nicht die Analyse. Die Korrelation zwischen Monte-Carlo und Daten, die Rückschlüsse auf die Güte des Monte-Carlos zuläßt, wird in Kapitel 5 anhand der Verteilung und Struktur der erzeugten Jets untersucht.

4. Datenselektion

Im Herbst 1993 wurden bei konstanten Bedingungen Ereignisse mit einer integrierten Luminosität von $288,9 \text{ nb}^{-1} \pm 5\%$ aufgezeichnet. Die konstanten Bedingungen bedeuten, daß die benutzten Ruüis eine Mindestdauer von 20 Sekunden hatten und daß die Ereignisse, die mit versetztem Vertex genommen worden sind, nicht benutzt wurden.

Obwohl schon durch die gewählten Triggerbedingungen Untergrundereignisse reduziert worden sind, ist der erhaltene Datensatz immer noch stark mit diesen Ereignissen durchsetzt. Die Quellen dieses Untergrundes sind folgende Prozesse:

- Strahlteilchen–Restgas–Streuung
- Strahlteilchen–Strahlrohr–Streuung
- Myonen aus der Höhenstrahlung

Deswegen ist es die erste Aufgabe der Selektion, diesen Untergrund durch geeignete Schnitte herauszufiltern. Die zweite Aufgabe ist die Anreicherung der gewünschten physikalischen Prozesse. Da diese Analyse die Eigenschaften der harten Photoproduktionsprozesse untersucht, ist die Schaffung einer möglichst reinen Selektion von Photoproduktionsereignissen notwendig. Das heißt, es müssen außer dem Untergrund noch die Ereignisse der tiefinelastischen Streuung DIS und der weichen Photoproduktionsprozesse unterdrückt werden.

Da harte Photoproduktionsereignisse sich durch eine hohe transversale Energie auszeichnen und bei diesen Prozessen das gestreute Elektron mit einer hohen Wahrscheinlichkeit das Elektronenkalorimeter ET trifft, werden Ereignisse der in Abschnitt 2.7 beschriebenen DST-Klassen 19 und 20 untersucht, die mit dem $t_0 \cdot \text{etag} \cdot \text{DC} \cdot r\phi$ -Subtrigger genommen worden sind. Hierdurch erhält man Ereignisse, die eine hohe transversale Energie von mindestens 20 GeV in dem Winkelbereich $10^\circ < \vartheta < 175^\circ$, eine eindeutige Spur in den Spurkammern und mindestens eine Energie von 4 GeV im Elektronenkalorimeter besitzen. Der verwendete Trigger eignet sich besonders gut zur Datennahme, da er eine hohe Effizienz von $93\% \pm 5\%$ aufweist und gleichzeitig die Aufzeichnungsrate nicht zu hoch war, so daß der Trigger während der Datennahme nicht runterskaliert werden mußte.

Zur weiteren Selektion werden noch folgende Ereignisschnitte angewendet:

- Es muß der z -Vertex rekonstruiert worden sein.
- Die Energie im Photondetektor muß unter 2 GeV liegen, um Bethe–Heitler–Prozesse zu unterdrücken.

- Kohärentes Rauschen¹ im Kalorimeter wird mit der Routine QNOISE erkannt und unterdrückt.
- Das y_{JB} darf den Wert von 1,2 nicht überschreiten, um Ereignisse mit sehr großen Energieeinträgen im Kalorimeter zu entfernen. Solche Ereignisse sind meistens Untergrundereignisse oder Ereignisse, die durch starkes Rauschen dominiert werden.
- Ereignisse, die durch entsprechende Trigger oder durch ihre Topologie als Ereignisse kosmischer Myonen erkannt worden sind, werden verworfen.
- Zur Unterdrückung von Elektron–Restgas–Ereignissen wird ein minimaler Energieübertrag y_{eKal} von 0,3 gefordert, der einer maximalen Energie von ungefähr 18,7 GeV im Elektronenkalorimeter entspricht.
- Der Energieübertrag y_{eKal} darf maximal 0,7 sein, um zu gewährleisten, daß wirklich ein Elektron das Elektronenkalorimeter getroffen hat.

Diese Selektionskriterien ergeben eine sehr gute Unterdrückung des Untergrundes. Analysen mit Elektron– und Protonpaketen, die als sogenannte Pilotpakete ohne Kollisionspartner durch den Detektor fliegen, ergaben, daß der Elektron–Restgas–Untergrund unter 0,9 % und der Proton–Restgas–Untergrund unter 2,5 % in dem verwendeten Datensatz liegen. Zu der oben genannten Anreicherung der harten Photoproduktionsereignisse in den verwendeten Daten werden neben dem schon zur Untergrundsunterdrückung geforderten Elektron im Elektronenkalorimeter noch weitere Analyseschnitte angewendet:

- Da harte Photoproduktionsereignisse sich durch zwei P_T –starke Jets auszeichnen, werden mindestens zwei mit einem in Kapitel 5 vorgestellten Jetalgorithmus rekonstruierte Jets mit einem transversalen Impuls von mindestens 7 GeV gefordert.
- Die Jetachsen beider harten Jets dürfen nicht in einem Bereich oberhalb einer Pseudorapidität von 2,5 liegen, um eine Beeinflussung der Jetrekonstruktion durch Energieeinträge des Protonrestes zu vermeiden.
- Die Jetachsen dürfen auch nicht in einem Bereich unterhalb einer Pseudorapidität von -1 liegen, da dort die Energien der Jets zum größten Teil aus den Einträgen des für hadronische Messungen nur unzureichend geeigneten elektromagnetischen Kalorimeters rekonstruiert werden.

Die hier aufgeführten Ereignisschnitte werden sowohl auf die genommenen Daten wie auch auf die generierten Ereignisse der in Kapitel 3 beschriebenen Monte–Carlo–Produktion angewendet, um vergleichbare Sätze von Ereignissen zu erhalten.

¹Elektromagnetische Streufelder von Pumpen, Netzteilen und anderen elektrischen Geräten können auf den Datenleitungen der Auslesezellen der Kalorimeter Signale erzeugen. Fallen diese induzierten Signale zeitlich mit einem Ereignis zusammen, können größere Energiedepositionen vorgetäuscht werden als tatsächlich erfolgt sind. Diesen Untergrund nennt man kohärentes Rauschen. Da bekannt ist, welche Datenleitungen für dieses Rauschen anfällig sind, konnte eine Routine zur Unterdrückung dieses Rauschens entwickelt werden.

5. Jets in harten Photoproduktionsereignissen

5.1 Ursprung der Jets

Die bei den Photoproduktionsereignissen entstandenen Quarks und Gluonen können als farbige Objekte, die als solche der starken Wechselwirkung unterliegen, nicht direkt gemessen werden. Vielmehr fragmentieren sie direkt nach der Wechselwirkung in farbneutrale Hadronen. Für den Fragmentationsprozeß gibt es verschiedene Modelle wie zum Beispiel String-Fragmentation oder Cluster-Fragmentation. Bei der Herstellung des in Kapitel 3 beschriebenen Monte-Carlos wurde zur Fragmentation das Programm JETSET 6.2 benutzt, das auf dem Lund-String-Modell [21] beruht. Die dabei entstandenen Hadronen zerfallen weiter, bis nur noch stabile Teilchen existieren.

Im Detektor werden neben Protonen, Deuteronen, Elektronen und aus zerfallenen neutralen Pionen entstandene Photonen aufgrund ihrer langen Lebensdauer hauptsächlich Myonen, Kaonen und geladene Pionen gemessen. Bei Ereignissen, bei denen die Partonen des ursprünglichen Streuprozesses einen hohen transversalen Impuls besitzen, treten die im Detektor gemessenen Teilchen als gebündelte Strahlen auf, die als Jets bezeichnet werden. Die Richtung und der Transversalimpuls der Jets sind mit denen der Partonen korreliert und ermöglichen so Rückschlüsse auf die Kinematik des harten Subprozesses.

5.2 Jetalgorithmen

Die Aufgabe eines Jetalgorithmus besteht nun darin, aus einer Anzahl von Eingabeobjekten die Richtung und Energie eines Jets zu bestimmen. Da unterschiedliche Jetalgorithmen oftmals für das gleiche Ereignis abweichende Ergebnisse erzeugen, ist eine genaue Studie der Arbeitsweise der Algorithmen notwendig, um eine Kontrolle über die systematischen Fehler durch den benutzten Jetalgorithmus zu erhalten.

Als für die Jetalgorithmen relevante Objekte werden hier nur Kalorimeterinformationen benutzt, da die stark gebündelten Spuren hochenergetischer Teilchen eines Jets in den Spurkammern nicht eindeutig genug aufgelöst werden können, um ausreichende Informationen über die Impulse zur Berechnung des Jets zu bekommen. Ein großer Teil der Jets liegt im vorderen Bereich und müßte in dem noch nicht vollständig verstandenen vorderen Spurkammersystem rekonstruiert werden. Außerdem ergäben sich durch gerissene Signaldrähte

der zentralen Spurkammern während der Datennahme 1993 weitere Schwierigkeiten bei der exakten Jetrekonstruktion.

Bei den Jetalgorithmen wird generell zwischen Cluster-Algorithmen und Kegel-Algorithmen unterschieden. Für die Analysen wird aus dem oben angeführten Grund der CONE-Algorithmus aus der Familie der Kegelalgorithmen und der Cluster-Algorithmus JADE benutzt. Es werden die in dem H1-Analyseprogramm H1PHAN, Version 1.07/00, implementierten Algorithmen eingesetzt. Es wird der CONE-Algorithmus in der Version QGCONE 1.08/00 und der JADE-Algorithmus in der Version QGLUCL 1.04/06 verwendet.

5.2.1 CONE-Algorithmus

Der CONE-Algorithmus addiert alle Objekte zu einem Jet, die in einem Kegel mit festem Radius R_0 in der durch den Azimutalwinkel ϕ und der Pseudorapidität η aufgespannten Ebene liegen.

Die Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan(\vartheta/2))$ bezieht sich auf masselose Teilchen. Ihr Vorteil gegenüber dem Polarwinkel ϑ ist die bis auf einen konstanten Faktor bestehende Lorenzinvarianz bezüglich der z -Achse. Das bedeutet, die Differenz zweier Pseudorapiditätswerte $\Delta\eta$ ist lorentzinvariant. Da die zweite Koordinate ϕ durch die in z -Richtung geboosteten Ereignisse nicht beeinflusst wird, lassen sich die β -abhängigen Veränderungen der Topologie der Jets im Laborsystem berücksichtigen.

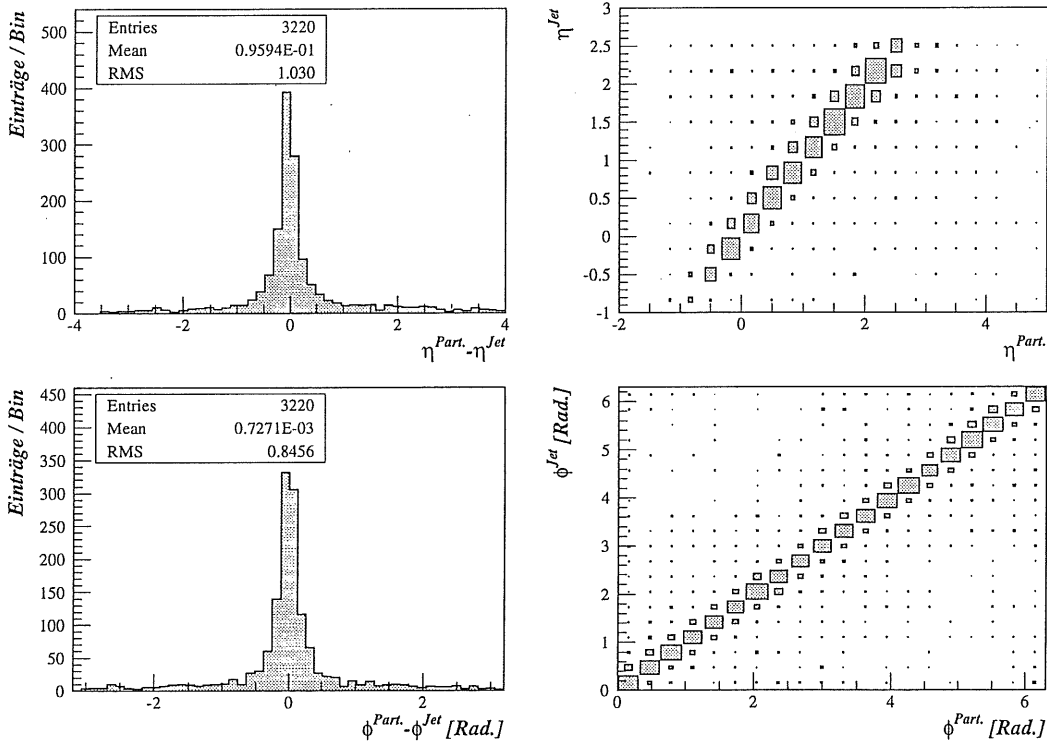


Abbildung 5.1: Vergleich der Richtung in η und ϕ der harten Partonen und der mit dem CONE-Algorithmus rekonstruierten Jets

Der Kegel wird also durch den Radius $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ mit $R \leq R_0$ beschrieben. Die Summation kann über Spuren, Kalorimeterzellen oder Cluster erfolgen. In der hier erläuterten Analyse wurde über Cluster summiert. Die Berechnung der Energie E_T , des transversalen Impulses P_T und der Richtung in η und ϕ des Jets J bezüglich der Cluster i folgt einer Konvention, die auch als Snowmass Accord [23] bekannt ist:

$$E_{T,J} \equiv \sum_{i \in R \leq R_0} E_{T,i} \quad P_{T,J} \equiv \sqrt{\left(\sum_{i \in R \leq R_0} P_{x,i} \right)^2 + \left(\sum_{i \in R \leq R_0} P_{y,i} \right)^2}$$

$$\eta_J = \frac{1}{E_T} \sum_{i \in R \leq R_0} E_{T,i} \eta_i \quad \phi_J = \frac{1}{E_T} \sum_{i \in R \leq R_0} E_{T,i} \phi_i$$

Da hier die Massen der Teilchen gegenüber ihren Energien vernachlässigt werden können, werden die Impulse gleich den Energien gesetzt. Es wurde die von A. Rostovtsev und J. Kurzhöfer für den H1-Detektor entwickelte Version QJCONE [24] benutzt, die sich durch den folgenden Algorithmus auszeichnet:

- Alle Cluster, deren transversale Energie einen vorgegebenen Schwellenwert von $E_{T,min}$ überschreiten, sind mögliche Jet-Initiatoren.
- Zu jedem Jet-Initiator werden alle Cluster, die innerhalb des durch

$$\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \leq R_0$$

definierten Kegels um den Initiator liegen, zu einem Jet-Kandidaten addiert.

- Diese Jet-Kandidaten werden nun nach fallender transversaler Energie E_T sortiert.
- Die Energien der Jet-Kandidaten werden noch einmal mit dem E_T -stärksten beginnend aufsummiert. Jedoch werden einmal zu einem Jet summierte Cluster nicht mehr verwendet.
- Erreicht die transversale Energie eines so erzeugten Jets nicht einen vorgegebenen Mindestwert $E_{T,min}^J$, wird dieser verworfen und die von ihm belegten Cluster stehen den folgenden Jet-Kandidaten zur Verfügung.
- Ist die transversale Energie eines so gebildeten Jets höher als die des vorhergehenden Jets, dessen Energie eigentlich höher sein sollte, werden beide Jets verworfen und wird die Summation mit dem zweiten Jet-Kandidaten beginnend wiederholt.
- Überschreitet die transversale Energie eines Jets den Mindestwert $E_{T,min}^J$ und sind die Energien der folgenden Jets geringer, wird er akzeptiert.

Bei den Analysen wurde der CONE-Algorithmus mit dem Kegelradius von 0,7 benutzt. Als transversale Mindestenergie eines Jet-Initiators wurden 0,2 GeV und als Mindestenergie eines Jets 7 GeV gewählt.

Eine wichtige Anforderung an die Jetalgorithmen ist eine gute Korrelation zwischen den Partonen des harten Subprozesses, hier harte Partonen genannt, und der im Detektor beobachteten und rekonstruierten Jets. Diese Korrelationen wurden für die die Richtung des

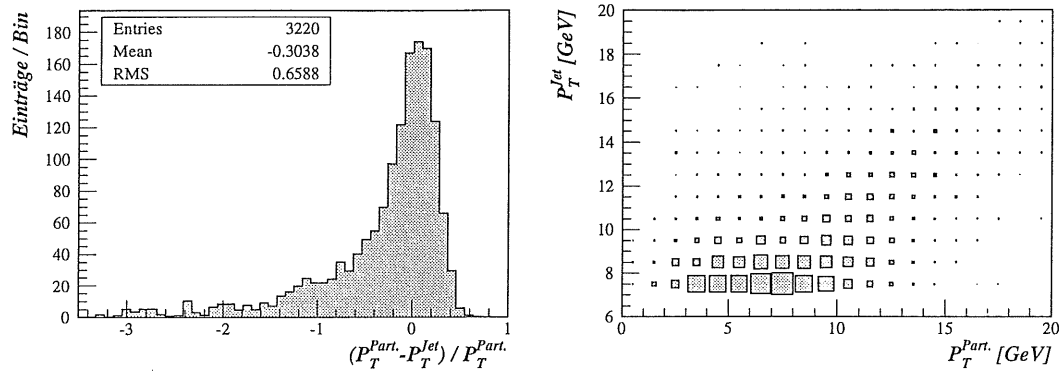


Abbildung 5.2: Vergleich des transversalen Impulses P_T der harten Partonen und der mit dem CONE-Algorithmus rekonstruierten Jets

Jets bestimmenden Größen ϕ und η und für den transversalen Impuls P_T mit Hilfe des in Kapitel 3 beschriebenen Monte-Carlos untersucht. Es wurden der Datenselektion in Kapitel 4 entsprechend nur Ereignisse mit mindestens zwei rekonstruierten Jets benutzt, die einen transversalen Impuls von mindestens 7 GeV besitzen und die in einem Pseudorapiditätsbereich von -1 bis 2,5 liegen. Außerdem muß der rekonstruierte leptonische Energieübertrag y_{eKal} zwischen 0,3 und 0,7 liegen. Bei Ereignissen mit mehr als zwei Jets wurden nur die beiden mit dem stärksten transversalen Impuls berücksichtigt. Hierbei wurde jeweils das harte Parton und der Jet in Bezug gesetzt, zwischen denen der Öffnungswinkel der kleinste ist. In den Abbildungen 5.1 und 5.2 sind jeweils die Korrelationen und die Abweichungen der Größen eingetragen. Die Mittelwerte und Standardabweichungen σ sind zusammen mit den Werten des JADE-Algorithmus in den Tabellen 5.1 und zu 5.2 entnehmen.

5.2.2 JADE-Algorithmus

Bei den Hochenergieexperimenten, besonders bei den e^+e^- -Experimenten [25], haben sich Cluster-Algorithmen durchgesetzt. Der meistverbreiteste ist der JADE-Algorithmus [26], weil bei geeigneter Wahl des entscheidenden Schnittparameters die Anzahl der rekonstruierten Jets sehr eng mit der der auslaufenden Partonen korreliert ist und so direkte Überprüfungen der perturbativen QCD möglich sind.

Beim JADE-Algorithmus wird ein Abstandsmaß y_{ij} zwischen zwei Cluster i und j definiert durch:

$$y_{ij} = \frac{m_{ij}^2}{W^2} = \frac{2E_i E_j (1 - \cos\vartheta_{ij})}{E_{vis}^2}$$

Hierbei ist m_{ij}^2 das Quadrat der invarianten Masse zwischen den beiden Cluster i und j und kann auch durch $2E_i E_j (1 - \cos\vartheta_{ij})$ ausgedrückt werden, da der JADE-Algorithmus mit masselosen Teilchen arbeitet. W ist die Schwerpunktsenergie des hadronischen Systems bzw. die totale sichtbare Energie E_{vis} des Ereignisses. Alle Cluster eines Ereignisses werden nach folgendem Algorithmus aufsummiert, bis ihre Abstandsparameter größer als ein vorgegebener Schnittparameter y_{cut} sind. Um zu vermeiden, daß Cluster des Protonrestes zu

den Jets der harten Partonen gezählt werden, muß ein Pseudoteilchen gebildet werden, das den im Strahlrohr verschwundenen Impulsanteil des Protons repräsentiert:

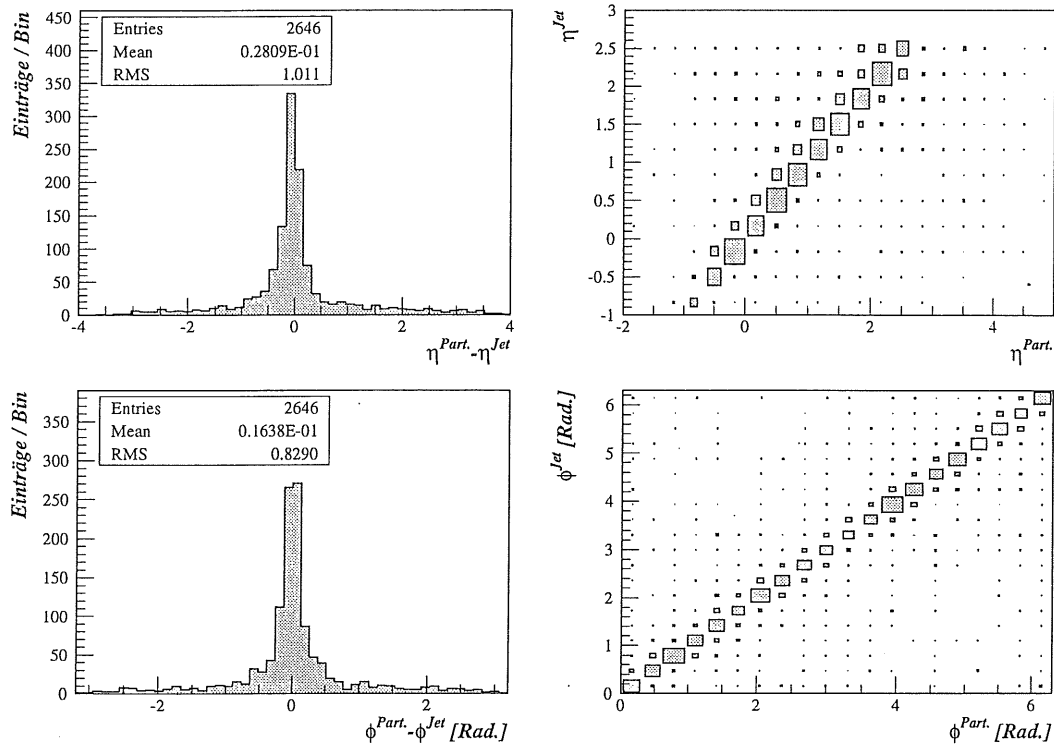


Abbildung 5.3: Vergleich der Richtung in η und ϕ der harten Partonen und der mit dem JADE-Algorithmus rekonstruierten Jets

- Das Pseudoteilchen wird gebildet, indem man die Vierervektoren des einlaufenden Protons und Elektrons addiert und von dieser Summe die Summe der Vierervektoren aller im Detektor gemessenen Objekte bzw. Cluster abzieht. Voraussetzung hierfür ist, daß das Elektron im Elektronenkalorimeter oder in einem der anderen Kalorimeter gemessen wird.
- Nun werden die Vierervektoren zweier Cluster, deren invariante Masse die kleinste aller möglichen Paare im Detektor ist, zu einem neuen Cluster zusammengefaßt.
- Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis das Abstandsmaß y_{ij} für alle Cluster größer als der Schnittparameter y_{cut} ist. Das bedeutet, es gilt für jedes beliebige Cluster-Paar i, j : $y_{cut} < y_{ij}$
- Die so gebildeten Cluster repräsentieren mit ihren Vierervektoren die gesuchten Jets. Außer den gesuchten Jets erhält man natürlich durch den mit dem Pseudoteilchen gebildeten Cluster einen Jet in Protonrichtung des sogenannten Protonrest.

Als Schnittparameter y_{cut} wurde bei den Analysen 0,03 gewählt. Die Korrelation zwischen generierten Partonen und mit dem JADE-Algorithmus rekonstruierten Jets wurde genauso

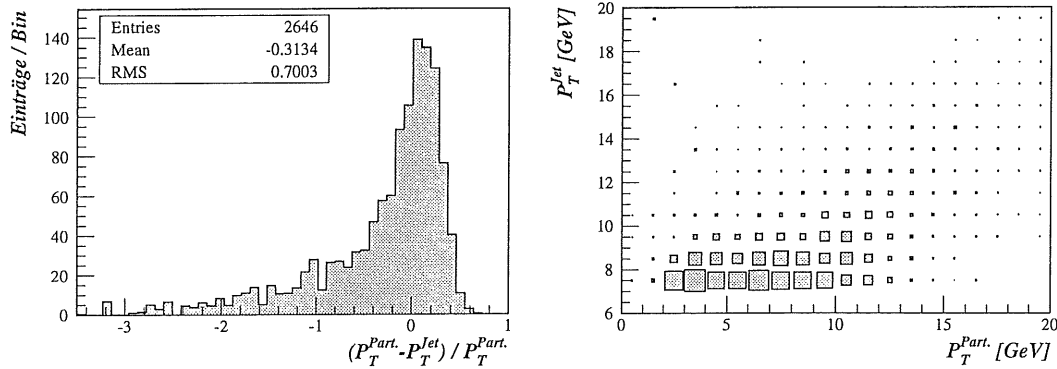


Abbildung 5.4: Vergleich des transversalen Impulses P_T der harten Partonen und der mit dem JADE-Algorithmus rekonstruierten Jets

wie beim CONE-Algorithmus untersucht. Die Abbildungen 5.3 und 5.4 zeigen wieder die Abweichungen bezüglich η, ϕ und P_T .

5.2.3 Jet-Parton-Korrelationen

Die Tabellen 5.1 und 5.2 zeigen für beide Algorithmen die Mittelwerte und die Standardabweichungen σ der Abweichungen bzw. relativen Abweichungen bezüglich der entsprechenden Observablen. Die Korrelationen bezüglich der Richtung (ϕ, η) sind für beide Algorithmen sehr gut. Die Korrelation des transversalen Impulses P_T zwischen dem harten Parton und dem entsprechenden rekonstruierten Jet ist wesentlich schlechter. Jedoch liegen die Mittelwerte der relativen Abweichungen noch in einem akzeptablen Bereich. Die Korrelationen sind sehr stark zu negativen Werten verschoben, da in den analysierten Ereignissätzen von den rekonstruierten Jets im Gegensatz zu den Partonen ein minimaler transversaler Impuls von 7 GeV gefordert worden ist.

Der Vergleich zwischen den beiden Algorithmen zeigt, daß kein signifikanter Unterschied in den Korrelationen der beiden Algorithmen zu erkennen ist. Das bedeutet, beide Algorithmen scheinen für die Analyse harter Photoproduktionsereignisse geeignet zu sein.

Neben den CONE- und dem JADE-Algorithmus existieren noch weitere Jetalgorithmen zur Jetrekonstruktion. Eine Analyse dieser Algorithmen bzgl. Photoproduktionsereignissen wurde von Peter Pfeifenschneider vorgenommen [27].

Jet-Algorithmus	Observable	Mittelwert	σ
CONE	η	0,1	1,03
	ϕ	0,0	0,85
JADE	η	0,03	1,01
	ϕ	0,02	0,83

Tabelle 5.1: Abweichungen in η und ϕ der Jet-Parton-Korrelation

Jet-Algorithmus	Observable	Mittelwert	σ
CONE	P_T	-0,30	0,66
JADE	P_T	-0,31	0,70

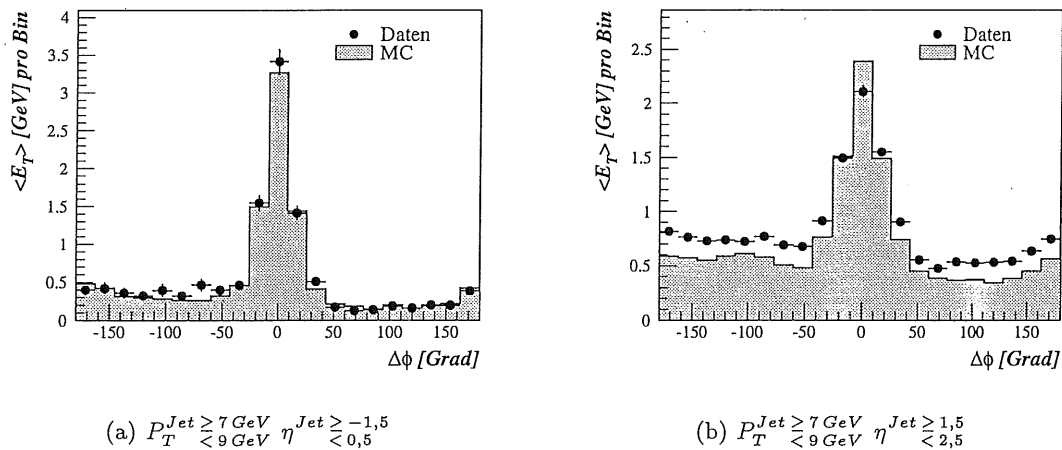
 Tabelle 5.2: Relative Abweichungen in P_T der Jet-Parton-Korrelation

5.3 Energiefluß der Jets

Die Analyse der harten Photoproduktionsereignisse ist auf die genaue Identifikation der aus den beiden P_T -starken Partonen des harten Subprozesses stammenden Jets angewiesen. Deshalb ist ein genaues Verständnis der gemessenen Jets und ein Vergleich zwischen mit den Daten und dem Monte-Carlo rekonstruierten Jets notwendig.

Die Jetstruktur wird mit Hilfe des Energieflusses der Jets untersucht. Die sogenannten Jetprofile zeigen dabei die im Kalorimeter deponierte gemittelte Energie in Abhängigkeit des Abstandes von der Jetachse für ϕ oder η .

Die Jetprofile wurden für zwei Impulsbereiche der Jets und drei η -Bereiche, in denen die Jets liegen können, erstellt. Es wurden dabei natürlich wieder nur Ereignisse entsprechend der Datenselektion verwendet.


 Abbildung 5.5: $\Delta\phi$ – Jetprofile des CONE-Algorithmus

Die gesamten Jetprofile sind im Anhang B abgebildet. Sie zeigen für beide Jetalgorithmen fast den gleichen Verlauf. Dieses ist ein weiterer Hinweis auf die schon in Abschnitt 5.2 dargestellte gute Arbeitsweise der beiden Algorithmen. In den $\Delta\phi$ -Jetprofilen zeigt der Energiefluß eine für Jets exemplarische Verteilung. Die Energie fällt von der Jetachse aus

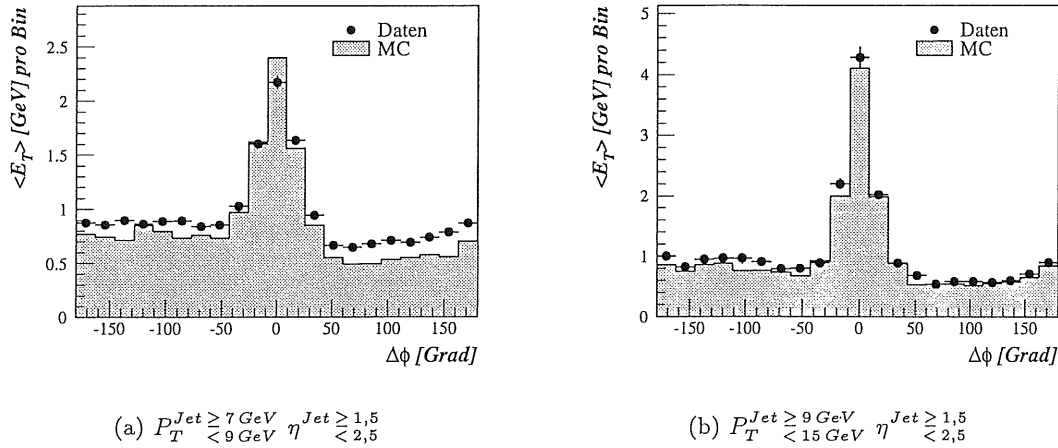


Abbildung 5.6: $\Delta\phi$ – Jetprofile des JADE-Algorithmus

gesehen mit steigendem $\Delta\phi$ steil ab und geht dann in die Ausläufer der Jets über, die nicht ganz auf Null absinken, sondern auf einem konstanten Energieniveau enden. In der hier verwendeten Berechnung differieren die Energieniveaus für positives und negatives $\Delta\phi$, da, falls ein weiterer Jet in den Summationsbereich des eigentlichen Jets fällt, dessen Energie in den Bereich mit negativem $\Delta\phi$ eingetragen wird. Das bedeutet, daß die Profile auf der positiven $\Delta\phi$ -Seite den wahren Energiefluß der Jets darstellen. Das sich dort einstellende Energieniveau wird im weiteren genauer untersucht, weil es den im Kalorimeter vorhandenen Untergrund wiedergibt, der sich zu den einfallenden Jets hinzuaddiert. Für sehr große $\Delta\phi$ -Werte steigen die Energieeinträge wieder an, da dort wieder Energien anderer Jets berücksichtigt werden können.

Auffällig ist, daß die Höhe der Energieniveaus der nach vorne fallenden Jets höher ist als bei den Jets im mittleren oder hinteren Bereich, wie Abbildung 5.5 zeigt. Dieser Anstieg kann auf mehrere Ursachen zurückgeführt werden. Bestandteile des Protonrestes können in das Kalorimeter gestreut werden, so daß diese zu dem erhöhten Energieniveau führen können. Ein weiterer Grund kann die feine Granularität des Kalorimeters im vorderen Bereich sein. Hierdurch kann sich das Untergrundrauschen durchaus in den Energieverteilungen niederschlagen.

Der Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo zeigt, daß qualitativ der Verlauf der Jetprofile in den Daten von dem Monte-Carlo gut beschrieben wird. Jedoch gibt es bei den Jetprofilen der Jets, die in den vorderen Bereich gehen, eine signifikante Abweichung. Wie ebenfalls Abbildung 5.5 zeigt, liegen die Energieniveaus der Daten in 5.5(b) weit über dem Monte-Carlo. Dieses bedeutet, daß das Monte-Carlo entweder die Fragmentation in diesem Bereich nicht ausreichend beschreibt oder daß die Detektorsimulation den vorderen Kalorimeterbereich nicht richtig darstellt.

In den Jetprofilen der Jets mit höherem transversalen Impuls ist dieses Verhalten nicht ganz so stark ausgeprägt, wie Abbildung 5.6 zeigt. Daraus folgt, daß das Monte-Carlo Ereignisse mit stark ausgeprägten Jets besser beschreiben kann.

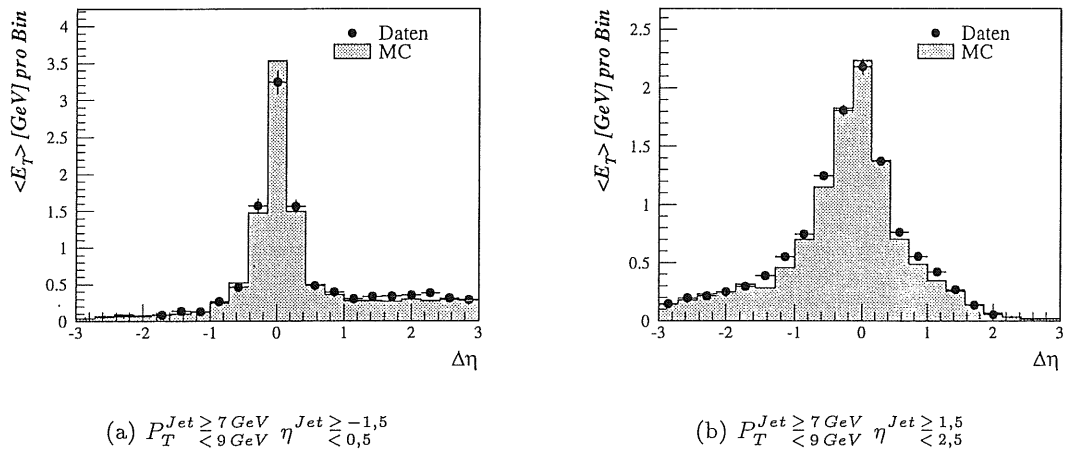


Abbildung 5.7: $\Delta\eta$ – Jetprofile des JADE-Algorithmus

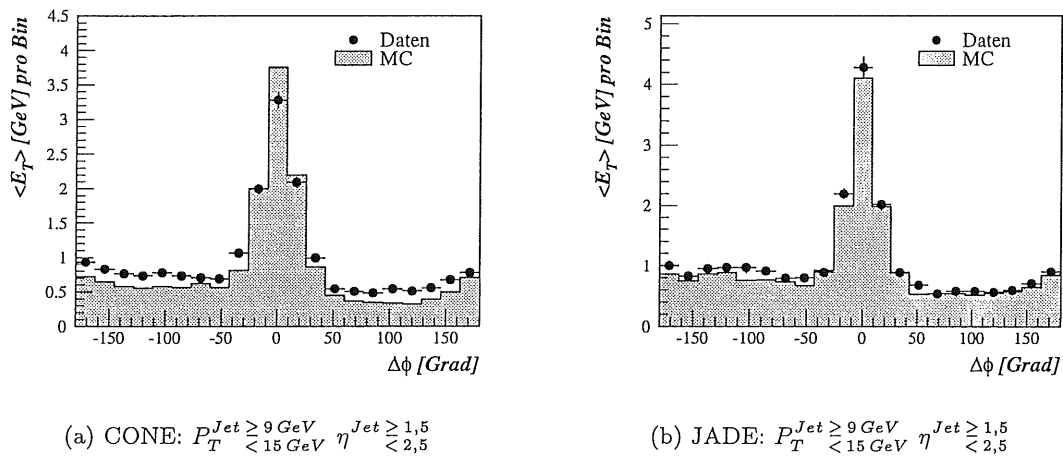


Abbildung 5.8: $\Delta\phi$ – Jetprofile des CONE- und des JADE-Algorithmus

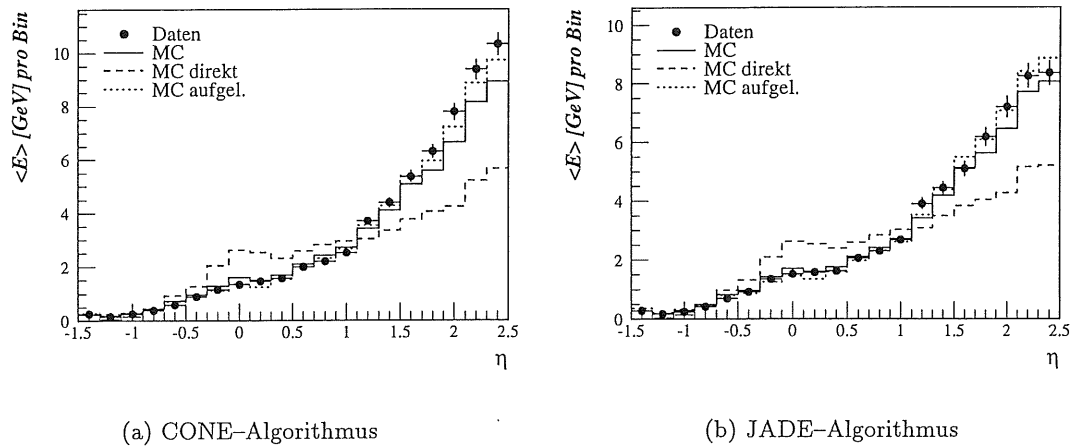


Abbildung 5.9: Auf die Anzahl der Ereignisse normierter Energiefluß in Abhängigkeit der Pseudorapazität η

Da die Energieniveaus die rekonstruierte Energie der gemessenen Jets erhöhen, muß man den Unterschied zwischen Daten und Monte-Carlo in den Energieniveaus berücksichtigen. Aus den Jetprofilen bzgl. des CONE-Algorithmus wurden die von η abhängigen Differenzen ermittelt und zur Beschreibung dieser eine Korrekturfunktion für die mit dem CONE-Algorithmus rekonstruierten Jets des Monte-Carlos parametrisiert:

$$\text{für } \eta^{jet} > 1 : P_T^{MC}(korr.) = P_T^{MC} + (-0,15 \cdot \eta^{jet} + 0,18 \cdot (\eta^{jet})^2) \text{ GeV}$$

Da die Abweichungen in den Jetprofilen des JADE-Algorithmus, wie Abbildung 5.8 zeigt, geringer sind, ergibt sich auch ein kleinerer Korrekturfaktor:

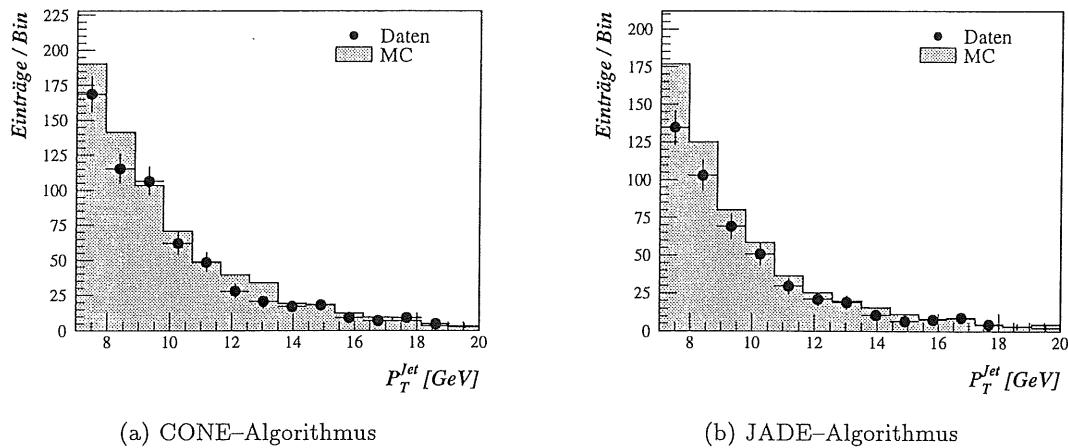
$$\text{für } \eta^{jet} > 1 : P_T^{MC}(korr.) = P_T^{MC} + (-0,09 \cdot \eta^{jet} + 0,1 \cdot (\eta^{jet})^2) \text{ GeV}$$

Der Fehler dieser Korrekturen liegt bei etwa 20%. In allen weiteren Verteilungen dieser Analyse sind die Impulse der rekonstruierten Jets der Monte-Carlo-Ereignisse mit diesen Faktoren korrigiert worden.

Die Jetprofile für $\Delta\eta$ zeigen den Energiefluß in der η -Richtung. Sie ergeben wieder eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo. Wie bei den $\Delta\phi$ -Profilen zeigen sich auch hier die größten Abweichungen für die in das vordere Kalorimeter fallenden Jets, wie Abbildung 5.7 veranschaulicht.

5.4 Energiefluß

Das oben gezeigte Verhalten der Energie um die Jets wird durch eine Analyse des gesamten Energieflusses der untersuchten Ereignisse bestätigt. Die Abbildung 5.9 zeigt die mittlere Energie im Detektor über der Pseudorapazität η aufgetragen. Der Verlauf des Spektrums

Abbildung 5.10: P_T -Spektren für Daten und Monte-Carlo

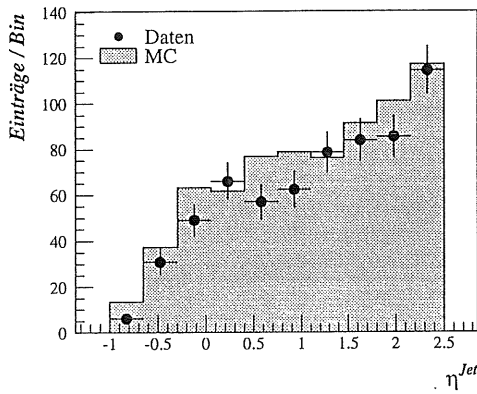
der Daten stimmt im hinteren und mittleren Detektorbereich gut mit dem Spektrum der generierten Ereignisse überein. Erst im vorderen Bereich liegen die Daten über dem Monte-Carlo. Außerdem sieht man in Abbildung 5.9(b), wie oben schon gezeigt, daß der Unterschied bei der Benutzung des JADE-Algorithmus geringer ist als beim CONE-Algorithmus in Abbildung 5.9(a).

Die Spektren zeigen weiterhin, daß die Daten nicht ausschließlich mit Ereignissen mit direktem Photon beschrieben werden können. Der Verlauf der Spektren der Daten ist nur mit dem Beitrag der Ereignisse mit aufgelöstem Photon durch das Monte-Carlo wiederzugeben. Dieses gilt nicht nur für den problematischen vorderen Detektorbereich sondern auch für den zentralen Bereich. Die Existenz der Ereignisse mit aufgelöstem Photon in den untersuchten Photoproduktionsereignissen ist damit nachgewiesen. Eine Aussage über die direkten Ereignisse kann mit dieser Untersuchung nicht gemacht werden.

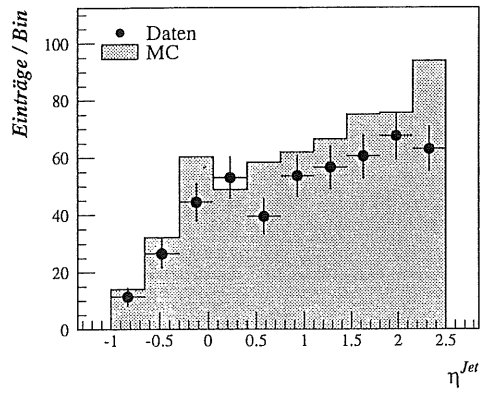
5.5 Kontrollspektren

Zur weiteren Überprüfung der Arbeitsweise der Jetalgorithmen im Zusammenhang mit dem benutzten Monte-Carlo sind mit der oben angegebenen Niveaurektur weitere Kontrollverteilungen angefertigt worden. Abbildung 5.10 zeigt die auf die Luminositäten abgeglichenen Vergleichsspektren zwischen Daten und Monte-Carlo für den transversalen Impuls der mit dem JADE- und dem CONE-Algorithmus rekonstruierten Jets. Die Daten-Spektren stimmen in ihrer Form mit denen des Monte-Carlos noch gut überein, jedoch liegt das Monte-Carlo in der Rate über den Daten. Dieses wird besonders für kleine transversale Impulse auffällig. Außerdem ist die Diskrepanz bei den mit dem JADE-Algorithmus rekonstruierten Jets etwas größer als bei den mit dem CONE-Algorithmus rekonstruierten.

Die in 5.11 dargestellten Kontrollspektren für die Pseudorapidität η zeigen eine gute Übereinstimmung für die mit dem CONE-Algorithmus rekonstruierten Jets. Für den JADE-



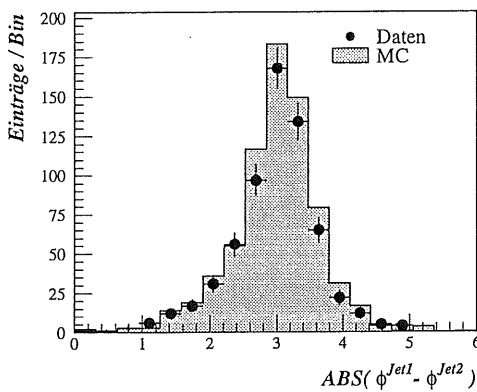
(a) CONE-Algorithmus



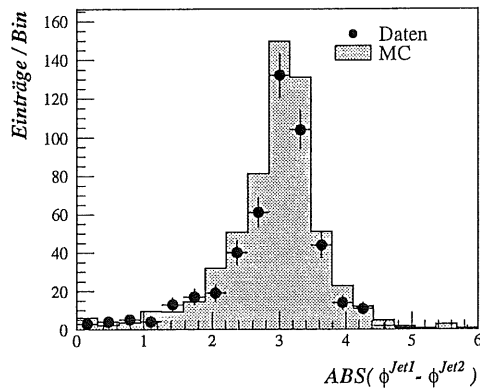
(b) JADE-Algorithmus

Abbildung 5.11: η^{Jet} -Spektren für Daten und Monte-Carlo

Algorithmus liegen die Daten wieder leicht unter dem Monte-Carlo. In den letzten in Abbildung 5.12 wiedergegebenen Spektren ist die Differenz des Azimutalwinkels ϕ der beiden rekonstruierten Jets dargestellt. Es zeigt sich das gleiche Verhalten wie in den P_T -Spektren. Die Form der Verteilungen wird vom Monte-Carlo gut beschrieben, jedoch liegen die Daten leicht unter dem Monte-Carlo.



(a) CONE-Algorithmus



(b) JADE-Algorithmus

Abbildung 5.12: $\Delta\phi^{Jet}$ -Spektren für Daten und Monte-Carlo

Zusammenfassend ist eine zufriedenstellende bis gute Beschreibung der Daten durch das benutzte Monte-Carlo gegeben, so daß die weitere Benutzung des Monte-Carlos in den

folgenden Analyseteilen gerechtfertigt ist und die mit Hilfe des Monte-Carlos gewonnenen Ergebnisse auf einer gesicherten Grundlage entstanden sind.

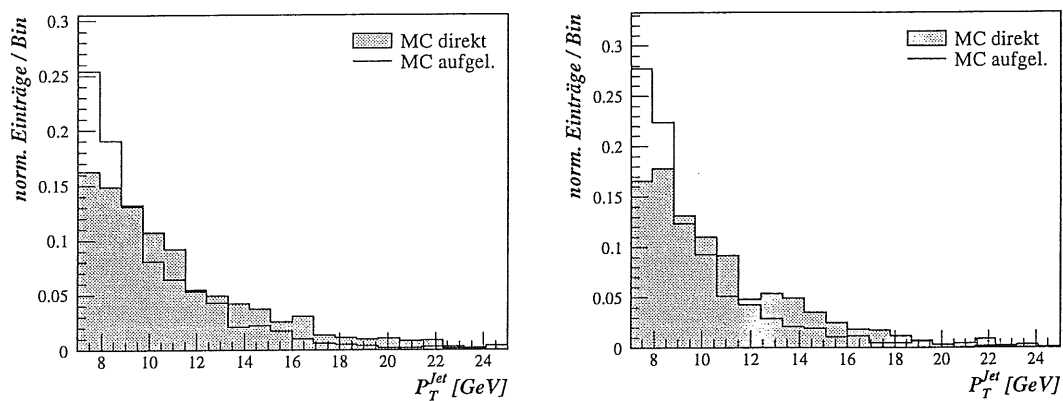
6. Ereignistopologie

Um das charakteristische Erscheinungsbild und ein Kriterium zur Unterscheidung zwischen Ereignissen mit direktem und mit aufgelöstem Photon zu finden, ist eine Untersuchung ihrer Topologie anhand des benutzten Monte-Carlos erforderlich. Die Topologie wird durch die die harten Prozesse charakterisierenden beiden harten Jets und durch den Photonrest, der die Ereignisse mit aufgelöstem Photon auszeichnet, bestimmt. Zur Analyse wurden wieder die entsprechend der Datenselektion ausgewählten Ereignisse benutzt.

6.1 Jetkinematik

Die beiden harten Jets sind kinematisch durch ihren transversalen Impuls P_T und ihre Richtung in ϕ und η festgelegt. Deswegen wurden diese Größen als Vergleichsgrößen herangezogen, wobei statt der Verteilung in ϕ die Differenz $\phi^{Jet1} - \phi^{Jet2}$ analysiert wurde. In den Spektren sind immer die auf die Anzahl der Einträge normierten Verteilungen eingetragen. Jedes Spektrum wurde sowohl für die mit dem JADE- wie auch für die mit dem CONE-Algorithmus rekonstruierten Jets erstellt.

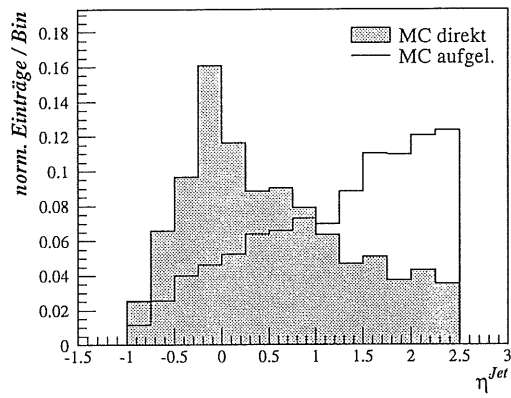
Ein wichtiger Hinweis auf die richtige Rekonstruktion der harten Jets ist eine Übereinstim-



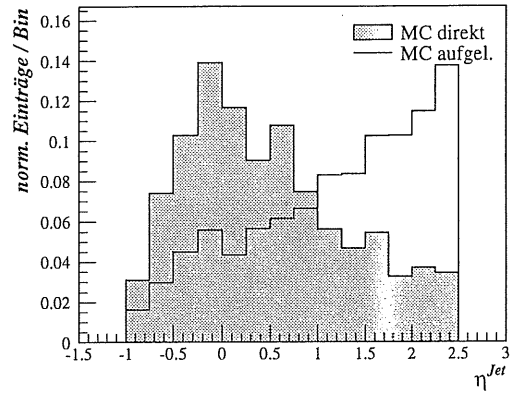
(a) CONE-Algorithmus

(b) JADE-Algorithmus

Abbildung 6.1: P_T^{Jet} -Spektren der Ereignisse mit direktem und aufgelöstem Photon

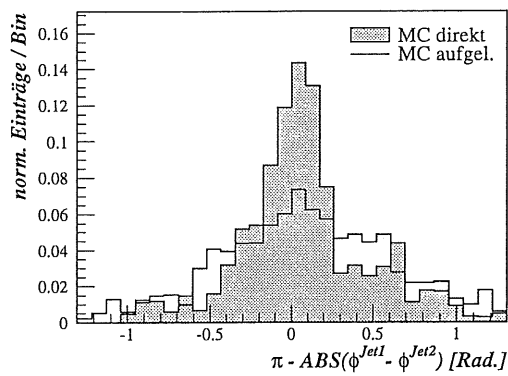


(a) CONE-Algorithmus

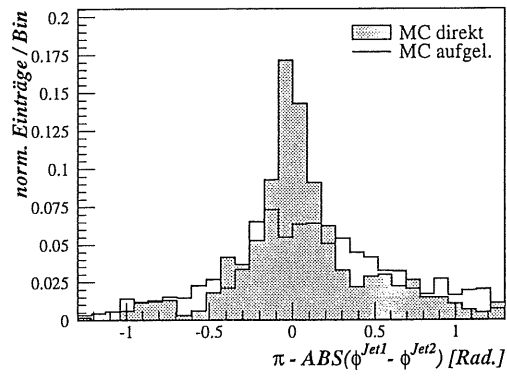


(b) JADE-Algorithmus

Abbildung 6.2: η^{Jet} -Spektren der Ereignisse mit direktem und aufgelöstem Photon



(a) CONE-Algorithmus



(b) JADE-Algorithmus

Abbildung 6.3: $\Delta\phi^{Jet}$ -Spektren der Ereignisse mit direktem und aufgelöstem Photon

mung zwischen den mit verschiedenen Jetalgorithmen erstellten Spektren. Diese ist, wie die Spektren zeigen, gegeben, so daß sich hier wieder wie schon in Kapitel 5 nachgewiesen die richtige Arbeitsweise der Algorithmen zeigt.

Abbildung 6.1 zeigt die auf die Anzahl der Einträge normierten P_T -Spektren. Es ist klar zu erkennen, daß die Ereignisse mit direktem Photon eher Jets mit großem transversalen Impuls produzieren als die mit aufgelöstem Photon [28]. Dieses Verhalten ist dadurch begründet, daß bei Ereignissen mit aufgelöstem Photon der Impulsanteil des Photons am harten Subprozeß x_γ immer kleiner eins ist im Gegensatz zu den direkten Ereignissen. Dieses führt auch zu einer kleineren Schwerpunktsenergie des harten Subprozesses \hat{s} und damit zu einer oberen Begrenzung des möglichen transversalen Impulses der Ereignisse mit aufgelöstem Photon. Der unterschiedliche Impulsanteil begründet auch das Erscheinungsbild der in Abbildung 6.2 dargestellten η -Spektren. Die Jets der Ereignisse mit direktem Photon fallen hauptsächlich in den zentralen Bereich des Detektors, die mit aufgelöstem sind ihrem kleineren x_γ entsprechend mehr in Vorwärtsrichtung ausgerichtet.

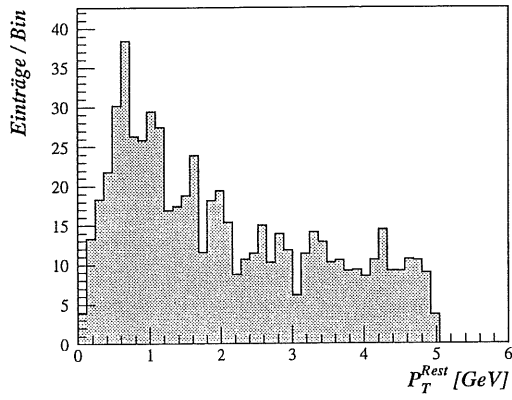
Die Jets der Ereignisse mit direktem Photon sind außerdem in der φ -Ebene genau entgegengesetzt ausgerichtet. Dieses in Abbildung 6.3 dargestellte Verhalten ist in niedrigster Ordnung durch die notwendige Balance der transversalen Impulse der beiden auslaufenden harten Partonen im Schwerpunktssystem begründet. Da bei den Ereignissen mit aufgelöstem Photon zu den beiden harten Photonen der Photonrest hinzukommt, sind die beiden resultierenden Jets nicht mehr genau entgegengesetzt ausgerichtet.

6.2 Photonrest

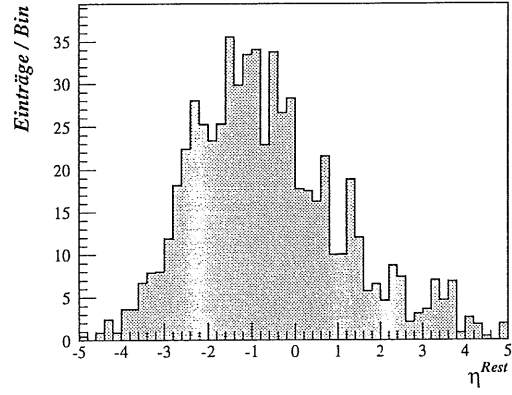
Der fundamentale Unterschied zwischen den beiden harten Photoproduktionsprozessen ist der bei den Ereignissen mit aufgelöstem Photon verbleibende Photonrest. Gelänge es, diesen im Detektor eindeutig zu identifizieren, könnte man die beiden Prozesse leicht voneinander trennen.

Abbildung 6.4 zeigt eine Monte-Carlo-Studie mit der Datenselektion entsprechenden Ereignissen mit aufgelöstem Photon. Der Photonrest liegt danach hauptsächlich im hinteren Detektorbereich. Dieses Verhalten ist auch zu erwarten, da das Photon meistens in Elektronenrichtung abgestrahlt wird und somit auch der Photonrest selbst nach einem Impulsübertrag an den harten Subprozeß immer noch in Elektronenrichtung fliegen sollte. Dieses Verhalten des Photonrestes könnte eine Identifizierung erleichtern, da die beiden Jets des harten Subprozesses bei Ereignissen mit aufgelöstem Photon, wie oben gezeigt worden ist, überwiegend nach vorne gerichtet sind und so räumlich von dem Photonrest getrennt sein sollten. Jedoch steht im hinteren Detektorbereich nur ein elektromagnetisches Kalorimeter zur Verfügung, so daß die hadronischen Energien nur bedingt gemessen werden. Dieser Zustand wird noch dadurch verstärkt, daß, wie Abbildung 6.4(a) zeigt, der Photonrest nur über einen sehr geringen transversalen Impuls verfügt. Das P_T -Spektrum zeigt, daß der transversale Impuls einen Wert von 5 GeV nicht überschreitet. Dieses bedeutet, daß der CONE-Algorithmus, selbst wenn sein Radius von 0,7 alle Energieeinträge umfassen würde und die Energieeinträge korrekt gemessen würden, keine Möglichkeit hätte, den Photonrest zu einem Jet zusammenzufassen, da er einen minimalen transversalen Impuls von 7 GeV fordert.

Abbildung 6.5 zeigt die rekonstruierte Energie im hinteren Detektorbereich, aufgetragen

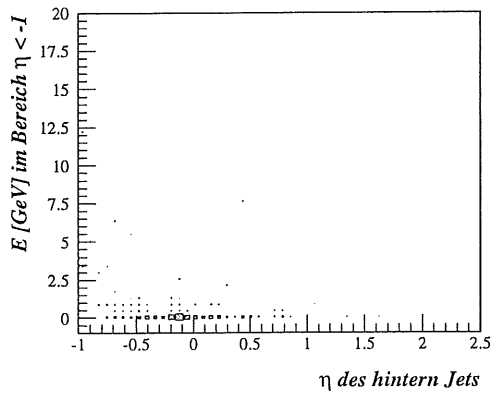


(a) P_T -Spektrum

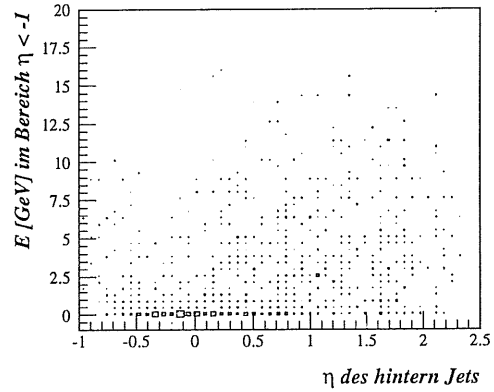


(b) η -Spektrum

Abbildung 6.4: Spektren des Photonrestes der Ereignisse mit aufgelöstem Photon



(a) Ereignisse mit direktem Photon



(b) Ereignisse mit aufgelöstem Photon

Abbildung 6.5: Energie im hinteren Detektorbereich ($\eta < -1$)

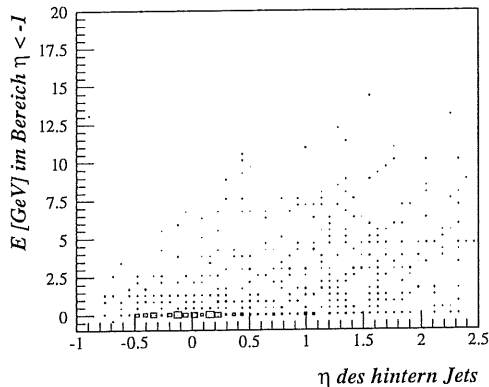


Abbildung 6.6: In den Daten rekonstruierte Energie im hinteren Detektorbereich ($\eta < -1$)

über die Pseudorapidität des hinteren der beiden harten Jets. So kann zwischen der möglichen Energie des Photonrestes und der der Jets unterschieden werden. Es wurden alle mit dem CONE-Algorithmus selektierten Monte-Carlo-Ereignisse verwendet. Bei Ereignissen mit direktem Photon in Abbildung 6.5(a) sind erwartungsgemäß kaum Energien gemessen worden. Bei denen mit aufgelöstem Photon in Abbildung 6.5(b) sieht man bei den meisten Ereignissen rekonstruierte Energien im hinteren Bereich. Jedoch gibt es auch sehr viele Ereignisse bei denen keine Energien gemessen wurden. Das heißt, daß entweder der Photonrest in diesen Fällen weiter in den vorderen Bereich gefallen ist oder daß der Impuls des Photonrestes zu gering war, um in den Kalorimetern ausreichend gemessen werden zu können. Die Folge ist auf jeden Fall, daß in einem gemessenen Spektrum, wie es Abbildung 6.6 darstellt, keine eindeutigen Schnitte auf die Energie im hinteren Detektorbereich möglich sind, um die direkten Ereignisse zu separieren.

Eine weitere Möglichkeit einer Bestimmung des Photonrestes bietet der JADE-Algorithmus. Da er im Gegensatz zum CONE-Algorithmus keinen Mindestwert für den rekonstruierten transversalen Impuls des Jets fordert, kann er auch niederenergetische Einträge zu einem Jet zusammenfassen. Außerdem ist der Algorithmus so konzipiert, daß er alle Cluster zu Jets verarbeiten muß und so keine Energieeinträge wie beim CONE-Algorithmus unberücksichtigt bleiben. In Abbildung 6.7 ist die normierte Anzahl der neben den beiden Jets des harten Subprozesses rekonstruierten Jets, die in der hinteren Hälfte des Detektors ($\eta < 0$) liegen, dargestellt. Bei über 70 % der Monte-Carlo-Ereignisse mit aufgelöstem Photon wurden tatsächlich mindestens ein weiterer Jet in diesem Bereich gefunden. Diese Jets repräsentieren mit hoher Wahrscheinlichkeit den erwarteten Photonrest. Leider sind es immer noch fast 30 % der Ereignisse, die auf diese Weise nicht von den Ereignissen mit direktem Photon getrennt werden können. Diese Ereignisse zeigen bei ungefähr 85 % der Einträge das zu erwartende Ergebnis keiner weiteren Jets im hinteren Bereich.

Diese mit dem Monte-Carlo erlangte Erkenntnis läßt sich bei der Analyse der x_γ -Spektren verwerten. Die im nächsten Kapitel genauer analysierten x_γ -Spektren sollten ein Maximum bei großen x_γ -Werten haben, das durch die direkten Ereignisse erzeugt wird, deren theoretischer x_γ -Wert in niedrigster Ordnung eins ist. Abbildung 6.8 zeigt die mit dem JADE-Algorithmus erstellten x_γ -Spektren. Neben den gesamten Daten sind in Abbildung 6.8(a) die Ereignisse dargestellt, bei denen kein weiterer Jet im hinteren Detektorbereich ($\eta < 0$) gefunden worden ist. Man sieht, daß dieses die Ereignisse mit großem x_γ sind. Die-

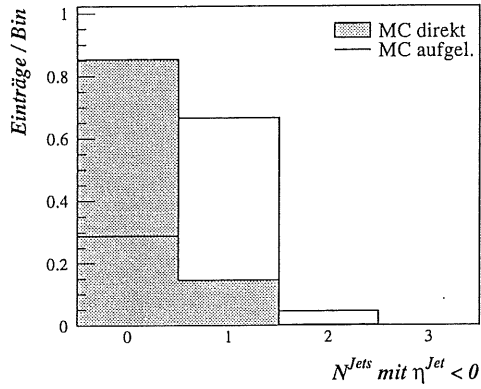
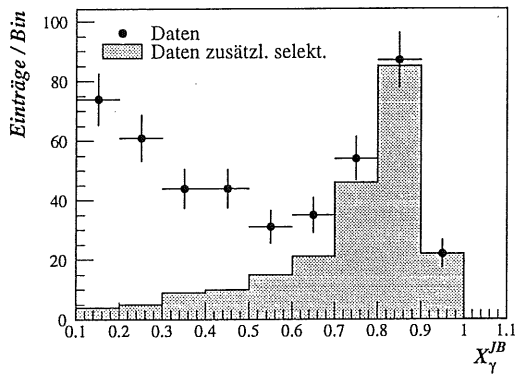
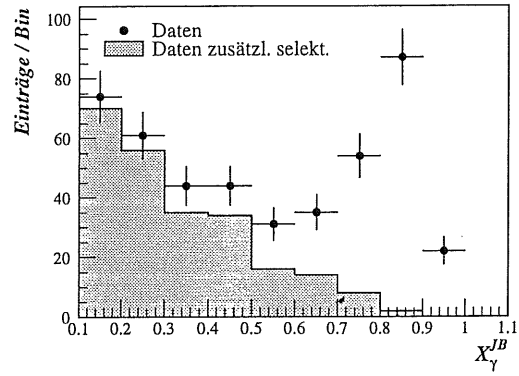


Abbildung 6.7: Normierte Anzahl der neben den beiden harten Jets weiteren mit dem JADE-Algorithmus rekonstruierten Jets im hinteren Detektorbereich ($\eta < 0$)



(a) Daten/Daten ohne weiteren Jet in $\eta < 0$



(b) Daten/Daten mit weiteren Jet in $\eta < 0$

Abbildung 6.8: Mit dem JADE-Algorithmus rekonstruierte x_γ -Spektren

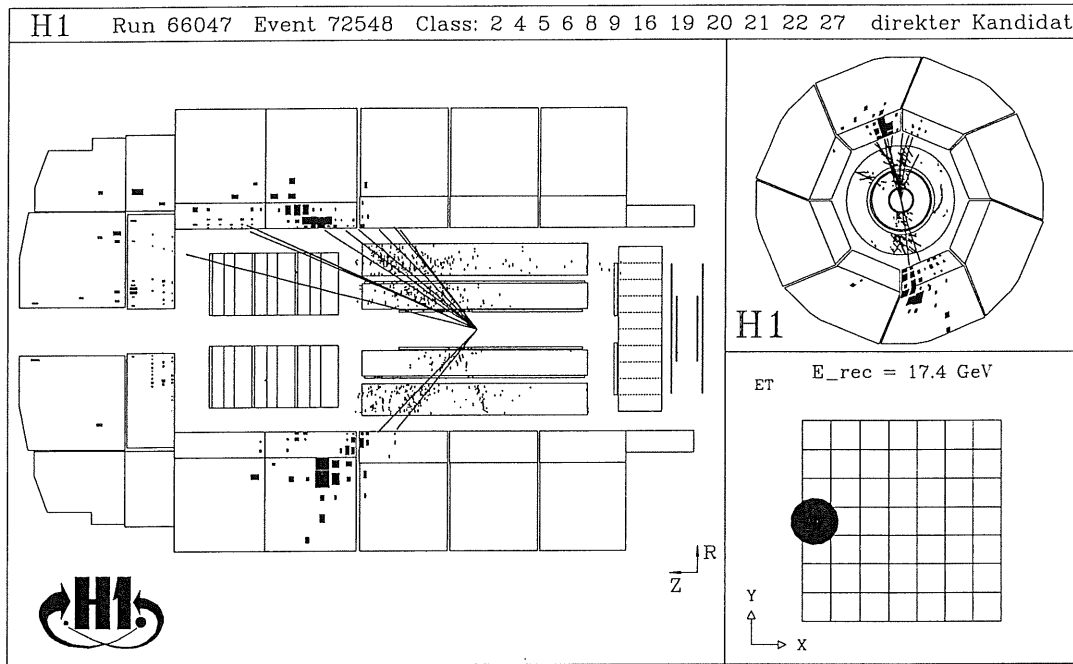


Abbildung 6.9: Kandidat für ein Ereignis mit direktem Photon.

ses legt den Schluß nahe, daß es sich dabei um Ereignisse mit direktem Photon handelt, die keinen Photonrest und damit keine weitere Aktivität im hinteren Detektorbereich besitzen. Abbildung 6.8(b) zeigt die Daten mit weiteren Jets in diesem Bereich; und erwartungsgemäß liegen diese Ereignisse bei kleinen x_γ -Werten.

Zusammenfassend folgt aus der Untersuchung der Ereignistopologie harter Photoproduktionsereignisse, daß es keine eindeutigen topologischen Kriterien gibt, um die Ereignisse mit aufgelöstem Photon von denen mit direktem zu trennen. Dennoch ist ein charakteristisches Bild der beiden Ereignistypen entstanden, das den Erwartungen entspricht. Danach ist es möglich, Eigenschaften eines beispielhaften Ereignisses zu benennen und entsprechende Kandidaten in den Daten zu finden.

So zeichnet sich ein typisches Ereignis mit direktem Photon durch zwei Jets mit hohem transversalen Impuls aus. Diese sollten in den zentralen Detektorbereich fallen und in der ϕ -Ebene direkt entgegengesetzt sein. Außerdem sollten die Kalorimeter bis auf die Einträge der Jets frei von weiteren Energiedepositionen sein. Mit dem Programm H1LOOK [29] können die Energieeinträge eines Ereignisses im Detektor graphisch wiedergegeben werden. Abbildung 6.9 zeigt ein Ereignis, das die oben genannten Kriterien erfüllt und somit ein Kandidat für ein direktes Ereignis ist.

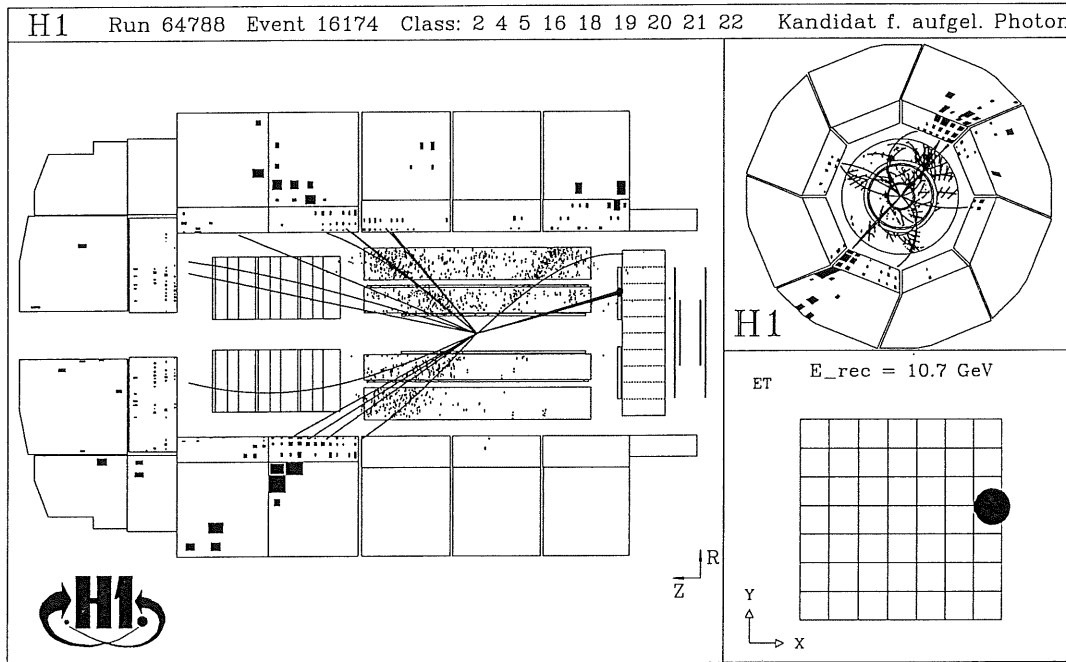


Abbildung 6.10: Kandidat für ein Ereignis mit aufgelöstem Photon

Ein Kandidat für ein Ereignis mit aufgelöstem Photon sollte ebenfalls zwei Jets besitzen, die jedoch in den vorderen Detektorbereich fallen sollten. Besonders wichtig sind weitere Energieeinträge im hinteren Detektorbereich, die auf den Photonrest schließen lassen. In Abbildung 6.10 ist ein entsprechender Kandidat dargestellt.

7. x_γ -Analyse

Die Analyse der Verteilungen des Impulsanteils x_γ des Photons am Subprozeß der harten Photoproduktionsprozesse ist eines der interessantesten Analyseverfahren in der HERA-Physik, da sie die direkte Überprüfung der QCD und die Untersuchung der hadronischen Struktur des Photons ermöglicht.

Das x_γ -Spektrum ist sensitiv auf die Strukturfunktion des Photons und man kann für sehr kleine x_γ -Werte die Gluondichte im Photon bestimmen. In dieser Analyse wird jedoch der Bereich großer x_γ -Werte untersucht.

Für große x_γ erwartet man im x_γ -Spektrum ein scharfes Maximum bei eins durch die direkten Ereignisse, deren theoretisches x_γ in niedrigster Ordnung eins ist. Effekte der zweiten Ordnung können diesen Wert verkleinern [32]. Außerdem wird das Maximum durch die begrenzte Detektoraufösung verschmiert oder es kann durch die Ereignisse mit aufgelöstem Photon im Spektrum überlagert und verdeckt werden.

7.1 Methoden der x_γ -Berechnung

Bei der Berechnung der x_γ -Werte stehen zwei im Anhang A beschriebene Methoden zur

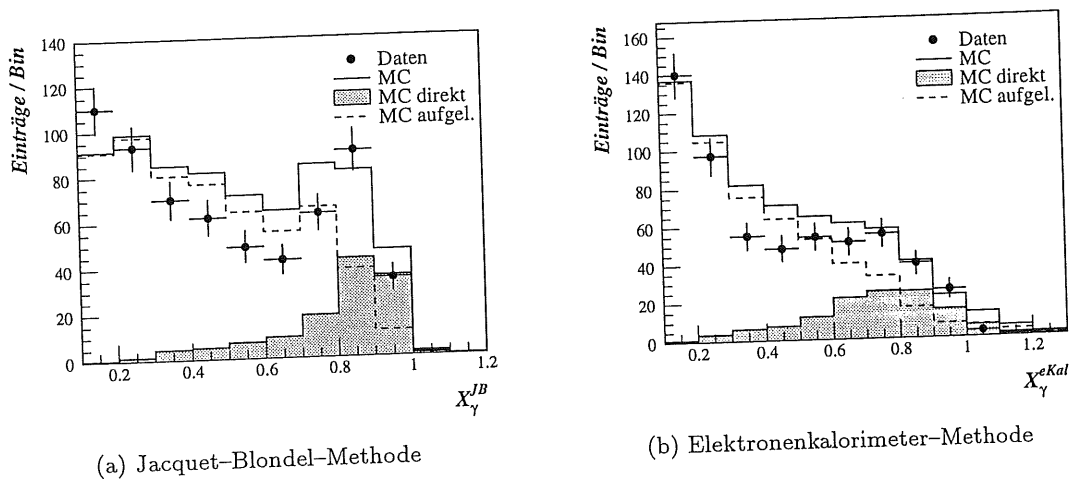
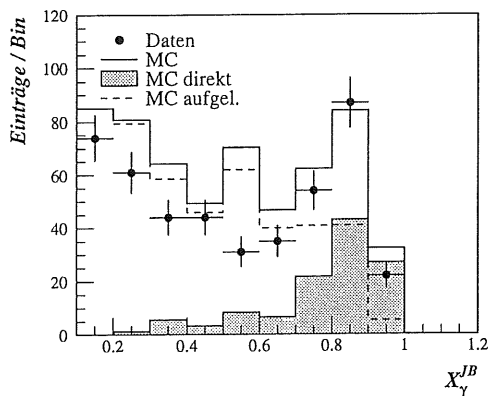
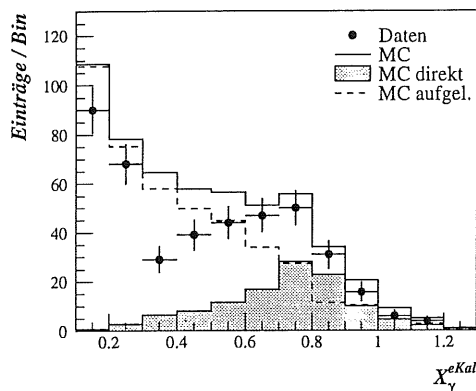


Abbildung 7.1: x_γ -Spektren bzgl. des CONE-Algorithmus



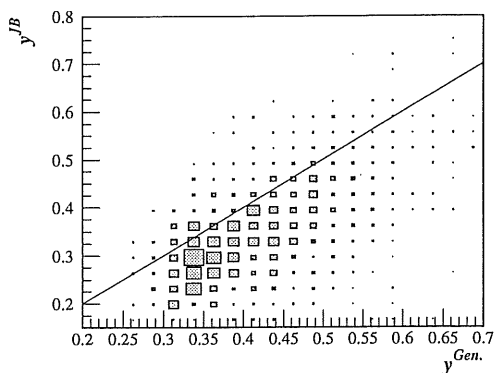
(a) Jacquet-Blondel-Methode



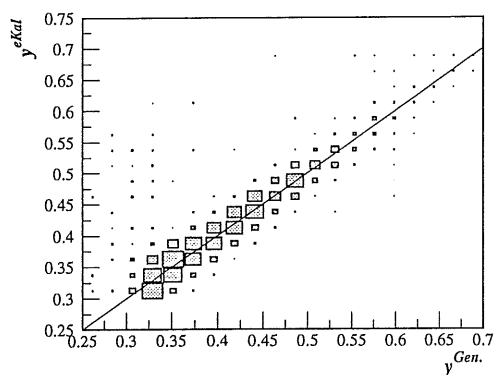
(b) Elektronenkalorimeter-Methode

Abbildung 7.2: x_γ -Spektren bzgl. des JADE-Algorithmus

Verfügung. Bei der ersten Methode wird der nach der Jacquet-Blondel-Methode [30] berechnete Energieübertrag y_{JB} benutzt. Die zweite Methode greift auf den mit dem Wert des Elektronenkalorimeters berechneten Energieübertrag y_{eKal} zurück. Die so entstandenen x_γ -Spektren, die mit der Datenselektion entsprechenden Ereignissen erstellt worden sind, sind in den Abbildungen 7.1 und 7.2 dargestellt. Die Spektren wurden sowohl mit dem CONE- wie auch mit dem JADE-Algorithmus erstellt. Die x_γ -Verteilung der Daten wird durch das Monte-Carlo im Rahmen der Statistik gut beschrieben. Auffällig ist die unterschiedliche



(a) Jacquet-Blondel-Methode



(b) Elektronenkalorimeter-Methode

Abbildung 7.3: Korrelation des rekonstruierten und generierten Energieübertrages y

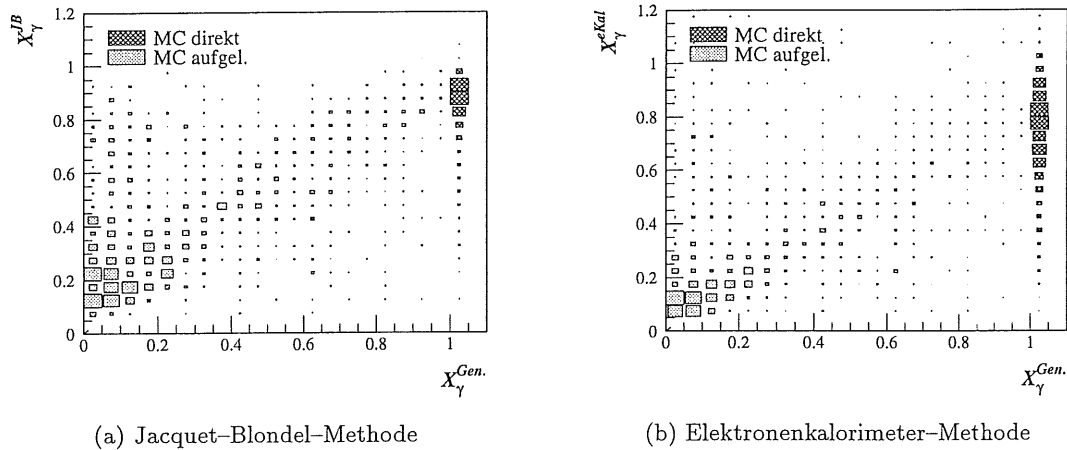
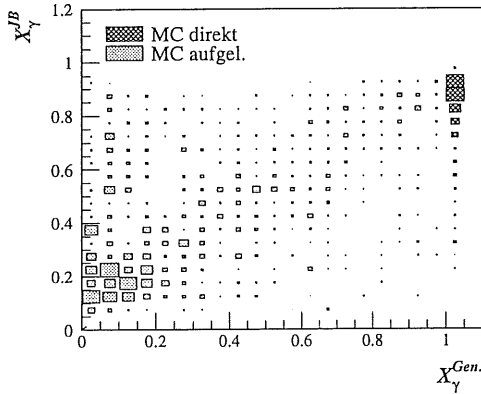


Abbildung 7.4: Korrelation der rekonstruierten und generierten x_γ -Werte im Monte-Carlo mit dem CONE-Algorithmus

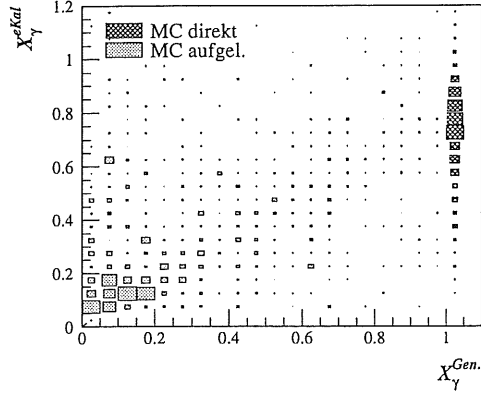
Struktur der Spektren der Jacquet-Blondel-Methode und denen der Elektronenkalorimeter-Methode. Bei der Benutzung des Energieübertrages y_{JB} ist viel deutlicher ein Maximum bei hohen x_γ -Werten ausgeprägt. Aus den Eintragungen der direkten Monte-Carlo-Ereignisse kann man auch erkennen, daß bei der Elektronenkalorimeter-Methode die x_γ -Werte viel stärker verschmiert sind.

Zur Erklärung dieser Verteilungen kann man die Korrelation in dem Monte-Carlo zwischen den rekonstruierten und den im Generator vorgegebenen Energieüberträgen in Abbildung 7.3 heranziehen. Mit dem Elektronenkalorimeter läßt sich, wie Abbildung 7.3(b) zeigt, der Energieübertrag sehr genau rekonstruieren. Mit der Jacquet-Blondel-Methode erhält man aufgrund der begrenzten Kalibrationsmöglichkeiten der Kalorimeter meistens einen geringeren Wert. Der exakte Wert mit der Elektronenkalorimeter-Methode bedeutet jedoch nicht, daß die x_γ -Werte mit dieser Methode genauer sind als mit der Jacquet-Blondel-Methode. Da die zweite Größe y_{Jet} (siehe Anhang A) zur Berechnung der x_γ -Werte ebenfalls mit Kalorimetergrößen berechnet wird, können sich die Kalibrationsprobleme gegenseitig aufheben und so einen genaueren Wert ergeben. Die Korrelationen in den Abbildungen 7.4 und 7.5 zwischen den rekonstruierten und generierten x_γ -Werten in den Monte-Carlo-Ereignissen zeigen den Vorteil der Jacquet-Blondel-Methode für die Rekonstruktion direkter Ereignisse. Jedoch sind auch bei dieser Methode die Korrelationen nicht sehr gut, so daß bei einer Akzeptanzkorrektur für eine Berechnung eines Wirkungsquerschnittes die Migrationen zwischen den einzelnen Bins berücksichtigt werden müssen. Formal liegt damit ein Entfaltungsproblem vor, das mit bei HERA-Experimenten bewährten Verfahren gelöst werden kann.

Als Ergebnis der hier dargestellten x_γ -Analyse zeigt sich die Jacquet-Blondel-Methode als die genauere zur Rekonstruktion der großen x_γ -Werte. Die damit erzielten Spektren in Abbildung 7.1(a) und 7.2(a) zeigen ein deutliches Maximum bei ungefähr 0,9, das sich anhand des Monte-Carlos nur mit direkten Ereignissen erklären läßt. Dieses ist ein eindeutiger Be-



(a) Jacquet-Blondel-Methode



(b) Elektronenkalorimeter-Methode

Abbildung 7.5: Korrelation der rekonstruierten und generierten x_γ -Werte im Monte-Carlo mit dem JADE-Algorithmus

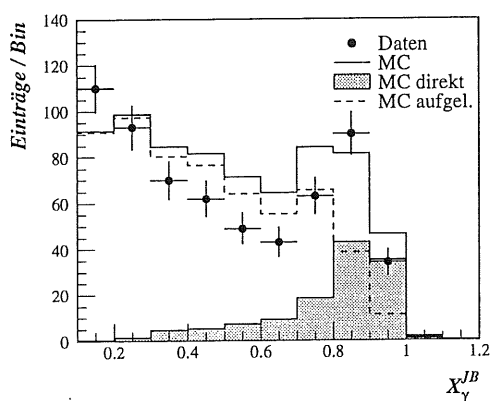
weis für die Existenz direkter Ereignisse in dem untersuchten Datensatz.

7.2 Parametrisierungen der Strukturfunktion des Photons

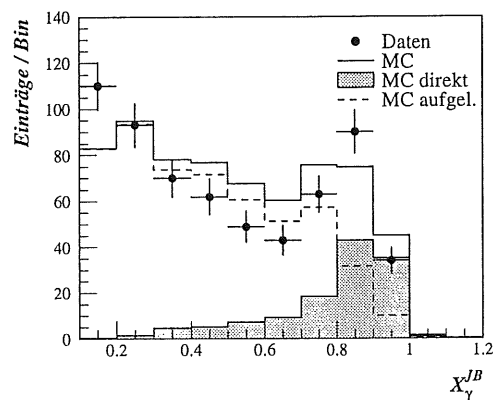
Zur theoretischen Berechnung des Wirkungsquerschnittes der Prozesse mit aufgelöstem Photon ist eine Strukturfunktion des Photons notwendig. Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, existieren für die Monte-Carlo-Produktion mehrere mögliche Parametrisierungen der Strukturfunktion. Für das in dieser Analyse verwendete Monte-Carlo wurde die Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt in niedrigster Ordnung (GRV-G-LO) [18] verwendet. Dieses Monte-Carlo zeigt in den vorangegangenen Analysen eine gute Übereinstimmung mit den Daten, so daß diese Parametrisierung für den in dieser Analyse untersuchten kinematischen Bereich mit der Wirklichkeit übereinstimmt.

Eine Bewertung der Arbeitsweise mit anderen Parametrisierungen ist durch einen Vergleich der x_γ -Spektren der Daten mit denen der neu parametrisierten Monte-Carlos möglich.

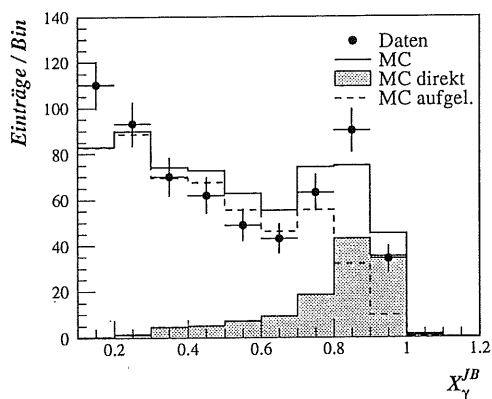
Der Quark-Anteil im Photon ist bei anderen Experimenten schon genau gemessen worden. Die Parametrisierungen unterscheiden sich durch die unterschiedlichen Gluon-Dichten im Photon. Die größten Unterschiede zwischen den einzelnen Parametrisierungen existieren jedoch bei sehr kleinem x_γ , so daß in dieser Analyse nur begrenzte Aussagen über die Gültigkeit der verwendeten Strukturfunktionen gemacht werden können. In Abbildung 7.6 sind die entsprechenden x_γ -Spektren dargestellt. Sie wurden wieder mit der Jacquet-Blondel-Methode und dem CONE-Algorithmus zur Jetrekonstruktion erstellt. Bis auf die Parametrisierungen von Abramowicz, Charchula und Levy [31] zeigen die Verteilungen befriedigende Übereinstimmungen, so daß nach dieser Analyse nur die Strukturfunktionen LAC-G-1 und LAC-G-3 ausgeschlossen werden können.



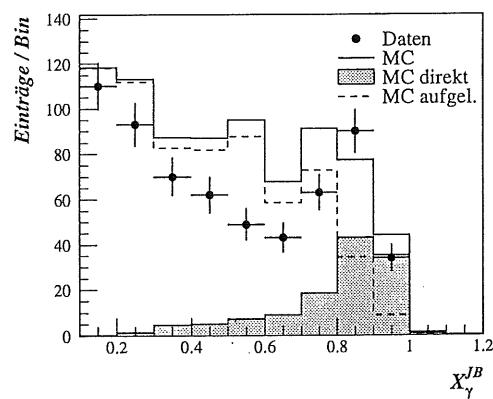
(a) Glück, Reya und Vogt, GRV-G-LO



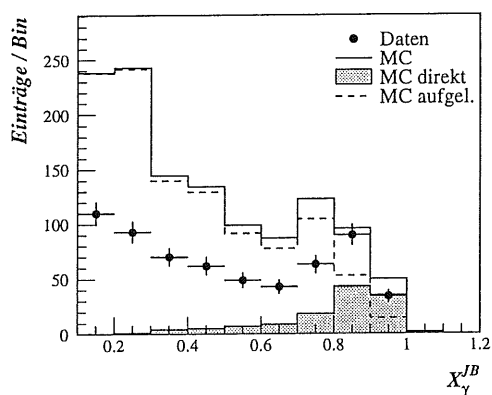
(b) Gordon und Storrow, GS-G-LO



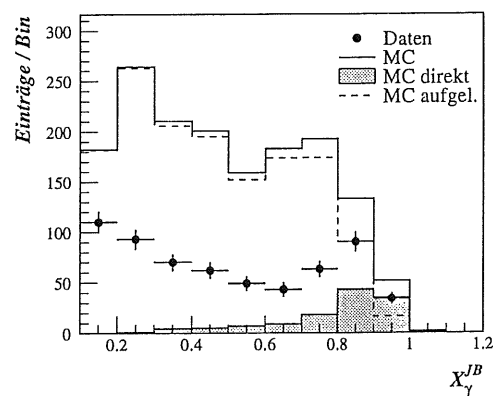
(c) Drees und Grassie, DG-G-1



(d) Duke und Owens, DO-G-LO



(e) Abramowicz, Charchula und Levy, LAC-G-1



(f) Abramowicz, Charchula und Levy, LAC-G-3

Abbildung 7.6: x_γ -Spektren für verschiedene Parametrisierungen der Strukturfunktion des Photons

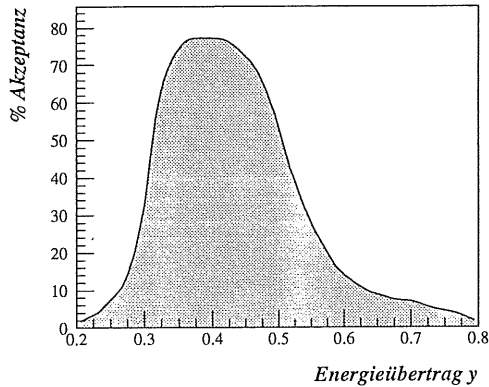


Abbildung 7.7: Akzeptanz des Elektronenkalorimeters für Photoproduktionsereignisse

7.3 Wirkungsquerschnitt direkter Ereignisse

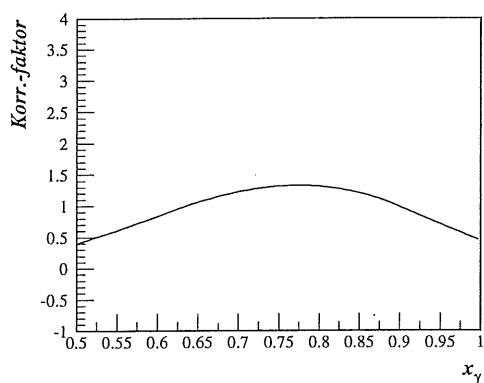
Neben dem Nachweis der Ereignisse mit direktem Photon im x_γ -Spektrum ist auch die Berechnung eines Wirkungsquerschnittes für diese Ereignisse von hohem Interesse für das Verständnis der Photoproduktionsprozesse. In dieser Analyse wurde der Wirkungsquerschnitt für direkte Ereignisse mit einem rekonstruierten x_γ größer 0,5 und in einem von den Schnitten der Datenselektion festgelegten kinematischen Bereich berechnet.

Bei der Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes stehen verschiedene Verfahren zur Verfügung. Die einfachste ist eine binweise Akzeptanzkorrektur. Diese Vorgehensweise ist für das zu korrigierende x_γ -Spektrum nicht praktikabel. Im Abschnitt 7.1 wurde anhand der Korrelationsverteilungen zwischen generierten und rekonstruierten x_γ -Werten gezeigt, daß die Verteilungen durch sehr große Migrationen zwischen den einzelnen Bins beeinflusst werden. Eine Voraussetzung für ein korrektes Ergebnis mit der einfachen Akzeptanzkorrektur wäre die Bedingung, daß die Migrationen sich gegenseitig aufheben würden und so ohne Bedeutung wären. Abbildung 7.4 und 7.5 zeigen jedoch, daß die Migrationen eine eindeutige Vorzugsrichtung haben. Die Ereignisse mit aufgelöstem Photon und sehr kleinen x_γ -Werten werden stark zu den höheren verschoben; die direkten Ereignisse werden von ihrem theoretischen Wert von eins erwartungsgemäß zu kleineren versetzt. Das bedeutet, daß die einfache Akzeptanzkorrektur hier nicht anwendbar ist.

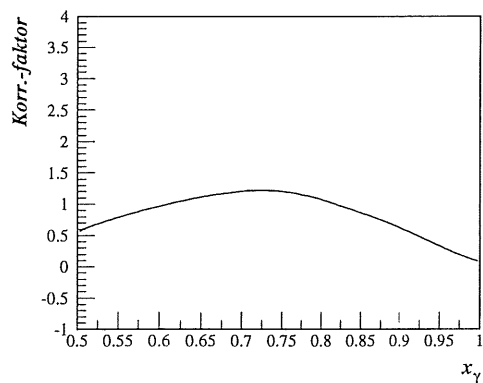
Als Berechnungsverfahren bieten sich deshalb Entfaltungsprogramme an, die die Migrationen berücksichtigen. Das hier benutzte Programm von V. Blobel [34] wird in Anhang C kurz beschrieben.

Zur Bestimmung dieser Migrationen und der Detektorauflösung werden die rekonstruierten und generierten x_γ -Werte der der Datenselektion entsprechenden Ereignisse des Monte-Carlos benutzt. Das Entfaltungsprogramm berechnet aus diesen Werten die Migrationen und die daraus folgende Auflösung des Spektrums. Gleichzeitig findet eine Anpassung des Monte-Carlos mit Hilfe einer Korrekturfunktion an die ebenfalls eingegebenen Daten statt. Da hier beim Monte-Carlo bekannt ist, welche Ereignisse mit direktem oder aufgelöstem Photon generiert worden sind und das Monte-Carlo in guter Übereinstimmung mit den Daten steht, zieht das Programm die Ereignisse mit aufgelöstem Photon vom Spektrum ab und kann die Korrekturfunktion für direkte Ereignisse bilden.

Um die Detektorakzeptanz zu korrigieren, wird mit dem benutzten Monte-Carlo eine Modellfunktion bestimmt, die den Verlauf des Spektrums auf Partonebene also ohne Detektor-

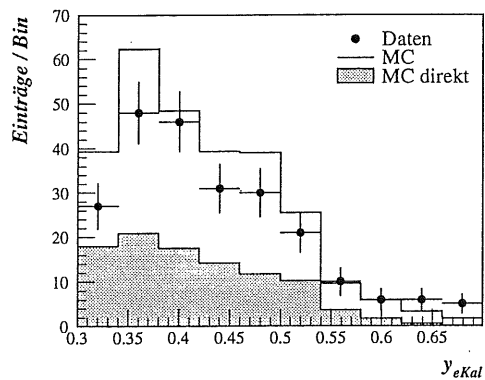


(a) CONE-Algorithmus

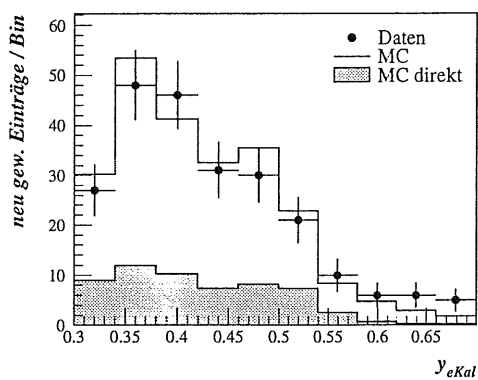


(b) JADE-Algorithmus

Abbildung 7.8: Korrekturfunktionen des Entfaltungsprogramms

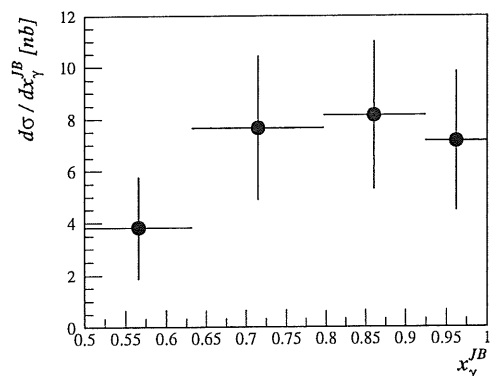


(a) ursprüngliche Verteilung

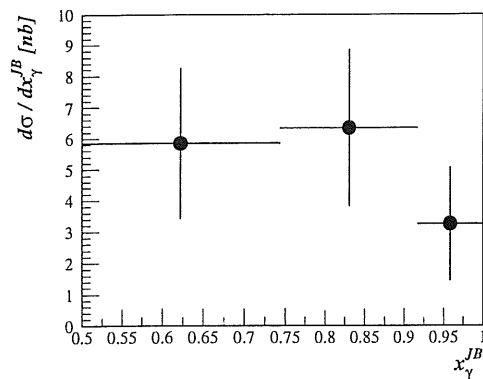


(b) Verteilung nach der Entfaltung mit neu gewichtetem MC

Abbildung 7.9: Energieübertrag y_{eKal} als Kontrollspektrum des Entfaltungsprogramms



(a) CONE-Algorithmus



(b) JADE-Algorithmus

Abbildung 7.10: Entfalteter differentieller Wirkungsquerschnitt

einflüsse wiedergibt. Diese Modellfunktion wird dann unter Berücksichtigung der ermittelten Auflösung mit der zuvor berechneten Korrekturfunktion multipliziert. Als Ergebnis erhält man die Verteilung des ursprünglichen Spektrums mit einer der Auflösung entsprechenden Einteilung der Bins.

Als Modellfunktion wurde hier das mit dem benutzten Monte-Carlo ermittelte Spektrum des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dx_\gamma$ auf Partonebene benutzt. Es wurden nur die Monte-Carlo-Ereignisse benutzt, die den Analyseschnitten auf Partonebene entsprechen. Dementsprechend liegt der generierte Energieübertrag zwischen 0,3 und 0,7. Um die Akzeptanz des Elektronenkalorimeters in diesem Bereich zu berücksichtigen, werden die Ereignisse mit Hilfe der in Abbildung 7.7 dargestellten Akzeptanzfunktion korrigiert.

Die Arbeitsweise des Entfaltungsprogramms kann mit mehreren Kontrollgrößen überprüft werden. Neben einfachen Zahlenwerten spielen Kontrollverteilungen eine wichtige Rolle. Neben den x_γ -Werten werden noch weitere die Ereignisse beschreibende Größen eingegeben. Die ursprünglichen Monte-Carlo-Verteilungen werden mit den Korrekturfunktionen umgewichtet und sollten danach mit den Daten übereinstimmen. Diese Kontrollverteilungen wurden bei den Entfaltungen angefertigt und befinden sich vollständig im Anhang C. Als Beispiel ist in Abbildung 7.9 das Spektrum des Energieübertrages y_{eKal} als eine Kontrollverteilung aufgeführt. In Abbildung 7.9(a) ist die ursprüngliche Verteilung zu sehen. In Abbildung 7.9(b) ist das Monte-Carlo mit der Korrekturfunktion angepaßt worden. Diese Anpassung ist in dieser Analyse sehr gering, da die Monte-Carlo-Ereignisse schon ohne Korrekturen durch das Entfaltungsprogramm gut mit den Daten übereinstimmen. Wichtig ist jedoch, daß in Abbildung 7.9(b) die Daten im Rahmen der Statistik von dem Monte-Carlo beschrieben werden. Dieses ist wie in den anderen Verteilungen im Anhang C der Fall, so daß die Ergebnisse des Entfaltens bestätigt worden sind.

Die Abbildungen 7.8 und 7.10 zeigen nun die Korrekturfunktionen und die differentiellen Wirkungsquerschnitte mit den statistischen Fehlern für direkte Ereignisse nach dem Entfal-

ten. Sie entsprechen einem Wirkungsquerschnitt von $3,3 \pm 1,3$ (stat.) nb für die Berechnung mit dem CONE-Algorithmus und von $2,8 \pm 1,2$ (stat.) nb für den JADE-Algorithmus. Wichtig sind jedoch noch die systematischen Fehler der Analyse.

Systematische Fehler

- **Luminosität**

Der Fehler der auf $288,9 \text{ nb}^{-1}$ festgelegten Luminosität wird mit 5 % beziffert. Dieser Fehler setzt sich direkt in den Wirkungsquerschnitt fort.

- **Triggereffizienz**

Die Triggereffizienz des benutzten t_0 * ϵ_{tag} *DC- $r\phi$ -Triggers liegt bei 93 % und kann sehr genau bestimmt werden, so daß ein Fehler von 5 % bleibt. Auch hier geht der Fehler auf den Wirkungsquerschnitt über.

- **Fehler der Kalorimeterkalibration**

Der Fehler der Energieskala des elektromagnetischen Kalorimeters und des Flüssigargonkalorimeters wird zur Zeit auf 5 % gesetzt. Dieser relativ kleine Fehler hat im Vergleich zu den oberen eine wesentlich größere Auswirkung. Da die rekonstruierten Jets mindestens 7 GeV haben sollen, hängt die Jetrate ganz entscheidend von der rekonstruierten Energie in den Kalorimetern ab. Es ergeben sich daraus die großen systematischen Fehler von 36 % für den CONE-Algorithmus und 30 % für den JADE-Algorithmus.

- **Fehler der Jetniveaurektur**

Die im Kapitel 5 getroffene Korrektur der Energieniveaus in den Monte-Carlo-Ereignissen ist nur anhand von Jetprofilen erfolgt, so daß der Fehler auf 20 % gesetzt werden muß. Trotz dieses großen Fehlers sind die für den Wirkungsquerschnitt folgenden Fehler relativ klein. Sie liegen bei 5 % und 8 %.

- **Untergrund**

Im Abschnitt 4 wurden die Schnitte zur Untergrundsunterdrückung genannt. Der verbleibende Rest kann vernachlässigt werden. Einen Untergrund durch tiefinelastische Ereignisse gibt es nicht, da durch das geforderte Elektron im Elektronenkalorimeter tiefinelastische Ereignisse ausgeschlossen werden.

- **Jetalgorithmus**

Der Fehler, der durch den benutzten Jetalgorithmus einfließt, ist sehr genau untersucht worden, da die Analyse mit zwei sehr unterschiedlichen Jetalgorithmen parallel durchgeführt worden ist. Die beiden erzielten Ergebnisse liegen innerhalb der statistischen Fehler.

Die gesamten Fehler sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt.

Das Ergebnis der Berechnung des Wirkungsquerschnittes gilt für ep -Streuprozesse im folgenden kinematischen Bereich:

Fehler	Wirkungsquerschnitt erstellt mit	
	CONE-Algorithmus	JADE-Algorithmus
Luminosität	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$
Triggereffizienz	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$
Korr. der Jetenergieniveaus	$\pm 5\%$	$\pm 8\%$
Energiekalibration	$\pm 36\%$	$\pm 30\%$
gesamter system. Fehler	$\pm 37\%$	$\pm 32\%$
statistischer Fehler	$\pm 39\%$	$\pm 43\%$

Tabelle 7.1: Statistische und systematische Fehler der Wirkungsquerschnitte

- Schwerpunktsenergie \sqrt{s} von 296 GeV
- Impulsanteil des Photons am harten Subprozeß x_γ größer 0,5
- Mindestens zwei Jets mit einem transversalen Impuls von mindestens 7 GeV und in einem Pseudorapiditätsbereich von -1 bis 2,5
- Leptonischer Energieübertrag zwischen 0,3 und 0,7

Der Wirkungsquerschnitt für direkte Ereignisse beträgt zusammenfassend:

CONE-Algorithmus:

$$(3,3 \pm 1,3 \text{ (stat.)} \pm 1,2 \text{ (syst.)}) \text{ nb}$$

JADE-Algorithmus:

$$(2,8 \pm 1,2 \text{ (stat.)} \pm 0,9 \text{ (syst.)}) \text{ nb}$$

Die Ergebnisse liegen für beide benutzte Algorithmen im gleichen Bereich und bestätigen somit das Verfahren. Leider werden sie noch durch die relativ großen statistischen und systematischen Fehler dominiert. Der statistische Fehler kann bei weiteren Analysen, denen Datensätze mit einer höheren Luminosität zur Verfügung stehen, leicht reduziert werden. Der systematische Fehler kann dagegen kaum mit steigender Luminosität reduziert werden. Der Hauptbeitrag des systematischen Fehlers stammt von der Energieskala, deren geringer Fehler von 5%, der in der Berechnung des Wirkungsquerschnittes ungefähr ein Drittel des Wertes ausmacht, nicht oder nur äußerst gering reduziert werden kann.

8. Zusammenfassung

Die Analyse hat sich mit den Eigenschaften harter Photoproduktionsereignisse und den Methoden ihrer Untersuchung beschäftigt.

Durch die Auswahl der Ereignisse, die im Elektronenkalorimeter ein rekonstruiertes Elektron und außerdem zwei Jets mit einem transversalen Impuls von mindestens 7 GeV haben, konnte eine sehr reine Datenselektion harter Photoproduktionsereignisse erstellt werden.

Zur Rekonstruktion der Jets wurden zwei Jetalgorithmen benutzt. Neben dem in den Photoproduktionsanalysen weit verbreiteten CONE-Algorithmus wurde auch der JADE-Algorithmus verwendet. Sämtliche Analysen wurden parallel mit den beiden durch die unterschiedlichen Jetalgorithmen erstellten Datensätzen durchgeführt. Da in allen Analyse teilen mit beiden Algorithmen im Rahmen der Statistik die gleichen Ergebnisse erzielt worden sind, ist so eine zusätzliche Verifikation der Analyse gegeben. Der JADE-Algorithmus zeigt gegenüber dem CONE-Algorithmus den Vorteil, den Photonrest der Ereignisse mit aufgelöstem Photon unter bestimmten Voraussetzungen als Jet zu erkennen.

Das benutzte Monte-Carlo hat bis auf den Energiefluß im vorderen Detektorbereich in allen Verteilungen die untersuchten Daten gut beschrieben. Die gewählte Parametrisierung der Photonstrukturfunktion von Glück, Reya und Vogt beschreibt in dem untersuchten kinematischen Bereich hinlänglich die Wirklichkeit. Die Überprüfung weiterer Strukturfunktionen konnte in dem Bereich großer x_γ nur die Parametrisierung von Abramowicz, Charchula und Levy (LAC-G) ausschließen.

Die charakteristische Topologie eines direkten Ereignisses konnte herausgearbeitet werden. Jedoch konnten keine eindeutigen Schnitte gefunden werden, um diese Ereignisse von denen mit aufgelöstem Photon zu trennen. Als wichtigstes Unterscheidungsmerkmal kann der Photonrest dienen. Mit den 1993 aufgenommen Daten ist die Identifikation des Photonrestes nicht eindeutig möglich, da im hinteren Detektorbereich kein hadronisches Kalorimeter zur Verfügung steht. In der Datennahmeperiode 1995 wird ein hadronisches Kalorimeter installiert worden sein. Dieses wird dann eine bessere Separation der direkten Ereignisse insbesondere mit dem JADE-Algorithmus zulassen.

Die Analyse der x_γ -Spektren hat den Nachweis der Ereignisse mit direktem und aufgelöstem Photon in den untersuchten Daten erbracht. Der Verlauf der dargestellten x_γ -Spektren der Daten kann nur mit dem Beitrag beider Prozeßtypen erklärt werden.

Mit Hilfe eines Entfaltungsverfahrens konnte ein Wirkungsquerschnitt für direkte Ereignisse mit einem x_γ größer 0,5, mit zwei Jets, die einen transversalen Impuls von mindestens 7 GeV besitzen und in einem Pseudorapiditätsbereich von -1 bis 2,5 liegen und mit einem Energieübertrag zwischen 0,3 und 0,7 ermittelt werden:

Für die Analyse mit dem CONE-Algorithmus:

$(3,3 \pm 1,3 \text{ (stat.)} \pm 1,2 \text{ (syst.)}) \text{ nb}$

Für die Analyse mit dem JADE-Algorithmus:

$(2,8 \pm 1,2 \text{ (stat.)} \pm 0,9 \text{ (syst.)}) \text{ nb}$

Der Wirkungsquerschnitt konnte nur mit relativ großen statistischen und systematischen Fehlern ermittelt werden. Der statistische Fehler kann bei weiteren Analysen, denen Datensätze mit einer höheren Luminosität zur Verfügung stehen, leicht reduziert werden. Der systematische Fehler wird von dem Fehler der Energieskala der Kalorimeter dominiert. Das bedeutet, erst mit einer genaueren Kalibration der Kalorimeter wird eine bessere Berechnung des Wirkungsquerschnittes möglich sein.

A. Kinematische Größen

Die in dieser Arbeit verwendeten kinematischen Größen werden hier eingeführt und deren Rekonstruktion aus den mit dem H1-Detektor gewonnenen Daten beschrieben. Es wird in der gesamten Arbeit das der Elementarteilchenphysik angepaßte Einheitensystem mit $\hbar = c = 1$ benutzt. Das bedeutet, daß die Größen Energie, Impuls und Masse in der Einheit der Energie gemessen werden.

Zur Darstellung des ep-Streuprozesses

$$e + p \longrightarrow e' + X$$

ist als Beispiel in Abbildung A.1. ein Photoproduktionsereignis mit aufgelöstem Photon und einer Gluon-Gluon-Fusion als hartem Subprozeß dargestellt:

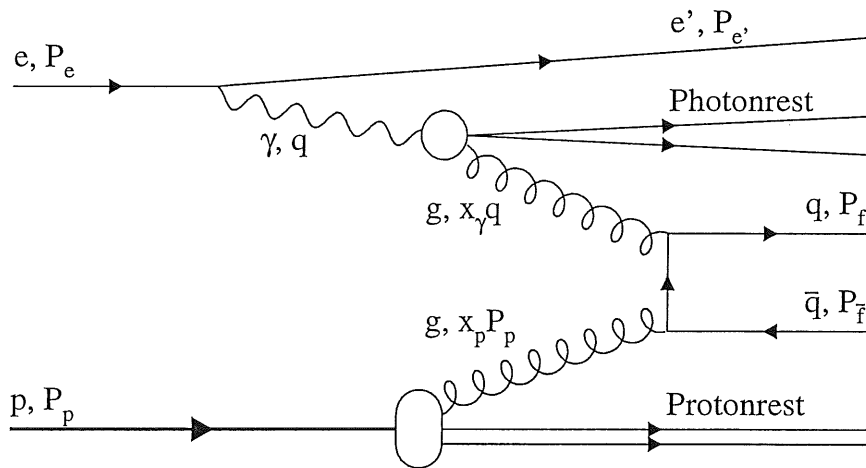


Abbildung A.1: Gluon-Gluon-Fusion

Die in der Abbildung A.1 benutzten Bezeichnungen haben folgende Bedeutungen:

$$\begin{aligned}
 P_e &= (E_e, \vec{p}_e) && \text{Viererimpuls des einlaufenden Elektrons } e \\
 P_{e'} &= (E_{e'}, \vec{p}_{e'}) && \text{Viererimpuls des gestreuten Elektrons } e' \\
 P_p &= (E_p, \vec{p}_p) && \text{Viererimpuls des einlaufenden Protons } p \\
 P_f &= (E_f, \vec{p}_f) && \text{Viererimpuls des auslaufenden Quarks } q \\
 P_{\bar{f}} &= (E_{\bar{f}}, \vec{p}_{\bar{f}}) && \text{Viererimpuls des auslaufenden Antiquarks } \bar{q} \\
 q &= (E_\gamma, \vec{p}_\gamma) && \text{Viererimpuls des Photons } \gamma
 \end{aligned}$$

Da die z -Achse des Koordinatensystems in die Richtung des Protonstrahls zeigt, gelten unter Vernachlässigung der Ruhemassen des Elektrons und des Protons folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned}
 \vec{p}_p &= (0, 0, E_p) \\
 \vec{p}_e &= (0, 0, -E_e)
 \end{aligned}$$

In der Datennahmeperiode 1993 betrug die Elektronenenergie $E_e = 26,7 \text{ GeV}$ und die der Protonen $E_p = 820 \text{ GeV}$.

Die Kinematik des Streuprozesses wird durch drei unabhängige Variablen festgelegt. Hierfür werden als lorentzinvariante Größen das Viererimpulsübertragsquadrat Q^2 , der relative Energieübertrag y und die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} gewählt.

- Der Viererimpulsübertrag ist definiert als:

$$q \equiv (P_e - P_{e'})$$

$P_{e'}$ lässt sich aus der gemessenen Energie sowie den Winkeln $\vartheta_{e'}$ und $\phi_{e'}$ des gestreuten Elektrons berechnen:

$$\begin{aligned}
 P_{e'} &= (E_{e'}, E_{e'} \sin\vartheta_{e'} \cos\phi_{e'}, E_{e'} \sin\vartheta_{e'} \sin\phi_{e'}, E_{e'} \cos\vartheta_{e'}) \\
 P_e &= (E_e, 0, 0, -E_e)
 \end{aligned}$$

Das Impulsübertragsquadrat Q^2 ergibt sich direkt aus q :

$$\begin{aligned}
 Q^2 &= -q^2 \\
 Q^2 &= 4E_e E_{e'} \cos^2 \frac{\vartheta_{e'}}{2}
 \end{aligned}$$

- Der relative Energieübertrag y ist definiert als:

$$y \equiv \frac{(P_p \cdot q)}{(P_p \cdot P_e)}$$

Zur Rekonstruktion dieser Größe stehen zwei Varianten zur Verfügung:

- Bei der nach F. Jacquet und A. Blondel benannten Jacquet-Blondel-Methode [30] werden alle hadronischen Einträge in den Kalorimetern aufsummiert:

$$y_{JB} = \frac{\sum_{H=1}^n E_H (1 - \cos\vartheta_H)}{2E_e}$$

-
- Mit Hilfe des gemessenen gestreuten Elektrons, läßt sich das y folgendermaßen berechnen:

$$y = 1 - \frac{E_{e'}(1 - \cos\vartheta_{e'})}{2E_e}$$

Bei den hier untersuchten Photoproduktionsereignissen wird das Elektron unter sehr kleinen Winkeln ($\vartheta_{e'} \approx 180^\circ$) gestreut, so daß die Energie des gestreuten Elektrons $E_{e'}$ im Elektronenkalorimeter gemessen werden kann. Daraus folgt:

$$y_{eKal} \approx 1 - \frac{E_{e'}}{E_e}$$

- Mit der Masse des Protons m_p erhält man den Energieübertrag ν vom Elektron auf die Hadronen im Ruhesystem des Protons:

$$\nu = \frac{q \cdot P_p}{m_p}$$

Als maximaler Wert ergibt sich dann:

$$\nu_{max} = \frac{s}{2m_p} \approx 45000 \text{ GeV}$$

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie wird folgendermaßen berechnet:

$$s = (P_p + p_e)^2 = m_p^2 + m_e^2 + 2(P_p \cdot P_e) \approx 2(P_p \cdot P_e) \approx 4E_p E_e$$

Mit den 1993 benutzten Strahlenergien von 26,7 GeV für die Elektronen und 820 GeV für die Protonen ergibt sich für die genommenen Daten eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 296 \text{ GeV}$.

- Die invariante hadronische Masse des γp -Systems ist definiert als:

$$W \equiv \sqrt{(P_p + q)^2}$$

- Als Skalierungsvariable wird bei tiefinelastischen Ereignissen das von J.D. Bjorken [33] eingeführte x_p -Bjorken benutzt, das in erster Näherung den Impulsanteil des Protons am harten Subprozeß beschreibt:

$$x_p \equiv \frac{Q^2}{2q \cdot P_p} = \frac{Q^2}{ys}$$

Daraus ergibt sich dann direkt der maximale Wert für das Impulsübertragsquadrat Q^2 :

$$Q^2 = x_p y s$$

$$Q_{max}^2 = s \approx 10^5 \text{ GeV}^2$$

- Bei Photoproduktionsereignissen ist der Impulsanteil des Photons am harten Subprozeß x_γ eine entscheidende Größe. Falls die beiden aus dem harten Subprozeß stammenden Partonen über einen ausreichend großen transversalen Impuls verfügen, können sie zwei Jets im H1-Detektor bilden. Deren Viererimpulse P_{J_1} und P_{J_2} können dann mit geeigneten Jetalgorithmen rekonstruiert werden, so daß sich aus der Viererimpulserhaltung im Laborsystem x_γ rekonstruieren läßt:

$$x_\gamma q + x_p P_p = P_{J_1} + P_{J_2} \quad | \cdot P_p$$

$$x_\gamma = \frac{1}{q \cdot P_p} (P_{J_1} \cdot P_p + P_{J_2} \cdot P_p)$$

mit $q \cdot P_p = 2E_e E_p y$ und $P_{J_i} \cdot P_p = E_p E_{J_i} (1 - \cos\vartheta_i)$ folgt:

$$x_\gamma = \frac{1}{2E_e E_p y} E_p \sum_{i=1,2} E_{J_i} (1 - \cos\vartheta_i)$$

mit $\sum_{i=1,2} E_{J_i} (1 - \cos\vartheta_i) / 2E_e = y_{Jet}$ folgt:

$$x_\gamma = \frac{y_{Jet}}{y}$$

y läßt sich, wie oben gezeigt, mit zwei Methoden rekonstruieren, so daß sich auch zwei Möglichkeiten für x_γ ergeben:

$$\begin{aligned} x_\gamma^{JB} &= \frac{y_{Jet}}{y_{JB}} \\ x_\gamma^{eKal} &= \frac{y_{Jet}}{y_{eKal}} \end{aligned}$$

Die oben eingeführte Größe x_p ergibt sich analog mit Hilfe rekonstruierter Jets:

$$x_p = \frac{1}{2E_p} \sum_{i=1,2} E_{J_i} (1 + \cos\vartheta_i)$$

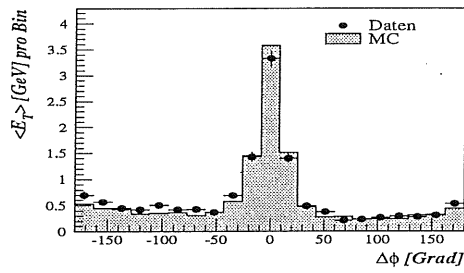
- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie des harten Subprozesses ist definiert als:

$$\hat{s} \equiv (x_p P_p + x_\gamma q)^2 = (P_f + P_{\bar{f}})^2$$

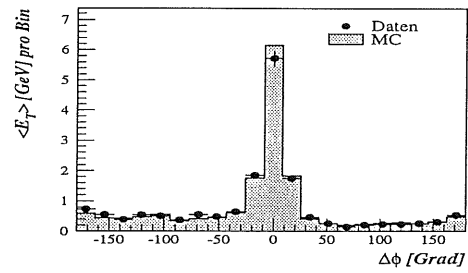
Falls zwei aus den Partonen des harten Subprozesses stammende Jets rekonstruiert werden, kann mit deren Impulsen P_{J_1} und P_{J_2} \hat{s} berechnet werden:

$$\hat{s} = (P_{J_1} + P_{J_2})^2$$

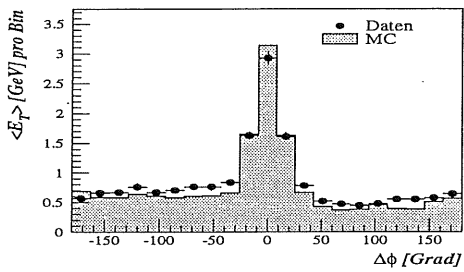
B. Jetprofile



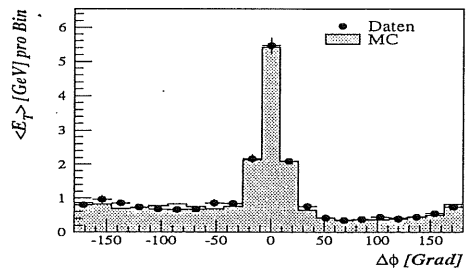
(a) $P_T^{Jet} \geq 7 \text{ GeV}$ $\eta^{Jet} \geq -1,5$
 $< 9 \text{ GeV}$ $< 0,5$



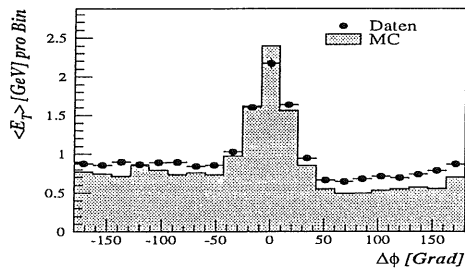
(b) $P_T^{Jet} \geq 9 \text{ GeV}$ $\eta^{Jet} \geq -1,5$
 $< 15 \text{ GeV}$ $< 0,5$



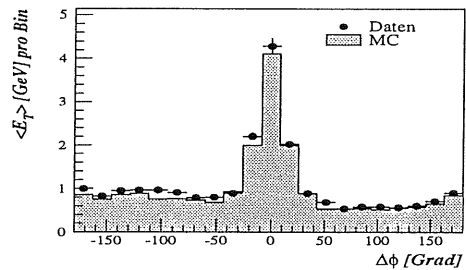
(c) $P_T^{Jet} \geq 7 \text{ GeV}$ $\eta^{Jet} \geq 0,5$
 $< 9 \text{ GeV}$ $< 1,5$



(d) $P_T^{Jet} \geq 9 \text{ GeV}$ $\eta^{Jet} \geq 0,5$
 $< 15 \text{ GeV}$ $< 1,5$

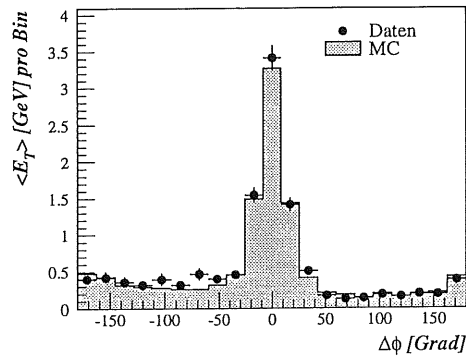


(e) $P_T^{Jet} \geq 7 \text{ GeV}$ $\eta^{Jet} \geq 1,5$
 $< 9 \text{ GeV}$ $< 2,5$

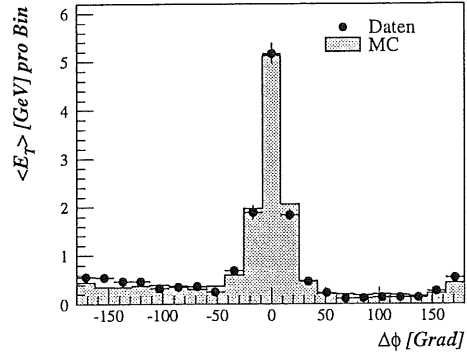


(f) $P_T^{Jet} \geq 9 \text{ GeV}$ $\eta^{Jet} \geq 1,5$
 $< 15 \text{ GeV}$ $< 2,5$

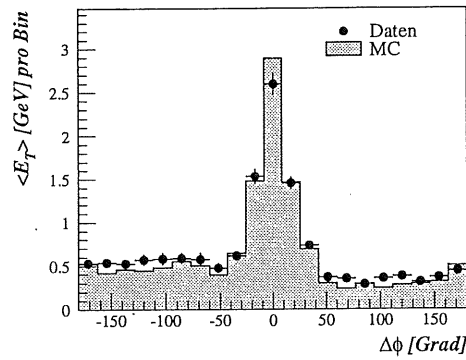
Abbildung B.1: $\Delta\phi$ - Jetprofile des JADE-Algorithmus



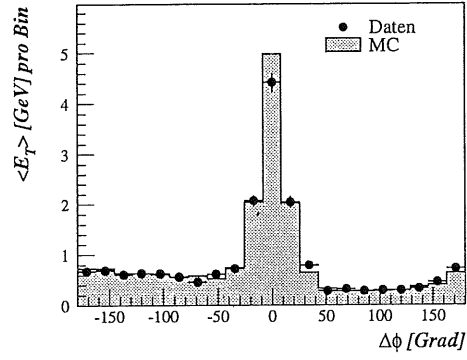
(a) $P_T^{Jet} \ge 7 GeV$ $\eta^{Jet} \ge -1,5$
 $< 9 GeV$ $< 0,5$



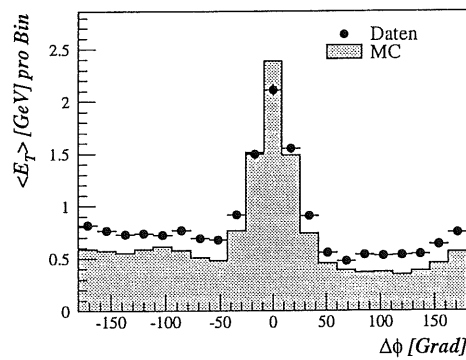
(b) $P_T^{Jet} \ge 9 GeV$ $\eta^{Jet} \ge -1,5$
 $< 15 GeV$ $< 0,5$



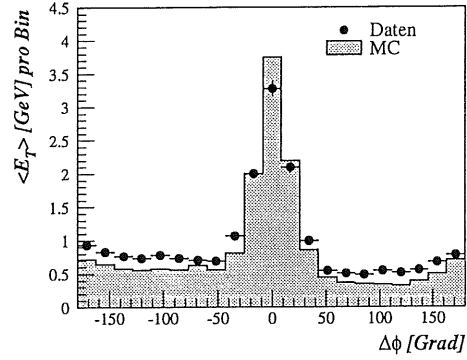
(c) $P_T^{Jet} \ge 7 GeV$ $\eta^{Jet} \ge 0,5$
 $< 9 GeV$ $< 1,5$



(d) $P_T^{Jet} \ge 9 GeV$ $\eta^{Jet} \ge 0,5$
 $< 15 GeV$ $< 1,5$

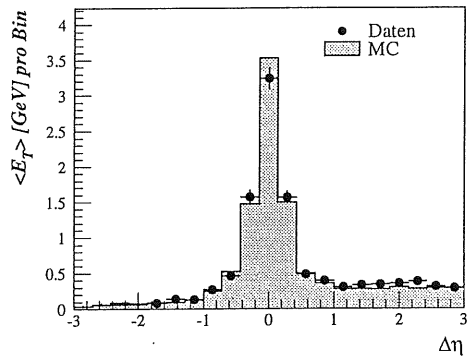


(e) $P_T^{Jet} \ge 7 GeV$ $\eta^{Jet} \ge 1,5$
 $< 9 GeV$ $< 2,5$

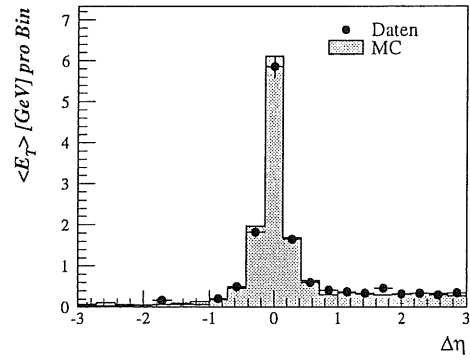


(f) $P_T^{Jet} \ge 9 GeV$ $\eta^{Jet} \ge 1,5$
 $< 15 GeV$ $< 2,5$

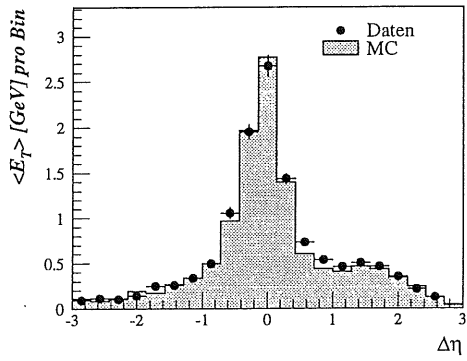
Abbildung B.2: $\Delta\phi$ - Jetprofile des CONE-Algorithmus



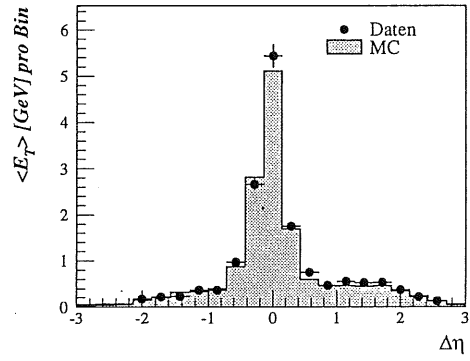
(a) $P_T^{Jet} \geq 7 GeV$ $\eta^{Jet} \geq -1,5$
 $< 9 GeV$ $< 0,5$



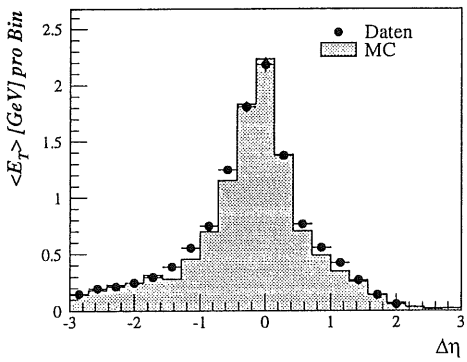
(b) $P_T^{Jet} \geq 9 GeV$ $\eta^{Jet} \geq -1,5$
 $< 15 GeV$ $< 0,5$



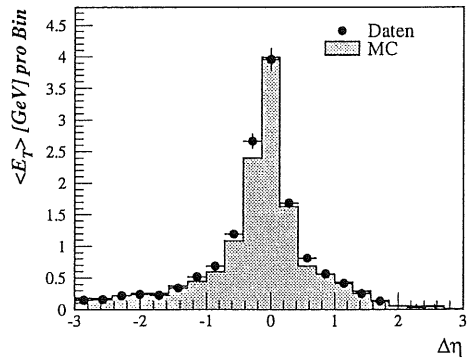
(c) $P_T^{Jet} \geq 7 GeV$ $\eta^{Jet} \geq 0,5$
 $< 9 GeV$ $< 1,5$



(d) $P_T^{Jet} \geq 9 GeV$ $\eta^{Jet} \geq 0,5$
 $< 15 GeV$ $< 1,5$

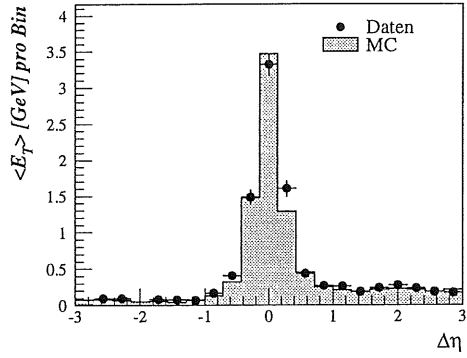


(e) $P_T^{Jet} \geq 7 GeV$ $\eta^{Jet} \geq 1,5$
 $< 9 GeV$ $< 2,5$

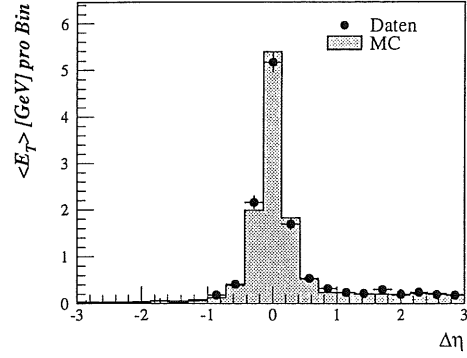


(f) $P_T^{Jet} \geq 9 GeV$ $\eta^{Jet} \geq 1,5$
 $< 15 GeV$ $< 2,5$

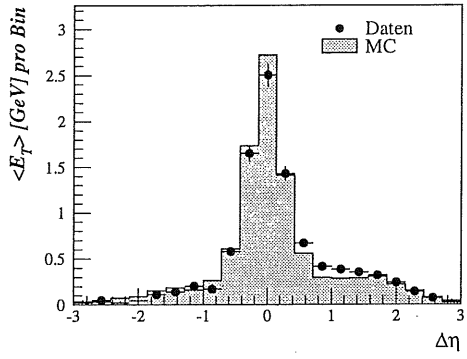
Abbildung B.3: $\Delta\eta$ - Jetprofile des JADE-Algorithmus



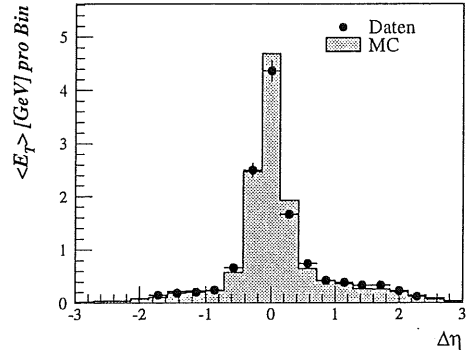
(a) $P_T^{Jet} \geq 7 GeV$ $\eta^{Jet} \geq -1,5$
 $< 9 GeV$ $< 0,5$



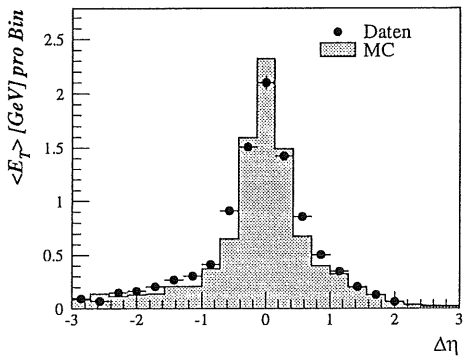
(b) $P_T^{Jet} \geq 9 GeV$ $\eta^{Jet} \geq -1,5$
 $< 15 GeV$ $< 0,5$



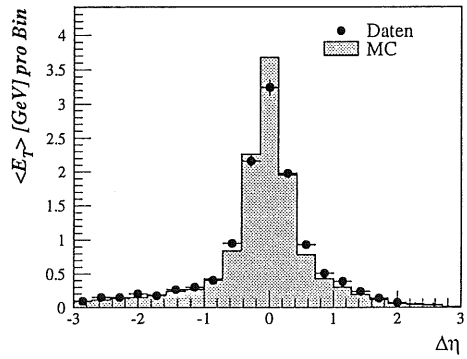
(c) $P_T^{Jet} \geq 7 GeV$ $\eta^{Jet} \geq 0,5$
 $< 9 GeV$ $< 1,5$



(d) $P_T^{Jet} \geq 9 GeV$ $\eta^{Jet} \geq 0,5$
 $< 15 GeV$ $< 1,5$



(e) $P_T^{Jet} \geq 7 GeV$ $\eta^{Jet} \geq 1,5$
 $< 9 GeV$ $< 2,5$



(f) $P_T^{Jet} \geq 9 GeV$ $\eta^{Jet} \geq 1,5$
 $< 15 GeV$ $< 2,5$

Abbildung B.4: $\Delta\eta$ - Jetprofile des CONE-Algorithmus

C. Das Entfaltungsprogramm

Zur Erläuterung des benutzten Programmes, folgt eine kurze Einführung in die Problematik des Entfaltens.

Bei den meisten Hochenergieexperimenten kann eine Verteilung $f(x)$ der Werte eines Ereignisses x nicht direkt gemessen werden. Es gibt zwei Faktoren, die verhindern, daß die gemessene Verteilung nicht der tatsächlichen entspricht. Der erste Faktor ist die eingeschränkte Akzeptanz des Detektors, die bewirkt, daß weniger Ereignisse gemessen werden als tatsächlich entstanden sind. Als zweites kommt die beschränkte Auflösung des Detektors hinzu, die erreicht, daß der Wert x nicht genau bestimmt werden kann. Beide Effekte führen dazu, daß man eine Verteilung $\hat{g}(y)$ mißt, die als Integral über $a \leq x \leq b$ von der Faltung der wahren Verteilung $f(x)$ mit der Detektormatrix $A(x, y)$, die die Transformation der Werte x zu y beschreibt, darstellbar ist. Hinzu kommt noch der statistische Fehler $\epsilon(y)$:

$$\hat{g}(y) = \int_a^b A(x, y) f(x) dx + \epsilon(y)$$

Die Rekonstruktion der ursprünglichen Verteilung $\hat{f}(x)$ mit dem statistischen Fehler $\epsilon(y)$ aus der gemessenen $\hat{g}(y)$ nennt man entfalten. Die Matrix $A(x, y)$ kann mit einem geeigneten Monte-Carlo berechnet werden. Die einfachste Methode wäre nun die Bildung der Inversen A^{-1} , um $\hat{f}(x)$ zu berechnen:

$$\hat{f} = A^{-1} \hat{g}$$

Jedoch ist dieses praktisch nicht möglich, da geringste statistische Schwankungen bei der Bestimmung von A das Ergebnis der Berechnung der Inversen sehr stark und nicht vorhersehbar beeinflussen. Deswegen braucht man eine Regularisationsmethode, um diese Schwankungen bei der Inversenbildung abzufangen.

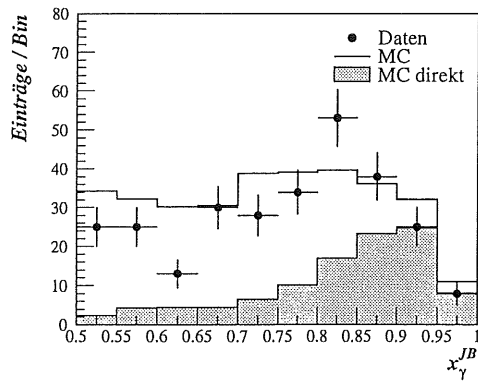
In der von V. Blobel entwickelten Methode wird die ursprüngliche Verteilung $f(x)$ mit Hilfe von kubischen Basis-Splines ¹ $P_j(x)$ parametrisiert:

$$\hat{g}(y) = \int_a^b A(x, y) \sum_{j=1}^m a_j P_j(x) dx + \epsilon(y)$$

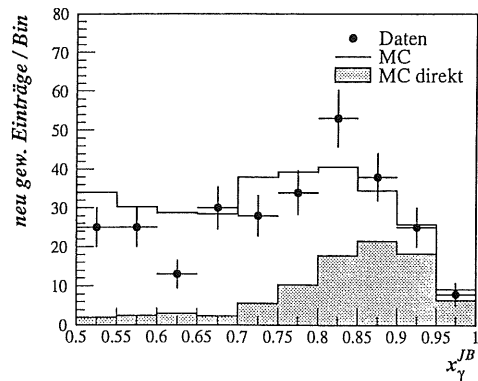
Da das Integral $\int_a^b A(x, y) P_j(x)$ berechenbar ist, müssen noch die Koeffizienten a_j bestimmt werden. Die dafür und zur Regulation notwendigen mathematischen Methoden können leider nicht kurz zusammengefaßt werden, so daß interessierte Leser auf entsprechende Literatur [34] zurückgreifen müssen.

¹kub. b.-Splines für das i -te Intervall $[x_i, \dots, x_{i+1}]$, $i = 1, n$: $S_i(x) = a_i + b_i(x - x_i) + c_i(x - x_i)^2 + d_i(x - x_i)^3$

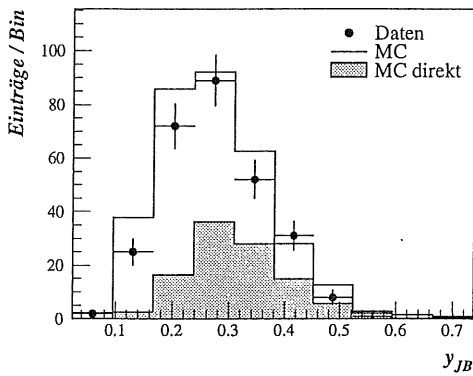
C. Das Entfaltungsprogramm



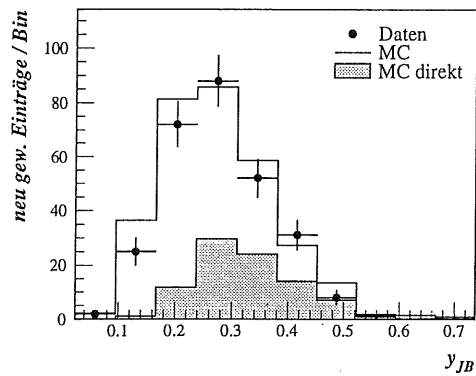
(a) ursprüngliche Verteilung



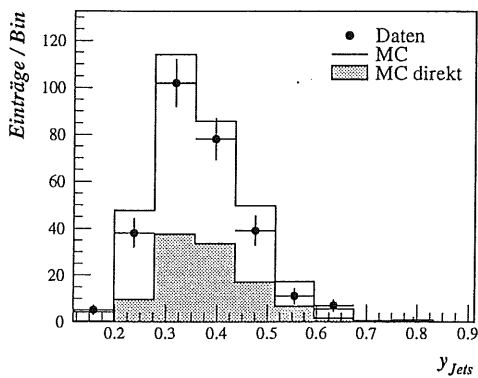
(b) Verteilung nach der Entfaltung mit neu gewichtetem MC



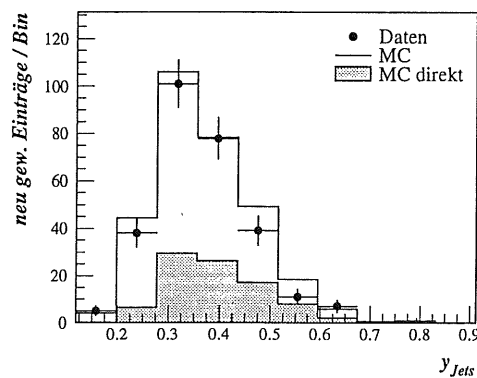
(c) ursprüngliche Verteilung



(d) Verteilung nach der Entfaltung mit neu gewichtetem MC

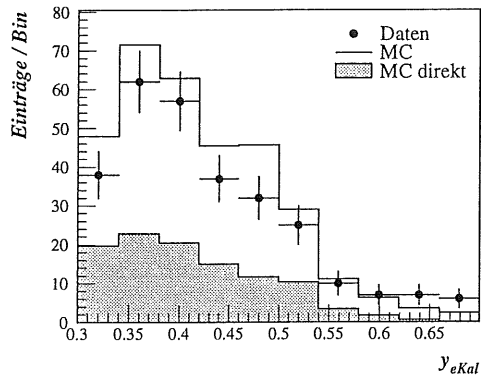


(e) ursprüngliche Verteilung

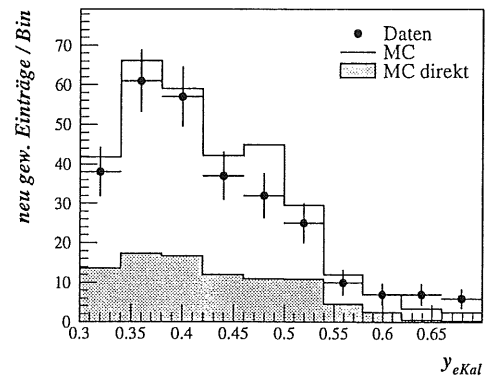


(f) Verteilung nach der Entfaltung mit neu gewichtetem MC

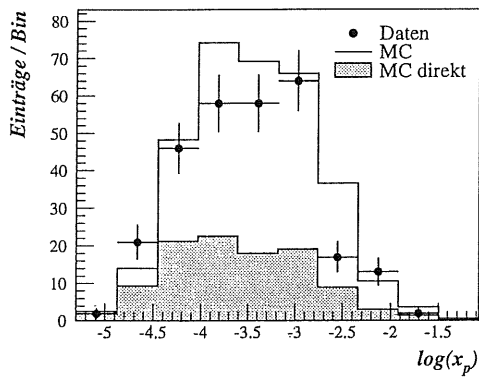
Abbildung C.1: Kontrollverteilungen des Entfaltungsprogramms für den CONE-Algorithmus



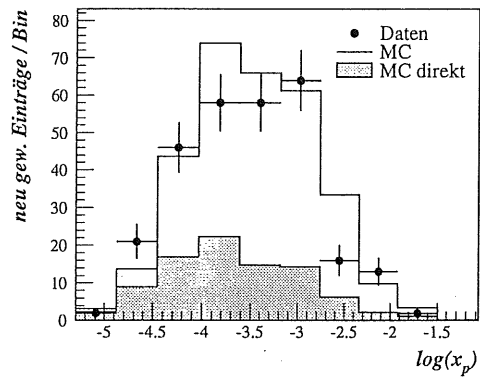
(a) ursprüngliche Verteilung



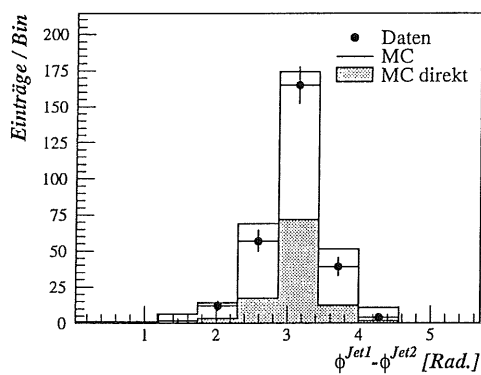
(b) Verteilung nach der Entfaltung mit neu gewichtetem MC



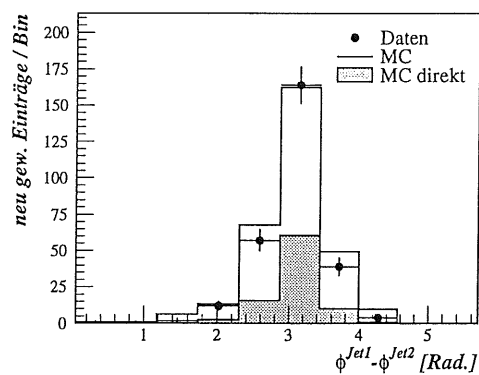
(c) ursprüngliche Verteilung



(d) Verteilung nach der Entfaltung mit neu gewichtetem MC



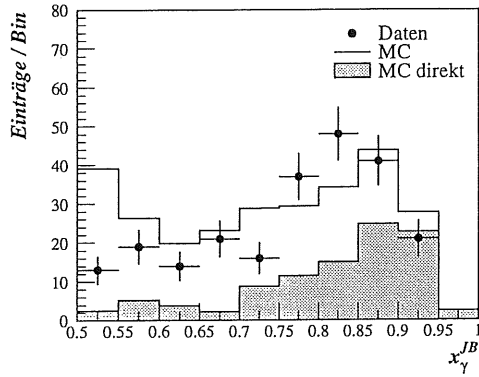
(e) ursprüngliche Verteilung



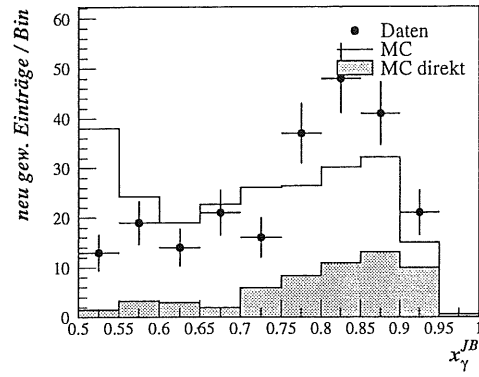
(f) Verteilung nach der Entfaltung mit neu gewichtetem MC

Abbildung C.2: Kontrollverteilungen des Entfaltungsprogramms für den CONE-Algorithmus

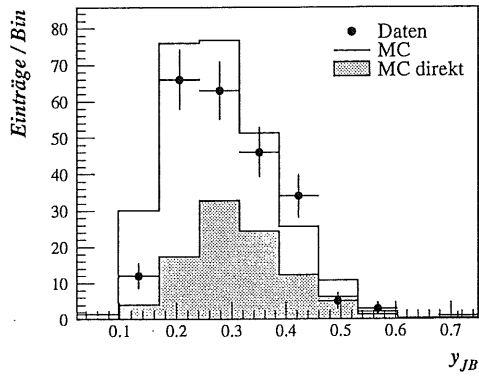
C. Das Entfaltungsprogramm



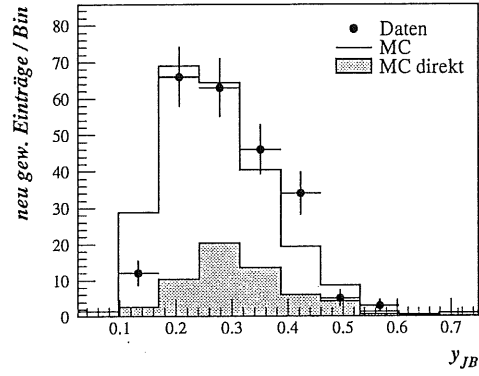
(a) ursprüngliche Verteilung



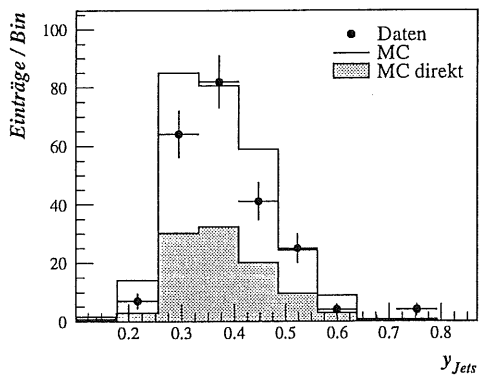
(b) Verteilung nach der Entfaltung mit neu gewichtetem MC



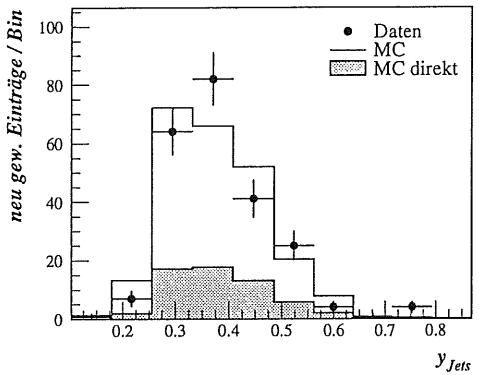
(c) ursprüngliche Verteilung



(d) Verteilung nach der Entfaltung mit neu gewichtetem MC

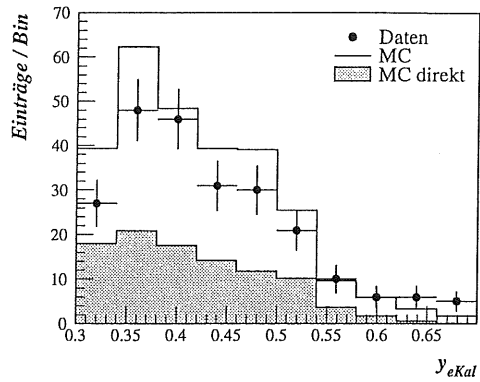


(e) ursprüngliche Verteilung

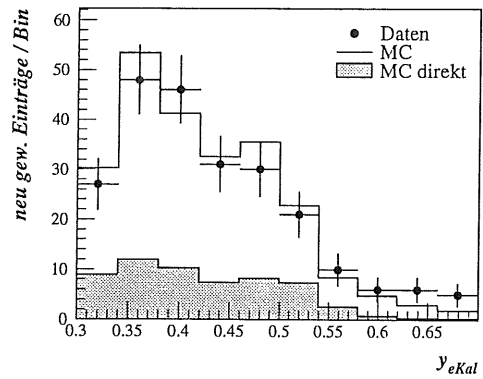


(f) Verteilung nach der Entfaltung mit neu gewichtetem MC

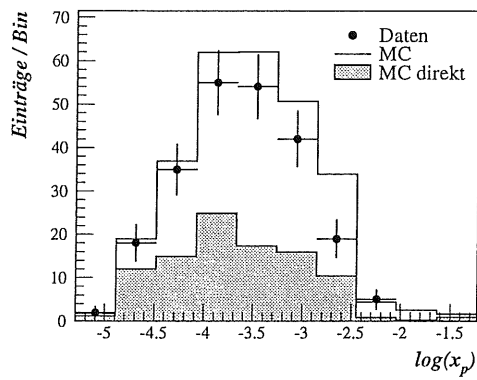
Abbildung C.3: Kontrollverteilungen des Entfaltungsprogramms für den JADE-Algorithmus



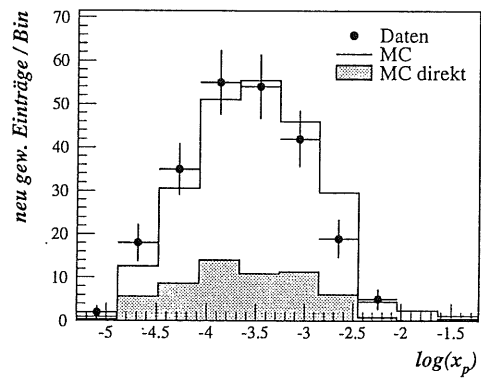
(a) ursprüngliche Verteilung



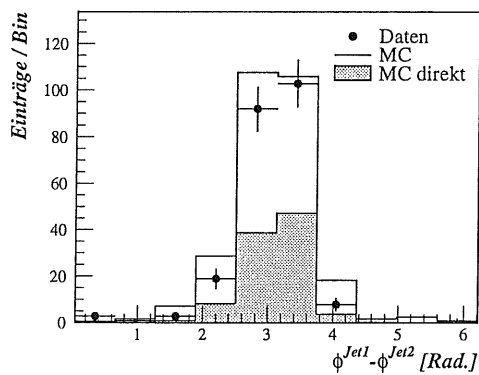
(b) Verteilung nach der Entfaltung mit neu gewichtetem MC



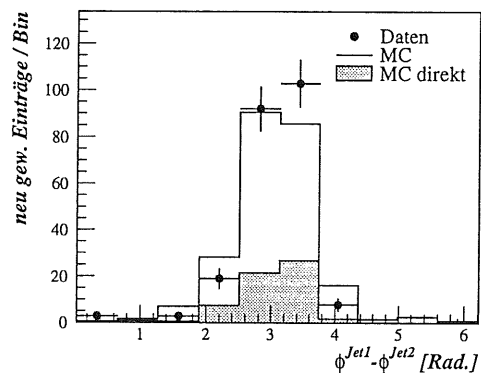
(c) ursprüngliche Verteilung



(d) Verteilung nach der Entfaltung mit neu gewichtetem MC



(e) ursprüngliche Verteilung



(f) Verteilung nach der Entfaltung mit neu gewichtetem MC

Abbildung C.4: Kontrollverteilungen des Entfaltungsprogramms für den JADE-Algorithmus

Abbildungsverzeichnis

1.1	Tiefinelastische Streuung	5
1.2	Direkte Photoproduktionsprozesse	10
1.3	Feynman-Graphen niedrigster Ordnung der harten Streuprozesse für Ereignisse mit aufgelöstem Photon	11
2.1	DESY-Beschleunigeranlagen	14
2.2	Der H1-Detektor	16
2.3	Das Spurkammersystem des H1-Detektors	18
2.4	Das Luminositätssystem	22
2.5	Akzeptanz des Elektronenkalorimeters für Photoproduktionsereignisse	23
3.1	Generatormodell eines ep -Ereignisses	27
3.2	\hat{P}_T -Spektren der generierten Ereignisse	29
5.1	Vergleich der Richtung in η und ϕ der harten Partonen und der mit dem CONE-Algorithmus rekonstruierten Jets	36
5.2	Vergleich des transversalen Impulses P_T der harten Partonen und der mit dem CONE-Algorithmus rekonstruierten Jets	38
5.3	Vergleich der Richtung in η und ϕ der harten Partonen und der mit dem JADE-Algorithmus rekonstruierten Jets	39
5.4	Vergleich des transversalen Impulses P_T der harten Partonen und der mit dem JADE-Algorithmus rekonstruierten Jets	40
5.5	$\Delta\phi$ - Jetprofile des CONE-Algorithmus	41
5.6	$\Delta\phi$ - Jetprofile des JADE-Algorithmus	42
5.7	$\Delta\eta$ - Jetprofile des JADE-Algorithmus	43
5.8	$\Delta\phi$ - Jetprofile des CONE- und des JADE-Algorithmus	43
5.9	Auf die Anzahl der Ereignisse normierter Energiefluß in Abhängigkeit der Pseudorapidität η	44
5.10	P_T -Spektren für Daten und Monte-Carlo	45
5.11	η^{Jet} -Spektren für Daten und Monte-Carlo	46
5.12	$\Delta\phi^{Jet}$ -Spektren für Daten und Monte-Carlo	46
6.1	P_T^{Jet} -Spektren der Ereignisse mit direktem und aufgelöstem Photon	49
6.2	η^{Jet} -Spektren der Ereignisse mit direktem und aufgelöstem Photon	50
6.3	$\Delta\phi^{Jet}$ -Spektren der Ereignisse mit direktem und aufgelöstem Photon	50

6.4	Spektren des Photonrestes der Ereignisse mit aufgelöstem Photon	52
6.5	Energie im hinteren Detektorbereich ($\eta < -1$)	52
6.6	In den Daten rekonstruierte Energie im hinteren Detektorbereich ($\eta < -1$) . .	53
6.7	Normierte Anzahl der neben den beiden harten Jets weiteren mit dem JADE- Algorithmus rekonstruierten Jets im hinteren Detektorbereich ($\eta < 0$)	54
6.8	Mit dem JADE-Algorithmus rekonstruierte x_γ -Spektren	54
6.9	Kandidat für ein Ereignis mit direktem Photon	55
6.10	Kandidat für ein Ereignis mit aufgelöstem Photon	56
7.1	x_γ -Spektren bzgl. des CONE-Algorithmus	57
7.2	x_γ -Spektren bzgl. des JADE-Algorithmus	58
7.3	Korrelation des rekonstruierten und generierten Energieübertrages y	58
7.4	Korrelation der rekonstruierten und generierten x_γ -Werte im Monte-Carlo mit dem CONE-Algorithmus	59
7.5	Korrelation der rekonstruierten und generierten x_γ -Werte im Monte-Carlo mit dem JADE-Algorithmus	60
7.6	x_γ -Spektren für verschiedene Parametrisierungen der Strukturfunktion des Photons	61
7.7	Akzeptanz des Elektronenkalorimeters für Photoproduktionsereignisse	62
7.8	Korrekturfunktionen des Entfaltungsprogramms	63
7.9	Energieübertrag y_{eKal} als Kontrollspektrum des Entfaltungsprogramms	63
7.10	Entfalteter differentieller Wirkungsquerschnitt	64
A.1	Gluon-Gluon-Fusion	69
B.1	$\Delta\phi$ - Jetprofile des JADE-Algorithmus	73
B.2	$\Delta\phi$ - Jetprofile des CONE-Algorithmus	74
B.3	$\Delta\eta$ - Jetprofile des JADE-Algorithmus	75
B.4	$\Delta\eta$ - Jetprofile des CONE-Algorithmus	76
C.1	Kontrollverteilungen des Entfaltungsprogramms für den CONE-Algorithmus	78
C.2	Kontrollverteilungen des Entfaltungsprogramms für den CONE-Algorithmus	79
C.3	Kontrollverteilungen des Entfaltungsprogramms für den JADE-Algorithmus .	80
C.4	Kontrollverteilungen des Entfaltungsprogramms für den JADE-Algorithmus .	81

Tabellenverzeichnis

1.1	Kinematischer Bereich bei HERA und vorheriger Experimente	6
1.2	Klassifikation der Photoproduktionsprozesse	9
2.1	Beschleunigerexperimente der Hochenergiephysik	14
2.2	Entwurfs- und Betriebsparameter für HERA	15
2.3	Parameter der Spurkammern des CTD	18
2.4	Parameter der radialen und planaren Driftkammern	19
2.5	Parameter der Kalorimeter	20
2.6	Energiekalibration und Auflösungsparameter der Kalorimeter	20
2.7	Parameter des Luminositätssystems	23
3.1	Gewichtungsfaktoren der \hat{P}_T -Bereiche der Monte-Carlo-Produktion	31
3.2	Generierte Monte-Carlo-Ereignisse	32
5.1	Abweichungen in η und ϕ der Jet-Parton-Korrelation	40
5.2	Relative Abweichungen in P_T der Jet-Parton-Korrelation	41
7.1	Statistische und systematische Fehler der Wirkungsquerschnitte	66

Literaturverzeichnis

- [1] G. Ingelmann, *Proceedings of the HERA workshop Vol.1* (1987) 19
- [2] G. Wolf, DESY 94-022
- [3] P.J. Bussey, DESY 93-071
- [4] G.A. Schuler, *Physics at HERA Vol.1* (1991) 461
- [5] G.A. Schuler, T. Sjöstrand, CERN-TH 7193/94
- [6] B.A. Kniehl et al., DESY 94-140
- [7] G.A. Schuler, T. Sjöstrand, *Phys. Lett. B300* (1993) 169
- [8] Ch. Berger et al., *Physics at HERA Vol.2* (1991) 1027
- [9] Review of Particle Properties, *Phys. Rev. D50* 1994
- [10] F.W. Brasse, H1-10/92-245
- [11] H1-Kollaboration, I. Abt et al., DESY 93-103
- [12] H1-Kollaboration, B. Andrieu et al., DESY 93-078
- [13] S. Levonian, *Physics at HERA Vol.1* (1991) 499
- [14] G. Grindhammer, *Physics at HERA Vol.3* (1991) 1153
- [15] I. Abt, H1-05/93-290
- [16] T. Sjöstrand, CERN-TH 7112/93
- [17] CERN, CERN Program Library Pool W999 **W5051**
- [18] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, DO-TH 91/26
- [19] L.E. Gordon und J.K. Storrow, *Z. Phys. C56* (1992) 307
- [20] T. Sjöstrand, *Physics at HERA Vol.3* (1991) 1405
- [21] T. Sjöstrand, CERN-TH 5902/90

- [22] CERN, CERN Program Library Long Writeup **W5013**
- [23] J.E. Huth et al. in E.L. Berger *Research Directions for the Decade - Snowmass 1990* (1990) 134
- [24] J. Kurzhöfer, H1-08/94-375
- [25] Tasso-Kollaboration, W. Braunschweig et al., *Phys. Lett.* **B214** (1988) 286
- [26] JADE-Kollaboration, S. Bethke et al., *Phys. Lett.* **B213** (1988) 235
- [27] P. Pfeifenschneider, Diplomarbeit 1994, RWTH-Aachen
- [28] W.J. Stirling und Z. Kunszt *Proceedings of the HERA Workshop Vol.1* (1987) 331
- [29] U. Berthon et al., H1LOOK - General Purpose H1 Event Display **Version 1.05** (1992)
- [30] A. Blondel, F. Jacquet, DESY 79-048
- [31] H. Abramowicz, K. Charchula und A. Levy *Phys. Lett.* **B269** (1991) 458
- [32] J.F. Owens, Plenarvortrag, DPG Frühjahrstagung Dortmund 1994, Teilchenphysik
- [33] J.D. Bjorken, *Phys. Rev.* 179 (1969) 1547
- [34] V. Blobel, DESY 84-118

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. Günter Flügge für die Möglichkeit der Anfertigung der vorliegenden Arbeit an seinem Institut.

Besonderer Dank gilt meinem Betreuer Richard Kaschowitz. Er hatte für alle Fragen immer ein offenes Ohr und hat mit vielen Denkanstößen für den Fortschritt der Arbeit gesorgt. Auch bei der Bewältigung technischer Probleme war er oftmals der Retter in höchster Not.

Heiko Itterbeck, Peter Pfeifenschneider, Frank Riepenhausen und Markus Wobisch danke ich dafür, daß sie nicht nur das Zimmer mit mir geteilt haben, sondern auch für vielfältige physikalische und nichtphysikalische Anregungen gesorgt haben.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dr. Herbert Gräßler, Richard Kaschowitz und Dirk Krücker für das sorgfältige Korrekturlesen der Arbeit.

Ulrike Kadri danke ich besonders für die Unterstützung in allen Phasen der Arbeit.

Schließlich bedanke ich mich bei der H1-Kollaboration insbesondere bei der γp -Gruppe unter der Leitung von Dr. Martin Erdmann für das offene und angenehme Arbeitsklima.