

PITHA

94/8

Harte Streuung in  $\gamma - P$  -Wechselwirkungen

Rainer Herma

---

PHYSIKALISCHE INSTITUTE  
RWTH AACHEN  
Sommerfeldstr.  
51 AACHEN, FR GERMANY

# Harte Streuung in $\gamma$ - $P$ -Wechselwirkungen

Von der Mathematisch- Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Rheinisch- Westfälischen Technischen Hochschule Aachen  
genehmigte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften

von

Diplom-Physiker

Rainer Herma

aus Bardenberg (jetzt Würselen)

Referent : Professor Dr. W. Braunschweig  
Korreferent : Universitätsprofessor Dr. Ch. Berger  
Tag der mündlichen Prüfung : 17.1.1994

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Motivation der Arbeit</b>	<b>10</b>
2.1	Photon-Physik . . . . .	10
2.2	Vorhersagen . . . . .	11
2.3	Theoretischer Hintergrund . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Datennahme bei H1</b>	<b>19</b>
3.1	Parameter von HERA . . . . .	19
3.2	Der H1-Detektor . . . . .	19
3.3	Messung der Luminosität . . . . .	26
3.4	Trigger bei H1 . . . . .	27
3.5	Datenreduktion bei H1 . . . . .	28
<b>4</b>	<b>Selektion von Ereignissen</b>	<b>31</b>
4.1	Klassifizierung der Ereignisse bei H1 . . . . .	31
4.2	Schnitte . . . . .	31
4.3	Jetalgorithmus . . . . .	38
4.4	Untergrundabschätzung . . . . .	43
<b>5</b>	<b>Resultate</b>	<b>50</b>
5.1	Monte-Carlo Datensätze . . . . .	50
5.2	Jetartigkeit der Ereignisse . . . . .	54
5.2.1	Thrust, Sphärizität . . . . .	54
5.3	Nachweis des resolved Photon Prozesses . . . . .	62
5.3.1	Ereignisrate . . . . .	62
5.3.2	Kinematische Betrachtungen . . . . .	64
5.4	Vergleich der verschiedenen Parametrisierungen . . . . .	80
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>87</b>
<b>A</b>	<b>Jetrekonstruktion</b>	<b>88</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Am 31.05.92 wurden die ersten Daten von der Elektron-Protonstreuung bei HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) aufgezeichnet. Dieser Speicherring im DESY (Deutsches-Elektronen-SYNchrotron) in Hamburg ist einzigartig in seiner Art. Hier werden erstmals Elektronen mit einer Energie von maximal 30 GeV an beschleunigten Protonen mit einer Energie von 820 GeV gestreut. Die Physik entspricht also den sogenannten "Fixed-Target" Experimenten, wo die Leptonen  $e^-$ ,  $\mu$  und  $\nu$  an ruhenden Protonen oder Kernen gestreut werden, bei einer höheren Schwerpunktsenergie.

Der Speicherring HERA besitzt vier Wechselwirkungszonen. An zwei von diesen befinden sich die Detektoren H1 und ZEUS. Beide Detektoren sind Universaldetektoren, d.h. daß sie so ausgelegt sind, daß sie möglichst die gesamte bei der  $e^-p$ -Streuung mögliche Physik und dies möglichst gut messen.

Im ersten Betriebsjahr von HERA (1992) fanden zwei Zeiträume der Datennahme (im Folgenden Runperiode genannt) statt. In der ersten Runperiode (Mai 92–Juni 92) konnte eine integrierte Luminosität<sup>1</sup> von  $\int L dt \approx 0.88 \text{ nb}^{-1}$  und in der zweiten (Sep. 92–Nov. 92)  $\int L dt \approx 27 \text{ nb}^{-1}$  für den H1-Detektor gesammelt werden.

Mit HERA lassen sich eine Reihe grundlegender Probleme studieren:

**Messung der Struktur des Protons:** Durch tiefinelastische Streuung  $ep \rightarrow e'X$  (siehe Abb. 1.1) kann die Struktur des Protons untersucht werden.

Hierbei sind die kinematischen Variablen wie folgt definiert:<sup>2</sup>

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad \text{Impulsübertragsquadrat}$$

$$s = (p + k)^2 \quad \text{Quadrat der Schwerpunktsenergie}$$

$$x = \frac{Q^2}{2pq} \quad \text{Bjorken } x \text{ (Impulsbruchteil des Partons im Proton)}$$

$$y = \frac{pq}{pk} = \frac{Q^2}{xs} \quad \text{Bjorken } y$$

<sup>1</sup>hier wird die Luminosität genannt, welche zur Datenauswertung benutzt wurde

<sup>2</sup>Hierbei ist zu beachten, daß der Buchstabe  $q$  einmal für den Impulsübertrag  $q = k - k'$  steht und einmal die Quarks in den verschiedenen Feynmandiagrammen bezeichnet.



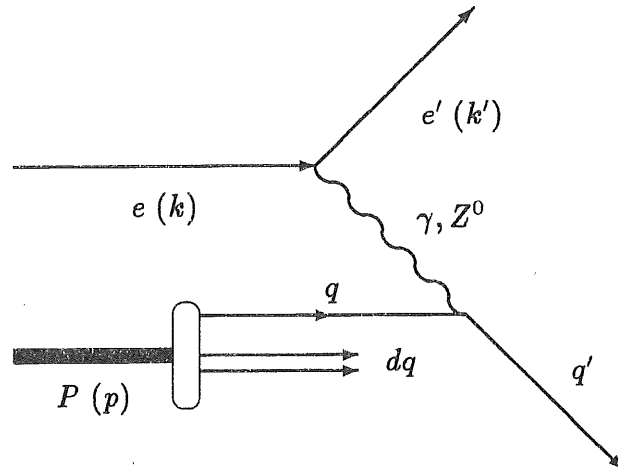


Abbildung 1.1: Elektron-Proton-Wechselwirkung in niedrigster Ordnung für neutrale Ströme

wobei  $k = (E_{e-}, 0, 0, -E_{e-})$  mit  $E_{e-} = 26.7 \text{ GeV}$   
 $k' = (E'_{e-}, E'_{e-} \sin \vartheta \cos \varphi, E'_{e-} \sin \vartheta \sin \varphi, E'_{e-} \cos \vartheta)$   
 $p = (E_P, 0, 0, E_P)$  mit  $E_P = 820 \text{ GeV}$

Die Quantenchromodynamik (QCD)<sup>3</sup> beschreibt dabei die tiefinelastische Streuung an den Konstituenten (sogenannten "Partonen", d.h. Quarks und Gluonen) des Protons. Die räumliche Auflösung ist hierbei durch das Impulsübertragsquadrat  $Q^2$  gegeben und ein Ziel ist es, die Strukturfunktionen  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$  des Protons zu messen. Diese Strukturfunktionen sind abhängig vom Impulsübertragsquadrat  $Q^2$  und dem Impulsbruchteil  $x$  des Partons vom Proton.

In den bisherigen Streuexperimenten konnten die Strukturfunktionen in dem kinematischen Bereich  $0.03 < x < 1$ , bzw.  $Q^2 < 300 \text{ GeV}^2$  gemessen werden.<sup>4</sup> Mit HERA wird der kinematisch zugängliche Bereich erweitert bzw. ergänzt (siehe Abb. 1.2). Hier sollen die Strukturfunktionen bei  $5 \cdot 10^{-5} < x < 1$ ,  $0 < Q^2 < 96400 \text{ GeV}^2$  gemessen werden. Wie die kinematischen Größen  $x$  und  $Q^2$  miteinander gekoppelt sind, ist auch in der Abb. 1.2 ersichtlich.

Da der Wirkungsquerschnitt proportional zu  $\frac{1}{Q^4}$  ist (siehe auch Abb. 1.3), ist bei der bisher gesammelten geringen Luminosität der Bereich bei kleinem  $Q^2$  und damit bei kleinem  $x$  interessant. Die H1-Kollaboration konnte schon zwei Arbeiten [H1DIS] zu  $F_2(x, Q^2)$  veröffentlichen.

**Drei Bosonen Vertex:** Die geladenen schwachen Vektorbosonen  $W^\pm$  können direkt mit dem Photon wechselwirken. Dieser Prozeß, welcher nach dem

<sup>3</sup>Die QCD beschreibt die starke Wechselwirkung mittels der Feldtheorie

<sup>4</sup>Es wird die in der Hochenergiephysik übliche Konvention der Einheiten verwendet, wo  $\hbar = c = 1$  gesetzt wird und somit die Masse, Energie und Impuls in  $\text{GeV}$  gemessen werden

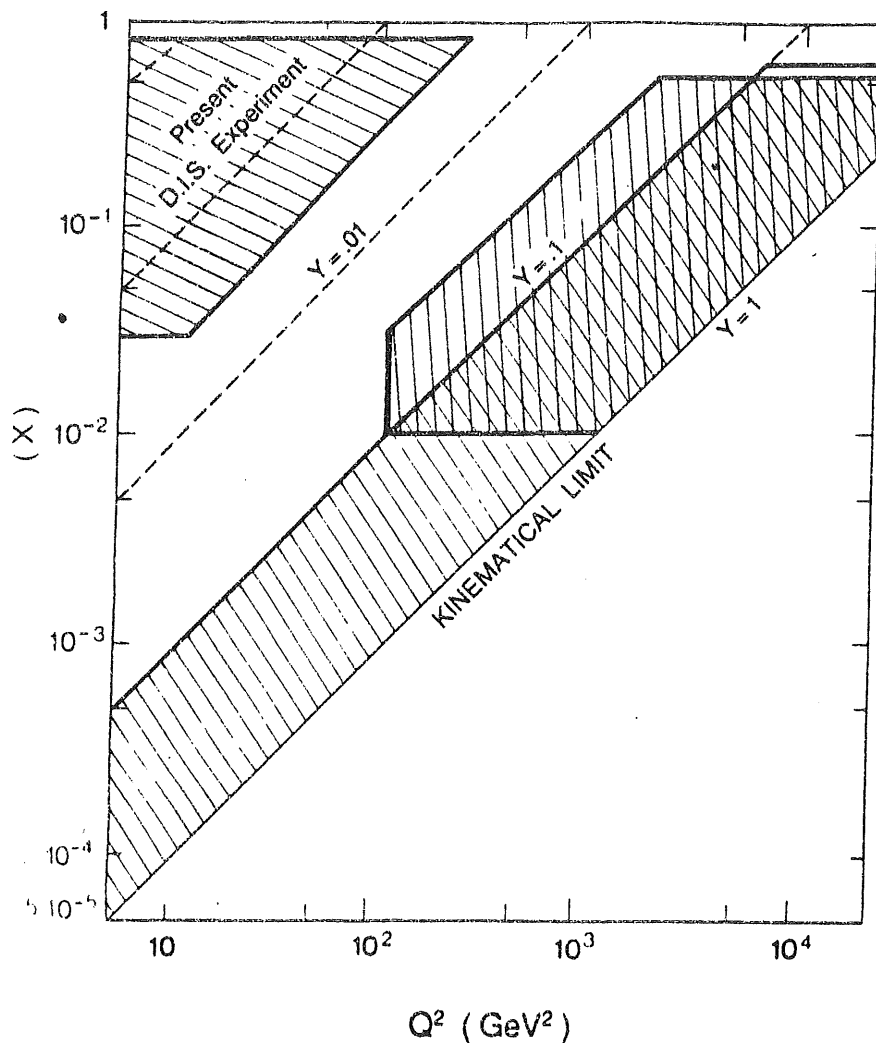


Abbildung 1.2: kinematisch zugänglicher Bereich bei HERA in den kinematischen Größen Bjorken  $x$  und Impulsübertragsquadrat  $Q^2$ .  
 schräg schraffiert: Bereich, welcher aus der Messung durch das gestreute Elektron möglich ist.  
 senkrecht schraffiert: Bereich, welcher aus der Messung durch den hadronischen Energiefluß möglich ist.  
 oben links ist der Bereich schraffiert, der mit den bisherigen tiefinelastischen Streuexperimenten erreicht wurde (entnommen aus [Fel87]).

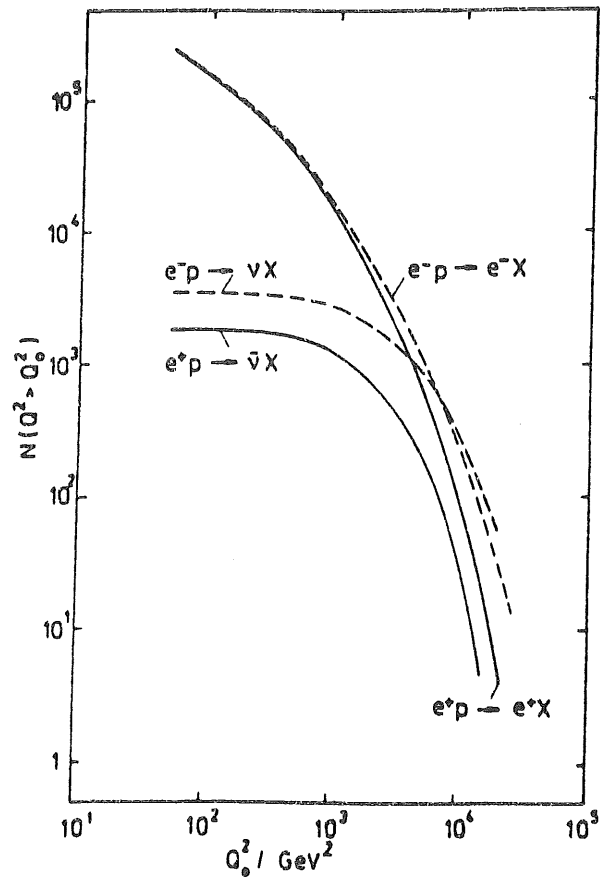


Abbildung 1.3: erwartete Zählrate für  $e^-p$ -Streuung für  $\int L dt = 100 \text{ pb}^{-1}$  (aus [Bl87]) in Abhängigkeit vom Impulsübertragsquadrat  $Q^2$ .

Standard-Modell [GSW] möglich ist, ist bisher experimentell nicht nachgewiesen worden.

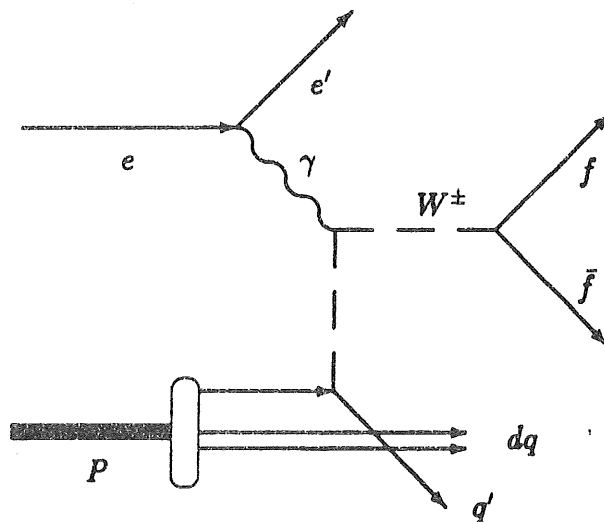


Abbildung 1.4: Drei-Bosonen Vertex

Bei HERA ist es prinzipiell möglich, über den Graphen in Abb. 1.4 die 3-Bosonen-Kopplung nachzuweisen. Der Wirkungsquerschnitt beträgt nach [Zep87]  $\sigma_{WW\gamma} \approx .57 \text{ pb}$ . Hiervon ist aber nur der leptonische Kanal (d.h. das W-Boson zerfällt in ein Lepton und Neutrino) gut nachweisbar [Her91]. Beim hadronischen Kanal wird das Signal von hochenergetischen Ereignissen der "Photoproduktion", welche am Ende des Kapitels erläutert wird, stark überdeckt.

**Suche nach neuen Wechselwirkungen und neuen Teilchen:** Überstreicht ein Speicherring neue Schwerpunktsenergien, so tritt immer wieder die Frage nach der möglichen Substruktur der beteiligten Fermionen, hier also der Elektronen und Quarks, auf. So wird bei HERA unter anderem nach angeregten Elektronen gesucht. Ein  $e^-p$ -Speicherring ist natürlich hervorragend geeignet, um neue Teilchen wie Leptoquarks oder Leptogluonen (Abb. 1.5) zu suchen bzw. zu finden, welche von sogenannten GUT-Theorien vorhergesagt werden [Sal74].

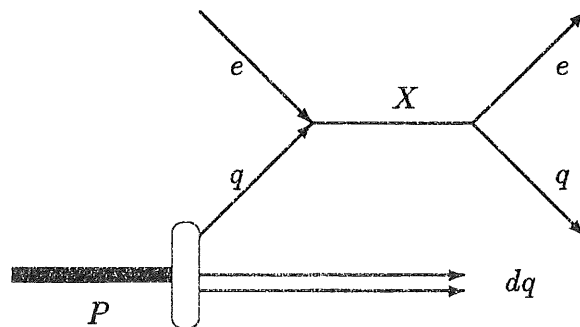


Abbildung 1.5: Produktion von Leptoquarks

Diese neuen Teilchen sind wegen ihrer kurzen Lebensdauer  $\tau \approx 10^{-22} \text{ s}$  zwar nicht direkt beobachtbar, doch können sie anhand der Korrelation in der zweidimensionalen Verteilung – invariante Masse gegen Bjorken  $y$  – [Sch92] nachgewiesen werden, bzw. machen sich als signifikante Überhöhung in der Bjorken  $x$  Verteilung bemerkbar. Hier hat H1 auch schon neue Massengrenzen veröffentlicht [H1LQ]. Die Chancen auf eine Entdeckung wachsen natürlich mit zunehmender integrierter Luminosität  $\int L dt$ .

Auch die noch nicht nachgewiesenen rechtshändigen Vektorbosonen  $W^\pm$  oder ein schwereres  $Z'$  können bei den Experimenten von HERA nachgewiesen werden.

**Messung der Struktur des Photons:** Aus der in Abb. 1.3 gezeigten Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Impulsübertragsquadrat  $Q^2$  kann man



weiterhin erkennen, daß bei kleinem Impulsübertragsquadrat  $Q^2$  der Wirkungsquerschnitt durch den Austausch von Photonen dominiert wird. (Der Beitrag des  $Z_0$  bei der Wechselwirkung durch neutrale Ströme ( $ep \rightarrow e'X$ ) ist in der gleichen Größenordnung wie der durch die geladenen Ströme ( $ep \rightarrow \nu X$ ), da die Massen vom  $Z_0$  und  $W^\pm$  ebenfalls von der gleichen Größenordnung sind.) Daher ist HERA auch eine  $\gamma p$  Kollisionsmaschine für quasireelle ( $Q^2 \approx 0$ ) Photonen. Auch hier ist wie in Abb. 1.6 zu sehen ist, die Wechselwirkung im neuen Energiebereich möglich.

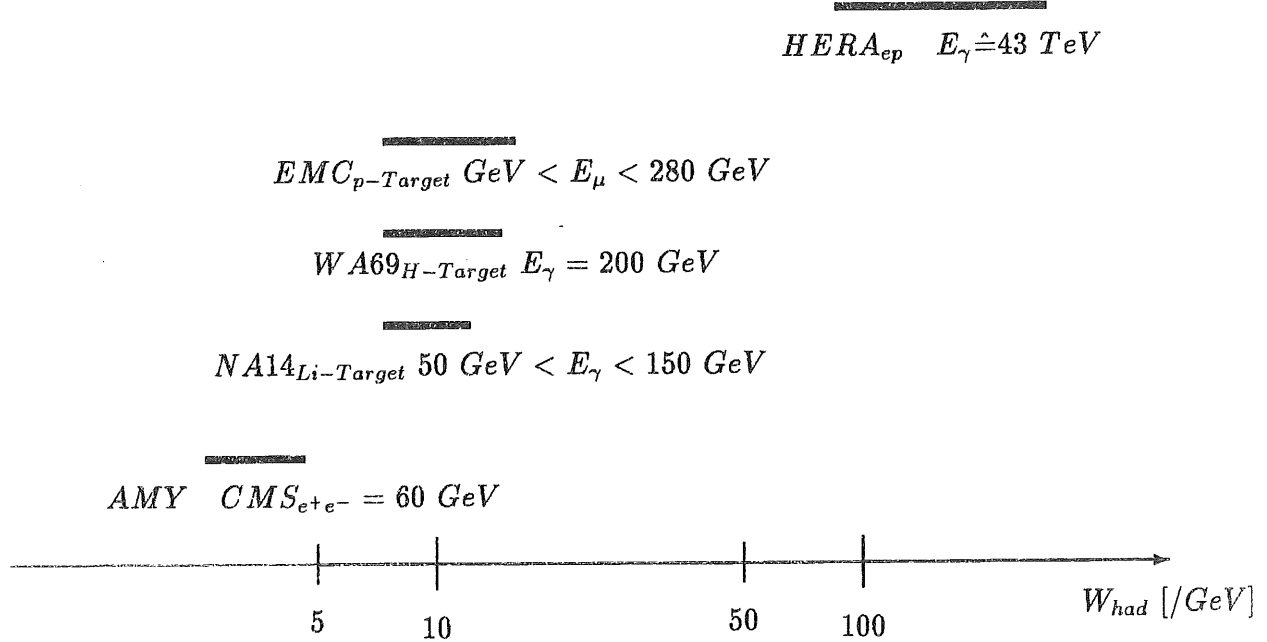


Abbildung 1.6: Vergleich der fixed Target Experimente mit HERA

Der Wirkungsquerschnitt für die  $e^-p$ -Streuung für den 1-Photonaustausch

$$\frac{d^2\sigma^{e^\pm}}{dx dQ^2} = \frac{d^2\sigma^{e^\pm}}{dx dy} \cdot \frac{1}{xs} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \{ (1-y)F_2(x, Q^2) + y^2 x F_1(x, Q^2) \} \quad (1.1)$$

kann für quasireelle Photonen geschrieben werden als:

$$\frac{d\sigma}{dy dQ^2} = \Gamma_T \sigma_T \quad (1.2)$$

wobei

$$\Gamma_T = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1 + (1-y)^2}{yQ^2} \quad (1.3)$$

den Photonfluß und

$$\sigma_T = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} F_2^\gamma \quad (1.4)$$

den Absorptionsquerschnitt für transversal polarisierte Photonen durch Protonen angibt.  $\sigma_L$  (Absorptionsquerschnitt für longitudinal polarisierte Photonen) kann wegen  $Q^2 \approx 0$  vernachlässigt werden.

Durch den großen Photonfluß  $\Gamma_T$  ergibt sich der große Wirkungsquerschnitt und dies ist natürlich bei kleiner Luminosität interessant. Der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion (mit  $10^{-8} < Q^2 < 10^{-2}$ ) ist bei HERA von H1 zu

$$\sigma_{tot}(\gamma p) = 159 \pm 7 \pm 20 \mu b \quad (1.5)$$

bei einer Schwerpunktsenergie von  $W_{\gamma p} = 195 \text{ GeV}$  (aus [H1C93]) gemessen worden.

Mit zunehmender Energie wird die hadronische Struktur des Photons deutlicher. Hierbei treten die "resolved Photon Prozesse", wo die Partonen (Quarks und Gluonen) "im Photon" mit den Partonen (Quarks und Gluonen) des Protons wechselwirken, immer mehr in Erscheinung neben den Prozessen, wo das Photon punktförmig (direkt) mit den Partonen (Quarks und Gluonen) des Protons wechselwirken (Kap. 2.3). Die Beschreibung dieser Wechselwirkungen geschieht durch die Photonstrukturfunktionen, von denen die wichtigste  $F_2^\gamma$  in Gleichung 1.4 schon erwähnt wurde.

Im Zusammenhang mit den  $\gamma p$  Reaktionen steht auch die vorliegende Arbeit. Sie entstand im Rahmen der H1-Kollaboration. Behandelt wird die Jet-Erzeugung in der Photoproduktion bei hohen Energien (siehe auch Abb. 1.7). Hier soll ins-

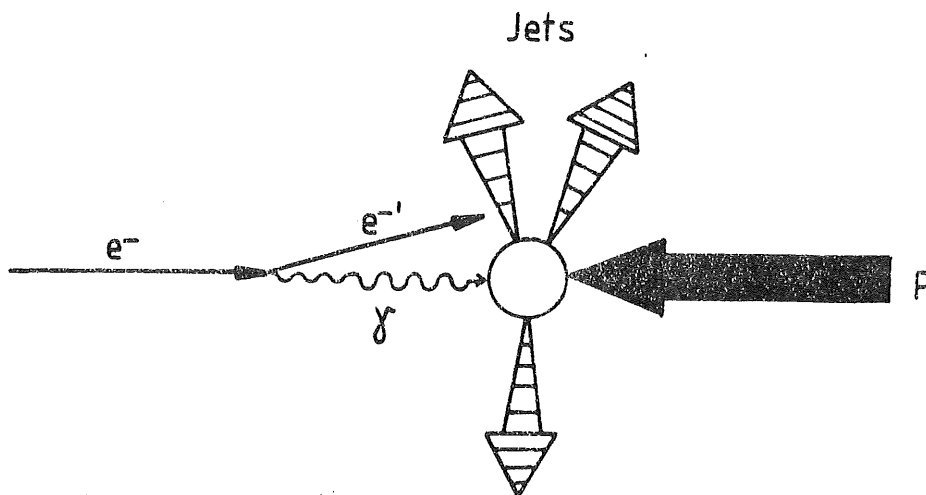


Abbildung 1.7: Jet-Erzeugung in der Photoproduktion bei HERA

besondere der "resolved Photon"-Anteil des Photons beitragen, für die die QCD überprüfbare Vorhersagen macht. Die Aussagen aus der ersten Veröffentlichung von H1 [H1C92],

H1 Collaboration Phys. Let. B 297 (205–213) (1992)  
Hard Scattering in  $\gamma$ -p Interactions

basierend auf  $L = 0.88 \text{ nb}^{-1}$ , werden dank der höheren Statistik ( $L = 28 \text{ nb}^{-1}$ ) überprüft und statistisch verbessert.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Nach der Motivation der Arbeit wird auf die Datennahme bei H1 eingegangen, wobei auch die wichtigsten Detektorkomponenten erläutert werden. Anschließend wird die Selektion der Ereignisse für die ausgeführte Analyse erklärt, welche auch zu der Veröffentlichung [H1C92] wesentlich beigetragen haben. Hiernach folgen die Ergebnisse der Datenanalyse aus den ersten beiden Runperioden von H1 bei HERA.

# Kapitel 2

## Motivation der Arbeit

Wie in der Einleitung erläutert, wird die Wechselwirkung von Protonen mit Elektronen über quasireelle Photonen bei kleiner Luminosität interessant. Der Austausch über quasireelle Photonen wird Photoproduktion genannt.

### 2.1 Photon-Physik

Mit den Energien bei HERA ist es möglich, die "Photon-Physik" bei neuen Schwerpunktsenergien fortzusetzen. In der Abb. 1.6 sind verschiedene Experimente, welche "Photon-Physik" betrieben, mit HERA anhand der invarianten hadronischen Masse ( $W_{had}^2 = (p + q)^2$ ) einander gegenübergestellt.

Das Experiment AMY ([AMY]) lief beim Elektron-Positron Speicherring TRI-STAN in Japan. Bei einer Strahlenergie von jeweils 30 GeV konnte die Photon-Photon Wechselwirkung bei einer hadronischen invarianten Masse von  $4 \text{ GeV} < W_{had} < 15 \text{ GeV}$  untersucht werden. Einen Überblick über die Zwei-Photonen Physik bei PETRA (DESY) <sup>1</sup> und TPC <sup>2</sup> (SLAC) <sup>3</sup> ist in [Ber87] zu finden. Bei den Fixed-Target Experimenten konnte mit Strahlenergien von bis zu 280 GeV die Photon-Hadron Wechselwirkung bei  $10 \text{ GeV} < W_{had} < 22 \text{ GeV}$  (hier seien die Experimente NA14, WA69, EMC bei CERN [NA14] erwähnt) beobachtet werden.

Wegen

$$\nu_{max} = \frac{pq}{m_P} = \frac{2E_e - E_P}{m_P}$$

müßte das Elektron eine Energie von 43 TeV in einem Fixed-Target Experiment besitzen, um die bei HERA vorhandenen Schwerpunktsenergie zu erreichen. Bei HERA läßt sich die Photon-Physik bei einer invarianten Masse von  $90 \text{ GeV} < W_{had} < 295 \text{ GeV}$  beobachten. Dies bedeutet also gegenüber den bisherigen Experimenten eine Erweiterung des untersuchten Energiebereichs für die Photon-Physik um eine Größenordnung.

---

<sup>1</sup>Positron Elektron Tandem Ring Anlage

<sup>2</sup>Two Photon Collaboration

<sup>3</sup>Stanford Linear Accelerator



## 2.2 Vorhersagen

Anhand der Daten des  $p\bar{p}$ -Speicherringes SPS bei CERN können Vorhersagen über den Wirkungsquerschnitt der einzelnen Prozesse bei der Photoproduktion gemacht werden (siehe Kap. 2.3 [Sti87]). Diese erreicht man durch Störungsrechnung der Quantenchromodynamik (QCD). Diese Vorhersagen werden mit den Daten von HERA verglichen und dienen somit als Test für die QCD. Bei diesen Vorhersagen müssen natürlich die verschiedenen Parametrisierungen der Strukturfunktion berücksichtigt werden. Daher läßt sich auch über die Messung des Wirkungsquerschnittes die Strukturfunktion des Photons bestimmen. Da die verschiedenen Parametrisierungen der Strukturfunktionen des Protons voneinander nicht so stark abweichen, ist deren Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt gegenüber den verschiedenen Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion vernachlässigbar.

## 2.3 Theoretischer Hintergrund

In Kap. 1 ist schon zum Teil erklärt worden, wie das Photon mit dem Proton wechselwirken kann. Hier soll dies nochmals deutlicher vorgestellt werden.

Die Wechselwirkung des Photons mit dem Proton kann man in drei Fälle einteilen, welche sich in der "Härte" der Wechselwirkung unterscheiden. Es sei jetzt schon erwähnt, daß eindeutige Grenzen zwischen den einzelnen Fällen nicht existieren und die Übergänge zwischen ihnen fließend sind.

**Soft Process** Das Photon, welches ein virtuelles Vektorboson mit den Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{--}$  ist, kann als ein Vektormeson  $\rho, \omega, \eta', J/\Psi \dots$ , welche dieselben Quantenzahlen  $J^{PC}$  besitzen, am Proton als Ganzes streuen. Dieser Prozeß ist sehr "weich" (soft process), da hier eine Meson-Nukleonstreuung vorliegt, wobei das Meson als Ganzes mit dem ganzen Proton wechselwirkt. Es liegt also somit keine punktförmige Wechselwirkung vor (Abb. 2.1).

Diese Art der Streuung wird mittels des Vektormesonendominanz-Modells (VDM)<sup>4</sup> beschrieben. Anhand dieses Modells wurde die Wechselwirkung des Photons mit dem Proton bei kleinen Schwerpunktsenergien ( $W \leq 10 \text{ GeV}$ ) erklärt. Die Signatur dieser Prozesse ist nicht eindeutig und im weiteren Verlauf der Arbeit wird nur auf die Prozesse eingegangen, wo das Photon mit den Konstituenten des Protons punktförmig wechselwirkt. Dies bedeutet gleichzeitig, daß die Schwerpunktsenergie der wechselwirkenden Teilchen größer wird.

**Direkter Prozeß** Als direkten Prozeß bezeichnet man diejenigen Wechselwirkungen des Photons mit dem Proton, wo das Photon selbst punktförmig mit einem Konstituenten des Protons wechselwirkt. Bei dem sogenannten QCD-Compton-Effekt koppelt das Photon an ein Quark vom Proton, welches nachher ein Gluon abstrahlt (Abb. 2.2).

<sup>4</sup>Die Kopplung von Photonen an Hadronen mittels eines intermediären Vektormeson mit demselben Spin, Parität und C-Parität wie das Photon wird in der gängigen Literatur als Vektormesonendominanz bezeichnet

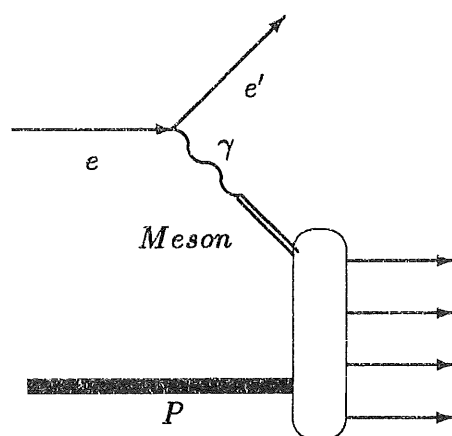


Abbildung 2.1: weicher Streuprozess von  $\gamma p$ : VDM

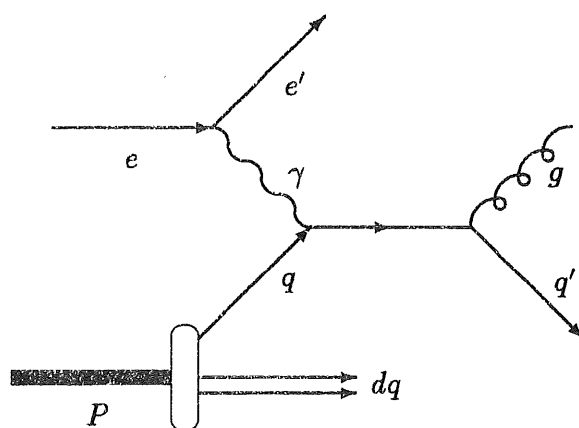


Abbildung 2.2: direkter Prozeß: QCD-Compton

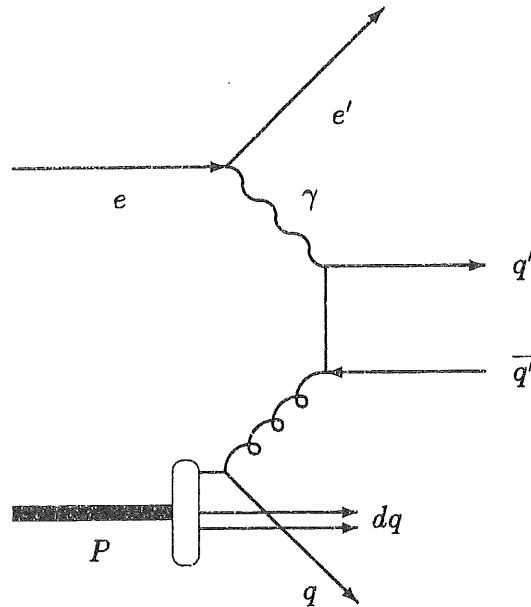


Abbildung 2.3: Produktion von schweren Quarks bei HERA über die Photon-Gluon-Fusion

Bei der Boson-Gluon-Fusion (Abb. 2.3), welche der dominante Beitrag zur Produktion von schweren Quarks ist, koppelt das Photon an ein Quark, welches von einem Gluon aus dem Proton stammt. Beiden Prozessen ist gemeinsam, daß nach dem harten Prozeß zwei Partonen sich im Endzustand befinden, welche sich im Detektor durch zwei transversalimpulsstarke Jets bemerkbar machen. Schaut man sich die Kopplungen an, so sieht man, daß bei beiden Prozessen eine elektromagnetische und eine starke Kopplung vorliegen. Daraus ergibt sich, daß der Wirkungsquerschnitt beim direkten Prozeß von der Ordnung  $\alpha \cdot \alpha_s$  ist. Hier bedeuten  $\alpha$  und  $\alpha_s$  die Kopplungskonstanten der elektromagnetischen bzw. starken Wechselwirkung.

**resolved Photon Prozeß** Der resolved Photon Prozeß beinhaltet die nächst höhere Ordnung zum direkten Prozeß. Da das Photon innerhalb der Energieunschärfe in ein Quark-Antiquarkpaar übergehen kann, ist es möglich, daß ein Parton aus diesem  $q\bar{q}$  Zustand, entweder ein Quark oder aber auch ein Gluon, mit einem Konstituenten vom Proton, also ebenfalls Quark oder Gluon, wechselwirken kann. Die Wechselwirkung ist also im Gegensatz zum "soft Process" genau wie beim direkten Prozeß wieder punktförmig. Beispiele für die verschiedenen Möglichkeiten sind in der Abb. 2.4 dargestellt, wobei hier nur der harte Subprozeß dargestellt ist und das Proton bzw. Photon selbst nicht abgebildet sind.<sup>5</sup>

Die Zahl der in den harten Streuprozess aus dem Photon einlaufenden Partonen

<sup>5</sup>In der Abb. 2.8 sind die einlaufenden Teilchen (Proton und Elektron mit dem abgestrahlten Photon) dargestellt. Hierbei steht der Kreis für die verschiedenen Möglichkeiten des harten Prozesses aus der Abb. 2.4.

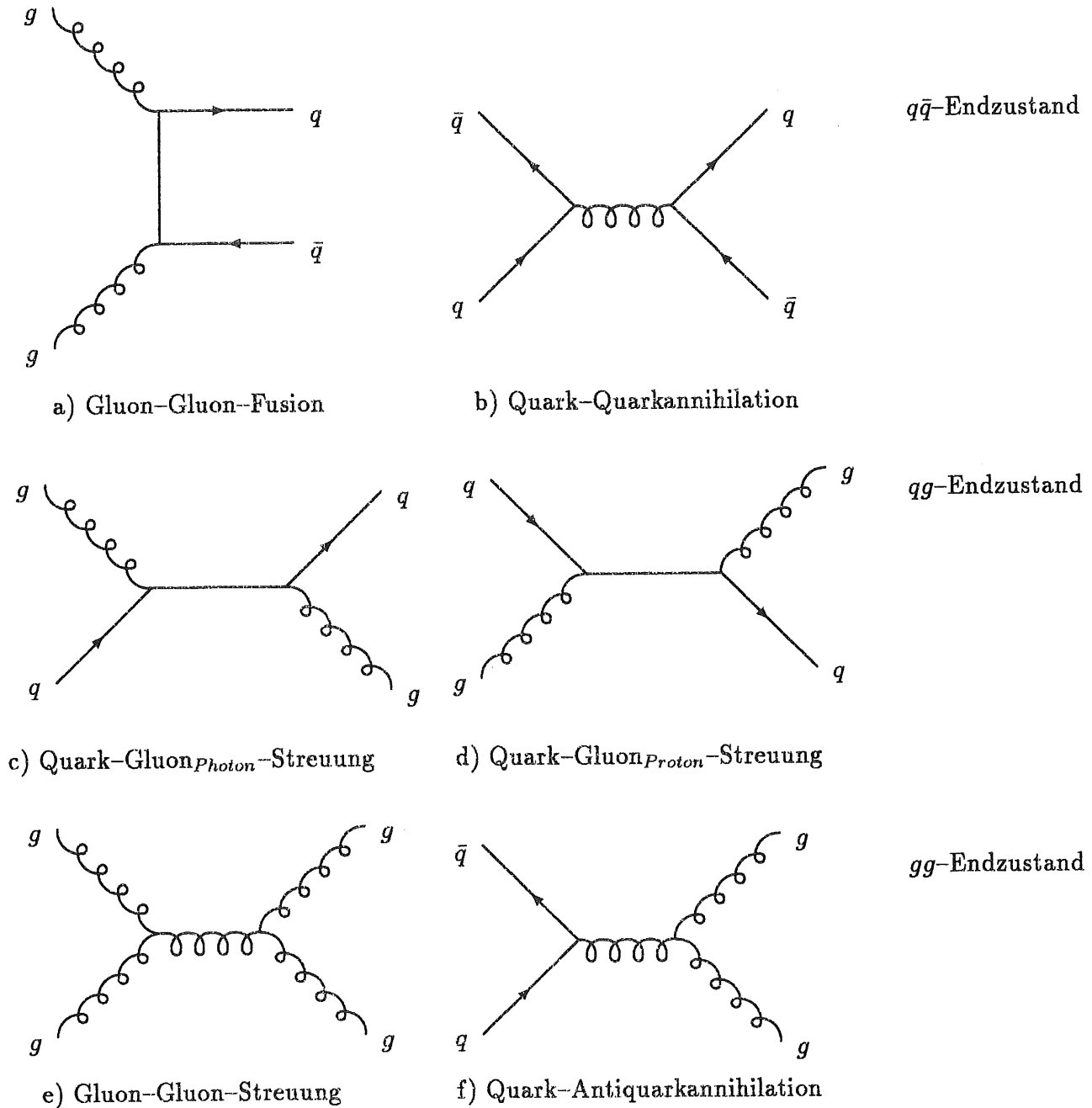


Abbildung 2.4: Beispiele für die Prozesse des resolved Photon Prozeß. Die oben einlaufenden Partonen kommen vom Photon, die unteren vom Proton. In der Abb. 2.8 ist der gesamte Prozeß dargestellt. Hierbei steht der Kreis für die harten Prozesse, welche hier zum Teil aufgeführt sind.



wird wie bei den Hadronen durch eine Strukturfunktion – die Photonstrukturfunktion  $F_2^\gamma$  bzw. die Anzahldichte  $f_{q/\gamma}$  und  $f_{g/\gamma}$  parametrisiert. Im Gegensatz zu den Hadronen enthält  $F_2^\gamma$  bzw.  $f_{q/\gamma}$  neben dem hadronischen Anteil noch einen "anormalen" in der QCD berechenbaren Anteil, der die Fluktuation eines Photons in ein quasifreies  $q\bar{q}$ -Paar beschreibt.

Zählt man die Kopplungen anhand der Abb. 2.4 2.8 ab, so erkennt man, daß zweimal eine starke und einmal eine elektromagnetische Wechselwirkung vorliegt. Dies führt also zu der Ordnung  $\alpha \cdot \alpha_s^2$ , welche ja wie oben erwähnt um eine Ordnung höher ist als bei den direkten Prozessen. Doch wegen des anomalen Verhaltens der Photonstrukturfunktion bleibt insgesamt der Wirkungsquerschnitt für die resolved Photon Prozesse von der Ordnung  $\alpha \cdot \alpha_s$ . Dies bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt der einzelnen Prozesse in der gleichen Größenordnung sein sollte wie der von den direkten Prozessen. Die Abb. 2.5 zeigt die einzelnen Anteile der verschiedenen Prozesse am Gesamtwirkungsquerschnitt der punktförmigen Wechselwirkung zwischen dem Photon und Proton in Abhängigkeit des Transversalimpulses der auslaufenden Jets. Hierbei ist die Bezeichnung wie folgt zu verstehen: Der erste Buchstabe bezeichnet das Teilchen, welches vom "Elektron-Ast" herrührt und der zweite das Teilchen, welches aus dem Proton stammt. So bedeutet z.B.  $qg$ , daß ein Quark "aus dem Photon", welches ja vom Elektron abgestrahlt wird, mit einem Gluon aus dem Proton wechselwirkt. Man erkennt, daß die Beiträge des resolved Photon Prozesses ( $gg, qg, qg, qq$ ) für kleine Transversalimpulse dominant sind und daß der Anteil des direkten Prozesses ( $\gamma g, \gamma q$ ) mit zunehmendem Transversalimpuls am Wirkungsquerschnitt größer wird. Der absolute Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 2.6 gezeigt. Die gestrichelte Kurve zeigt den Wirkungsquerschnitt nur für den direkten Prozeß und die durchgezogene Kurve den gesamten Wirkungsquerschnitt (direkt + resolved = direkt + nächst höhere Ordnung).

**Signaturen der Prozesse** Vergleicht man die Feynmangraphen der direkten Prozesse Abb. 2.7 mit denen von den resolved Photon Prozessen Abb. 2.8, so erkennt man, daß die direkten Prozesse zwei Jets (plus ein Jet vom Protonrest) und die Prozesse von resolved Photon drei Jets (plus ein Jet vom Protonrest) besitzen.

Der dritte Jet beim resolved Photon rührt vom Photonrest, welcher kollinear, d.h. die Strahlachse entlang, wegfliegen sollte. Da die auslaufenden Quarks Farbladungen besitzen, kann durch Fragmentation (s.u.) der Jet des Photonrestes in den Detektor "hineingebogen" werden. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden die Größen vom harten Prozeß, d.h. die Größen wo die Partonen selbst miteinander wechselwirken, mit einem " $\hat{\phantom{x}}$ " versehen. So besitzen die beiden auslaufenden harten Partonen den Transversalimpuls  $\hat{p}_T$  und die am harten Prozeß beteiligte Schwerpunktsenergie heißt  $\hat{s}$ .

Ziel dieser Arbeit ist es, die Vorhersagen der QCD zu überprüfen und den resolved Photon Prozeß nachzuweisen. Der experimentelle Nachweis für diesen Prozeß

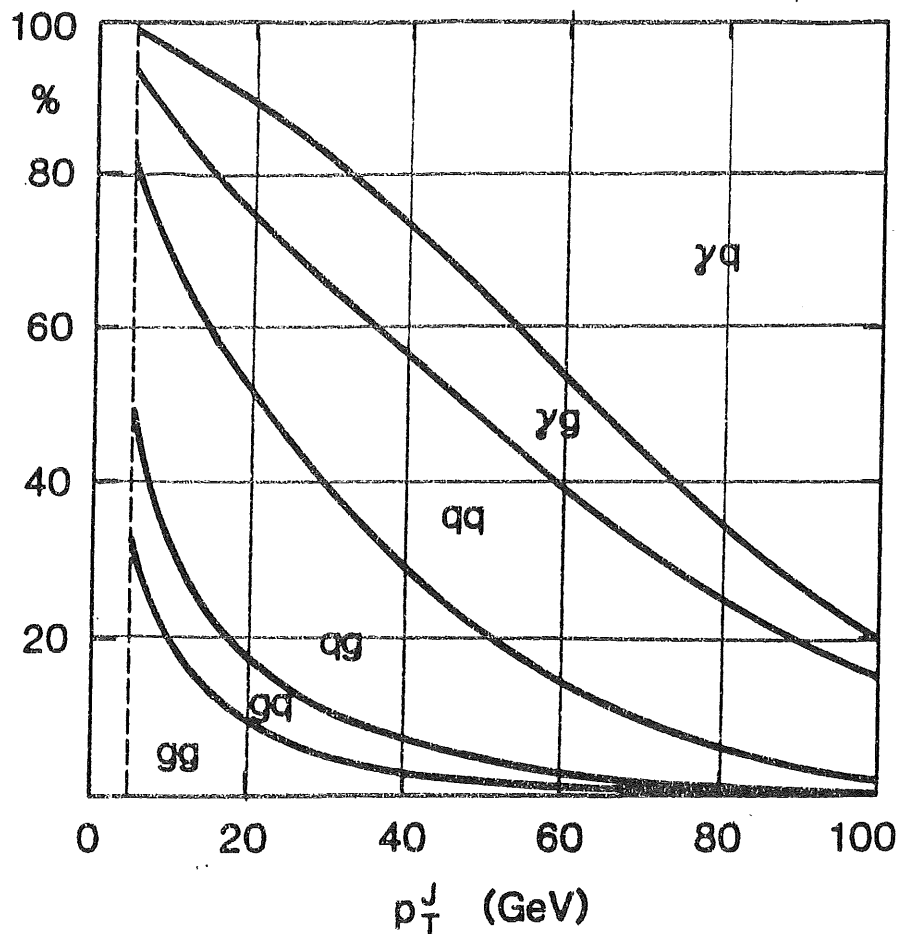


Abbildung 2.5: Prozentualer Anteil (= Differenz zweier aufeinanderfolgender Kurven) der verschiedenen Prozesse am Gesamtwirkungsquerschnitt (entnommen aus [Sti87])

stand in der Lepton-Nukleon-Streuung noch aus. Es werden verschiedene Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion untersucht und mit den Daten von H1 aus den ersten beiden Runperioden verglichen.

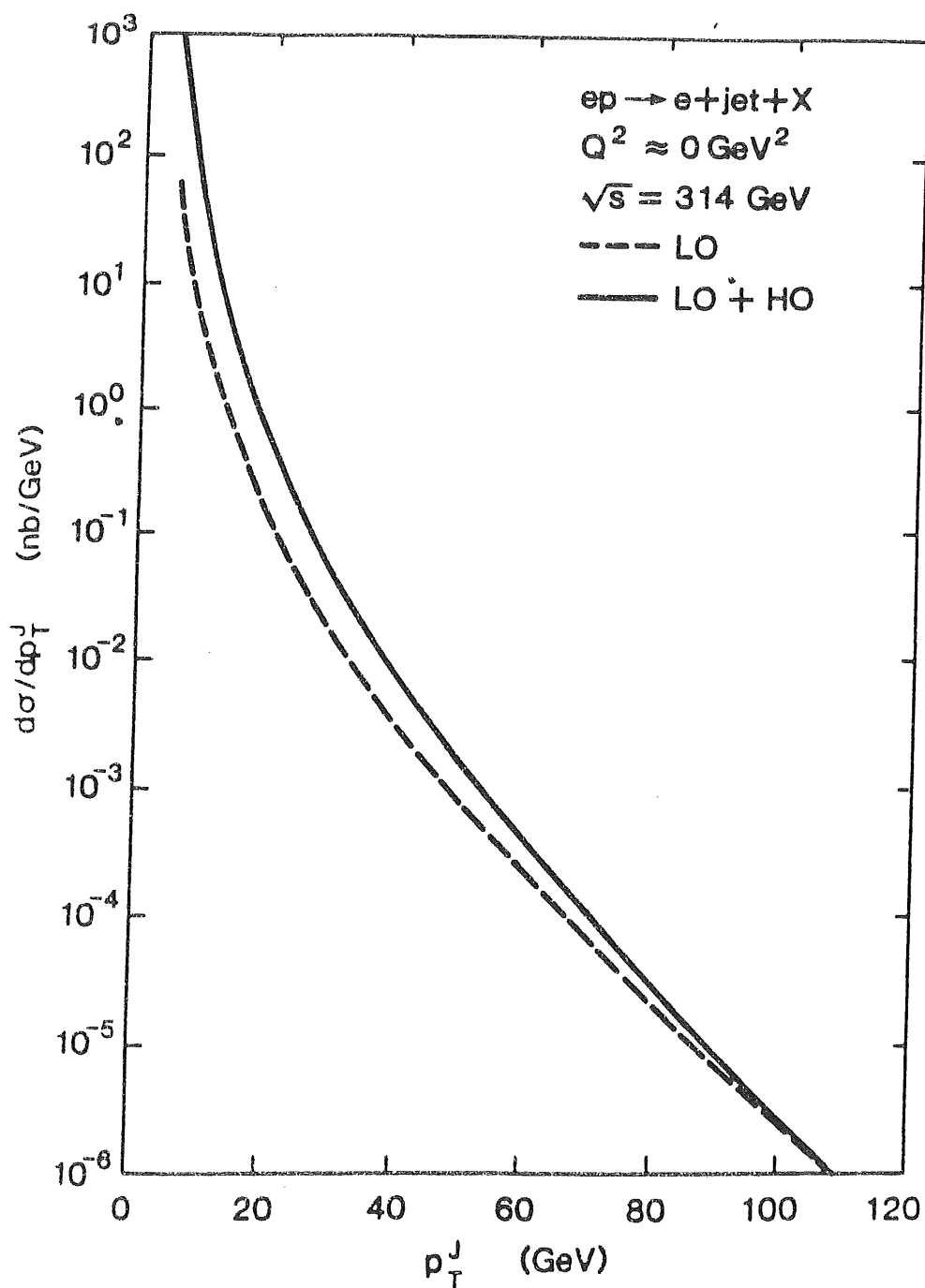


Abbildung 2.6: Vorhergesagter Wirkungsquerschnitt für die harte  $\gamma$ -P Streuung  
 gestrichelte Kurve: direkter Prozeß alleine  
 durchgezogene Kurve: direkter Prozeß plus resolved Photon Prozeß  
 (entnommen aus [Sti87])

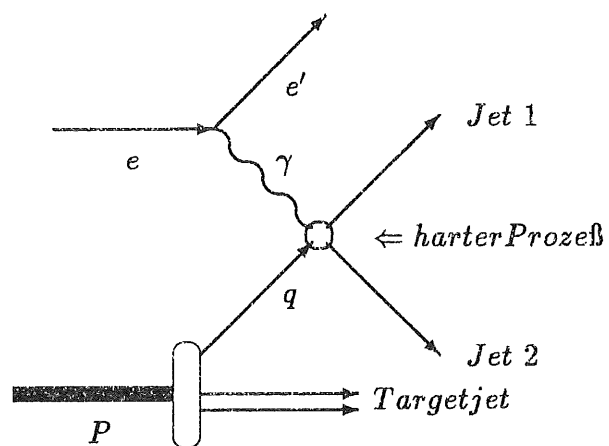


Abbildung 2.7: direkter Prozeß: schematisch

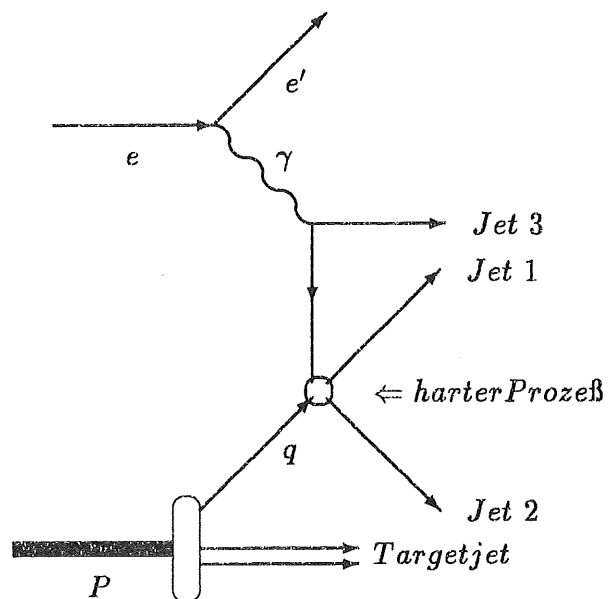


Abbildung 2.8: resolved Photon Prozeß: schematisch



# Kapitel 3

## Datennahme bei H1

### 3.1 Parameter von HERA

Einen Überblick über die angestrebten Maschinenparameter bei HERA gibt die Tabelle 3.1 wieder. In den ersten beiden Runperioden von HERA wurde der Speicherring hauptsächlich mit jeweils 10 Teilchenpaketen betrieben, d.h. daß sich zur gleichen Zeit 10 Elektronpakete und 10 Protonpakete im Speicherring befanden. Bei einem Paketabstand von  $96\text{ ns}$  können sich maximal 210 Teilchenpakete gleichzeitig im Speicherring befinden. Auch die 10 Teilchenpakete aus den ersten beiden Runperioden besaßen einen Paketabstand von  $96\text{ ns}$ . Dies erfordert von der Datennahme natürlich schnelle Elektronik und Ausleseverfahren, welche weiter unten Kap. 3.2, 3.4 beschrieben werden. Auch in Bezug auf die Länge der Pakete konnten die Designwerte nicht erreicht werden, wie man aus der Tab. 3.1 entnehmen kann.

Die aufgezeichneten Daten sind natürlich von Untergrundereignissen stark kontaminiert, welche hauptsächlich aus Strahlgas- und Strahlrohrereignissen bestehen. Strahlgasereignisse sind solche, bei denen die Teilchen aus dem Strahl (entweder Elektronen oder Protonen) mit den Gasmolekülen im Strahlrohr wechselwirken. Bei Strahlrohrereignissen wechselwirken die Teilchen aus dem Strahl, welche von der nominellen Position abweichen, mit den Atomen der Strahlrohrwand. Da die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse dieser Ereignisse die gleichen sind wie bei der Elektron-Protonstreuung, nur die Schwerpunktsenergie wesentlich geringer ist, sind die Signaturen dieser Ereignisse dieselben wie bei der Elektron-Protonstreuung. Wie diese Ereignisse herausgeschnitten wurden, wird weiter unten Kap. 4.2 4.3 erklärt.

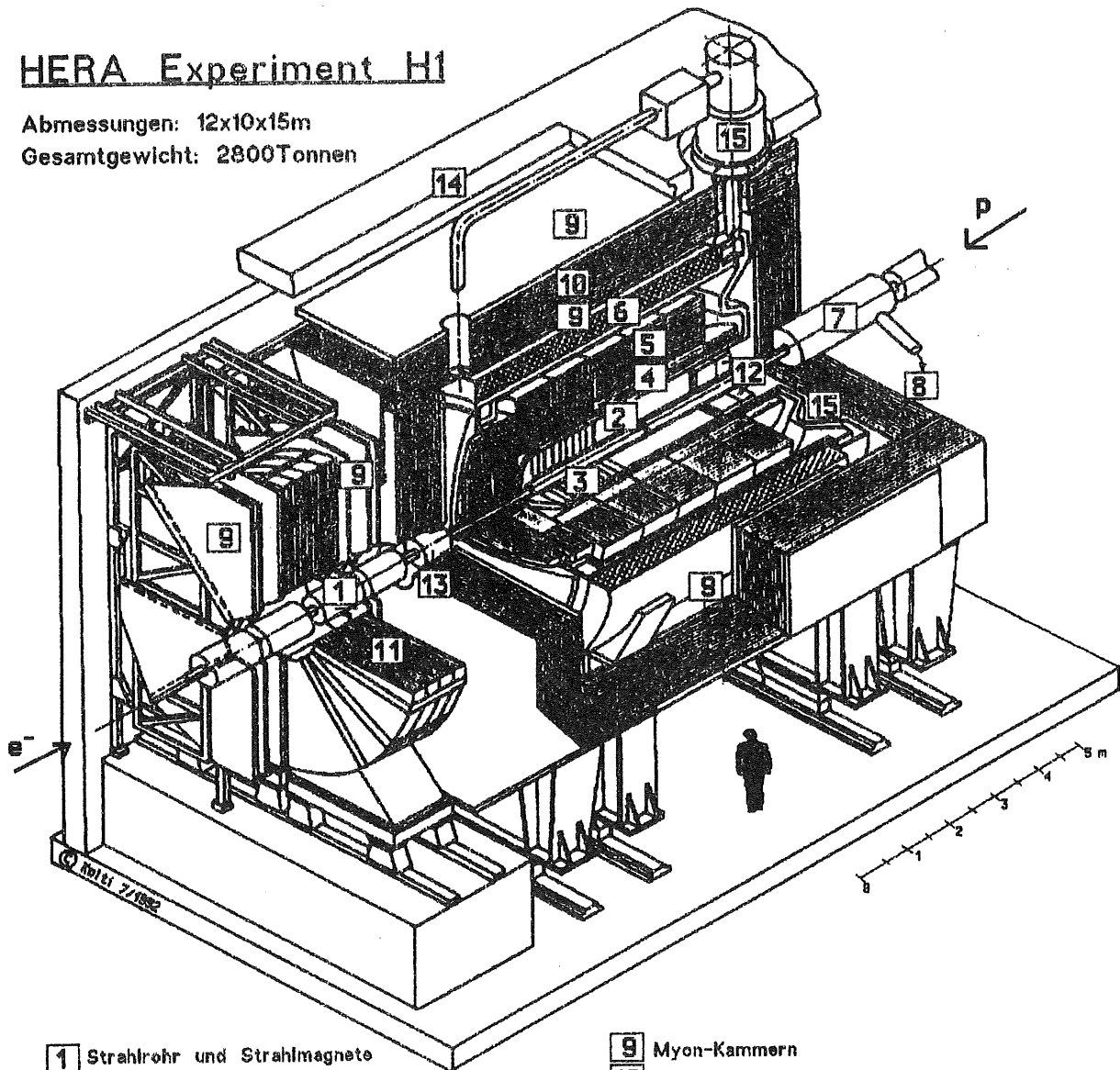
Zunächst erfolgt eine Übersicht über die wichtigsten Detektorkomponenten des H1-Detektors und dessen Trigger, die für die hier durchgeführte Datenanalyse, bzw. für die Veröffentlichung [H1C92] von entscheidender Bedeutung waren.

### 3.2 Der H1-Detektor

In Abb. 3.1 ist der Aufbau des H1-Detektors schematisch wiedergegeben. Die unterschiedlichen Energien von den Elektronen und Protonen bedingen einen asymmetrischen Aufbau um den nominellen Wechselwirkungspunkt. Im weiteren Ver-

## HERA Experiment H1

Abmessungen: 12x10x15m  
Gesamtgewicht: 2800 Tonnen



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

Abbildung 3.1: Der H1 Detektor

	DesignWerte		1.Betriebsjahr 1992	
	p-Ring	e-Ring	p-Ring	e-Ring
Energie [GeV]	820	30	820	26.7
Anzahl Teilchenpakete	210	210	10	10
Teilchen/Paket $10^{11}$	210	80	2.6	3.7
Strahlstrom/Paket [ $\mu\text{A}$ ]	760	290	200	280
Energieverlust/Umlauf [MeV]	$6.2 \cdot 10^{-6}$	127		
Füllzeit [min]	20	15	120	30
$\sigma_x/\sigma_y$ [mm]	0.29/0.07	0.26/0.02	0.36/0.10	0.30/0.07
$\sigma_z$ (Paket) [mm]	110	8	$\approx 200$	$\approx 10$
Umfang [m]	6336			
Kollisionsrate [MHz]	10,4			
Schwerpunktsenergie [GeV]	314		296	
Maximaler Impulsübertrag $Q^2$ [ $\text{GeV}^2$ ]	98600		87600	
Luminosität [ $\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ ]	$1,5 \cdot 10^{31}$		$3.0 \cdot 10^{29}$	

Tabelle 3.1: Technische Daten des HERA Speicherringes aus [H1DET]

lauf der Arbeit wird die H1-Namenskonvention benutzt, wo die Protonrichtung als Vorwärtsrichtung deklariert wird, d.h. daß ein Elektron, welches ein quasireelles Photon ( $Q^2 \approx 0$ ) emittiert, unter einem Winkel nahe  $\vartheta = 180^\circ$  gestreut wird.<sup>1</sup>

**Spurenkammer:** Durch das von der supraleitenden Solenoidspule erzeugte Magnetfeld von  $B = 1.2 \text{ T}$ , welches im Bereich der Spurenkammer homogen ist ( $\Delta B/B \leq 2\%$ ) und entlang der Strahlachse verläuft, wird eine Impulsauflösung von

$$\frac{\sigma_p}{p^2} = 0.3\% \text{ GeV}^{-1}$$

für Transversalimpulse erreicht [Bra92] [H1DET]. Gleichzeitig beträgt die Winkelauflösung für den Polarwinkel:  $\sigma_\vartheta \approx 1 \text{ mrad}$ . Der asymmetrische Aufbau schlägt sich auch im Aufbau der Spurenkammer nieder. Die Spurenkammer ist in drei Kammern unterteilt.

- zentrale Spurenkammer [2]

Die zentrale Spurenkammer besitzt folgende Anordnung, wobei die Beschreibung von innen nach außen erfolgt:

Die innere Vieldrahtproportionalkammer (MWPC) befindet sich in einem radialen Abstand von  $r = 15 \text{ cm}$  vom nominellen Wechselwirkungspunkt. Hierauf folgt die innere z-Kammer und die innere Jet-Kammer. Bei  $r = 49 \text{ cm}$  befindet sich die äußere z-Kammer, woran sich die äußere MWPC anschließt. Die innere und äußere MWPC werden mittels "Pads"<sup>2</sup> ausgelesen und dienen dem schnellen Auffinden eines Vertex für

<sup>1</sup>Der Polarwinkel wird mit  $\vartheta$  und der Azimutwinkel mit  $\varphi$  bezeichnet

<sup>2</sup>mit Pads werden Ausleseelektroden bezeichnet, welche meistens rechteckig sind

den Trigger. Dies geschieht dadurch, daß die bestimmten Vertexpositionen entlang der Strahlachse ( $z$ -Achse) in ein Histogramm gefüllt werden. Die Pads sind azimuthal in 16 Segmente unterteilt, wo jedes Segment separat den "z-Vertex" bestimmt [H1DET].

Mit der äußeren Jet-Kammer, welche einen maximalen Radius von  $r = 85.5 \text{ cm}$  besitzt, werden wie auch mit der inneren Jet-Kammer der radiale Abstand  $r$  und der Azimutwinkel  $\varphi$  der Teilchenspuren gemessen. Die dritte Ortskomponente entlang der Strahlachse erhält man mittels Ladungsteilung aus den Drähten der  $z$ -Kammern. Aus diesen Informationen kann somit über den Krümmungsradius der Impuls eines durchlaufenden Teilchens bestimmt werden. Die zentrale Spurenkammer war in den ersten beiden Runperioden voll im Betrieb und mit ihr wurden im wesentlichen die Ereignisse getriggert. Sie deckt einen Winkelbereich von  $25^\circ < \vartheta < 155^\circ$  ab und die Impulse der Teilchen konnten mit der oben angegebenen Impulsauflösung gemessen werden. In den Jetkammern kann auch das  $\frac{dE}{dx}$  von den Teilchen mit einer Auflösung von

$$\frac{\sigma_{dE}}{dE} = 10\%$$

gemessen werden [H1DET]

- Vorwärtsspurenkammer [3]

Die Vorwärtsspurenkammer besteht aus drei identisch aufgebauten "Supermodulen". Jedes Supermodul besteht aus einer Serie von planaren Driftkammern, einem Übergangsstrahlungsdetektor mit Vieldrahtproportionalkammern (FWPC) und radialen Driftkammern. Wie auch bei der zentralen Spurenkammer werden hier die FWPC benutzt, um einen Vertex möglichst schnell aufzufinden. Außerdem wird die Information der FWPC im Trigger von H1 benutzt (siehe Kap. 3.4). Mit Hilfe der radialen und planaren Driftkammer erhält man eine dreidimensionale Ortsinformation der geladenen Teilchen. Durch die Übergangsstrahlungsdetektoren lassen sich die geladenen Teilchen identifizieren, insbesondere die Elektron-Pion Trennung wird hierdurch ermöglicht, welches ja für die Rekonstruktion von tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung wichtig ist.

Ungefähr 30% der Ausleseeinheiten fehlten in der Vorwärtsspurenkammer während der ersten beiden Runperioden. Aus diesem Grund wurden in der Datenanalyse vorwiegend die Informationen aus der zentralen Spurenkammer zur Untergrundreduktion (s.u. Kap. 4.2) verwendet.

- rückwärtige Proportionalkammer

Die rückwärtige Proportionalkammer (BWPC) vervollständigt das System der Spurvermessung für den Winkelbereich  $\vartheta > 150^\circ$ . Die BWPC besteht aus vier Proportionalkammern, wobei im Gegensatz zu den MWPC und FWPC jeder Draht einzeln ausgelesen wird. Mit Hilfe der BWPC ist es somit möglich, den Eintrittort in das rückwärtige Kalorimeter für alle geladenen Teilchen zu bestimmen, welche unter einem

Winkel  $\vartheta \geq 150^\circ$  vom Wechselwirkungspunkt den Detektor durchqueren. Die BWPC wird selbst auch, wie die anderen Vieldrahtproportionalkammern, zu Triggerzwecken verwendet.

**Kalorimeter:** Noch innerhalb der supraleitenden Spule befindet sich das Kalorimeter, welches aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil besteht:

- elektromagnetisches Kalorimeter [4]

Dieses Samplingkalorimeter besteht aus 2.4 mm starken Bleiabsorberplatten und das sensitive Volumen (2.35 mm dick [Bra92]) ist mit flüssigem Argon (LAR) gefüllt. Jedes sensitive Volumen besitzt eine mit Pads instrumentierte Ebene, welche ausgelesen wird. Diese Pads werden elektronisch zu "Türmen" zusammengefaßt, welche projektiv auf den nominellen Wechselwirkungspunkt zeigen. Die in diesen Türmen gemessene Ladung ist proportional zur Energie der Teilchen, welche die Türme durchquert haben. Die Tiefe des Kalorimeters ist abhängig vom Polarwinkel und liegt zwischen 20 und 30 Strahlungslängen. Somit ist gewährleistet, daß hier die gesamte Energie der elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen deponiert wird. Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt <sup>3</sup> [Bra92], [H1DET]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.12}{\sqrt{E}} \oplus 0.01$$

- hadronisches Kalorimeter [5]

Das hadronische Kalorimeter ist auch ein Samplingkalorimeter und besitzt ebenfalls mit flüssigem Argon gefüllte sensitive Volumina ( $d = 2 * 2.3 \text{ mm}$ ). Die Absorberlagen bestehen aus 19 mm starken Edelstahlplatten. Die Energiemessung erfolgt analog dem elektromagnetischen Kalorimeter über die Ladungsmessung in Türmen. Die Türme bestehen hier aus doppelseitig angebrachten Pads in jedem sensitiven Volumen und sind ebenfalls projektiv zum nominellen Wechselwirkungspunkt angeordnet. Damit das Verhältnis zwischen deponierter elektromagnetischer und hadronischer Energie gleich eins ist, wird ein Wichtungsverfahren [H1C90] angewendet. Man erhält für die hadronische Energieauflösung [Bra92], [H1DET]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.50}{\sqrt{E}} \oplus 0.02$$

Die hadronische Restenergie aus dem 4.7–7 Wechselwirkungslängen tiefen Kalorimeter wird mit Hilfe des instrumentierten Eisens [10], welches selbst noch einmal 4.5 Wechselwirkungslängen tief ist, gemessen. Dieser "Tailcatcher" befindet sich hinter der Spule, so daß Korrekturen auf das

---

<sup>3</sup>In den Formeln für die Energieauflösung ist die Energie in GeV einzusetzen und  $\oplus$  steht hier und im Folgenden für quadratische Addition.

tote Material gemacht werden müssen [HJB93]. Die Energieauflösung wurde in [HJB93] angegeben zu:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.985}{\sqrt{E}}$$

Diese "großen" Kalorimeter werden durch zwei Volumenmässig kleinere Kalorimeter ergänzt bzw. vervollständigt. Dies ist zum einen das Vorwärtskalorimeter (PLUG) und zum anderen das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC).

- PLUG [13]

Das PLUG-Kalorimeter besitzt Kupferplatten als Absorber und mittels Siliziumpads wird die deponierte hadronische Energie nahe des Strahlrohres gemessen. Die Energieauflösung beträgt hier [Bra92]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1.00}{\sqrt{E}}$$

Gleichzeitig besitzt dieses Kalorimeter eine gute Ortsauflösung ( $\sigma_\theta \leq 5 \text{ mrad}$ ). Da das PLUG hauptsächlich dazu dient, den Impuls des Protonrestes zu messen, wird hierdurch die Bilanzierung des Transversalimpulses verbessert. Leider war in den ersten beiden Runperioden dieses Kalorimeter nicht vollständig ausgerüstet, so daß auf dessen Information verzichtet werden mußte.

- BEMC [12]

Das BEMC dient der Messung des gestreuten Elektrons in Rückwärtsrichtung. Es ist 22 Strahlungslängen tief und ist wie folgt aufgebaut. Die Bleiabsorberplatten sind  $d = 2.5 \text{ mm}$  dick und die sensitiven Volumina bestehen aus jeweils  $d = 4 \text{ mm}$  starken Szintillatormaterial. Hiermit wird eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.10}{\sqrt{E}} \oplus 0.03$$

erreicht [Bra92], [H1DET]. Da dieses Kalorimeter nur zur Messung von elektromagnetischen Schauern ausgelegt ist, ist die Bestimmung des hadronischen Energieflusses in Rückwärtsrichtung nur mit großen Fehlern möglich (s.u. Kap. 5.3.2).

**Spule** [6] Mit einem Durchmesser von  $d = 6 \text{ m}$  umschließt die supraleitende Spule das LAR-Kalorimeter. Sie erzeugt ein achsenparalleles Magnetfeld von  $B = 1.15 \text{ T}$ , welches im Bereich der Spurenkammer homogen ist.

$$\frac{\Delta B}{B} \leq 2\%$$

Zur Rückführung des magnetischen Flusses dient ein oktogonales Eisenjoch.

**Eisenjoch** [10] Dieses Eisenjoch ist selbst mit Streamerrohrkammern instrumentiert und dient, wie oben schon erwähnt, einmal zur Energiemessung der Restenergie von hadronischen Schauern und zusammen mit den Myonkammern [9] zum Nachweis von Myonen. Die Myonkammern bilden zusammen mit den Streamerrohrkammern aus dem "instrumentierten" Eisen das Streamerrohrkammersystem (STS).

**Vorwärtsmyonspektrometer** [11] Die Myonen, welche in extremer Vorwärtsrichtung den H1-Detektor durchqueren ( $3^\circ < \vartheta < 17^\circ$ ) werden durch das Vorwärtsmyonspektrometer nachgewiesen. Das Spektrometer besteht aus zwei Sätzen von Driftkammern (zwei radiale und eine azimutale) und einem Magneten, der ein toroidales Magnetfeld erzeugt. Mit Hilfe des Myonspektrometers lassen sich die Impulse der hier beobachtbaren Teilchen mit folgender Auflösung vermessen [H1DET]:

$$0.25 < \frac{\sigma_p}{p} < 0.32$$

**Flugzeitzähler** Hinter dem BEMC bei  $z = -1.95 \text{ m}$  und  $z = -2.25 \text{ m}$  befinden sich Szintillatoren. Diese dienen dem Auffinden von Untergrundprozessen aus dem Halo des Protonstrahles. Eine Koinzidenz der Signale aus den beiden Szintillatorwänden ist als Veto in vielen Triggerbedingungen beim H1 Detektor eingeführt. Der Halo aus dem Protonstrahl entsteht dadurch, daß Protonen mit abweichender Sollenergie mit der Strahlrohrwand wechselwirken. Bei dieser starken Wechselwirkung entstehen Pionen, welche in die langlebigen Myonen zerfallen. Die Myonen sind in der Lage, große Materialsichten zu durchdringen, so daß sich um das Strahlrohr der Protonen ein Halo aus Myonen befindet.

Die Szintillatoren decken nur das BEMC und somit die Spurenkammer ab. Daher ist kein Veto auf die Untergrundereignisse möglich, welche von den Halo-Teilchen herrühren, die in das LAR-Kalorimeter fliegen. Der Hardwaretrigger des Kalorimeters kann durch die deponierte Energie dieser Teilchen ausgelöst werden. Aus diesem Grund sind die aufgezeichneten Daten mit Halo-Ereignissen kontaminiert. Die ausführliche Diskussion dieser Problemstellung wird weiter unten geführt (Kap. 4.2).

**Luminositätsdetektor:** Neben den oben aufgeführten Kalorimetern gibt es noch zwei weitere Kalorimeter. Beide Kalorimeter bestehen aus TlCl/TlBr-Kristallen und werden benutzt, um die Luminosität zu bestimmen (siehe nächster Absatz). Das Elektron-Kalorimeter (e-Tagger) befindet sich bei  $z = -34 \text{ m}$  hinter dem H1-Detektor und das Photon-Kalorimeter ( $\gamma$ -Tagger) in einer Entfernung von  $z = -105 \text{ m}$  hinter dem H1-Detektor (siehe auch Abb. 3.2). Die Energieauflösung beträgt bei Beiden [H1DET]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.10}{\sqrt{E}} \oplus 0.01$$

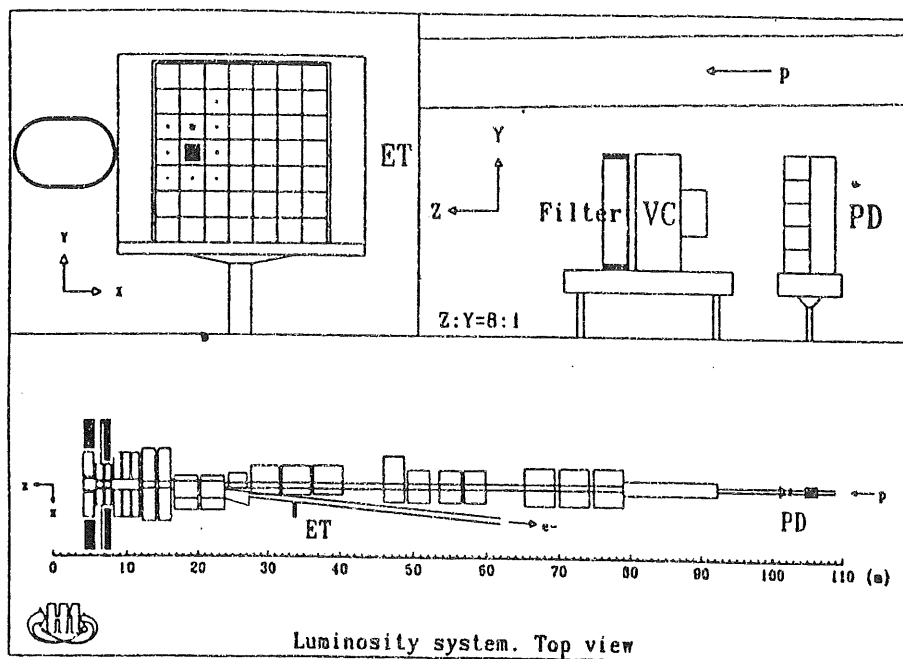


Abbildung 3.2: Die Anordnung der Luminositätsdetektoren von H1

### 3.3 Messung der Luminosität

Über den Prozeß der Bremsstrahlung ( $e + p \rightarrow e + p + \gamma$ ) wird die Luminosität bei H1 bestimmt. Dieser Prozeß wird dadurch identifiziert, daß das gestreute Elektron und das abgestrahlte Photon in den dazu bestehenden Kalorimeter nachgewiesen werden. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{e+p \rightarrow e+p+\gamma}$  läßt sich genau berechnen. Nach [Bet34] ist der Wirkungsquerschnitt für große Energien, d.h. wo die Energien  $E_i$  der einlaufenden Teilchen wesentlich größer sind als die Ruhemassen  $m_i$  ( $E_i \gg m_i$ ).

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{4\alpha r_0^2}{y} \left[ 1 + (1-y)^2 - \frac{2}{3}(1-y) \right] \left[ \ln \frac{s(1-y)}{Mmy} - \frac{1}{2} \right] \quad (3.1)$$

hierbei sind:

$r_0$  klassischer Elektronradius

$m$  Ruhemasse des Elektrons

$M$  Ruhemasse des Protons

Die Messung der Energien vom Elektron und vom Photon geschieht in den Luminositätsdetektoren, welche im vorhergehenden Absatz beschrieben wurden. Da sich im Strahlrohr noch Restgas ( $p_{\text{Strahlrohr}} \approx 10^{-9} \text{ Torr}$ ) befindet; gibt es Bremsstrahlung ( $e + A \rightarrow e + A + \gamma$ ), welche die Hauptquelle des Untergrundes für die Luminositätsmessung darstellt. Diese Rate wird folgendermaßen gemessen: Bei HERA läuft ein Elektronpaket ohne sein Gegenpart im Protonenstrahl. Da die Bremsstrahlung an Gasmolekülen von diesem "Pilot-Paket" genauso groß ist wie die von den übrigen



Elektronpaketen, kann also durch Subtraktion der Rate  $R_0$ , welche vom Pilot-Paket herrührt, von der totalen Rate  $R_{total}$  die Luminosität bestimmt werden.

$$\mathcal{L} = \frac{R_{total} - \frac{I_{total}}{I_0} R_0}{\sigma_{vis} C(\Theta_x, \Theta_y)}$$

hierbei sind weiterhin:

$I_{total}$  : totaler Strom

$I_0$  : Strom vom Elektron Pilot-Paket

$\sigma_{vis}$  : Wirkungsquerschnitt von  $e + p \rightarrow e + p + \gamma$ , welcher die Akzeptanz und die Triggereffizienz vom gesamtem System berücksichtigt.

$C(\Theta_x, \Theta_y)$  : berücksichtigt die Akzeptanz, falls der Elektronstrahl um  $(\Theta_x - \Theta_y)$  von der nominellen Position abweicht.

Die integrierte Luminosität von den ersten beiden Runperioden mit einem Fehler von  $\frac{\Delta L}{L} = 0.07$  [H1DET], auf diese bezieht sich die vorliegende Datenanalyse, beträgt  $L = (28 \pm 2) \text{ nb}^{-1}$ . Die Luminosität, welche in der ersten Veröffentlichung [H1C92] benutzt wurde, betrug  $L = 0.88 \text{ nb}^{-1}$ .

### 3.4 Trigger bei H1

Jede Detektorkomponente besitzt einen oder mehrere Subtrigger. So gibt z.B. das BEMC einen Trigger, ob ein oder mehrere "Energiecluster" über eine bestimmte Schwellenenergie gefunden wurde.<sup>4</sup> Mit Hilfe des LAR-Kalorimeters ist es z.B. möglich auf die totale Energie bzw. transversale Energie

$$E_T = \sum_{i=1}^n E_i \sin \vartheta_i$$

n: Anzahl der Energiecluster im LAR-Kalorimeter

zu triggern und mit Hilfe des Streamerrohrkammersystems STS (instrumentiertes Eisen plus Myonlagen) kann auf Myonen getriggert werden (u.s.w. [TRIG]). Diese Subtrigger können dann mittels logischer Operationen miteinander verknüpft werden, je nachdem welche Art von physikalischen Ereignissen man untersuchen will. Der H1-Detektor besitzt 18 physikalische Trigger und 22 Monitor Trigger. [TRIG] Zusätzlich zu den Subtriggern der einzelnen Detektorkomponenten gibt es noch allgemeingültige Konditionen, welche sind:

**TOF-VETO** Das TOF-System gibt die Information, ob die Signale in den Szintillatoren von Untergrundereignissen (Strahlgas-, Strahlrohr- oder Haloereignisse) oder von Ereignissen herrühren, welche ihren Ursprung in der nominellen Wechselwirkungszone hatten. Dies geschieht dadurch, daß der Zeitpunkt des

<sup>4</sup>Hier und im Folgenden ist unter einem Energiecluster die Summation der Energien von benachbarten Kalorimeterzellen zu verstehen.

Signals mit der "HERA-Clock"<sup>5</sup> verglichen wird. Wird festgestellt, daß das Signal von Untergrundprozessen herrührt, so gibt das TOF-System ein Veto auf die anderen Trigger.

**VETO** Die MWPC und FWPC werden, wie schon erwähnt, dazu benutzt den  $z$ -Vertex zu bestimmen. Hierzu wird ein Histogramm gefüllt, welches die ermittelten Werte der Vertices entlang der Strahlachse enthält (siehe Kap. 3.2). Besitzt nun dieses  $z$ -Vertex Histogramm zu viele lokale Maxima, so wird ein Veto gesendet.

**$T_0$ -Forderung** Der  $z$ -Vertex-Trigger bestimmt den Zeitpunkt  $T_0$  der Paketkollision. Die Subtrigger der anderen Detektorkomponenten müssen nun in der Zeit zwischen  $T_0$  und  $T_0 + \Delta t$  eintreffen. Hierbei ist  $\Delta t$  die Zeit, die ein Teilchen braucht um den Detektor zu durchqueren plus die Zeit, welche für die Signalerzeugung nötig ist.

In der nachfolgenden Analyse wurde folgender Hardware-Trigger benutzt: Der  $e$ -Tagger muß ein Signal senden und zusätzlich mußte die  $T_0$ -Forderung erfüllt sein. Der  $e$ -Tagger gibt ein Triggersignal in dem Moment, wo ein Energiecluster von mehr als  $E_{e\text{-Tagger}} > 4 \text{ GeV}$  registriert wird. D.h. daß im wesentlichen alle Ereignisse getriggert werden, wo das gestreute Elektron den  $e$ -Tagger trifft ( $Q^2 < 5 \text{ GeV}^2$ ). Die kinematische Akzeptanz des  $e$ -Taggers ist in Abb. 3.3 in Abhängigkeit von

$$y = \frac{pq}{pk} = \frac{E_{e^-} - E'_{e^-}}{E_{e^-}} = \frac{E_{e^-} - E_{e\text{-Tagger}}}{E_{e^-}}$$

wiedergegeben (wegen  $\vartheta_{e^-} \approx 0$ ).

### 3.5 Datenreduktion bei H1

Die ausführliche Beschreibung der Datennahme ist in [H1DET] und auch in [H1INT] zu finden. Hier soll nur ein globaler Überblick gegeben werden, wie die Datenreduktion beim H1-Experiment funktioniert.

Bei H1 gibt es fünf Trigger- bzw. Filterstufen, die die riesige Datenflut von ca. 60 MByte/s auf 0.3 MByte/s bei Designwerten von HERA reduzieren sollen. Ein Überblick vom schematischen Aufbau ist in Abb. 3.4 zu finden. Die Triggerstufe  $L_1$  entscheidet innerhalb von  $2 \mu\text{s}$  ob ein Ereignis weiterverarbeitet wird oder nicht. Diese Entscheidung basiert nur auf den verschiedenen Informationen der Hardware der einzelnen Subdetektoren. Hier sind Subtrigger von TOF, MWPC's,  $e$ -Tagger u.s.w. entscheidend. Auf der Triggerstufe  $L_2$  werden mittels Berechnungen durch die Hardware die einzelnen Informationen verarbeitet. Hier wird die Entscheidung nach maximal  $20 \mu\text{s}$  getroffen ob das betreffende Ereignis weiterverarbeitet wird. Nach  $800 \mu\text{s}$  hat die Triggerstufe  $L_3$  entschieden, ob das Ereignis verworfen wird oder nicht. Hier werden schon Berechnungen von Detektorinformationen mittels Software

<sup>5</sup>Die Paketkollisionen an der Wechselwirkungszone haben immer den gleichen zeitlichen Abstand von  $\Delta T = 96 \text{ ns}$ . Die HERA-Clock gibt quasi immer den Zeitpunkt einer Paketkollision an.

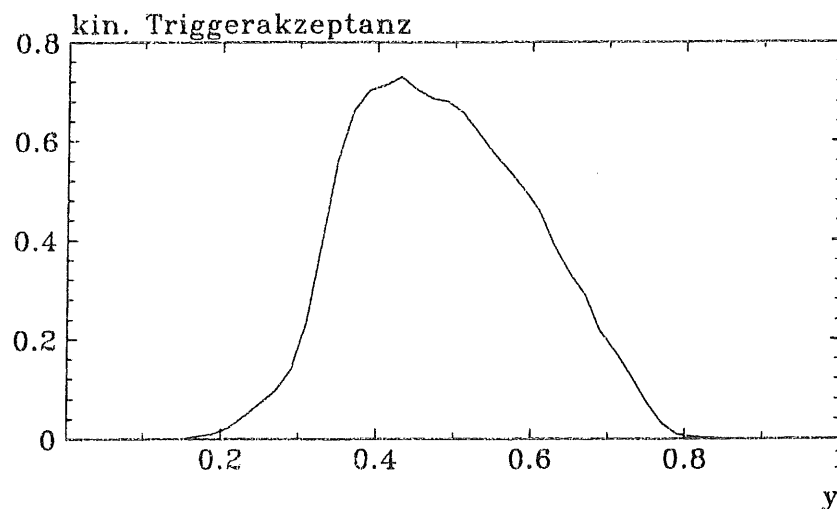
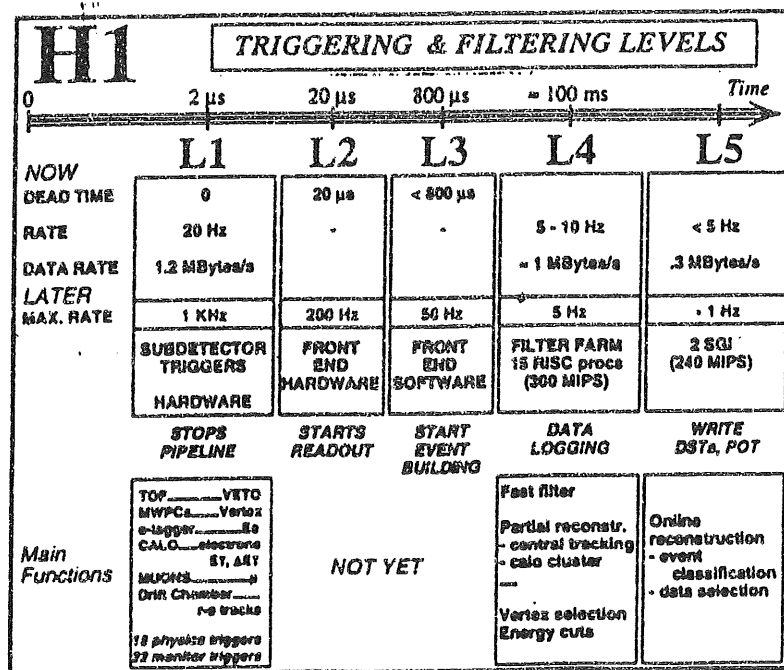
Abbildung 3.3: Kinematische Akzeptanz des  $e$ -Taggers

Abbildung 3.4: Datenreduktion bei H1

durchgeführt. Bei  $L_4$  werden die wesentlichen Informationen vom Detektor benutzt, um eine vorläufige Rekonstruktion des Ereignisses durchzuführen. Diese reicht aus, um zu entscheiden, ob das Ereignis es "wert" ist, aufgezeichnet zu werden. Die endgültige Rekonstruktion der Ereignisse geschieht auf der Stufe  $L_5$ . Hier erfolgt auch eine Klassifizierung der Ereignisse nach physikalischen Gesichtspunkten, welche im nächsten Kapitel genauer beschrieben wird.

Sämtliche Informationen sowohl der einzelnen Detektorkomponenten wie auch der verschiedenen Subtrigger werden in Datenbänke geschrieben. Die Verwaltung dieser Datenbänke geschieht mittels eines dynamischen Bankverwaltungssystems [BOS].

# Kapitel 4

## Selektion von Ereignissen

### 4.1 Klassifizierung der Ereignisse bei H1

Die Klassifizierung der Ereignisse nach physikalischen Gesichtspunkten wie z.B. Tiefinelastische Streuung, Produktion von schweren Quarks oder physikalische Prozesse, welche nicht im Standardmodell enthalten sind, erfolgt auf der Triggerstufe  $L_5$ . Wenn ein Ereignis die Stufen  $L_1 - L_4$  überlebt hat, wird mittels einfacher kinematischer Größen wie z.B. fehlender Transversalimpuls, transversale Energie oder Kandidaten für hochenergetische Elektronen (ein Energiecluster im elektromagnetischen Kalorimeter), eine Klassifizierung durchgeführt [ECLAS]. So müssen Kandidaten für tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung mittels neutraler Ströme mit kleinem Impulsübertragsquadrat  $Q^2$  folgendes Kriterium erfüllen:

- Ein Energiecluster im Kalorimeter mit  $E > 4 \text{ GeV}$  für  $\vartheta > 150^\circ$ , d.h. im wesentlichen ein Cluster im BEMC mit  $E > 4 \text{ GeV}$ .

Natürlich lassen sich die Ereignisse nicht eindeutig in die einzelnen Klassen zuordnen, sondern können die Anforderungen mehrerer Klassen gleichzeitig erfüllen.

Da die Klassifizierung des Ereignisses als Datenwort weggeschrieben wird, hat dies bei H1 folgenden Vorteil:

Beim Lesen des Datensatzes werden nicht alle Datenbänke (50 *kByte*) ausgepackt, sondern nur der "Kopf" vom F-Package [FPACK], welcher nur wenige Datenworte (wenige Bytes) groß ist. Als Kopf einer Bank werden in H1 die ersten Datenworte (meistens zwei Worte) einer Bank bezeichnet. In dem Kopf des F-Packages steht nun auch die Klassifizierung des Ereignisses, so daß ein schneller Zugriff auf die gewünschten Ereignisse gewährleistet ist. Eine ausführliche Beschreibung ist in [ECLAS] zu finden.

### 4.2 Schnitte

In der vorliegenden Arbeit werden nur die Informationen des Kalorimeters zur Analyse der Ereignisse verwendet. Dies bedeutet insbesondere, daß die Energie, Impuls und Winkelmessungen durch die Auflösungen der Kalorimeter limitiert sind. Hierbei wird nicht auf die Energien in den einzelnen Kalorimeterzellen geschaut, sondern

auf die Energien in den Clustern. Die anderen Detektorkomponenten insbesondere die Spurenkammer werden nur zum "Herausschneiden" von Untergrundereignissen benutzt. Als erstes wurde eine Vorselektion auf die Ereignisse ausgeführt, welche den folgenden Klassen genügen:

**Klasse 8:** Die Energie im e-Tagger muß mindestens 4 GeV betragen und zusätzlich muß das Ereignis eine gute Spur im zentralen Jetkammersystem besitzen. Hierbei ist eine gute Spur folgendermaßen definiert:

1.  $P_T > 0.2 \text{ GeV}$  (Ausschluß von niederenergetischen Teilchen)
2. Die Anzahl der getroffenen Drähte für die Spur ist  $N_{\text{Drähte}} > 10$  (dies gewährleistet, daß genügend Informationen für eine "vernünftige" Spur-rekonstruktion zur Verfügung stehen)
3. Der minimale Abstand der extrapolierten Spur zum Vertex in der  $r - \varphi$ -Ebene beträgt:  $\text{abs}(DCA) < 2 \text{ cm}$  (schließt Spuren aus, welche von der Strahlrohrwandung herrühren)
4. Der erste getroffene Draht für die Spur sollte innerhalb von  $r < 30 \text{ cm}$  liegen. (Hiermit wird sichergestellt, daß der Hebelarm zur Impulsmessung groß genug ist.)
5. Der z-Vertex sollte innerhalb von  $\text{abs}(z) < 100 \text{ cm}$  liegen. (grobe Unterdrückung von Strahlgasereignissen)

**Klasse 13:** Die Summe der transversalen Energie im LAR-Kalorimeter muß  $E_T > 10 \text{ GeV}$  betragen, wobei hier nur die Energiecluster mitgezählt werden, welche einen Winkel  $\vartheta_{\text{Cluster}} > 25^\circ$  besitzen. Weiterhin darf der fehlende Transversalimpuls nicht größer als 100 GeV sein.

Wie in jeder anderen Klasse sind diese Bedingungen sehr weich, damit keine interessanten Ereignisse verlorengehen. Auf der anderen Seite beinhaltet dies, daß der so gewonnene Datensatz (1968 Ereignisse) stark mit Untergrund kontaminiert ist.

So beinhaltet die Klasse 8, welche auf die Energie vom e-Tagger schaut, nicht, ob der Hardware Trigger ansprach oder nicht. Dieser besitzt noch ein härteres Kriterium, da er nicht auf die Gesamtenergie schaut, sondern erst ein Signal sendet, wenn *ein* Energiecluster mehr als 4 GeV besitzt, und zusätzlich die  $T_0$  Forderung erfüllt ist.

Damit alle Ereignisse denselben Trigger besitzen, wird also dieser Trigger verlangt. Von den 1968 selektierten Ereignissen besitzen 1688 Ereignisse diesen Trigger. Diese Ereignisse werden im weiteren Verlauf mit *vorselektiert* bezeichnet.

Bemerkung: In der Datenanalyse für die erste Veröffentlichung [H1C92] wurde nur die Klasse 13 verlangt, da nach allen Schnitten nur 19 getaggte<sup>1</sup> Ereignisse überlebt haben. Hier dagegen wird die Klasse 13 *und* Klasse 8 verlangt, wobei unter dem *und* ein logisches UND zu verstehen ist.

<sup>1</sup>Besitzt der e-Tagger ein Energiecluster, so werden diese Ereignisse als getaggt bezeichnet.

### Verschiedene Datenfiles

Alle Daten, welche die Klasse 8 und Klasse 13 erfüllen, wurden auf einen Datensatz geschrieben. Dieser Datensatz wurde mit einem simulierten Datensatz verglichen, der mit dem Monte-Carlo Programm PYTHIA [PYTHIA] gewonnen wurde, welches in der H1-Kollaboration frei zugänglich ist [H1Fil]. Die Parameter des Monte-Carlo-Datensatzes werden hier aufgelistet. In Kap. 5.1 wird der Monte-Carlo-Datensatz noch einmal näher erläutert.

minimales  $\hat{p}_{T_{min}} = 2.5 \text{ GeV}$  generiert

nach  $p_T$  gewichtet von  $\hat{p}_{T_{min}} = 2.5 \text{ GeV}$  bis  $\hat{p}_{T_{min}} = 7.5 \text{ GeV}$

Viererimpulsquadrat bis zu  $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$

Parametrisierung: Glück-Reya-Voigt (GRV [GRV] für die Photonstrukturfunktion)

Parametrisierung: MRSD0 [MRSD0] für die Protonstrukturfunktion

damit ergibt sich ein theoretischer Wirkungsquerschnitt von  $\sigma_{tot}^{hart} = 6.7 \mu b$ . Für eine integrierte Luminosität von  $L = 1 \text{ nb}^{-1}$  entspricht dies einer Ereigniszahl von 6700.

Weiterhin wurde ein Datensatz zum Vergleich herangezogen, welcher nur Ereignisse von Pilot-Paketen enthält [PILOT]. Bei den Ereignissen aus den Pilot-Paketen wurde keine Vorselektion durchgeführt. Durch Vergleich dieser Datensätze, aber auch durch die gewonnenen Erfahrungen der Analyse für die Veröffentlichung [H1C92], wurden die nun aufgeführten Schnitte für die Datenanalyse gefunden.

### Unterdrückung von Strahlgasereignissen

Wie schon oben erwähnt ist die Art der physikalischen Prozesse zwischen Elektron-Proton-Streuung und Streuung von Strahlteilchen an den Gasmolekülen vom Restgas dieselbe. Unterschiede sind nur in der Kinematik aufgrund der unterschiedlichen Anfangsbedingungen zu finden. Da die Gasmoleküle als Bewegungsenergie nur die Fermienergie besitzen, ergibt sich, daß bei Strahlgaswechselwirkungen wegen

$$\beta_{CMS} = \frac{P_z^{Gasmukleon} + P_z^{e,p}}{E_z^{Gasmukleon} + E_z^{e,p}} = 1 - \epsilon \quad \epsilon < 10^{-4} \quad \text{für Strahlgasereignisse}$$

$$\beta_{CMS} = \frac{P_z^e + P_z^p}{E_z^e + E_z^p} = .93 \quad \text{für Elektron-Proton-Ereignisse}$$

die Ereignisse in Strahlrichtung gedrückt werden,<sup>2</sup> bei Proton-Strahlgasereignissen nach vorne und bei Elektron-Strahlgasereignissen nach hinten. Das Ereignis wird als Proton-Strahlgasereignis klassifiziert, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind [ECLAS]:

<sup>2</sup>  $P_z$  ist der Longitudinalimpuls, also längs der Strahlachse.  $E_z = |E \cdot \cos \vartheta|$

Die Anzahl der Spuren, welche in Rückwärtsrichtung zeigen, ist kleiner als zwei und zusätzlich <sup>3</sup>

$$y_{JB} = \frac{\sum_{had}(E - p_z)}{2E} < 0.05 \quad \text{und} \quad \frac{\sum_{had} p_z}{\sum_{had} p} > 0.6 \quad \text{bzw.}$$

$$y_{JB} < 0.15 \quad \text{und} \quad \frac{\sum_{had} p_z}{\sum_{had} p} > 0.9$$

hierbei bedeutet  $\sum_{had}$  die Summe über alle Hadronen, dies ist gleichbedeutend mit der Summe über alle Energien im Kalorimeter mit Ausnahme der beiden Luminositätsdetektoren.

Mit diesen Bedingungen erfasst man all die Ereignisse, welche extrem nach vorne gedrückt werden. Anhand der Abb. 4.1 ist zu erkennen, daß die als Strahlgas klassifizierten Ereignisse einen Vertex besitzen, welcher die Rückwärtsrichtung, also die Richtung aus der die Protonen kommen, bevorzugen, während die als nicht Strahlgas klassifizierten Ereignisse einen Vertex besitzen, deren Verteilung fast symmetrisch zum nominellen Wechselwirkungspunkt ist.

#### Unterdrückung von "Coherent Noise" im LAR-Kalorimeter

"Coherent Noise" entsteht dadurch, daß elektronisches Rauschen in vielen Auslese-einheiten in Phase ist. Dadurch entstehen "Signale", welche von der gleichen Größenordnung sein können wie die Signale hochenergetischer Teilchen. Die so vorgetäuschten Energien sind so hoch, daß sie den Trigger vom LAR-Kalorimeter auslösen können. Es werden also Ereignisse aufgeschrieben, welche keine Energie im LAR-Kalorimeter deponiert haben [HHK1].

Um diese Ereignisse zu unterdrücken, wurde auf das Verhältnis der gemessenen Energie in der Spurenkammer  $E_{Tracker}$  zur gemessenen Energie im Kalorimeter  $E_{Kalo}$  geschnitten. Hierbei wurden nur diejenigen Spuren bzw. Cluster verwendet, welche einen Winkel  $\vartheta > 25^\circ$  besitzen, da ja die zentrale Spurenkammer den Detektor bis zu diesem Winkel abdeckt. Wenn man von der naiven Vorstellung ausgeht, daß das Verhältnis der Energie von geladenen Teilchen zur Energie aller Teilchen gleich zwei drittel ist, da zwei der drei Pionen geladen sind, so sollte auch das Verhältnis der Energie in der Spurenkammer zur Energie im Kalorimeter gleich diesem Verhältnis sein. Dies resultiert aus der Tatsache, daß das Kalorimeter die Energie aller Teilchen mißt mit Ausnahme der nur schwachwechselwirkenden Neutrinos und die Spurenkammer aber nur die geladenen Teilchen nachweisen kann. Ist nun "Coherent Noise" vorhanden, so folgt, daß zuviel Energie im Kalorimeter gemessen wird. Da für  $E_{Tracker}/E_{Kalo} < 0.2$  das Monte-Carlo kaum Einträge im Gegensatz zu den vorselektierten Daten besitzt (siehe Abb. 4.2), werden nur die Ereignisse mit  $E_{Tracker}/E_{Kalo} > 0.2$  zur nachfolgenden Analyse verwendet. Bei der Abb. 4.2 ist zu beachten, daß die beiden Verteilungen auf gleiche Ereigniszahlen normiert sind.

Mit einem Schnitt in die kinematische Größe "fehlender Transversalimpuls" ( $P_{T_{miss}}$ ) können ebenfalls die Ereignisse mit "Coherent Noise" herausgeschnitten

<sup>3</sup>hier wird  $y$  über die Jacquet-Blondel-Methode [JB79] ermittelt



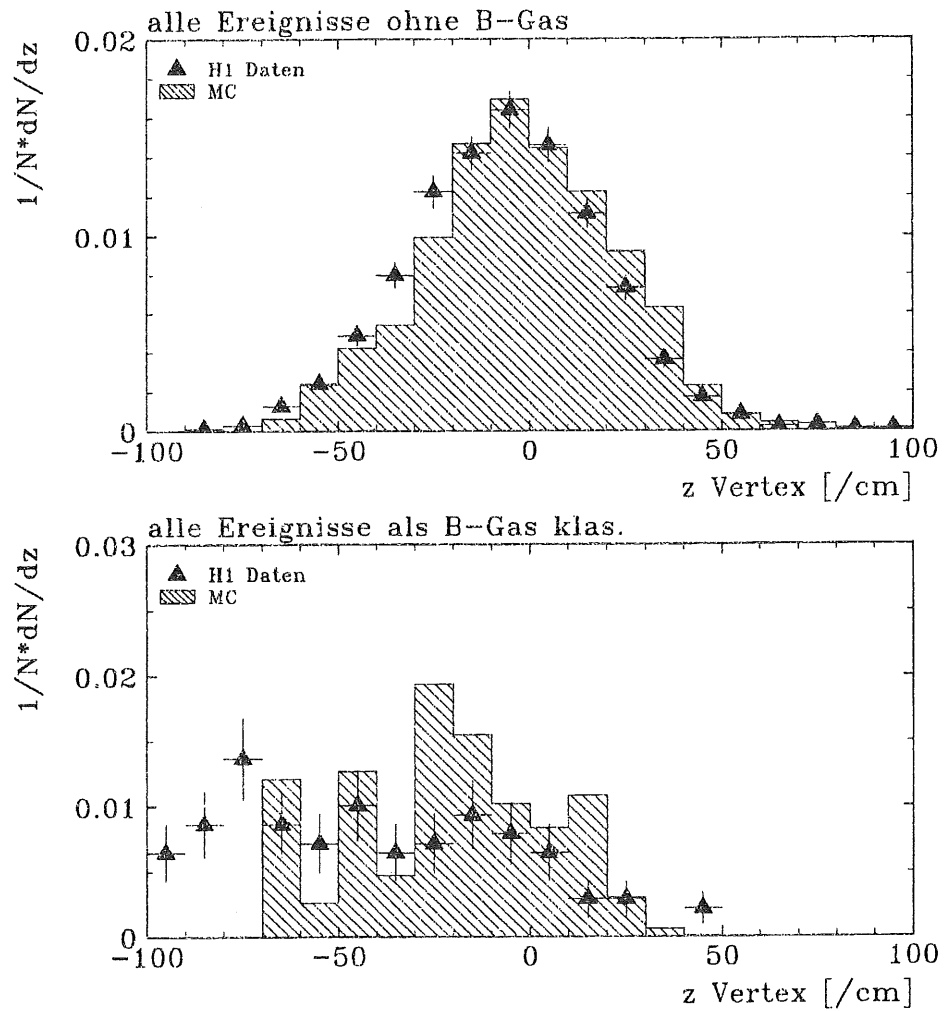


Abbildung 4.1:  $z$ -Vertex Verteilung der vorselektierten Ereignisse.

Oben sind die Ereignisse, welche nicht als Strahlgasereignisse klassifiziert wurden.

Unten sind die Ereignisse, welche als Strahlgasereignisse klassifiziert wurden.

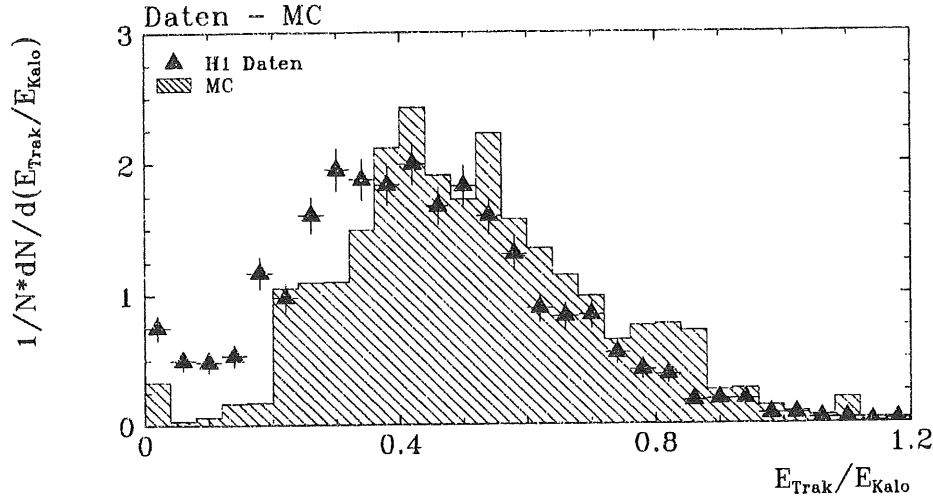


Abbildung 4.2: Verhältnis der Energie in der Spurenkammer zur Energie im Kalorimeter

werden. In der Abb. 4.3 sind die Verteilungen von allen vorselektierten Daten, Monte-Carlo-Ereignisse und die Daten von den Pilot-Paketen auf gleiche Ereigniszahlen normiert. Man erkennt, daß die vorselektierten H1-Daten im Rahmen der Statistik bis  $P_{T_{miss}} < 9. \text{ GeV}$  dieselbe Verteilung wie die vom Monte-Carlo-Datensatz aufweisen. Für größeren fehlenden Transversalimpuls bleibt der Anteil der Ereignisse bei den H1-Daten konstant, während die Verteilung vom Monte-Carlo-Datensatz wie erwartet exponentiell abfällt. Bei der Verteilung von dem Pilot-Paket-Datensatz ist zu beobachten, daß diese rasch abfällt und schließlich bei  $P_{T_{miss}} > 8. \text{ GeV}$  konstant wird, ähnlich den  $e^-p$ -Daten. Daher wurden für die nachfolgende Analyse die Daten mit  $P_{T_{miss}} < 9 \text{ GeV}$  selektiert.

### Unterdrückung von Myonen

Zwei Arten von Myonereignissen sind unerwünscht:

1. Kosmische Myonen, da diese den Detektor vollständig durchqueren und somit ein 2-Jet Ereignis vortäuschen können, welche auch noch "Back to Back" sind. Als "Back to Back" bezeichnet man diejenigen Jets, welche entgegengesetzt kollinear auseinanderfliegen.
2. Myonen aus dem Halo des Protonstrahles. Da die Szintillatoren des TOF-Systems wie schon oben erwähnt, nur die Spurenkammer abdecken und nicht das Kalorimeter, können die Myonen aus dem Halo des Protonstrahles Energie in das Kalorimeter deponieren, ohne als Halomyonen erkannt zu werden.

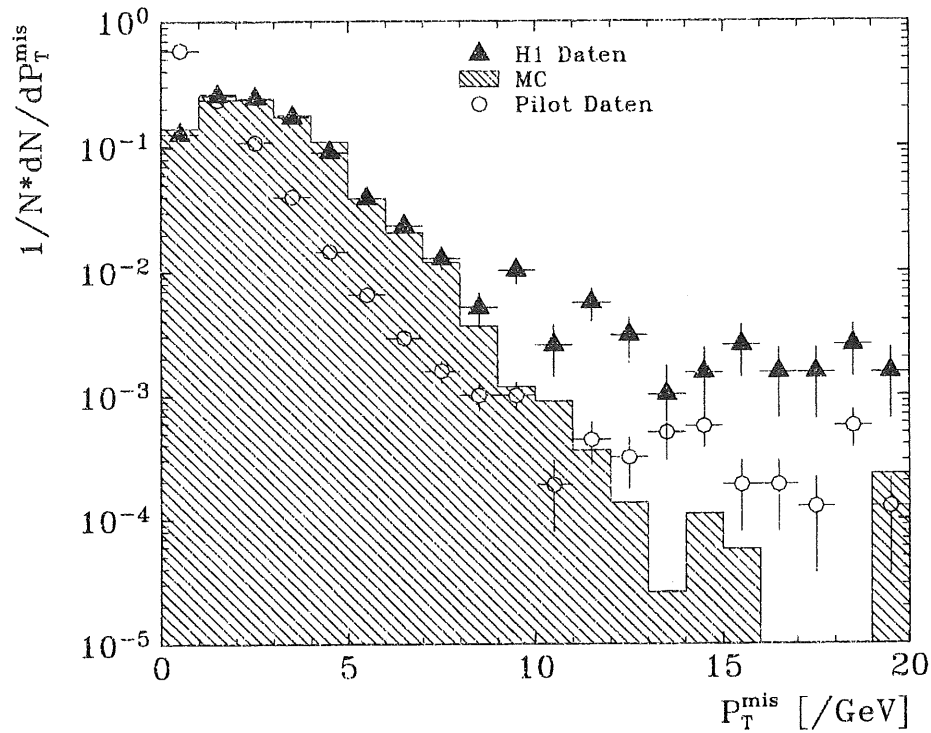


Abbildung 4.3: Fehlender Transversalimpuls der Ereignisse

Nun ist die Driftzeit im Kalorimeter  $v_{Drift}^{Calo} \approx 500 \text{ ns}$ , so daß auch Energiecluster von Myonereignissen herrühren können, welche zwar selbst nicht den Trigger des LAR-Kalorimeters ausgelöst haben, aber in zufälliger Koinzidenz mit getriggerten Ereignissen waren, die einige Paketkollisionen (Bunchcrossing) vorher stattfanden (beachte: der Paketabstand bei HERA beträgt  $96 \text{ ns}$ ). Aus diesem Grund wird in die Datenbank nachgeschaut, welche die Historie der Triggersignale von dem STS beinhaltet. Hier werden alle Ereignisse betrachtet, welche 5 Bunchcrossings nach und 26 Bunchcrossings vor dem zu untersuchenden Ereignis stattfanden [Tutas]. Wird in diesem "Zeitfenster" ein Triggersignal vom STS festgestellt, so wird nachgeschaut, aus welcher Region des Detektors das Triggersignal herrührt. Stammt es aus der hinteren Endkappe, dies wäre ein Hinweis auf ein Halomyon, oder aus dem Barrel, dies wäre ein Hinweis auf ein kosmisches Myon, so wird dieses Ereignis verworfen. Ein Signal aus der vorderen Endkappe ist nicht entscheidend, da hier wegen des Lorentzboostes der Myontrigger vom STS häufig anspricht.

Von den 1688 vorselektierten Ereignissen weisen 26 Ereignisse auf ein kosmisches und 53 auf ein Halomyon hin.

### Schnitt auf den $z$ -Vertex

Wie schon in Abb. 4.1 gesehen, besitzen die Strahlgasereignisse einen Vertex, der entlang der Strahlachse weit weg vom nominellen Wechselwirkungspunkt liegen kann. Aus diesem Grund werden alle Ereignisse herausgeschnitten, deren Vertex außerhalb von  $z = \pm 40 \text{ cm}$  liegt.

### Schnitt auf tiefinelastische Streuung

In der Analyse für die erste Veröffentlichung [H1C92] wurde ein Schnitt auf Ereignisse gemacht, welche aus der tiefinelastischen Streuung resultieren. Hier wurden alle Ereignisse verworfen, wo ein Teilchen mindestens  $10 \text{ GeV}$  (für einen Polarwinkel von  $\vartheta > 140^\circ$ ) im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert hat. Dieses Kriterium sollte die gestreuten Elektronen aus der tiefinelastischen Streuung finden. Zwar ist die Wahrscheinlichkeit gering, daß bei getaggten Ereignissen ein gestreutes Elektron im Detektor zu finden ist, doch durch zufällige Koinzidenzen ist dies möglich. 8 Ereignisse wurden auf diesen Schnitt hin verworfen.

Nach all diesen Schnitten bleiben von den vorselektierten Ereignissen 1176 übrig, welche auf Jets untersucht werden.

## 4.3 Jetalgorithmus

In der hadronischen Physik ist im Gegensatz zur leptonischen Physik die Rekonstruktion von den erzeugten Partonen nur indirekt möglich. Bei den Leptonen sind die erzeugten Teilchen, mit Ausnahme des  $\tau$ , welches auch hadronisch zerfallen kann, stabil.<sup>4</sup> Die Elektronen und Myonen sind im Detektor in der Regel isoliert zu finden, so daß die Rekonstruktion des Vierer-Impulses dieser Teilchen prinzipiell keine Schwierigkeiten bereitet. Dagegen sind die erzeugten Partonen, Quarks und Gluonen, bei hadronischen Prozessen farbige Zustände, welche ja nach heutigem Kenntnisstand nicht frei existieren können. Durch die Hadronisierung [FRAG] werden farbneutrale Hadronen gebildet, welche wiederum zerfallen können (siehe Abb. 4.4).

Am Ende dieser Prozesse erhält man statt einem Teilchen derer viele, welche "gebündelt" den Detektor durchqueren. Jedes dieser Bündel wird als Jet bezeichnet und der Vierer-Vektor des Jets wird mit dem Vierer-Vektor des erzeugten Partons gleichgesetzt. Nun gibt es verschiedene Methoden, diese Jets zu finden, wobei hier nur zwei kurz erläutert werden.

### Jade-Algorithmus

Bei den  $e^+e^-$  Experimenten hat sich der Jade-Algorithmus [JADE] durchgesetzt. Hier werden alle rekonstruierten Teilchen genommen und deren invariante Masse paarweise gebildet. Das Paar mit der geringsten invarianten Masse wird zu einem

<sup>4</sup>Als stabil werden diejenigen Teilchen genannt, welche nicht vor Eintritt in den Detektor zerfallen.

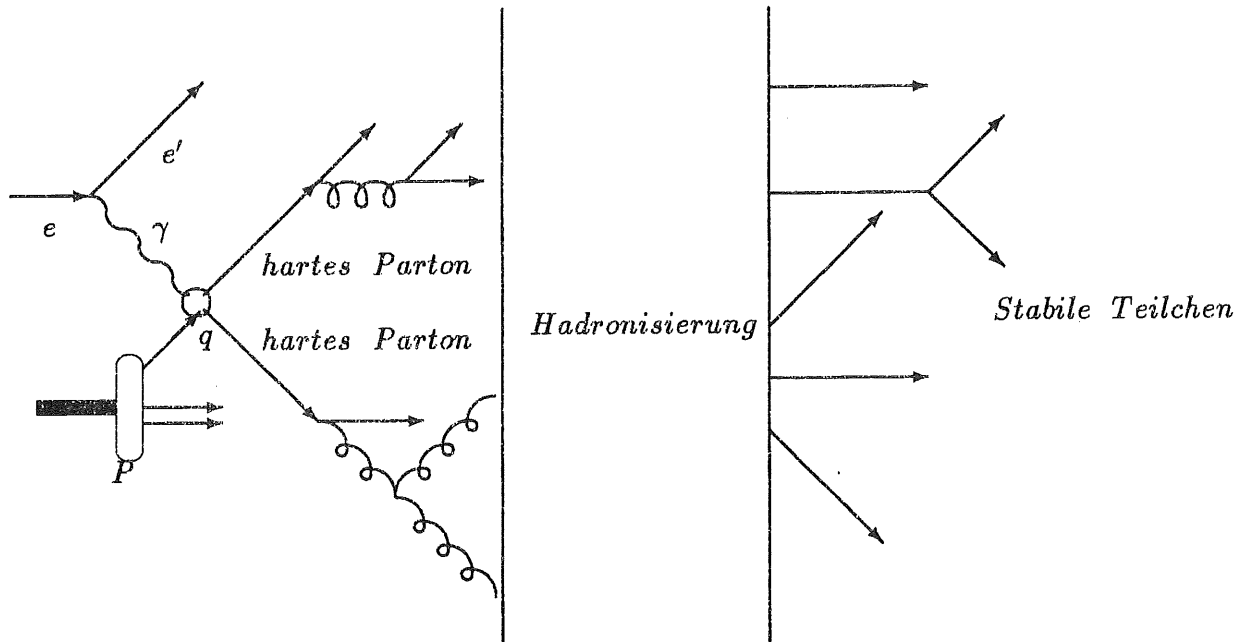


Abbildung 4.4: Fragmentation von den auslaufenden Partonen

Pseudo-Teilchen zusammengefaßt. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis ein Parameter  $Y$ , der mit der invarianten Masse zusammenhängt, größer als ein von außen gesetzter Parameter  $Y_{cut}$  wird. Die hiermit gewonnenen "Objekte" werden als Jets deklariert. Hierbei gibt es verschiedene Möglichkeiten den Parameter  $Y$  zu definieren und jeweils zwei Teilchen zu einem Pseudo-Teilchen zu kombinieren. Sie sind in der Tabelle 4.1 wiedergegeben<sup>5</sup> (siehe auch [Bet92]).<sup>6</sup> Die Vorteile dieses Algorithmus<sup>7</sup> sind:

1. Die Rekombination der Teilchen ist theoretisch motiviert. So sollte mittels dieser Art der Rekombination die Schauerung wieder "rückgängig" gemacht werden.
2. Die Anzahl der Jets hängt nur von einem äußeren Parameter ( $Y_{cut}$ ) ab. Dieser Parameter kann so gewählt werden, daß die Anzahl der Jets bestmöglichst mit der Anzahl der auslaufenden Partonen, also den "erwarteten Jets" übereinstimmt. Hier wird also von außen bestimmt wie hart ein emittiertes Gluon sein muß, damit es einen eigenen Jet bildet.

Seine Nachteile sind die folgenden:

<sup>5</sup>Der Name bezeichnet die in der gängigen Literatur benutzte Bezeichnung für die verschiedenen "schemes"

<sup>6</sup>Im Standard Jade-Algorithmus ist der JADE-scheme verwirklicht, wo also bei der Bestimmung von  $Y$  die Massen vernachlässigt werden.

Name	Y	Kombination	Bemerkung
E	$\frac{(p_i + p_j)^2}{s}$	$p_k = p_i + p_j$	Lorentzinvariant
JADE	$\frac{2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{s}$	$p_k = p_i + p_j$	Energie und Impulserhaltung
E0	$\frac{(p_i + p_j)^2}{s}$	$E_k = E_i + E_j$ $\vec{p}_k = \frac{E_k}{ \vec{p}_i + \vec{p}_j } (\vec{p}_i + \vec{p}_j)$	Energieerhaltung aber wegen Impulserhaltungssatz verletzt
p	$\frac{(p_i + p_j)^2}{s}$	$\vec{p}_k = \vec{p}_i + \vec{p}_j$ $E_k =  \vec{p}_k $	Impulserhaltung aber wegen Energieerhaltungssatz verletzt
Durham	$\frac{2 \cdot \min(E_i^2, E_j^2) \cdot (1 - \cos \theta_{ij})}{s}$	$p_k = p_i + p_j$	Energie und Impulserhaltung bessere Zuordnung von niederenergetischen Teilchen

*Tabelle 4.1: Die verschiedenen Möglichkeiten im JADE-Algorithmus zur Bestimmung von Y (entnommen aus [Bet92])  
 hierbei sind  $p_i, p_j$  die Viererimpulse der beiden zu kombinierenden Teilchen  
 $p_k$  der Viererimpuls des Pseudo-Teilchens  
 $s$  von außen zu setzender Parameter, welcher der Schwerpunktsenergie des Ereignisses entsprechen sollte  
 $\theta_{ij}$  Winkel zwischen den zu kombinierenden Teilchen*

1. Da bei diesem Algorithmus alle sichtbaren Teilchen einem Jet zugeordnet werden, werden insbesondere die niederenergetischen Teilchen, welche nicht in einem Bündel enthalten sind, fehlerhaft zugeordnet und verbiegen somit die Kinematik der Jets.
2. Bei der  $e^-p$ -Streuung oder aber auch bei  $pp, p\bar{p}$ -Streuung kommt noch hinzu: Falls Teilchen im Strahlrohr bleiben, kann der "Target-Jet" nicht richtig rekonstruiert werden und die anderen Jets werden durch die Hinzufügung der sichtbaren Teilchen vom "Target-Jet" kinematisch verbogen. Dies kann aber bei der  $e^-p$ -Streuung behoben werden durch die Vorgabe eines Pseudoteilchens [Gra91], welches den fehlenden Longitudinalimpuls enthält und die Teilchen um das Strahlrohr "aufsaugt".

### Cone-Algorithmus

Wegen des eben aufgeführten Nachteils für den Jade-Algorithmus (2.), der für die  $e^-p$ -Streuung und insbesondere bei  $pp, p\bar{p}$ -Streuung gilt, hat sich bei den hadronischen Experimenten der Cone-Algorithmus bewährt und durchgesetzt. Hier werden die Jets mehr über einen geometrischen Ansatz gefunden. Es wird das Teilchen (Initiator) mit dem größten Transversalimpuls gesucht. Um dieses wird ein Kegel mit dem Öffnungsradius  $\Delta r = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2}$  gelegt und alle Teilchen in diesem Kegel werden zu einem Jet zusammengefaßt. Hierbei sind  $\varphi$  der Azimutwinkel und  $\eta = -\ln \tan \frac{\vartheta}{2}$  die Pseudorapidität ( $\vartheta$  = Polarwinkel). Der Jet wird nur akzeptiert,

wenn er folgenden Bedingungen genügt.

- Der Initiator muß einen Transversalimpuls besitzen, der größer ist als eine von außen gegebene Schwelle.
- Der gesamte Transversalimpuls des Jets muß ebenfalls größer sein als eine von außen gegebene Schwelle.

Beim Suchen nach dem nächsten Jet werden alle übrig gebliebene Teilchen genommen und genauso wie beim ersten Jet verfahren. Es wird solange gesucht, bis kein Teilchen mehr den Bedingungen für den Initiator genügt. Die Vor- und Nachteile dieses Algorithmus' sind:

Vorteile:

1. Der Target-Jet hat keinen Einfluß auf die anderen Jets und kann somit deren Kinematik nicht verbiegen.<sup>7</sup>
2. Es werden nicht alle Teilchen Jets zugeordnet. Dies gewährleistet, daß die Richtung der Jets nicht durch niederenergetische Teilchen verfälscht wird. Der Algorithmus ist also auf "hochenergetische" Teilchen sensitiv.

Nachteil:

1. Wenn die Kegel zweier Jets sich überlappen, so werden die Teilchen, die in beiden Kegeln liegen, dem Jet zugeordnet, welcher den stärkeren Initiator besitzt.

### Jetsuche bei H1

Die vorliegende Analyse benutzt wie auch die Analyse der ersten Veröffentlichung [H1C92] den Cone-Algorithmus. Durchquert ein Teilchen das Kalorimeter, so deponiert es in den einzelnen Zellen Energie. Das Rekonstruktionsprogramm H1REC [H1REC] rekonstruiert die Energien. Das Rauschen wird herausgeschnitten und die deponierte Energie von benachbarten Kalorimeterzellen wird zu Energieclustern zusammengefaßt. Um alle Teilchen, sowohl geladene als auch neutrale, im Jetalgorithmus zu berücksichtigen, wurde der Cone-Algorithmus auf diese Energiecluster im Kalorimeter angewendet. Hier soll nun kurz erklärt werden, warum der Cone-Algorithmus dem Jade-Algorithmus vorgezogen wurde.

Durch den definierten Öffnungsradius werden nur Jets gefunden, deren Energiecluster räumlich nicht zu weit auseinanderliegen. Der Standardwert für den Öffnungsradius beträgt  $\Delta r = 0.7$  [SNOW], doch nach umfangreichen Studien hat sich herausgestellt, daß für die untersuchten Jetenergien  $\Delta r = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2} = 1$  einen guten Wert darstellt.<sup>8</sup>

<sup>7</sup>die Transversalimpulse der Teilchen aus dem Protonrest sind klein

<sup>8</sup>bei  $\vartheta = 90^\circ$  ergibt sich für  $\Delta\varphi = \Delta\eta = \sqrt{2}/2$ :  $\Delta\varphi \approx 40^\circ$ ,  $\Delta\vartheta \approx 37^\circ \rightarrow$  ein Kreis mit  $r = 0.8$  m im Kalorimeter.

bei  $\vartheta = 20^\circ$ :  $10^\circ < \Delta\vartheta < 40^\circ$

Größe des Gitters ( $Bins(\eta) * Bins(\varphi)$ )	25 * 24
Bereich der Pseudorapidität	$-2.5 \leq \eta \leq 2.5$
minimaler Transversalimpuls $P_T$ des Initiators	1 GeV
minimaler Transversalimpuls $P_T$ des Jets	3 GeV
Radius des Öffnungskegel	$\Delta r = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2} = 1$
Vierer-Impuls des Jets aus den Teilchen	$E = \sqrt{\sum_i E_x^i + \sum_i E_y^i + \sum_i E_z^i}$ $\vec{p} = (\sum_i E_x^i, \sum_i E_y^i, \sum_i E_z^i)$

Tabelle 4.2: Parameter des Cone-Algorithmus'

Dieser stellt sicher, daß die Vierer-Vektoren von den gefundenen Jets mit den Vierer-Vektoren der erzeugten Partonen in Beziehung gesetzt werden dürfen (siehe auch Anhang). Beim Jade-Algorithmus würden dagegen auch Teilchen zu Jets zusammengefaßt werden, welche beliebig weit auseinanderliegen, wenn ihre Energie nur gering genug ist. Weiterhin erhält man beim Jade-Algorithmus immer Jets, während dies beim Cone-Algorithmus nicht der Fall ist. Dies war bei der Analyse für die erste Veröffentlichung [H1C92] von Vorteil, wo mittels der Jetanzahl Strahlgas Ereignisse herausgeschnitten wurden.

Weiterhin ist die Anzahl der gefundenen Jets nicht abhängig von einem äußeren Parameter, der normalerweise abhängig von der invarianten Masse des harten Prozesses sein sollte. Die Parameter des Cone-Algorithmus', welche für die vorliegende Analyse verwendet wurde, sind in der Tab. 4.2 aufgelistet. Mitentscheidend für die Wahl des Cone-Algorithmus' war die Tatsache, daß die theoretisch vorhergesagten Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Prozesse bei der Photoproduktion mittels dieses Algorithmus' ermittelt worden sind [Sti87].

Bei den Ereignissen aus der Photoproduktion erwartet man  $2 + 1$  Jets bei den direkten Prozessen und  $3 + 1$  Jets bei den resolved Photon Prozessen (siehe Abb. 2.7, 2.8). Aus diesem Grund werden nur Ereignisse in der Analyse behalten, welche mindestens zwei Jets nach dem Cone-Algorithmus besitzen. Aus Abb. 4.5 wird ersichtlich, daß die Forderung nach zwei Jets bei den Strahlgasereignissen einen effizienten Schnitt bedeutet. Von den untersuchten Strahlgasereignissen besitzen nur 2.3% der Ereignisse mindestens zwei Jets. Dagegen gibt es 936 Ereignisse von den 1688 vorselektierten Daten, welche diese Forderung erfüllen.

Im Anhang wird gezeigt, daß die gefundenen Jets mit den erzeugten Partonen in Verbindung gesetzt werden dürfen und daß die kinematischen Größen der Jets mit denen von den Partonen im Rahmen der Meßgenauigkeit übereinstimmen. Hier sei nur schon erwähnt, daß der größte Fehler bedingt ist durch die Fragmentation und somit nicht einfach korrigiert werden kann. In der Tab. 4.3 sind die einzelnen Schnitte noch einmal aufgeführt: Insgesamt ergeben sich 673 Ereignisse für die Photoproduktion in Jets.



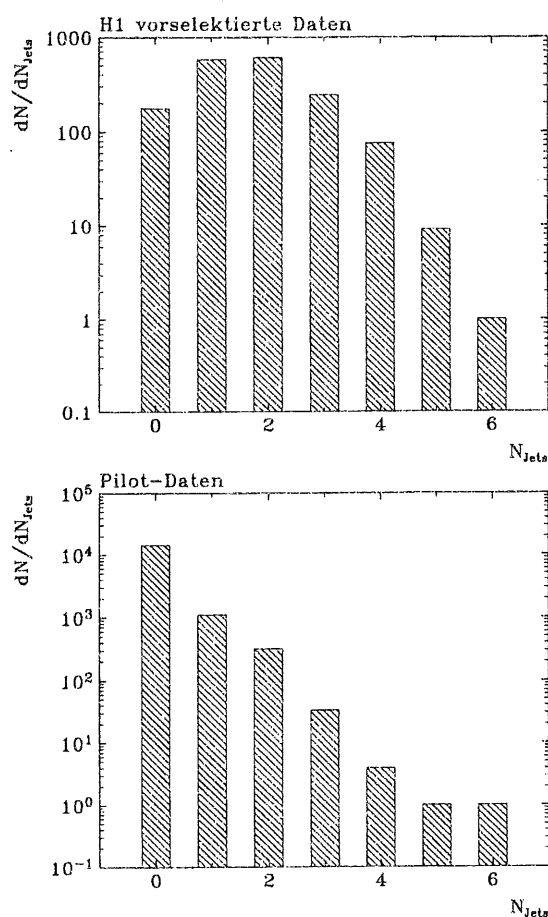


Abbildung 4.5: Anzahl der gefundenen Jets mittels des CONE-Algorithmus' für H1-Daten (oben) und Pilot-Ereignisse (unten)

## 4.4 Untergrundabschätzung

Der wesentliche Untergrund für die Photoproduktion stammt aus den Strahlgasereignissen, da alle anderen physikalische Prozesse bei der Elektron-Protonstreuung

Schnitt	$N_{\text{Ereignisse}}$ nach dem Schnitt
Klasse 13 und Klasse 8	1968
plus e-Tagger Trigger	1688
plus kein Strahlgas	1594
plus $E_{\text{Tracker}}/E_{\text{Kalo}} > 0.2$	1430
plus $p_{T\text{miss}} < 0.9$	1418
plus kein Myon	1339
plus $ z_{\text{Vertex}}  < 40 \text{ cm}$	1184
plus $E_{\text{cluster}} < 10 \text{ GeV}$ , für $\vartheta > 140^\circ$	1176
plus $N_{\text{Jets}} \geq 2$	673

Tabelle 4.3: Anzahl der Ereignisse nach den einzelnen Schnitten

um Größenordnungen niedriger sind [HERA87]. Nun lief HERA meistens mit 10 Elektron- und 10 Proton-Paketen, wobei einer jeweils immer als Pilot-Paket fungierte.

Die Untergrundabschätzung erfolgt über die Untersuchung der "Pilot-Ereignisse". In der Abb. 4.6 sind die Ereignisse ihren Paketnummern zugeordnet. Die Pilotpakete besaßen die Nummer 9 für das Protonpilotpaket und 19 für das Elektronpilotpaket. Man sieht, daß von den Elektronpilotpaketen kein Ereignis existiert,

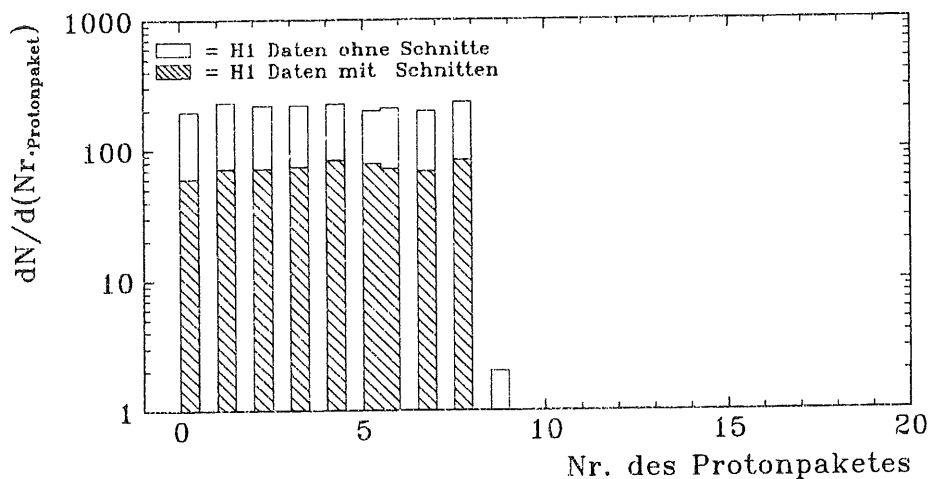


Abbildung 4.6: Nummer der Teilchenpakete, welche das Ereignis getriggert haben

welches getaggt und der Klasse 13 zugeordnet wurde. Bei den Protonpilotpaketen gibt es zwei Ereignisse, welche diese Kriterien erfüllten. Daß ein Elektron bei den Protonpilotpaketen getaggt wird, ist natürlich nicht möglich, doch durch zufällige Koinzidenz des Elektron-Taggers kann ein Ereignis aus dem Protonpilotpaket die Kriterien für die Vorselektion erfüllen.

Nach den oben genannten Schnitten (Kap. 4.2 und 4.3) bleiben von den 1688 vorselektierten Ereignissen 673 übrig, wobei die beiden Pilotpaket-Ereignisse nicht überlebten. Nach der Poisson-Statistik ergibt sich hiermit ein maximaler Untergrund von:

$$\frac{N_{\text{Untergrund}}}{N_{\text{Gesamt}}} = \frac{I_{\text{Total}}}{I_{\text{Pilot}}} \cdot \frac{N_{95\%}^{\text{CL}}}{N_{\text{Gesamt}}} = 11.32 \cdot 3 \div 673 = 0.051 \quad (4.1)$$

hierbei sind

$N_{\text{Untergrund}}$  : Anzahl der möglichen Untergrundereignisse

$N_{\text{Gesamt}} = 673$  : Anzahl der Ereignisse nach allen Schnitten

$I_{\text{Pilot}}$  Strom vom Pilotpaket

$I_{\text{Total}}$  gesamter Protonenstrom

$N_{95\%}^{CL} = 3$  Anzahl der möglichen Ereignisse nach Poissonstatistik bei  $N_{beobachtet} = 0$  bei einem Konfidenzlevel von 95%

Die obere Grenze für den Anteil der Strahlgasereignisse beträgt also 5.1%.

### Kontrollverteilungen

Um zu zeigen, daß der Datensatz tatsächlich untergrundfrei ist bzw. mit maximal 5% Untergrund kontaminiert ist, werden nun einige Verteilungen gezeigt, die dies belegen sollen.

**$dE/dx$ -Messung:** Bei den Strahlgasereignissen trifft ein Teilchen auf ein Gasatom, welches sechs bis acht Protonen besitzt (je nachdem welches Molekül getroffen wird). Hierbei wird das Atom aufgebrochen und es sollten dementsprechend viele Protonen im Detektor registriert werden. Die niederenergetischen Protonen sollten sich mittels der  $dE/dx$ -Messung in der zentralen Spurenkammer für ( $E_{Protonen} < 1. GeV$ ) identifizieren lassen. In der Abb. 4.7 ist das

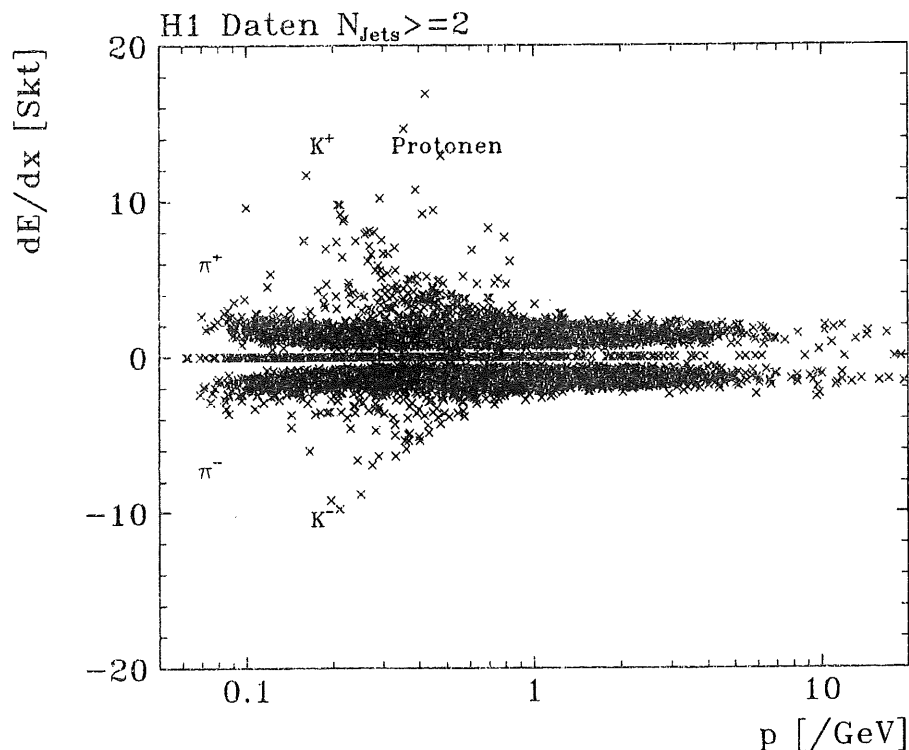


Abbildung 4.7:  $dE/dx$  von den vorselektierten H1-Ereignissen (nur 2-Jet Ereignisse)

$dE/dx \cdot Q_{Teilchen}$  von den vorselektierten Daten, welche dem 2-Jetkriterium genügen (936 Ereignisse), zu sehen und in der Abb. 4.8 das  $dE/dx \cdot Q_{Teilchen}$  der selektierten Daten (673 Ereignisse). Deutlich erkennt man, daß die in Tab. 4.3 aufgeführten Schnitte diejenigen Ereignisse herauschneiden, welche niederenergetische Protonen besitzen. Dabei ist zu beachten, daß bei den Daten

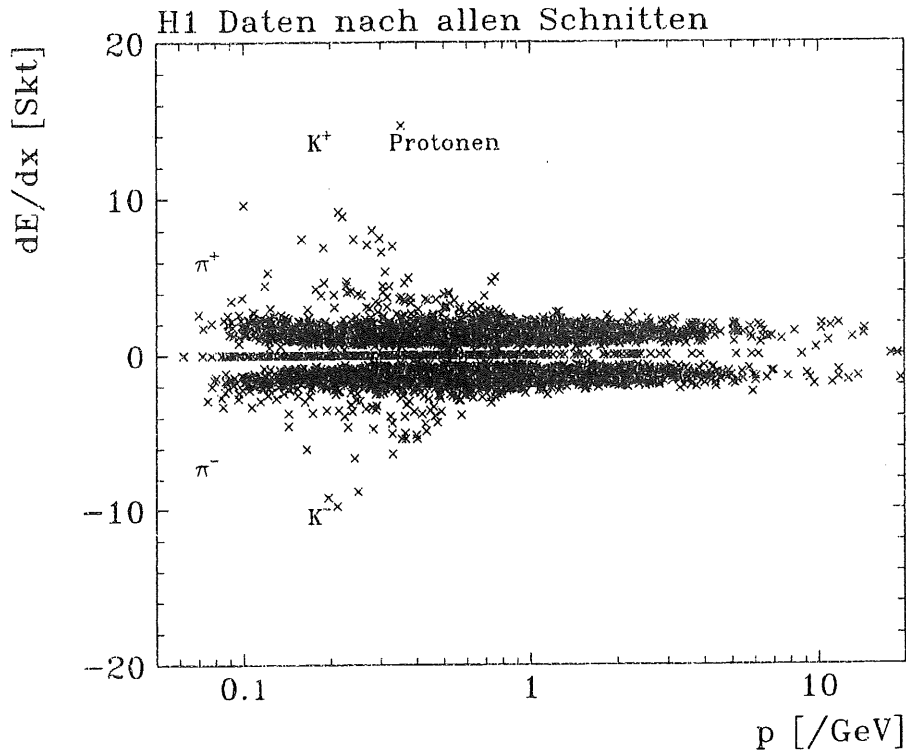


Abbildung 4.8:  $dE/dx$  von den selektierten H1-Ereignissen.

nicht explizit auf die Protonenanzahl ( $E_{\text{Protonen}} < 1. \text{ GeV}$ ) eines Ereignisses geschnitten wurde.

**Ladungsmultiplizität:** Wie oben schon erwähnt, werden bei den Strahlgas-Ereignissen viele Protonen frei, so daß ein signifikanter positiver Ladungsüberschuß bei solchen Ereignissen auftreten sollte. In der Abb. 4.9 ist die Summenladung gegen die Spurmultiplicität zweidimensional aufgetragen. Man erkennt, daß die Summenladung mit zunehmender Spurmultiplicität zu höheren positiven Werten führt. Dies ist in Abb. 4.10 noch deutlicher zu erkennen, wo die Pilot-Daten mit dem selektierten  $e^-p$ - und dem Monte-Carlo-Datensatz direkt verglichen werden. Hier ist die Summenladung als eindimensionale Verteilung für verschiedene Spurmultiplicitäten aufgetragen. Um mit den  $e^-p$ -Daten vergleichen zu können, wurden diese Verteilungen auf ein Ereignis normiert aufgetragen. Während die Verteilungen bei den Pilotpaket-Ereignissen mit zunehmender Spurmultiplicität nach rechts wandern, also zu größeren positiven Werten, bleibt der Mittelwert bei den  $e^-p$ -Daten annähernd konstant bei 1. Nur die Breite der Verteilung wird größer aufgrund der höheren Multiplizität. Beim Monte-Carlo-Datensatz beträgt der Mittelwert 0, aber ansonsten zeigen die  $e^-p$ -Daten das gleiche Verhalten wie die Ereignisse von dem Monte-Carlo Datensatz.

Anhand der Abb. 4.9 wird auch der Einfluß der oben aufgeführten Schnitte deutlich. Hier sind die  $e^-p$ -Daten vor und nach den Schnitten aufgetragen. Ersichtlich ist, daß die zweidimensionale Verteilung symmetrischer um die +1-

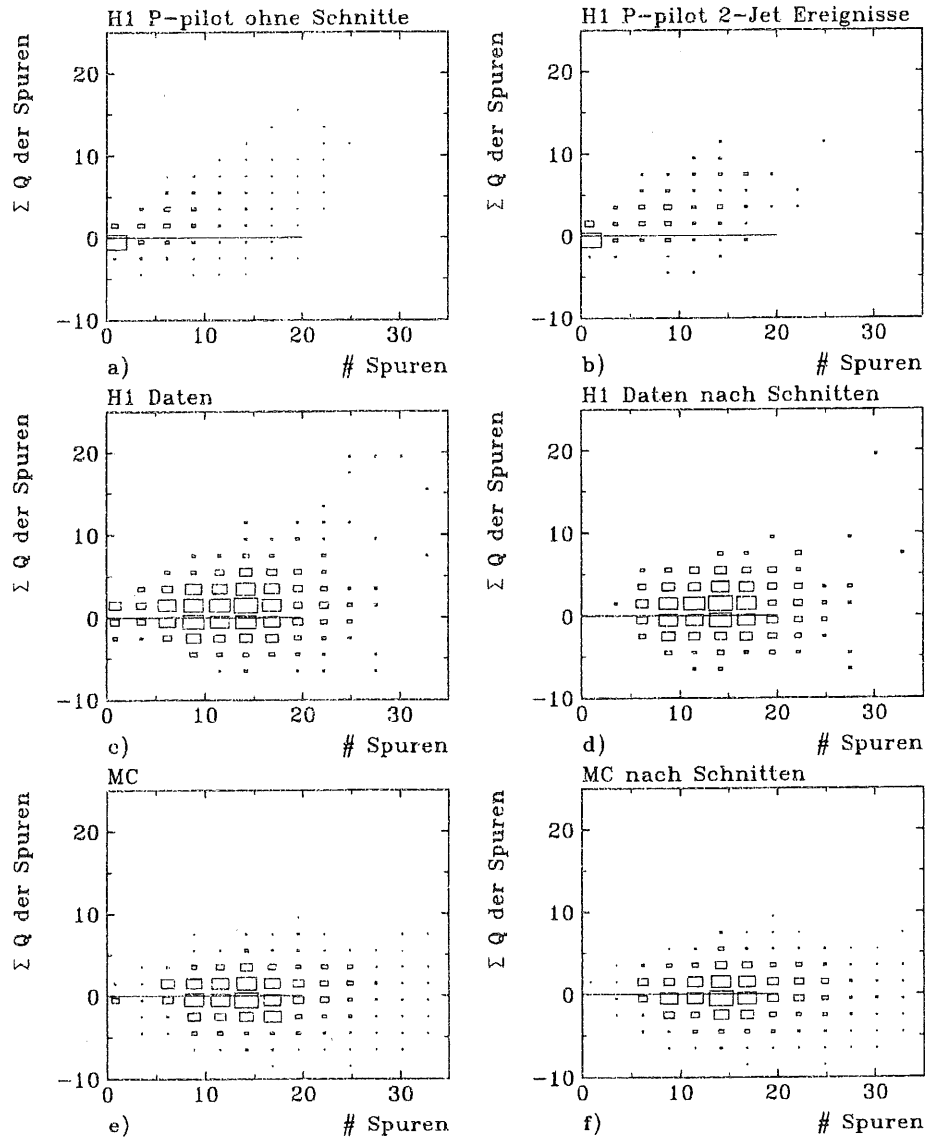


Abbildung 4.9: Ladungsmultiplizität gegen Spurmultiplicität

- a) Pilot-Daten ungeschnitten, b) Pilot-Daten 2-Jet Ereignisse  
 c)  $e^-p$ -Daten ungeschnitten, d)  $e^-p$ -Daten nach Schnitten  
 e) Monte-Carlo ungeschnitten, f) Monte-Carlo nach Schnitten

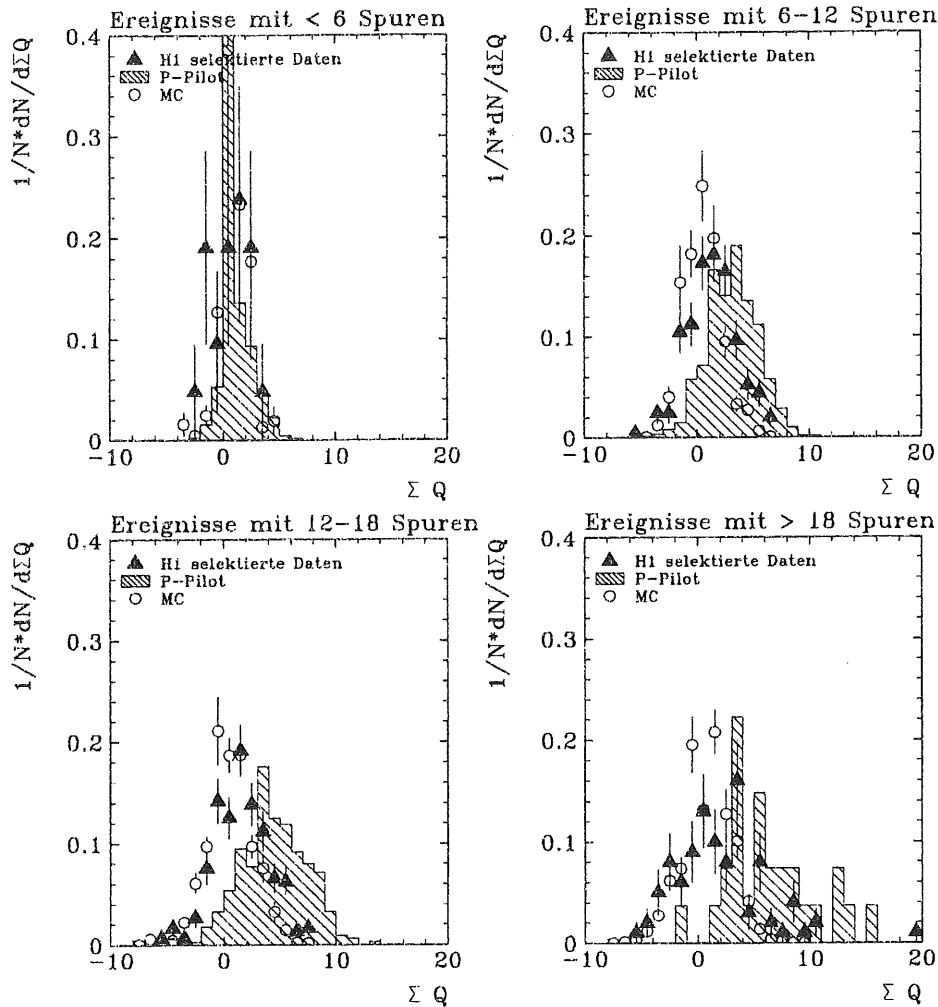


Abbildung 4.10: Ladungsmultiplizität für verschiedene Bereiche der Spurmultiplicität

Linie wird, und die Ereignisse mit vielen positiven Spuren weggeschnitten werden. Es ist somit also nicht nötig, auf die Anzahl von Protonen bzw. Anzahl von positiven Spuren zu schneiden. Die zweidimensionale Verteilung besitzt nach den Schnitten das gleiche Aussehen wie die Verteilung vom Monte-Carlo-Datensatz, vernachlässigt man die Verschiebung der Daten nach +1. Hier zeigt sich auch, daß die Schnitte auf *echte* Photoproduktionsereignisse in die zweidimensionale Verteilung keinen Einfluß haben, was man ja auch bei Ereignissen, welche nicht von Strahlgasereignissen herrühren, erwartet.

Zu bemerken ist noch, daß die mittlere Summenladung bei den Monte-Carlo-Daten ungefähr Null und bei den selektierten  $e^-p$ -Daten dagegen Eins beträgt. Dies rührt daher, daß die Wahrscheinlichkeit für die Spurrekonstruktion für positiv geladene Teilchen größer ist als für negativ geladene Teilchen. Es ist bis jetzt nicht geklärt, warum dies sich nur bei den  $e^-p$ -Daten und nicht bei den Monte-Carlo-Daten bemerkbar macht [Kuhl]. Nach [Kuhl]

beträgt die Wahrscheinlichkeit für die Rekonstruktion einer negativen Spur mit  $p < 1 \text{ GeV}$ :

$$\frac{N^-}{N^+} = 0.81 \pm 0.05$$

Dies erklärt, warum bei den  $e^-p$ -Daten ein positiver Ladungsüberschuß zu sehen ist.

Schaut man sich noch die endgültige  $z$ -Vertex Verteilung ohne den  $z$ -Vertex-Schnitt an (Abb. 4.11), so wird ersichtlich, daß die Verteilung der H1-Daten mit der aus der Monte-Carlo Simulation im Rahmen der Statistik übereinstimmt.

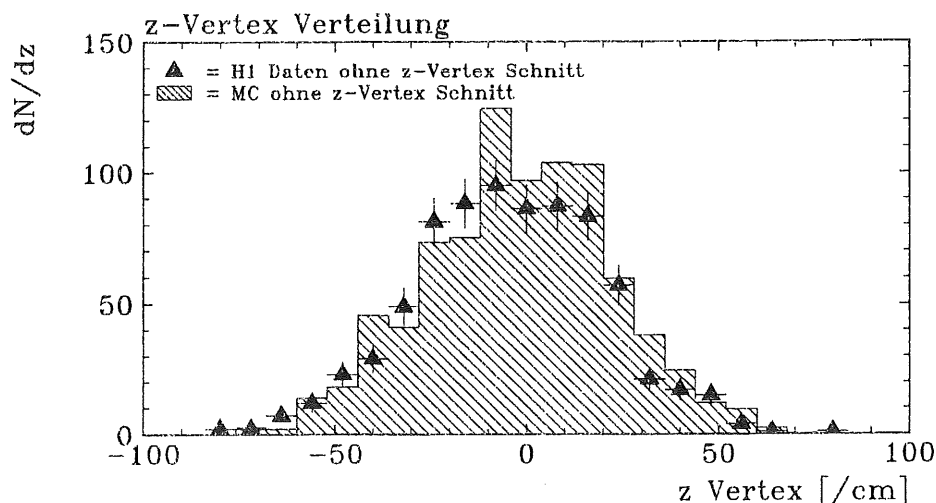


Abbildung 4.11:  $z$ -Vertex Verteilung nach allen Schnitten ohne den  $z$ -Vertex-Schnitt

Der selektierte Datensatz wird nun benutzt, um den resolved Photon Prozeß nachzuweisen. Auch werden durch Vergleich mit dem Monte-Carlo-Datensatz die Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion untersucht.

# Kapitel 5

## Resultate

### 5.1 Monte-Carlo Datensätze

Die mit den in Kapitel 4.2 und Kap. 4.3 angegebenen Schnitten selektierten Daten werden nun mit Hilfe des Monte-Carlo-Datensatzes [H1Fil] auf physikalische Ergebnisse hin untersucht. Zuvor noch einige Bemerkungen zum Monte-Carlo-Datensatz, dessen Parameter ja schon in Kap. 4.2 aufgelistet wurden.

Der Generator PYTHIA [PYTHIA] ist in der Lage, die in Kap. 2.3 aufgeführten Prozesse zu generieren. Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse werden hier über das Matricelement des harten Subprozesses ermittelt. Die Abstrahlung des quasireellen Photons wird mittels der Weizsäcker-Williams Näherung [WWA] berechnet. Dies bedeutet, daß zwar die Energien des gestreuten Elektrons und des abgestrahlten Photons richtig sind, aber die Winkel dieser beiden Teilchen nicht richtig berechnet werden. In dieser Näherung wird nämlich das Photon kollinear zum Elektron abgestrahlt, so daß das Elektron unter einem Winkel von  $\vartheta = 180^\circ$  gestreut wird.<sup>1</sup> Um mit den H1-Daten vergleichen zu können muß also die e-Tagger Akzeptanz (siehe Abb. 3.3) als Gewicht mitgenommen werden. Da der Monte-Carlo-Datensatz mit einem Viererimpulsübertragsquadrat von bis zu  $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$  generiert wurde, und die Akzeptanz des e-Taggers  $Q_{max}^2 = 0.01 \text{ GeV}^2$  beträgt, muß noch der Photonfluß nach der Gleichung 5.1 berücksichtigt werden. Aus der Gleichung 1.2 ergibt sich der Photonfluß zu (bei Integration über  $Q^2$ ):

$$f_{\gamma\text{-Fluß}} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1 + (1-y)^2}{y} \ln \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2}$$

wobei

$$Q_{min}^2 = \frac{(y \cdot m_{e^-})^2}{1-y}$$

Damit ergibt sich für die Umwichtung Gleichung 5.1 wegen:

$$\ln \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} = \ln Q_{max}^2 - \ln Q_{min}^2 = \ln Q_{max}^2 - 2 \ln m_{e^-} + \ln \frac{1-y}{y^2}$$

---

<sup>1</sup> $\vartheta = 180^\circ$  bedeutet im H1-System die Richtung des Elektronstrahls, so daß hier das Elektron also keinen Streuwinkel erhält.



Parametrisierung abgekürzt	Referenz oder mathematische Beschreibung
DO	Duke-Owens [DO] mode 206 in PDFLIB
DG	Drees-Grassie [DG] mode 210 in PDFLIB
LAC1a	Levy-Abramowicz-Charchula [LAC]
GRV	Glück-Reya-Voigt [GRV] mode 273 in PDFLIB
RHO	$\gamma$ als reines $\rho$ -Meson [Ber01]
QEDANO	$\gamma$ als $\rho$ -Meson plus QED-Korrekturen $\frac{3q_{parton}^4 \alpha}{\pi} \cdot (x_\gamma^2 + (1 - x_\gamma^2)) \cdot \ln \frac{\hat{s}}{0.09}$ [Ber02]

Tabelle 5.1: Untersuchte Parametrisierungen für die Photonstrukturfunktion

$$W_{Fluß} = \frac{\ln 0.01 - 2 \cdot \ln m_{e^-} + \ln \frac{1-y}{y^2}}{\ln 100 - 2 \cdot \ln m_{e^-} + \ln \frac{1-y}{y^2}} \quad (5.1)$$

wobei die Masse des Elektrons  $m_{e^-}$  in  $GeV$  einzusetzen ist.

Um beim Monte-Carlo-Datensatz genügend Statistik bei hohen Transversalimpulsen zu erhalten, werden die Ereignisse nach dem Transversalimpuls der beiden harten Partonen gewichtet. Um aus den auslaufenden Partonen farbneutrale Zustände zu erzeugen, erfolgt mittels des Programms JETSET [JETSET] nach dem Colourstring-Modell (Lund Modell) [FRAG], [STRING] die Fragmentation der auslaufenden Teilchen. Die Parameter des Monte-Carlo-Datensatzes waren in Kap. 4.2 schon aufgelistet worden.

Die Detektorsimulation der stabilen Teilchen durch den H1-Detektor erfolgt mit dem Simulationsprogramm H1SIM [H1SIM]. In diesem Paket werden sämtliche nichtaktiven Materialien berücksichtigt und die Detektorantwort simuliert. Genau wie bei den Daten aus der reellen  $e^-p$ -Wechselwirkung werden die einzelnen Teilchen mit dem schon vorher erwähnten Rekonstruktionsprogramm H1REC [H1REC] rekonstruiert. Es sollten also keine Unterschiede zwischen Monte-Carlo Simulation und H1-Daten aufgrund der Rekonstruktion auftreten.<sup>2</sup>

Beim Monte-Carlo-Datensatz ist es möglich, die verschiedenen Prozesse (z.B. direkt oder resolved Photon Prozesse) in der Analyse zu untersuchen. Weiterhin ist es möglich, mit Hilfe der Photonstrukturbibliothek [PDFLIB] verschiedene Parametrisierungen für die Photonstrukturfunktion zu untersuchen. Dies geschieht einfach dadurch, daß eine Umwichtung der einzelnen Ereignisse nach der Photonstrukturbibliothek erfolgt. Die verschiedenen Parametrisierungen sind in der Tab. 5.1 aufgelistet. Hierbei sind RHO und QEDANO einfache Modelle, wobei in RHO das Photon als reines  $\rho$ -Meson aufgefaßt wird [Ber01]. In QEDANO wird das Photon ebenfalls als  $\rho$ -Meson aufgefaßt, doch werden hier zusätzlich QED<sup>3</sup>-Korrekturen berücksichtigt [Ber02]. In diesen beiden Parametrisierungen sind daher keine Gluonen "im Photon" zu finden.

<sup>2</sup>sieht man von der unterschiedlichen Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für positive und negative Spuren einmal ab.

<sup>3</sup>Quantenelektrodynamik

### Effekte der Vorselektion

Durch die Vorselektion, d.h. daß nur die Ereignisse zur Analyse herangezogen werden, welche durch den Trigger des e-Taggers getriggert werden und die Bedingungen für die Klasse 13 erfüllen, werden die Ereignisse mit kleinem  $x_\gamma$  unterdrückt. ( $x_\gamma$  gibt den Impulsbruchteil des Partons aus dem Photon an.) Dies ist aus dem Ver-

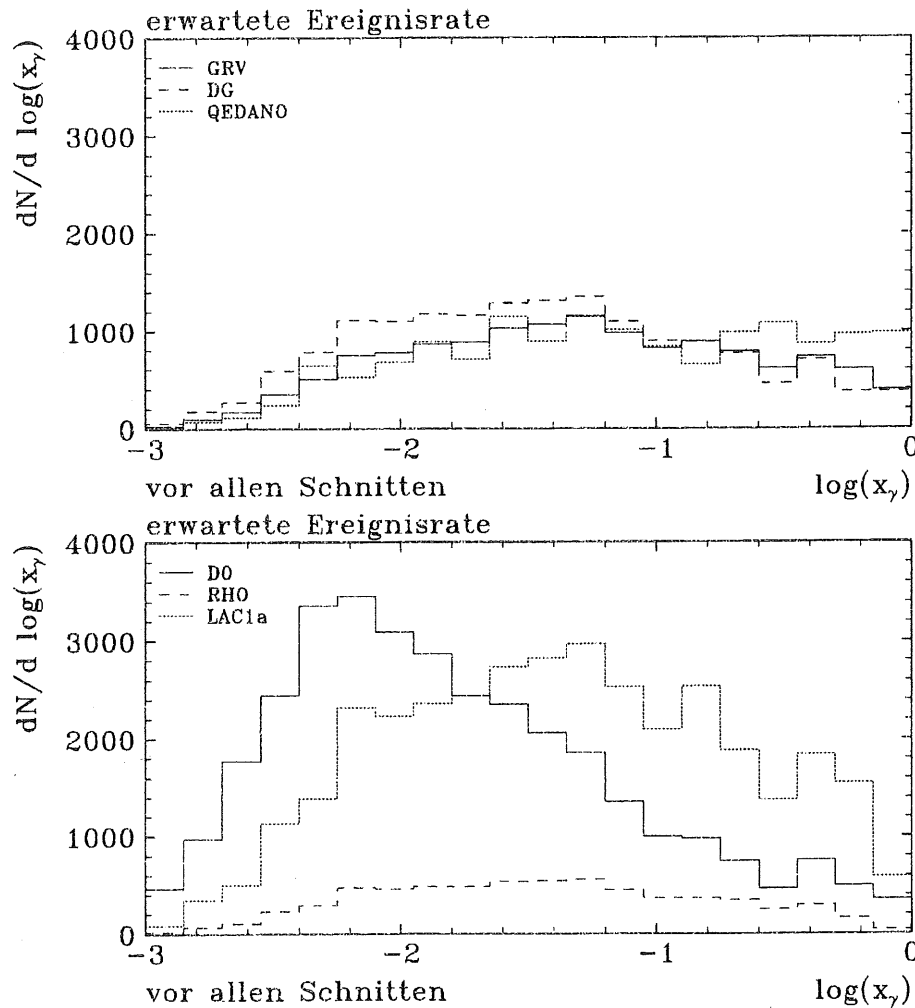


Abbildung 5.1: Erwartete Ereignisrate vor allen Schnitten,  $x_\gamma$  gibt den Impulsbruchteil des Partons im Photon an

gleich der Abb. 5.1 und Abb. 5.2 klar ersichtlich. Die Ereignisse mit kleinem  $x_\gamma$  sind diejenigen, welche stark in die Vorwärtsrichtung gedrückt sind, da der Impuls des Partons aus dem Photon klein ist. Da die Klasse 13 nur die Ereignisse mitnimmt, welche 10 GeV Transversalenergie besitzen für  $\vartheta > 25^\circ$ , ist es einsichtig, daß stark nach vorne gedrückte Ereignisse diesen Schnitt nicht überleben. Auch ist hier auffällig, daß die einfache Parametrisierung QEDANO sich nicht sonderlich von den Parametrisierungen von GRV und DG unterscheidet.

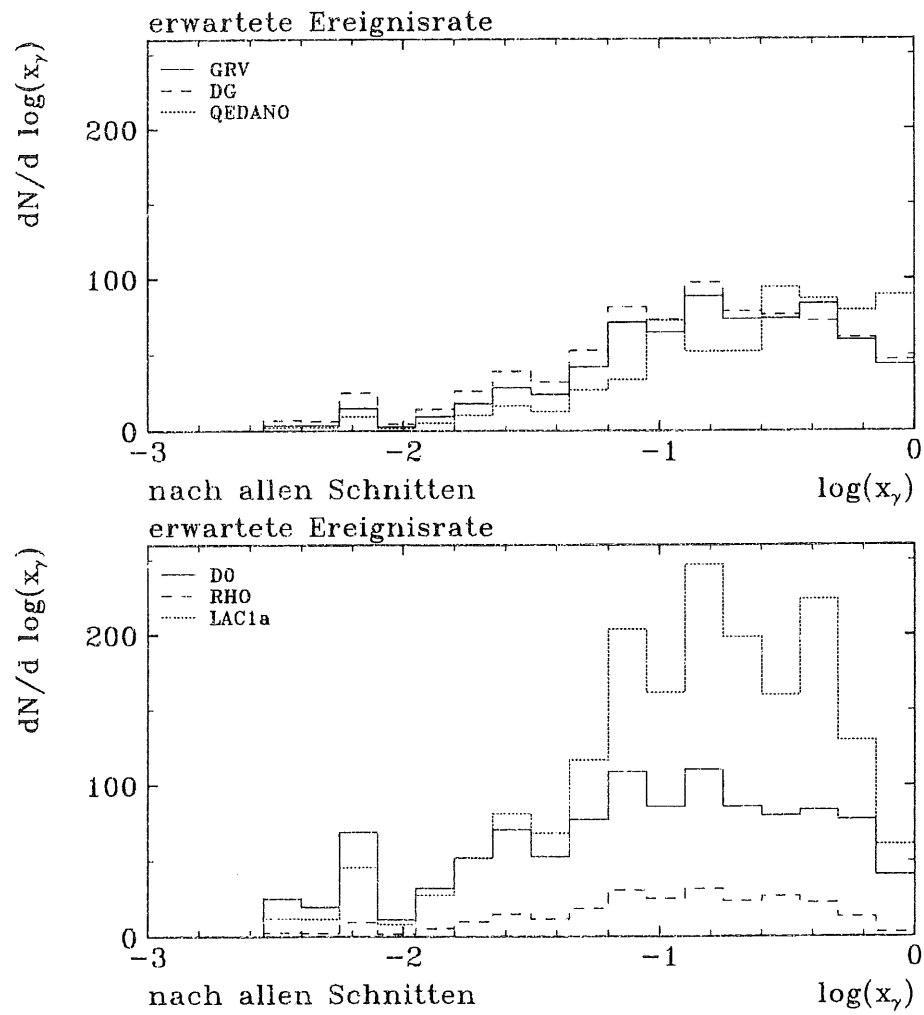


Abbildung 5.2: Erwartete Ereignisrate nach allen Schnitten,  $x_\gamma$  gibt den Impulsbruchteil des Partons im Photon an

Im weiteren Verlauf der Arbeit werden die Verteilungen für die Monte-Carlo Simulation gezeigt, welche die GRV-Parametrisierungen für die Photonstrukturfunktion beinhalten.

## 5.2 Jetartigkeit der Ereignisse

### 5.2.1 Thrust, Sphärizität

Ein Maß, wie jetartig ein Ereignis ist, geben die Größen Thrust und Sphärizität an. Hierbei gibt der Thrust an, wie groß der Impulsanteil ist, der entlang der Jetachse verläuft. Der Thrust  $T$  [THRUST] ist definiert als:

$$T = \hat{n} \left( \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \hat{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \right) \quad (5.2)$$

$\hat{n}$ : Einheitsvektor

$\vec{p}_i$ : Impuls des  $i$ -ten Teilchens im Ereignis

Diese aus der  $e^+e^-$ -Physik entwickelte Größe läßt sich auf die  $e^-p$ -Ereignisse übertragen, wenn man das Ereignis auf die  $r-\varphi$ -Ebene projiziert. Hiermit wird die Lorentztransformation in das Ruhesystem des Schwerpunktes umgangen, wo Fehler in der Ermittlung des Schwerpunktsystems die Verteilung verzerren könnten. Dieser zweidimensionale Thrust sollte die gleichen Aussagen machen können wie bei der  $e^+e^-$ -Physik. Dies heißt, daß der Thrust Werte zwischen 0.5 und 1 annehmen kann. Wobei  $T_{max} = 1$  bedeutet, daß alle Teilchen auf einer Achse nämlich der Jetachse liegen und  $T_{min} = 0.5$ , daß es keine ausgezeichnete Achse gibt.

Die Sphärizität, ebenfalls eine Größe aus der  $e^+e^-$ -Physik [SPHER], ist über die Gleichung 5.3 definiert und wird ebenfalls nur in der  $r-\varphi$ -Ebene betrachtet.

$$S = \frac{3 \cdot (\sum_i p_{Ti}^2)_{min}}{2 \cdot \sum_i p_{Ti}^2} \quad (5.3)$$

$p_{Ti}$ : Transversalimpuls der Teilchen bezogen auf die Jetachse

Die Sphärizität  $S$  kann die Werte zwischen Null und Eins annehmen, wobei  $S = 1$  bedeutet, daß die Teilchen isotrop in der  $r-\varphi$ -Ebene verteilt sind und  $S = 0$ , daß die Teilchen kollinear sind. Die Sphärizität und der Thrust sind miteinander korreliert, so entspricht  $S = 0 \Rightarrow T = 1$  und  $S = 1 \Rightarrow T = 0.5$ . Doch anhand von Gleichung 5.2 und 5.3 ist ersichtlich, daß der Thrust im Gegensatz zur Sphärizität linear von den Teilchenimpulsen abhängt. Da hier alle Teilchen vom Ereignis betrachtet werden und nicht die Jets selber, sind diese zwei Größen gut geeignet, um Aussagen über die Jetartigkeit eines Ereignisses zu machen. Die Vorhersage der Theorie mittels des Monte-Carlo-Datensatzes sind wie auch in den folgenden Abbildungen schraffiert und die Verteilungen der mit H1 gemessenen  $e^-p$ -Daten als gefüllte Dreiecke zu erkennen. In der Abb. 5.3 sind der Thrust und die Sphärizität aller selektierten Ereignisse aufgetragen. Da hier nur der Verlauf der Verteilungen qualitativ verglichen

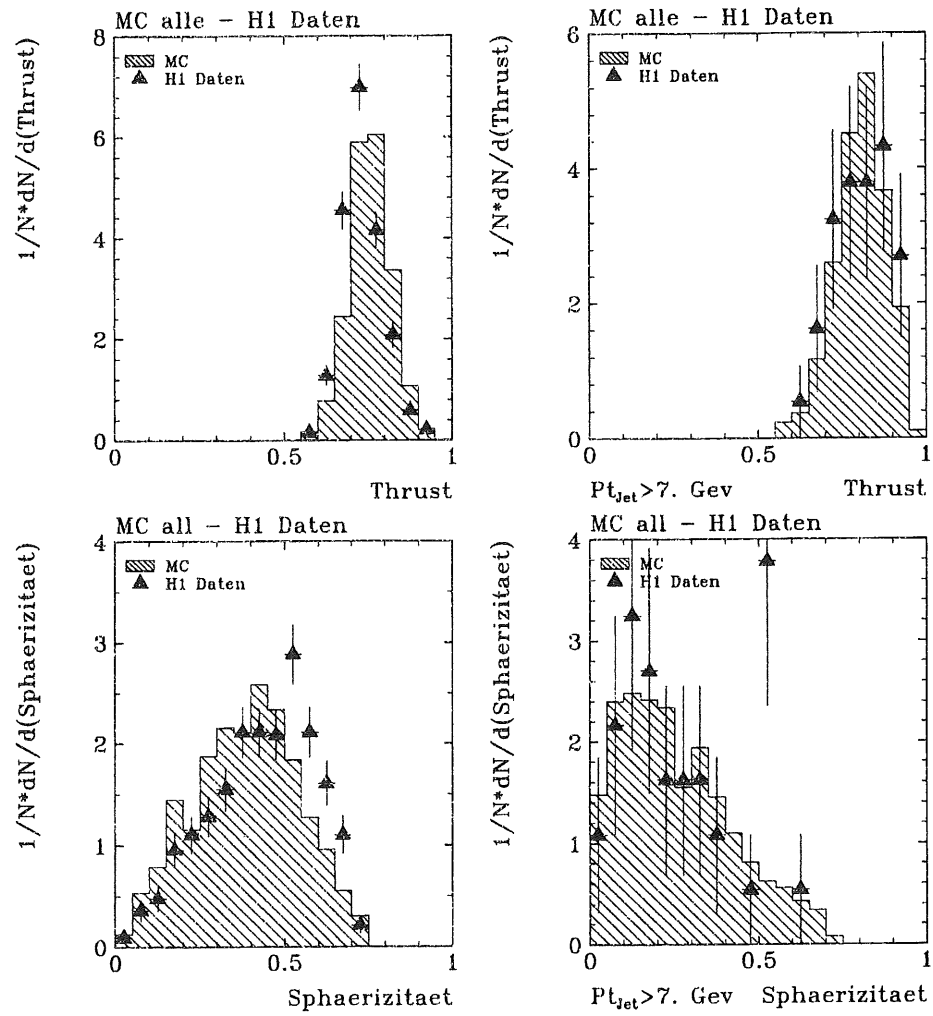


Abbildung 5.3: Verteilung von Thrust und Sphärizität

werden soll, sind die Verteilungen auf ein Ereignis normiert aufgetragen. Man sieht, daß der Verlauf der Verteilungen von den  $e^-p$ -Daten durch die Verteilungen vom Monte-Carlo Datensatz beschrieben wird. In der Abb. 5.3 sind der Thrust und die Sphärizität auch noch für die Ereignisse gezeigt, wo der Transversalimpuls der beiden  $p_T$ -stärksten Jets größer als  $7 \text{ GeV}$  ist. Hier wird deutlich, daß die Sphärizität kleiner und der Thrust größer wird für die Ereignisse mit den  $p_T$ -starken Jets. Die Jetartigkeit der Ereignisse nimmt also wie erwartet mit zunehmendem Transversalimpuls für die Jets zu. Dies ist auch einsichtig, da ja ein größerer Transversalimpuls eine größere Schwerpunktsenergie  $\hat{s} (\approx 2 \cdot \hat{p}_T)$  vom harten Prozeß bedeutet, also die Wechselwirkung härter wird.

Daß die Ereignisse mit größer werdender Schwerpunktsenergie  $\hat{s}$ , d.h. größer werdender invarianter Masse der beiden Jets, immer jetartiger werden, ist auch in der Abb. 5.4 zu erkennen. Hier sind der mittlere Impuls  $\langle p_T \rangle$  senkrecht zur Jetachse

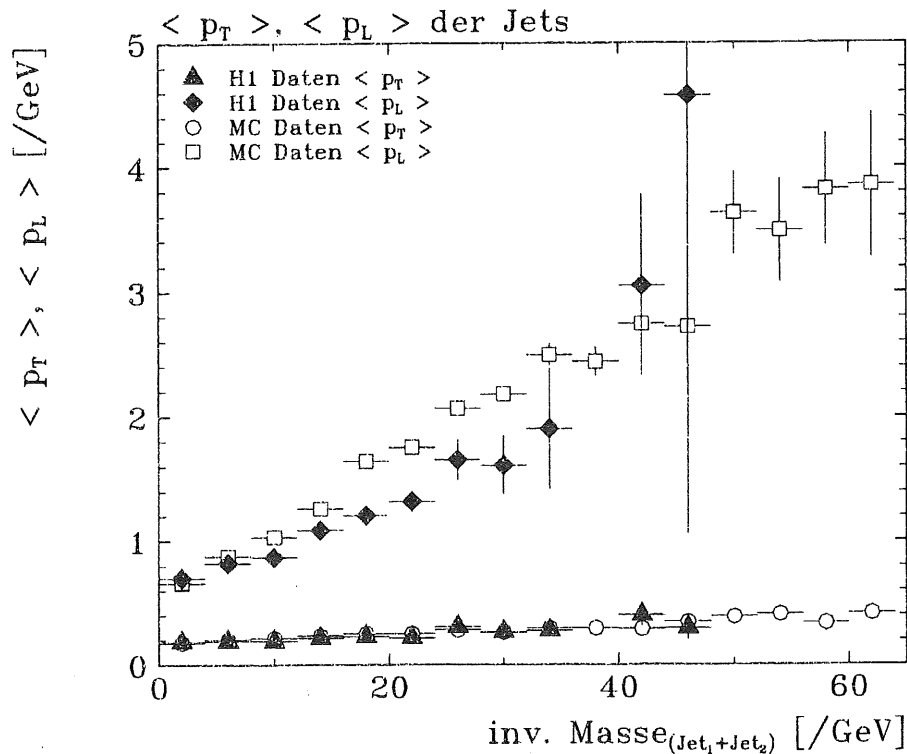


Abbildung 5.4: Mittlerer Transversal- und Longitudinalimpuls der Teilchen im Jet

und  $\langle p_L \rangle$  parallel zur Jetachse der Teilchen im Jet gegen die invariante Masse der beiden Jets aufgetragen. Auch hier gibt die Monte-Carlo Simulation die Verteilung der  $e^-p$ -Daten im Rahmen der Statistik wieder. Genau wie bei den Daten aus der  $e^+e^-$ -Physik [Ber79] wächst  $\langle p_T \rangle$  nur sehr geringfügig (von  $0.19 \text{ GeV}$  bei  $M_{\text{Jets}} = 4 \text{ GeV}$  auf  $0.3 \text{ GeV}$  bei  $M_{\text{Jets}} = 40 \text{ GeV}$ ). Dagegen vervierfacht sich der Wert von  $\langle p_L \rangle$  von  $0.7 \text{ GeV}$  bei  $M_{\text{Jets}} = 4 \text{ GeV}$  auf  $3. \text{ GeV}$  bei  $M_{\text{Jets}} = 40 \text{ GeV}$ . Hiermit ist natürlich auch klar, daß die Sphärizität (Gleichung 5.3) geringer und der

Thrust (Gleichung 5.2) größer wird.

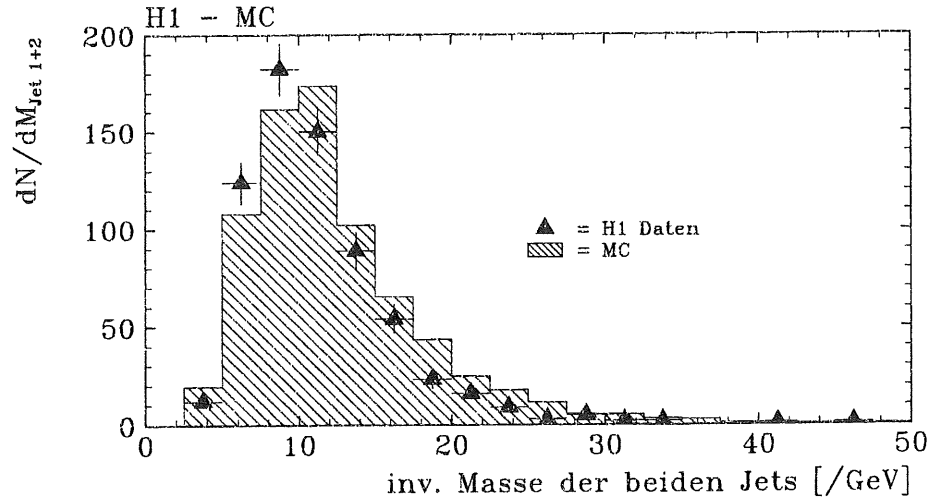


Abbildung 5.5: Vergleich des Spektrums der invarianten Masse der beiden Jets für die Monte-Carlo Simulation und  $e^-p$ -Daten

Die invariante Masse der beiden  $p_T$ -starken Jets ist in Abb. 5.5 wiedergegeben. Auch hier stimmen die Verteilungen vom Monte-Carlo Datensatz und  $e^-p$ -Daten relativ gut überein. Das Maximum der Verteilung liegt bei den Daten bei  $M_{peak} \approx 8 \text{ GeV}$  und die Verteilung läuft bei  $M_{max} \approx 46 \text{ GeV}$  aus.

Die Abbildung 5.6 zeigt die invariante sichtbare hadronische Masse im Detektor.

$$W_{vis}^2 = \left( \sum_{vis.had} p_{vis.had} \right)^2$$

*vis.had*: sichtbare hadronische Energie = nur die im Kalorimeter (mit Ausnahme der Luminositätsdetektoren) rekonstruierte Energie

Der Verlauf der Verteilung stimmt mit der Simulation überein, ist aber um ein halbes Bin  $\hat{=} 3 \text{ GeV}$  nach links (niedrigere Werte) verschoben. Die zugehörige Ausgangsenergie der  $\gamma - P$ -Wechselwirkung

$$W_{had}^2 = \left( \sum_{had} p_{had} \right)^2$$

liegt wesentlich höher;  $\langle W_{had} \rangle = 190 \text{ GeV}$  gegenüber  $\langle W_{vis} \rangle = 55 \text{ GeV}$  (siehe Abb. 5.7). Der Grund hierfür ist, daß der Protonrest hauptsächlich innerhalb der Strahlachse verbleibt und somit vom H1-Detektor nicht "gesehen" werden kann.

Als nächstes soll gezeigt werden, daß es sich bei den untersuchten Objekten um Jets handelt. Die mittels des Cone-Algorithmus' gefundenen Jets werden nach ihrem  $p_T$  geordnet, so daß der erste Jet der  $p_T$ -stärkste, der zweite Jet der  $p_T$ -zweitstärkste Jet ist. Weiterhin wird angenommen und im Anhang gezeigt, daß die Meßgrößen der beiden  $p_T$ -stärksten Jets mit denen der beiden harten Partonen in Verbindung zu setzen sind.

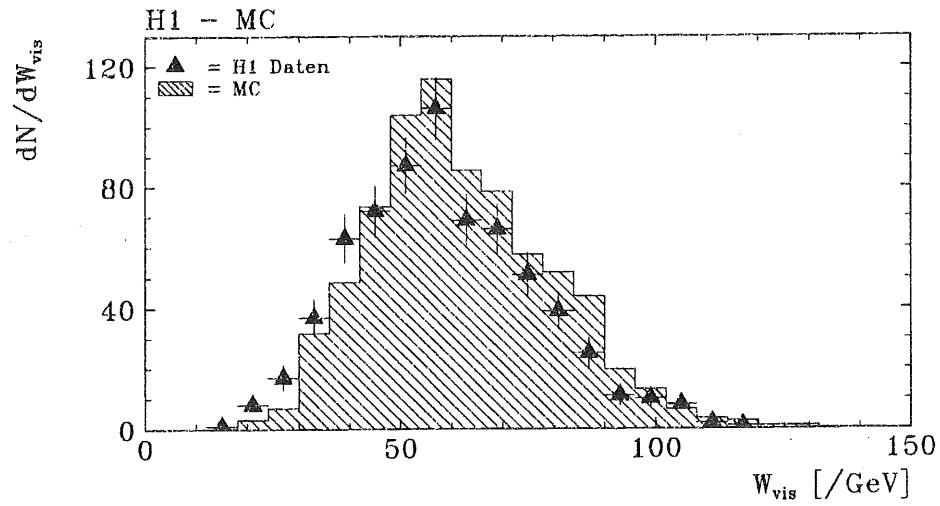


Abbildung 5.6: sichtbare invariante hadronische Masse im H1-Detektor

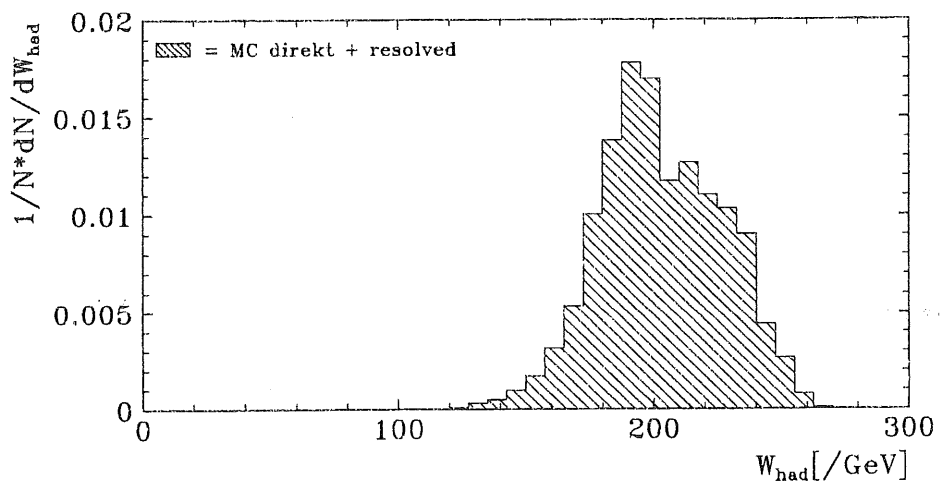


Abbildung 5.7: invariante hadronische Masse im H1-Detektor



Anhand der Abb. 5.3 konnte über Thrust- und Sphärizitätsverteilung der Ereignisse gezeigt werden, daß die selektierten Ereignisse Jets beinhalten sollten. Die Jets sollten sich auch dadurch auszeichnen, daß die Energie außerhalb der Jets klein sein sollte, d.h. daß die Jets "isoliert" im Detektor zu sehen sein sollten. In der Abb. 5.8 ist die Summe der Transversalenergie der Energiecluster gegen den "Abstand" von der Jetachse aufgetragen. Hierbei wurde wegen  $\Delta r = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2} = 1$  für den azi-

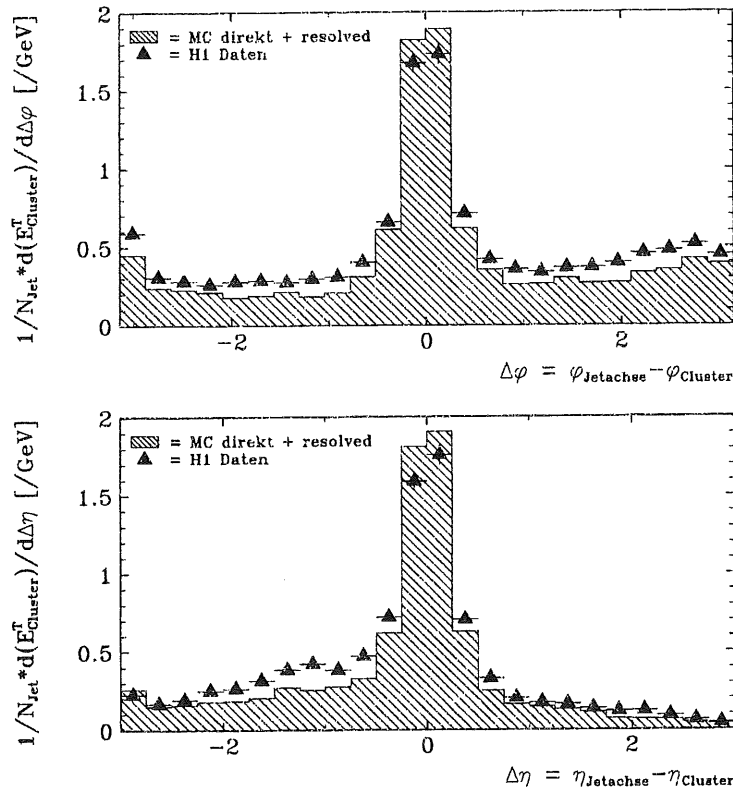


Abbildung 5.8: Transversale Energie in Abhängigkeit des Abstandes von der Jetachse.

oben: Summation über  $|\Delta\eta| < 1$  gegen  $|\Delta\varphi|$

unten: Summation über  $|\Delta\varphi| < 1$  gegen  $|\Delta\eta|$

für die beiden  $p_T$ -stärksten Jets im Ereignis

mutalen Abstand die transversale Energie aufsummiert, welche in dem Streifen mit  $|\Delta\eta| < 1$  um die Jetachse lag und für den Abstand in der Pseudorapidität analog die transversale Energie in dem Streifen mit  $|\Delta\varphi| < 1$  um die Jetachse. Die Verteilungen wurden dann jeweils auf ein Jet normiert. Die deutlichen Überhöhungen bei  $|\Delta\varphi| = 0$  bzw.  $|\Delta\eta| = 0$  zeigen die Isoliertheit der Jets sowohl für die Daten als auch für die Simulation.

Nach Kap. 2.3 erwartet man bei der Photoproduktion zwei  $p_T$ -starke Jets und eventuell einen Jet aus dem Photonrest. Dies bedeutet, daß die beiden  $p_T$ -starken Jets eine Impulsbilanzierung in der  $r - \varphi$ -Ebene aufweisen sollten. Dies sollte sich

dadurch bemerkbar machen, daß die Jets in der  $r - \varphi$ -Ebene "Back to Back" sind. "Back to Back" bedeutet, daß die Jets entgegengesetzt, also mit  $\Delta\varphi = 180^\circ = \pi$  auseinanderfliegen. Weiterhin sollten die Beträge der Transversalimpulse gleich groß sein. Die Differenz der Beträge der Transversalimpulse beider Jets ist in Abb. 5.9 zu erkennen. Hier stimmen Monte-Carlo-Vorhersagen und die  $e^-p$ -Daten sehr

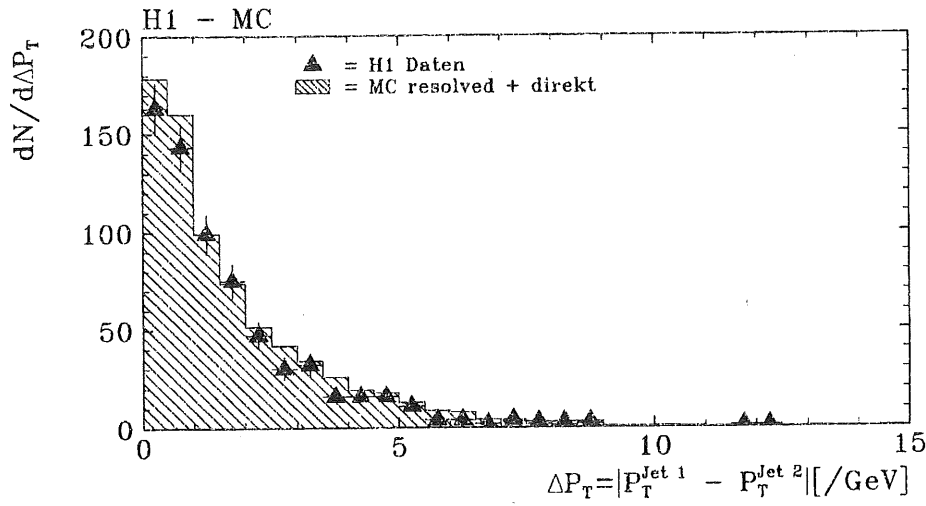


Abbildung 5.9: Differenz des Transversalimpulses der beiden  $p_T$ -stärksten Jets

gut überein. Wie erwartet besitzen die beiden  $p_T$ -starken Jets fast den gleichen Transversalimpuls ( $\Delta p_T < 3 \text{ GeV}$  für 90% der Ereignisse).

Der Differenzwinkel  $\Delta\varphi = |\varphi_{1,\text{Jet}} - \varphi_{2,\text{Jet}}|$  dieser beiden Jets ist in der Abb. 5.10 aufgetragen, wobei  $0 \leq \varphi_{1,\text{Jet}}, \varphi_{2,\text{Jet}} \leq 2\pi$  gilt. Auch hier folgt die Verteilung der  $e^-p$ -Daten der Verteilung von der Monte-Carlo Simulation. Die Spitze liegt bei beiden Verteilungen wie erwartet bei  $\pi$ . Die asymmetrische Verteilung um  $\Delta\varphi = \pi$  liegt an der Zählweise, welche kleinere Differenzwinkel bevorzugt.

In Abb. 5.11 ist die Jetmultiplizität der selektierten Ereignisse zu sehen. Wie man sieht, besitzen die meisten selektierten Ereignisse ( $\approx 66\%$ ) zwei Jets. Die Jetmultiplizität aus der Monte-Carlo Simulation stimmt im Rahmen der Statistik mit der aus den H1-Daten überein (beachte die logarithmische Skala).

Wie schon oben erwähnt, wird im Anhang gezeigt, daß die gemessenen Größen der Jets  $p_T, \vartheta, \varphi$  mit denen der harten Partonen stark korreliert sind. Somit lassen sich über die Messung der Jets Aussagen über den harten Prozeß machen.

Insgesamt wurde gezeigt, daß man in Ereignissen, wo das gestreute Elektron im  $e^-$ -Tagger nachgewiesen wurde, Jets rekonstruieren kann, die folgende Charakteristika aufweisen:

- Der mittlere Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$  der Teilchen innerhalb eines Jets bezogen auf die Jetachse ist wie erwartet klein.

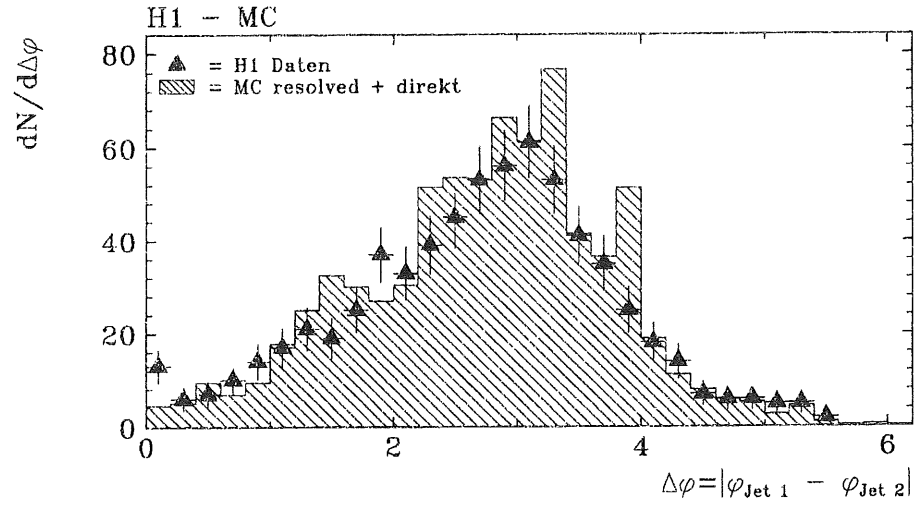


Abbildung 5.10: Differenz des Azimutwinkels der beiden  $p_T$ -stärksten Jets

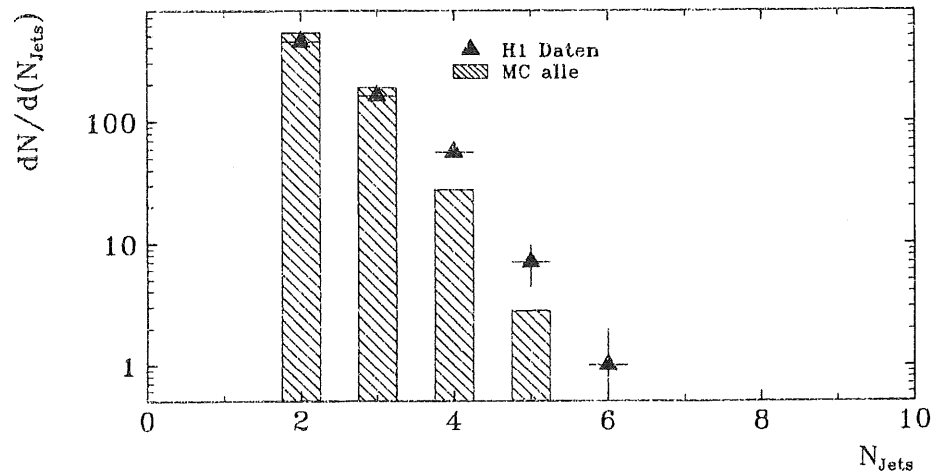


Abbildung 5.11: Jetmultiplizität der selektierten Ereignisse für die H1-Daten und Monte-Carlo Simulation

- Der mittlere Longitudinalimpuls  $\langle p_L \rangle$  der Teilchen innerhalb eines Jets bezogen auf die Jetachse wächst mit zunehmender invarianter Masse der beiden Jets. Die invariante Masse der beiden Jets ist auch die am harten Prozeß beteiligte Schwerpunktsenergie.
- In ca. 66% aller selektierten Ereignisse sind zwei Jets nach dem Cone-Algorithmus gefunden worden. Die Parameter waren in der Tab. 4.2 aufgelistet.
- Die beiden  $p_T$ -stärksten Jets sind in der  $\tau - \varphi$ -Ebene überwiegend kollinear.

## 5.3 Nachweis des resolved Photon Prozesses

### 5.3.1 Ereignisrate

Wie in Kap. 2.3 erläutert sind die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Prozesse des resolved Photon Prozesses von der gleichen Ordnung ( $\alpha \cdot \alpha_s$ ) wie die von den direkten Prozessen. Der Abb. 2.6 ist zu entnehmen, daß der Wirkungsquerschnitt für resolved Photon plus direkte Prozesse ungefähr eine Größenordnung größer ist als für den direkten Prozeß alleine. Bei den direkten Prozessen erwartet man bei einer integrierten Luminosität von  $L = (28 \pm 2) \text{ nb}^{-1}$   $42 \pm 3.5 \pm 3$  Ereignisse nach den in Kap. 4.2, 4.3 aufgeführten Schnitten. Bei den resolved Photon Prozessen erwartet man hingegen je nach Art der Parametrisierung für die Photonstrukturfunktion zwischen 300 und 1000 Ereignisse. Die Selektion der  $e^-p$ -Ereignisse von H1 überlebten 673 Ereignisse. Somit ist schon alleine die Ereignisrate ein wichtiges Indiz für die Existenz der resolved Photon Prozesse bei der  $e^-p$ -Streuung bei HERA.

Im Folgenden soll nun auch zusätzlich gezeigt werden, daß die Vorhersagen durch die QCD mit den selektierten Daten verifiziert werden können. Dies geschieht durch Vergleich von verschiedenen Verteilungen von der Monte-Carlo Simulation mit den H1-Daten.<sup>4</sup>

#### Differentielle Zählrate $\frac{dN}{dp_T}$

Neben der absoluten Zählrate gibt die differentielle Zählrate  $\frac{dN}{dp_T}$  einen genaueren Aufschluß über die Art der Prozesse, da hier nicht nur der absolute Zahlenwert von Bedeutung ist, sondern auch die Form des Transversalimpulsspektrums. In Abb. 5.12 ist diese differentielle Zählrate im Vergleich zur Monte-Carlo Simulation mit den direkten plus resolved Photon Prozessen und der Monte-Carlo Simulation mit den direkten Prozessen alleine dargestellt. Für die Monte-Carlo Simulation ist die Verteilung mit der GRV-Parametrisierung gezeigt. Man sieht daß die Form des Spektrums der H1-Daten mit der Monte-Carlo Simulation, welche die direkten und resolved Photon Prozesse beinhaltet, sehr gut übereinstimmt. Dagegen ist die

<sup>4</sup>Die resolved Photon Prozesse machen sich auch in der Form der verschiedenen Verteilungen bemerkbar. Die Verteilungen für die direkten Prozesse werden daher immer wieder mitdargestellt, um den Einfluß der resolved Photon Prozesse zu verdeutlichen.

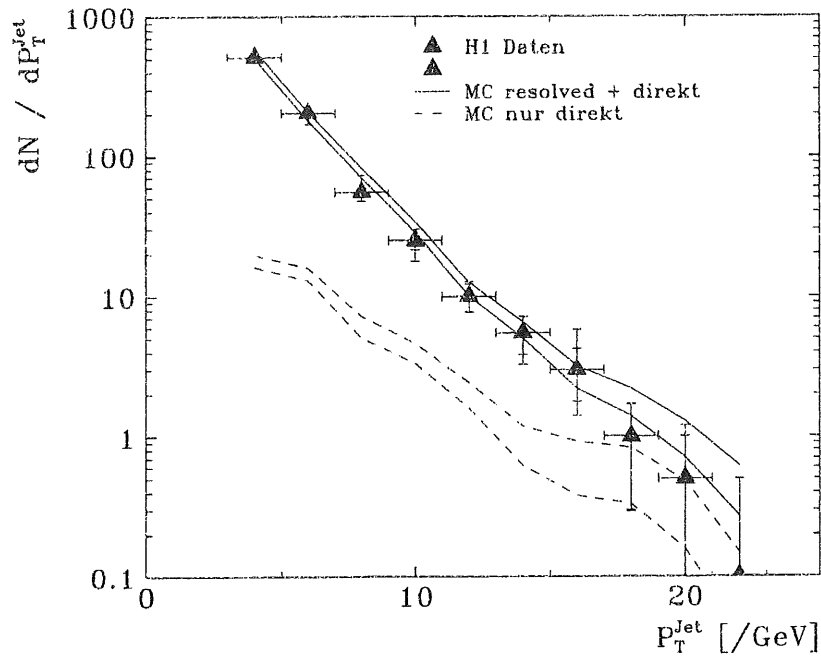


Abbildung 5.12: differentielle Zählrate  $\frac{dN}{dp_T}$

Band innerhalb der durchgezogenen Linien: Vorhersage aus der Monte-Carlo Simulation für die resolved Photon plus direkte Prozesse.

Band innerhalb der gestrichelten Linien: Vorhersage aus der Monte-Carlo Simulation für die direkten Prozesse alleine.

Die Bänder ergeben sich aus dem systematischen Fehler für die Messung der Luminosität (7%).

Dreiecke: H1 Daten; innerer Fehlerbalken = statistischer Fehler; äußerer Fehlerbalken = statistischer Fehler  $\oplus$  systematischer Fehler (5% in der kalorimetrischen Energiebestimmung  $\oplus$  7% aus der Bestimmung der Luminosität)

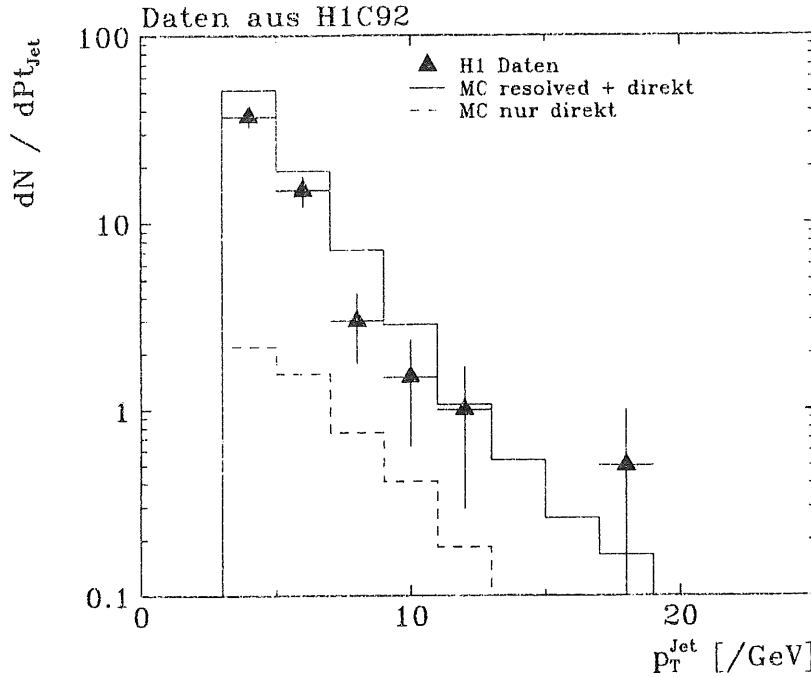


Abbildung 5.13: differentielle Zählrate  $\frac{dN}{dP_T}$  für die erste Veröffentlichung [H1C92]

Form des Spektrums der Monte-Carlo Simulation, welche nur die direkten Prozesse enthält, wesentlich flacher als die der H1-Daten. Auch in der ersten Veröffentlichung [H1C92] wurde diese Verteilung untersucht. In der Abb. 5.13 ist diese dargestellt. Wie man sieht konnte man auch schon mit nur  $L = 0.88 \text{ nb}^{-1}$  die gleiche Aussage treffen. In Kap. 5.4 wird diese Verteilung nochmals genauer untersucht.

### 5.3.2 Kinematische Betrachtungen

Weitere Indizien lassen sich aus der Kinematik des harten Prozesses ableiten.

#### Thrust — Sphärizität

Schaut man sich die Abb. 2.7, 2.8 an, so ergibt der Photonrest beim resolved Photon Prozeß einen Unterschied, der sich in der Signatur des Ereignisses bemerkbar machen sollte. Im Endzustand sollten, wie schon mehrfach erwähnt, 3+1 Jets beim resolved Photon Prozeß und 2+1 Jets beim direkten Prozeß zu beobachten sein.

Diese unterschiedliche "theoretische" Jeterwartung für die direkten Prozesse und resolved Photon Prozesse sollten sich in der Jetartigkeit des Ereignisses bemerkbar machen. Vergleicht man die Verteilung für den Thrust und die Sphärizität der  $e^-p$ -Daten mit der der Monte-Carlo Simulation, welche nur die direkten Prozesse beinhaltet (siehe Abb. 5.14), so erkennt man, daß hier keine Übereinstimmung zwischen den  $e^-p$ -Daten und der Monte-Carlo Simulation vorliegt. Bei der Verteilung für die Sphärizität läuft die von der Monte-Carlo Simulation gegensinnig zu der von den  $e^-p$ -Daten. Der Thrust liegt bei den direkten Prozessen deutlich höher als der

von den  $e^-p$ -Daten bzw. von der Monte-Carlo Simulation mit den resolved Photon Prozessen plus den direkten Prozessen. Dies ist auch einsichtig, da man bei den direkten Prozessen nur zwei Jets erwartet, welche "Back to Back" sind. Dagegen kann der Photonrest bei den resolved Photon Prozessen den Thrust verschlechtern bzw. das Ereignis wird isotroper in der  $r - \varphi$ -Ebene. In den Abb. 5.14 sind die

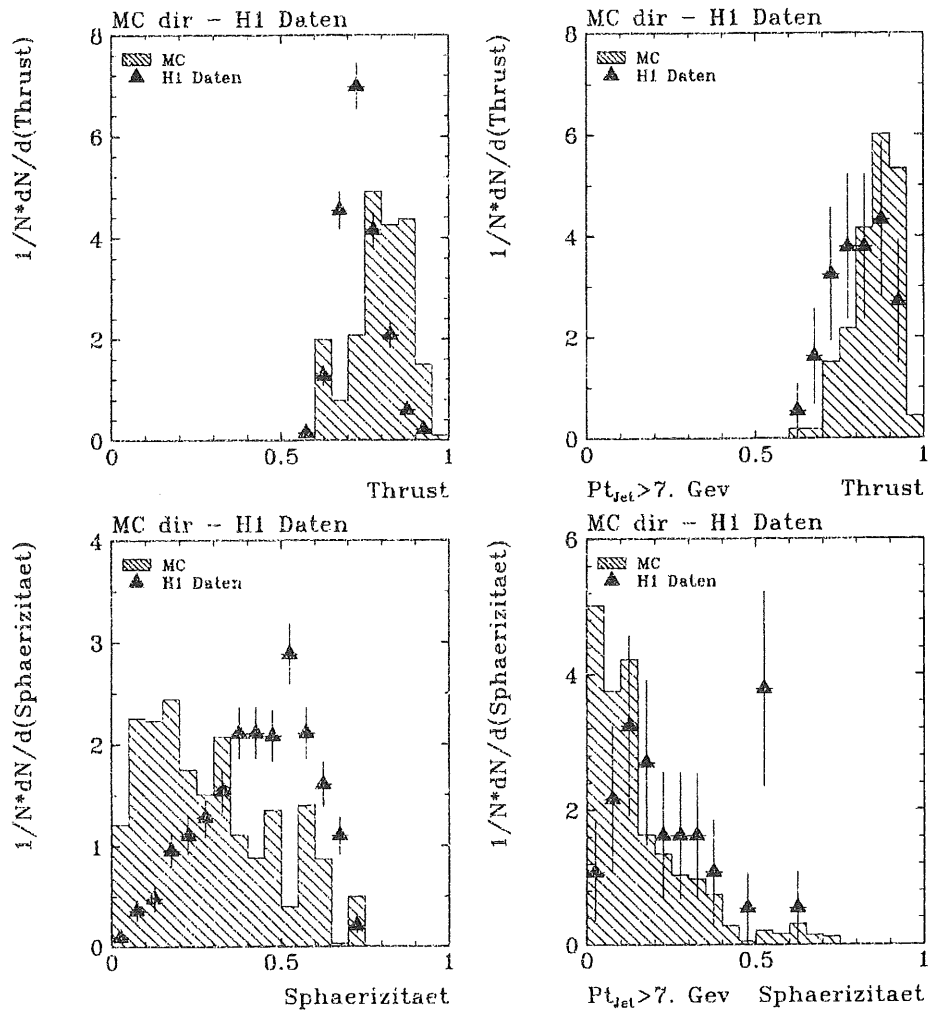


Abbildung 5.14: Verteilung von Thrust und Sphärizität der H1-Daten im Vergleich mit dem Monte-Carlo Datensatz für die direkten Prozesse

gleichen Verteilungen auch für Ereignisse zu sehen, wo die beiden  $p_T$ -starken Jets mindestens 7 GeV an Transversalimpuls besitzen. Und auch hier paßten die Verteilungen der Monte-Carlo Simulation mit direkten plus resolved Photon Prozesse aus der Abb. 5.3 mit den H1-Daten besser als die hier gezeigten.

### eindimensionale Winkelverteilung

Die Winkelverteilung der beiden  $p_T$ -starken Jets ist in Abb. 5.15 wiedergegeben. Hier wird die Charakteristik der Verteilung von den  $e^-p$ -Daten durch die Monte-Carlo Simulation qualitativ gut wiedergegeben. Der Verlauf der Winkelverteilung für die direkten Prozesse ist ebenfalls in Abb. 5.15 dargestellt. Um mit den  $e^-p$ -Daten vergleichen zu können, ist hier die Verteilung auf ein Ereignis normiert aufgetragen. Man erkennt, daß deren Verteilung wesentlich flacher ist als die für die  $e^-p$ -Daten oder die gesamte Monte-Carlo Simulation.

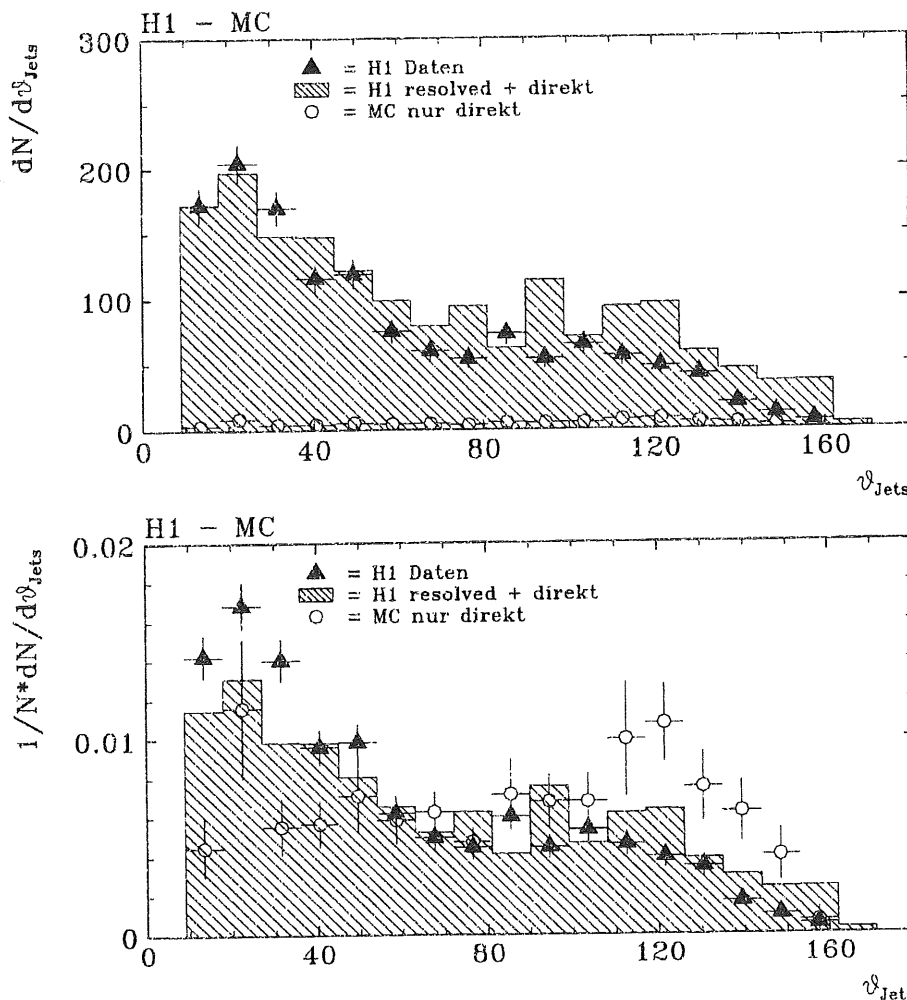


Abbildung 5.15: Eindimensionale Winkelverteilung der Polarwinkel der beiden  $p_T$ -starken Jets

### zweidimensionale Winkelverteilung

Anhand der Kinematik Abb. 2.7 wird ebenfalls ersichtlich, daß die Größen  $p_T$ ,  $\vartheta$  der beiden Jets beim direkten Prozeß durch die Energie des Photons  $E_\gamma = y \cdot E_e$  und des einlaufenden Partons aus dem Proton  $E_{\text{Parton}} = x_P \cdot E_P$  eindeutig bestimmt sind,



während bei den resolved Photon Prozessen, da das Photon in einen  $q\bar{q}$  Zustand fluktuiert, ein zusätzlicher Freiheitsgrad für die beiden  $p_T$ -stärksten Jets vorhanden ist (siehe auch Abb. 2.8). Aus der Kinematik ergibt sich, daß die Winkel der beiden Jets nach Gleichung 5.4 miteinander korreliert sind.

$$\begin{aligned}\hat{s} &= (P_1 + P_2)^2 = 4x_P y E_{e^-} E_P = x_P y s \\ \hat{s} &= M_{Jets}^2 = (E^2 - p_z^2 - p_T^2) \\ &= \frac{E + p_z}{E - p_z} \cdot (E - p_z)^2 - p_T^2\end{aligned}$$

da die Summe von  $p_T$  beim harten Prozeß Null ist, gilt weiter:

$$= e^{2 \cdot \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}} \cdot (E - p_z)^2$$

wegen

$$y = \frac{E - p_z}{2E_{e^-}}$$

ist somit

$$\hat{s} = e^{\eta_1 + \eta_2} \cdot 4E^2 y^2$$

damit wird:

$$x_P = \frac{\hat{s}}{ys} = \frac{y E_{e^-}}{E_P} e^{\eta_1 + \eta_2}$$

$$\begin{aligned}y &= \frac{\hat{s}}{x_P s} = \frac{M_{Jets}^2}{s} \frac{E_P}{y E_{e^-}} e^{-(\eta_1 + \eta_2)} \\ \Rightarrow y &= \frac{M_{Jets}}{2E_{e^-}} \cdot e^{\frac{-(\eta_1 + \eta_2)}{2}}\end{aligned}$$

$M_{Jets}$ : invariante Masse der beiden  $p_T$ -stärksten Jets

somit für die Winkel der Jets wegen  $\eta = -\ln \tan \frac{\vartheta}{2}$

$$\vartheta_2 = 2 \cdot \arctan \left[ \frac{4y^2 E_{e^-}^2}{\tan \frac{\vartheta_1}{2} \cdot M_{Jets}^2} \right] \quad (5.4)$$

$$= 2 \cdot \arctan \left[ \frac{E_\gamma^2}{\tan \frac{\vartheta_1}{2} \cdot M_{Jets}^2} \right] \quad (5.5)$$

Anhand der Gleichung 5.4 ist also zu erkennen, daß die Winkel der beiden  $p_T$ -starken Jets für die direkten Prozesse bei einer bestimmten invarianten Masse und festem  $y$  streng korreliert sind.

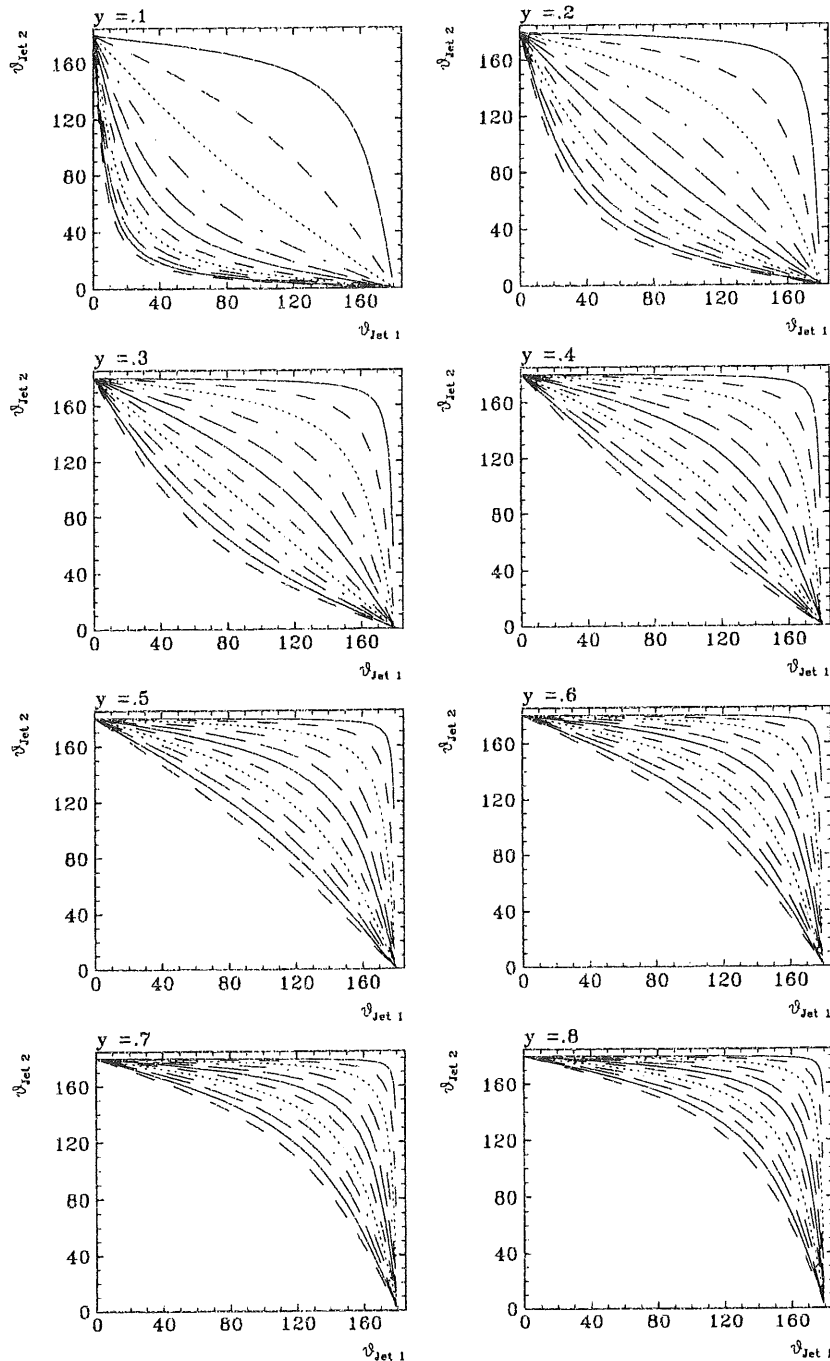


Abbildung 5.16: Abhängigkeit der Polarwinkel der beiden  $p_T$ -starken Jets für verschiedene invariante Massen und  $y$

Die Kurven innerhalb eines Bildes geben den Verlauf für eine konstante invariante Masse an, wobei die höchstgelegene durchgezogene Kurve einer invarianten Masse von 2 GeV entspricht. Die Massendifferenz zwischen den einzelnen Kurven beträgt 2 GeV, so daß die mittlere durchgezogene Kurve einer invarianten Masse von 12 GeV entspricht und die tiefstgelegene durchgezogene Kurve einer Masse von 22 GeV.

Für die resolved Photon Prozesse gilt ebenfalls die Gleichung 5.4, wenn  $y$  durch  $x_\gamma \cdot y$  ersetzt wird.

In Abb. 5.16 ist diese Korrelation für verschiedene invariante Massen von  $2 \text{ GeV} < M_{\text{Jets}} < 24 \text{ GeV}$  für verschiedene  $y$  gezeigt ( $0.1 < y < 0.8$ ). Zu erkennen ist, daß bei  $y = 0.4$ , hier ist die Akzeptanz vom Elektron-Tagger am größten (Abb. 3.3), für kleine invariante Massen  $M_{\text{Jets}} < 12 \text{ GeV}$  ein Jet immer in die Rückwärtsrichtung fliegt.

Will man die Winkelkorrelation für die resolved Photon Prozesse haben, so muß in den Abb. 5.16  $y$  durch  $x_\gamma \cdot y$  ersetzt werden. Da die Daten nach Abb. 5.2 ein  $x_\gamma$  zwischen 0.1 und 0.25 besitzen, folgt somit, daß die  $e^-p$ -Daten eine Korrelation der Polarwinkel zeigen sollten, wie sie in Abb. 5.16 mit  $y = 0.1$  zu sehen ist. Dies bedeutet, daß beide Jets schon bei kleinen invarianten Massen von  $M_{\text{inv. Masse}} \approx 10 \text{ GeV}$  in die Vorwärtsrichtung fliegen können.

In der Abb. 5.17 sind die zweidimensionalen Winkelverteilungen der  $p_T$ -starken Jets für drei verschiedene Massenbereiche zu sehen. Hier ist gut zu erkennen, daß die Verteilung der  $e^-p$ -Daten mit denen der Monte-Carlo Simulation für resolved Photon plus direkte Prozesse übereinstimmen. Die Winkel der beiden Jets besitzen, wie die Theorie es vorhersagt, kleine Werte  $\vartheta < 90^\circ$ , insbesondere für hohe invariante Massen der beiden Jets. Bei den Verteilungen des Monte-Carlo Datensatzes für die direkten Prozesse alleine wird deutlich, daß einer der beiden Jets in die Rückwärtsrichtung fliegt und somit eine andere Verteilung besitzen als die der  $e^-p$ -Daten.

Die Winkelverteilung der beiden transversalimpulsstärksten Jets für die Daten aus der ersten Veröffentlichung [H1C92] ist in Abb. 5.18 zu sehen. Auch hier ist zu erkennen, daß es Ereignisse gibt, wo beide Jets nach vorne fliegen. So konnte auch die Richtigkeit dieser Abbildung durch die hier zur Verfügung stehende höhere Statistik belegt werden.

### Energiefluß

Anhand der Abb. 2.8 wird ersichtlich, daß der Photonrest in erster Näherung kollinear vom Photon abgestrahlt wird. Durch die Fragmentation können die entstehenden Teilchen in den Detektor "hineingebogen" werden. Hierdurch sollte der Energiefluß  $E = E(\vartheta)$  bei den resolved Photon Prozessen bei großen Polarwinkel  $\vartheta$  (entspricht der Rückwärtsrichtung) signifikant größer sein als bei den direkten Prozessen. In der Abb. 5.19 wird dies auch ersichtlich. Um keinen Energiefluß in der Rückwärtsrichtung durch die Jets zu erhalten, sind hierbei nur die Ereignisse berücksichtigt, wo die beiden  $p_T$ -stärksten Jets einen Polarwinkel von  $\vartheta < 90^\circ$  besitzen. Der Fehler in der Abb. 5.19 ist hierbei kleiner als die dargestellten Symbole (= gefüllte Dreiecke). Deutlich ist zu erkennen, daß der Energiefluß der  $e^-p$ -Daten und der für die Monte-Carlo Simulation mit allen Prozessen sehr gut übereinstimmt und daß der Energiefluß für die Monte-Carlo Simulation nur mit den direkten Prozessen die Verteilung der  $e^-p$ -Daten nicht beschreiben kann. Einmal ist eine signifikante Erhöhung zwischen  $40^\circ < \vartheta < 100^\circ$  zu erkennen und in den letzten zwei Bins (1 Bin entspricht einem Winkelbereich von  $15^\circ$ ) wird der Energiefluß sehr klein. Er

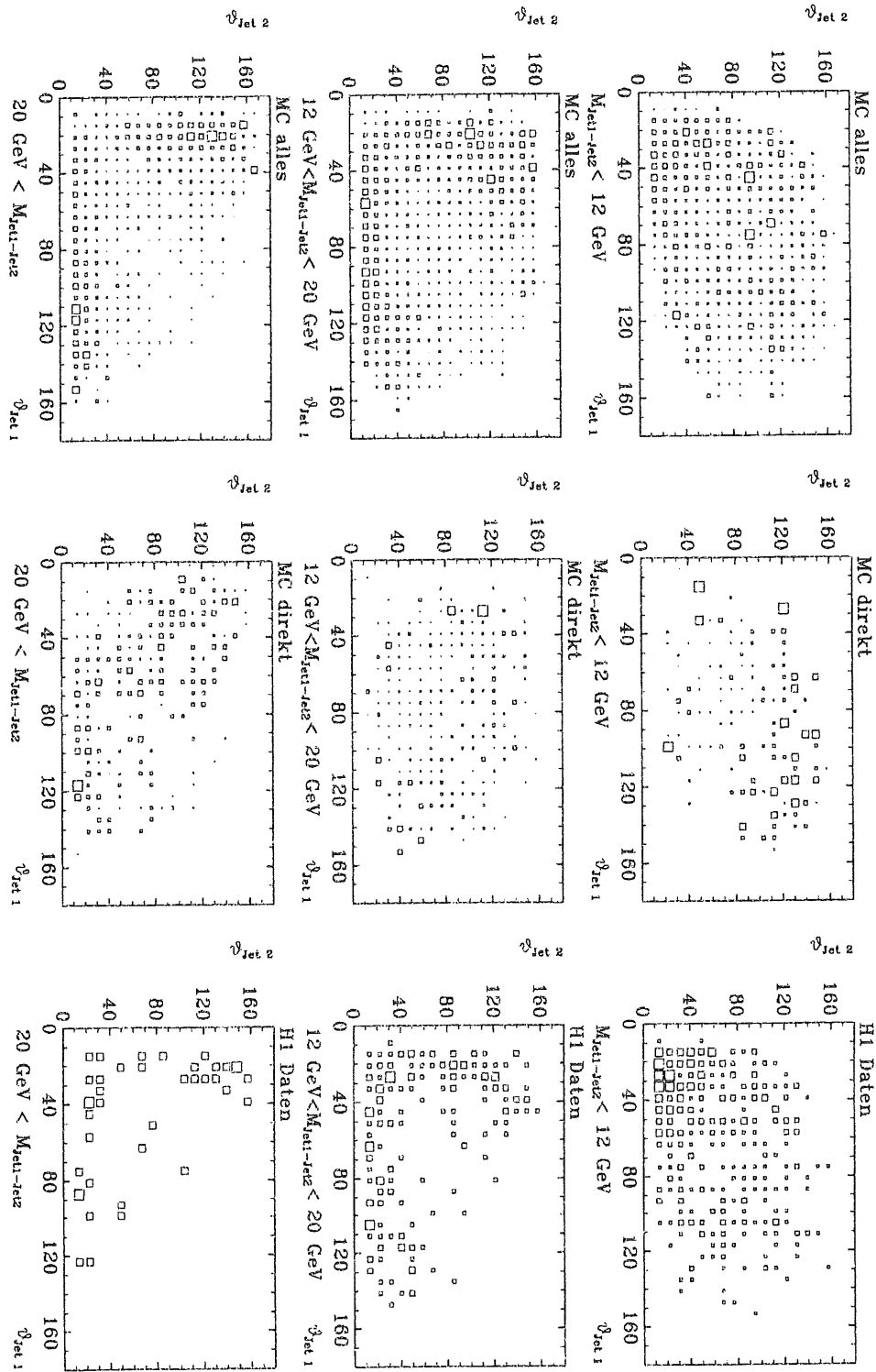


Abbildung 5.17: zweidimensionale Winkelverteilung des Polarwinkels der beiden  $p_T$ -starken Jets

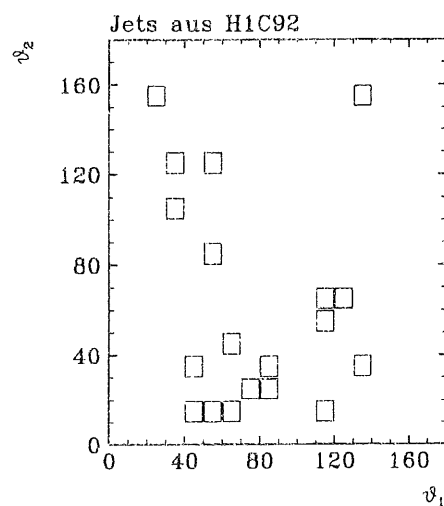


Abbildung 5.18: zweidimensionale Winkelverteilung für die Daten aus der ersten Veröffentlichung [H1C92]

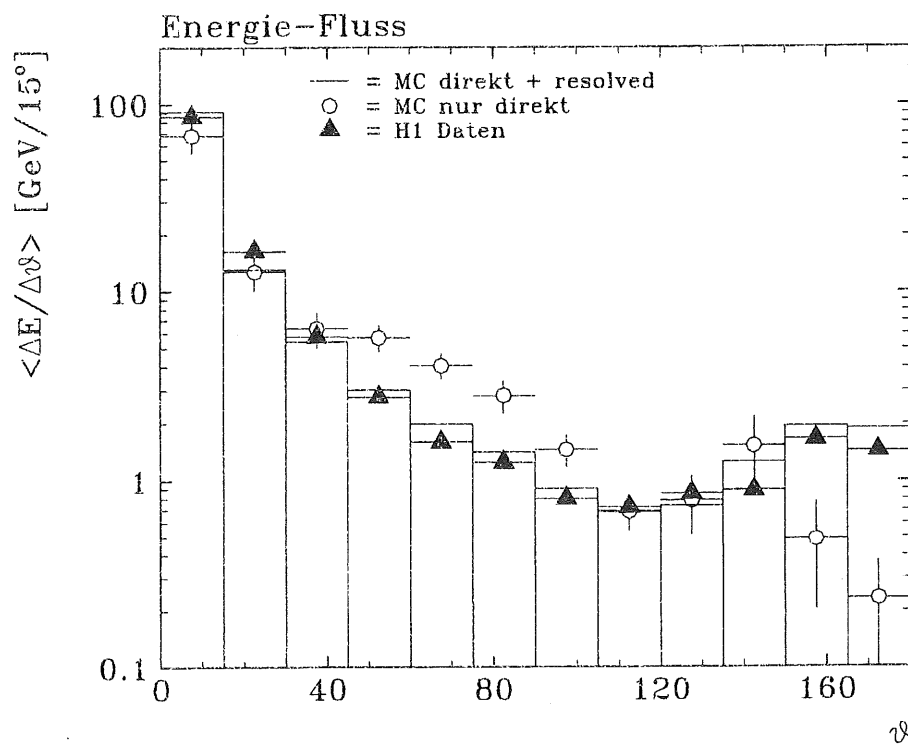


Abbildung 5.19: Energiefluß, abhängig vom Polarwinkel auf ein Ereignis normiert

ist hier zwei bzw. sechs Standardabweichungen außerhalb von dem Energiefluß von den  $e^-p$ -Daten bzw. der Monte-Carlo Simulation mit allen Prozessen.

In der ersten Veröffentlichung von H1 [H1C92] wurde der Energiefluß  $E = E(\vartheta)$  ebenfalls untersucht. In der Abb. 5.20 ist der Energiefluß der Daten aus der ersten Veröffentlichung mit der hier untersuchten Monte-Carlo Simulation verglichen.<sup>5</sup> Wie

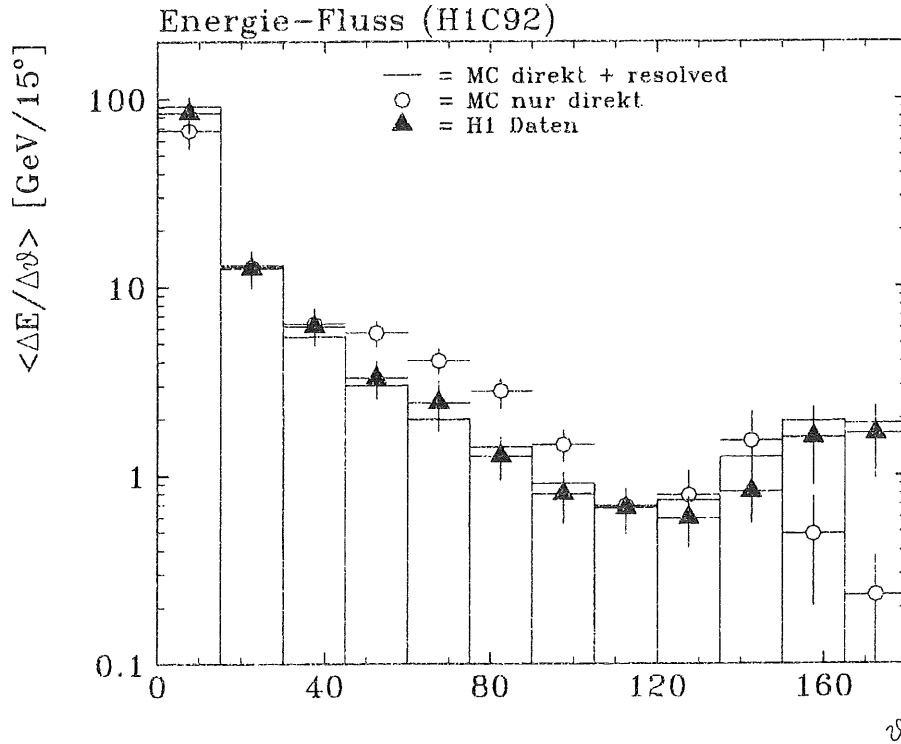


Abbildung 5.20: Energiefluß, abhängig vom Polarwinkel auf ein Ereignis normiert; für die erste Veröffentlichung [H1C92]

man sieht ist der Energiefluß für die Daten aus [H1C92] im Wesentlichen der gleiche wie für die Daten der vorliegenden Untersuchung.

### $y$ -Messung

Anhand der Gleichung 5.4 läßt sich  $y$  für die direkten Prozesse mittels der beiden  $p_T$ -stärksten Jets messen, so daß insgesamt drei Möglichkeiten zur Verfügung stehen, die kinematische Variable  $y$  zu messen.

1. Aus der Information des gestreuten (= getagten) Elektron. Hier gilt wegen  $\vartheta \approx 180^\circ$ :

<sup>5</sup>Bem. In der ersten Veröffentlichung [H1C92] wurden die Daten mit einer Monte-Carlo Simulation verglichen, welches anders parametrisiert war.

$$y_{\text{etag}} = \frac{pq}{pk} = 1 - \frac{E_{\text{Tagger}}}{E_{e^-}} \cdot \frac{1 - \cos \vartheta}{2} = 1 - \frac{E_{\text{Tagger}}}{E_{e^-}} \quad (5.6)$$

$$E_{e^-} = 26.7 \text{ GeV}$$

Da der Elektron-Tagger eine Energieauflösung von  $\frac{\sigma_E}{E} = 0.1/\sqrt{E} \oplus 0.01$  besitzt, ist der Fehler hier für die  $y$ -Messung im wesentlichen  $\Delta y = 0.1/E^{1.5}$ . In der Abb. 5.21 ist die Verteilung für  $y_{\text{etag}}$  der  $e^-p$ -Daten mit der aus der

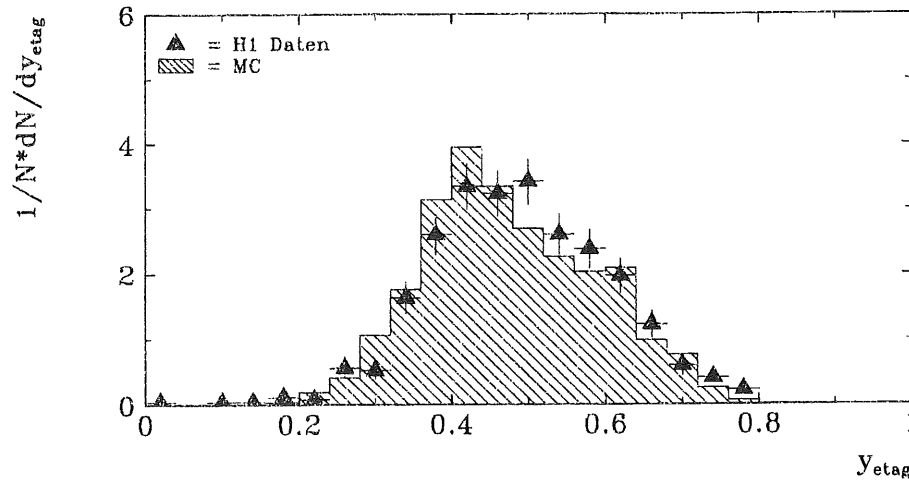


Abbildung 5.21:  $y$  mittels der Energie im  $e$ -Tagger

Monte-Carlo Simulation verglichen. Im Rahmen der Statistik stimmen beide Verteilungen überein.

2. Aus der Information des Kalorimeters. Hier kann  $y$  über die Jacquet-Blondel-Methode [JB79]

$$y_{JB} = \frac{\sum_{had} (E_{had} - p_{had}^z)}{2 E_{e^-}} = \frac{\sum_{had} E_{had} (1 - \cos \vartheta_{had})}{2 E_{e^-}} \quad (5.7)$$

gemessen werden. Anhand der Gleichung 5.7 wird deutlich, daß die Energie, welche nach vorne fließt (kleines  $\vartheta$ ), ein sehr kleines Gewicht bekommt ( $w_i \ll 1$ ) und die Energie im rückwärtigen Bereich ein Gewicht  $w_i \approx 2$  erhält. Eine Eichung des Kalorimeters im rückwärtigen Teil wurde bis jetzt noch nicht durchgeführt, so daß der Fehler für die hadronische Energiemessung unbekannt ist. Der Korrekturfaktor für die hadronische Energie im BEMC wurde zu 1.6 ermittelt [HHK1]. Auch die Unterdrückung von den heißen Zellen im BEMC bereitete Schwierigkeiten.

Anhand von "random getriggerten"<sup>6</sup> Ereignissen wurde für das BEMC eine Schwelle von 0.5 GeV gefunden.<sup>7</sup> Die Abb. 5.22 zeigt die  $y_{JB}$ -Messung mittels des BEMC für verschiedene Schwellen für random getriggerte Ereignisse. Hier erwartet man natürlich  $y_{JB} = 0$ . Bei Mitnahme der heißen Zellen verschlechtert sich die Messung und erst bei  $E_{BEMC-Schwelle} = 0.5 \text{ GeV}$  werden diese unterdrückt.

Auf der anderen Seite führt dies zu einer systematisch falschen Messung von  $y_{JB}$ . In der Abb. 5.23 ist  $y_{JB} - y_{etag}$  für die verschiedenen Schwellen für die Monte-Carlo Simulation aufgetragen. Hier sieht man, daß mit zunehmender Schwellenenergie der Meßfehler größer wird, während die Breite der Verteilung einigermaßen konstant bleibt. Anhand der Abb. 5.23 (siehe Bild für eine BEMC-Schwelle von 0.5 GeV) ist zu erkennen, daß das  $y_{JB}$  im Mittel um 0.1 zu niedrig gemessen wird.

In Abb. 5.24 ist  $y_{JB}$  gegen  $y_{etag}$  für die  $e^-p$ -Daten, Monte-Carlo Simulation mit direkten und resolved Photon Prozessen und für die Monte-Carlo Simulation mit den direkten Prozessen alleine aufgetragen. Zu sehen ist, daß  $y_{JB}$  gegen  $y_{etag}$  bei der Monte-Carlo Simulation für die direkten Prozessen besser korreliert sind als bei der gesamten Monte-Carlo Simulation oder auch bei den  $e^-p$ -Daten. Dies hat folgende Ursache: Da bei den resolved Photon Prozessen die Richtung des Photonrestes in erster Näherung kollinear zum Elektron sein sollte, verschwindet ein Teil der Energie, welche ja nach der Jacquet-Blondel-Methode ein Gewicht nahezu 2 besitzt, im Strahlrohr und verschlechtert somit die Messung des  $y_{JB}$ . Abb. 5.25 zeigt die Verteilung  $y_{JB}$  für  $e^-p$ -Daten und Monte-Carlo Simulation im direkten Vergleich. Die Form der Verteilung wird durch die Monte-Carlo Simulation gut beschrieben, aber leider wird im Mittel ein zu geringes  $y_{JB}$  bei den  $e^-p$ -Daten gemessen.

3. Aus den kinematischen Größen der beiden  $p_T$ -stärksten Jets.

$$y_{Jet} = \frac{M_{Jets}}{2E_{e^-}} \cdot e^{\frac{-(\eta_1 + \eta_2)}{2}} \quad (5.8)$$

hier steht  $\eta = -\ln \tan \frac{\vartheta}{2}$  wieder für die Pseudorapidität

Hier gehen natürlich die Fehler der Jetrekonstruktion ein. Im idealen Fall, d.h. wenn die Jets richtig bestimmt wurden und ohne Fehler behaftet sind, sollte für die direkten Prozesse  $y_{etag} = y_{JB} = y_{Jet}$  bzw.  $\frac{y_{Jet}}{y_{JB}} = 1$  sein. Da die Jacquet-Blondel-Methode über die hadronische Energiemessung geht und somit die gleichen Detektorinformationen benutzt wie  $y_{Jet}$ , wird  $y_{Jet}$  im Folgenden mit  $y_{JB}$  verglichen. In Abb. 5.26 wird diese Verteilung für die Monte-Carlo Simulation mit den direkten Prozessen gezeigt. Gleichzeitig ist der Quotient

<sup>6</sup>Der Random Trigger erzeugt Trigger, die zeitlich eine Poisson Verteilung ergeben mit einer frei wählbaren Triggerrate. Da jeder Trigger bei H1 mit der "HERA Clock" synchronisiert wird, ist die Zeitskala auch für diesen Trigger diskret. Der Trigger kann bei jedem Teilchenpaket ein Signal senden, insbesondere also bei leeren. Der Trigger läuft typischerweise mit 0.2 Hz [Elsen]

<sup>7</sup>Die ursprüngliche Schwelle lag bei 0.75 GeV welche nach [HHK2] zu hoch liegt. Aus diesem Grund wurde diese Untersuchung durchgeführt.



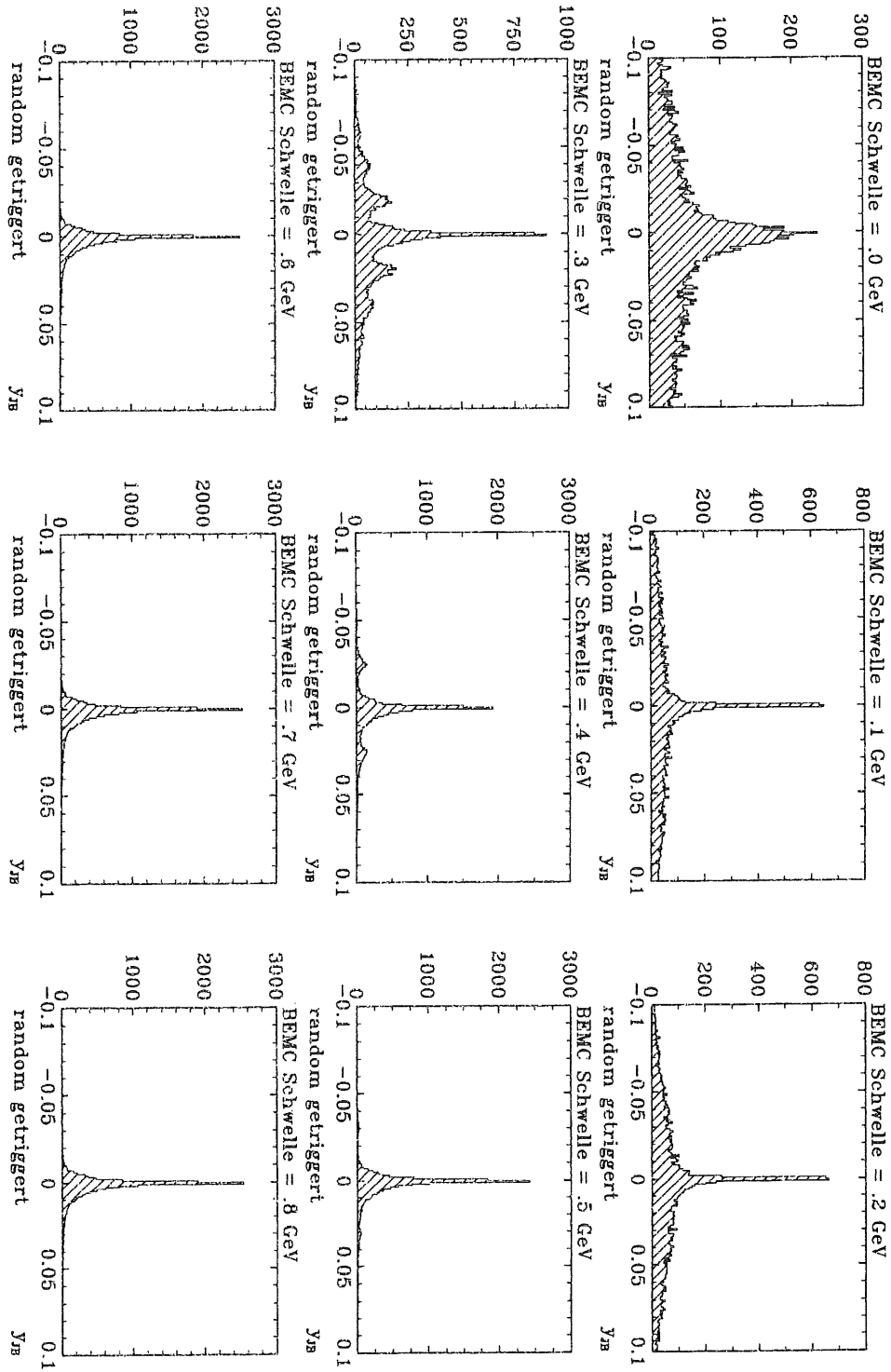


Abbildung 5.22:  $y$  der random getriggerten Ereignisse in Abhängigkeit der BEMC Schwelle

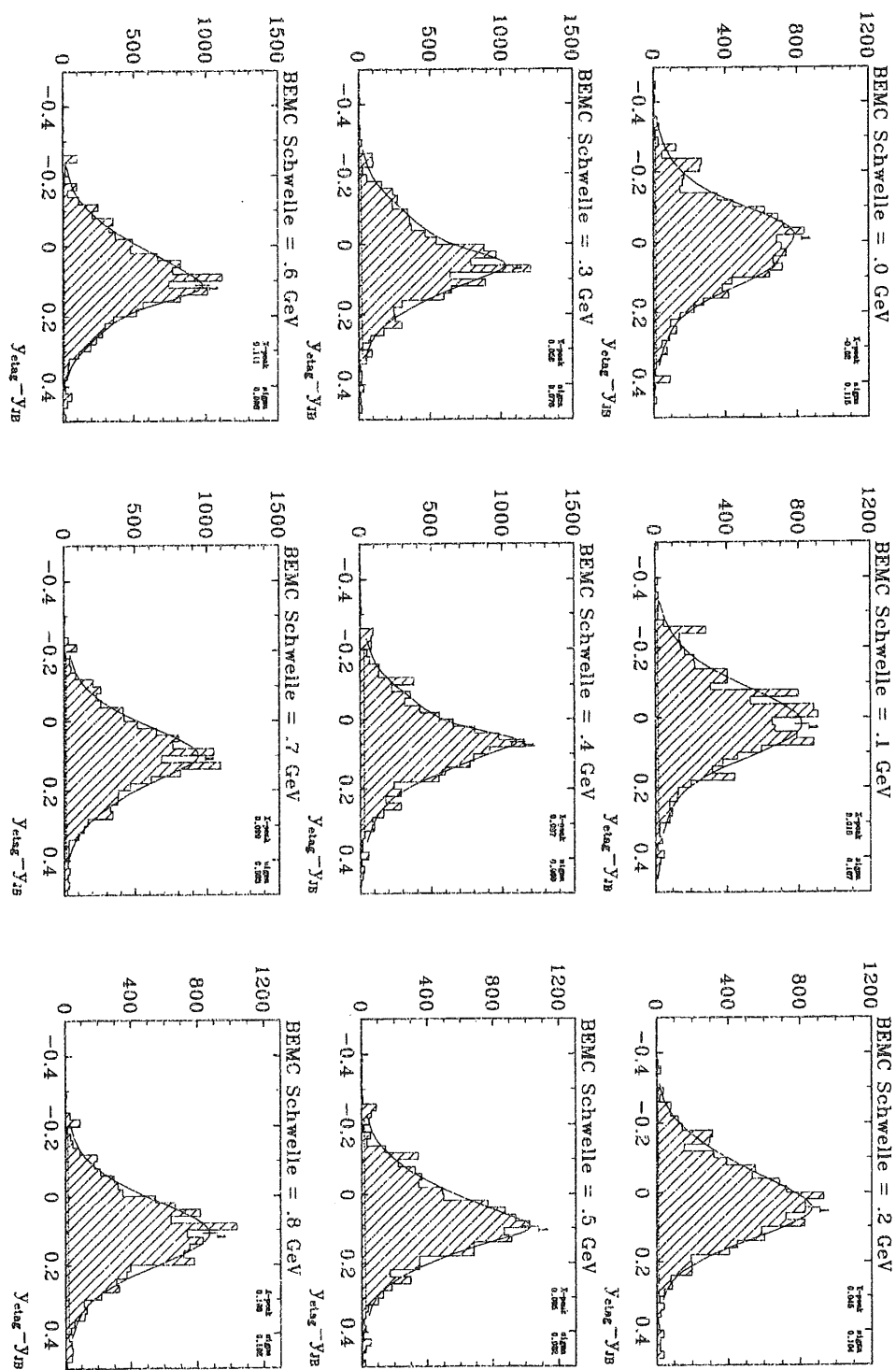


Abbildung 5.23: Differenz von  $y$  aus dem  $e$ -Tagger und mittels der Jacquet-Blondel-Methode

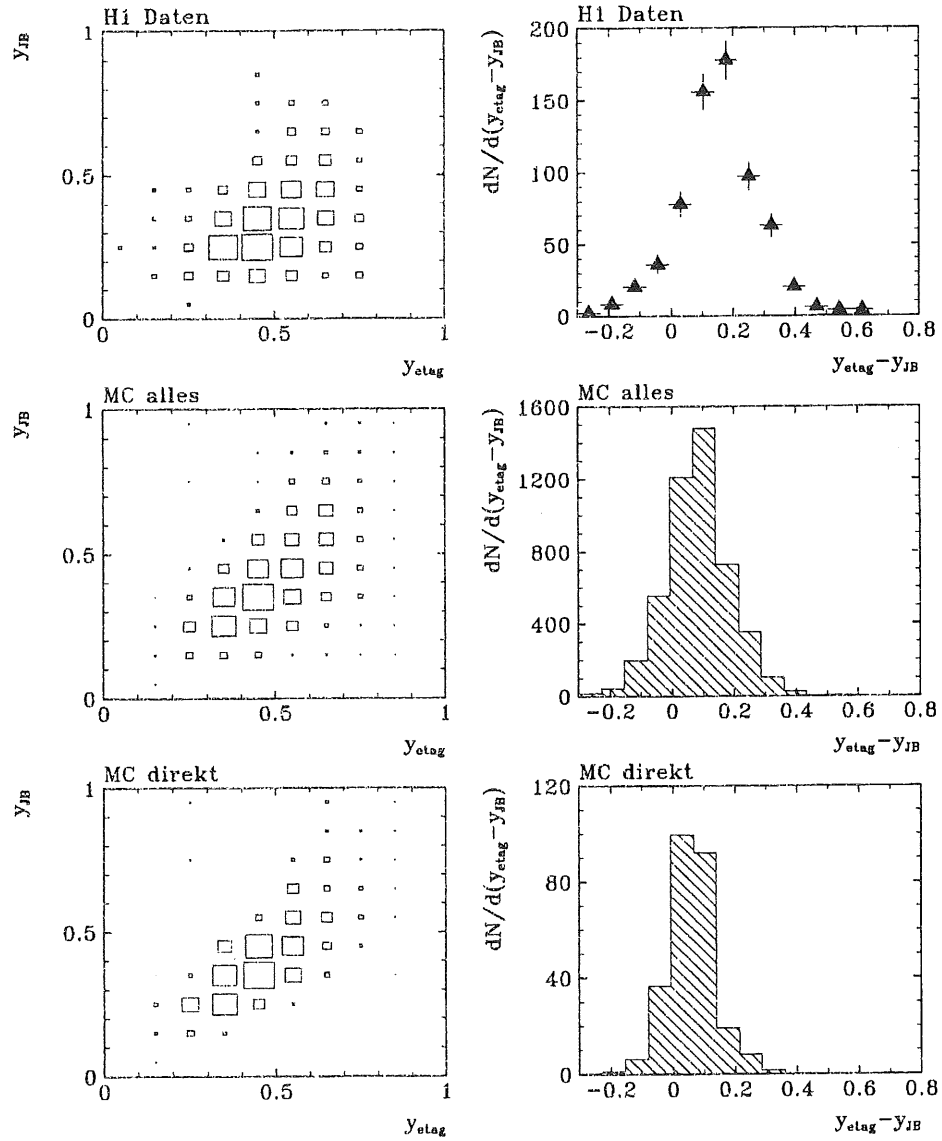


Abbildung 5.24: Vergleich der  $y$ -Messung für:  
 oben: H1-Daten,  
 mitte: Monte-Carlo Simulation direkt + resolved Photon Prozeß,  
 unten: Monte-Carlo Simulation direkter Prozeß alleine

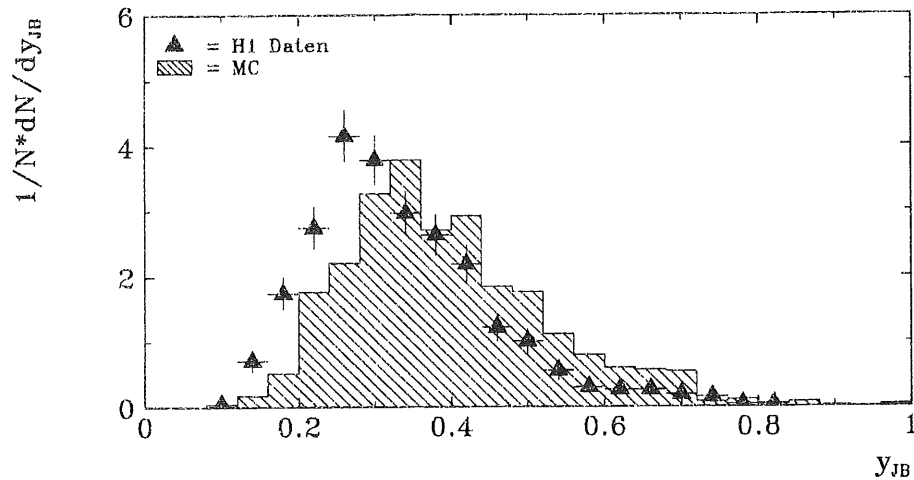


Abbildung 5.25:  $y$  Messung mittels Jacquet-Blondel-Methode

$\frac{y_{Jet}}{y_{JB}}$  für die  $e^-p$ -Daten abgebildet. Man erkennt, daß die Verteilung für die Monte-Carlo Simulation Werte nahe bei eins bevorzugt, während die Daten vom H1-Detektor kleine Werte für den Quotienten besitzen. In Abb. 5.26 ist ebenfalls die Verteilung dieses Quotienten für die  $e^-p$ -Daten mit dem gesamten Monte-Carlo Datensatz verglichen. Hier wird die Form der Verteilung für die  $e^-p$ -Daten durch die Monte-Carlo Simulation gut wiedergegeben. Daß der Quotient  $\frac{y_{Jet}}{y_{JB}}$  kleine Werte annimmt, liegt einfach daran, daß der Photonrest nicht in der Messung  $y_{Jet}$  (für die beiden  $p_T$ -stärksten Jets) berücksichtigt wird. Da der Photonrest wie schon öfters erwähnt in die Rückwärtsrichtung fliegt, folgt daraus, daß  $y_{Jet}$  wesentlich zu gering gemessen wird, was die Verteilungen ja auch zeigen.

Anhand der gezeigten Abbildungen konnte gezeigt werden, daß die selektierten Daten hauptsächlich von resolved Photon Prozessen herrühren.

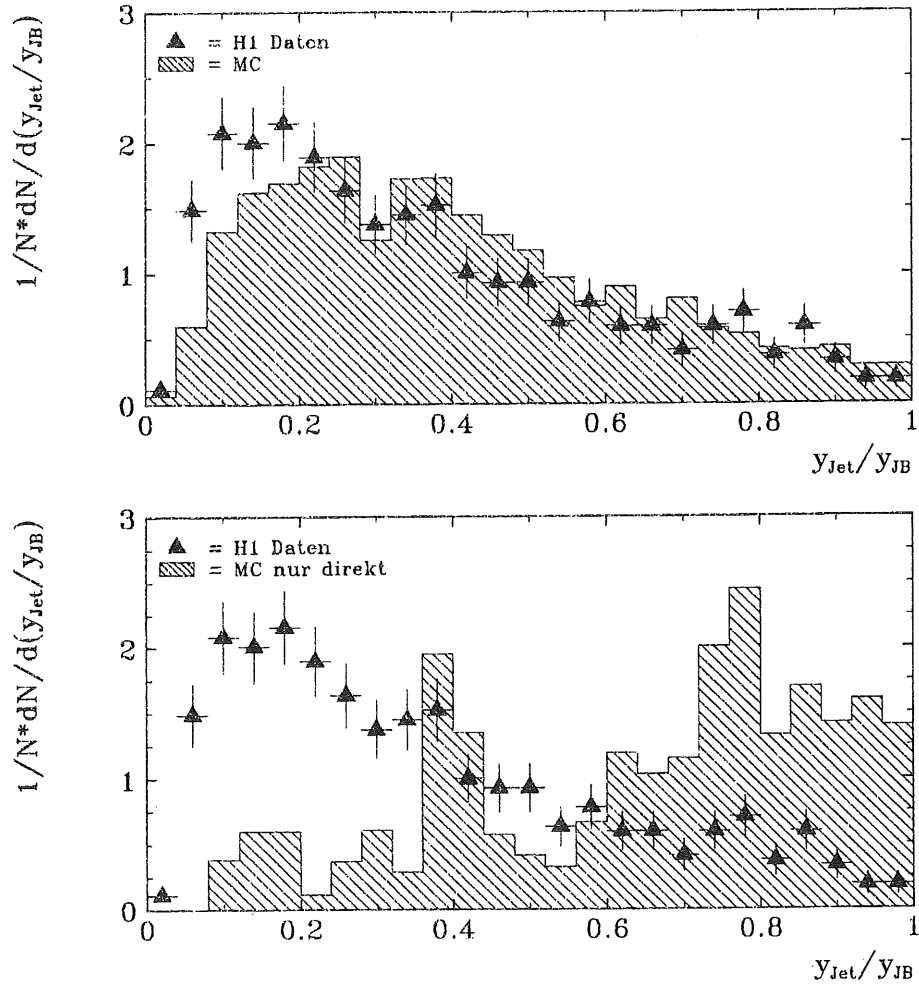


Abbildung 5.26: Verhältnis der  $y$ -Messung über die Jets und mittels der Jacquet-Blondel-Methode

oben: Vergleich  $e^-p$ -Daten mit Monte-Carlo Simulation aus resolved Photon und direkten Prozessen

unten: Vergleich  $e^-p$ -Daten mit Monte-Carlo Simulation nur für direkten Prozeß

## 5.4 Vergleich der verschiedenen Parametrisierungen

Im folgenden Abschnitt sollen die verschiedenen Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion mit den selektierten  $e^-p$ -Daten verglichen werden. In der Tabelle 5.4 sind die erwarteten Ereignisraten für die verschiedenen Parametrisierungen für eine integrierte Luminosität von  $L = (28 \pm 2) \text{ nb}^{-1}$  nach allen Schnitten aufgeführt. H1 lieferte 673 Ereignisse, wobei der Untergrund in Kap. 4 mit 5% ab-

Parametrisierung	erwartete Rate	stat. Fehler	syst. Fehler
GRV	622.4	$\pm 9.9$	$\pm 43.6$
DG	697.2	$\pm 10.5$	$\pm 48.8$
DO	936.25	$\pm 12.2$	$\pm 65.5$
LAC1a	1539.6	$\pm 15.6$	$\pm 107.8$
RHO	241.3	$\pm 6.2$	$\pm 16.9$
QEDANO	570.3	$\pm 9.5$	$\pm 40.0$
$e^-p$ -Daten	673	$\pm 26$	$^{+113}_{-69}$

Tabelle 5.2: Erwartete Ereignisrate für die verschiedenen Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion  
syst. Fehler: Fehler aus der Bestimmung der Luminosität (bei den Daten zusätzlich noch der Fehler aus der kalorimetrischen Energiebestimmung)

geschätzt wurde, so daß die extremen Parametrisierungen LAC1a, DO und RHO schon auszuschließen sind. LAC1a und DO beinhalten eine Parametrisierung, wo der Gluonanteil im Photon wesentlich stärker ist als bei den anderen Parametrisierungen. Bei RHO wird das Photon als reines Vektormeson angesehen und diente als reines Spielmodell. GRV und DG geben hier die besten Vorhersagen. Zu erwähnen ist noch, daß die einfache Parametrisierung QEDANO, wie schon in 5.1 angedeutet, ebenfalls eine gute Vorhersage über die Ereignisrate macht und daß die zu geringe Rate durch den fehlenden Gluonanteil im Photon erklärt werden kann.

$$\frac{dN}{dp_T}$$

Die differentielle Zählrate  $\frac{dN}{dp_T}$  ist in der Abb. 5.27 aufgetragen. Die Vorhersagen für die verschiedenen Parametrisierungen anhand der Monte-Carlo Simulation für den direkten Prozeß plus resolved Photon Prozeß sind als Band, welches sich durch die durchgezogenen Linien ergibt, und für den direkten Prozeß alleine als Band, welches sich durch die gestrichelten Linien ergibt, dargestellt.<sup>8</sup> Wie schon in den vorherigen Abbildungen (siehe insbesondere Abb. 5.12) sind die H1-Daten durch die gefüllten Dreiecke erkennbar. Vergleicht man die einzelnen differentiellen Zählraten,

<sup>8</sup>Die Bänder ergeben sich aus dem systematischen Fehler durch die Messung der Luminosität  $\oplus$  statistischer Fehler.

so erkennt man, daß bis auf geringfügige Veränderungen die Form der Kurven für die verschiedenen Parametrisierungen dieselbe ist. Es ist aus diesen Abbildungen ersichtlich (siehe auch Abb. 5.12), daß die Form der Verteilung für die H1-Daten gut mit der Monte-Carlo Simulation für direkte plus resolved Photon Prozesse übereinstimmt. Dagegen ist die Form der Verteilung für die Monte-Carlo Simulation mit den direkten Prozessen alleine nicht mit den H1-Daten verträglich. Wie aus der Abb. 2.5 zu erkennen ist, wird der Anteil der direkten Prozesse mit größer werdendem Transversalimpuls am gesamten Wirkungsquerschnitt größer. Dies ist auch hier ersichtlich. Die Verteilung für die Monte-Carlo Simulation mit den direkten Prozessen alleine fällt für Jets mit großem Transversalimpuls bei weitem nicht so stark ab wie die Verteilung für die Monte-Carlo Simulation mit den direkten plus resolved Photon Prozessen. Daß die Verteilung für die Parametrisierung GRV und DG die H1-Daten am Besten beschreiben, liegt einfach an der Tatsache, daß diese, wie im vorherigen Abschnitt geschildert, die absolute Zählrate am Besten vorhersagen.

Anhand dieser Abbildungen ist auch zu erkennen, daß Jets mit einem Transversalimpuls von  $p_T > 20 \text{ GeV}$  nicht zu erwarten waren. Die Parametrisierung von GRV sagt ungefähr 2 Jets mit diesen Transversalimpulsen voraus, und dies ist im Rahmen der Statistik mit Null beobachteten Jets verträglich.

In der Abb. 5.28 wird die Verteilung  $\frac{dN}{dp_T}$  für die Daten mit dem Monte-Carlo Datensatz mit allen Prozessen und dem Monte-Carlo Datensatz verglichen, wo der Gluonanteil in der Parametrisierung GRV nicht berücksichtigt wird. Man sieht, daß die Verteilung der Monte-Carlo Simulation für die direkten plus resolved Photon Prozesse ohne den Gluonanteil sich nur bei kleinen  $p_T^{\text{Jet}}$  unterscheidet ( $p_T^{\text{Jet}} < 10 \text{ GeV}$ ). Insgesamt ist dieses Spektrum etwas flacher als das für die Monte-Carlo Simulation mit allen Prozessen. Die Verteilung der H1-Daten stimmt mit der Verteilung für die Monte-Carlo Simulation mit allen Prozessen besser überein als mit der für die Monte-Carlo Simulation ohne den Gluonanteil. Dies deutet darauf hin, daß das Photon auch Gluonen enthält.

$$\frac{dN}{d\eta}$$

Während in Abb. 5.15 die Polarwinkelverteilung der beiden  $p_T$ -stärksten Jets zu erkennen war, ist in den Abb. 5.29 die Größe  $\frac{dN}{d\eta}$  aufgetragen. Die Größe  $\eta$  = Pseudorapidität besitzt im Gegensatz zum Polarwinkel den Vorteil (bis auf eine additive Konstante) Lorentzinvariant zu sein, d.h. die Form der Verteilung  $\frac{dN}{d\eta}$  ändert sich nicht in den verschiedenen Bezugssystemen. Schaut man sich die Vorhersagen an, so erkennt man, daß der Verlauf der Verteilungen nur teilweise wiedergegeben wird. Die Verteilungen des Monte-Carlo Datensatzes sind wesentlich symmetrischer um  $\eta = .5$  verteilt, während die  $e^-p$ -Daten bei kleinen Pseudorapiditäten zu geringe Raten zeigen und bei hohen Pseudorapiditäten zu hohe. Dies läßt zwei Schlußfolgerungen zu:

1. Das Fragmentationsmodell "Colourstring Modell", welches in der Monte-Carlo Simulation benutzt wurde, beschreibt die Realität nur teilweise.
2. Die Parametrisierung der Strukturfunktionen ist bei der untersuchten Energie

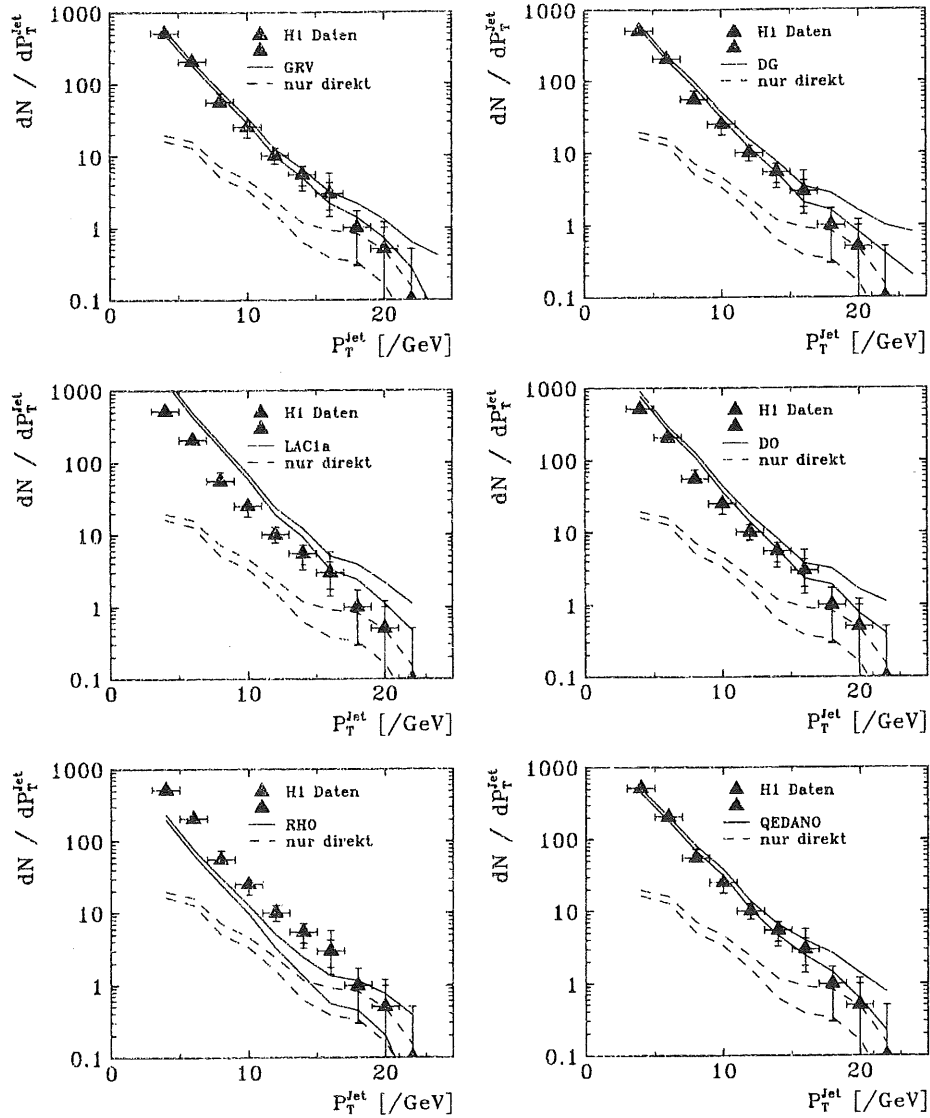


Abbildung 5.27:  $\frac{dN}{dp_T}$  für die verschiedenen Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion



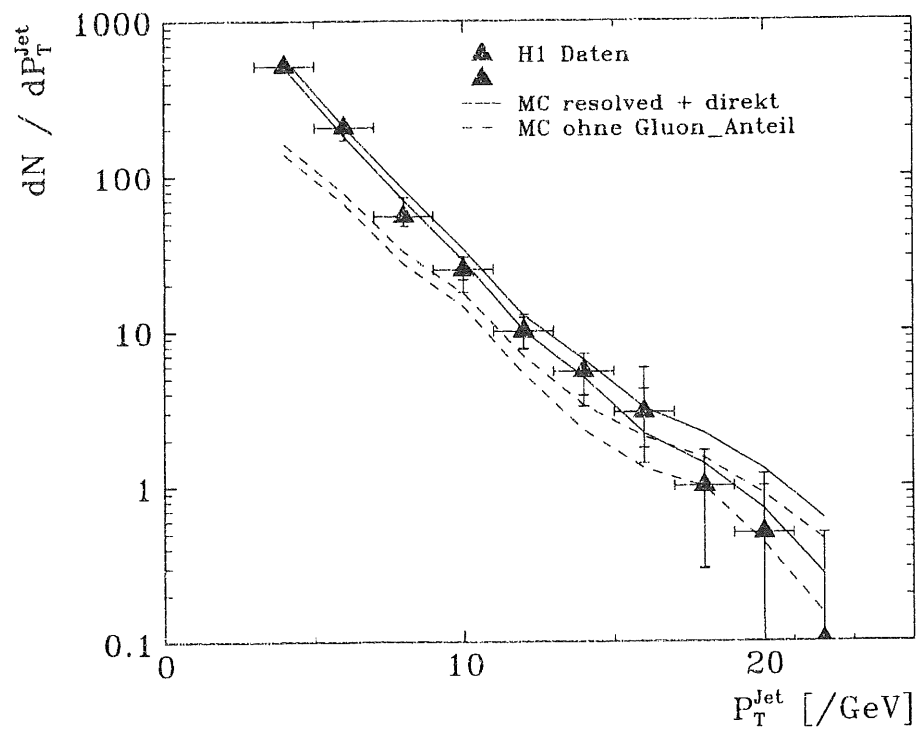


Abbildung 5.28:  $\frac{dN}{dp_T}$  für die Parametrisierung GRV.

Dreiecke = Daten

Band der durchgezogenen Linien = alle Prozesse

Band der gestrichelten Linien = alle Prozesse ohne Gluon aus dem Photon

nicht richtig.

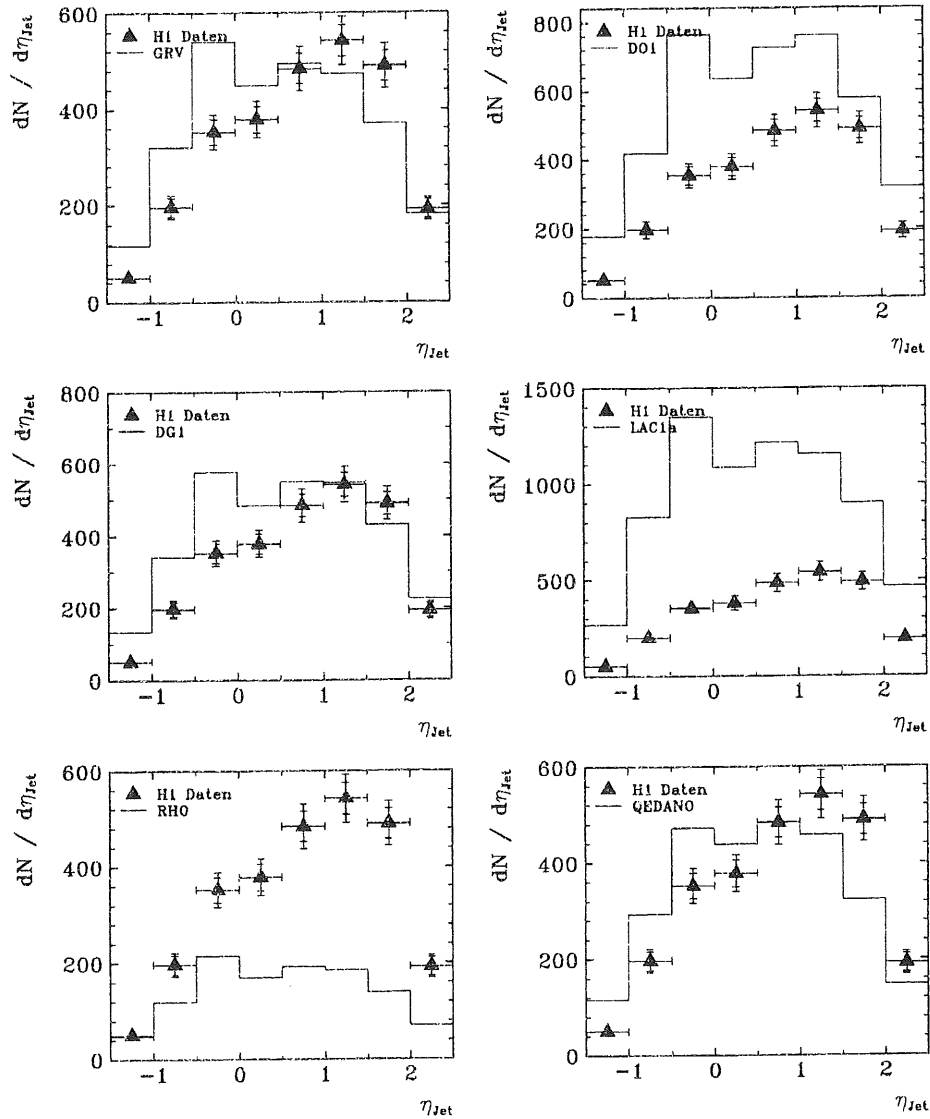
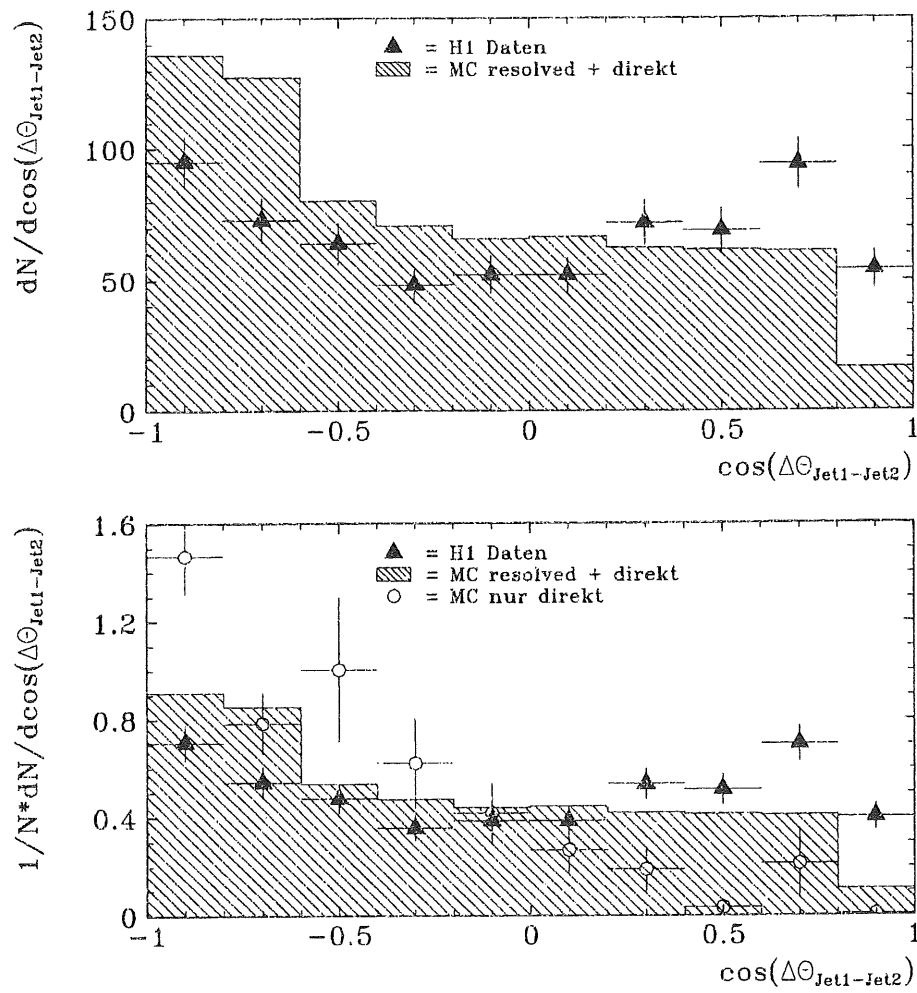


Abbildung 5.29:  $\frac{dN}{d\eta}$  für die verschiedenen Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion

Diese Aussagen werden noch bestärkt, wenn man sich den Öffnungswinkel der beiden  $p_T$ -stärksten Jets anschaut. Die Verteilung des Öffnungswinkels ist in der Abb. 5.30 zu sehen. Bei den H1-Daten ist die Verteilung fast symmetrisch um  $\cos(Jet_1, Jet_2) = 0$ . Dagegen ist die Verteilung der Monte-Carlo Simulation für den direkten plus resolved Photon Prozeß monoton fallend. Bei der Monte-Carlo Simulation für den direkten Prozeß alleine fällt diese Verteilung wesentlich stärker, so

Abbildung 5.30: Kosinus des Öffnungswinkel der beiden  $p_T$ -stärksten Jets

daß bei kleinen Öffnungswinkeln ( $\hat{=}\cos(Jet_1, Jet_2) \approx 1$ ) keine Ereignisse mehr vorhanden sind. Ein kleiner Öffnungswinkel entsteht dadurch, daß beide Jets entweder stark nach vorne gedrückt werden, oder nicht "Back to Back" in der  $r - \varphi$ -Ebene sind. Da aber laut Abb. 5.10 die Jets "Back to Back" in der  $r - \varphi$ -Ebene sind, so bleibt nur die erste Möglichkeit. In Kap. 5.3.2 wurde gezeigt, daß beim resolved Photon Prozeß und großen invarianten Massen beide Jets unter kleinem Polarwinkel den Detektor durchqueren können. Somit läßt sich das Überschießen der H1-Daten bei kleinen Öffnungswinkeln nur dadurch erklären, daß die beiden Jets stärker nach vorne gedrückt werden, als dies die Monte-Carlo Simulation vorhersagt. Dies kann dadurch passieren, daß das Colourstring-Modell die Fragmentation nicht vollständig richtig beschreibt.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt die Photoproduktion von Jets am HERA Speicherring. Untersucht wurden die H1-Daten aus den beiden ersten Runperioden bei HERA. Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse fand wesentliche Berücksichtigung in der ersten H1-Veröffentlichung [H1C92]. Ziel dieser Arbeit war es, die Aussagen, die in dieser Veröffentlichung anhand von einer integrierten Luminosität von  $L = .88 \text{ nb}^{-1}$  getroffen wurden, mit der höheren Statistik von  $L = (28 \pm 2) \text{ nb}^{-1}$  zu verifizieren. Insbesondere ging es um den Nachweis der resolved Photon Prozesse.

Mit den aufgeführten Schnitten war es möglich, den vorselektierten Datensatz vom Untergrund zu befreien. Die obere Grenze für den Untergrund von Strahlgasereignissen betrug 5%. Nach allen Schnitten wurden 673 Ereignisse zur Jetanalyse herangezogen. Die Detailanalyse zeigte:

- Es gibt Jets mit relativem großem Transversalimpuls ( $P_T$ ), d.h. die betrachteten Prozesse sind harte Prozesse.
- Eine Reihe von Verteilungen sind nur mit großem Anteil der resolved Photon Prozesse zu erklären:
  - $P_T$ -Spektrum der Jets
  - Winkelkorrelation der beiden  $p_T$ -stärksten Jets
  - gemessener Energiefluß im H1-Detektor
- Im Hinblick auf die Photonstrukturfunktion erbrachte die Analyse, daß die Parametrisierungen LAC1a und DO, welche einen sehr hohen Gluonanteil im Photon vorhersagen und die Parametrisierung RHO, welche das wechselwirkende Photon als ein  $\rho$ -Meson betrachtet, ausgeschlossen werden können. Die beste Übereinstimmung erzielten die Parametrisierungen GRV und DG. Keine der Parametrisierungen konnte die gemessene Polarwinkelverteilung der Jets erklären.

Insgesamt ist der Nachweis gelungen, daß die sogenannten "resolved Photon" Reaktionen existieren und bei der Photoproduktion von Jets an HERA den dominanten Anteil liefern. Der qualitative Vergleich mit Modellen zeigte, daß einige Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion ausgeschlossen werden konnten.

# Anhang A

## Jetrekonstruktion

In diesem Anhang soll die Korrelation von den beobachtbaren Jets im Detektor mit den Partonen, welche aus dem harten Subprozeß herrühren (im folgenden harte Partonen genannt), gezeigt werden.

In der Monte-Carlo Simulation kann natürlich das einzelne harte Parton mit dem Jet verglichen werden. Im folgenden werden vier Zustände unterschieden:

**harte Partonen** Die Vierervektoren der harten Partonen werden in den Simulationsmodellen vorgegeben. Aus den Abb. 2.7, 2.8 ist ersichtlich, daß bei der Photoproduktion immer zwei harte Partonen im Endzustand sind. Das Parton aus dem Photonrest bei den resolved Prozessen besitzt, wenn überhaupt, nur einen kleinen Transversalimpuls und wird nicht als hartes Parton bezeichnet.

**Partonjet** Sogenannte "Partonschauer Modelle" beschreiben die Prozesse höherer Ordnung, welche in der QCD-Störungsrechnung aufgrund der vielen beitragenden Feynmandiagrammen bis heute nicht vollständig berechnet wurden. Die vielen Schauerprozesse sind von der Form  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow q\bar{q}$  und  $g \rightarrow gg$  (siehe auch Abb. 4.4). Man kann auf die so erzeugten Partonen ebenfalls Jetalgorithmen laufen lassen und so untersuchen, welchen Einfluß die Schauerung auf den beobachtbaren Endzustand besitzt. Im weiteren Verlauf werden die Jets von diesen Partonen mit "Partonjet" bezeichnet.

**Monte-Carlo Particlejet** Nach der Schauerung beginnt die Hadronisierung, welche die oben beschriebenen Partonen zu farbneutralen Hadronen kombiniert. Wenn die Hadronisierung abgeschlossen ist, zerfallen alle kurzlebigen Teilchen. Auf die resultierenden stabilen Teilchen, welche den Detektor durchqueren können, wird ebenfalls der Cone-Algorithmus ausgeführt. Die hiermit erhaltenen Jets werden als "Monte-Carlo Particlejet" bezeichnet.

**Rekonstruierte Particlejets** Als rekonstruierte Particlejets werden die Jets bezeichnet, welche anhand der rekonstruierten Daten von den simulierten Teilchen gewonnen wurden. Bei den rekonstruierten Particlejets gehen also sowohl die durch die Simulation gewonnenen Auflösungen als auch die Nachweiswahrscheinlichkeiten des H1-Detektors ein.

Um eine Aussage zu machen, wieviel die harten Partonen noch mit den verschiedenen Jets zu tun haben, wird der Transversalimpuls  $p_T$ , der Polarwinkel  $\vartheta$  und der Azimutwinkel  $\varphi$  miteinander verglichen. Hierbei werden diejenigen Jets bzw. harte Partonen miteinander verglichen, wo der Öffnungswinkel zwischen den verschiedenen "Jetarten" (harte Partonen, Partonjets, Monte-Carlo Particlejets, Rekonstruierte Particlejets) am kleinsten ist. In Abb. A.1 werden die harten Partonen mit den

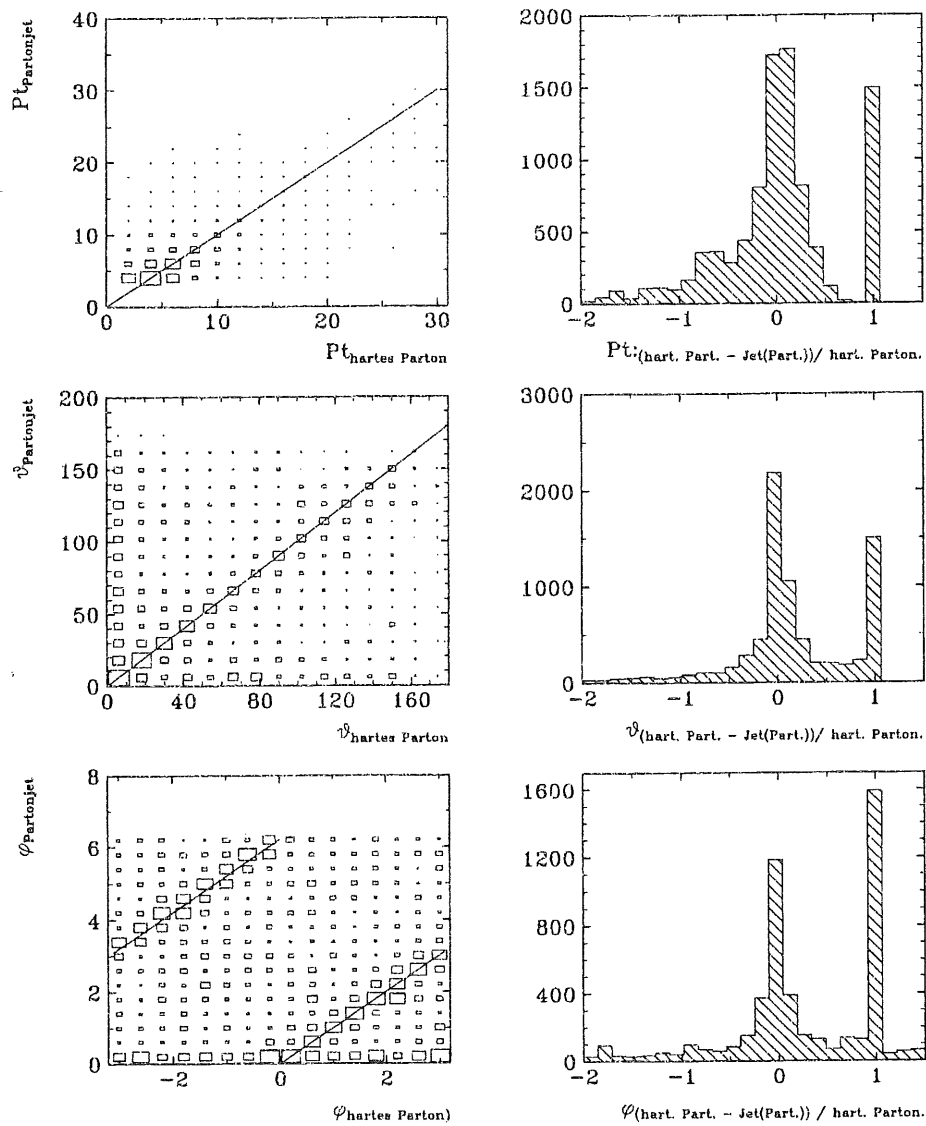


Abbildung A.1: Vergleich zwischen den harten Partonen und den Partonjets

Partonjets verglichen. Auf der linken Seite ist die Korrelation zwischen den oben

Vergleich der Jetarten	Observable	Maximum	$\sigma$
harte Partonen – Partonjet	$p_T$	0.017	0.223
	$\vartheta$	-0.019	0.17
	$\varphi$	0.01	0.247
Partonjet – Monte-Carlo Particlejet	$p_T$	0.073	0.19
	$\vartheta$	-0.02	0.123
	$\varphi$	0.007	0.139
Monte-Carlo Particlejet – rek. Particlejet	$p_T$	0.0	0.233
	$\vartheta$	-0.003	0.133
	$\varphi$	0.003	0.122
Partonjet – rek. Particlejet	$p_T$	0.09	0.236
	$\vartheta$	-0.008	0.158
	$\varphi$	0.023	0.136
harte Partonen – rek. Particlejet	$p_T$	0.115	0.24
	$\vartheta$	-0.084	0.166
	$\varphi$	0.034	0.172

Tabelle A.1: Maxima und  $\sigma$  der relativen Abweichungen  $X_{rel}$ 

aufgeführten Größen gezeigt und rechts die relative Abweichung  $X_{rel}$ :

$$X_{rel} = \frac{(X_{ObjektA} - X_{ObjektB})}{X_{ObjektA}}$$

wobei  $X$  die Observable bezeichnet  $X = p_T, \vartheta, \varphi$

*Objekt* bezeichnet die verschiedenen Zustände *Objekt* = harte Parton, Partonjet, Monte – Carlo Particlejet, rek. Particlejet

Die einzelnen Werte für die Breite der Verteilungen und deren Maxima sind in der Tab. A zusammengetragen. Die Spitze bei  $X_{rel} = 1$  liegt daran, daß bei den Partonjets nicht immer zwei Jets gefunden wurden.<sup>1</sup> Die durchgezogenen Linien bei den Korrelationen stellen die 1:1 Korrelation dar.

In Abb. A.2 sind die Partonjets und Monte-Carlo Particlejets einander gegenübergestellt. Hier erkennt man eine wesentlich bessere Korrelation zwischen diesen als bei den harten Partonen und Partonjets. Dies läßt die Folgerung zu, daß die Schauerung einen stärkeren Einfluß als die Hadronisierung auf die Fragmentation besitzt. In Abb. A.3 werden die rekonstruierten Particlejets mit den Monte-Carlo Particlejets verglichen. Hier sieht man auch, daß der Einfluß des Detektors ungefähr von der gleichen Größenordnung ist wie die Hadronisierung.

Diese Verhältnisse sieht man auch in der Abb. A.4 und A.5. Die Verteilungen bzw. die Korrelationen werden breiter bzw. schlechter für den Vergleich mit den harten Partonen.

Die Abb. A.6 gibt Auskunft über die Anzahl der gefundenen Jets in der gesamten Monte-Carlo Simulation. Man erkennt, daß die Jetanzahl bei den verschiedenen

<sup>1</sup> Es werden nur die Ereignisse berücksichtigt, welche den Selektionsbedingungen genügen.



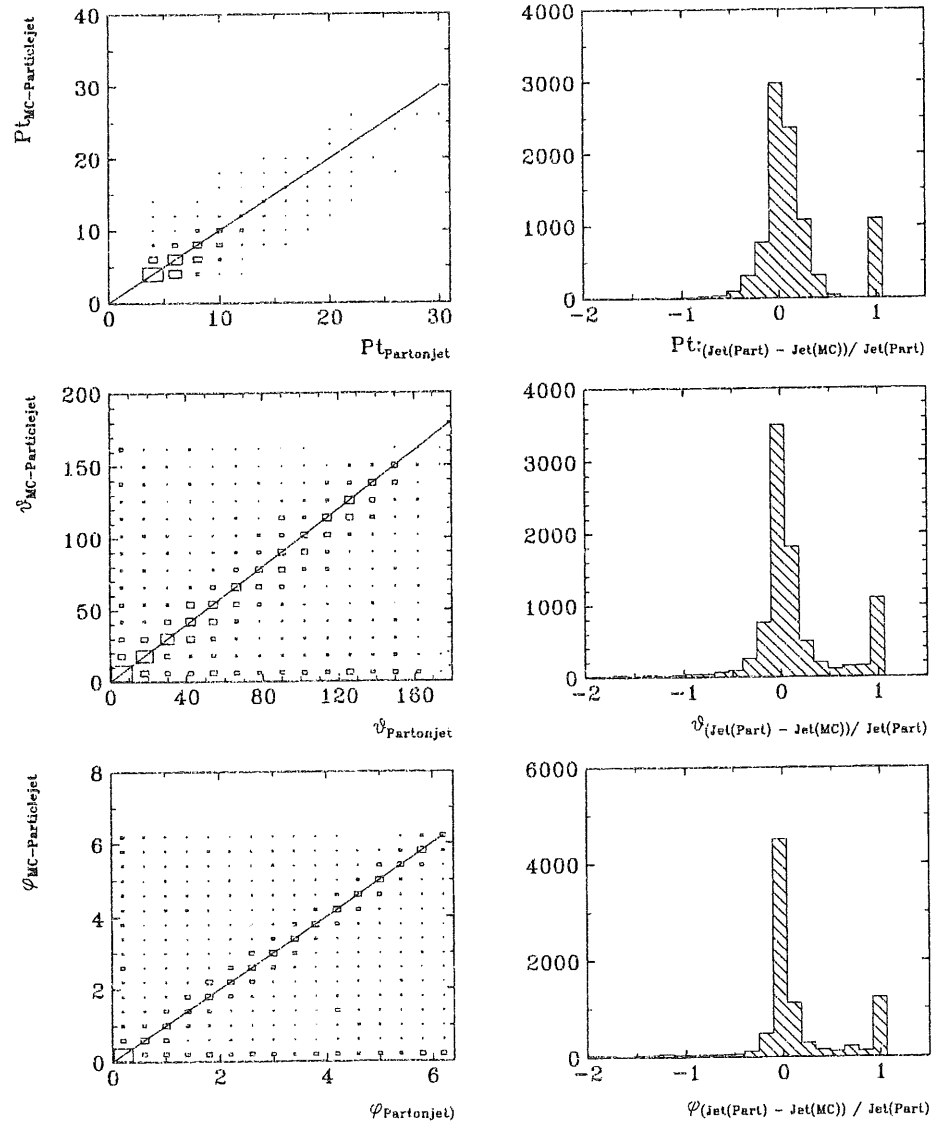


Abbildung A.2: Vergleich zwischen den Partonjets und den Monte-Carlo Particlejets

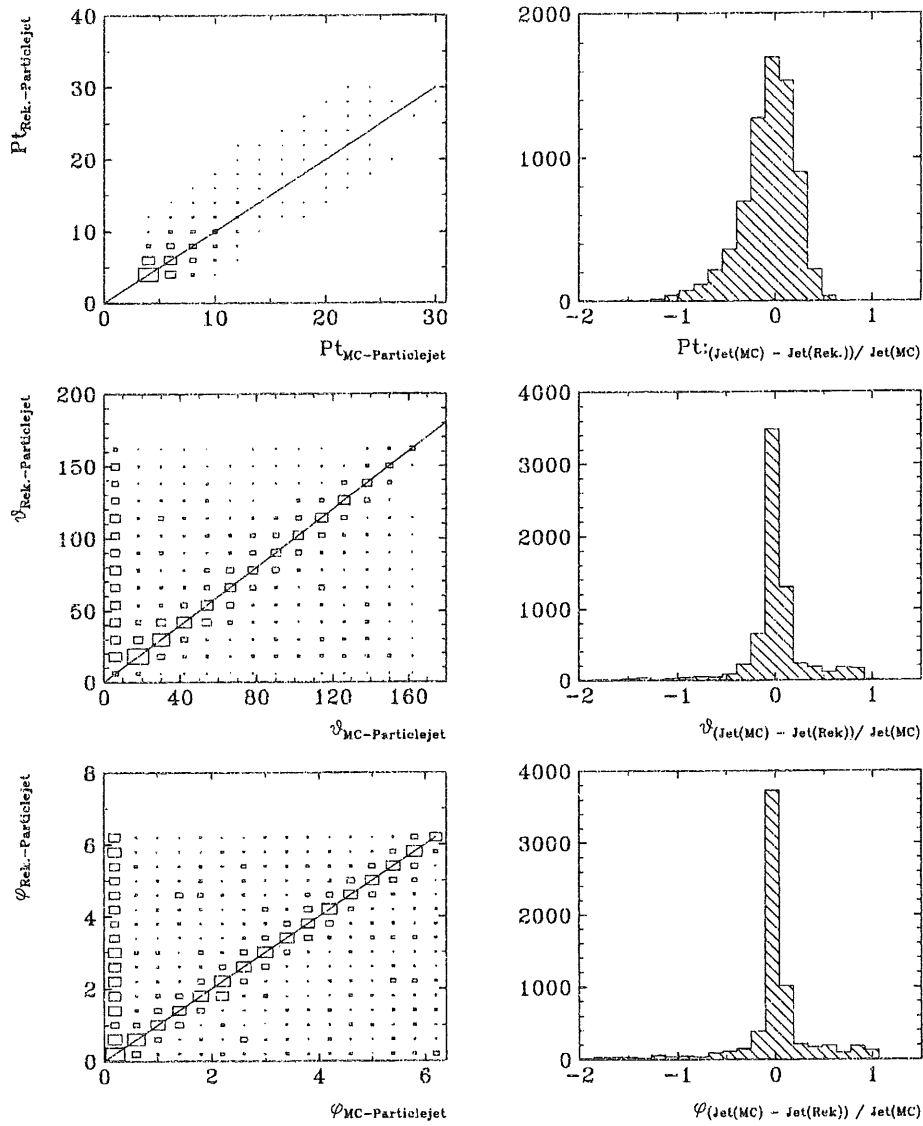


Abbildung A.3: Vergleich zwischen den Monte-Carlo Particlejets und den rek. Particlejets

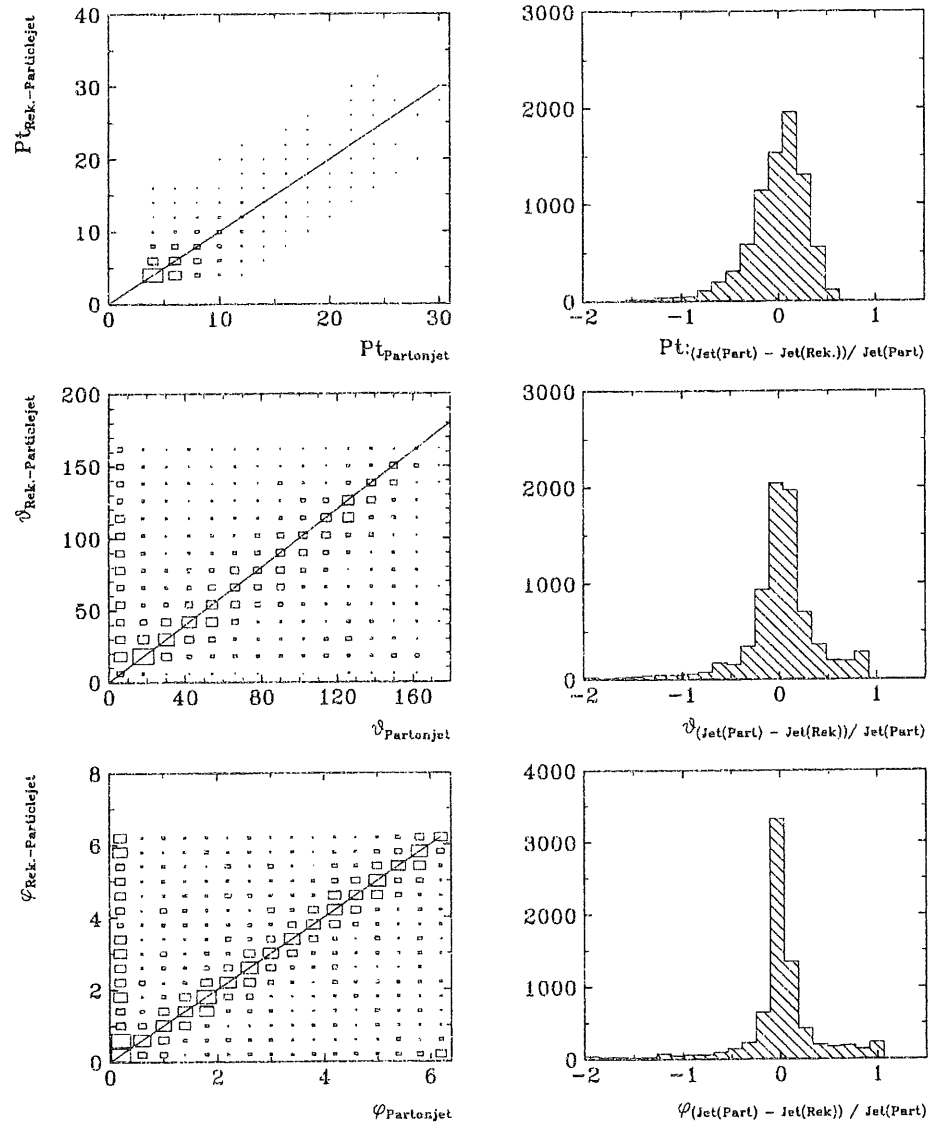


Abbildung A.4: Vergleich zwischen den Partonjets und den rek. Particlejets

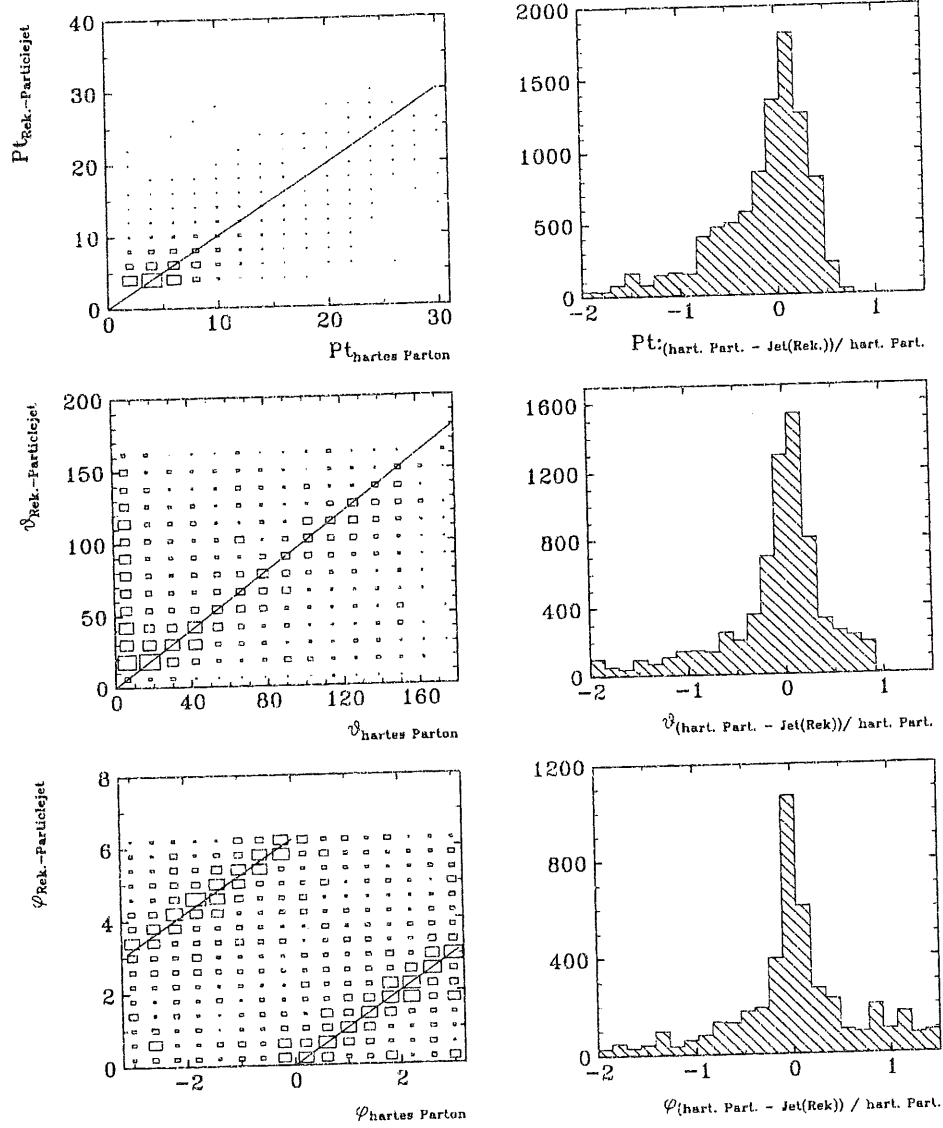


Abbildung A.5: Vergleich zwischen den rek. Particlejets und den harten Partonen

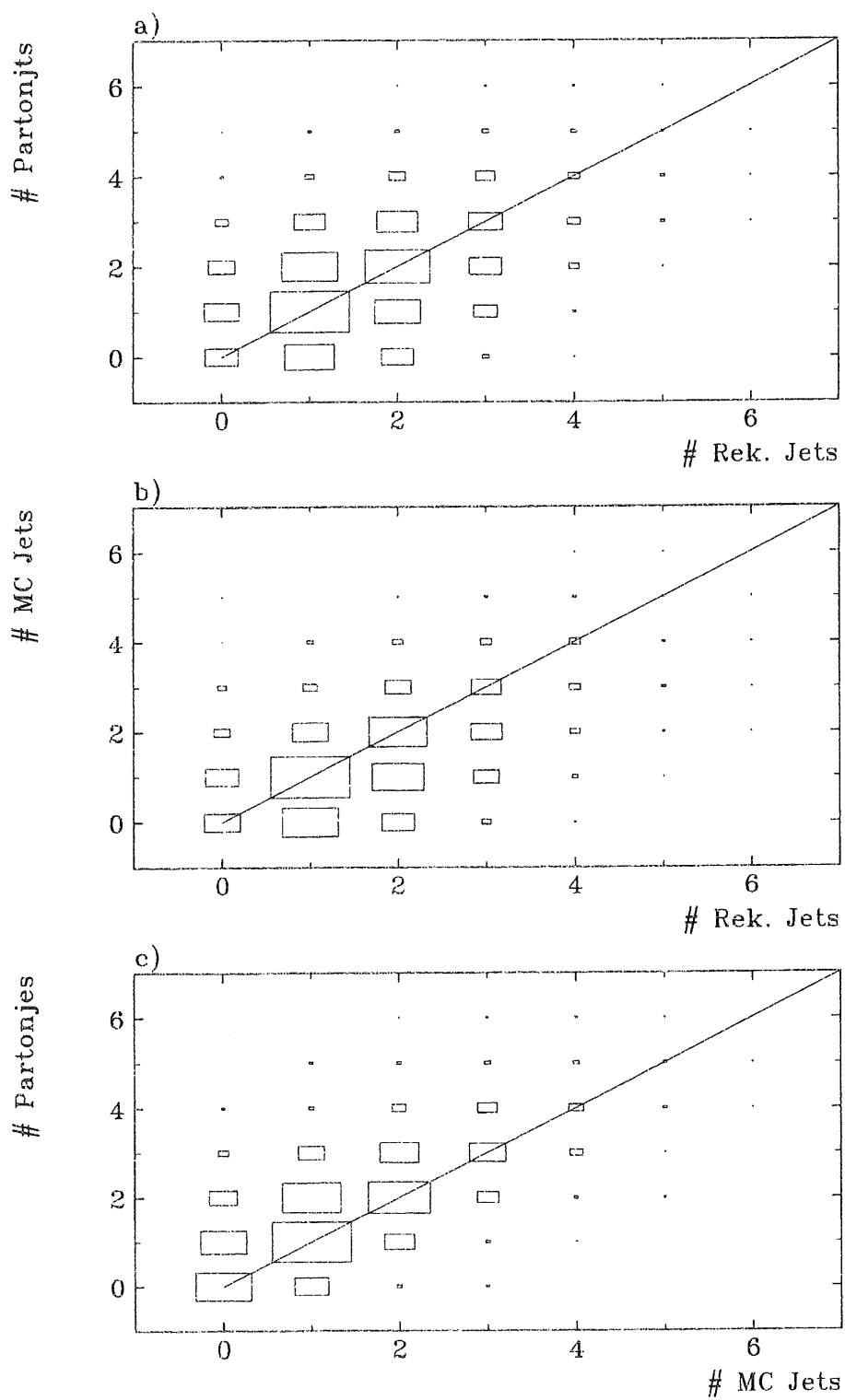


Abbildung A.6: Korrelation zwischen den gefundenen Jetraten

a) Partonjets gegen rekonstruierte Jets

b) Monte-Carlo Particlejets gegen rekonstruierte Jets

c) Partonjets gegen Monte-Carlo Particlejets

Jetarten gut korreliert ist. Die Korrelationskoeffizienten betragen:

$$r_{N_{\text{Partonjets}}-N_{\text{Rekonstruierte Jets}}} = 0.663$$

$$r_{N_{\text{Monte Carlo Jets}}-N_{\text{Rekonstruierte Jets}}} = 0.671$$

$$r_{N_{\text{Partonjets}}-N_{\text{Monte Carlo Jets}}} = 0.807$$

Insgesamt kann also die Schlußfolgerung gezogen werden, daß sich über die Messung der durch den Cone-Algorithmus gefundenen Jets Aussagen machen lassen über den harten Prozeß.

## Literaturverzeichnis

- [Ali91] A. Ali et al. Proceedings of the HERA Workshop 1991  
*Heavy Quark Physics at HERA: Introduction and Overview*
- [AMY] AMY Collaboration Phys. Let. B 277 (215-220)
- [Ber79] Ch. Berger Fermilab Konferenz 1979  
 *$Q^2$  events of Pluto*
- [Ber87] Ch. Berger and W. Wagner Physics Reports (Review Section of Physics Letters ) 146 Nos 1&2 (1987) 1-134  
*Photon Photon Reactions*
- [Ber01] Ch. Berger private Mitteilung
- [Ber02] Ch. Berger private Mitteilung
- [Bet92] S. Bethke et al. Nucl. Phys. B 370 310-334 (1992)  
*New jet cluster algorithms: next-to-leading order QCD and hadronization corrections*
- [Bet34] H. Bethe, W. Heitler Proc. Roy. Soc. A 146, 83 (1934)  
*On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons*  
S. Levonian et al. H1-TR 113  
*Small Angle electron Tagging for Luminosity Monitoring and Low  $Q^2$  Physics*
- [Bl87] J. Blümlein Proceedings of the HERA Workshop Vol. 1 (1987)  
*Deep Inelastic Physics and Simulation*  
Lake Tahoe. ed. R.L. Lander (World Scientific, 1984)
- [Blo84] V. Blobel CERN School of Computing, Aiguablava, Spain (1984)  
A. Baecker, Proc. Intern. Workshop on  $\gamma\gamma$  Collisions, Lake Tahoe. ed. R.L. Lander (World Scientific, 1984)
- [BOS] V. Blobel Interner Bericht DESY R1-88-01 (unveröffentlicht)  
*The BOS System*

- [Bra92] F. W. Brasse DESY Print 92-140 Talks at the XXVI International Conference on High Energy Physics at Dallas, 1992  
*The H1 Detektor at HERA*
- [DG] M. Drees, K. Grassie, Z. Physik C 28, 451 (1985)
- [DO] D. W. Duke, J. F. Owens Phys. Rev. D 30, 49 (1984)
- [ECLAS] H. Hufnagel Beschreibung der  $L_5$ -Ereignis Klassifikation für H1 (unveröffentlicht)
- [Elsen] E. Elsen private Mitteilung
- [Fel87] J. Feltesse Proceedings of the HERA Workshop Vol. 1 (1987)  
*Deep Inelastic Physics and Simulation*
- [FPACK] V. Blobel Manual for the F-package for input/output for H1 Collaboration (unveröffentlicht)
- [FRAG] Colourstring Modell (Lund Modell): B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman und T. Sjöstrand, Phys. Rep. 97 (1983), 33  
  
Unabhängige Jetfragmentation (IJ Modell) P. Hoyer et al., Nucl. Phys. B 161 (1979), 349  
  
Modell von Feynman und Field: R.P. Feynman und R.D. Field, Nucl. Phys. B 136 (1978), 1
- [Gra91] D. Graudenz, N. Magnussen Physics at HERA (1991) 261-274  
*Jet cross section in deeply inelastic scattering at HERA*
- [GRV] M. Glück et al., Phys. Rev. D 46 (1992) 1973
- [GSW] S. Weinberg Phys. Rev. Lett 19 1264 (1967) A. Salam  
*Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity* (Nobel Symposium No.8) ed. by n. Svartholm, Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968, p. 376
- [HERA87] Proceedings of the HERA WORKSHOP Vol. 1 Hamburg 1987
- [Her91] R. Herma DPG Tagung 1991 in Aachen  
*W-Produktion bei HERA*
- [HHK1] H. Küster private Mitteilung
- [HHK2] H. Küster private Mitteilung
- [HJB93] Helmut Bergstein Dissertation Aachen, (1993) Veröffentlichung in Vorbereitung  
*Gesamteichung des H1-Eisenjochkalorimeters*



- [H1C90] H1 Calorimeter Group  
*Study of Software Compensation for Single Particles and Jets in the H1 Calorimeter*  
 Contrib. paper to the XXV Int. Conf. on High Energy Physics, Singapore (1990)
- H. Greif Dissertation TU München, (1990) MPI-PAE/EXP. El. 229  
*Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron-Proton Speicherring-Experimenten*
- [H1C92] H1 Collaboration Phys. Lett. B 297 (205-213) (1992)  
*Hard Scattering in  $\gamma$ -p Interactions*
- [H1C93] H1 Collaboration Phys. Lett. B 299 (374-384) (1993)  
*Total photoproduction cross section measurement at HERA energies*
- [H1DET] H1 Collaboration DESY preprint 93-103 (1993), an Nucl. Instr. and Meth. zur Veröffentlichung abgeschickt.  
*The H1 Detektor at HERA*
- [H1DIS] H1 Collaboration Phys. Lett. B 298 (469-478) (1993)  
*Measurement of the Hadronic Final State in Deep Inelastic Scattering at HERA*
- H1 Collaboration Phys. Lett. B 299 (385-393) (1993)  
*Observation of Deep Inelastic Scattering at Low X*
- [H1LQ] H1 Collaboration Nuclear Physics B 396 (3-23) (1993)  
*A Search for Leptoquarks, Leptogluons and Excited Leptons in H1 at HERA*
- [H1Fil] Liste der öffentlichen Datenfiles von H1 auf der IBM im Rechenzentrum vom DESY
- [H1INT] Interner H1 Bericht H1-08/90-143 Hamburg (unveröffentlicht)  
*The magnetic field mapping of the H1 magnet*
- W. J. Haynes ESONE VMEbus in research conference Zürich, Schweiz, Oktober 1988 *The H1VME-based data aquisition system*
- W. J. Haynes H1 Technischer Report 307, July 1988 (unveröffentlicht)  
*The central H1 data aquisition system*
- [H1REC] Manual für das Rekonstruktionsprogramm von H1
- [H1SIM] Guide to Simulation program H1SIM

- [Ing87] G. Ingelmann et al. Proceedings of the HERA Workshop 1987  
*Deep Inelastic Physics and Simulation*
- [JADE] JADE Collaboration Phys. Lett. 101 B (1981) 361  
*Experimental study of Jets in Electron-Positron Annihilation*
- [JB79] A. Blondel and F. Jaquett Proc.  
*An ep facility for Europe* ed. U. Amaldi, DESY report 79/48 (1979) p. 391
- [JETSET] T. Sjöstrand, A manual to  
The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and  $e^+e^-$  Physics JETSET  
Vers. 7.3
- [Kuhl] M. Kuhlen private Mitteilung
- [LAC] H. Abramowicz, K. Charchula, A. Levy, Phys. Lett. 269 B 458 (1991)
- [MAN93] M. Mangano Seminar über Hochenergiephysik an neuen Beschleunigern  
18.05.1993  
*QCD Results and Top search from CDF*
- [MRSD0] A. D. Martin, R. G. Roberts and W. J. Stirling Durham University preprint DTP-92-16 (1992)  
CTEQ Collab., J. Botts et al. Michigan State University preprint MSUHEP-92-27 (1992)
- [NA14] NA14 Collaboration Phys. Let. B 174 (458-463)  
*Photoproduction of charged Hadrons at Large Transverse Momenta*  
  
The European Muon Collaboration Z Phys. C Particles and Fields 36, 527-543 (1987)  
*Jet Production and fragmentation properties in deep inelastic muon-scattering*  
  
OMEGA Photon Collaboration Z Phys. C Particles and Fields 43, 63-74 (1989) *Inclusive photoproduction of single charged particles at high  $p_T$*
- [PDFLIB] User Manual CERN H. Plathow-Besch/CERN-PPE  
*Structure functions and  $\alpha_s$  Calculation*
- [PILOT] Pilot-Paket Daten, selektiert von M. Erdmann
- [PYTHIA] T. Sjöstrand, PYTHIA at HERA, in Proc. Workshop Physics at HERA (DESY, Hamburg 1991), Vol. B, eds W. Buchmüller and G. Ingelmann p. 1405

- [Sal74] J. C. Pati and A. Salam Phys. Rev. D10 (1974) 275;  
P. Lamponker, Phys. Rep. 72 (1981) 185;  
G. Senjanović and A. Šokarac, Z. Phys. C 20 (1983) 255;  
H. Georgi and S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438
- [Sch92] P. Schleper Dissertation PITHA 92/29  
*Concepts for Leptoquark Search at Hera*
- [SNOW] Proceedings of the 1990 Summer Study on High Energy Physics  
*Research Directions for the Decade*, Snowmass, Colorado, June 25–July 13 1990  
*Toward a Standardization of Jetdefinitions*
- [SPHER] J. D. Bjorken and S. J. BRODSKY PHYS. REV. D1 (1970) 1416  
PLUTO COLLABORATION, Ch. Berger et al. Phys. Lett 82,3 (1979) 449  
K. Hagiwara Nucl. Phys. B 137 (1978) 164  
Sau Lau Wu and Georg Zoebing Z. Phys. C Particles and Fields 2 (1970) 107
- [Sti87] W. J. Stirling et al. Proceedings of the HERA Workshop 1987  
*Photoproduction of Large Transverse Momentum Jets at HERA*
- [STRING] X. Artu, Phys. Rep. 97 (1983), 147
- [THRUST] E. Farhi Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1587  
S. Brandt et al. Phys. Lett. 12 (1964) 57
- [TRIG] U. Straumann Short description of the H1 Trigger (unveröffentlicht)
- [Tutas] private Mitteilung
- [WWA] C.F. Weizsäcker, Z. Phys. 88, 612 (1934);  
E.J. Williams, Phys. Rev. 45, 729 (1934)
- [Zep87] U. Baur and D. Zeppenfeld CERN TH 5362/89, MAD/PH/486 April 1989  
*Measuring the  $WW\gamma$  Vertex in  $W$  Production at  $ep$  Colliders*

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Elektron-Proton-Wechselwirkung in niedrigster Ordnung für neutrale Ströme . . . . .	3
1.2	kinematisch zugänglicher Bereich bei HERA . . . . .	4
1.3	erwartete Zählrate für $e^-p$ -Streuung . . . . .	5
1.4	Drei-Bosonen Vertex . . . . .	5
1.5	Produktion von Leptoquarks . . . . .	6
1.6	Vergleich der fixed Target Experimente mit HERA . . . . .	7
1.7	Jet-Erzeugung in der Photoproduktion bei HERA . . . . .	8
2.1	weicher Streuprozess von $\gamma p$ : VDM . . . . .	12
2.2	direkter Prozess: QCD-Compton . . . . .	12
2.3	Produktion von schweren Quarks bei HERA über die Photon-Gluon-Fusion . . . . .	13
2.4	Beispiele für die Prozesse des resolved Photon Prozess . . . . .	14
2.5	Prozentualer Anteil der verschiedenen Prozesse am Gesamtwirkungsquerschnitt . . . . .	16
2.6	Vorhergesagter Wirkungsquerschnitt für die harte $\gamma$ -P Streuung . . . . .	17
2.7	direkter Prozess: schematisch . . . . .	18
2.8	resolved Photon Prozess: schematisch . . . . .	18
3.1	Der H1 Detektor . . . . .	20
3.2	Die Anordnung der Luminositätsdetektoren von H1 . . . . .	26
3.3	Kinematische Akzeptanz des e-Taggers . . . . .	29
3.4	Datenreduktion bei H1 . . . . .	29
4.1	z-Vertex Verteilung der vorselektierten Ereignisse . . . . .	35
4.2	Verhältnis der Energie in der Spurenkammer zur Energie im Kalorimeter . . . . .	36
4.3	Fehlender Transversalimpuls der Ereignisse . . . . .	37
4.4	Fragmentation von den auslaufenden Partonen . . . . .	39
4.5	Anzahl der gefundenen Jets mittels des CONE-Algorithmus' für H1-Daten und Pilot-Ereignisse . . . . .	43
4.6	Nummer der Teilchenpakete, welche das Ereignis getriggert haben . . . . .	44
4.7	$dE/dx$ von den vorselektierten H1-Ereignissen. . . . .	45
4.8	$dE/dx$ von den selektierten H1-Ereignissen. . . . .	46
4.9	Ladungsmultiplizität gegen Spurmultiplicität . . . . .	47
4.10	Ladungsmultiplizität für verschiedene Bereiche der Spurmultiplicität . . . . .	48
4.11	z-Vertex Verteilung nach allen Schnitten ohne den z-Vertex-Schnitt . . . . .	49

5.1	Erwartete Ereignisrate vor allen Schnitten . . . . .	52
5.2	Erwartete Ereignisrate nach allen Schnitten . . . . .	53
5.3	Verteilung von Thrust und Sphärizität . . . . .	55
5.4	Mittlerer Transversal- und Longitudinalimpuls der Teilchen im Jet .	56
5.5	Vergleich des Spektrums der invarianten Masse der beiden Jets für die Monte-Carlo Simulation und $e^-p$ -Daten . . . . .	57
5.6	sichtbare invariante hadronische Masse im H1-Detektor . . . . .	58
5.7	invariante hadronische Masse im H1-Detektor . . . . .	58
5.8	Transversale Energie gegen den Abstand der Jetachse . . . . .	59
5.9	Differenz des Transversalimpulses der beiden $p_T$ -stärksten Jets . . . .	60
5.10	Differenz des Azimutwinkels der beiden $p_T$ -stärksten Jets . . . . .	61
5.11	Jetmultiplizität der selektierten Ereignisse für die H1-Daten und Monte-Carlo Simulation . . . . .	61
5.12	differentielle Zählrate $\frac{dN}{dp_T}$ . . . . .	63
5.13	differentielle Zählrate $\frac{dN}{dp_T}$ für die erste Veröffentlichung . . . . .	64
5.14	Verteilung von Thrust und Sphärizität der H1-Daten im Vergleich mit dem Monte-Carlo Datensatz für die direkten Prozesse . . . . .	65
5.15	Eindimensionale Winkelverteilung der Polarwinkel der beiden $p_T$ - starken Jets . . . . .	66
5.16	Abhängigkeit der Polarwinkel der beiden $p_T$ -starken Jets für verschie- dene invariante Massen und $y$ . . . . .	68
5.17	zweidimensionale Winkelverteilung des Polarwinkels der beiden $p_T$ - starken Jets . . . . .	70
5.18	zweidimensionale Winkelverteilung für die Daten aus der ersten Veröffentlichung . . . . .	71
5.19	Energiefluß, abhängig vom Polarwinkel auf ein Ereignis normiert . . .	71
5.20	Energiefluß, abhängig vom Polarwinkel auf ein Ereignis normiert; für die erste Veröffentlichung . . . . .	72
5.21	$y$ mittels der Energie im e-Tagger . . . . .	73
5.22	$y$ der random getriggerten Ereignisse in Abhängigkeit der BEMC Schwelle . . . . .	75
5.23	Differenz von $y$ aus dem e-Tagger und mittels der Jacquet-Blondel- Methode . . . . .	76
5.24	Vergleich der $y$ -Messung . . . . .	77
5.25	$y$ Messung mittels Jacquet-Blondel-Methode . . . . .	78
5.26	Verhältnis der $y$ -Messung über die Jets und mittels der Jacquet- Blondel-Methode . . . . .	79
5.27	$\frac{dN}{dp_T}$ für die verschiedenen Parametrisierungen der Photonstruktur- funktion . . . . .	82
5.28	Vergleich von $\frac{dN}{dp_T}$ ohne Gluonen im Photon . . . . .	83
5.29	$\frac{dN}{d\eta}$ für die verschiedenen Parametrisierungen der Photonstruktur- funktion . . . . .	84
5.30	Kosinus des Öffnungswinkel der beiden $p_T$ -stärksten Jets . . . . .	85
A.1	Vergleich zwischen den harten Partonen und den Partonjets . . . . .	89

A.2	Vergleich zwischen den Partonjets und den Monte-Carlo Particlejets .	91
A.3	Vergleich zwischen den Monte-Carlo Particlejets und den rek. Particlejets . . . . .	92
A.4	Vergleich zwischen den Partonjets und den rek. Particlejets . . . . .	93
A.5	Vergleich zwischen den rek. Particlejets und den harten Partonen . .	94
A.6	Korrelation zwischen den gefundenen Jetraten . . . . .	95

## Tabellenverzeichnis

3.1	Technische Daten des HERA Speicherringes . . . . .	21
4.1	Die verschiedenen Möglichkeiten im JADE-Algorithmus . . . . .	40
4.2	Parameter des Cone-Algorithmus' . . . . .	42
4.3	Anzahl der Ereignisse nach den einzelnen Schnitten . . . . .	43
5.1	Untersuchte Parametrisierungen für die Photonstrukturfunktion . . . .	51
5.2	Erwartete Ereignisrate für die verschiedenen Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion . . . . .	80
A.1	Maxima und $\sigma$ der relativen Abweichungen $X_{rel}$ . . . . .	90

## Danksagung

Den Herren Prof. Dr. Ch. Berger und Prof. Dr. W. Braunschweig danke ich für die zahlreichen und fruchtbaren Diskussionen. Herrn Prof. Dr. Ch. Berger möchte ich danken, daß ich an der ersten Veröffentlichung von H1 mitwirken durfte.

Besonders herzlich möchte ich mich bei Dr. E. Vogel bedanken. Stets waren die Diskussionen mit ihm sehr fruchtbar und mit seinen Scherzen hat er wesentlich für ein angenehmes Arbeitsklima in der Aachener H1-Gruppe gesorgt. In diesem Zusammenhang möchte ich auch den Herren Dr. H. Bergstein, H. Hillemanns, R. Knabe, B. Krames, Dr. R. Starosta, M. Toporowsky und Dr. S. Zitzen danken.

Den Herren Dr. P. Fuhrmann, R. Nisius, Dr. P. Schleper und Dr. J. Tutas möchte ich danken, sowohl für die gute Zusammenarbeit als auch für die angenehme Arbeitsatmosphäre im DESY in Hamburg.

Weiterhin gilt mein Dank allen Kollegen in der Photoproduktion.

Meiner Frau H. Herma danke ich für die gründliche Durchsicht des Manuskriptes und für das Verständnis, was sie für meine viele Hamburgaufenthalte aufbrachte.

Nicht zuletzt gilt mein Dank auch meinen Eltern, die mir das Physikstudium ermöglicht haben und den Fortgang meines Studiums stets mit regem Interesse verfolgt haben.



## Lebenslauf

Ich wurde am 22. Dezember 1963 als Sohn des Bergbauingenieurs Siegfried Herma und der Hausfrau Eva Herma geb. Ruzicka in Bardenberg, jetzt Würselen, geboren. Von 1969 bis 1973 besuchte ich die katholische Grundschule in Herzogenrath-Straß. In den Jahren 1973 bis 1983 besuchte ich das Städt. Gymnasium Herzogenrath, wo ich im Jahre 1983 das Abitur erlangte.

Im Wintersemester 1983/84 begann ich mit dem Studium der Physik an der RWTH Aachen. Im Anschluß an mein Vordiplom im Herbst 1985 wandte ich mich der Elementarteilchenphysik zu. Im Jahre 1987 begann im I. Physikalischen Institut meine Mitarbeit am H1-Experiment. Im Rahmen dieser Mitarbeit entstand 1989 meine Diplomarbeit. Nach Ablegung der Diplomprüfung begann ich mit der Analyse von Ereignissen bei der Elektron-Protonstreuung. Die mit dem H1-Detektor gesammelten Daten waren die Grundlage der vorliegenden Dissertation.

Rainer Herma