# Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg


*Diplomarbeit*
*im Studiengang Physik*


*vorgelegt von*
**Christian Schwanenberger**
*aus Schwenningen*


*März 1995*

# Systematische Untersuchung von Jetprofilen in harten $\gamma$p-Streuprozessen bei HERA

*Die Diplomarbeit wurde von Christian Schwanenberger ausgeführt am*
*I. Physikalischen Institut*
*unter der Betreuung von Prof. F. Eisele*

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 8. Mai 1995

# Inhaltsverzeichnis

# Kapitel 1

# Einleitung

Im Elektronen-Protonen-Speicherring HERA, der im Rahmen von DESY betrieben wird, werden Elektronen mit einer Energie von 26.7 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV zur Kollision gebracht. Die dadurch erzeugte Schwerpunktsenergie von $\approx 300$ GeV liegt eine Größenordnung über den bisher bei „fixed-target“ Experimenten erreichten Energien. So wird ein bislang unerforschter, neuer kinematischer Bereich der Lepton-Nukleon-Streuung zugänglich gemacht.

Aus den Daten können neue Erkenntnisse zu wichtigen Themen der Hochenergiephysik gewonnen werden. Dazu gehören zum Beispiel Messungen der Protonstrukturfunktion, Tests des Standardmodells, die Erzeugung schwerer Quarks und die Suche nach „exotischen“ Teilchen.

Außerdem können bei HERA Wechselwirkungen zwischen quasireellen Photonen und Protonen studiert werden. Hier kann das Photon sowohl als Teilchen mit „punktförmiger“ Kopplung als auch als Teilchen mit partonischer Struktur auftreten. Wenn diese Prozesse eine harte Streuung beinhalten, können Jets im Detektor nachgewiesen werden, die sich als Partonstreuung interpretieren lassen.

Wenn man die harte Streuung studieren möchte, um zum Beispiel die Proton- oder Photon-Struktur zu analysieren, mißt man demnach Jets als „Fußabdrücke“ der Partonen. Deshalb ist es wichtig, auch den Jet an sich zu verstehen.

In dieser Arbeit werden Jets anhand des Energieflusses um die Jetachse grundlegend untersucht. Das Verhalten der Jets soll dabei möglichst umfassend beobachtet und verstanden werden. Die Ergebnisse können dann mit theoretischen Modellen und anderen Experimenten der Hochenergiephysik verglichen werden.

Die vorliegende Analyse beruht auf Daten, die in der Betriebsperiode von 1993 aufgenommen wurden.

# Kapitel 2

# Das H1-Experiment

## 2.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA[1] wird im Rahmen von DESY[2] Hamburg betrieben und ist die erste Ring-Anlage, bei der Elektron- und Protonstrahlen miteinander wechselwirken. Abbildung 2.1 zeigt die Anlage von HERA.

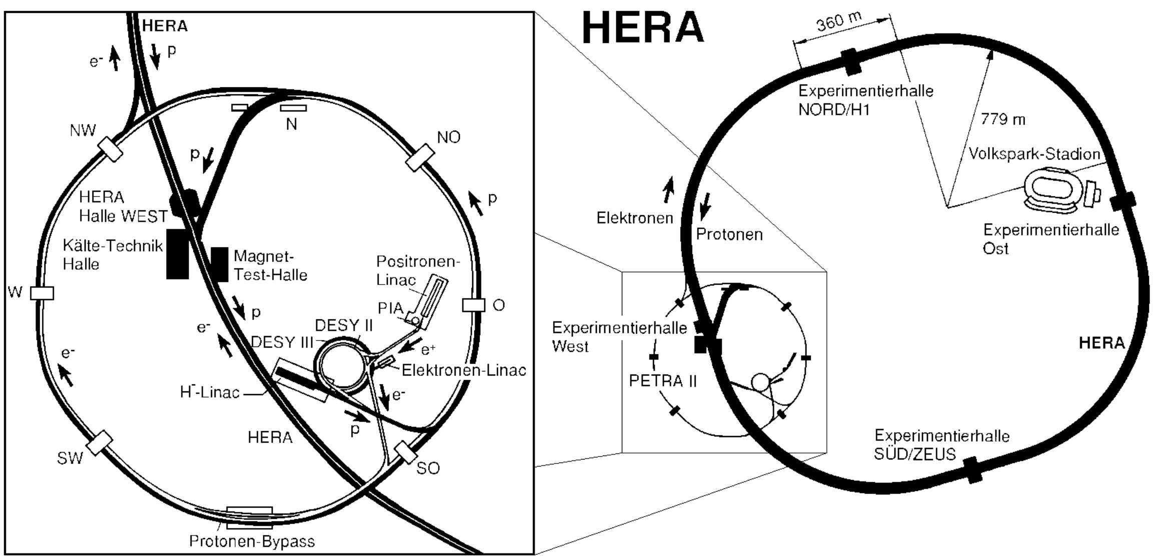


Abbildung 2.1: *Der HERA-Speicherring*

Zwei verschiedene Magnet-Systeme zwingen die Elektronen und Protonen auf einen 6.3 km langen Ring. Beide Strahlen werden durch die Beschleuniger DESY und PETRA vorbe-

[1] Hadron-Elektron-Ring-Anlage
[2] Deutsches Elektronen Synchrotron

schleunigt. Es existieren vier Experimentierhallen, wovon zwei durch die Experimente H1 und ZEUS belegt sind. In einer dritten Halle wird das Experiment HERMES untergebracht.

Da Elektronen mit einer Energie von 26.7 GeV mit Protonen der Energie 820 GeV kollidieren, wird aufgrund der großen Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV der Zugang zu einem bisher unerforschten, neuen kinematischen Bereich der Lepton-Nukleon-Streuung möglich, der physikalisch sehr vielversprechend ist.

Einige wichtige Themen der physikalischen Analyse sind:

- **Tiefinelastische Streuung über neutrale Ströme:**

  Hier wechselwirkt ein Elektron über einen neutralen Strom mit einem Quark des Partons. Bei einem Impulsübertrag des Photons auf das Proton von $Q^2 > 4\ GeV^2$ spricht man von tiefinelastischer Streuung. Anhand solcher Prozesse läßt sich beispielsweise die Strukturfunktion $F_2$ des Protons messen.

- **Tiefinelastische Streuung über geladene Ströme:**

  Hier wechselwirkt das Elektron über einen geladenen Strom mit einem Quark aus dem Proton, und es entsteht ein Neutrino.

- **Photoproduktion:**

  Bei einem kleinen Impulsübertrag von $Q^2 \ll 4\ GeV^2$ spricht man von Photoproduktion, wo ein vom Elektron abgestrahltes, fast reelles Photon mit dem Proton wechselwirkt. Durch die Analyse solcher Prozesse kann zum Beispiel die hadronische Struktur des Photons untersucht werden.

- **Suche nach neuen Teilchen außerhalb des Standardmodells**

Im Mai 1992 wurde der Ring in Betrieb genommen, und H1 und ZEUS beobachteten die ersten Elektron-Proton-Kollisionen in ihren Detektoren. Die vorliegende Analyse basiert auf der Betriebsperiode von September bis Oktober 1993, bei der eine integrierte Luminosität von etwa 290 $nb^{-1}$ aufgezeichnet wurde.

## 2.2 Das H1-Experiment

Der H1-Detektor ist multifunktional ausgelegt mit dem Hauptzweck, die Endzustände der ep-Streuung über einen möglichst großen Raumwinkel zu vermessen. Dabei soll der Energiefluß von Hadronen bestimmt werden und zusätzlich ein Identifizierung und Messung von geladenen Teilchen bewerkstelligt werden. Leptonen — Elektronen und Myonen — sollen dabei besonders präzise vermessen werden.

Abbildung 2.2 zeigt schematisch einen Querschnitt durch den Detektor. Der Detektor ist in azimutaler Richtung isotrop gebaut, nicht aber in Richtung der z-Achse, die durch die Bewegungsrichtung des Protonenstrahls definiert wird. Der Grund hierfür ist die im Vergleich zur Elektronenergie 25-mal höhere Protonenergie, die einen starken Lorentz-„Boost“ der im

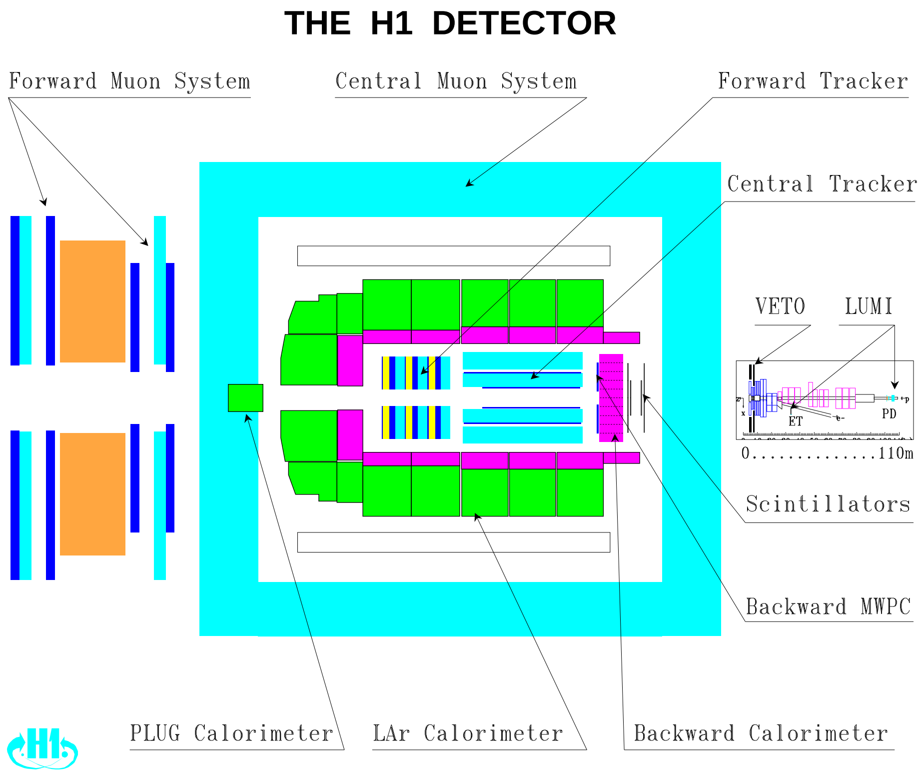


Abbildung 2.2: *Schematische Seitenansicht des H1-Detektors. Der Luminositätsdetektor LUMI in Richtung des Elektronenstrahls ist in einem kleineren Maßstab dargestellt. Protonen kommen von rechts und laufen nach links, also in die nach Definition positive z-Richtung.*

Elektron-Proton-Schwerpunktsystem erzeugten Teilchen zur Folge hat. Im Vorwärtsbereich[3] ist der Detektor deshalb aufwendiger ausgestattet, um eine bessere Messung des hadronischen Energieflusses im Vergleich zum Rückwärtsbereich zu ermöglichen.

### 2.2.1 Das Spurkammernsystem

Geladene Teilchen werden in einem Magnetfeld von 1.2 T nachgewiesen. Dieses Magnetfeld wird durch eine supraleitende Spule erzeugt, die vom Kalorimeter umgeben ist. Das Spurkammernsystem besteht aus zylindrischen Jet- und z-Kammern im Zentralbereich und je drei Radial- und Planardriftkammern im Vorwärtsbereich.

Die beiden Jetkammern CJC1 und CJC2[4] bestehen aus Signaldrähten, die in Strahlrichtung gespannt sind und eine Ortsauflösung von $170\mu m$ in azimutaler und von $2.2cm$ in z-Richtung liefern (siehe [1]). Die zwei Driftkammern CIZ und COZ[5] besitzen Signaldrähte senkrecht zur

[3] Als Vorwärtsrichtung wird die Richtung des Protonenstrahls festgelegt.
[4] Central Jet Chamber 1, 2
[5] Central Inner/Outer Z-Chamber

Strahlachse entlang der Oberfläche eines Zylinders. Sie liefern zusätzliche Spurpunkte mit einer guten Ortsauflösung in z-Richtung von $300\mu m$. Zusätzlich sind Proportionalkammern (CIP und COP[6]) mit Kathodenstreifenauslese integriert, die zur schnellen Datenauswahl im Trigger genutzt werden. Schon in der ersten Triggerstufe kann ein Triggersignal auf Spuren vom Wechselwirkungspunkt realisiert werden.

Bei den radialen Driftkammern im „Forward Tracker" sind die Drähte in radialer Richtung gespannt. Zusammen mit drei planaren Driftkammern, die Signaldrähte parallel zur Strahlachse enthalten und gegeneinander verdreht sind, ergibt sich so jeweils ein Supermodul. Es gibt insgesamt drei identische Supermodule. Die Identifikation hochenergetischer Elektronen wird noch durch Kammern verbessert, die Übergangsstrahlung messen.

Im Rückwärtsbereich existiert eine weitere Proportionalkammer, die den Auftreffpunkt geladener Teilchen auf das rückwärtige Kalorimeter bestimmt.

### 2.2.2 Die Kalorimeter

Das **Flüssig-Argon-Kalorimeter** überdeckt einen Winkelbereich von $4^o < \Theta < 153^o$. Es enthält im elektromagnetischen Teil Bleiplatten mit einer Dicke von 20-30 Strahlungslängen als Absorbermaterial und besitzt eine sehr feine Auslesesegmentierung. Für die hadronische Sektion werden Edelstahlplatten als Absorber verwendet. Sie besitzen 5-7 hadronische Absorptionslängen. Im Winkelbereich $140^o < \Theta < 153^o$ ist nur ein elektromagnetischer Kalorimeter enthalten. Das Kalorimeter ist auf die genaue Messung und Identifizierung von Elektronen und die Erzielung einer sehr guten und stabilen Energiekalibration von Elektronen und Hadronen optimiert (siehe auch [2]). Die erreichte Auflösung beträgt nach [3]:

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{12\%}{\sqrt{E}} \tag{2.1}$$

für elektromagnetische Schauer und

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{50\%}{\sqrt{E}} \tag{2.2}$$

für hadronische Schauer.

Die Kalorimetrie wird in Rückwärtsrichtung durch ein elektromagnetisches Kalorimeter aus Blei und Szintillator (BEMC[7]) ergänzt, das den Großteil der unter kleinen Winkeln gestreuten Elektronen mißt.

Ein sogenanntes Plugkalorimeter aus Kupfer und Siliziumzählern erweitert die Messung der Hadronenergie bis zu Winkeln von $0.7^o$ in „Vorwärtsrichtung".

### 2.2.3 Das Myon-Nachweissystem

Das Magnetjoch des Detektors ist aus je zehn Eisenplatten mit $7.5cm$ Stärke aufgebaut. In die Schlitze zwischen den Platten sind Streamer-Rohrkammern eingelassen, die zum einen

[6] Central Inner/Outer Proportional Chamber
[7] Backward Electromagnetic Calorimeter

die Hadronenergie messen, die nicht voll im Argon-Kalorimeter absorbiert wird. Zum anderen soll durch sie die Bestimmung von Myonen durch Messung ihrer Spur in einer Dimension unterstützt werden. Das Myon-Nachweissystem wird vervollständigt durch großflächige Streamer-Rohrkammern innerhalb und außerhalb des Eisenjochs und durch ein Spektrometer aus einem Eisentoroiden und sechs Lagen von Driftkammern in Vorwärtsrichtung.

### 2.2.4 Die Luminositätsmessung

Die Luminosität wird durch Beobachtung des Bremsstrahlungsprozesses e p $\rightarrow$ e' p $\gamma$ bei sehr kleinen Winkeln in Elektronstrahlrichtung bestimmt. Das Elektron und Photon im Endzustand werden in Koinzidenz in den elektromagnetischen Kalorimetern des Luminositätsdetektors LUMI gemessen. Er besteht aus dem „Elektron Tagger“ ET, der im Abstand von 33 m vom Zentraldetektor in Richtung des Elektronstrahls positioniert ist, und dem „Photon Tagger“, der sich im Abstand von 100 m in gleicher Richtung befindet (siehe Abbildung 2.2 kleines Bild).

# Kapitel 3

# Photoproduktionsprozesse

## 3.1 Allgemeine Beschreibung von Photoproduktionsprozessen

Im Standardmodell werden die Wechselwirkungen zwischen einem Elektron und einem Proton durch Austausch elektroschwacher Vektorbosonen ($\gamma, Z^0, W^+, W^-$) beschrieben. Verglichen mit dem Streuquerschnitt für den Photonaustausch sind Wirkungsquerschnitte mit $Z^0$- oder W-Austausch stark unterdrückt, was auf die hohe Masse der drei schwachen Eichbosonen ($Z^0, W^+, W^-$) zurückzuführen ist.

Ein Ereignis mit Photonaustausch ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt:

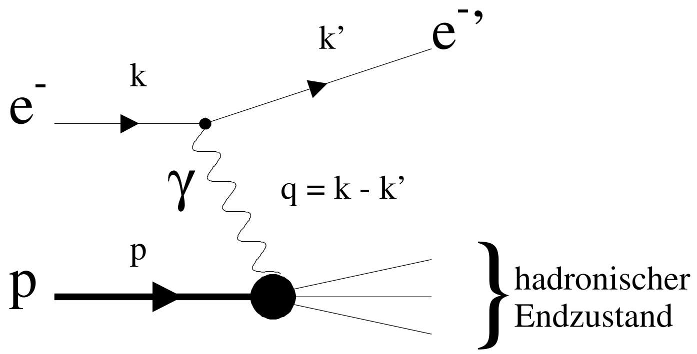


Abbildung 3.1: *Photoproduktionsprozeß, schematisch*

Das mit dem Impuls $\mathsf{k}$ einlaufende Elektron $e^-$ sendet ein Photon $\gamma$ mit Impuls $\mathsf{q}$ aus, welches auf das ebenfalls einlaufende Proton p mit Impuls $\mathsf{p}$ trifft. Die auslaufenden Teilchen sind das gestreute Elektron $e^-$ mit Impuls $\mathsf{k}'$ und beobachtbare Hadronen, die aus der Wechselwirkung zwischen Photon und Proton resultieren.

Weil der Propagator dieser Wechselwirkung proportional zum Quadrat des Photonimpulses ist ($1/\mathsf{q}^2$), unterdrückt er Anteile hoher Virtualität $Q^2$.Deshalb streut das Proton meist an einem (quasi-)reellen Photon, d. h. einem Photon mit kleinem $Q^2$.[1]

$Q^2$ ist der negative quadratische Impulsübertrag des Photons auf das Proton. Es gilt

$$Q^2 = -\mathsf{q}^2 = -(\mathsf{k} - \mathsf{k}')^2, \tag{3.1}$$

wobei $\mathsf{q}$ der Viererimpuls des Photons, $\mathsf{k}$ der Viererimpuls des einlaufenden Elektrons und $\mathsf{k}$' der Viererimpuls des gestreuten Elektrons ist.

$Q^2$ unterliegt im H1-Experiment folgenden kinematischen Einschränkungen (vgl. [5]):

$$10^{-8}\ \text{GeV}^2 < Q^2_{min} = \frac{m_e^2 y^2}{1-y} < Q^2 < s_{ep} y = Q^2_{max} = 86000\ \text{GeV}^2 \tag{3.2}$$

$m_e$ ist dabei die Masse des Elektrons, $s_{ep} = (\mathsf{k} + \mathsf{p})^2$ die quadratische Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems und y die skalierte Photonenergie

$$y = \frac{\mathsf{pq}}{\mathsf{pk}}, \tag{3.3}$$

mit

$$0 < y < 1 \tag{3.4}$$

Für $Q^2 \approx 0$ und unter Vernachlässigung der Elektronenmasse gilt ferner:

$$y = \frac{E_\gamma}{E_e}, \tag{3.5}$$

also der Energiebruchteil, den das Photon aus dem Elektron „abführen“ kann.

Ereignisse bei kleinem $Q^2$ ($0 < Q^2 < 4\ \text{GeV}^2$) bzw. kleinem Streuwinkel bezeichnet man bei HERA konventionsgemäß als Photoproduktionsereignisse.

Im folgenden seien weitere kinematische Variablen eingeführt, die unsere Ereignisse charakterisieren:

- Um das Raumwinkelelement, in das ein Teilchen gestreut wird, zu beschreiben, benützt man den Azimutwinkel $\Phi$ und den Polarwinkel $\Theta$ . Da aber $\Theta$ nicht invariant unter Lorentz-Transformationen entlang der Strahlachse ist, bei HERA aber der Protonimpuls stark gegenüber dem Elektronimpuls überwiegt ($\mathbf{k}/\mathbf{p} \ll 1$), und deshalb das Laborsystem einen starken Lorentz-Boost entlang der negativen z-Richtung gegenüber dem ep-Schwerpunktssystem besitzt, führt man die Rapidität y ein, die durch

  $$y = \frac{1}{2} \cdot ln(\frac{E + p_{||}}{E - p_{||}}) \tag{3.6}$$

  definiert ist. Differenzen in y sind invariant unter Lorentztransformationen entlang der Strahlachse. E sei die Energie des Teilchens, $p_{||}$ der zur Strahlachse (z-Achse) parallele Teil des Teilchenimpulses $\mathbf{p}$ .

[1] Da das reelle Photon masselos ist, ergibt sich sein quadratischer Viererimpuls aus Lorentzinvarianz-Gründen stets zu 0. Wenn ein Photon nun also ein nichtverschwindendes $Q^2$ besitzt, dann ist dies nur innerhalb der Unschärferelation möglich; das Photon wird dann als virtuell bezeichnet und $Q^2$ ist das Maß für seine Virtualität.

- Sei M die invariante Masse eines Teilchens im Endzustand mit $M^2 = E^2$-$\mathbf{p}^2$, so kann man die Pseudorapidität $\eta$ als asymptotischen Wert der Rapidität y im Limes $M^2/E^2 \rightarrow 0$ einführen. Sie hängt direkt mit $\Theta$ über

$$\eta = -\ln(\tan(\frac{\Theta}{2})) \tag{3.7}$$

zusammen. Differenzen in $\eta$ sind ebenfalls invariant unter Lorentz-Boosts. Der Ort eines gestreuten Teilchens wird nun durch seine $(\eta, \Phi)$-Koordinaten festgelegt.

- Als transversale Energie des Teilchens definiert man:

$$E_T = \sqrt{{p_T}^2 + M^2}, \tag{3.8}$$

wobei $p_T$ der zur Strahlachse senkrechte Teil des Teilchenimpulses $\mathbf{p}$ ist. $E_T$ ist wie $p_T$ und $M^2$ invariant unter Lorentz-Boosts entlang der z-Achse, und für masselose Teilchen gilt

$$E_T = p_T. \tag{3.9}$$

- Die gesamte Teilchenenergie E beträgt

$$E = \sqrt{{p_T}^2 + M^2} cosh(y) = E_T cosh(y) \tag{3.10}$$

- Der $4^{er}$-Impuls eines (auslaufenden) Teilchens kann also in der Form

$$\mathsf{p} = (E_T cosh(y), p_T cos(\Phi), p_T sin(\Phi), p_T sinh(\eta)) \tag{3.11}$$

geschrieben werden.

## 3.2 Unterschiedliche Arten von Photoproduktionsereignissen

Während das Photon in der tiefinelastischen Streuung (hohe Virtualität; nach HERA-Konvention $Q^2 > 4GeV^2$) im wesentlichen punktförmig an die Quarks im Proton koppelt, gibt es für kleine $Q^2$ ein vielfältiges Spektrum an möglichen Prozessen. Hier seien die für diese Arbeit wichtigsten zusammengestellt:

### 3.2.1 Periphere Streuung zweier ausgedehnter Objekte

Der Großteil der Photoproduktionsprozesse besteht aus peripheren Streuungen von zwei ausgedehnten Objekten aus dem Proton und dem Photon. Zu ihnen gehören elastische, einfach und zweifach diffraktive Streuungen und der weiche Anteil von nichtdiffraktiven, inelastischen Wechselwirkungen. Letzterer sorgt für kleine Transversalimpulse der Hadronen im Endzustand. Diese Prozeß wird als Beispiel in Abbildung 3.2 gezeigt.

Dieser Prozeß zeichnet sich dadurch aus, daß man in einem großen Bereich der Rapidität $\eta$ Teilchen im Detektor beobachten kann, deren mittlerer Transversalimpuls um die 300 MeV beträgt. Er wird dadurch erklärt, daß das Photon in ein Vektor-Meson mit kleiner Masse

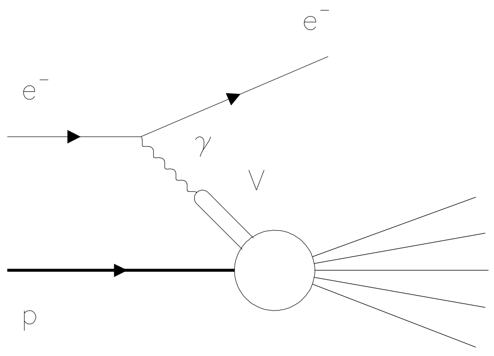


Abbildung 3.2: *weicher Prozeß aufgrund einer nichtdiffraktiven inelastischen Streuung*

($\rho^0$, $\omega$, $\Phi$) (mit der Rate 9:1:2) fluktuiert ist. Dies kann durch das sogenannte **Vektor-Mesonen-Dominanzmodell VMD** beschrieben werden. Dann wechselwirkt das Meson als ausgedehntes Teilchen mit dem ausgedehnten Proton, was durchaus mit Daten aus der hochenergetischen Meson-Proton-Streuung vergleichbar ist [4].

Im folgenden beschäftigt sich diese Arbeit mit dieser Art von Prozessen nicht weiter. Es werden ausschließlich harte Streuprozesse behandelt, d. h. Ereignisse, in denen hohe Transversalimpulse gemessen werden.

### 3.2.2 Prozesse mit harter Wechselwirkung

Bei diesen Ereignissen beobachtet man experimentell stark kollimierte Hadronen-Schauer, die man als **Jets** bezeichnet. Sie haben hohe Transversalimpulse und werden durch elastische Parton-Parton Streuprozesse erklärt, die in der QCD störungstheoretisch berechnet werden. Die aus dem harten Streuprozeß herauslaufenden Partonen besitzen dann mindestens ein bis zwei GeV Transversalimpuls. Schließlich fragmentieren sie über nichtperturbative Prozesse in Hadronen, die man als Jets im Detektor nachweisen kann. Mit der Messung von Jets können harte Streuprozesse nachgewiesen werden.

Die Unterschiedlichkeit der harten Streuprozesse führt zu einer weiteren Klassifikation der harten Photoproduktion, die hier unter Betrachtung von Prozessen in führender Ordnung Störungstheorie — die sogenannte **Leading Order LO** — vorgestellt wird.

#### VMD resolved

Abbildung 3.3 a) zeigt diese harte Streuung, bei der zunächst das Photon in ein leichtes Vektormeson nach dem VMD fluktuiert, dann aber, im Unterschied zum weichen Prozeß in 3.2.1, eine harte Wechselwirkung zwischen einem Parton aus dem Photon [2] und einem Parton aus dem Proton stattfindet. Nur dieser harte Streuprozeß kann perturbativ durch die Theorie der starken Wechselwirkung Quantenchromodynamik (QCD) berechnet werden. Die Überreste (engl: **remnant**) von Proton und Photon, die aus den Partonen bestehen,

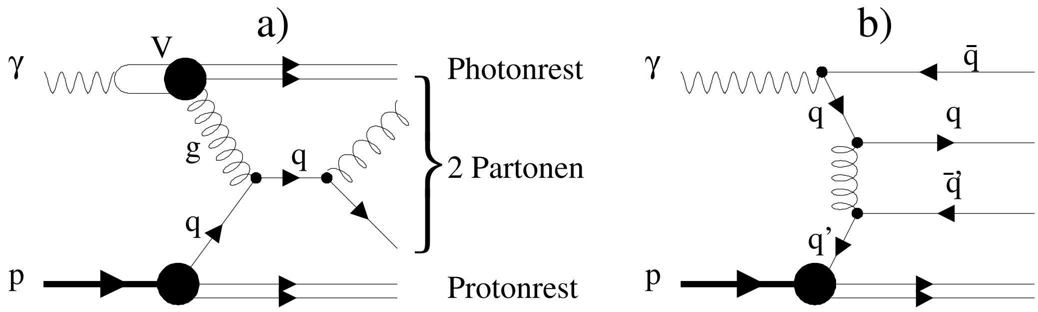


Abbildung 3.3: *Beispiele für aufgelöste Photonenprozesse in niedrigster Ordnung QCD: a) VMD-Anteil: das Photon fluktuiert in ein Vektormeson und wechselwirkt als Hadron mit dem Proton, b) anomaler Anteil: das Proton bildet ein $q\bar{q}$-Paar und eines der Quarks wechselwirkt mit dem Proton. Aus dem harten Streuprozeß kommen zwei Partonen mit hohen Transversalimpulsen.*

die am harten Prozeß nicht teilgenommen haben — die sogenannten Zuschauer-Partonen — , sind farbgeladen und fragmentieren daher in Hadronen. Die Signatur eines aufgelösten Photoproduktionsereignisses nach dem VMD zeichnet sich also durch das Vorhandensein sowohl eines Photon- als auch eines Protonrests aus, die zusätzlich zu den zwei Jets aus den Partonen der harten Wechselwirkung gemessen werden. Abbildung 3.4 veranschaulicht das anhand eines 2-Jet-Ereignisses — das entspricht einem Streuprozeß mit zwei Partonen im Endzustand nach LO-Störungstheorie — im sogenannten „event-display“:

Deutlich erkennt man hier die zwei gefundenen Jets als kollimierte Hadronenschauer anhand der Energiedeposition im Flüssig-Argon-Kalorimeter und den Energiefluß im Rückwärtsbereich des Detektors, den man mit den Überresten des Photons identifiziert. Der Protonrest ist im wesentlichen in der Strahlachse verschwunden und nur ganz in der Nähe der Strahlachse im Flüssig-Argon-Kalorimeter im Vorwärtsbereich zu erkennen.

#### Anomaler resolved Prozeß

Im Unterschied zu einem aufgelösten Prozeß nach dem VMD hat sich hier bei der Fluktuation des Photons in ein Quark-Antiquark-Paar zum Zeitpunkt der Wechselwirkung mit dem Proton noch keine mesonische Struktur ausgebildet, so daß das Quark (Antiquark) punktförmig an die elektrische Ladung des Protons koppelt. Abbildung 3.3 b) zeigt den Feynman-Graphen eines solchen Prozesses.

[2] Das Photon ist also aufgelöst, englisch: **resolved**

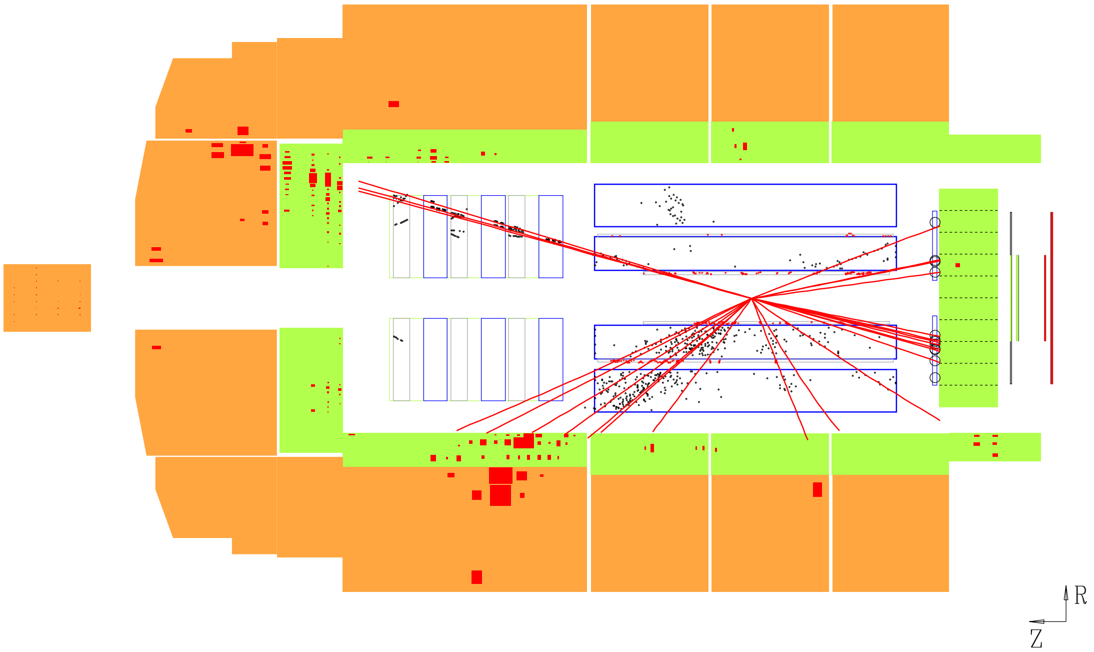


Abbildung 3.4: *2-Jet-Photoproduktion mit Photon-Rest*

### Direkte Prozesse

Bei den sogenannten direkten Prozessen (engl.: **direct**), koppelt das Photon punktförmig an ein Parton des Protons. Das „gesamte" Photon nimmt direkt an der harten Wechselwirkung teil. Man unterscheidet den **QCD-Compton-Prozeß** ( 3.5 a) ), bei dem das Photon an einem Quark aus dem Proton streut und ein Quark und ein Gluon aus der harten Streuung herauskommen, von der **Photon-Gluon-Fusion** ( 3.5 b) ), bei der im harten Streuprozeß das Photon mit einem Gluon „verschmilzt" — also eben wechselwirkt — , so daß ein Quark-Antiquark-Paar entsteht. Als experimentelle Signatur findet man für direkte Ereignisse zwei Jets und zusätzlich Teile des Proton-Rests, aber keine Anzeichen für einen Photonrest, wie Abbildung 3.6 zeigt.

### Die Schwerpunktsenergie der harten Streuung

Die quadratische Schwerpunktsenergie $\hat{s}$ des harten Streuprozesses ist geringer als die ursprüngliche Schwerpunktsenergie der Strahlteilchen $s_{ep}$, weil das Photon nur den Energieanteil $E_\gamma = yE_e$ in der Näherung von Gleichung 3.5 aus dem Elektron und das Parton aus dem Photon — soweit es sich um einen aufgelösten Prozeß handelt — nur den Energiebruchteil $x_\gamma E_\gamma = x_\gamma y E_e$ und das Parton aus dem Proton nur die Energie $x_p E_p$ mit in die harte Streuung einbringen können.

Folgende kinematische Variablen sind hierbei verwendet worden:

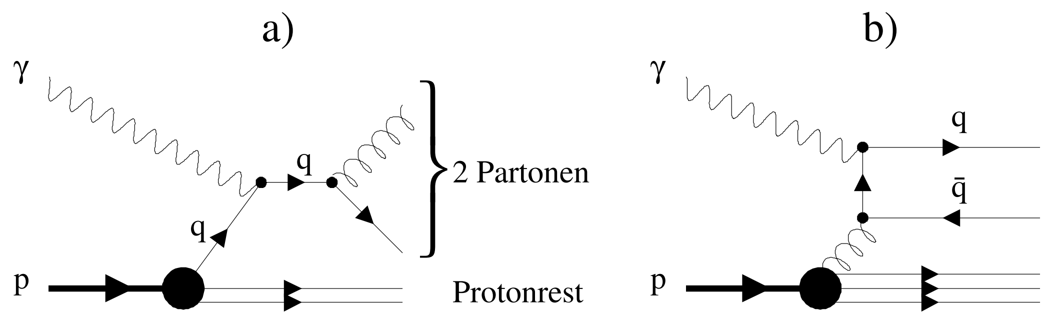


Abbildung 3.5: *Direkte Photonenprozesse in niedrigster Ordnung QCD: a) QCD-Compton-Streuung, b) Photon-Gluon-Fusion. Es entstehen zwei Partonen mit hohen Transversalimpulsen.*

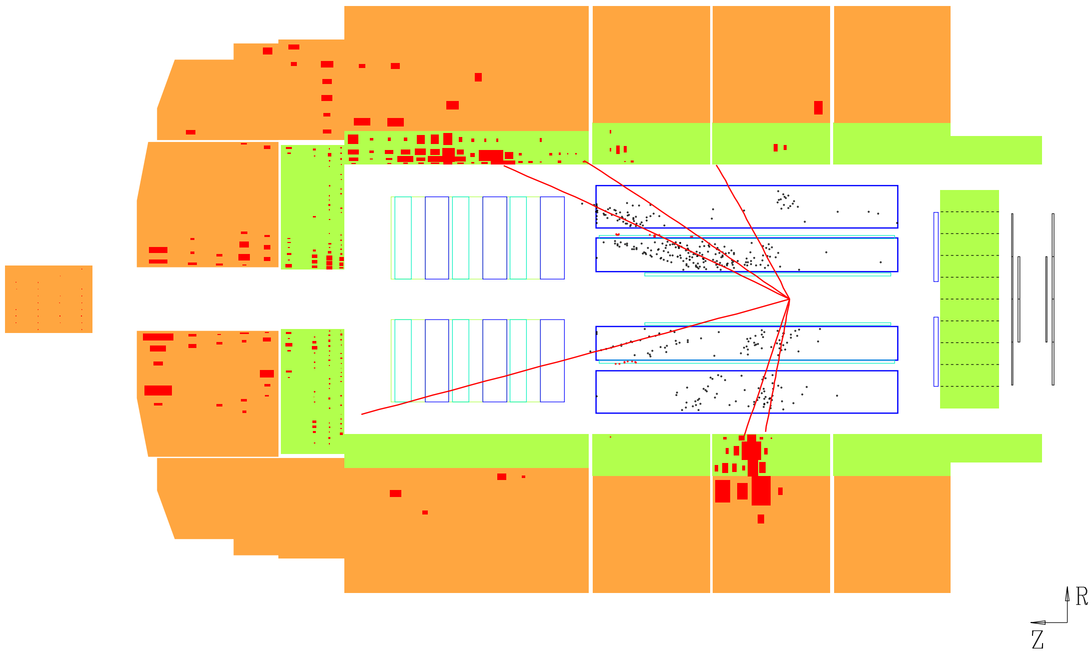


Abbildung 3.6: *2-Jet-Photoproduktion mit Proton-Rest*

Die quadratische Schwerpunktsenergie des harten Streuprozesses $\hat{s}$ berechnet sich als das Quadrat der Summe der Viererimpulse aller Partonen im Endzustand:

$$\hat{s} = (\sum_i \mathsf{p}_i)^2, \tag{3.12}$$

wobei $\mathsf{p}_i$ den Viererimpuls des Partons i darstellt.

Die quadratische Schwerpunktsenergie der ursprünglichen Strahlteilchen $s_{ep}$ beträgt:

$$s_{ep} = (\mathsf{k} + \mathsf{p})^2 \approx 4E_e \cdot E_p \tag{3.13}$$

Die Näherung gilt für kleine Proton- und Elektronmassen.

Der Impulsanteil, den das Parton aus dem Photon in den harten Streuprozeß mitnimmt, kann in führender Ordnung Störungstheorie über die zwei Partonen im Endzustand berechnet werden. Es ergibt sich bei $Q^2 \approx 0$

$$x_\gamma = \frac{\mathsf{p}(\mathsf{p}_1 + \mathsf{p}_2)}{\mathsf{p} \cdot \mathsf{q}} \tag{3.14}$$

$\mathsf{p}$ ist der $4^{er}$-Impuls des Protons, $\mathsf{q}$ der Impuls des Photons, und $\mathsf{p}_1$ und $\mathsf{p}_2$ sind die Impulse der Partonen aus der harten Streuung.

Für masselose Partonen gilt:

$$x_\gamma = \frac{E_T^{parton1} e^{-\eta_{parton1}} + E_T^{parton2} e^{-\eta_{parton2}}}{2 \cdot E_\gamma} \tag{3.15}$$

$\eta_{partoni}$ ist die Pseudorapidität des Partons i aus der harten Wechselwirkung. Es gilt

$$0 \leq x_\gamma \leq 1 \tag{3.16}$$

$x_p$ ist der Impulsanteil, den das Parton dem Proton entnimmt:

$$x_p = \frac{\mathsf{q}(\mathsf{p}_1 + \mathsf{p}_2)}{\mathsf{p} \cdot \mathsf{q}} \tag{3.17}$$

Unter Vernachlässigung der Partonmasse gilt:

$$x_p = \frac{E_T^{parton1} e^{\eta_{parton1}} + E_T^{parton2} e^{\eta_{parton2}}}{2 \cdot E_p} \tag{3.18}$$

mit

$$0 \leq x_p \leq 1 \tag{3.19}$$

Schließlich gilt für Prozesse mit aufgelöstem Photon:

$$\hat{s} = y\ x_\gamma\ x_p\ s_{ep} = 4\ y\ x_\gamma\ x_p\ E_e\ E_p \tag{3.20}$$

### Bemerkung

Anhand der Variablen $x_\gamma$ kann man also direkte von aufgelösten Prozessen unterscheiden. Bei direkten Prozessen muß $x_\gamma = 1$ gelten, während bei aufgelösten Prozessen $x_\gamma < 1$ sein muß. Wie man $x_\gamma$ aus dem Experiment rekonstruieren kann, ist in Abschnitt 10.2 nachzulesen.

Bei Prozessen höherer Ordnung, wo zum Beispiel drei oder mehr Partonen im Endzustand sein können, kann man direkte und aufgelöste Prozesse nicht mehr voneinander unterscheiden. Auf Prozesse in nächsthöherer Ordnung zur führenden Ordnung QCD[3] wird im Kapitel 7 näher eingegangen.

[3] Sie heißt **NLO** (Next to Leading Order).

### 3.2.3 Wozu soll man Jets studieren?

Weiche Prozesse unterscheiden sich also von solchen, die eine harte Streuung beinhalten, in der experimentellen Beobachtung dadurch, daß bei den harten Streuungen Jets gemessen werden, also stark um die Jetrichtung kollimierte Hadronenschauer.

Was aber ist ein Jet eigentlich qualitativ betrachtet? Der Theoretiker (siehe [15]) würde antworten: Ein Jet ist ein hadronischer Schutt, der entsteht, wenn ein Quark, ein Antiquark oder ein Gluon im Impulsraum isoliert ist, und somit dazu tendiert, im Konfigurationsraum isoliert zu werden. Das Standard-Modell-Dogma des **Confinement** stellt aber sicher, daß das farbgeladenen Parton in einen farbneutralen Endzustand **fragmentiert**: Das sind die im Experiment nachweisbaren Hadronen.

Im Prozeß der Fragmentation werden auf die Hadronen allerdings nur „weiche“ Transversalimpulse relativ zur Impulsrichtung des ursprünglichen Partons übertragen. Sie liegen etwa bei 300 MeV und sind klein gegenüber dem Partonimpuls, der typischerweise in der Größenordnung von einigen GeV liegt. Deshalb unterscheidet sich die Impulsrichtung der Hadronen im Endzustand nicht wesentlich von der Impulsrichtung des ursprünglichen Partons, was zur Folge hat, daß ein stark um die Partonrichtung kollimierter Schauer von Hadronen entsteht. Dies ermöglicht es, den Jet mit dem ihn initiierenden Parton aus der harten Streuung zu identifizieren: er ist sozusagen der „Fußabdruck“ des zugrundeliegenden Partons aus der harten Streuung ([16]).

Somit lohnt es sich, den Jet an sich zu analysieren, um Rückschlüsse auf das ihn erzeugende Parton zu ziehen. Wenn dieser Schritt verstanden ist, kann man über die Messung des Jets und somit über die Bestimmung des Partons, Studien über die harte Wechselwirkung betreiben. Hier gilt es beispielsweise, die Gültigkeit der Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik QCD, nachzuprüfen, oder in der Photoproduktion die hadronische Struktur des Photons auszumessen.

# Kapitel 4

# Monte-Carlo-Generator für Photoproduktionsprozesse

Um die Daten mit den theoretischen Vorhersagen und Modellen vergleichen zu können, werden im H1-Detektor harte $\gamma$p-Wechselwirkungen mit der Monte-Carlo-Methode simuliert. Hier wird erklärt, wie der für diese Analyse verwendete Ereignisgenerator PYTHIA 5.6 arbeitet und wie die Ereignissimulation für diese Analyse durchgeführt wurde. Die Simulation gliedert sich in zwei Abschnitte:

## 4.1 Generierung von Ereignissen

Zur Berechnung der Abstrahlung eines quasireellen Photons von dem Elektron wird das Programm IJRAY [6] benutzt. Durch den Ereignisgenerator PYTHIA [7] werden direkte und aufgelöste Photon-Proton-Kollisionen generiert. Diese Simulation basiert auf der Beschreibung einer harten Parton-Parton-Streuung unter Verwendung von QCD Matrix-Elementen in führender Ordnung Störungstheorie. Durch „Partonen-Schauer" im Anfangs- und Endzustand werden Korrekturen höherer Ordnung berücksichtigt. Dabei wird berücksichtigt, daß ein Quark ein Gluon abstrahlen, bzw.,daß ein Gluon ein Quark-Antiquark-Paar erzeugen kann. Durch die Abstrahlung im Anfangszustand erhält das Schwerpunktsystem des harten Streuprozesses einen Transversalimpuls, der dazu führt, daß die beiden auslaufenden Partonen nicht in $p_T$ balanciert sind. Auf die Parton-Schauer-Methode wird in Kapitel 7.2 nochmals eingegangen.

Die starke Kopplungskonstante $\alpha_s$ wurde in erster Ordnung QCD unter Benutzung von $\Lambda_{QCD} = 200$ MeV für vier Flavours berechnet. Sowohl in die Renormalisierungsskala als auch in die Faktorisierungsskala wurde der Transversalimpuls $p_T$ aus der harten Parton-Parton-Streuung eingesetzt. Die hier verwendete QCD-Berechnung ist für Prozesse mit kleinem Transversalimpuls der Partonen aus der harten Wechselwirkung divergent. Deshalb mußte in PYTHIA ein unterer Abschneideparameter eingeführt werden, der $p_T \geq 2$ GeV verlangt.

Durch Monte-Carlo-Integration wird eine Faltung der QCD-Matrixelemente mit den Partondichteverteilungen durchgeführt. Für die Proton-Struktur wurde eine Partondichte-Parametrisierung in führender Ordnung verwendet, und zwar GRV-LO [8]. Die LO-Parametrisierung GRV-LO [9] wurde für die Photon-Struktur benutzt.

Wenn man ein Hadron als ein „Bündel" von Partonen auffaßt, liegt es nahe, daß es innerhalb einer Hadron-Hadron-Kollision zu mehreren Parton-Parton-Wechselwirkungen kommen kann. PYTHIA verfügt über die Möglichkeit von solchen zusätzlichen Wechselwirkungen innerhalb eines Ereignisses, die man als **Vielfachwechselwirkungen** bezeichnet. Es handelt sich um LO-QCD-Prozesse zwischen Partonen des Photonrests und Partonen des Protonrests. Diese Wechselwirkungen sind aber überwiegend weiche Prozesse, die sich im Mittel durch einen zusätzlichen „flachen" Energiefluß ohne jetartige Strukturen bemerkbar machen. Die Wahrscheinlichkeit für eine zweite harte Parton-Parton-Kollision ist vernachlässigbar gering. Diese Vielfachwechselwirkung ist schon ist schon für Proton-Antiproton-Kollisionen verwendet worden [7, 10].

Zur Beschreibung der Hadronisierung nach dem LUND Fragmentationsschema wurde das Programmpaket JETSET benutzt [11]. Dabei nimmt man an, daß farbladungstragende Partonen durch „Strings" miteinander verbunden sind, die die Energie im Farbfeld beschreiben. Da aus der Hadronspektroskopie bekannt ist, daß die starke Wechselwirkung bei großen Abständen auf ein linear ansteigendes Potential führt [12], ordnet man den Strings eine konstante Energie pro Längeneinheit von $\kappa \approx 1$ GeV/fm zu. Die Strings können bei genügend großer Länge — also bei genügend großem Abstand der farbgeladenen Teilchen — unter Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren aufbrechen. Auch für Stringfragmente wird dieser Prozeß fortgesetzt, bis deren Energie nicht mehr zur Bildung von neuen Quark-Antiquark-Paaren ausreicht. Die entstandenen Partonen werden dann zu Hadronen zusammengefaßt. Für nicht stabile Teilchen werden anschließend Zerfallsprozesse simuliert.

## 4.2 Detektorsimulation

Nach der Generierung der Ereignisse müssen noch die resultierenden Signale des Detektors simuliert werden. Dies wurde im Rahmen des Programmpakets GEANT [13] realisiert. Nach dieser Simulation stehen die Monte-Carlo-Ereignisse in gleicher Form wie die Rohdaten zur Verfügung und können mit dem gleichen Rekonstruktionsprogramm, das auch für die Daten benutzt wird, weiterverarbeitet werden. Die generierten Ereignisse erlauben demnach die Berechnung von Korrelationen zwischen im Detektor rekonstruierten Jets und der Kinematik der Partonen, die die Jets initiieren. Diese Korrelationen werden für das Studium der Parton-Parton-Streuprozesse anhand von beobachteten Jets in den Daten verwendet.

# Kapitel 5

# Definitionen von Konus-Jetalgorithmen

## 5.1 Die allgemeine Definition für Jets

Bevor man Jets vermessen will, muß man sich zunächst klarmachen, wie eine solche Observable überhaupt zu definieren ist. A priori ist diese Definition zwar willkürlich (siehe [16]), sie muß jedoch gewisse wohldefinierte Voraussetzungen erfüllen. So muß von der Definition gefordert werden, daß sie sowohl für theoretische Berechnungen der Quantenchromodynamik verwendbar ist, als auch im Experiment praktikabel eingesetzt werden kann.

Sie ist stets eine Kombination zweier Vorschriften:

#### Rekombinationskriterium

> *Bei nach Voraussetzung vorgegebener Jetachse werden die Teilnehmer am Jet bestimmt.*

#### Definition der Jetparameter

> *Aus den vorgegebenen Jetteilnehmern wird die Jetachse berechnet, und die Energie und der Impuls des Jets werden festgelegt.*

Nun ist es die Aufgabe eines Jetalgorithmus, von einem gewissen Startpunkt ausgehend iterativ einen Fixpunkt zu suchen, an dem beide Vorschriften miteinander kompatibel sind. Dieser Fixpunkt entspricht dann einer Zuordnung der auslaufenden Teilchen zu „den“ Jets. Im Experiment benötigt man eine zusätzliche Konvention über den Startpunkt (**Initiator**). Das wird ganauer in Abschnitt 5.3 erklärt.

## 5.2 Der Snowmass-Accord

Bei Elektron-Proton-Streuexperimenten stimmt das Laborsystem mit dem partonischen Schwerpunktsystem im allgemeinen nicht überein. Außerdem ist beim H1-Experiment aufgrund des größeren Impulses des Protons gegenüber dem Impuls des Elektrons, $p_e/p_p \ll 1$, das Schwerpunktssystem stark in z-Richtung geboostet. Aus diesem Grund muß man eine Jetdefinition verwenden, die invariant gegenüber dem Lorentz-Boost in z-Richtung ist. Unter dieser Voraussetzung hat man sich auf folgende Definition geeinigt [14]:

### Rekombinationskriterium

Ein Teilchen i[1] mit der Pseudorapidität $\eta_i$ und dem Azimut $\Phi_i$ wird dann als Jetteilnehmer festgelegt, wenn es in einen Kegel um die Jetachse gestreut wird. Dieser Kegel wird durch einen Kreis mit Radius R in der $(\Delta\Phi,\Delta\eta)$-Ebene definiert. Dem Kreismittelpunkt entspricht dabei die Jetachse. Für einen Teilnehmer i muß deshalb gelten:

$$(\Delta\eta_i)^2 + (\Delta\Phi_i)^2 \equiv R_i^2 \leq R^2 \tag{5.1}$$

$\Delta\eta_i$ und $\Delta\Phi_i$ stellen dabei den Abstand des Teilchens i von der Jetachse in $\eta$- bzw. $\Phi$-Richtung dar:

$$\Delta\eta_i = \eta_i - \eta^{jet} \tag{5.2}$$

$$\Delta\Phi_i = \Phi_i - \Phi^{jet} \tag{5.3}$$

$R_i$ ist der radiale Abstand von der Jetachse in $\eta$-$\Phi$-Koordinaten.

Zur Veranschaulichung der Definition siehe Abbildung 6.1: Alle Teilchen, die innerhalb des Kreises mit Radius R liegen, gehören zum Jet.

### Definition der Jetparameter

Wenn die Teilchen i mit der transversalen Energie $E_{T_i}$, der Pseudorapidität $\eta_i$ und dem Azimut $\Phi_i$ als Jetteilnehmer feststehen, so errechnen sich die Jetparameter $E_T^{jet}$, $\eta^{jet}$ und $\Phi^{jet}$ durch folgende Forderungen:

$$\begin{aligned} E_T^{jet} &= \sum_i E_{T_i} \\ \eta^{jet} &= \frac{1}{E_T^{jet}} \sum_i \eta_i E_{T_i} \\ \Phi^{jet} &= \frac{1}{E_T^{jet}} \sum_i \Phi_i E_{T_i} \end{aligned} \tag{5.4}$$

Die Jetachse entspricht also dem Schwerpunkt der transversalen Energie der Jetteilnehmer i in der $(\Delta\Phi,\Delta\eta)$-Ebene.

[1] Je nach Verwendung der Jetdefinition in Theorie bzw. Experiment werden für die Teilchen i Partonen oder Hadronen, bzw. Kalorimeterzellen im Detektor gesetzt.

## 5.3 Der QJCONE-Algorithmus

Der für diese Arbeit verwendete Jetalgorithmus heißt **QJCONE** und basiert auf der Snowmass-Definition. Er soll kurz qualitativ erklärt werden, auch um zu dokumentieren, wie die Iteration unter Benutzung der beiden Definitionskriterien stattfindet. Die jeweils in der Datenselektion verwendeten Werte für die Parameter des Algorithmus sind hier schon angegeben.

Zunächst definiert der Algorithmus ein Gitter in $\eta$ und $\Phi$, das beide Richtungen in Abschnitte konstanter Breite unterteilt. Dies zerlegt den $\eta$-$\Phi$-Raum im Bereich $(-3 \leq \eta \leq 3)$ und $(0 \leq \Phi \leq 2\pi)$ in ein Gitter mit jeweils 20 Unterteilungen in beiden Dimensionen.

In jedes so entstandene Flächensegment wird nun der Transversalimpuls der entsprechenden Zellen des Flüssig-Argon-Kalorimeters eingegeben. Alle Zellen mit einem gewissen Mindestimpuls $p_{T_{min}} \geq 0.2$ GeV gelten als Initiatorzellen für die Iteration. So wird jede dieser Zellen als Zentrum eines Konus gesetzt und gilt somit als potentieller „Jetkandidat“.

Nun werden alle Transversalimpulse derjenigen Zellen summiert, die sich innerhalb des jeweiligen Konus der Initiatorzellen befinden. Diese Zuordnung findet nach dem Rekombinationskriterium statt, wenn in Gleichung 5.1 für jedes Teilchen i eine Zelle gesetzt wird. Daraufhin wird für jeden Konus die totale Transversalenergie bestimmt, was nach der Definition der Jetparameter in Gleichung 5.4 geschieht, wenn man die Teilchen durch Zellen ersetzt.

Jetzt werden alle Konusse um die Initiatorzellen nach absteigenden Werten ihrer totalen Transversalenergie sortiert, wenn die Werte 4.5 GeV übersteigen. Der Konus mit dem größten $p_T$ wird als erster Jet genommen. Alle Zellen, die in ihm liegen, werden aus der weiteren Berechnung herausgenommen.

Unter Ausschluß dieser Zellen für den ersten Jet wird der totale Transversalimpuls der restlichen Jetkandidaten neu berechnet, und es wird erneut nach $p_T$ sortiert. Der nun $p_T$-reichste Jet wird als zweiter Jet genommen, wenn auch bei ihm $p_T > 4.5$ GeV gilt. Wieder werden alle Zellen, die in seinem Konus liegen, aus der weiteren Betrachtung herausgenommen. Diese Prozedur wiederholt sich solange, bis kein Jetkandidat mehr übrigbleibt.

Eine genauere Beschreibung des Algorithmus findet sich in [19].

# Kapitel 6

# Meßgrößen zur Bestimmung des Energieflusses in und um Jets

In diesem Kapitel sollen Größen definiert werden, mit denen man den Energiefluß in und um Jets vermessen kann. Dieser transversale Energiefluß um die Jetachse wird im folgenden als $E_T$-Profil des Jets bezeichnet. In einem weiteren Abschnitt wird gezeigt, wie sich die Meßgrößen mit unterschiedlichen Energieflüssen um die Jetachse ändern.

## 6.1 Das integrale $E_T$-Profil

Als integrales $E_T$-Profil wird eine Funktion $\rho(r; R)$ bezeichnet, die den mittleren Anteil der Transversalenergie in einem inneren Subkonus mit Radius $r$, $r \leq R$, relativ zur gesamten Transversalenergie des Jets mit Konusradius $R$ mißt.

In Abbildung 6.1 wird das verdeutlicht: Der vom Algorithmus konstruierte Jetkonus ist im $\eta$-$\Phi$-Koordinatensystem ein Kreis $C_R$ mit Radius $R$, wobei die Jetachse im Kreismittelpunkt liegt. Der innere Subkonus ist ebenfalls ein Kreis $C_r$, und zwar mit Radius $r$ und der Jetachse als Kreismittelpunkt. Die Funktion $\rho(r; R)$ gibt in $\eta$-$\Phi$-Koordinaten jenen Bruchteil der Gesamtenergie des Jets an, der im inneren Kreis mit Radius $r$ deponiert ist. Dabei wird allerdings über alle Ereignisse gemittelt. Für $r \to R$ gilt $\rho \to 1$, was verdeutlicht, daß $\rho(r; R)$ auf die Gesamtenergie des Jets normiert ist. Die Größe $1 - \rho$ gibt nun an, welcher Energieanteil in den äußeren Kreisring $K_R^r$ der Breite $R - r$ gestreut wird.

Anhand dieser Funktion kann man also Rückschlüsse auf die transversale Energieverteilung um die Jetachse ziehen: Wenn $\rho$ bereits für kleine Subkonusradien $r$ relativ große Werte annimmt, ist die Energie stark im Nahbereich der Jetachse konzentriert. Bleibt $\rho$ selbst für große Radien $r$ relativ klein, werden auch in größeren Entfernungen von der Jetachse erhebliche Energieflüsse registriert.

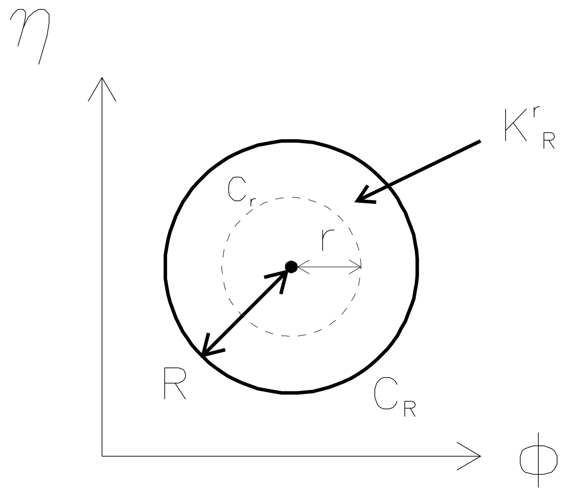


Abbildung 6.1: *Das Zustandekommen des integralen $E_T$-Profils*

## 6.2 Das radiale differentielle $E_T$-Profil

Eine vielleicht etwas anschaulichere Darstellung der Energieflußverteilung im Jet ist die differentielle. Hier wird die transversale Energie in einem Kreisring der Breite $dr$ im Abstand $r$ von der Jetachse gemessen (Abbildung 6.2). Diese Größe ergibt sich aus $\rho(r;R)$ durch Bildung der partiellen Ableitung nach $r$ und durch Multiplikation mit der gesamten Jetenergie $E_T^{jet}$:

$$\frac{dE_T(r;R)}{dr} = E_T^{jet} \cdot \frac{\partial\rho(r;R)}{\partial r} \tag{6.1}$$

## 6.3 Das differentielle $E_T$-Profil in $\Delta\Phi$- und $\Delta\eta$-Projektion

Das H1-Experiment ist zwar in azimutaler Richtung symmetrisch aufgebaut, nicht aber in Richtung der Pseudorapitität, weil mit dem Elektron und Proton zwei unterschiedliche Teilchen mit unterschiedlichen Impulsen kollidieren. Deshalb ist es sicherlich sinnvoll, differentielle Energieprofile in azimutaler $dE_T/d\Phi$ und polarer — natürlich unter Verwendung der Pseudorapidität $\eta$— Projektion $dE_T/d\eta$ zu betrachten[1]. In Kapitel 9 werden die unterschiedlichen Energieflüsse für beide Projektionen (Abbildung 9.2 bzw. 9.3) in den Daten gezeigt.

[1]Wenn im folgenden nicht ausdrücklich erwähnt wird, daß das radiale differentielle Profil gemeint ist, versteht man unter einem *differentiellen $E_T$-Profil* immer ein Profil in einer der beiden Projektionen

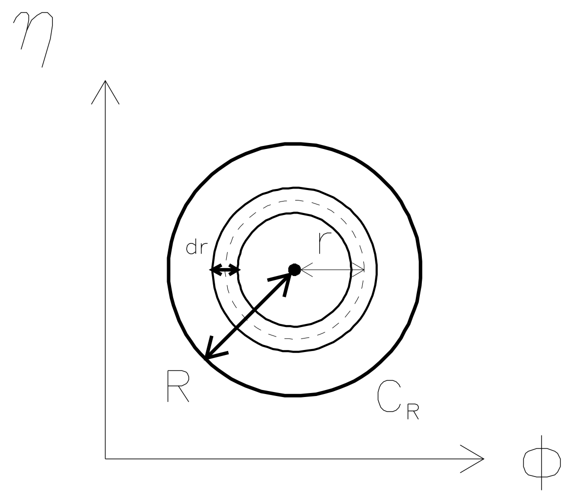


Abbildung 6.2: *Das Zustandekommen des radialen differentiellen $E_T$-Profils*

### 6.3.1 Das differentielle Profil in $\Delta\Phi$-Projektion

Es wird zuerst geschildert, wie ein Profil in azimutaler Projektion zustandekommt: siehe dazu Abbildung 6.3. Aus dem $\eta$-$\Phi$-Raum wird der Bereich $-1.0 \leq \Delta\eta \leq 1.0$ herausgeschnitten, in dem der Jetkonus mit Radius $R = 1.0$ vollständig enthalten ist. $\Delta\eta$ ist der Abstand in Richtung der Pseudorapidität von der Jetachse. Der Bereich des azimutalen Abstands $\Delta\Phi$ von der Jetachse ($-\pi \leq \Delta\Phi \leq \pi$) wird in 31 gleiche Teile der Größe $\Delta(\Delta\Phi)$zerlegt. Man erhält also lauter Rechtecke mit der Breite $\Delta(\Delta\Phi) = \frac{2\pi}{31}$ und der Länge $\Delta(\Delta\eta)$=2.0. Nun wird für jedes Ereignis die in einem solchen Rechteck deponierte transversale Energie summiert. Dann wird über alle Ereignisse gemittelt und die mittlere Transversalenergie Rechteck für Rechteck gegen $\Delta\Phi$, den azimutalen Abstand des jeweiligen Rechtecks von der Jetachse, aufgetragen.

Um es noch einmal hervorzuheben: Es wird nicht nur die Energie innerhalb des Jetkonus summiert, sondern die Energie innerhalb des gesamten Rechtecks, auch wenn das Rechteck über die Abmessungen des Jetkonus „hinausragt". Wenn man nämlich nur denjenigen Teil der Energie innerhalb eines Rechtecks berücksichtigt, der zusätzlich auch im Jetkonus liegt, produziert man bei einem im ganzen $\eta$-$\Phi$-Raum konstanten Energiefluß — wenn zum Beispiel gar kein Jet vorhanden ist — allein aufgrund des geometrischen Effekts bei der Summation ein nichtkonstantes Energieprofil. Die innerhalb des Kreises liegende Fläche in einem Rechteck nimmt nämlich ab, je weiter das Rechteck vom Kreismittelpunkt entfernt ist.

### 6.3.2 Das differentielle Profil in $\Delta\eta$-Projektion

Die Profile in $\eta$-Projektion werden analog zu denen in $\Phi$-Projektion erstellt: Man unterteilt den verwendeten $\eta$-Bereich $-2.1 \leq \Delta\eta \leq 2.1$ in 21 gleiche Teile und betrachtet in $\Phi$ nur

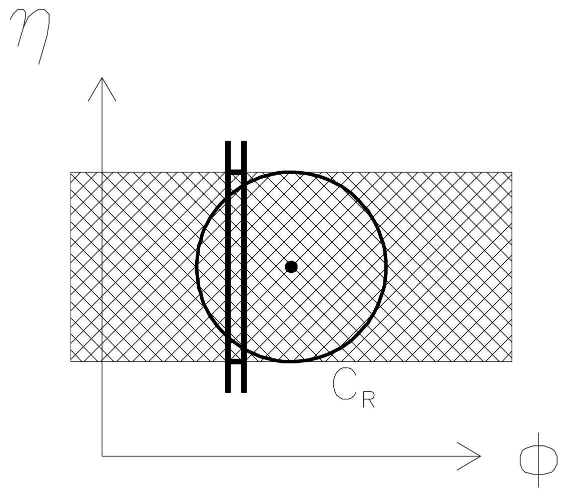


Abbildung 6.3: *Das Zustandekommen des differentiellen $E_T$-Profils in $\Delta\Phi$-Projektion*

den Bereich $-1.0 \leq \Delta\Phi \leq 1.0$ um die Jetachse. Die Rechtecke, in denen die transversale Energie zusammengezählt wird, besitzen deshalb die Breite $\Delta(\Delta\eta) = \frac{4.2}{21}$ und die Länge $\Delta(\Delta\Phi)$=2.0. Rechteck für Rechteck wird nun erneut die darinliegende Transversalenergie gegen den Abstand in Pseudorapiditätsrichtung $\Delta\eta$ von der Jetachse aufgetragen.

## 6.4 Beispiele zum Vergleich zwischen der differentiellen und integralen Darstellung des Jetprofils

Um zu verdeutlichen, welche schematische Form des Jetprofils in $\eta$-$\Phi$-Koordinaten zu welchem Ergebnis bei integraler und differentieller Vermessung führt, sind hier einige Beispiele illustriert:

### 6.4.1 Beispiel 1: Die gesamte Jetenergie liegt in der Jetachse

Betrachte man zum Beispiel eine harte Streuung im Partonmodell, die man in führender Ordnung Störungstheorie (QCD) berechnet: Zwei einlaufende Partonen im Anfangszustand streuen aneinander und erzeugen zwei auslaufende Partonen, die in LO die einzigen Teilchen im Endzustand sind. Wird der Jetalgorithmus auf diesen Zustand angewendet, so findet er genau zwei Jets, für jedes Parton einen. Die Jetachse zeigt genau in die Bewegungsrichtung des Partons, und die gesamte Energie des Jets (=Energie des Partons) ist folglich in seiner Achse konzentriert. Abbildung 6.4 zeigt einen solchen Jet in $\eta$-$\Phi$-Koordinaten. Das

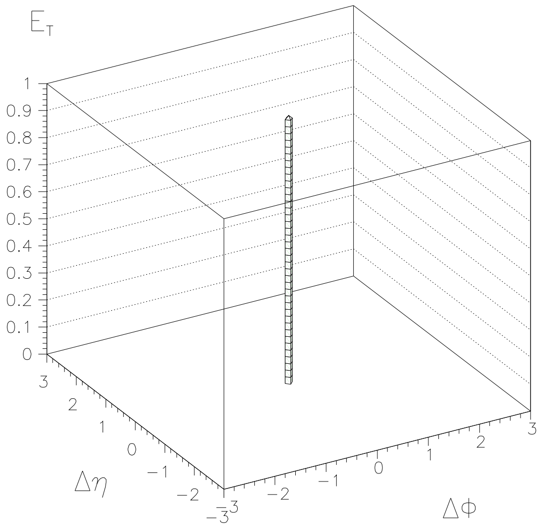


Abbildung 6.4: *Das $E_T$-Profil in $\eta$-$\Phi$-Koordinaten, wenn die gesamte Jetenergie in der Jetachse vereinigt ist.*

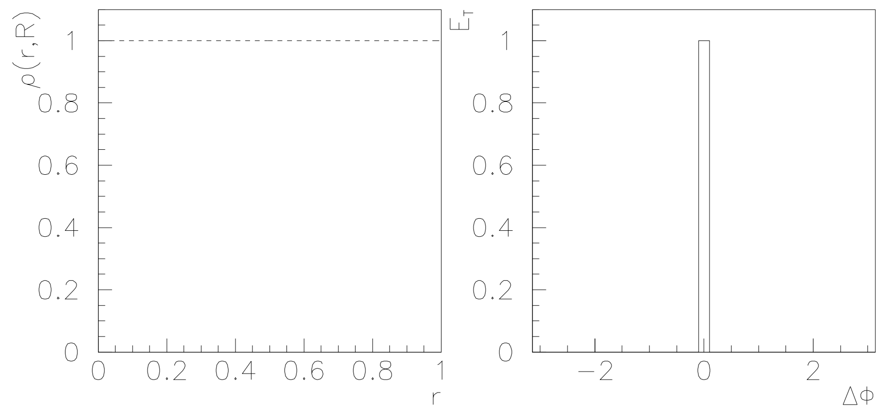


Abbildung 6.5: *Integrales (links) und differentielles (rechts) $E_T$-Profil, wenn die gesamte Jetenergie in der Jetachse deponiert ist.*

dazugehörige integrale Profil ist konstant, weil in $r = 0$ bereits die gesamte Jetenergie liegt: $\rho(r \geq 0; R) = 1$. Im differentiellen Profil ist die gesamte Jetenergie im Rechteck bei $\Delta\Phi$=0 vereinigt, wie Abbildung 6.5 zeigt.

### 6.4.2 Beispiel 2: Konstanter Energiefluß im Jetkonus

Wenn im Gegensatz dazu der Energiefluß im Jetkonus konstant ist und außerhalb verschwindet (Abb. 6.6), so ist das integrale Profil proportional zu $r^2$. Das ist allein auf die Änderung

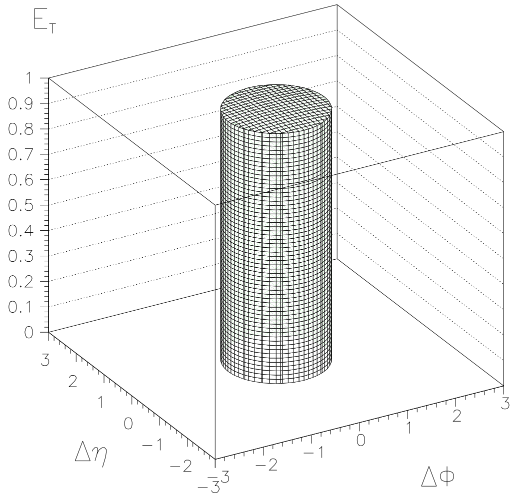


Abbildung 6.6: *Das $E_T$-Profil in $\eta$-$\Phi$-Koordinaten für einen konstanten Energiefluß im Jetkonus.*

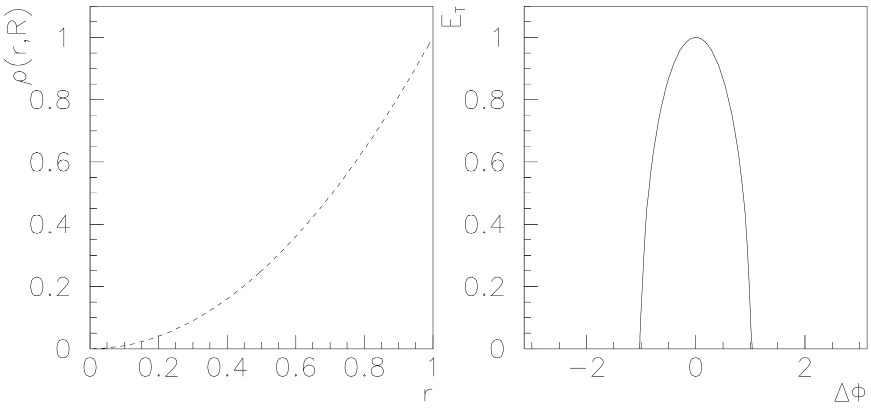


Abbildung 6.7: *Integrales (links) und differentielles (rechts) $E_T$-Profil, wenn der Energiefluß im Jetkonus konstant ist.*

des Flächeninhalts des Subkreises $C_r$ im $\eta$-$\Phi$-Raum zurückzuführen (siehe Abb. 6.7). Für das differentielle Profil ist die Situation jetzt komplizierter, weil nur derjenige Bereich in einem Rechteck mit Energie belegt ist, den auch der Jetkreis überlappt. Da die Fläche dieses Bereiches aber abnimmt, je weiter das Rechteck in $\Phi$-Richtung von der Jetachse entfernt ist, besitzt das Energieprofil in der Jetachse sein Maximum und nimmt nach außen hin ab, und zwar genau in dem Maße, in dem die Fläche desjenigen Kreissegments abnimmt, das durch das Rechteck aus dem Jetkreis $C_R$ herausgeschnitten wird. Abbildung 6.6 zeigt das berechnete Ergebnis.

Mit der Existenz eines nichtkonstanten differentiellen Profils allein ist also noch nicht gezeigt, daß tatsächlich ein nichtkonstanter Energiefluß im Jetkonus vorliegt. Das ist erst dann nachgewiesen, wenn das entsprechende integrale Energieprofil von der $r^2$-Abhängigkeit abweicht.

### 6.4.3 Beispiel 3: Gaußverteilung des Energieflusses im Jetkonus

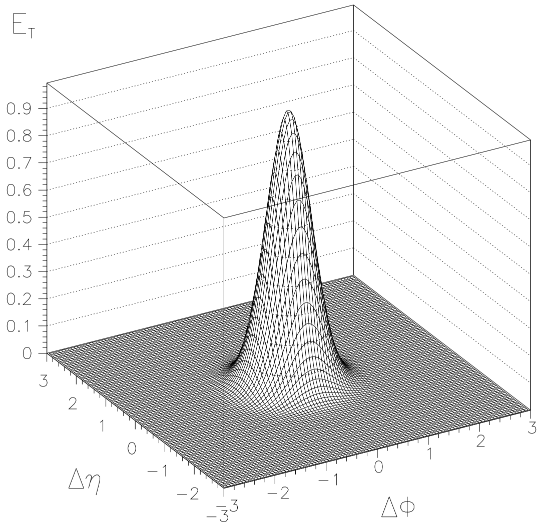


Abbildung 6.8: *Gaußförmiges $E_T$-Profil in $\eta$-$\Phi$-Koordinaten.*

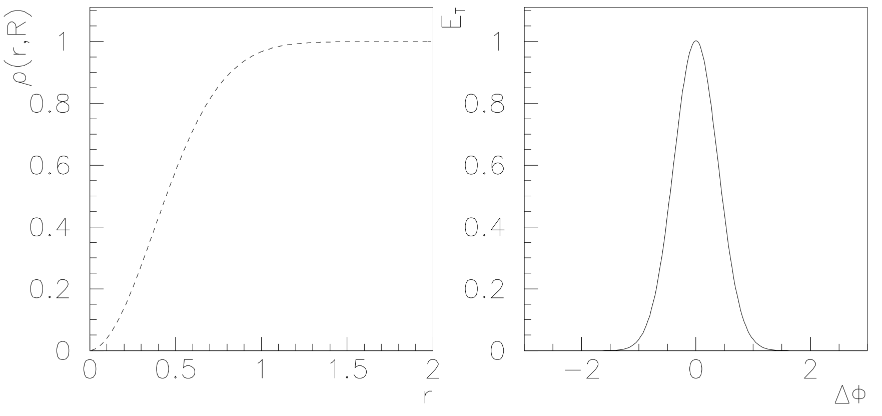


Abbildung 6.9: *Integrales (links) und differentielles (rechts) $E_T$-Profil (schematisch), wenn das $E_T$-Profil in $\eta$-$\Phi$-Koordinaten in etwa gaußförmig ist.*

Wie aber verhalten sich die entsprechenden Energieprofile, wenn die Energieflußverteilung um die Jetachse zwischen den beiden gezeigten Extremen liegt, zum Beispiel gaußförmig ist (siehe Abbildung 6.8) ? Das Ergebnis der Berechnung der zugehörigen integralen und differentiellen Profile ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Das integrale Profil $\rho(r;R)$ hat jetzt eine gebogene Form, die sich deutlich von $\rho = 1$ und $\rho = r^2$ unterscheidet. Das differentielle Profil zeigt ebenfalls eine Änderung der Form gegenüber den beiden anderen Fällen. Es ist deutlich schmaler als im Fall des konstanten Energieflusses im Jetkonus.

## 6.5 Kurze Zusammenfassung

Diese drei Beispiele sollten veranschaulicht haben, wie sich integrale und differentielle Profile mit der Form der Energieflußverteilung in den $\eta$-$\Phi$-Koordinaten ändern: Je stärker die Energie um die Jetachse konzentriert ist, desto eher nähert sich das $\rho$-Profil dem konstanten Verlauf $\rho = 1$ und desto „gepeakter" zeigt sich das differentielle Profil. Ist der Energiefluß aber weiter um die Jetachse gestreut, so nähert sich das integrale Profil dem Verlauf $\rho = r^2$, und das differentielle Profil wird breiter.

## 6.6 Bemerkung über das Pedestal

Im Kapitel 9 sieht man, daß noch ein zusätzlicher Energiefluß außerhalb des Jetkonus existiert, der nicht zum eigentlichen Jet gehört. Man muß also davon ausgehen, daß solch ein Energiefluß auch im Konus vorhanden ist. Ein Jetprofil ist demnach im Experiment immer eine „Mischung" aus einem solchen Energieuntergrund und derjenigen Energie, die zum Parton des Jets gehört. Eigentlich interessiert man sich aber nur für den letzteren Beitrag zum gesamten Energiefluß im Konus, da man durch ihn Zugang zur harten Streuung bekommt. Deshalb ist es wichtig, einen unter dem Jetprofil liegenden Energiefluß, den man als **Pedestal** bezeichnet, recht einfach erkennen zu können. Im differentiellen Profil in $\Delta\eta$- bzw. $\Delta\Phi$-Projektion kann man aus der Messung eines nichtverschwindenden Energieflusses außerhalb des Jetkonus leicht schließen, daß im Jetkonus auch ein Energiefluß existieren muß.

Für das integrale Profil ist ein solcher Schluß schwieriger. Im Falle eines konstanten zusätzlichen Energieflusses im Jetkonus mischt sich beispielsweise eine zusätzliche $r^2$-Abhängigkeit dem Energieprofil bei und „verbiegt" es dadurch sozusagen.

# Kapitel 7

# Theoretische Vorhersagen für den Energiefluß in Jets

In diesem Kapitel wird aufgezeigt, wie Jetprofile theoretisch berechnet werden. Zunächst wird kurz erläutert, wie integrale $E_T$-Profile für Jets aus Partonen in NLO-QCD berechnet werden und wie man daraus auf die Abhängigkeit der Profilform von der Jetenergie schließen kann. Im zweiten Abschnitt wird darüber berichtet, wie man wesentliche Eigenschaften von Jetprofilen über Hadronmultiplizitäten berechnen kann. Ein Ergebnis aus solchen Rechnungen findet Eingang in ein einfaches Modell, das die Abhängigkeit der Jetprofilform von der Jetenergie anschaulich erklärt. Es wird hier kurz vorgestellt.

## 7.1 Jets aus Partonen in NLO-QCD-Berechnungen

Zunächst soll ein Ergebnis von NLO-QCD-Rechnungen von Kramer und Salesch vorgestellt werden. Sie haben das integrale $E_T$-Profil, das in Abschnitt 6.1 definiert wird, für Jets aus Partonen berechnet. Eine genauere Ableitung des Ergebnisses findet sich in [17].

### 7.1.1 Das Zustandekommen eines Profils in NLO-QCD

In Abschnitt 6.4 wird vorgestellt, wie ein $\rho$-Profil für Jets aus Partonen in führender Ordnung QCD aussieht. Bei solchen Prozessen streuen zwei Partonen hart aneinander, unter Erzeugung von zwei Partonen im Endzustand. Diese Prozesse werden als $2 \rightarrow 2$-Prozesse bezeichnet. Im Endzustand findet ein Jetalgorithmus folglich zwei Jets, wobei die Jetachse jeweils exakt in die Bewegungsrichtung der Partonen gelegt wird. Die gesamte Jetenergie ist also in der Jetachse vereinigt. Wie Abbildung 6.5 zeigt, nimmt $\rho(r; R)$ für alle $0 \leq r \leq R$ den konstanten Wert 1 an.

Bei Berücksichtigung der nächsthöheren Ordnung zur führenden Ordnung Störungstheorie werden zusätzliche Feynmangraphen berechnet. Es gibt zum Beispiel die virtuellen Korrekturen. Das sind Prozesse, bei denen ein Parton aus der harten Streuung ein oder mehrere virtuelle Partonen abstrahlt und wieder absorbiert. Auch hier befinden sich zwei Partonen im Endzustand, und der Jetalgorithmus wird ebenfalls zwei Jets finden, deren gesamte Energie in der Jetachse liegt. Allerdings sind diese virtuellen Beiträge singulär — sie heißen **kollinare Singularität** — und erzeugen bei der Berechnung von $\rho(r;R)$ einen Pol an der Stelle $r = 0$.

Neben diesen virtuellen Prozessen existieren in NLO-QCD auch reelle $2 \rightarrow 3$-Prozesse. Bei solchen Prozessen strahlt das eine der beiden Partonen ein reelles Parton ab. Zum Beispiel strahlt ein Quark ein Gluon ab. Der Jetalgorithmus versucht nun, um diese beiden Partonen seinen Konus aufzuspannen, wobei er die Jetachse in die Richtung der Vektorsumme der beiden Teilchenimpulse legt. Das hat aber zur Folge, daß beide Partonen ihre Energie außerhalb der Achse im einem Kreisring $K_R^r$ (siehe dazu Abbildung 7.1.1) deponieren. Nur diese reellen $2 \rightarrow 3$-Prozesse sorgen also für eine Energiedeposition außerhalb der Jetachse, also für ein nichtkonstantes $\rho$-Profil.

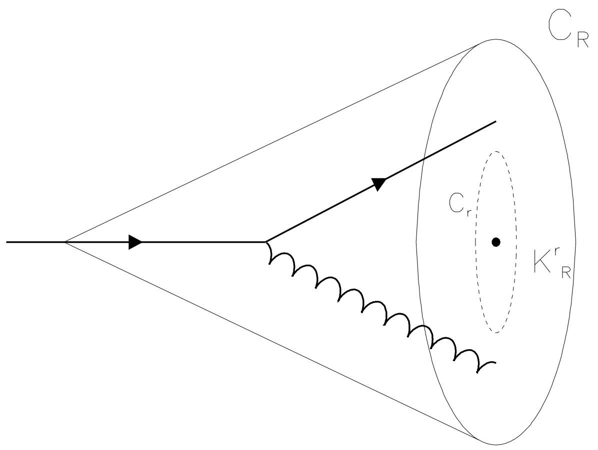


Abbildung 7.1: *Beispiel für einen NLO-Prozeß: Ein Quark aus dem harten Streuprozeß strahlt ein Gluon ab. Der Jetalgorithmus legt die Jetachse in die Richtung der Vektorsumme der beiden Teilchenimpulse.*

### 7.1.2 Das Ergebnis der Berechnung des integralen Profils in NLO-QCD

Gegeben sei ein Ereignis $\Omega$ durch einen Jet mit der Transversalenergie $E_T$ innerhalb eines Jetkonus mit Radius R=1.0.

$E_T(C_r, R)$ bezeichne diejenige Energie, die in einem inneren Jetkonus $C_r$ abgestrahlt wird. Der relative Anteil an der gesamten Jetenergie $E_T = E_T(C_r, R)$ eines Jets beträgt:

$$\chi_T(C_r, R) \equiv \frac{E_T(C_r, R)}{E_T} \tag{7.1}$$

Der Veranschaulichung dient Abbildung 6.1. Demnach mißt $\chi_T(K_R^r, R)$ den relativen Anteil der gesamten Energie eines Jets, der in einem Kreisring $K_R^r$ deponiert ist.

Das integrale $E_T$-Profil im Mittel über alle Ereignisse berechnet sich dann zu:

$$\rho(E_T, \eta_{LAB}, R; r) = 1 - \frac{\alpha_s^3 \int d\Omega_3 \cdot \chi_T(K_R^r, R) \cdot \wp_{real}(\Omega_3)}{d^2\sigma / dE_T d\eta \,|_{LO}} + \mathcal{O}(\alpha_s^2) \tag{7.2}$$

Mit $\Omega_3$ werden dabei alle Ereignisse bezeichnet, bei denen ein $2 \rightarrow 3$-Prozeß beobachtet wird. $\int d\Omega$ integriert über alle partonischen Freiheitsgrade. $\wp_{real}$ enthält neben den Parton-Dichten und den Matrixelementen der reellen $2 \rightarrow 3$-Prozesse insbesondere die Jetdefinition.

### 7.1.3 Interpretation des Ergebnisses

Das integrale Jetprofil $\rho$ aus Gleichung 7.2 ist konstant 1, wenn es keine Ereignisse gibt, bei denen ein reeller $2 \rightarrow 3$-Prozeß beobachtet wird. Das Jetprofil wird also nur durch solche Prozesse verbreitert, bei denen durch ein abgestrahltes Parton Transversalenergie außerhalb der Jetachse landet. Deshalb wird von 1 ein Term abgezogen. Im Zähler des Terms wird über alle $2 \rightarrow 3$-Prozesse unter Berücksichtigung der jeweiligen partonischen Flüsse und der Matrixelemente summiert. Die einzelnen Beiträge werden mit dem relativen Anteil der Transversalenergie gewichtet, die in einen Kreisring $K_R^r$ gestreut wird. Der Zähler ist also sozusagen der NLO-Wirkungsquerschnitt, der durch die Transversalenergie gewichtet wird. Normiert wird dieser Term durch das Integral über alle $2 \rightarrow 2$-Prozesse, bei denen die gesamte Energie in der Jetachse liegt. Das entspricht dem Bornschen Wirkungsquerschnitt.

**Kurz gesagt:** Das $\rho$-Profil wird durch die Energiedepositionen außerhalb der Jetachse aufgrund von reellen $2 \rightarrow 3$-Prozessen verbreitert. Die „Stärke“ der Verbreiterung hängt von dem Verhältnis von NLO-Wirkungsquerschnitt und LO-Wirkungsquerschnitt ab.

Weil der NLO-Wirkungsquerschnitt proportional zu $\alpha_s^3$ und der LO-Wirkungsquerschnitt proportional zu $\alpha_s^2$ ist, kann das Ergebnis auch so geschrieben werden:

$$\rho(E_T, \eta_{LAB}, R; r) = 1 - \alpha_s \cdot f(E_T, \eta_{LAB}, R; r) + \mathcal{O}(\alpha_s^2) \tag{7.3}$$

### 7.1.4 Die Abhängigkeit des $\rho$-Profils von der Jetenergie

Zunächst ist das Jetprofil, wie man aus Gleichung 7.3 sofort erkennt, von der Kopplungskonstanten $\alpha_s$ und so von der QCD-Skala $\mu$ abhängig. Setzt man für $\mu$ die Transversalenergie $E_T$ des Jets ein, so gilt:

$$\alpha_s(\mu = E_T) \propto \frac{1}{log(E_T)}. \tag{7.4}$$

$\rho(r; R)$ nimmt also aufgrund der Skalenabhängigkeit der Kopplung mit steigender transversaler Jetenergie $E_T$ logarithmisch ab. Je größer die Jetenergie also ist, desto stärker ist der Energiefluß um die Jetachse konzentriert, und desto schmaler wird die Form des Energieprofils.

Laut den Untersuchungen in [17] nimmt die Funktion $f(E_T, \eta_{LAB}, R; r)$ ebenfalls logarithmisch mit $E_T$ abnimmt. Das ergibt sich durch den Einfluß der QCD-Matrixelemente, die in

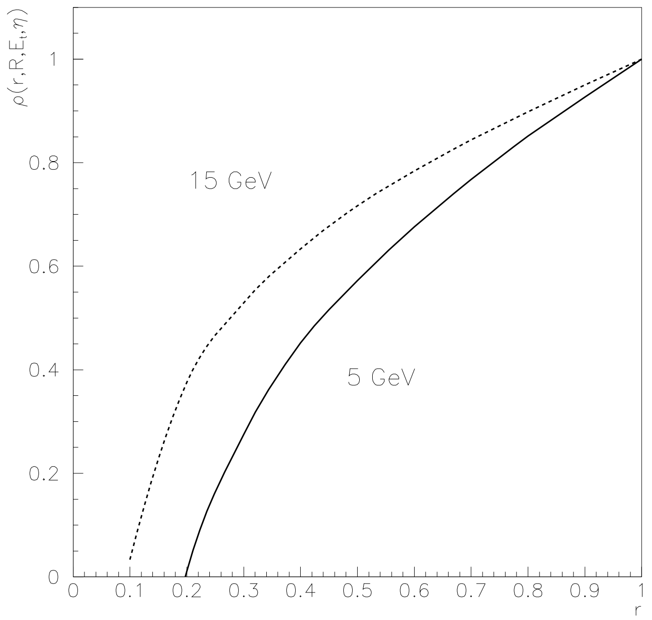


Abbildung 7.2: *Integrales $E_T$-Profil für Jets aus NLO-QCD-Berechnungen im Pseudorapiditätsintervall $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$. Die durchgezogene Kurve entspricht einer Jetenergie von $E_T^{jet} = 5$ GeV, die gestrichelte einer Jetenergie von $E_T^{jet} = 15$ GeV.*

die Berechnung von f als Quotient zweier Wirkungsquerschnitte eingehen. Dies sorgt ebenfalls für eine schmalerwerdende Form des Profils.

Insgesamt folgt also aus den QCD-Berechnungen in NLO für aus Partonen bestehende Jets:

$$\boxed{\text{Jets werden schmaler mit steigender transversaler Jetenergie}}$$

Dieses Verhalten zeigt Abbildung 7.2. Nach dem Programmpaket von Kramer und Salesch wurden $\rho$-Profile für unterschiedliche Jetenergien bei $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ berechnet. Die durchgezogene Kurve entspricht einer Jetenergie von 5 GeV. Sie liegt für gleiche Subkonusradien r bei deutlich kleineren Werten als die gestrichelte Kurve für Jetenergien von 15 GeV. Das bedeutet, daß bei dem energiereicheren Jet — relativ zur Gesamtenergie — mehr Energie im jeweiligen Subkonus deponiert ist. Die Energie ist also stärker um die Jetachse konzentriert, das Jetprofil ist entsprechend schmaler. Die Singularität bei $r = 0$ ist in beiden Profilen deutlich zu erkennen.

## 7.2 Jets aus Hadronen in LO-QCD mit Partonschauer-Simulation

Im vorigen Kapitel ist gezeigt worden, wie die Form von Jetprofilen im Parton-Modell in NLO-QCD berechnet werden. In allen erhältlichen Monte-Carlo-Programmen wird die harte

Streuung aber in führender Ordnung Störungstheorie berechnet. Höhere Ordnungen werden durch Partonschauer-Simulationen berücksichtigt. Dieses Konzept soll hier erläutert werden.

Im Experiment beobachtet man allerdings Jets, die aus farbneutralen Hadronen bestehen. Es soll ferner aufgezeigt werden, wie die Hadronisierung der Partonen aus der harten Streuung in die Berechnung der Jets einfließt. Anhand des erhaltenen Ergebnisses, das also eine Kombination von LO-Rechnungen mit Partonschauer-Simulation und von Hadronisierungseinflüssen ist, wird die Form der Jetprofile diskutiert.

### 7.2.1 Die Fragmentationsfunktion

Die Hadronisierung eines Partons zu einem Jet läßt sich vermittels hadronischer Verteilungsfunktionen, den Fragmentationsfunktionen D(z), beschreiben. Diese Funktionen sind das Analogon zu den Parton-Verteilungsfunktionen für Hadronen im Ausgangszustand vor der Streuung.

Sei $\mathbf{j}$ der Impuls des Jets vom Typ j — das ist zum Beispiel ein Jet, der durch ein Quark initiiert worden ist — , dann ist der longitudinale Impulsanteil z eines Hadrons h mit Impuls $\mathbf{h}$ durch

$$z = \frac{\mathbf{h} \cdot \mathbf{j}}{|\,\mathbf{j}\,|^2} \tag{7.5}$$

gegeben.

Die Anzahl der Hadronen vom Typ h im Jet j mit einem Impulsbruchteil zwischen z und $z + dz$ wird dann durch

$$dN_h \equiv dz D_{h/j}(z) \tag{7.6}$$

definiert.

Für das Zustandekommen der hadronischen Struktur des Jets sind sowohl perturbativ berechenbare als auch nichtperturbative Prozesse verantwortlich, wie im folgenden aufgezeigt wird.

### 7.2.2 Die Partonschauer-Berechnung

Die Partonen aus der harten Streuung sind zunächst farbgeladen und unterliegen so der Kraft der starken Wechselwirkung. Dies führt dazu, daß sie Gluonen abstrahlen können, bzw. daß Gluonen in Quark-Antiquark-Paare zerfallen können (siehe Abbildung 7.3).

Im allgemeinen besitzen die Partonen aus der harten Streuung eine hohe Virtualität $Q^2 = {Q^2}_{max}$, weshalb die starke Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ ausreichend kleine Werte annimmt, so daß eine störungstheoretische Berechnung dieser Prozesse vorgenommen werden kann. Jede Abstrahlung, bzw. jeder Zerfall, entspricht also einer Verzweigung eines Elternteilchens a in zwei Tochterteilchen b und c: $a \rightarrow b + c$[1]. Wegen der Energie- und Impulserhaltung an jeder Verzweigung ist, sobald sich die Bewegungsrichtungen der Tochterteilchen um einen

[1] Ein Quark strahlt beispielsweise ein Gluon ab: $q \rightarrow q + g$.

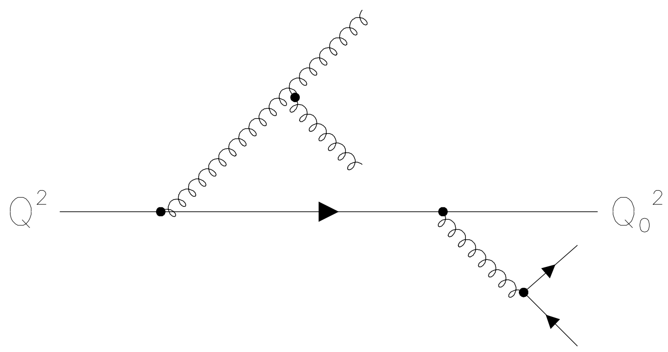


Abbildung 7.3: *Beispiel für einen NLO-Prozeß: Perturbativer Abschnitt einer Quark-Fragmentation: Die Linien entsprechen Quarks, bzw. Antiquarks, die Spiralen entsprechen Gluonen.*

Winkel $\Theta > 0$ voneinander unterscheiden, die Virtualität der Tochterteilchen kleiner als die des Elternteilchens. Die entstandenen Tochterteilchen können nun ebenfalls wieder Teilchen abstrahlen oder zerfallen. Im Laufe eines solchen Prozesses, den man als **Partonschauer** bezeichnet, nimmt die Virtualität der Teilchen monoton ab, bis sie schließlich einen so kleinen Wert $Q_0^2 = Q^2{}_{min}$, mit $Q^2{}_{min} \leq Q^2{}_{max}$, annimmt, daß eine weitere perturbative Behandlung des Prozesses aufgrund des zu großen Wertes der Kopplungskonstanten $\alpha_s(Q^2)$ nicht mehr gerechtfertigt ist. Sobald die Virtualität $Q_0^2$ eines Partons einen gewissen Wert des Abschneideparameters unterschreitet, endet der perturbativ berechenbare Teil des Fragmentationsprozesses. Üblicherweise liegt dieser Wert bei $Q^2 \approx 1 GeV^2$ [18].

In diesem Stadium der Fragmentation besteht ein Jet aus Partonen. In Analogie zu Gleichung 7.6 definiert man so eine Verteilungsfunktion, die Auskunft erteilt über die Anzahl der Partonen vom Typ p und der Skala oder „Größe“ $Q_0^2$, die sich in einem Jet befinden, der durch ein Parton des Typs j mit der Skala $Q^2$ initiiert worden ist (siehe [20]:

$$dN_h \equiv dz D_{p/j}(z, Q^2, Q_0^2) \tag{7.7}$$

Wie sich $D_{p/j}$ mit verändertem $Q^2$ (oder $Q_0^2$) entwickelt, beschreibt in perturbativer QCD eine Integro-Differentialgleichung, die identisch zur Altarelli-Parisi-Gleichung (siehe [21]) für Partonverteilungsfunktionen in Hadronen ist.

### 7.2.3 Die Hadronisierung

Die „Umwandlung“ der Partonen in Hadronen, die **Hadronisierung**, findet bei kleinen Skalen $Q^2$ statt, kann deshalb nicht perturbativ beschrieben werden und ist so a priori unbekannt,[2] aber durchaus meßbar [15].

[2] In den Monte-Carlo-Generatoren werden dafür unterschiedliche phänomenologische Modelle verwendet, wie zum Beispiel die LUND-Stringfragmentation JETSET (siehe Kapitel 4.1)

Die in den Experimenten gefundenen Meßdaten werden nun dazu benutzt, die partonische Fragmentationsfunktion zu modifizieren. Das Ergebnis ist die hadronische Fragmentationsfunktion $D_{h/j}(z)$ aus Gleichung 7.6, die Informationen über die hadronische Struktur des Jets enthält.

Diese Vorgehensweise funktioniert aber nur unter der Annahme, daß die nichtperturbative Physik nur für kleine Impulsüberträge auf die Hadronen sorgt. In diesem theoretischen Konzept zur Berechnung der hadronischen Struktur eines Jets äußert sich also die physikalische Vorstellung von einem Jet als einem stark in die Partonrichtung kollimierten Hadronenschauer, weil die Hadronen nur einen kleinen mittleren Transversalimpuls gegenüber dem Partonimpuls besitzen. Aus diesem Grund ist man von der theoretischen Betrachtungsweise aus also berechtigt, sich den Jet als "Fußabdruck" des Partons vorzustellen (siehe Kapitel 3.2.3).

### 7.2.4 Die Form der Jetprofile in einem einfachen Modell

Was aber sagen diese Berechnungen über die Energieflußverteilung um die Jetachse, mit der sich diese Arbeit beschäftigt?

Wenn man für die perturbative Berechnung eines Partonschauers mit allen möglichen Verzweigungen $a \rightarrow b + c$ nur die logarithmisch führenden Terme verwendet (Leading Log Approximation = **LLO**), so kann man über die Kenntnis der Entwicklung der Parton-Fragmentationsfunktion $D_{b/a}(z, Q^2, Q_0^2)$ die funktionale Abhängigkeit der mittleren Multiplizität für geladene Hadronen $< n >$ des Jets voraussagen [15]. Die Parametrisierung für die mittlere Anzahl von geladenen Hadronen $< n >$ im Jet lautet:

$$< n > = A + B \cdot \exp\left(C \cdot \sqrt{\log\left(s/Q_0^2\right)}\right), \tag{7.8}$$

mit der Schwerpunktsenergie s im Parton-Parton-System und $Q_0^2 = 1GeV^2$ als Abschneideparameter für die perturbative Rechnung (siehe [24]). Die Parameter A, B und C müssen nun durch die Daten bestimmt werden. Die Funktion in Gleichung 7.8 entspricht also einer perturbativ ermittelten Parametrisierung, die zusätzlich experimentell ermittelte Parameter enthält.

Ein Fit an Daten aus unterschiedlichen Experimenten zur $e^+e^-$-Annihilation, der von der OPAL-Kollaboration (siehe [25]) gemacht wurde, ergibt für $a = 3.297 \pm 0.091$, $b = -0.394 \pm 0.056$ und $c = 0.263 \pm 0.007$.

Der mittlere Transversalimpuls der Hadronen gegenüber der Partonrichtung beträgt $< p_T > \approx 0.3GeV$, ist also näherungsweise unabhängig von der Partonenergie $E = \sqrt{s}/2$ [26]. Der mittlere Longitudinalimpuls eines Hadrons relativ zur Partonrichtung ergibt sich aber zu

$$< p_L > = \frac{E}{< n >} \tag{7.9}$$

Gleichung 7.8 zeigt, daß die mittlere Multiplizität $< n >$ mit steigender Partonenergie E nur langsam wächst. Dann folgt aus Gleichung 7.9 aber, daß der mittlere Longitudinalimpuls $< p_L >$ eines Hadrons im Jet mit steigender Partonenergie zunimmt. Bildlich gesprochen wird

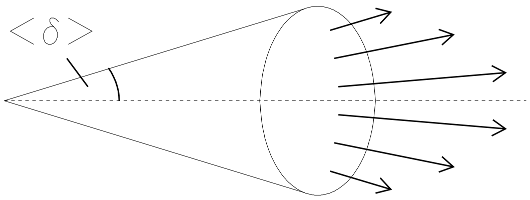


Abbildung 7.4: *Der Jetkonus mit dem mittleren Öffnungswinkel* $< \delta >$.

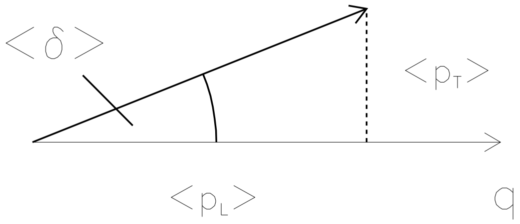


Abbildung 7.5: *Die Definition des mittleren Öffnungswinkels durch den mittleren Longitudinalimpuls* $< p_L >$ *und den mittleren Transversalimpuls* $< p_T >$ *eines Hadrons im Jet, der in diesem Fall durch ein Quark* $q$ *initiiert wird.*

also immer mehr Partonenergie auf — relativ gesehen — immer weniger Teilchen verteilt. Definiert man sich den mittleren halben Öffnungswinkel des Jetkonus $< \delta >$ als

$$< \delta > = \frac{< p_T >}{< p_L >} = \frac{< p_T >}{E} < n > \tag{7.10}$$

(siehe Abbildung 7.2.4 bzw. 7.2.4), so nimmt dieser Winkel also bei steigender Partonenergie ab. Wenn die Partonenergie zunimmt, steigt aber auch die transversale Partonenergie an, und somit die transversale Jetenergie eines im Experiment gemessenen Jets. Für Jets aus Hadronen folgt somit ebenfalls:

$\boxed{\text{Jets werden schmaler mit steigender transversaler Jetenergie}}$

# Kapitel 8

# Datenselektion

Für diese Analyse werden Daten aus der Betriebsperiode 1993 benutzt. Die verwendeten Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von $\sim 290 nb^{-1}$.

## 8.1 Die Datenauswahl

### 8.1.1 Die Ereignisklassifizierung

Für die Physik-Analysen werden die Ereignisse in unterschiedliche Klassen unterteilt und zur Verfügung gestellt. In dieser Analyse wird gefordert, daß ein Ereignis gleichzeitig in den beiden folgenden Klassen gefunden wird:

#### Ereignisse mit hoher Transversalenergie

Es werden solche Ereignisse ausgewählt, bei denen harte Parton-Parton-Streuprozesse vorliegen, die zum Auftreten von Jets im Endzustand führen. Dann läßt sich zeigen, daß die Kinematik des harten Streuprozesses auf Partonniveau aus den gemessenen Impulsen der Jets rekonstruiert werden kann (siehe [28]).

In dieser Klasse werden für ein Ereignis mindestens 10 GeV Transversalenergie im Flüssig-Argon-Kalorimeter und mindestens 4 GeV im Elektrontagger verlangt. Außerdem muß mindestens eine Spur, die zum Wechselwirkungspunkt zeigt, mit einer Mindestanzahl von zehn getroffenen Drähten in der Drahtkammer und einem Mindestimpuls von $p_T > 0.2$ GeV rekonstruiert sein.

#### Elektronnachweis

Durch die Forderung nach einem Elektrontaggersignal auf der ersten Triggerstufe kann die Rate von Untergrundereignissen — verglichen mit dem Trigger ohne diese Forderung — um zwei Größenordnungen reduziert werden. Außerdem wird aufgrund der Winkelakzeptanz des Elektrontaggers der maximale Impulsübertrag auf $Q^2_{max} \approx 10^{-2}\ GeV^2$ eingeschränkt, so daß die Photonen bei der $\gamma$p-Wechselwirkung als fast reell angesehen werden können. Somit erspart man sich Korrekturen für die „Virtualität“ des Photons, die mit großen Unsicherheiten verbunden ist [29].

Durch die Messungen der Energie des auslaufenden Elektron mit dem Elektrontagger ist die Photonenergie als Differenz zwischen der Strahlenergie und der Energie des auslaufenden Elektrons mit guter Auflösung bekannt.

Demnach befinden sich in dieser Klasse Ereignisse mit einer Energie von mehr als 4 GeV im Elektron-Tagger. Zusätzlich müssen Untergrunderkennungsroutinen keine Zugehörigkeit zu typischen Untergrundereignissen signalisieren.

## 8.2 Die Ereignisauswahl

### 8.2.1 Technische Schnitte

Folgende Schnitte werden vorgenommen, damit die Ereignisse technisch in Ordnung sind:

- Ereignisse mit leeren Teilchenpaketen werden ausgeschlossen
- an den zentralen Spurkammern muß Hochspannung anliegen
- Ereignisse mit technischen Fehlern im Bankformat nach der Rekonstruktion werden verworfen

### 8.2.2 Untergrund

Es werden folgende Untergrundquellen aufgesucht und unterdrückt:

- **Strahl-Gas-Untergrund**

  Dieser Untergrund entsteht, wenn ein Proton- bzw. Elektronstrahlteilchen an einem Restgasatom im Vakuumrohr streut.

  - **Elektron-Gas-Streuungen:** Die Elektron-Restgas-Streuung besitzt eine geringere Schwerpunktsenergie, die zu $\sqrt{s} = \sqrt{2E_e^{beam}M} \approx 7$ GeV abgeschätzt werden kann, wobei $E_e^{beam}$ die Energie des Elektronstrahlteilchens und M die Masse eines ruhenden Nukleons ist. Der Einfluß dieses Untergrunds ist aber unterdrückt, weil eine Mindestenergie von 5 GeV für jeden Jet verlangt wird. Bei mindestens zwei vorhandenen Jets ergibt das eine Schwerpunktsenergie von mindestens 10 GeV.
  - **Proton-Gas-Streuungen:** Die Proton-Gas-Schwerpunktsenergie kann zu $\sqrt{s} = \sqrt{2E_p^{beam}M} \approx 40$ GeV abgeschätzt werden mit der Protonenergie $E_p$. Der Proton-Gas-Untergrund muß deshalb anders unterdrückt werden. Ein Schnitt

$10\ GeV < E_{etag} < 19\ GeV$ in der Energie des Elektrontaggers $E_{etag}$ kann diesen Untergrund um einen Faktor 4 unterdrücken. Weil Strahl-Gas-Streuungen von der Position der kollidierenden Teilchenpakete unabhängig sind, kann der Untergrund durch einen Schnitt $|z_{Vertex} + 5\ \mathrm{cm}| < 32$ cm weiter reduziert werden. Damit verlangt man, daß der rekonstruierte Ereignisvertex im Bereich von $\pm 3$ Standardabweichungen um den Mittelwert der Ereignisverteilung liegt.

- **Strahl-Halo-Myonen**

  Sie entstehen bei Wechselwirkungen von Protonen mit Strahlkollimatoren oder mit der Strahlrohrwand. Sie durchdringen das Kalorimeter des H1-Detektors in horizontaler Richtung und täuschen dabei große Transversalenergien vor. Diese Ereignisse lassen sich durch hohe Energiedepositionen im Flüssigargonkalorimeter erkennen, die parallel zur Strahlröhre liegen.

- **Kosmische Myonen**

  Die zufällige Koinzidenz mit einem Elektrontaggersignal kann aus einem Bremsstrahlereignis zum Ansprechen des L1-Triggers führen, wenn die Bahn eines kosmischen Myons durch die nominelle Wechselwirkungsregion läuft. Diese Ereignisse sorgen in der zentralen Driftkammer für zwei Spursegmente, die vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet eine entgegengesetzte Krümmung haben. Sie können durch eine gemeinsame Spurparametrisierung beschrieben werden. Ereignisse mit solchen Spursegmenten, bei denen insgesamt weniger als 10 rekonstruierte Spuren vorliegen, werden zurückgewiesen.

- **Kohärentes Rauschen im Kalorimeter**

  tritt im Flüssig-Argon-Kalorimeter auf und wird von einer Routine (QNOISE) im Analyse-Paket H1PHAN ([30]) erkannt und unterdrückt.

### 8.2.3 Physikalische Schnitte

Folgende physikalische Schnitte wurden angewendet:

- Es werden die Subtrigger $etag - t0$ oder $etag - DCr/\varphi$ verlangt.
- Zur Forderung, daß ein Ereignis zur $etag$-Klasse gehört, kommt die Forderung $E_{etag} > 4$ GeV im Elektronen-Tagger und $E_{PD} < 2$ GeV im Photondetektor.
- Die Existenz des rekonstruierten $z$-Vertex sichert die Existenz mindestens einer Spur.
- Das totale $(E - p_z)$ soll kleiner als 80 GeV sein.
- Bei Ereignissen mit Jets wird eine Mindestenergie von 14 GeV im Haupt- und Rückwärtskalorimeter und von 4 GeV im Kleinwinkeldetektor verlangt.
- Es müssen mindestens 2 Jets mit $E_T^{jet} > 4.5$ GeV vom Konusalgorithmus QJCONE gefunden werden. Der Konusradius beträgt $R = 1.0$. Eine nähere Beschreibung der Arbeitsweise der Routine findet sich in Kapitel 5.3.

### 8.2.4 Akzeptanz des Elektrontaggers

Die Akzeptanz des Elektrontaggers verändert sich mit der Energie und der x-Koordinate des auftreffenden Elektrons. Durch den Schnitt $|x_{eTag}| < 6.5$ cm wird eine weitgehende Unabhängigkeit der Akzeptanz von der Position des Elektrons erreicht.

### 8.2.5 Trigger-Effizienz

In dieser Analyse wird der Subtrigger etag*DC$r/\varphi$ verwendet, der eine Koinzidenz aus dem etag-Triggerelement und einem Spurtriggerelement ist. Damit wird zusätzlich zum etag-Signal die Existenz einer Spur im Detektor sichergestellt.

### 8.2.6 Ereignisauswahl für diese Analyse

- Für die Jets wird eine Mindestenergie von 5 GeV verlangt.
- Die Jetachse ist auf den Bereich der Pseudorapidität $-1.0 < \eta^{jet} < 2.5$ eingeschränkt.
- Es werden Ereignisse mit mindestens zwei Jets verlangt.

# Kapitel 9

# Methode zur Vermessung von Jet-Profilen

## 9.1 Das integrale $E_T$-Profil in den Daten

Bevor eine Methode zur Vermessung von differentiellen $E_T$-Profilen vorgestellt wird, soll zunächst nochmals eine Frage aufgeworfen werden, die sich bereits in Kapitel 6 gestellt hat. Dort ist gezeigt worden, daß für einen konstanten Energiefluß im Jetkonus und einen verschwindenden Energiefluß außerhalb des Konus bereits ein glockenförmiges differentielles Profil entsteht (siehe Abbildung 6.7). Ein nichtkonstantes differentielles Profil genügt deshalb nicht, um einen nichtkonstanten Energiefluß innerhalb des Konus nachzuweisen. Aus diesem Grund muß man sich die Energieflußverteilung um die Jetachse in den H1-Daten in integraler Darstellung anschauen. Nur so kann man zeigen, daß man tatsächlich Jets gefunden hat, deren Profile sich signifikant von einer flachen Energieverteilung unterscheiden und so auf die Existenz eines den Jet initialisierenden Partons hinweisen.

Zu diesem Zweck wird das mittlere integrale Energieprofil $\rho(r; R)$ für Jets aus den H1-Daten mit einer Mindestenergie von 5 GeV im Pseudorapiditätsbereich $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ nach der in Kapitel 6 erläuterten Methode erstellt (Abbildung 9.1). Durch die Kreise sind die H1-Daten dargestellt. Sie werden mit der Funktion $y = r^2$ (gestrichelte Kurve) verglichen, die einem konstanten Energiefluß um die Jetachse entspräche.

Da die Daten signifikant von der $r^2$-Abhängigkeit abweichen, ist ein nichtkonstanter Energiefluß im Jetkonus nachgewiesen. Zudem ist der mittlere Energiefluß im Nahbereich der Jetachse konzentriert und nimmt zum Rand des Konus hin ab: In einem inneren Kreis mit Radius r=0.3, der nur 9% der Gesamtfläche des Jetkonus in der $\eta$-$\Phi$-Projektion (Kreis mit Radius 1.0) ausmacht, befinden sich bereits ca. 30% der Gesamtenergie des Jets. In einem inneren Kreis mit r=0.7, der also knapp die Hälfte (49%) der Gesamtfläche des Jetkreises mit R=1.0 einnimmt, sind schon ca. 80% der gesamten Transversalenergie deponiert. Dies deckt sich mit der Vorstellung des Jets als eines durch die Hadronisierung eines Partons entstandenen, stark kollimierten Hadronenschauers (siehe Kapitel 3.2.3).

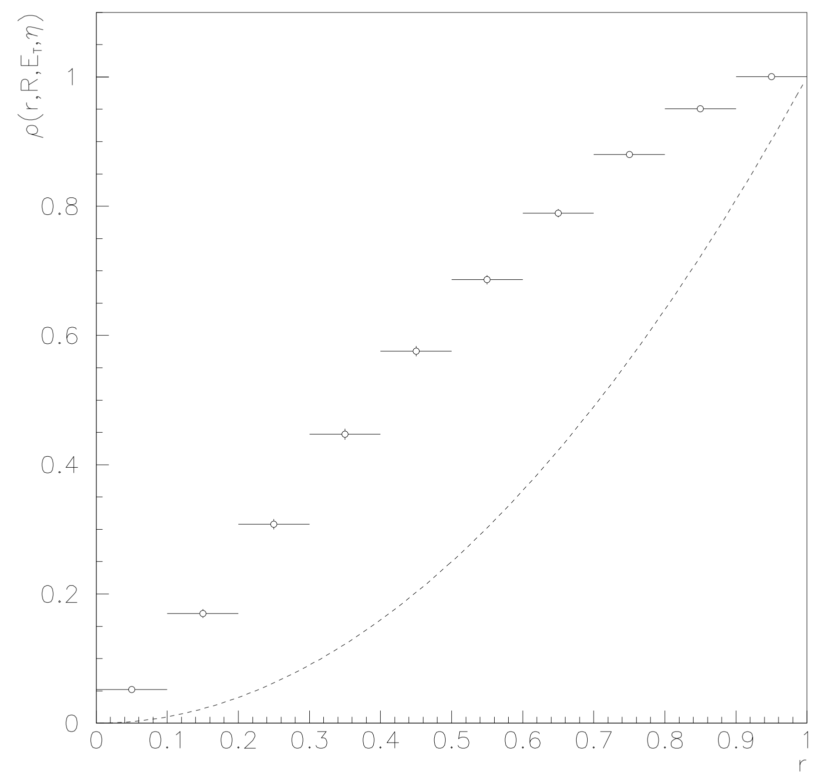


Abbildung 9.1: *Mittlerer transversaler Energieanteil an der Jetenergie in einem inneren Konus mit Radius r für Daten-Jets im Zentralbereich des Detektors ($0 \leq \eta^{jet} \leq 1$) mit einer Transversalenergie von mindestens 5 GeV (Kreise). Zum Vergleich ist das Ergebnis für einen konstanten Energiefluß innerhalb des Jets als gestrichelte Linie eingezeichnet ($r^2$-Abhängigkeit).*

## 9.2 Das differentielle $E_T$-Profil in azimutaler Projektion in den Daten

### 9.2.1 Beschreibung der Profilform

Wenn man nun für dieselben Jets die mittleren differentiellen Energieprofile in $\Delta\Phi$-Projektion erstellt, erhält man Abbildung 9.2. Ein Diagrammeintrag entspricht demnach dem Mittelwert über alle Energiedepositionen in dem jeweiligen Rechteck. Als Fehler ist der statistische Fehler des Mittelwertes angegeben.

Man beobachtet eine glockenförmige Energieflußverteilung, die symmetrisch zur Jetachse ist und ihr Maximum bei $\Delta\Phi = 0$ erreicht, also in der Jetachse. Im Bereich $1.2 \leq \Delta\Phi \leq \pi - 1$ wird die Verteilung annähernd konstant, steigt dann aber wieder an bis zu einem weiteren Maximum bei $\Delta\Phi = \pm\pi$.

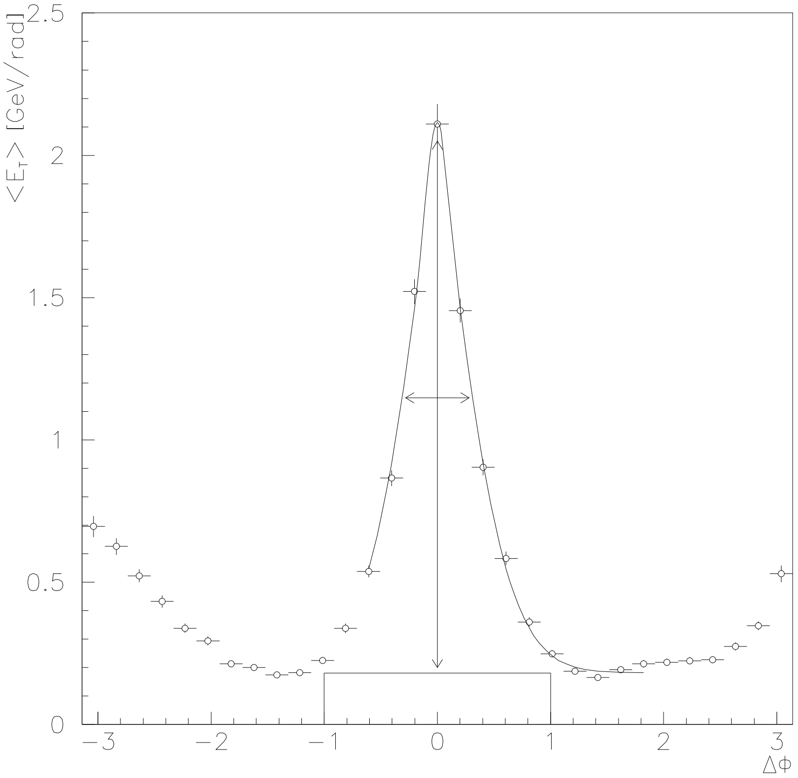


Abbildung 9.2: *Der mittlere transversale Energiefluß im azimutalen Abstand $\Delta\Phi$ von der Jetrichtung (integriert über $|\eta - \eta^{jet}| \leq 1.0$) für Jets aus den Daten mit einer Mindestenergie von 5 GeV, die im Zentralbereich des Detektors ($0 \leq \eta^{jet} \leq 1$) gefunden worden sind. Außerdem ist das Resultat des Fits an das Profil unter Verwendung der Funktion aus Gleichung 9.1 eingetragen; und es ist graphisch veranschaulicht, welche Meßgrößen aus dem Fit extrahiert werden: das konstante Pedestal, die Amplitude bei abgezogenem Pedestal und die volle Breite bei halber Amplitude.*

Die Glockenkurve wird wieder durch einen stark kollimierten Hadronenschauer erklärt, den man als einen vom Algorithmus gefundenen Jet identifiziert. Den flachen Bereich der Verteilung außerhalb des Jets bringt man mit Teilchen aus Partonschauer-Prozessen oder mit weichen Prozessen in Verbindung. Zusätzliche Detektoreffekte wie etwaige Wechselwirkungen von Teilchen an einzelnen Detektorkomponenten oder Rauschen spielen dabei ebenfalls eine Rolle. Auf jeden Fall entsteht dieser Energiefluß in erster Näherung durch Teilchen, die nicht zum Jet gehören. Für den Anstieg des Energieflusses bis zum Maximum bei 180° ist im wesentlichen der zweite Jet[1] verantwortlich, der den ersten in azimutaler Richtung ausbalanciert. Ereignisse mit drei oder sogar mehr Jets sorgen auch für Energiefluß zwischen den Maxima.

[1]In der Datenselektion werden nämlich Ereignisse mit zwei oder mehr Jets verlangt.

Im folgenden soll nun versucht werden, erstens die Glockenkurve möglichst exakt zu beschreiben, um später die Abhängigkeit ihrer Form von verschiedenen Variablen quantifizieren zu können. Zweitens soll die Höhe des Energieflusses außerhalb des Jets bestimmt werden. Letztere ist deswegen besonders wichtig, weil anzunehmen ist, daß ein solcher Energiefluß, der nicht vom Jet selbst verursacht ist, auch innerhalb des Jetkonus existiert. Die Energie innerhalb des Jetkonus ist also eine Summe aus der Energie des eigentlichen Jets - und so der Energie des ihm zugrundeliegenden Partons, die ja eigentlich gemessen werden soll - und der Energie des nicht zum Jet gehörigen Teilchenflusses, die die Messung der Partonenergie sozusagen verfälscht. Hier wird angenommen, daß über die Bestimmung des Energieflusses außerhalb des Jets auf seinen möglichen Verlauf innerhalb des Jetkonus geschlossen werden kann, um ihn so von der partonischen Komponente zu trennen. Diese nicht zum Partonjet gehörige Energie im Konus wird im folgenden als **Pedestalenergie** bezeichnet.

Jetzt wird auch klar, warum sich die differentielle Darstellungsweise des $E_T$-Profils als geschickter erweist: Während der Energiefluß außerhalb des Jets im differentiellen Profil sofort erkennbar ist, gelingt dies im integralen Profil nicht so einfach: hier mischt sich die Pedestal-Abhängigkeit von $\rho$ mit dem eigentlichen Jetprofil, dessen Verlauf man aber nicht kennt, sondern eben analysieren will. Das Ergebnis ist eine „Mischabhängigkeit“ von zwei Effekten, in die man keine unmittelbare Einsicht hat.

Um sicherzugehen, daß man bei der Energieflußbestimmung außerhalb des Jets nicht auch noch den Einfluß des zweiten Jets mißt, wählt man nur solche Ereignisse aus, bei denen sich der zweite Jet in negativem Abstand $\Delta\Phi$ zu der Jetachse befindet. Deshalb kann er auf den gewissen Bereich des konstanten Energieflusses auf der Seite bei positiven $\Delta\Phi$-Abständen keinen Einfluß ausüben. Dort wird dann der Energiefluß zur Pedestalbestimmung gemessen. Um die Statistik zu erhöhen, verwirft man diejenigen Ereignisse nicht, bei denen sich der zweite Jet in positivem $\Delta\Phi$-Abstand zum ersten Jet befindet, sondern spiegelt deren Energiefluß jeweils an der Jetachse. Dazu berechtigen die im H1-Experiment in azimutaler Richtung symmetrischen Verhältnisse.

### 9.2.2 Parametrisierung des Profils

Das Ergebnis eines Fits an das Datenprofil mit drei frei wählbaren Parametern ist in Abbildung 9.2 als Kurve über die Datenkreise gelegt. Die gewählte Parametrisierung ist durchaus dazu in der Lage, die Daten in einer befriedigenden Art und Weise zu beschreiben. Bei $\Delta\Phi \approx 1.4$ gelingt das allerdings mit einem 3-Parameter-Fit nicht ganz perfekt. Durch Versuche eines Fits mit mehr Fitparametern sind zwar leichte Verbesserungen in dieser Region zu erzielen, gleichzeitig steigt aber der Fehler für die Parameter und so auch der Fehler für die Größen, die man aus dem Fitresultat extrahieren möchte. Als beste Parametrisierung zum Ausmessen der Jetprofile hat sich somit:

$$f(\Delta\Phi) = a \cdot e^{-(\sqrt{|\Delta\Phi|}+b)^4+b^4} + c \tag{9.1}$$

erwiesen, wobei $a$, $b$ und $c$ die Fitparameter sind.

Diese zum Nullpunkt symmetrische Funktion ist im wesentlichen eine modifizierte Gauß-Funktion: im Exponenten stehen neben $\mid \Delta\Phi \mid^2$ auch Terme mit $\sqrt{\mid \Delta\Phi \mid}$, $\mid \Delta\Phi \mid$ und

$|\,\Delta\Phi\,|^{\frac{3}{2}}$, durch deren Verwendung der Tatsache Rechnung getragen wird, daß unterschiedliche physikalische Prozesse und auch Detektoreinflüsse für das Zustandekommen des Energieprofils verantwortlich sind. Zu dieser Glockenkurve wird noch eine Konstante $c$ addiert, um den „Energieteppich“ unter der Glocke zu beschreiben. Dieser Energieuntergrund wird also in dieser Parametrisierung über den ganzen Bereich in $\Delta\Phi$ als konstant angenommen.

Bei der Auswahl des Bereichs in $\Delta\Phi$, in dem die Funktion an die Daten angepaßt wird, muß man darauf achten, daß der Einfluß des zweiten Jets ausgeschlossen wird. Deshalb wird die Anpassung bei negativen $\Delta\Phi$ erst im Jetkonus begonnen und endet bei $\Delta\Phi = 1.82$, wo $f(\Delta\Phi) \approx c$ gilt. Dort mißt der Fitparameter $c$ also den von beiden Jets nicht direkt beeinflußten Energieuntergrund.

### 9.2.3 Berechnung von Amplitude, Pedestalenergie und Halbwertsbreite

Der Wert des Parameters $c$ wird dann durch die Fläche eines Rechtecks (siehe Kapitel 6.3),also durch $\Delta(\Delta\Phi)\cdot\Delta(\Delta\eta) = 2.0\cdot 2\pi/31$ geteilt und mit der Konusfläche $\pi\cdot 1.0^2$ multipliziert. Der konstante Energiefluß im Konus, die Pedestalenergie, errechnet sich also zu

$$E_T^{ped} = \frac{31}{4}\cdot c, \tag{9.2}$$

was im Diagramm als Fläche unter der Glocke dargestellt ist.

Um die Form der Glocke zu quantifizieren, wird aus dem Fitresultat die Amplitude $A$ extrahiert. $A$ ist der Wert der Fitfunktion in ihrem Maximum $\Delta\Phi$=0 nach Abzug der Konstanten $c$, in Abbildung 9.2 durch den vertikalen Pfeil dargestellt. Um bei der Erstellung des Profils von der Größe der Rechtecke bei der Erstellung des Profils unabhängig zu sein, wird auch die Amplitude durch die Rechtecksfläche $\Delta(\Delta\Phi)\cdot\Delta(\Delta\eta) = 2.0\cdot 2\pi/31$ geteilt. So ergibt sich die Amplitude pro Flächeneinheit in $\eta$-$\Phi$-Koordinaten zu

$$\frac{A}{\Delta(\Delta\Phi)\cdot\Delta(\Delta\eta)} = \frac{31}{4\pi}\cdot a. \tag{9.3}$$

Außerdem wird die volle Breite der Glockenfunktion bei halber Amplitude (*Halbwertsbreite*, in der Abbildung der horizontale Pfeil) berechnet[2]:

$$Halbwertsbreite = 2\cdot\left((\ln 2 + b^4)^{1/4} - b\right)^2 \tag{9.4}$$

## 9.3 Das differentielle $E_T$-Profil in $\Delta\eta$-Projektion

### 9.3.1 Beschreibung der Profilform

Das mittlere differentielle Profil in $\Delta\eta$-Projektion für Datenjets aus dem Zentralbereich des Detektors ($0 \leq \eta^{jet} \leq 1$) mit einer Mindestenergie von 5 GeV zeigt Abbildung 9.3.

[2] Die Rechnung dazu wird im Anhang A vorgestellt.

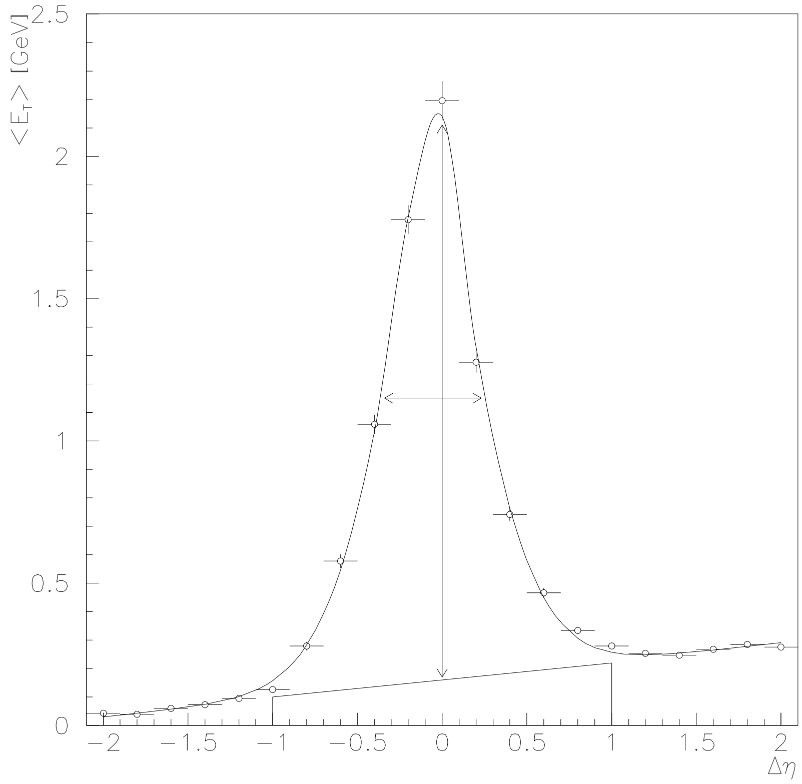


Abbildung 9.3: *Der mittlere transversale Energiefluß im Pseudorapiditätsabstand $\Delta\eta$ von der Jetrichtung (integriert über $|\Phi - \Phi^{jet}| \leq 1.0$) für Daten-Jets mit einer Mindestenergie von 5 GeV im Zentralbereich des Detektors ($0 \leq \eta \leq 1$). Hier ist das Fitresultat mit der Funktion aus Gleichung 9.5 auf das Profil gelegt. Es wird ebenfalls graphisch verdeutlicht, welche Meßgrößen aus den Fitparametern ermittelt werden: das zu größeren Pseudorapiditätsabständen linear ansteigende Pedestal, die Amplitude nach Abzug des Pedestals und die volle Breite bei halber Amplitude.*

Das Profil besteht erneut aus einer glockenförmigen Verteilung, die nun allerdings in erster Näherung auf einem für größer werdende $\Delta\eta$ linear zunehmenden Energieflußuntergrund „sitzt“. Aufgrund von weichen Wechselwirkungen zwischen Photon und Proton steigt nämlich der mittlere transversale Energiefluß im $\gamma$-p-Schwerpunktsystem in Pseudorapiditätsrichtung bis zu einem Wert von $\eta^{\gamma p} \approx 0$ an (siehe auch [22]). Für das Laborsystem bedeutet das einen ansteigenden Energiefluß bis $\eta \approx 2$. Die Jets aus Abbildung 9.3, die im Bereich $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ des Laborsystems liegen, befinden sich also eben in dieser Region mit ansteigendem Energieflußuntergrund mit Maximum zwischen $1 < \Delta\eta < 2$.

Trotzdem bleibt zu klären, ob sich beide Profile, bis auf die unterschiedlichen Energieflüsse als Untergrund, überhaupt ähnlich sind. Laut Theorie sollte der Energiefluß in den boostinvarianten Variablen $\eta$ und $\Phi$ symmetrisch um die Jetachse verteilt sein, also sollten die

Energieprofile sowohl in $\eta$- als auch in $\Phi$-Projektion die gleiche Gestalt haben. Auf den ersten Blick jedoch scheint dies nicht der Fall zu sein: Die Symmetrie des $\Delta\eta$-Profils zur Jetachse ist nicht mehr gegeben und das Maximum liegt nicht mehr exakt in der Jetachse ($\Delta\eta = 0$), sondern leicht verschoben bei negativen Abständen $\Delta\eta$. Beides läßt sich allerdings daraus erklären, daß der lineare Energieuntergrund das auf ihm sitzende Profil „kippt".

### 9.3.2 Parametrisierung der Profilform

Ob allerdings die Form der Glockenkurve der Profile in $\Delta\eta$-Projektion mit der Form der Profile in $\Delta\Phi$-Projektion bis auf die durch den Energieuntergrund erzeugten Unterschiede gleich ist, muß ein Fit an beide Profile klären. Zu diesem Zweck wird im wesentlichen die gleiche Fitfunktion wie für die $\Delta\Phi$-Projektion der Profile auch für die $\Delta\eta$-Projektion verwendet, mit den im folgenden beschriebenen Modifikationen.

Abbildung 9.3 zeigt das Ergebnis eines solchen Fits als Kurve. Das Profil kann befriedigend beschrieben werden, was auch durch die errechneten $\chi^2$-Werte belegt wird. Bis auf die besprochenen Unterschiede im Energieuntergrund und deren Auswirkungen auf die Parametrisierung besitzen also die differentiellen Energieprofile in beiden Projektionen eine qualitativ gleichartige Form.

Es wird folgende Parametrisierung für die Fitfunktion verwendet:

$$f(\Delta\eta) = a \cdot e^{-(\sqrt{|\,\Delta\eta + d\,|} + b)^4 + b^4} + c + |\, e \,| \cdot \Delta\eta \tag{9.5}$$

Dies entspricht einem Fit unter der Verwendung von fünf Fitparametern $a$, $b$, $c$, $d$ und $e$. Der im Vergleich zur Gleichung 9.1 neu hinzugekommene Fitparameter $d$ sorgt für eine Verschiebung des Maximums der ursprünglichen Funktion um den Betrag $|\, d \,|$ zu negativen $\Delta\eta$-Werten. Der linear ansteigende Untergrund wird nunmehr durch den Term $c + |\, e \,| \cdot \Delta\eta$ berücksichtigt, wobei der neue Parameter $e$ die Steigung des linearen Energieflußuntergrundes angibt. Der Betrag für $e$ sorgt für eine positive Steigung und dient der Stabilisierung des Fits.

### 9.3.3 Berechnung von Amplitude, Pedestalenergie und Halbwertsbreite

Zur Ermittlung des Pedestals (graphisch als Fläche dargestellt) wird der Mittelwert des Untergrundes ($= c$) wieder durch die Fläche eines Rechtecks ($\Delta(\Delta\Phi) \cdot \Delta(\Delta\eta) = 2.0 \cdot 4.2/21$) geteilt. Zur Umrechnung auf die Konusfläche wird mit $\pi \cdot 1.0^2$ multipliziert. Man erhält schließlich:

$$E_T^{ped} = 2.5\ \pi \cdot c \tag{9.6}$$

Als Amplitude $A$ wird jetzt der Wert der Funktion bei $\Delta\eta$=0 nach Abzug des Parameters $c$ verwendet.[3] Die Amplitude pro Flächeneinheit in $\eta$-$\Phi$-Koordinaten beträgt jetzt:

$$\frac{A}{\Delta(\Delta\Phi)\cdot\Delta(\Delta\eta)} = a\cdot e^{-(\sqrt{|d|}+b)^4+b^4} \tag{9.7}$$

Die volle Breite bei halber Amplitude errechnet sich jetzt zu [4]

$$Halbwertsbreite = 2\cdot\left((\ln 2+b^4)^{1/4}-b\right)^2. \tag{9.8}$$

## 9.4 Die differentiellen $E_T$-Profile im Monte-Carlo

### 9.4.1 Jets aus Hadronen nach Detektorsimulation

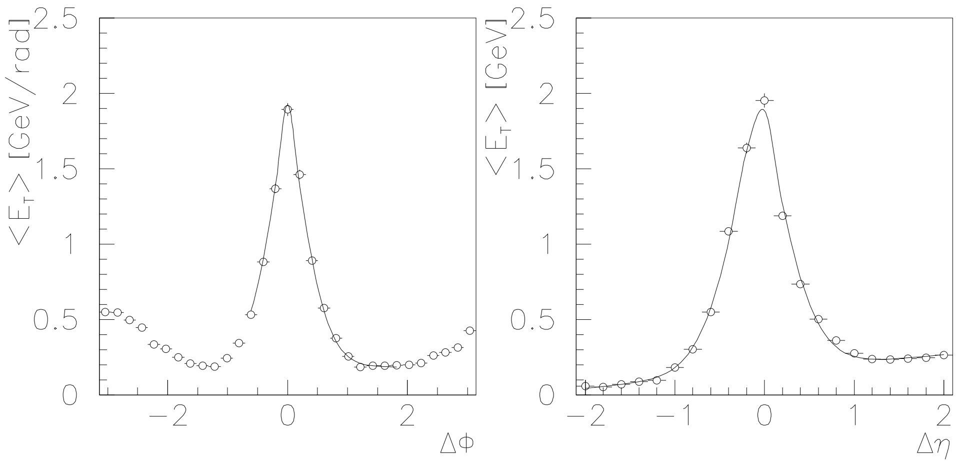


Abbildung 9.4: *Der mittlere transversale Energiefluß in azimutaler Projektion (links) und Pseudorapiditäts-Projektion (rechts) für Monte-Carlo-Jets (PYTHIA+JETSET mit Vielfachwechselwirkung unter Einschluß einer Detektorsimulation) mit einer Mindestenergie von 5 GeV im Pseudorapiditätsintervall* $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$. *Auch hier ist das Resultat des Fits mit entsprechender Fitfunktion über das jeweilige Profil gelegt.*

Um die Frage zu klären, ob die Energieflüsse in und um Jets durch das Monte-Carlo qualitativ richtig beschrieben werden, muß man die gleichen Funktionen wie für die Daten auch an

[3] Dieser Wert unterscheidet sich vom Maximum der Funktion nur minimal (nicht mehr als 1%), durch seine Verwendung kann man aber Probleme des Fits umgehen. Diese entstehen, weil das nichtdifferenzierbare Maximum der Funktion bei den Profilen in $\Delta\eta$ nicht mehr in die Mitte des Diagrammeintrags fällt, das Fitprogramm für seine $\chi^2$-Berechnung aber die Abweichung der Funktion von der Mitte jedes Eintrags verwendet.

[4] Zur Berechnung siehe wieder Anhang A

das jeweilige Monte-Carlo-Jetprofil fitten. Wenn man für die Monte-Carlo-Jets die gleichen Schnitte in Energie und Rapidität wie für die Daten anlegt, erhält man das Resultat in Abbildung 9.4. Die Fitfunktion kann auch diese Profile gut beschreiben. Datenprofile und Monte-Carlo-Profile besitzen ebenfalls eine gleichartige Form.

### 9.4.2 Jets aus generierten Hadronen (ohne Detektorsimulation)

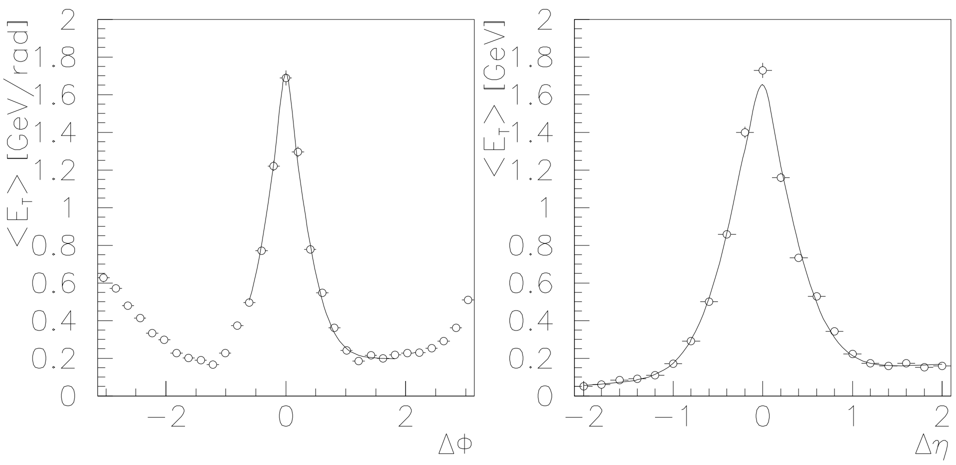


Abbildung 9.5: *Der mittlere transversale Energiefluß um die Jetachse aus Berechnungen des PYTHIA Monte-Carlo-Generators für Jets aus generierten Hadronen (ohne Einschluß einer Detektorsimulation). Die Jetrichtung liegt im Bereich $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$, die verlangte Mindestenergie beträgt 5 GeV. Gezeigt wird die azimutale Projektion des $E_T$-Profils (links) und die Pseudorapiditäts-Projektion (rechts).*

Aber die Funktionen können noch mehr: Abbildung 9.5 zeigt, daß sie auch in der Lage sind, die jeweiligen Jets aus in PYTHIA generierten Hadronen — also ohne Einschluß einer Detektorsimulation — zu beschreiben.

### 9.4.3 Jets aus generierten Partonen

Selbst wenn man Jets für in PYTHIA berechnete Partonen (also ohne Simulation der Fragmentation) sucht und deren Profile erstellt, können sie durch die Funktionen noch beschrieben werden (Abbildung 9.6).

## 9.5 Kurze Zusammenfassung

Durch die obigen Parametrisierungen ist offensichtlich eine adäquate Methode gefunden worden, differentielle Jetprofile in den Daten zu beschreiben. Drei freie Parameter für einen Fit

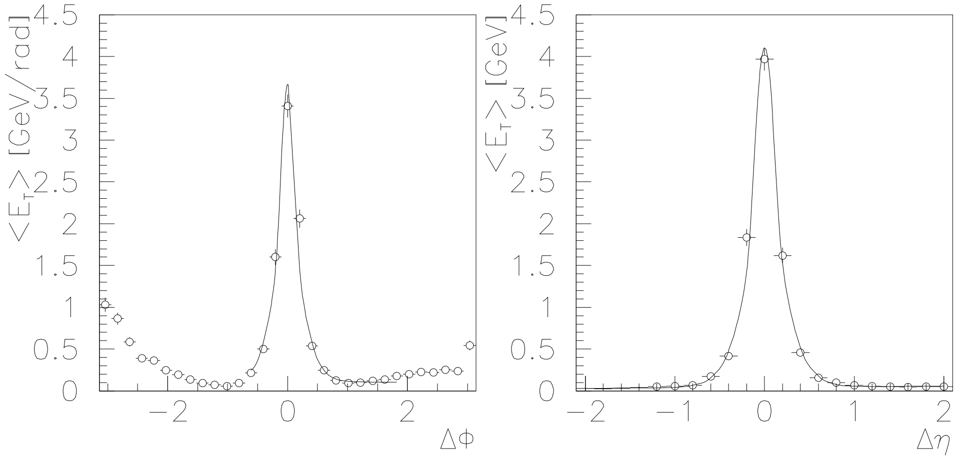


Abbildung 9.6: *Der mittlere transversale Energiefluß um die Jetachse aus Berechnungen des PYTHIA Monte-Carlo-Generators für Jets aus generierten Partonen, die eine Mindestenergie von 3 GeV besitzen und deren Achsenrichtung im Pseudorapiditätsbereich* $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ *liegt. Gezeigt wird die azimutale Projektion des* $E_T$*-Profils (links) und die Pseudorapiditäts-Projektion (rechts).*

an das Profil in $\Delta\Phi$-Projektion genügen, um das Profil in seinen wesentlichen Charakteristika zu beschreiben. Für die Energieprofile in der $\Delta\eta$-Projektion werden fünf Fitparameter benötigt, was zu etwas größeren statistischen und auch systematischen Fehlern führt (siehe dazu Kapitel 10).

Die Profile in $\Delta\Phi$-Projektion besitzen, bis auf Energieuntergrundunterschiede, qualitativ die gleiche Form wie die $\Delta\eta$-Profile. Auch die jeweiligen Monte-Carlo-Jetprofile für Jets aus Hadronen nach Detektorsimulation, aus Hadronen ohne Detektorsimulation und aus Partonen können durch die obigen Fitfunktionen beschrieben werden.

In den folgenden Kapiteln werden quantitative Aussagen über ihre Form anhand von Amplitude, Halbwertsbreite und Pedestal gemacht.

# Kapitel 10

# Die Abhängigkeit der Jetprofile von verschiedenen Variablen

Nach der in Kapitel 9 beschriebenen Methode werden differentielle Energieprofile vermessen, um im folgenden die Abhängigkeit ihrer Form von der Transversalenergie des Jets, von der Pseudorapidität des Jets und vom Partonimpuls aus dem Photon quantitativ zu studieren. Da die Jetprofile stets im Mittel über alle Ereignisse betrachtet werden, wird im letzten Abschnitt die Energiefluktuationen um die jeweiligen Mittelwerte untersucht.

## 10.1 Die Abhängigkeit von der Transversalenergie des Jets

Die Abhängigkeit der Jetprofile von der Transversalenergie der Jets wird zunächst im Pseudorapiditätsbereich $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ untersucht. Das entspricht dem Bereich der Photon-Hemisphäre in der $\gamma$p-Kollision und dem Zentralbereich im Detektor. Danach findet eine Analyse im Pseudorapiditätsintervall $2 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ statt. Dieser Bereich entspricht dem Zentralbereich in der $\gamma$p-Kollision und dem Vorwärtsbereich des Detektors.

### 10.1.1 Jets im Zentralbereich des Detektors

#### Beispiele

Abbildung 10.1 zeigt Beispiele für Profile von Jets, die im Zentralbereich des Detektors ($0 \leq \eta^{jet} \leq 1$) gefunden werden. Die Kreise entsprechen H1-Daten, das Histogramm resultiert aus einer Monte-Carlo-Simulation mit Vielfachwechselwirkung unter Einschluß einer Detektorsimulation unter analogen Bedingungen wie in den Daten. In jedem der Beispiele beschreibt das Monte-Carlo die Energieflußverteilung in den Daten gut. Die darübergelegte Kurve entspricht jeweils dem Fitresultat für das Datenprofil.

Die Energieprofile in a) und b), die aus Jets mit einer Energie zwischen 5 und 7 GeV resultieren, sind breiter als jene in c) und d), deren Jetenergie $13 \leq E_T^{jet} \leq 15$ GeV beträgt. Das

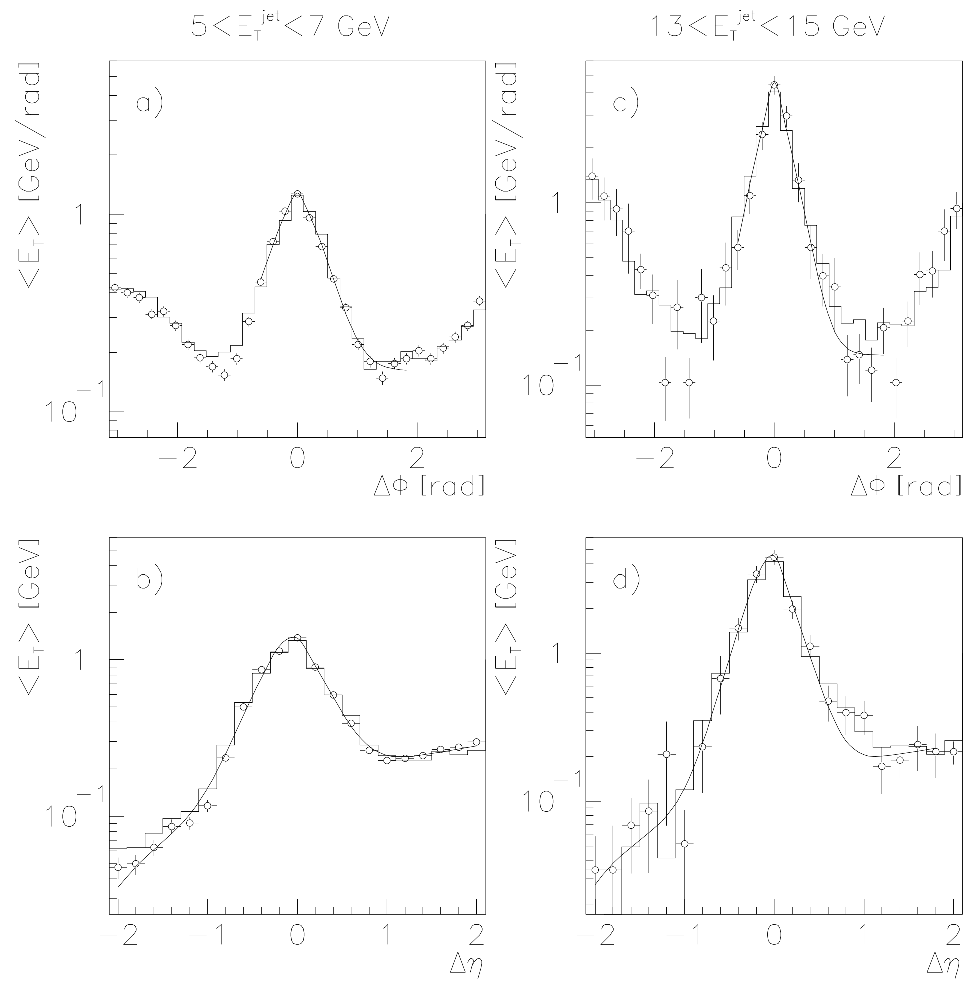


Abbildung 10.1: *Vergleich von Energieprofilen in der Projektion nach $\Delta\Phi$ (Figuren a) und c)) und nach $\Delta\eta$ (Figuren b) und d)) von Daten-Jets (Kreise) mit Jets aus dem PYTHIA-Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung nach der Detektorsimulation (Histogramm). Darübergelegt ist das Resultat des Fits aus Kapitel 9 für die Daten. Bei a) und b) beträgt die Jetenergie zwischen 5 und 7 GeV, bei c) und d) liegt sie zwischen 13 und 15 GeV. Die Jets sind im Pseudorapiditätsintervall $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ gefunden worden.*

in der Theorie erwartete Verhalten, daß die Jets kollimierter werden mit steigender Transversalenergie, wird also qualitativ bestätigt. Es soll jetzt auch quantitativ untersucht werden.

### Amplitude, Pedestalenergie und Halbwertsbreite

In Abbildung 10.2 sind als Fitresultate die Amplitude ( a) und d) ), die Pedestalenergie ( b) und e) ) und die Halbwertsbreite ( c) und f) ), die in Kapitel 9 definiert werden, gegen die Transversalenergie des Jets aufgetragen. In die Figuren a), b) und c) sind dabei die Resultate aus der $\Delta\Phi$-Projektion der Energieprofile und in d), e) und f) sind die Ergebnisse aus der $\Delta\eta$-Projektion eingegangen. Die Resultate für die Daten sind durch Kreise dargestellt; der Monte-Carlo-Simulation mit Vielfachwechselwirkung unter Einschluß einer Detektorsimulation entspricht das Histogramm.

Figur a) zeigt für $\Delta\Phi$-Profile in den Daten eine Zunahme der Amplitude mit steigender Jetenergie, die durch das PYTHIA Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung und Detektorsimulation[1] innerhalb der Fehlergrenzen beschrieben wird. Die Ergebnisse für die Amplitude in Abhängigkeit von der Transversalenergie aus den $\Delta\eta$-Profilen (Figur d) ) stimmen außerdem innerhalb der Fehlergrenzen mit Werten aus den $\Delta\Phi$-Profilen überein. Auch hier beschreibt das Monte-Carlo die Daten innerhalb der Fehlertoleranzen.

In Figur b) sieht man, daß die Verteilung der Pedestalenergie in Abhängigkeit von der Jetenergie bei den $\Delta\Phi$-Profilen relativ flach ist und Werte zwischen 1.0 und 1.7 GeV annimmt. Das gilt in gleicher Weise für die Daten- und für die Monte-Carlo-Jets. In Figur e) ist die Pedestalenergie für $\Delta\eta$-Profile gegen die Jetenergie aufgetragen. Diese Verteilung ist ebenfalls flach. Die Differenzen zu den Werten für die $\Delta\Phi$-Profile liegen innerhalb der Fehlergrenzen, bis auf den Diagrammeintrag für Jets zwischen 9 und 11 GeV. Daten und Monte-Carlo liefern dabei sehr ähnliche Ergebnisse.

Das Ansteigen der Amplitude und das Konstantbleiben des Pedestals bei steigender Jetenergie berechtigen aber noch nicht zu der Schlußfolgerung, daß sich die Form der Energieflußverteilung um die Jetachse wirklich ändert. Eine Zunahme der Amplitude bei gleichbleibender Pedestalenergie ist schon allein durch die Zunahme des Integrals der Energieflußverteilung $f(\Delta\Phi)$ über die Konusfläche bedingt, folgt also aus der Zunahme der gesamten Jetenergie.

$$E_T^{jet} = \int_{-1}^{1} f(\Delta\Phi) d(\Delta\Phi) \tag{10.1}$$

Die Figuren c) und f) zeigen aber eine abnehmende Halbwertsbreite bei steigender Energie. Die Differenzen bezüglich der Halbwertsbreite zwischen den Profilen in $\Delta\Phi$- und in $\Delta\eta$-Projektion bewegen sich dabei innerhalb der Fehlergrenzen. Das Monte-Carlo beschreibt auch hier das Verhalten der Datenjets innerhalb der Fehlertoleranz.

[1] Dieses Monte-Carlo ist im folgenden immer gemeint, wenn nicht ausdrücklich etwas anderes dazugeschrieben ist.

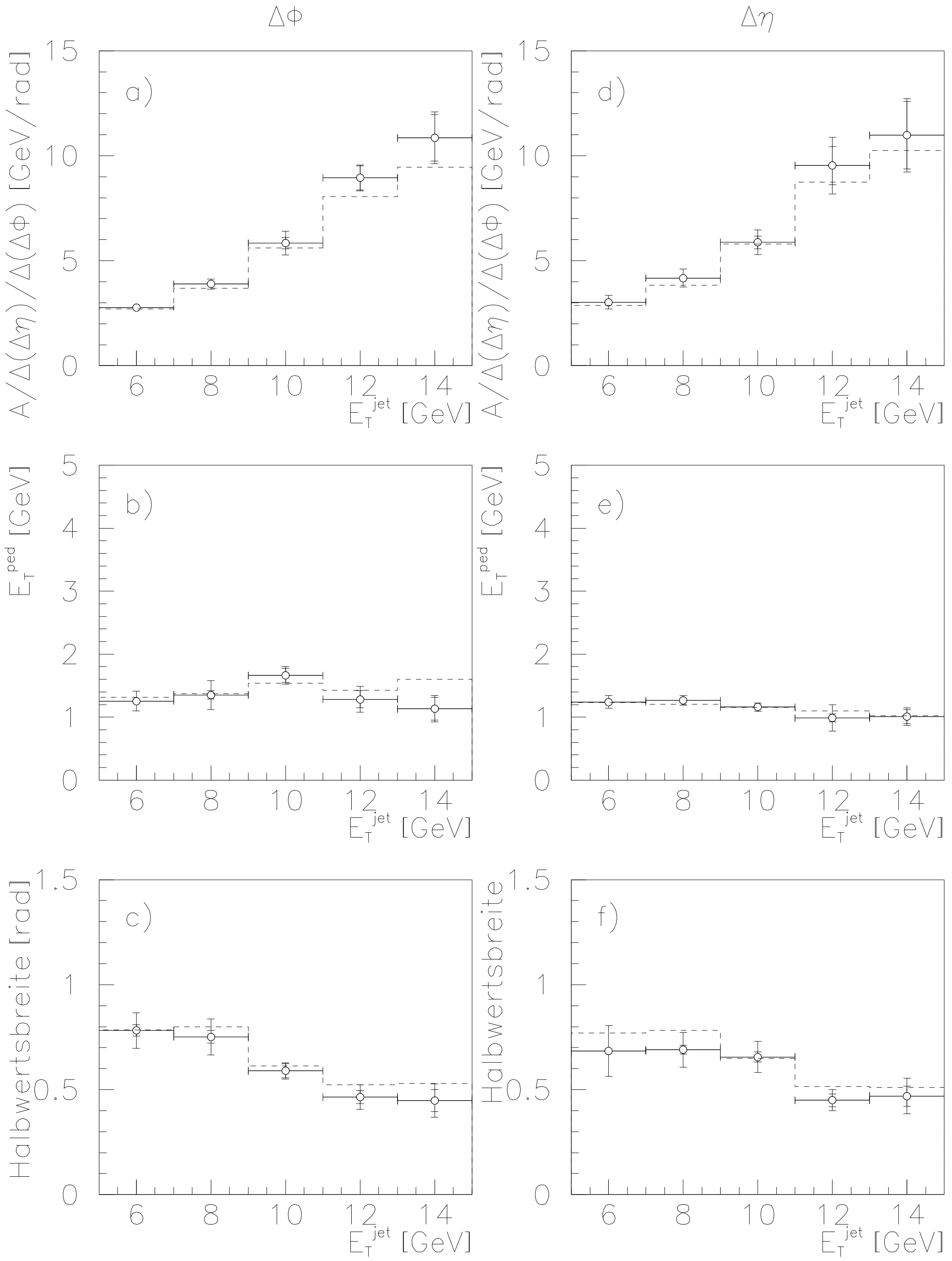


Abbildung 10.2: *Die Abhängigkeit der Jetform von der Transversalenergie für die Daten (Kreise) und das Monte-Carlo mit Detektorsimulation (Histogramm) für Jets im Pseudorapiditätsbereich $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$. Gezeigt sind Amplitude ( a), d) ), Pedestalenergie ( b), e) ) und die volle Breite bei halber Amplitude ( c), f) ) aus Fits an $E_T$-Profile in $\Delta\Phi$-Projektion (links) und in $\Delta\eta$-Projektion (rechts).*

**Schlußfolgerung**

Aus dem Verhalten von Halbwertsbreite, Amplitude und Pedestalenergie folgt, daß der Energiefluß mit steigender Jetenergie stärker um die Jetachse kollimiert ist. Die Form des Energieprofils wird also schmaler. Die Betrachtung der Profile in $\Delta\Phi$- bzw. $\Delta\eta$-Projektion ergibt eine gute Übereinstimmung in diesen Größen.

**Fehlerbetrachtung**

In Abbildung 10.2 entsprechen die inneren Fehlerbalken den durch das Fitprogramm berechneten statistischen Fehlern. Die äußeren Balken werden jeweils durch quadratische Addition von statistischem und systematischem Fehler erhalten.

Zur Ermittlung des systematischen Fehlers wird zunächst untersucht, wie sich die Energieauflösung im Flüssig-Argon-Kalorimeter und die damit verbundenen Fehler in der Messung der Jetenergie auf die Ergebnisse des Fitresultats auswirken.

Da nämlich immer Jets in einem gewissen $E_T^{jet}$-Intervall der Breite 2 GeV ausgewählt werden, können aufgrund von Fehlern in der Energiemessung Jets aus einem Bereich in benachbarte Energiebereiche migrieren, und umgekehrt. So kann das Resultat des Fits entsprechend verfälscht werden.

Die Energieauflösung im Flüssig-Argon-Kalorimeter beträgt $\sigma_E/E \approx 50\%/\sqrt{E}$ für hadronische Schauer einzelner Pionen [3]. Zur Abschätzung der Auswirkungen solcher Migrationen werden nun die Grenzen des herausgeschnittenen $E_T^{jet}$-Bereichs verändert und danach die Fits wiederholt. Die Abweichungen in Amplitude, Pedestalenergie und Halbwertsbreite werden notiert. So wird die untere $E_T^{jet}$-Grenze einseitig um 0.5 GeV gesenkt, die obere einseitig um 0.5 GeV erhöht, oder es werden beide Grenzen bis zu 1 GeV nach unten bzw. nach oben verschoben. Dabei ergeben sich in den genannten Größen nie Abweichungen von mehr als 5%.

Es werden aber auch Fälle registriert, bei denen zum Beispiel durch Senkung der unteren $E_T^{jet}$-Grenze die Halbwertsbreite kleiner statt größer wird, obwohl energieärmere Jets zusätzlich in den $E_T^{jet}$-Bereich gelangen. Daraus läßt sich schließen, daß sich bei der Erstellung der Profile bzw. bei der Anpassung der Funktion an das Profil die eigentlichen Migrationseffekte weniger stark auswirken als die Fluktuationseffekte.

Den weitaus größten systematischen Fehler machen die für den Fit festgelegten Ausgangsbedingungen aus. Der Fit ist zwar sehr stabil gegenüber Veränderungen der Anfangswerte der Fitparameter, das Ergebnis verändert sich aber bei Variation der Grenzen in $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$, innerhalb derer die Anpassung der Funktion an das Profil stattfindet. Deshalb wird für jedes Profil die größte Abweichung des Fitresultats bei noch sinnvollen Fitgrenzen als systematischer Fehler angenommen. Damit sind im systematischen Fehler insbesondere die angesprochenen Schwierigkeiten bei der Beschreibung des Energieflusses außerhalb des Konus bei $\Delta\Phi \approx 1.4$ (siehe Abbildung 10.1) berücksichtigt.

### Detektoreffekte

In Abbildung 10.3 wird der Einfluß des Detektors auf die Jetprofile veranschaulicht. Dafür werden analog zu Abbildung 10.2 Jets aus generierten Hadronen, im PYTHIA-Monte-Carlo ohne Detektorsimulation berechnet. Die Verteilungen von Amplitude, Pedestalenergie und Halbwertsbreite sind in Abhängigkeit von der gesamten transversalen Energie des Jets dargestellt (Dreiecke). Das gestrichelte Histogramm entspricht Jets nach den Berechnungen des PYTHIA Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung unter Einschluß einer Detektorsimulation. Es handelt sich also um dasselbe Histogramm wie in Abbildung 10.2.

In allen Figuren bis auf e) stimmen innerhalb der statistischen Fehler die Verteilungen von rekonstruierten Jets mit Jets aus generierten Hadronen überein. Der Einfluß des Detektors ist also gering.

Die Differenz in der Pedestalenergie in Figur e) läßt sich folgendermaßen erklären: Hauptsächlich aufgrund von Wechselwirkungen des Protonrestes mit den Strahlkollimatoren kommt es zu einem zusätzlichen Energiefluß im Vorwärtsbereich des Detektors, der durch die Detektorsimulation beschrieben wird.[2] Da man Jets im Zentralbereich des Detektors betrachtet, ist man bei den Profilen in $\Delta\Phi$-Projektion für diesen Effekt nicht sensibel. Bei den Profilen in $\Delta\eta$-Projektion jedoch mißt man für positive Abstände zur Jetachse Energieflüsse im Vorwärtsbereich des Detektors. Bei Einschluß einer Detektorsimulation steigt also der Energieuntergrund für positive $\Delta\eta$ stärker an als es ohne Einschluß einer Detektorsimulation der Fall ist; der Energiefluß für negative $\Delta\eta$ bleibt dagegen im wesentlichen gleich. Dadurch wird das gesamte Profil durch den zusätzlichen Energiefluß im Vorwärtsbereich stärker „gekippt“. Also mißt der Fit bei der Beschreibung des Profils mit Einschluß der Detektorsimulation aufgrund der erhöhten Steigung des linearen Untergrundes auch in der Jetachse einen erhöhten Energiefluß in Form des Parameters $c$. Nach Gleichung 9.6 hat das eine erhöhte Pedestalenergie im Vergleich zum Energieprofil ohne Detektorsimulation zur Folge.

### Schlußfolgerung

Da die Profile von Jets aus einem Monte-Carlo mit Detektorsimulation eine ähnliche Form besitzen wie die Profile der Jets aus generierten Hadronen, können Einflüsse durch den Detektor in erster Näherung vernachlässigt werden.

## 10.1.2 Jets bei großen Rapiditäten

### Beispiele

Wie aber sehen die Verhältnisse im Vorwärtsbereich des Detektors aus? Abbildung 10.4 zeigt wieder Jetprofile in $\Delta\Phi$- (Figuren a) und c) ) und in $\Delta\eta$-Projektion (Figuren b) und

[2] Ein mögliches Szenario dafür: Anstatt daß der größte Teil des Protonrestes eines Ereignisses im Strahlrohr verschwindet, ohne durch den Detektor nachgewiesen zu werden, wird durch die Streuung des Protonrestes an einem der Kollimatoren zusätzliche Energie in den Vorwärtsbereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters deponiert.

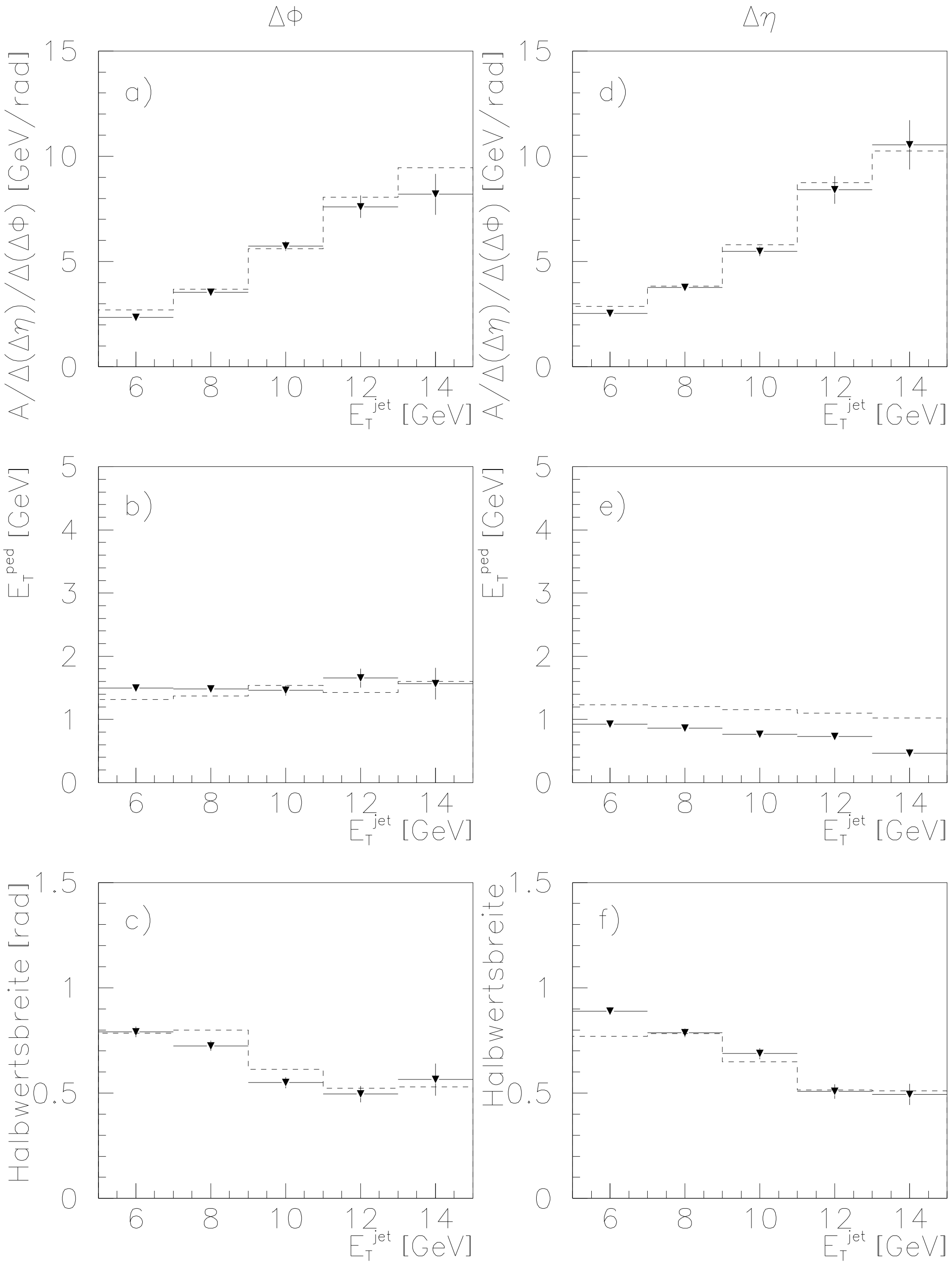


Abbildung 10.3: *Die Abhängigkeit der Jetform von der Transversalenergie für das Monte-Carlo ohne Detektorsimulation (Dreiecke) und das Monte-Carlo mit Detektorsimulation (Histogramm) für Jets im Pseudorapiditätsbereich* $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$*. Gezeigt sind Amplitude ( a), d) ), Pedestalenergie ( b), e) ) und die volle Breite bei halber Amplitude ( c), f) ) aus Fits an* $E_T$*-Profile in* $\Delta\Phi$*-Projektion (links) und in* $\Delta\eta$*-Projektion (rechts).*

d) ) für unterschiedliche Jetenergien ( a) und b) für $5 \leq E_T^{jet} \leq 7$ GeV; c) und d) für $13 \leq E_T^{jet} \leq 15$ GeV). Wieder sind die Daten als Kreise, das PYTHIA Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung unter Einschluß einer Detektorsimulation als Histogramm und das Fitresultat für die Daten als Kurve aufgetragen.

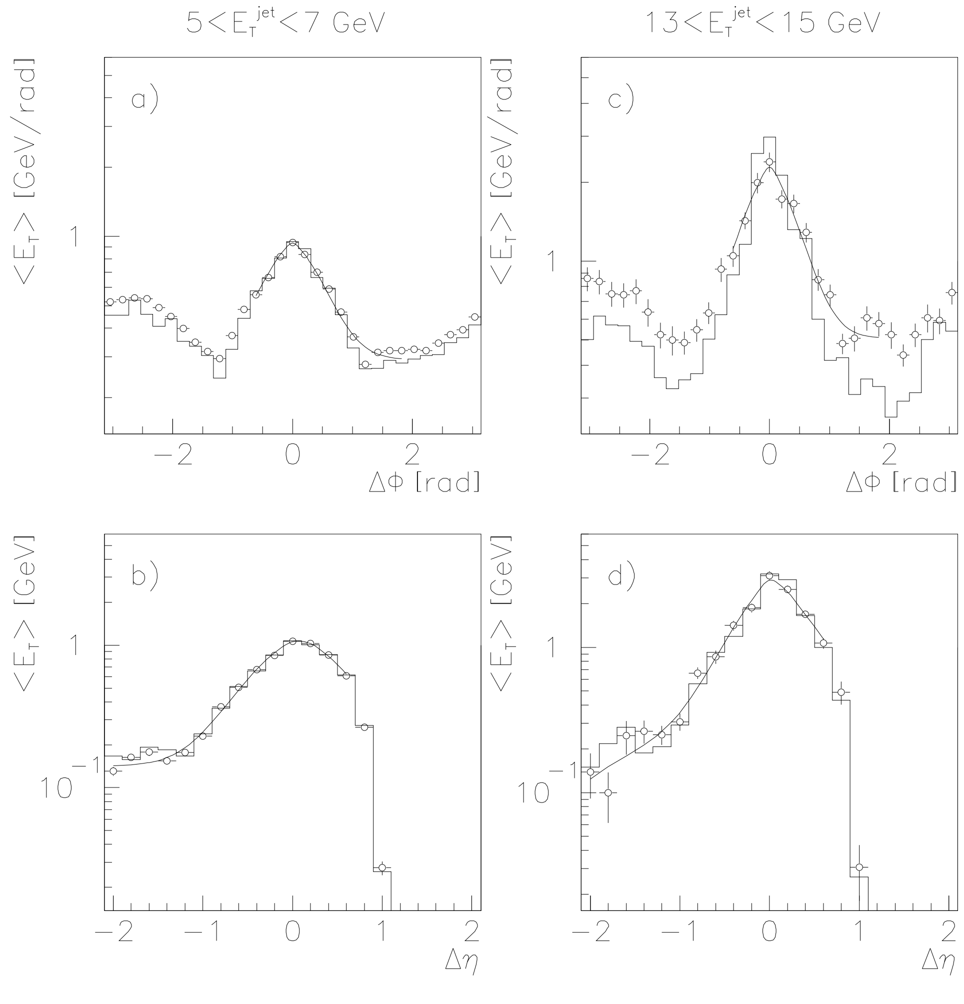


Abbildung 10.4: *Vergleich von Energieprofilen in der Projektion nach $\Delta\eta$ von Daten (Kreise) mit PYTHIA Monte Carlo mit Vielfachwechselwirkung (Histogramm). Das Fitresultat für die Daten ist als Kurve eingezeichnet. In der linken Figur liegt die Jetenergie zwischen 5 und 7 GeV, in der rechten zwischen 11 und 13 GeV. Die Jets werden im Pseudorapiditätsintervall $2 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ gefunden.*

Bei den Profilen in $\Delta\Phi$-Projektion zeigt sich, daß das Datenprofil durch das Monte-Carlo nur schlecht beschrieben wird. Das gilt sowohl für die Form des Energieflusses im Jetkonus als auch für den Energiefluß außerhalb, wo das Monte-Carlo die Werte der Daten deutlich unterschreitet. Dies steht mit anderen Messungen im Einklang, wie zum Beispiel aus den Jetprofilen in [27] (Seite 12, Figur 10) abzulesen ist.

Bei den Profilen in $\Delta\eta$-Projektion sieht man bei positiven Abständen $\Delta\eta$ von der Jetachse das Abfallen des Energieflusses infolge der räumlichen Begrenzung des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Hier bleibt also zur Beschreibung der Pedestalenergie nur der Bereich mit negativen Abständen $\Delta\eta$ von der Jetachse. Außerdem erhält man bereits große Differenzen in dem Fitresultat, wenn man die Anpassungsgrenze der Fitfunktion an das Profil bei positiven $\Delta\eta$ nur um einen Diagrammeintrag verschiebt. Dies wirkt sich natürlich stark auf den systematischen Fehler aus. Es wird auch hier für beide Projektionen der Profile qualitativ beobachtet, daß der Energiefluß des Jets mit wachsender Energie stärker um die Achse kollimiert ist.

### Amplitude, Pedestalenergie und Halbwertsbreite

Quantitativ ist das aus Abbildung 10.5 abzulesen, die in der gleichen Art und Weise wie Abbildung 10.2 erstellt wird, nur jetzt für Jets im Vorwärtsbereich des Detektors ($2 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$). Die Kreise entsprechen wieder den Daten, das Histogramm dem PYTHIA Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung und Detektorsimulation.

In den Figuren a) und d) sieht man wieder das Ansteigen der Amplitude mit steigender Jetenergie, jetzt ist der Anstieg jedoch flacher. Im Monte-Carlo erhält man allerdings Profile mit größeren Amplituden als in den Daten, wobei die Differenz zwischen Daten und Monte-Carlo mit steigender Jetenergie größer wird. Bei den $\Delta\eta$-Profilen ist diese Differenz nicht so groß.

Zum Teil erklärt sich die Differenz aus den Figuren b) und e): In Figur b) beobachtet man in den Daten eine ansteigende Pedestalenergie, die sich zwischen 2 und 4 GeV bewegt. Das Monte-Carlo unterscheidet sich allerdings klar davon. Die Differenz dieser beiden Verteilungen scheint sich mit wachsender Jetenergie zu vergrößern, auch wenn die systematischen Fehler zunehmen. Aufgrund der aussterbenden Statistik nehmen nämlich die Fluktuationen der Werte von benachbarten Diagrammeinträgen in der Region außerhalb des Konus stark zu (siehe nochmals Abbildung 10.4, c) ). Das bedeutet, daß der Parameter $c$ bei unterschiedlicher Wahl der Fitgrenzen stark variiert. Jedenfalls sorgt eine unterschiedliche Pedestalenergie von Daten und Monte-Carlo für eine Änderung der Amplitude, da zu ihrer Bestimmung der konstante Parameter $c \propto E_T^{ped}$ von der Fitfunktion abgezogen wird (siehe Kapitel 9).

Für die Energieprofile in der $\Delta\eta$-Projektion sind die Unterschiede zwischen Daten und Monte-Carlo bezüglich der Pedestalenergie etwas geringer, außer für die Jets mit $E_T^{jet} \geq 11$ GeV, bei denen aber die großen systematischen Fehler sowieso dominieren. Die geringere Differenz läßt sich dadurch erklären, daß zur Pedestalermittlung nur der Energiefluß mit negativen Abständen in $\Delta\eta$ genutzt werden kann. Da diese Region dem Zentralbereich des Detektors nahe ist, beschreibt das Monte-Carlo die Energieflüsse besser.

In Figur c) sieht man, daß die Halbwertsbreite der Datenjets mit steigender Jetenergie nur schwach abfällt, ja sogar für kleine Jetenergien anzusteigen scheint. Die Monte-Carlo-Jets sind signifikant schmaler als die Daten-Jets, was zum Teil sicherlich auf die Tatsache zurückgeführt werden kann, daß die Amplitude signifikant größer ist. Schließlich muß die gesamte Jetenergie, also das Integral über den Konusdurchmesser der Fitfunktion (Gleichung 10.1),

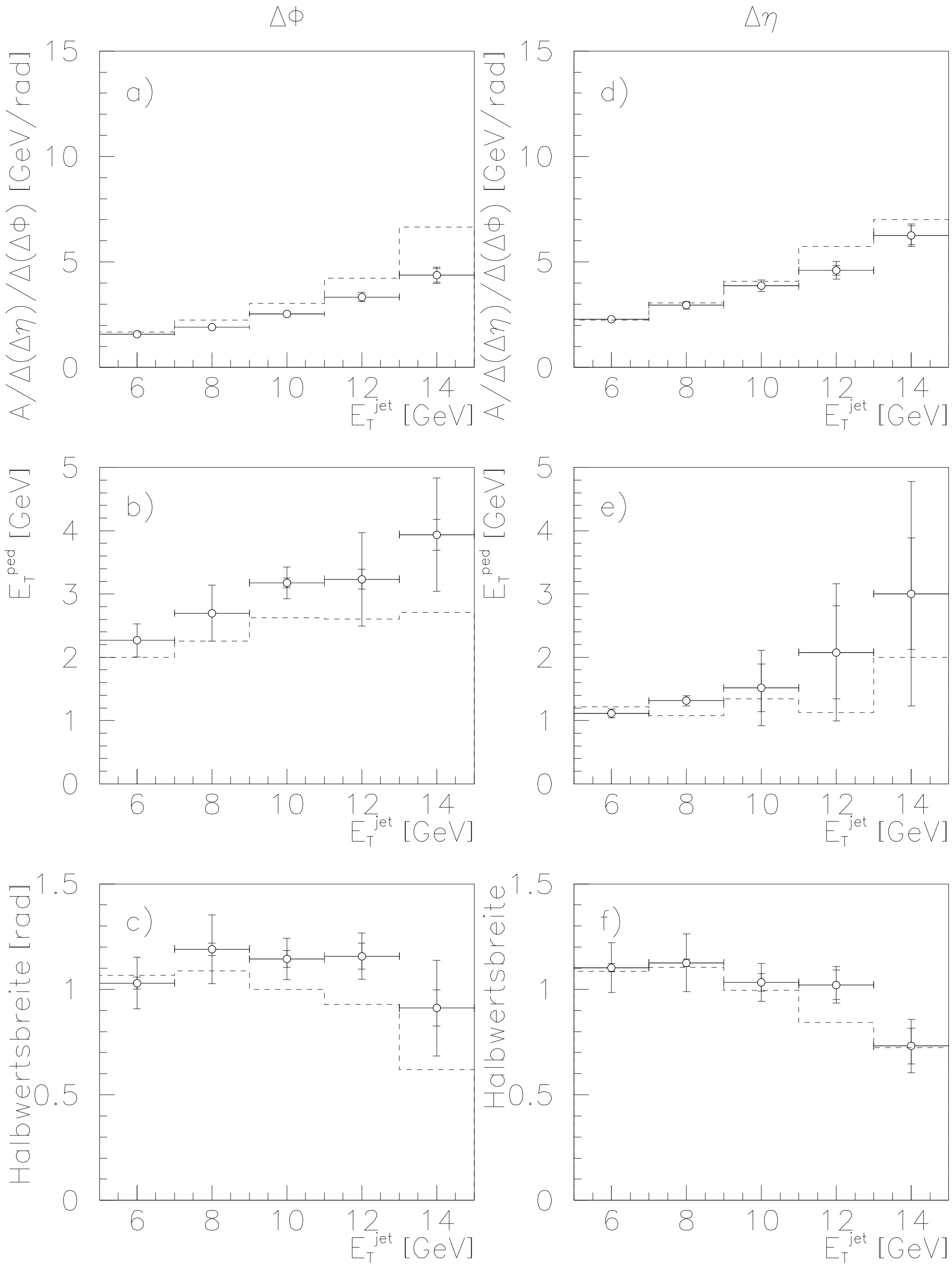


Abbildung 10.5: *Die Abhängigkeit der Jetform von der Transversalenergie für die Daten (Kreise) und das Monte-Carlo mit Detektorsimulation (Histogramm) für Jets im Pseudorapiditätsbereich $2 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Gezeigt sind Amplitude ( a), d) ), Pedestalenergie ( b), e) ) und die volle Breite bei halber Amplitude ( c), f) ) aus Fits an $E_T$-Profile in $\Delta\Phi$-Projektion (links) und in $\Delta\eta$-Projektion (rechts).*

sowohl in den Daten als auch im Monte-Carlo den gleichen Wert ergeben. Eine größere Amplitude im Monte-Carlo hat also eine schmalere Halbwertsbreite zur Folge, allerdings unter der Einschränkung, daß die Differenzen in der Pedestalenergie die Bilanz der gesamten Jetenergie natürlich auch noch beeinflussen können.

In Figur f) beobachtet man ebenfalls eine abfallende Halbwertsbreite. Die Differenzen zwischen Daten und Monte-Carlo sind allerdings nicht so groß wie in den $\Delta\Phi$-Profilen, was aufgrund der geringeren Differenzen in den Figuren d) und e) auch zu erwarten ist.

Bei einem Vergleich dieser Abbildung mit Abbildung 10.2 stellt man aber insgesamt fest, daß Jets mit vergleichbarer Jetenergie im Vorwärtsbereich des Detektors eine geringere Amplitude und dafür eine größere Halbwertsbreite haben. Ihre Energieprofile besitzen also eine breitere Form. Außerdem verfügen sie über eine um ca. 1 - 3 GeV höhere Pedestalenergie.

### Schlußfolgerung

Auch im Vorwärtsbereich des Detektors wird die Form der Energieflußverteilung um die Jetachse mit wachsender Jetenergie schmaler.

### Detektoreffekte

Wenn man nun, analog zu Abbildung 10.3, wieder das Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung und Detektorsimulation (Histogramm) mit dem ohne (Dreicke) vergleicht, erhält man Abbildung 10.6. Sie offenbart große Unterschiede in den einzelnen Verteilungen. Sowohl in den $\Delta\Phi$-Profilen als auch in den $\Delta\eta$-Profilen sind die Hadronenjets ohne Detektorsimulation schmaler und besitzen eine größere Amplitude. Ihre Energieverteilung ist also stärker um die Jetachse kollimiert. In den $\Delta\Phi$-Profilen ist das Pedestal bei Einschluß einer Detektorsimulation um 0.5 bis 1 GeV größer als ohne. Der Grund für diesen zusätzlichen Energiefluß liegt auch hier vor allem in der Wechselwirkung des Protonrests mit den Kollimatoren (siehe die Diskussion zu Abbildung 10.3, e) ).

Die quasi kaum vorhandene Differenz der Pedestalenergie in Abbildung 10.6, e) läßt sich wieder daraus erklären, daß bei den Profilen in $\Delta\eta$-Projektion die Messung des Energieuntergrundes weiter in Richtung des Zentralbereichs des Detektors stattfindet. Dort ist der Einfluß des Detektors aber nur gering.

Auf jeden Fall ist in diesem Bereich der Pseudorapidität die Form der Jets sehr stark durch Detektoreffekte beeinflußt ist. Im Prinzip lassen sich jetzt aus Abbildung 10.6 Korrekturfunktionen ableiten, die die Detektorbeeinflussung auf die Jets eliminiert. Für Jets aus den Daten ist solch eine Korrektur allerdings nicht möglich, weil deren Form durch das Monte-Carlo mit Detektorsimulation nicht richtig beschrieben wird. Man muß sich also eine alternative Methode überlegen, was in Kapitel 11 versucht wird.

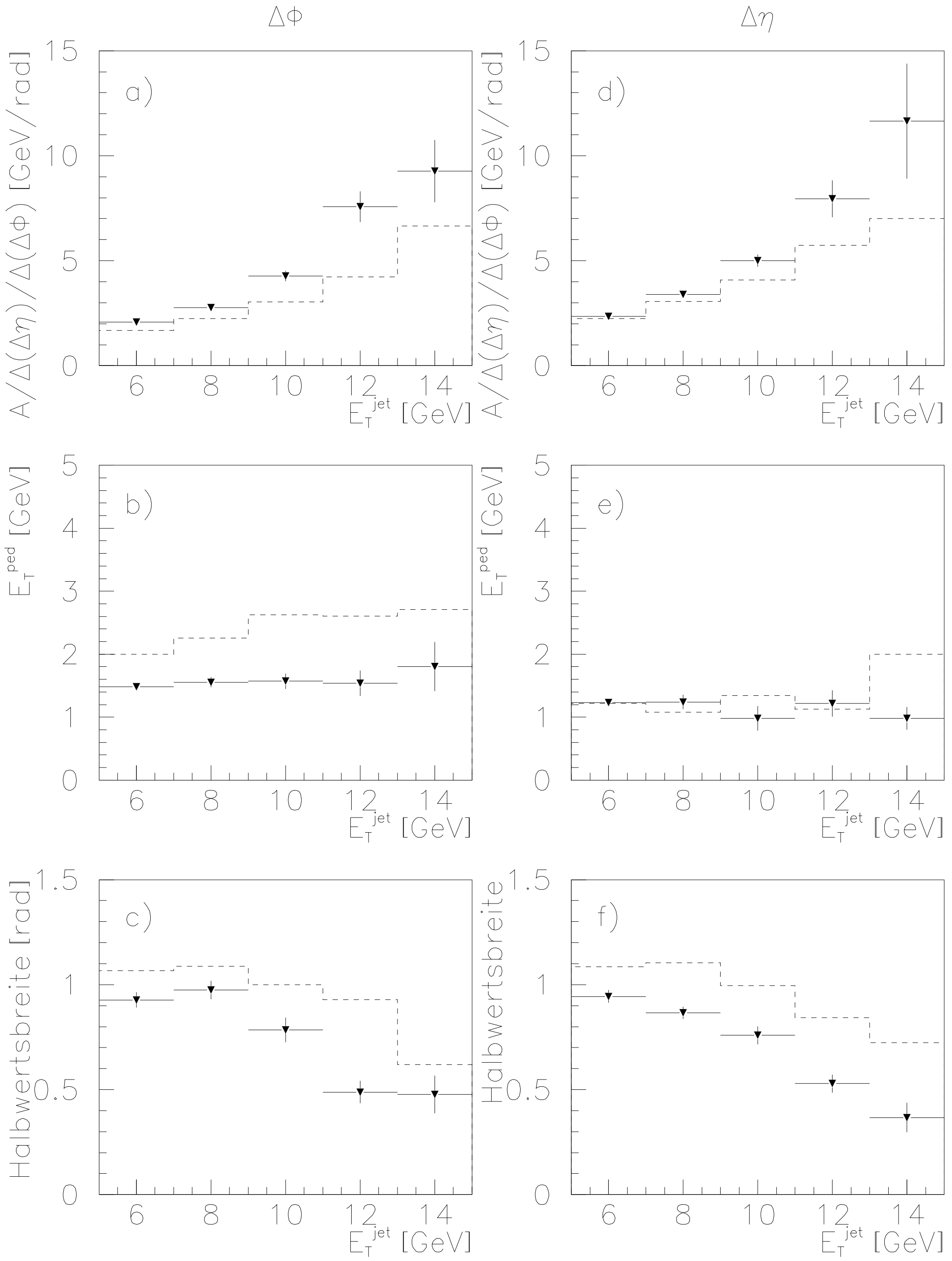


Abbildung 10.6: *Die Abhängigkeit der Jetform von der Transversalenergie für das Monte-Carlo ohne Detektorsimulation (Dreiecke) und das Monte-Carlo mit Detektorsimulation (Histogramm) für Jets im Pseudorapiditätsbereich $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$. Gezeigt sind Amplitude ( a), d) ), Pedestalenergie ( b), e) ) und die volle Breite bei halber Amplitude ( c), f) ) aus Fits an $E_T$-Profile in $\Delta\Phi$-Projektion (links) und in $\Delta\eta$-Projektion (rechts).*

### 10.1.3 Zusammenfassender Vergleich von Jets im Zentralbereich des Detektors mit Jets aus dem Vorwärtsbereich

Die Amplitude der Jets ist im Zentralbereich größer als im Vorwärtsbereich. Dies liegt einerseits an der geringeren Pedestalenergie. Andererseits steht das im Einklang mit der kleineren Halbwertsbreite, weil das Integral über das Jetprofil im Konus — die Jetenergie — jeweils konstante Werte annimmt. Der Anstieg der Amplitude mit wachsender Jetenergie ist für Jets im Zentralbereich steiler, was sich durch die Pedestalenergieverteilung erklären läßt. Im Zentralbereich ist diese Verteilung nämlich flach, während sie im Vorwärtsbereich ansteigt.

Die Halbwertsbreite ist im Zentralbereich geringer als im Vorwärtsbereich. Ihr Abfall mit steigender Jetenergie ist im Zentralbereich steiler als im Vorwärtsbereich, was mit den unterschiedlichen Steigungen der Amplitudenverteilungen korrespondiert. Wiederum bleibt nämlich zu beachten, daß die gesamte Jetenergie in beiden Bereichen jeweils dieselbe ist.

Insgesamt ist aus dem Zusammenspiel aller drei Verteilungen abzulesen, daß für gleiche Jetenergien die Energieflußverteilung der Jets im Zentralbereich stärker um die Jetachse kollimiert ist als für die der Jets im Vorwärtsbereich.

## 10.2 Die Abhängigkeit von der Pseudorapidität des Jets und vom Partonimpuls aus dem Photon

Im vorigen Kapitel sind Profile von Jets aus unterschiedlichen Pseudorapiditätsbereichen gezeigt worden. Man kann dort feststellen, daß im Vorwärtsbereich der Energieuntergrund höher liegt, und die Energieflußverteilungen in geringerem Maße um die Achse kollimiert sind. Das Monte-Carlo ist nicht in der Lage, die Energieflüsse um den Jet im Vorwärtsbereich richtig zu beschreiben.

Um die Pseudorapiditätsabhängigkeit der Jetprofile genauer zu beleuchten, sollen im folgenden Fitresultate aus weiteren Bereichen der Pseudorapidität vorgestellt werden. Außerdem soll gefragt werden, wie der zweite Jet die Energieflußverteilung um den ersten beeinflussen kann.

Die Variable $x_\gamma$, also der Impulsanteil, den das Photon in den harten Streuprozeß einbringt, kann im Experiment rekonstruiert werden: Ersetzt man die partonischen Größen aus Gleichung 3.15 durch die Richtungen und Transversalenergien der Jets und bestimmt man die Photonenergie aus der Elektrontaggermessung ($E_\gamma = E_e^{beam} - E_{tagger}$), dann ergibt sich näherungsweise

$$x_\gamma^{reco} \approx \frac{E_T^{jet1} e^{-\eta_{jet1}} + E_T^{jet2} e^{-\eta_{jet2}}}{2 \cdot E_\gamma} \tag{10.2}$$

Kleine Werte von $x_\gamma^{reco}$ entsprechen also Ereignis-Konfigurationen, bei denen beide Jets in Vorwärtsrichtung liegen, d.h. große Pseudorapiditäten aufweisen. Wenn man den ersten Jet mit der maximalen Transversalenergie im Ereignis in ein gewisses $E_T$-Intervall und einen bestimmten Pseudorapiditätsbereich legt, so werden durch Variation von Richtung und Energie des zweiten Jets verschiedene Werte von $x_\gamma$ erzeugt.

**Beispiele**

Abbildung 10.7 zeigt Jetprofile für Jets zwischen 7 und 9 GeV im Pseudorapiditätsbereich $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ in azimutaler und in Pseudorapiditätsprojektion. Die Kreise entsprechen den Datenjets, das Histogramm dem Monte-Carlo mit Detektorsimulation und die Kurve einem Fit an das Datenprofil.

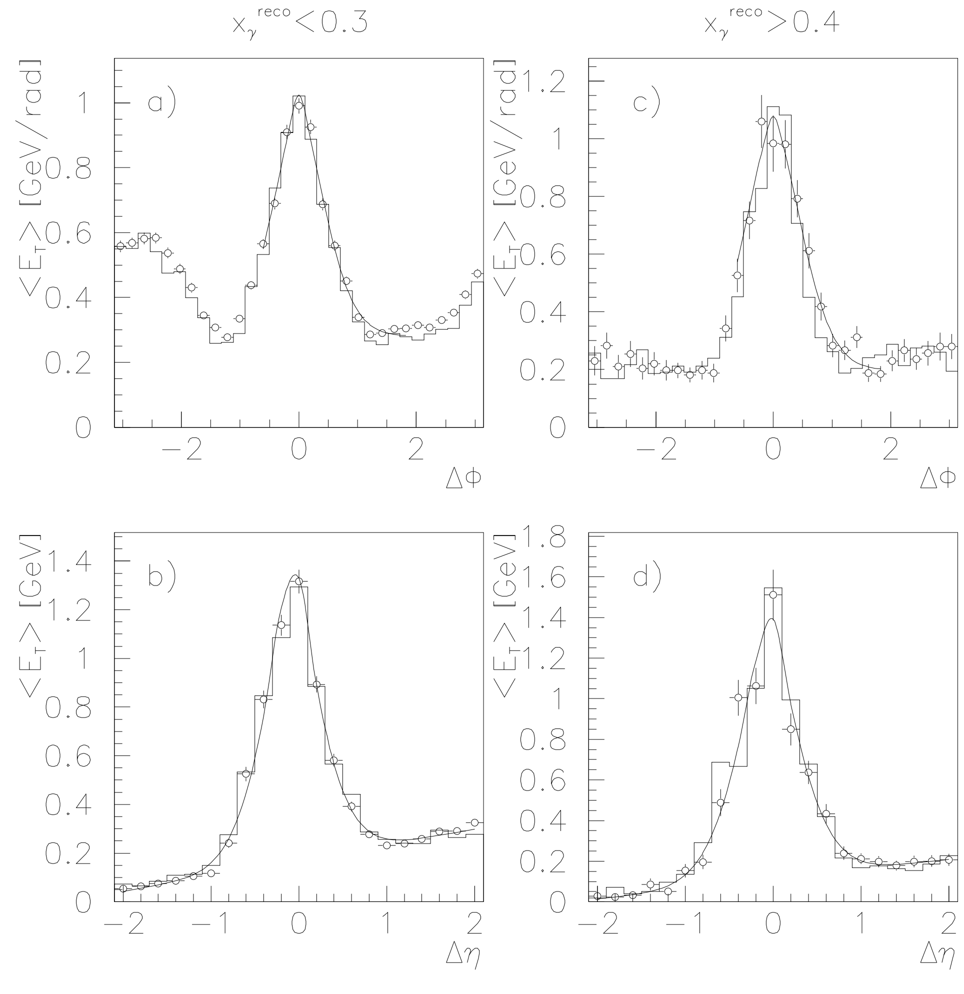


Abbildung 10.7: *Vergleich von Energieprofilen in der Projektion nach $\Delta\Phi$ (Figuren a) und c)) und nach $\Delta\eta$ (Figuren b) und d)) von Daten (Kreise) mit PYTHIA Monte Carlo mit Vielfachwechselwirkung (Histogramm). Darübergelegt wurde das Fitresultat für die Daten. Bei a) und b) ist das rekonstruierte $x_\gamma$ kleiner als 0.3, bei c) und d) dagegen größer als 0.4. Die Jets mit einer Jetenergie zwischen 5 und 7 GeV werden im Pseudorapiditätsintervall $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ gefunden.*

Für kleine $x_\gamma^{reco} < 0.3$ (links) ist das Monte-Carlo nicht in der Lage, den Energiefluß außerhalb des Jets richtig zu beschreiben. Der Monte-Carlo-Energiefluß liegt deutlich unter den Werten für die Daten. Wenn also der zweite Jet in die Vorwärtsrichtung des Detektors zeigt, wird die Beschreibung im Monte-Carlo schlechter.

Für größere $x_\gamma^{reco} > 0.4$ (rechts) ist die Beschreibung der Daten durch das Monte-Carlo besser. Ein Vergleich von Jetprofilen bei kleinen und bei großen $x_\gamma^{reco}$ zeigt ferner, daß der Einfluß des zweiten Jets sich im Pedestalniveau bemerkbar macht. Je weiter der zweite Jet in Vorwärtsrichtung zeigt, desto höher wird das Pedestal für den ersten und umgekehrt.

### Amplitude, Pedestal, Halbwertsbreite

Um dieses Phänomen genauer zu studieren, betrachtet man auch weiterhin die Jets getrennt nach großen und kleinen $x_\gamma^{reco}$. Abbildung 10.8 zeigt die Abhängigkeit der Jets von der Pseudorapidität quantitativ aus den Fitresultaten. Die Kreise entsprechen den Daten-Profilen und das Histogramm den Monte-Carlo-Jetprofilen bei Einschluß einer Detektorsimulation. Die inneren Fehlerbalken sind die statistischen Fehler des Fitprogramms, die äußeren entsprechen der quadratischen Addition von statistischem und systematischem Fehler.

Während die Pedestalenergie mit steigendem $\eta^{jet}$ kontinuierlich zunimmt, fällt die Amplitude der Jets, und die Halbwertsbreite steigt damit an. Das heißt, daß die Jets mit wachsender Pseudorapidität eine breiteres Profil besitzen.

Im Vergleich der Jets bei kleinen $x_\gamma^{reco}$ ($< 0.3$) mit den Jets bei großen $x_\gamma^{reco}(> 0.4)$ zeigt sich nun auch quantitativ, daß bei großen $x_\gamma^{reco}$ die Pedestalenergie insgesamt geringere Werte annimmt als bei kleinen. Natürlich ist dieser Effekt umso größer, je weiter sich der erste Jet in Vorwärtsrichtung befindet.

Außerdem werden für Jets bei großen $x_\gamma^{reco}$ stärker kollimierte Profilformen gemessen, da sie größere Amplituden und geringere Halbwertsbreiten besitzen. Der Einfluß des zweiten Jets macht sich also im Mittel quantitativ bemerkbar.

### Probleme bei der Energieflußbeschreibung im Monte-Carlo

In der quantitativen Analyse der Fitresultate zeigen sich die Probleme bei der Energieflußbeschreibung im Monte-Carlo für kleine $x_\gamma^{reco}$ nicht mehr so deutlich wie noch in den Profilen selbst (vergleiche Abbildung 10.7, Figur a)). Zwar ist in Figur b) der Abbildung 10.8 noch erkennbar, wie die Pedestalenergie in den Daten die Werte für das Monte-Carlo für große Pseudorapiditäten übertrifft, jedoch verschwindet der Unterschied innerhalb der Fehlergrenzen. Die bereits in Kapitel 9 erwähnte Unsicherheit in der Beschreibung des Energieflusses bei $\Delta\Phi \approx 1.4$ wirkt sich hier wieder stark auf den systematischen Fehler aus. In Abbildung 10.7 Figur a) ist auch deutlich zu erkennen, daß die Fitfunktion für das Datenprofil in diesem Bereich die Werte der Daten unterschreitet. So verringert sich die Differenz zwischen Daten und Monte-Carlo anhand der Fitresultate zusätzlich.

Um aber die Unterschiede des Energieflusses außerhalb des Jetkonus von Daten und Monte-Carlo deutlicher darzustellen, zeigt Abbildung 10.9 die Abhängigkeit der Pedestalenergie von $x_\gamma^{reco}$ für Jets zwischen 7 und 9 GeV im Pseudorapiditätsintervall $1 \leq \eta^{jet} \leq 2$. Die inneren

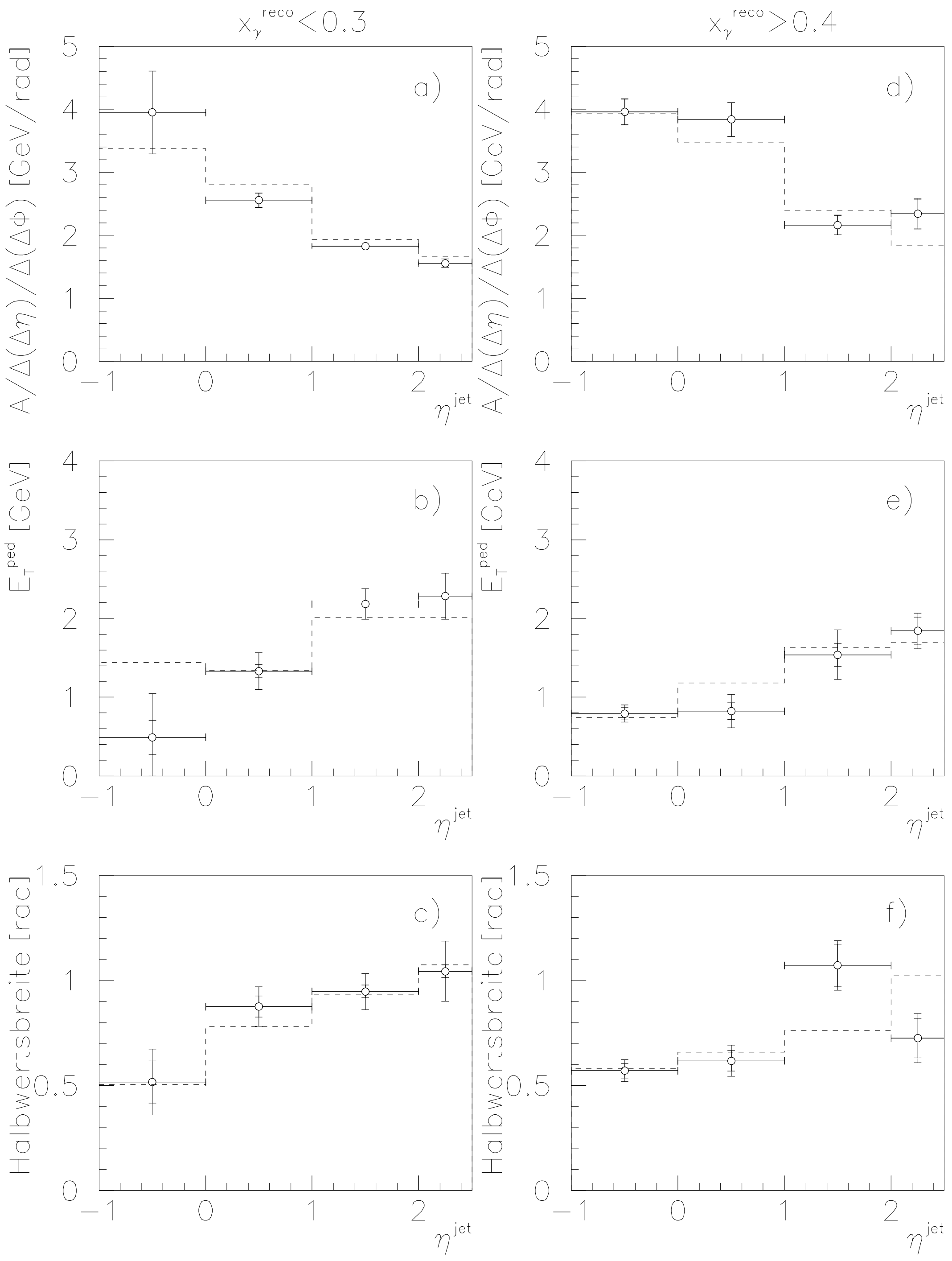


Abbildung 10.8: *Die Abhängigkeit der Jetform von der Pseudorapidität für die H1-Daten (Kreise) und das PYTHIA Monte-Carlo mit Detektorsimulation (Histogramm). Gezeigt wird die Amplitude, die Pedestalenergie und die volle Breite bei halber Amplitude aus Fits an $E_T$-Profile in $\Delta\Phi$-Projektion. Links werden Jets mit kleinem rekonstruierten $x_\gamma$ ($<$ 0.3), rechts mit großen $x_\gamma$ ($>$ 0.4) verlangt. Die Transversalenergie der Jets liegt zwischen 5 und 7 GeV.*

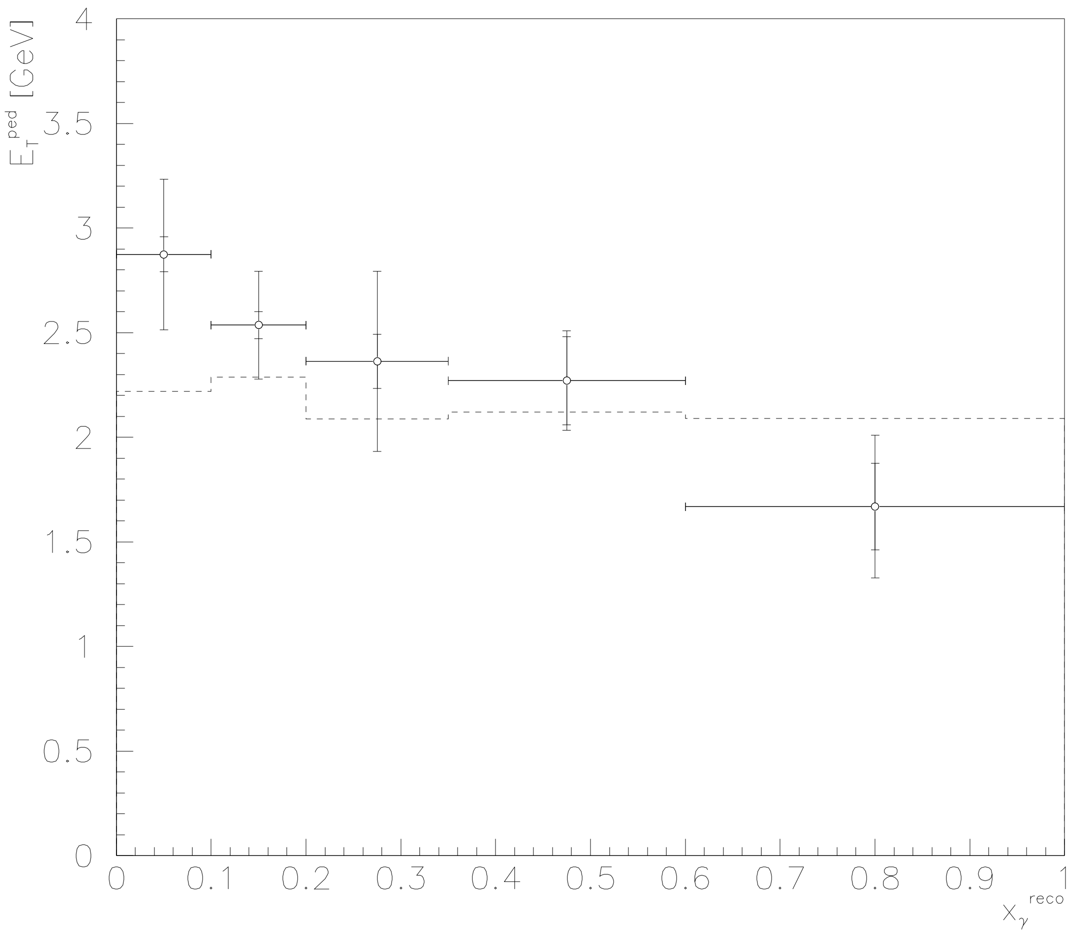


Abbildung 10.9: *Die Abhängigkeit des Pedestals von $x_\gamma$ (rekonstruiert) aus einem Fit von Jetprofilen in $\Delta\Phi$-Projektion. Es wird dabei verlangt, daß die Jetrichtung in den Bereich $1 \leq \eta^{jet} \leq 2$ zeigt und die Transversalenergie zwischen 7 und 9 GeV liegt. Die Kreise sind H1-Daten, das gestrichelte Histogramm entspricht Berechnungen des PYTHIA-Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung.*

Fehlerbalken entsprechen jeweils dem statistischen Fehler des Fits. Die quadratische Addition von statistischem und systematischen Fehler zeigt der äußere Fehlerbalken.

Bei $x_\gamma^{reco} < 0.1$ beträgt der Unterschied zwischen Daten (Kreisen) und dem Monte-Carlo (Histogramm) ca. 0.8 GeV, also ca. 22% der Pedestalenergie in den Daten, auch wenn der Fehler wieder relativ groß ist. Für größer werdende $x_\gamma^{reco}$ verschwindet dieser Unterschied quasi und bewegt sich im Rahmen der Fehlergrenzen.

Man kann man in dieser Abbildung den Einfluß des zweiten Jets auf den Energiefluß des ersten beobachten. Der erste Jet ist wieder in Energie und Pseudorapidität festgelegt. So kann man schließen, daß der Energiefluß des ersten Jets umso größer ist, je weiter der zweite Jet nach vorne zeigt. Im Monte-Carlo dagegen zeigt sich das Pedestal des ersten Jet nahezu unbeeinflußt von der Lage des zweiten. Da es sich bei dem Pedestal des ersten Jets um einen Energieflußuntergrund handelt, der weder durch den ersten noch durch den zweiten Jet direkt verursacht wird, muß er also durch sonstige weiche Wechselwirkungen verursacht werden. Diese nehmen offensichtlich für kleine $x_\gamma^{reco}$ an Bedeutung zu, werden aber im Monte-Carlo nicht richtig beschrieben.

**Schlußfolgerung**

Jets erhalten breitere Profilformen, je weiter sie in der Pseudorapiditätsrichtung nach vorne zeigen. Sie erhalten ein umso größeres Pedestal, je kleiner $x_\gamma^{reco}$ ist. Für kleine $x_\gamma^{reco}$ ist die Profilform weniger stark um die Jetachse kollimiert als für große. Das Monte-Carlo sagt für große $\eta^{jet}$ und kleine $x_\gamma$ zu geringe Pedestalenergien voraus.

## 10.3 Zusammenfassung der Abhängigkeiten der Jetform von verschiedenen Variablen

Mit zunehmender Jetenergie wird der Energiefluß stärker um die Jetachse kollimiert. Mit zunehmender Pseudorapidität werden die Jetprofile allerdings breiter.

Während die Pedestalenergie im Zentralbereich des Detektors von der Jetenergie unabhängig ist, nimmt sie im Vorwärtsbereich mit steigender Jetenergie zu. Sie nimmt außerdem mit steigender Pseudorapidität zu und mit wachsendem $x_\gamma^{reco}$ ab.

Im Zentralbereich sind die Einflüsse durch den Detektor selbst vernachlässigbar gering. Die Ergebnisse hier eignen sich demnach am besten zu einem Vergleich mit anderen theoretischen Modellen und Rechnungen.

Im Vorwärtsbereich ist die Beeinflussung durch den Detektor sehr stark. Zudem kann das PYTHIA-Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung und Detektorsimulation den Energiefluß außerhalb des Jetkonus nicht richtig beschreiben. Das Energieflußniveau im Monte-Carlo ist im Vergleich zu den Daten zu gering. Die Unterschiede nehmen für kleine $x_\gamma^{reco}$ stark zu, während sie für große $x_\gamma^{reco}$ nicht signifikant sind. Dieser Energieflußuntergrund wird durch keinen der beiden Jets direkt beeinflußt, sondern entstammt vorwiegend weichen Wechselwirkungen.

Beim PYTHIA Monte-Carlo-Programm ohne Vielfachwechselwirkung sind die Differenzen zu den Daten noch eklatanter, wie man in [27] auf Seite 12, Figur 10 ablesen kann. Das Pedestalniveau liegt dort noch niedriger. Durch den Einbau einer zusätzlichen weichen Wechselwirkung — zwischen den farbgeladenen Resten von Proton und Photon wird eine Parton-Parton-Wechselwirkung berechnet — in das Monte-Carlo-Programm kann also das Pedestalniveau erhöht und somit die Differenz zu den Daten verringert werden. Aber auch dieses Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung kann den Energiefluß nicht vollständig richtig beschreiben.

Das Problem der Beschreibung des Energieflusses im Vorwärtsbereich des Detektors ist also noch nicht verstanden.

Abschließend sei noch erwähnt, daß die Vermessung von Jetprofilen in $\Delta\Phi$-Projektion durch einen 3-Parameter-Fit genauer und stabiler gewährleistet ist als in $\Delta\eta$-Projektion durch einen 5-Parameter-Fit. Deshalb werden in den folgenden Kapiteln nur noch Profile in $\Delta\Phi$-Projektion in den H1-Daten betrachtet.

## 10.4 Fluktuationen im Jetprofil

In dieser Arbeit wurden bisher stets Jetprofile im Mittel über alle Ereignisse betrachtet. Ein Diagrammeintrag in einem Jetprofil ist also, wie in Kapitel 9 beschrieben wird, immer ein Mittelwert der Energien, die in jedem Ereignis in einem Rechteck (siehe Abbildung 6.2) gemessen werden. Wie aber sind diese Energien um den Mittelwert verteilt?

Solche Untersuchungen sind aus folgendem Grund wichtig: Wenn zwei Jetprofile im Mittel über alle Ereignisse ähnlich sind, so heißt das noch lange nicht, daß sich auch die Profile der **einzelnen** Jets ähnlich sehen. So wäre es als Extremfall zum Beispiel denkbar, daß in einem beliebigen Monte-Carlo-Simulationsprogramm alle Jets exakt die gleiche Form haben. Das mittlere Energieprofil kann dann mit dem mittleren Datenprofil unter Umständen sehr gut übereinstimmen, obwohl man für die einzelnen Jets in den Daten sehr unterschiedliche Jetformen mißt. Um also aus der Ähnlichkeit der Profile im Mittel auf die Ähnlichkeit der Profile im einzelnen schließen zu können, müssen die Energieverteilungen um die Mittelwerte in den einzelnen Rechtecken ebenfalls übereinstimmen. Man sagt, daß die **Fluktuationen** im mittleren Jetprofil ähnlich sein müssen.

### 10.4.1 Energieverteilungen für unterschiedliche Diagrammeinträge

Beispiele für solche Energieverteilungen in unterschiedlichen Diagrammeinträgen zeigt die Abbildung 10.10. Es ist jeweils die Anzahl der Ereignisse in einem bestimmten Histogrammeintrag des Jetprofils gegen den dekadischen Logarithmus der Transversalenergie aufgetragen. Die Jets besitzen eine Transversalenergie zwischen 10 und 20 GeV und liegen in dem Pseudorapiditätsbereich $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ (links) bzw. $2 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ (rechts). Die durchgehende Linie entspricht den Daten und die gestrichelte dem Monte-Carlo. Zusätzlich ist der entsprechende Mittelwert der Datenverteilung angegeben. Die Verteilungen sind so normiert, daß das Integral über die gesamte Energieverteilung 1 ergibt. Es sollen also die Formen der Verteilungskurven miteinander verglichen werden.

Im Diagrammeintrag für die kleinsten Werte von $\log_{10} E_T$ des Kalorimeters sind alle Einträge künstlich zusammengefaßt, die unter 20 MeV liegen. Die Energien im Rauschbereich liegen zum Vergleich bei ca. 10 MeV.

In den Figuren a) und d) sieht man die Energieverteilungen im Diagrammeintrag bei $\Delta\Phi = -0.1 - +0.1$, also entlang der Jetachse. Für die Jets im Zentralbereich beschreibt das Monte-Carlo die Datenverteilung gut. Da nach Abschnitt 10.1 die Profile im Mittel auch gut übereinstimmen, beschreibt das Monte-Carlo die Daten-Jets also auch im einzelnen richtig.

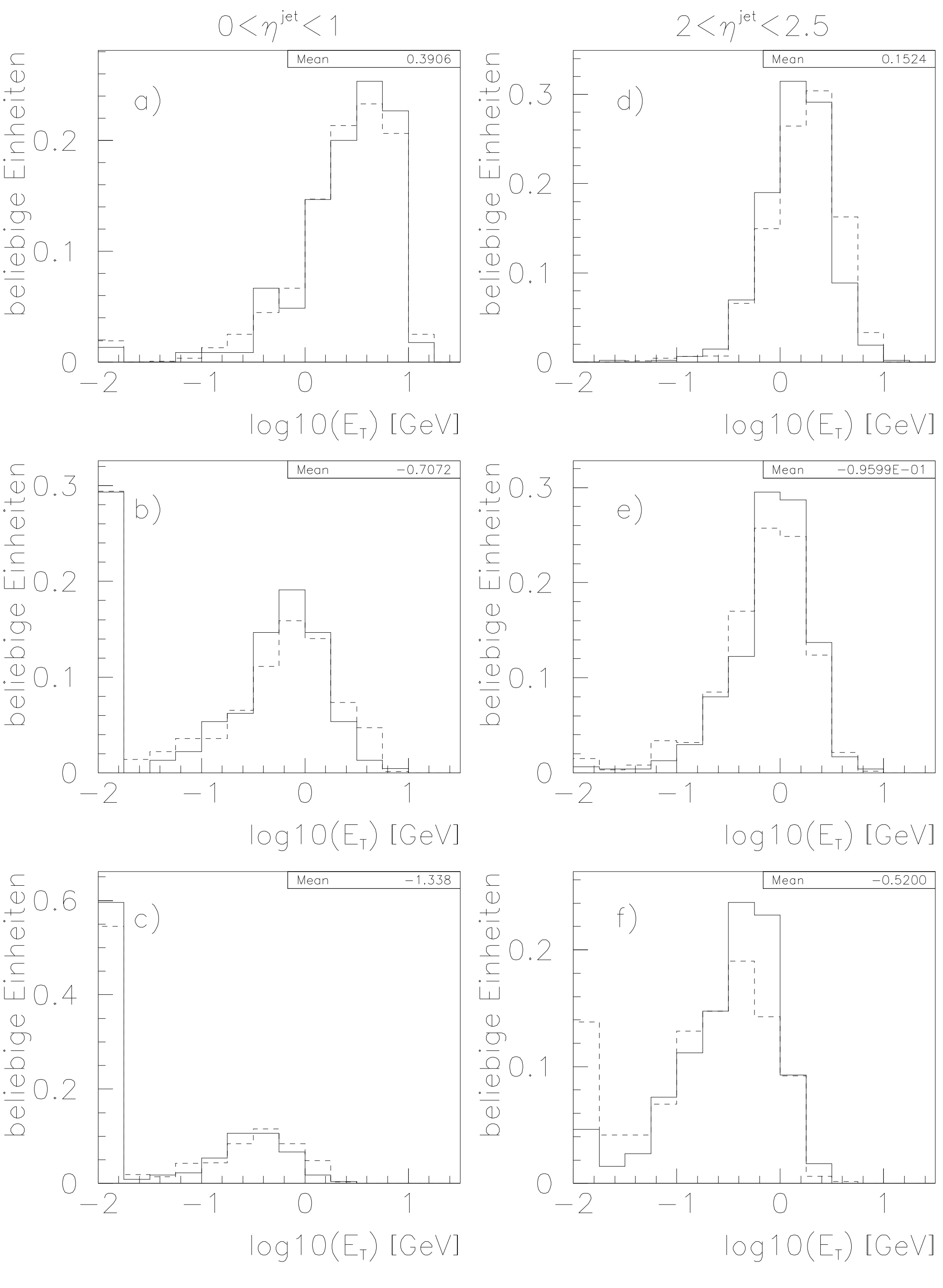


Abbildung 10.10: *Die Energieverteilung im Abstand* $\Delta\Phi$ *von der Jetachse für Jets aus den Daten (durchgezeichnetes Histogramm) und aus dem Monte-Carlo (gestricheltes Histogramm):* $-0.1 \leq \Delta\Phi \leq 0.1$ *(a) und d)), bei* $0.5 \leq \Delta\Phi \leq 0.7$ *(b) und e)) und bei* $1.3 \leq \Delta\Phi \leq 1.5$ *(c) und f)). Die Jetenergie liegt zwischen 10 und 20 GeV im Pseudorapiditätsbereich* $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ *(links) bzw.* $2 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ *(rechts).*

Im Vorwärtsbereich liegt bei höheren Energien die Monte-Carlo-Verteilungskurve über der Daten-Verteilungskurve. So ergibt sich dadurch im Mittel ein etwas erhöhter Energiefluß in der Umgebung der Jetachse. Das ist auch aus Abbildung 10.5 ersichtlich, weil dort die Amplitude im Monte-Carlo größer als in den Daten ist. Das bedeutet insgesamt auch einen größeren Energiefluß in der Jetachse, was auch durch die Differenzen der Pedestalenergie nicht ausgeglichen wird. Ansonsten sind die Fluktuationen von Daten- und Monte-Carlo-Energien einander ähnlich.

In den Figuren b) und e) ist die Fluktuation in der „Flanke" des Profils, im Abstand $\Delta\Phi = 0.5 - 0.7$ dargestellt. Das sind drei Diagrammeinträge weiter rechts. Im Zentralbereich stimmen Daten und Monte-Carlo gut überein; allerdings ist die Tendenz zu erkennen, daß das Monte-Carlo im Mittel größere Energiewerte liefert als die Daten. Es gibt außerdem viele Ereignisse, bei denen in den betrachteten Rechtecken keine Energiedepositionen in den Zellen registriert werden. Die relative Anzahl solcher ausgebliebenen Energiedepositionen wird allerdings im Monte-Carlo richtig beschrieben.

Im Vorwärtsbereich stimmen Daten und Monte-Carlo gut überein.

Die Figuren c) und d) zeigen die Energieverteilung im Diagrammeintrag $\Delta\Phi = 1.3 - 1.5$, also in dem Bereich, der zur Pedestalbestimmung vermessen wird. Im Zentralbereich liefert das Monte-Carlo eine Energieverteilung, die im Vergleich zu den Daten tendenziell zu größeren Werten verschoben ist.

Einen beträchtlichen Effekt beobachtet man im Vorwärtsbereich: Hier ist das Monte-Carlo zu kleineren Werten verschoben. Außerdem ist die relative Anzahl der Ereignisse, bei denen keine Energiedeposition gemessen wird, im Monte-Carlo viel größer als in den Daten. Das wiederum führt zu unterschiedlichen Mittelwerten von Daten und Monte-Carlo. Der in den vorangehenden Abschnitten aufgezeigte Unterschied im Energieflußniveau außerhalb des Jetkonus zwischen den Daten und dem Monte-Carlo kommt also vornehmlich durch Ereignisse zustande, bei denen keine Energie im betrachteten Bereich gemessen wird. Die geringeren Pedestalenergien für das Monte-Carlo erklären sich also daraus, daß die Anzahl der Ereignisse ohne Energiedeposition deutlich überschätzt wird.

### 10.4.2 Die Streuung der Energie um die Mittelwerte

Um ein Maß dafür zu bekommen, wie stark die Energie um die Mittelwerte in den einzelnen Histogrammeinträgen streut, bildet man die Streuung **rms**[3] der Energieverteilung nach der Formel:

$$rms = \sqrt{\frac{\sum_i (E_{T,i} - < E_{T,i} >)^2}{n-1}} \tag{10.3}$$

$E_{T,i}$ ist der Energieeintrag des $i$-ten Ereignisses von insgesamt $n$ Ereignissen. $< E_{T,i} >$ ist der Mittelwert der Diagrammeinträge.

In der Abbildung 10.11 sind die Jetprofile von Datenjets als Kreise dargestellt. Die Jetenergien liegen zwischen 10 und 20 GeV, die Jetachsen in den Pseudorapiditätsintervallen

[3] engl.: root mean square

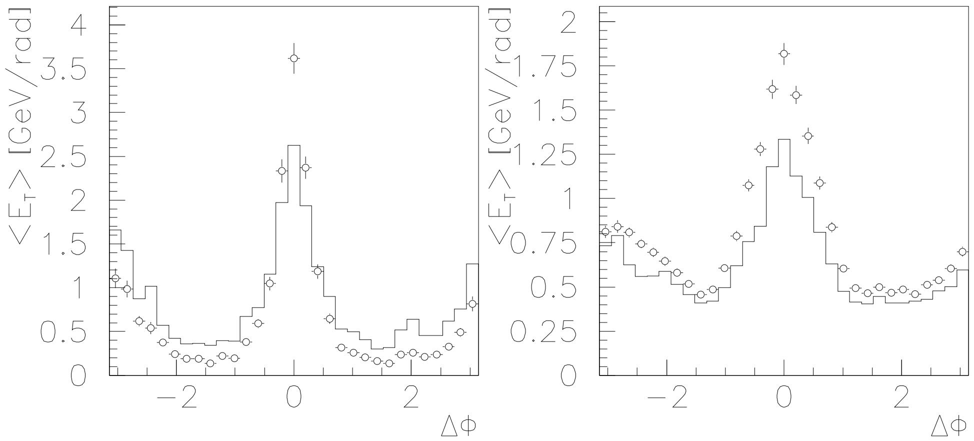


Abbildung 10.11: *Jetprofile aus den Daten (Kreise) im Energieintervall* $10 \leq E_T^{jet} \leq 20 GeV$ *für Jets im Pseudorapiditätsintervall* $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ *GeV (links) und* $2 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ *GeV (rechts). Das Histogramm entspricht der Streuung der Energieverteilung in jedem Diagrammeintrag.*

$0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ (links) bzw. $2 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ (rechts). Die Fehler der Datenpunkte entsprechen den Fehlern der Mittelwerte, die aus den jeweiligen Energieverteilungen ermittelt werden. Das Histogramm zeigt die Streuung der Energieeinträge um den Mittelwert nach obiger Formel.

Die Streuung ist im Jetkonus viel größer als außerhalb. Das liegt daran, daß in den einzelnen Rechtecken im Jetkonus jeweils eine größere Energiemenge deponiert ist als in den außerhalb liegenden: Dieses Mehr an Energie ist dann auch verantwortlich für eine erhöhte Fluktuation um den Mittelwert.

In der Jetachse nimmt die Streuung für Jets im Vorwärts- und im Zentralbereich des Detektors Werte um die 70% des Mittelwerts an. Außerhalb des Konus bewegt sie sich im Bereich der Mittelwerte, und für Jets im Bereich $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ liegt sie sogar über den Mittelwerten.

### 10.4.3 Kurze Zusammenfassung

Da die Energiefluktuationen in den einzelnen Diagrammeinträgen der mittleren Jetprofile im Zentralbereich des Detektors im großen und ganzen zwischen Daten und Monte-Carlo übereinstimmen, werden auch die Jetprofile der einzelnen Jets richtig beschrieben. Das zu geringe Pedestalniveau im Monte-Carlo kommt offensichtlich dadurch zustande, daß es im Monte-Carlo eine zu große Anzahl von Ereignissen gibt, bei denen keine Energiedepositionen in einem der Rechtecke außerhalb des Jetkonus vorhanden sind. Die Daten-Fluktuationen der Diagrammeinträge im Jetkonus werden aber auch im Vorwärtsbereich durch das Monte-Carlo befriedigend wiedergegeben.

Insgesamt ist bei den Energieprofilen, die durch Mittelung über alle Ereignisse erstellt werden, die Streuung der Energie um den Mittelwert eines jeweiligen Diagrammeintrags relativ groß. Sie bewegt sich zumeist in der Größenordnung des Mittelwerts.

# Kapitel 11

# Die Pedestal-Korrektur

In Kapitel 10 wird gezeigt, daß man außerhalb des Jetkonus einen näherungsweise konstanten Energiefluß mißt, der weder durch den ersten noch durch den zweiten Jet direkt verursacht werden kann. Der Verlauf des zusätzlichen Energieflusses im Jetkonus ist zunächst unbekannt, wird aber in erster Näherung als ebenfalls konstant angenommen. Unter Verwendung dieser Annahme wird auch die Fitfunktion konstruiert, die aus einer Glockenkurve besteht, zu der eine Konstante $c$ addiert wird (siehe Gleichung 9.1).

In diesem Kapitel soll untersucht werden, inwieweit es richtig ist, einen konstanten Energiefluß im Jetkonus zu vermuten, der nicht durch das Parton verursacht wird. Es soll also gezeigt werden, wie stark die Differenz aus Jetenergie und Pedestalenergie im Mittel mit der Partonenergie korreliert ist.

## 11.1 Jets im Zentralbereich des Detektors

### 11.1.1 Monte-Carlo-Studien

In Abbildung 11.1 ist die Korrelation zwischen der Jetenergie und dem Partonimpuls für das PYTHIA Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung unter Einschluß einer Detektorsimulation dargestellt. Die Zahlen geben dabei die Anzahl der Ereignisse an, wenn man das Diagramm in ein Gitter unterteilt. Die Linien sind so gezogen, daß der von ihnen umschlossene Bereich jeweils eine konstante Anzahl von Ereignissen enthält. Die Gerade gibt an, wo alle Ereignisse liegen müßten, wenn die Jetenergie für jedes Ereignis gleich der Partonenergie wäre. Die $E_T^{jet}$-Bereiche für die einzelnen Diagramme sind, entsprechend der Abbildung 10.2, für Jets im Pseudorapiditätsbereich $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ gewählt worden. Daß die Konturlinien über die Abgrenzung der Intervalle hinausragen, liegt nur an der speziellen Darstellungsweise.

Die Jetenergie ist nur schlecht mit der Energie der Partonen korreliert, die den Jet initiieren. Die Impulse der Partonen nehmen innerhalb des Jetenergieintervalls stark unterschiedliche Werte an. Für Jetenergien zwischen 9 und 11 GeV existieren zum Beispiel Partonimpulse von 3 bis 17 GeV. Die Jetenergie überwiegt den Partonimpuls im Mittel allerdings deutlich.

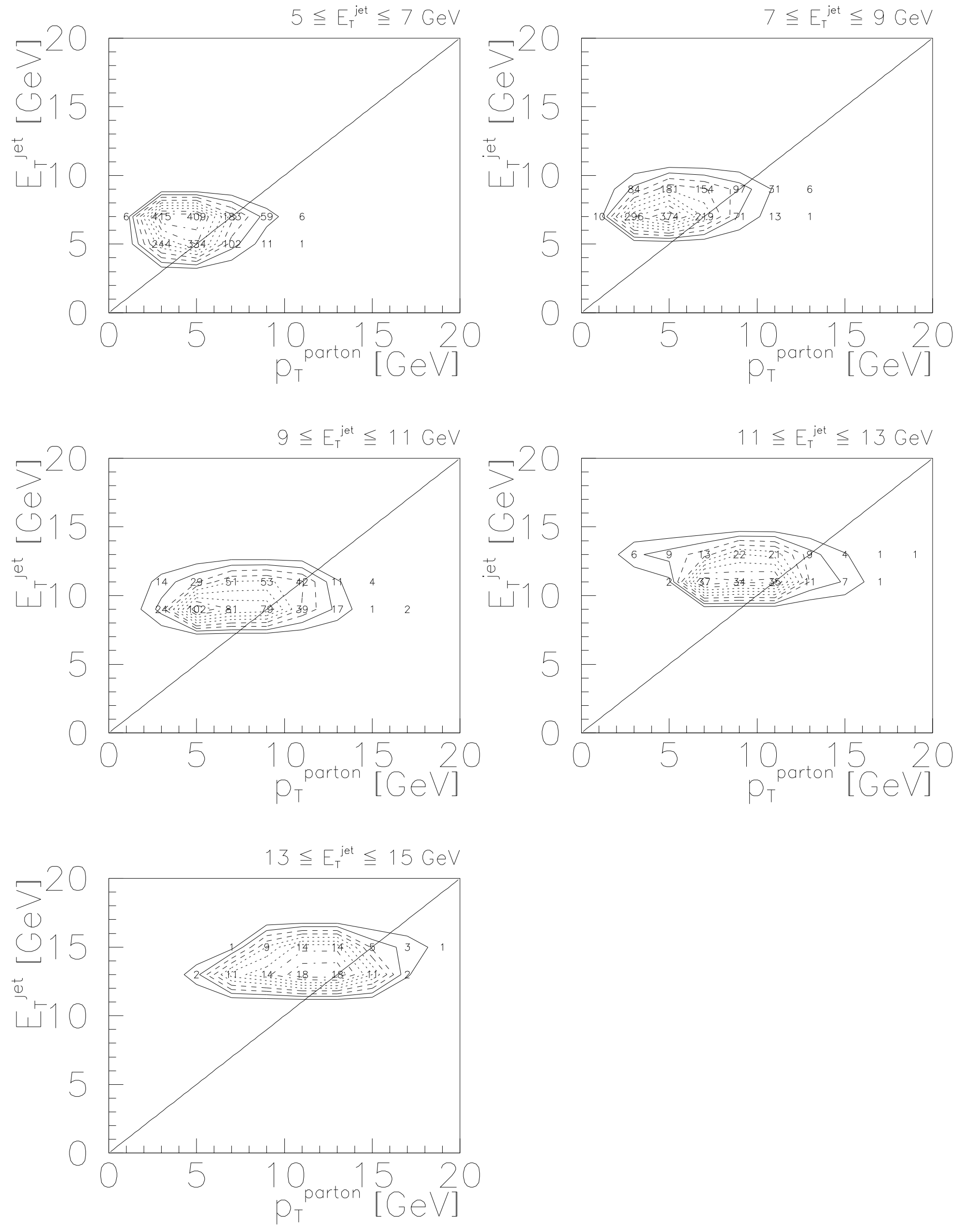


Abbildung 11.1: *Die Korrelation zwischen Jetenergie und Partonenergie im Monte-Carlo mit Detektorsimulation im Zentralbereich des Detektors ($0 \leq \eta^{jet} \leq 1$).*

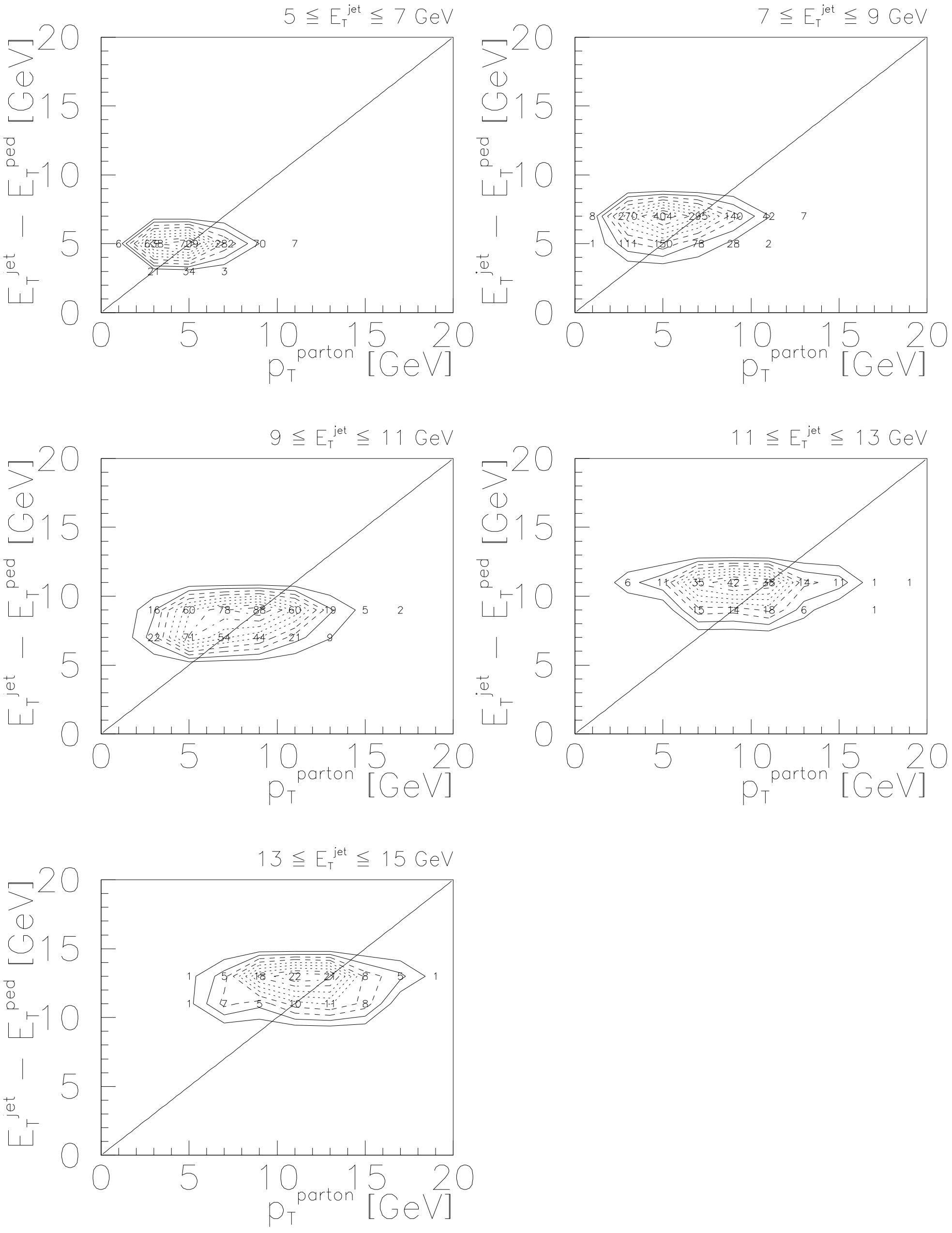


Abbildung 11.2: *Die Korrelation zwischen der Differenz aus Jetenergie und Pedestalenergie und der Partonenergie im Monte-Carlo mit Detektorsimulation im Zentralbereich des Detektors* ($0 \leq \eta^{jet} \leq 1$).

Die gemessene Jetenergie stellt also im Mittel die Summe aus der Partonenergie und einer zusätzlichen Energie dar, die sich nicht auf das den Jet erzeugende Parton zurückführen läßt.

Es bleibt aber zu klären, ob dieser zusätzliche Energiefluß im Konus als konstant angenommen werden kann, so wie das für die Pedestalenergie $E_T^{ped}$ angenommen wird. Oder anders formuliert: Ist die Differenz $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ das richtige Maß für die Partonenergie $p_T^{parton}$ ?

Um dies zu untersuchen, macht man also zunächst folgende

**Annahme:**

$$E_T^{jet} - E_T^{ped} \equiv p_T^{parton} \tag{11.1}$$

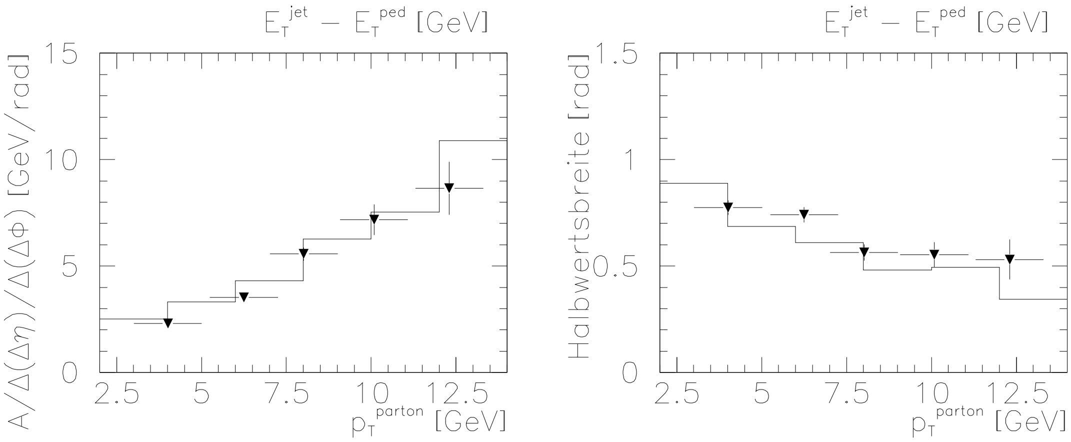


Abbildung 11.3: *Im Histogramm sind die Amplitude und Halbwertsbreite von Jetprofilen in $\Delta\Phi$-Projektion für generierte Hadronen (PYTHIA Monte-Carlo) gegen den Transversalimpuls des zugrundeliegenden Partons aufgetragen. Die Fitresultate für generierte Hadronen aus Abbildung 10.3 sind in Abhängigkeit von $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ als Dreiecke darübergelegt. Die Jets befinden sich im Pseudorapiditätsintervall $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$. Der x-Achse entspricht also für das Histogramm $p_T^{parton}$, für die Dreiecke jedoch $E_T^{jet} - E_T^{ped}$, jeweils in der gleichen Skalierung.*

Zunächst wird in Abbildung 11.2 die Korrelation von $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ und $p_T^{parton}$ analog zu Abbildung 11.1 aufgetragen. $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ ist im Mittel schon viel besser mit $p_T^{parton}$ korreliert, was zeigt, daß die Korrektur in die richtige Richtung weist. Dennoch nimmt die Differenz $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ im Mittel noch größere Werte als $p_T^{parton}$ an, was ein Hinweis darauf sein könnte, daß der nichtpartonische Energiefluß im Jetkonus nicht als konstant angenommen werden kann, sondern, daß er eine flache Verteilung übersteigt. Somit wird anscheinend im Mittel eine etwas zu kleine Pedestalenergie als Korrekturterm von der Jetenergie abgezogen.

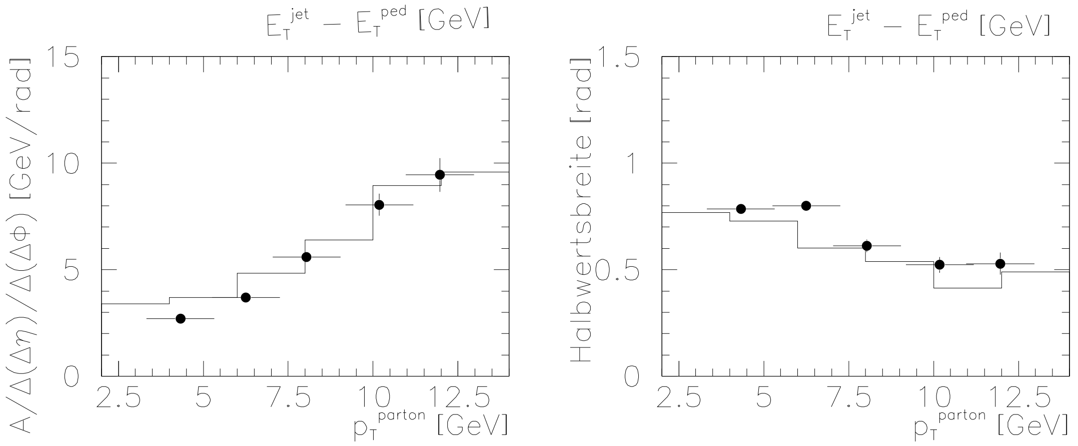


Abbildung 11.4: *Amplitude und Halbwertsbreite von Jetprofilen in $\Delta\Phi$-Projektion für das PYTHIA Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung und Detektorsimulation sind gegen die Transversalenergie des zugrundeliegenden Partons als Histogramm aufgetragen. Darübergelegt sind als Kreise die Fitresultate des Monte-Carlo aus Abbildung 10.2, nun allerdings gegen die* **Differenz** *aus Jetenergie und Pedestalenergie aufgetragen. Die Jets befinden sich im Intervall $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ der Pseudorapidität.*

Wie aber wirkt sich diese Korrektur im Mittel auf die Form der Jetprofile aus? Nach Kapitel 7 hängt die Form der Jetprofile nur von der Partonenergie ab. Deshalb fittet man zunächst Jetprofile von Jets aus verschiedenen Partonenergieintervallen. Als Ergebnis erhält man eine Verteilung von Amplitude und Halbwertsbreite in Abhängigkeit von der Partonenergie. In Abbildung 11.3 sind diese Verteilungen für das PYTHIA Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung ohne Einschluß einer Detektorsimulation für Jets im Pseudorapiditätsintervall $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ als Histogramm zu sehen.

Als nächstes bestimmt man die Amplitude und Halbwertsbreite der Profile von Jets aus unterschiedlichen Jetenergieintervallen. Die Ergebnisse für das gleiche Monte-Carlo trägt man gegen die Differenz $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ auf und legt sie als Dreiecke über das Histogramm in Abbildung 11.3. $p_T^{parton}$ und $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ besitzen also die gleiche Skala auf der x-Achse.

Die so erhaltenen Verteilungen von Amplitude und Halbwertsbreite in Abhängigkeit von der Partonenergie bzw. von $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ sind jeweils ähnlich. Das bedeutet, daß $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ für Jets aus generierten Hadronen ein direktes Maß für die Partonenergie darstellt.

In Abbildung 11.4 sind die analogen Verteilungen für das PYTHIA Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung unter Einschluß einer Detektorsimulation gezeigt. Die Amplitude (links) und die Halbwertsbreite (rechts) in Abhängigkeit von der Partonenergie entsprechen dem Histogramm. Die vollen Kreise zeigen die Verteilungen in Abhängigkeit von der Differenz

$E_T^{jet} - E_T^{ped}$ . Auch hier sind die Verteilungen einander ähnlich. Die Detektoreinflüsse ändern also nichts an der Aussage, daß $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ im Mittel über alle Ereignisse der Partonenergie näherungsweise entspricht.

### 11.1.2 Vergleich von Daten und Monte-Carlo

In Abbildung 11.5 werden die Verteilungen für Amplitude und Halbwertsbreite in Abhängigkeit von $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ für Datenjets (offene Kreise) und Monte-Carlo-Jets mit Vielfachwechselwirkung und Detektorsimulation (geschlossene Kreise) gezeigt. Es handelt sich also jeweils um die gleichen Verteilungen wie in Abbildung 10.2, die jetzt lediglich gegen $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ aufgetragen sind. Im Vergleich zu Abbildung 10.2 hat sich an der guten Übereinstimmung nichts geändert, was angesichts der ähnlichen Werte bezüglich der Pedestalenergie von Daten und Monte-Carlo auch zu erwarten ist.

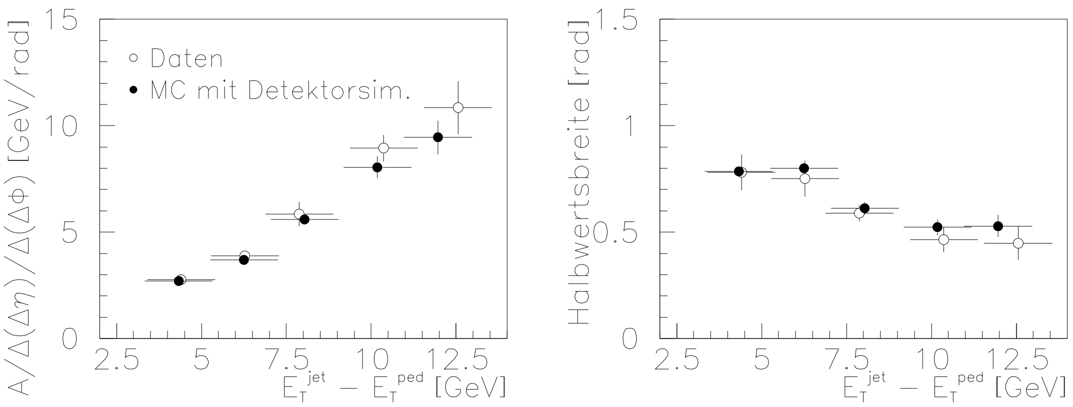


Abbildung 11.5: *Amplitude und Halbwertsbreite als Fitresultate für Daten (offene Kreise) und Monte-Carlo (geschlossene Kreise) gegen die Differenz aus Jetenergie und Pedestalenergie aufgetragen. Die Jets befinden sich im Zentralbereich des Detektors* ($0 \leq \eta^{jet} \leq 1$).

### 11.1.3 Detektoreffekte

Auch die entsprechenden Verteilungen für das Monte-Carlo mit Detektorsimulation stimmen mit den Ergebnissen des Monte-Carlo ohne Detektorsimulation nach wie vor gut überein, was Abbildung 11.6 zeigt. Die Detektoreffekte sind gering.

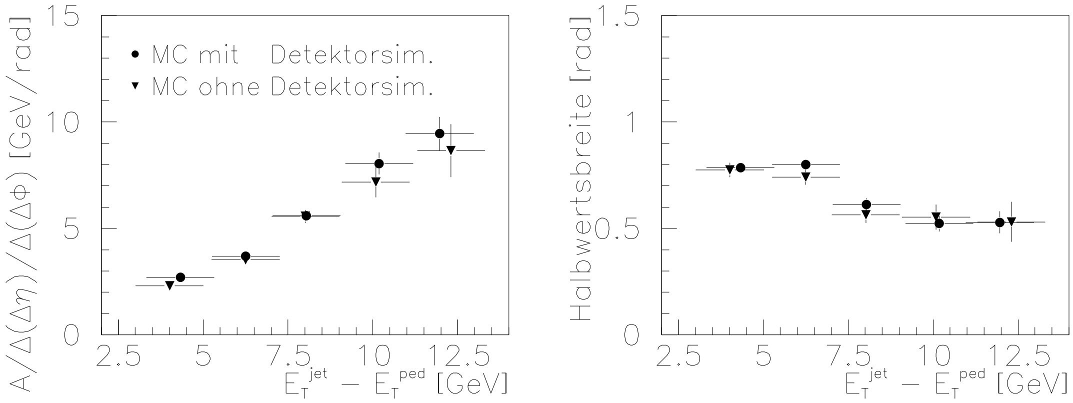


Abbildung 11.6: *Amplitude und Halbwertsbreite als Fitresultate für das Monte-Carlo (Kreise) und generierte Hadronen (Dreiecke) gegen die Differenz aus Jetenergie und Pedestalenergie aufgetragen. Die Jets befinden sich im Pseudorapiditätsbereich ($0 \leq \eta^{jet} \leq 1$).*

### 11.1.4 Schlußfolgerung

Da die Verteilungen für Amplitude und Halbwertsbreite in Abhängigkeit von $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ mit den Verteilungen in Abhängigkeit von $p_T^{parton}$ im Monte-Carlo mit und ohne Detektorsimulation gut übereinstimmen, stellt $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ ein direktes Maß für die Partonenergie im Monte-Carlo dar. Da des weiteren die Datenprofile durch das Monte-Carlo gut beschrieben werden, kann die Jetenergie im Mittel über alle Ereignisse näherungsweise auf den Partonimpuls korrigiert werden.

Wenn man annimmt, daß die Pedestalenergie unabhängig von der Jetenergie ist, was Abbildung 10.2 b) nahelegt, so ergibt sich aus dieser Abbildung die mittlere Pedestalenergie zu

$$< E_T^{ped} >= 1.34\ GeV \pm 0.09\ GeV. \tag{11.2}$$

Man kann also für Jets im Pseudorapiditätsbereich $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ die Jetenergie im Mittel über alle Ereignisse durch

$$< p_T^{parton} >=< E_T^{jet} > -1.34\ GeV \tag{11.3}$$

auf die Partonenergie korrigieren.

## 11.2 Jets bei großen Rapiditäten

Welches sind aber die Verhältnisse im Vorwärtsbereich des Detektors? Hier ist der Versuch einer Pedestalkorrektur schwerwiegender als im Zentralbereich, weil das Pedestalniveau höher liegt. Darüberhinaus muß sich jetzt zeigen, ob die Unterschiedlichkeit der Jetprofilformen von Daten und Monte-Carlo, die sich in Abbildung 10.5 a) bzw. c) äußert, lediglich ein Artefakt der falschen Beschreibung des Pedestals durch das Monte-Carlo ist (siehe Abbildung 10.5 c) ). Das folgende Rechenbeispiel soll zeigen, welche Auswirkung die Differenz in der Pedestalenergie zwischen Daten und Monte-Carlo auf die Profilform haben kann.

### 11.2.1 Rechenbeispiel

Man betrachte zum Beispiel die Jets im Energieintervall $13 \leq E_T^{jet} \leq 15$ GeV aus Abbildung 10.5. In den Daten beträgt die mittlere Pedestalenergie für diese Jets knapp 4 GeV, im Monte-Carlo dagegen ca. 2.7 GeV. Nach der Grundannahme in Gleichung 11.1 würde das aber bedeuten, daß in Abbildung 10.5 a) und c) Datenjets mit einer Partonenergie von $9 \leq p_T^{parton} \leq 11$ GeV mit Monte-Carlo-Jets mit einer Partonenergie von $10.3 \leq E_T^{jet} \leq 12.3$ GeV im gleichen Diagrammeintrag verglichen werden. Weil die Energieflußverteilung um die Jetachse von der Partonenergie abhängt, ergibt sich im Monte-Carlo also zwangsläufig ein schmaleres Energieprofil. Die größere Amplitude und geringere Halbwertsbreite im Monte-Carlo in Abbildung 10.5 a) und c) dokumentieren das auch.

Aus diesem Grunde sollen also im folgenden wieder Amplitude und Halbwertsbreite gegen $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ aufgetragen werden, um tatsächlich Jetprofile mit gleichen Partonenergien miteinander zu vergleichen. Dann muß sich zeigen, ob die Unterschiede in den Profilformen bestehen bleiben, oder nicht.

### 11.2.2 Monte-Carlo-Studien

Zunächst soll aber noch gezeigt werden, ob auch im Vorwärtsbereich des Detektors $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ ein direktes Maß für den Partonimpuls darstellt.

In Abbildung 11.7 ist wieder die Korrelation von Jetenergie und Partonenergie im Monte-Carlo mit Detektorsimulation für die einzelnen Energiebereiche der Jets dargestellt. Die Jetenergie ist hier selbst im Mittel nur wenig mit der Partonenergie korreliert. Die Korrelation ist noch schlechter als im Zentralbereich.

Die Korrelation der Differenz von Jetenergie und Pedestalenergie mit der Partonenergie ist in Abbildung 11.8 gezeigt. Die Korrelation ist nun erheblich besser als ohne Pedestalkorrektur, auch wenn sie im Mittelwert noch nicht befriedigend ist. Außerdem ändert die Korrektur einer mittleren Pedestalenergie natürlich nichts an der relativ großen Streuung der Werte der Partonenergie innerhalb eines bestimmten Intervalls von $E_T^{jet} - E_T^{ped}$.

Analog zur Korrektur der Jets im Zentralbereich, werden wieder die Verteilungen der Amplitude und der Halbwertsbreite in Abhängigkeit von der Partonenergie (Histogramm) und von $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ (Kreise bzw. Dreiecke) erstellt.

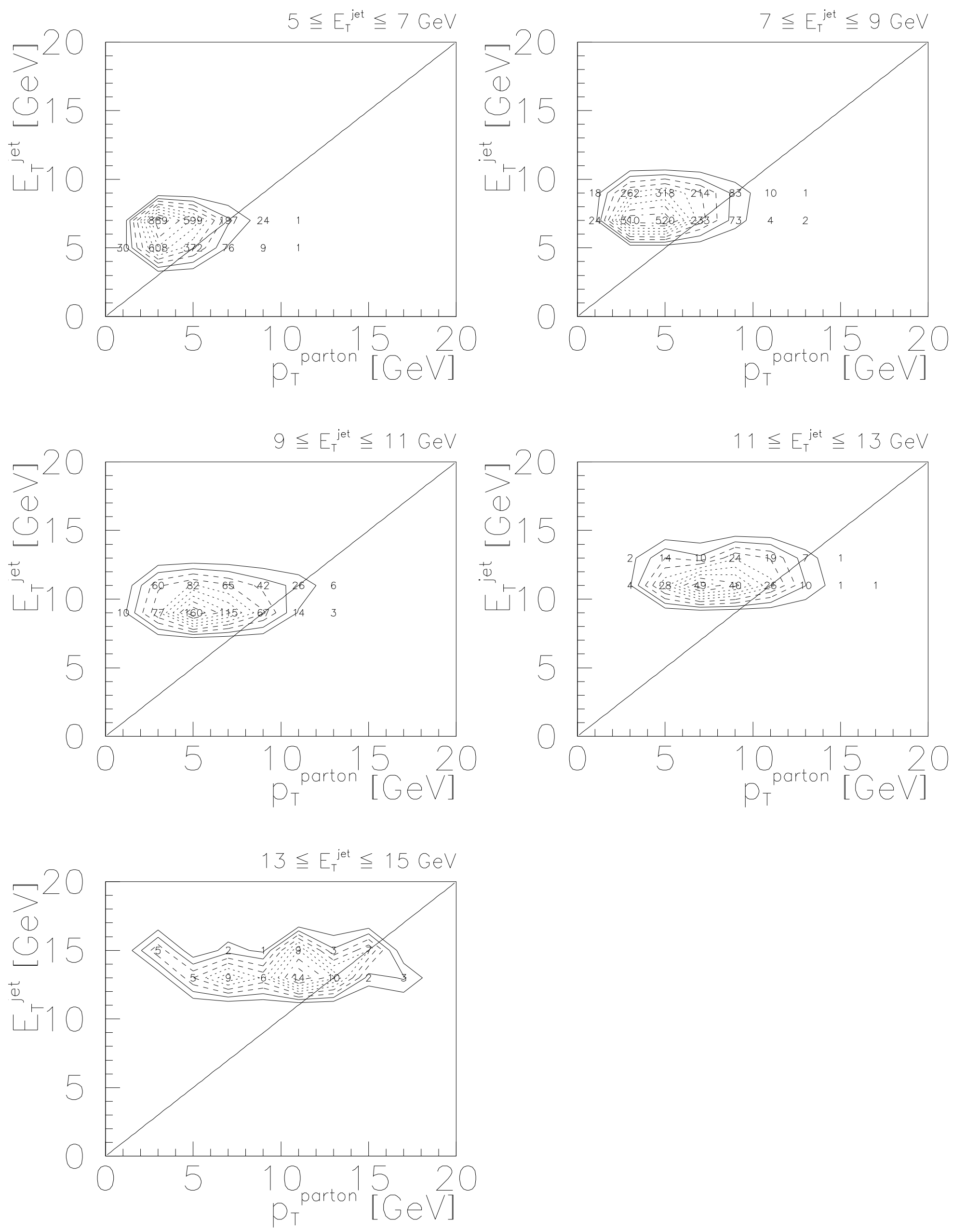


Abbildung 11.7: *Die Korrelation zwischen Jetenergie und Partonenergie im Monte-Carlo mit Detektorsimulation im Vorwärtsbereich des Detektors ($2 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$).*

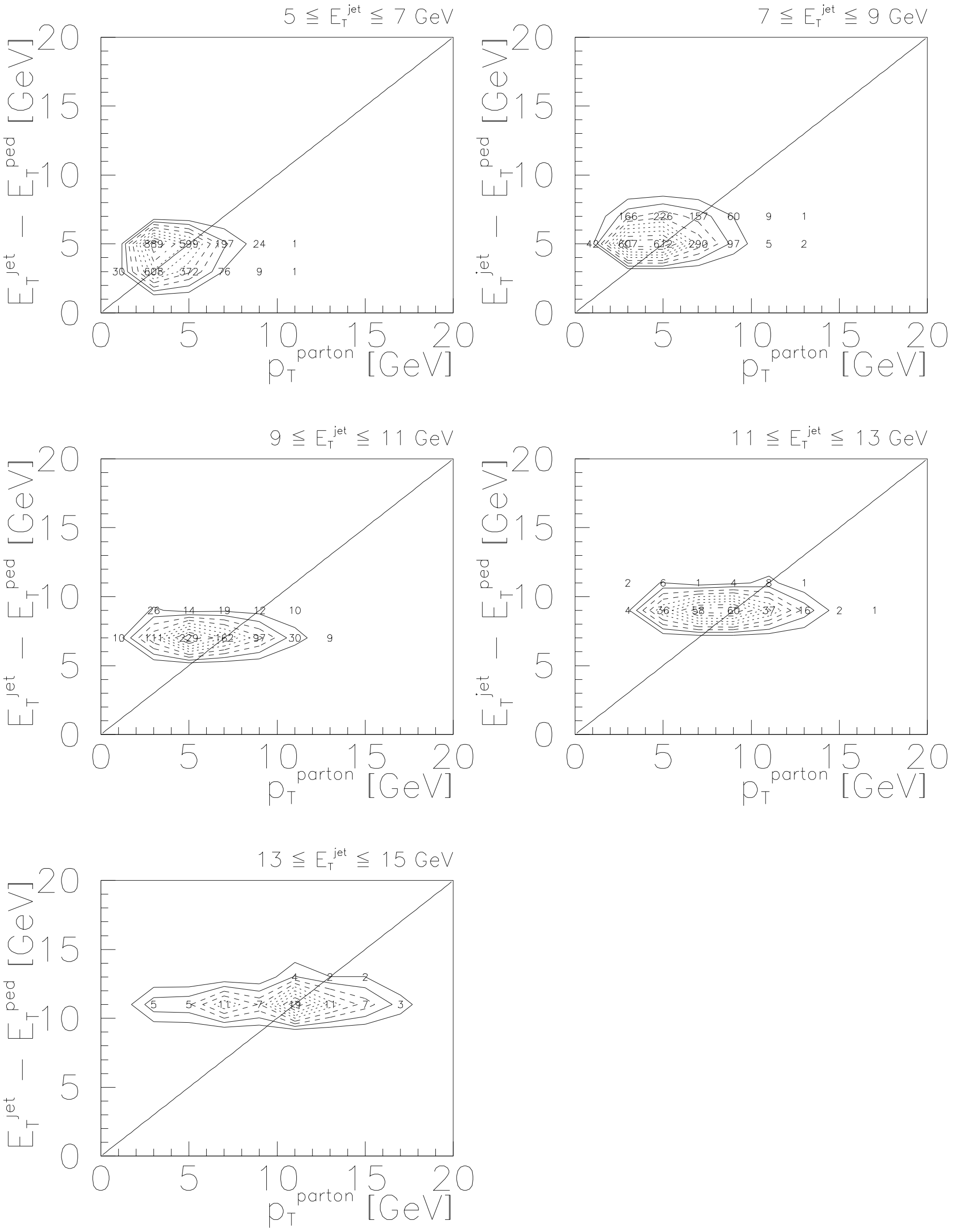


Abbildung 11.8: *Die Korrelation zwischen der Differenz aus Jetenergie und Pedestalenergie und der Partonenergie im Monte-Carlo mit Detektorsimulation im Vorwärtsbereich des Detektors ($2 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$).*

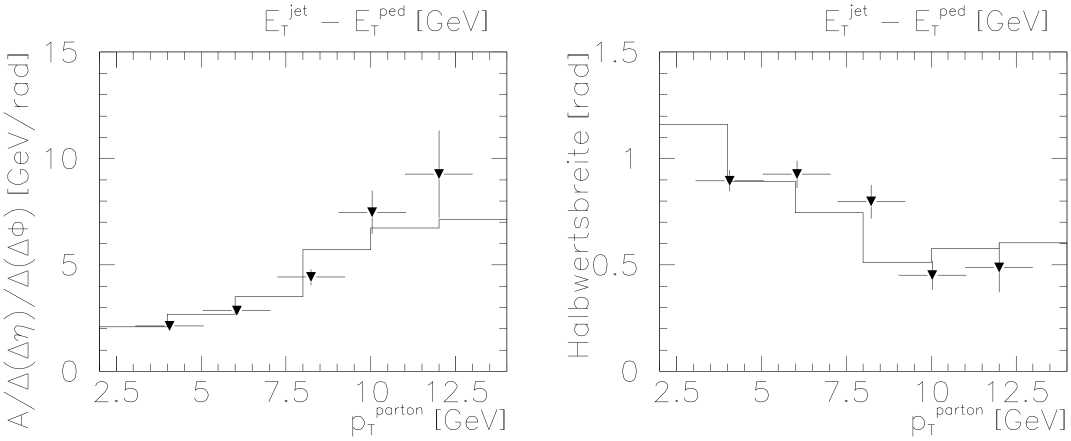


Abbildung 11.9: *Im Histogramm sind die Amplitude und Halbwertsbreite von Jetprofilen in $\Delta\Phi$-Projektion für das PYTHIA Monte-Carlo ohne Detektorsimulation gegen den Transversalimpuls des zugrundeliegenden Partons aufgetragen. Die Fitresultate für generierte Hadronen aus Abbildung 10.6 sind in Abhängigkeit von $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ als Dreiecke darübergelegt. Die Jets befinden sich im Pseudorapiditätsintervall* $2 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$.

Abbildung 11.9 zeigt für das Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung ohne Detektorsimulation, daß sich beide Verteilungen ähnlich sind.

Abbildung 11.10 hat ebenfalls ähnliche Verteilungen für das Monte-Carlo mit Detektorsimulation zum Ergebnis. Auch im Vorwärtsbereich stellt $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ ein Maß für die Partonenergie im Monte-Carlo dar. Der Detektor hat auf diese Tatsache keinen wesentlichen Einfluß.

### 11.2.3 Vergleich von Daten und Monte-Carlo

In Abbildung 11.11 sind nun Amplitude und Halbwertsbreite gegen die Differenz aus Jetenergie und Pedestalenergie für Daten- und Monte-Carlo-Jets aufgetragen. Die Verteilungen sind einander nun viel ähnlicher als ohne Pedestalkorrektur. Das gilt offensichtlich nicht nur für die Amplitude, sondern auch für die Halbwertsbreite: Während vor der Pedestalkorrektur in Abbildung 10.5 c) drei Diagrammeinträge des Monte-Carlo außerhalb der Fehlerbereiche für die Datenpunkte liegen, ist es nach der Pedestalsubtraktion in Abbildung 11.11 nurmehr einer. Die Profilformen in den Daten und im Monte-Carlo stimmen also nach einer Pedestalkorrektur insgesamt besser überein. Der Grund für die schlechte Beschreibung der Profilform durch das Monte-Carlo vor der Korrektur ist also hauptsächlich auf die mangelhafte Beschreibung des Pedestals zurückzuführen. Durch die Korrektur der Pedestalenergie erreicht

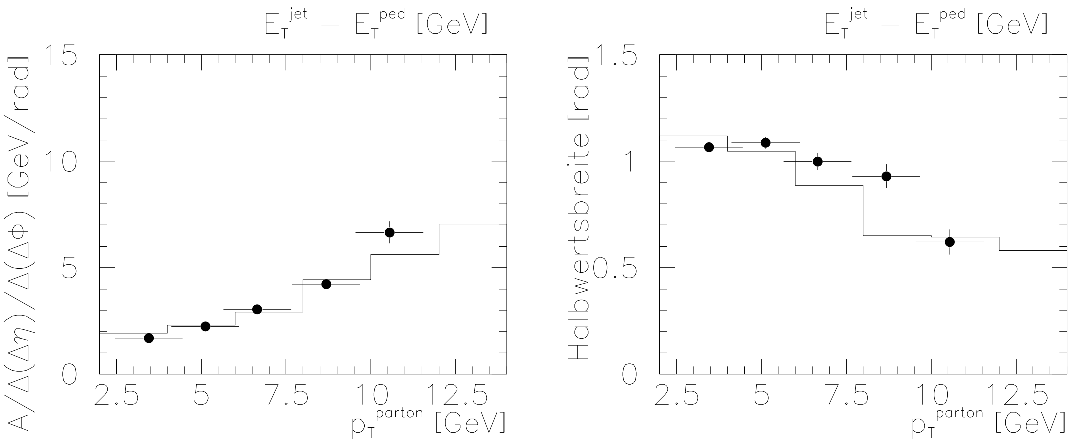


Abbildung 11.10: *Amplitude und Halbwertsbreite von Jetprofilen in $\Delta\Phi$-Projektion für das PYTHIA Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung und Detektorsimulation sind gegen die Transversalenergie des zugrundeliegenden Partons als Histogramm aufgetragen. Darübergelegt sind als Kreise die Fitresultate desselben Monte-Carlo aus Abbildung 10.5, nun allerdings gegen die* **Differenz** *aus Jetenergie und Pedestalenergie aufgetragen. Die Jets befinden sich im Intervall $2 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ der Pseudorapidität.*

man also eine Übereinstimmung in der Profilform für Daten und Monte-Carlo im gesamten Pseudorapiditätsbereich.

Der Eintrag für die Daten-Jets mit $13 \leq E_T^{jet} \leq 15 GeV$ aus dem **Rechenbeispiel** in Abschnitt 11.2.1 wird nach der Pedestalsubtraktion in der Abbildung 11.11 aufgrund der ähnlichen Differenz $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ mit dem Eintrag für Monte-Carlo-Jets im Jetenergieintervall $11 \leq E_T^{jet} \leq 13$ GeV verglichen. Der Vergleich dieser beiden Jets mit gleicher angenommener Partonenergie liefert tatsächlich sehr ähnliche Werte bezüglich Amplitude und Halbwertsbreite.

### 11.2.4 Detektoreffekte

In Abbildung 11.12 werden die Verteilungen von Amplitude und Halbwertsbreite des Monte-Carlo mit Detektorsimulation (volle Kreise) mit den entsprechenden Verteilungen des Monte-Carlo ohne Detektorsimulation (Dreiecke) nach der Pedestalsubtraktion verglichen. Die Energieflußverteilungen für Monte-Carlo-Jets ohne Detektorsimulation sind stärker um die Jetachse kollimiert als bei Monte-Carlo-Jets mit Detektorsimulation. Im Gegensatz zum Zentralbereich sind also im Vorwärtsbereich die Einflüsse des Detektors nicht mehr vernachlässigbar.

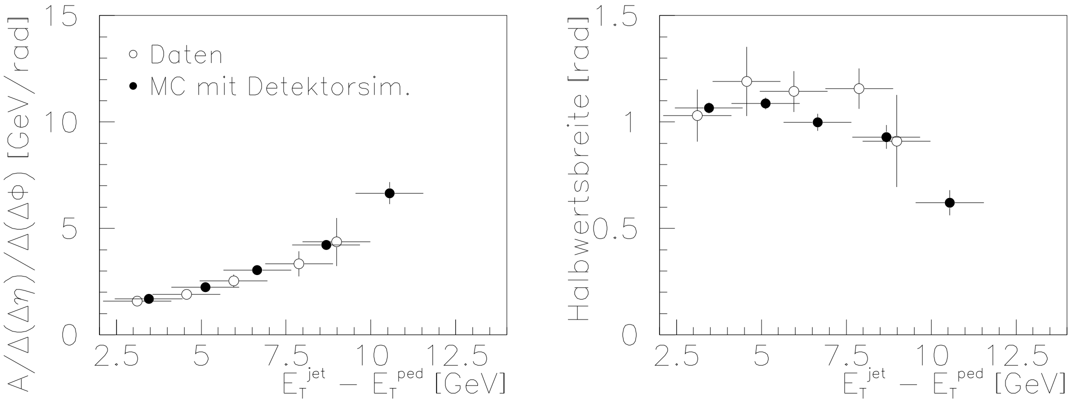


Abbildung 11.11: *Amplitude und Halbwertsbreite als Fitresultate für Daten (offene Kreise) und Monte-Carlo (geschlossene Kreise) gegen die Differenz aus Jetenergie und Pedestalenergie aufgetragen für Jets im Vorwärtsbereich des Detektors ($2 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$).*

Auch eine durchgeführte Pedestalsubtraktion ändert an dieser Aussage nichts. Die Diskussion in Abschnitt 10.1.2 über die Art der Detektoreinflüsse behält also ihre Gültigkeit.

## 11.3 Zusammenfassung und Einordnung der Ergebnisse

Aus Monte-Carlo-Studien erfährt man, daß die Korrelation von Jetenergie und Partonimpuls schlecht ist. Die eigentlich interessante Größe ist aber der Partonimpuls, weil er die Information über die harte Streuung enthält. Im Prinzip kann man auf diese Größe entfalten und so Jetprofile anhand ihrer Partonenergie identifizieren. Dies erweist sich aber in der Praxis als äußerst kompliziert. Im Monte-Carlo kann jedoch gezeigt werden, daß man im Mittel über alle Ereignisse durch Subtraktion eines konstanten Energieflusses im Jetkonus von der Jetenergie dennoch ein direktes Maß für den Partonimpuls findet.

Für große Pseudorapiditäten beschreibt das Monte-Carlo die Pedestalenergie nicht richtig. Es ergeben sich außerdem größere Differenzen zu den Daten bei der Beschreibung der Profilform in Abhängigkeit von der Jetenergie. Durch die Durchführung einer Pedestalkorrektur können diese Unterschiede in Amplitude und Halbwertsbreite näherungsweise beseitigt werden. Durch die Anwendung dieser Korrektur wird erreicht, daß das Monte-Carlo die Jetprofilformen in allen Bereichen der Pseudorapidität im Mittel richtig beschreibt.

Dieses Ergebnis steht im Einklang mit Ergebnissen von Helmut Hufnagel in [28]. Dort wird

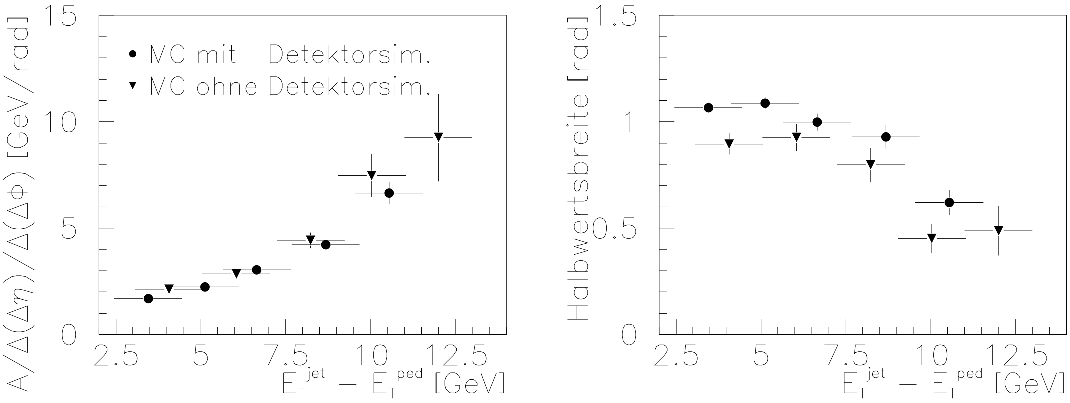


Abbildung 11.12: *Amplitude und Halbwertsbreite als Fitresultate für das Monte-Carlo (Kreise) und generierte Hadronen (Dreiecke) gegen die Differenz aus Jetenergie und Pedestalenergie aufgetragen für Jets im Pseudorapiditätsbereich (*$2 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$*).*

gezeigt, daß Differenzen in den Jetraten zwischen Daten und Monte-Carlo mit Vielfachwechselwirkung durch die Subtraktion eines konstanten Pedestals im Mittel über alle Ereignisse korrigiert werden können. Die Rechtfertigung eines solchen Korrekturverfahrens wird durch die Vermessung von Jetprofilen unterstützt.

# Kapitel 12

# Vergleich der Abhängigkeit der Jetform von der Transversalenergie mit theoretischen Vorhersagen

In diesem Kapitel wird die Abhängigkeit der Jetbreite von der Transversalenergie des Jets analysiert. Hierzu werden verschiedene Modelle mit den Daten verglichen:

1. Das Multiplizitätsmodell (Kapitel 7.2.4)
2. NLO-QCD-Rechnungen (Kapitel 7.1)
3. QCD-Monte-Carlo PYTHIA (Kapitel 4.1)

In Kapitel 10.1 wird gezeigt, daß die Detektoreffekte im Zentralbereich am geringsten sind. Deshalb werden hier für den Vergleich der H1-Daten mit den theoretischen Vorhersagen Jets aus dem Pseudorapiditätsintervall $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ ausgewählt.

## 12.1 Vergleich der Daten mit einem Multiplizitätsmodell für Jets aus Hadronen

In Kapitel 7.2 wird ein einfaches Modell vorgestellt, das das Verhalten der Form von Jetprofilen in Abhängigkeit von der Jetenergie anschaulich erklärt. Es wird dabei eine an $e^+e^-$-Daten angepaßte Multiplizitätsfunktion für Hadronen verwendet, um die mittlere Zahl der Hadronen zu bestimmen, die von einem Parton mit Energie E erzeugt werden. Um auf den mittleren Streuwinkel $< \delta >$ der Hadronen um die Jetachse zu schließen, wird angenommen, daß alle Hadronen einen gleichen Transversalimpuls $p_T \approx 0.3\ GeV/c$ relativ zur Jetachse tragen. Im folgenden sollen die Daten mit der Voraussage des Modells verglichen werden.

Dazu müssen die Ergebnisse des Kapitels 7.2 etwas umgeformt werden. Zunächst soll die Multiplizitätsverteilung aus Gleichung 7.8 auf die Partonenergie umgerechnet werden:

Die quadratische Schwerpunktsenergie s im Parton-Parton-System beträgt

$$s = (2 \cdot E)^2, \tag{12.1}$$

wobei E die Partonenergie ist. Unter Vernachlässigung der Partonmasse ergibt sich die Transversalenergie des Partons zu

$$E_T = \frac{E}{\cosh \eta}. \tag{12.2}$$

Daraus folgt

$$s = (2 \cdot \cosh \eta \cdot E_T)^2. \tag{12.3}$$

Setzt man das in Gleichung 7.8 ein, so erhält man die Verteilung der mittleren Multiplizität in Abhängigkeit von der Transversalenergie des Partons. Der Mittelwert der Pseudorapidität der Jets zwischen $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ liegt bei

$$< \eta > = 0.54, \tag{12.4}$$

so daß sich die Abhängigkeit des mittleren Öffnungswinkels der Jets $< \delta >$ von der transversalen Jetenergie zu

$$\begin{aligned} < \delta > &= \frac{< p_T >}{E} < n > \\ &= \frac{0.3\ GeV}{E_T \cosh < \eta >} \cdot \left( A + B \cdot \exp \left( C \cdot \sqrt{\log \left(2 \cdot \cosh < \eta > \cdot E_T\right)^2} \right) \right) \end{aligned} \tag{12.5}$$

ergibt, mit den aus $e^+e^-$-Daten extrahierten Parametern $A$, $B$, $C$ aus Abschnitt 7.2. Diese Funktion ist in Abbildung 12.1 in Abhängigkeit von der Partonenergie aufgetragen.

Da man jedoch einen Vergleich mit Jets aus den H1-Daten durchführen möchte, muß man diese Funktion nicht in Abhängigkeit von der Partonenergie, sondern von der Jetenergie betrachten. In Abbildung 11.1 wird die Korrelation zwischen Partonenergie und Jetenergie für unterschiedliche Jetenergieintervalle gezeigt. Die Zahlen geben an, wieviele Ereignisse mit bestimmter Partonenergie zu den Jets im jeweiligen Jetenergieintervall gehören. Um einen Wert für den mittleren Streuwinkel $< \delta >_{jet}$ für ein solches Jetenergieintervall zu erhalten, gewichtet man die Werte der Funktion $< \delta >$ mit der Summe $w_i$ der Ereignisse der zugehörigen Partonenergien. Damit erhält man einen mittleren Streuwinkel $< \delta >_{jet}$ für das gewählte Jetenergieintervall:

$$< \delta >_{jet} = \frac{\sum_i < \delta >_i \cdot w_i}{\sum_i w_i} \tag{12.6}$$

Als Resultat für die einzelnen Jetenergieintervalle erhält man die Punkte in Abbildung 12.1. Sie stellen nun den mittleren Streuwinkel in Abhängigkeit von der Jetenergie dar.

Die Bestimmung des mittleren Winkels $< \delta >_{jet}$ für H1-Jets verläuft analog zur Erstellung des radialen differentiellen $E_T$-Profils in Abschnitt 6.2. Siehe zur Veranschaulichung auch Abbildung 6.2. Der Jetkonus wird in den $\eta$-$\Phi$-Koordinaten in Kreisringe $i$ der Breite $dr$

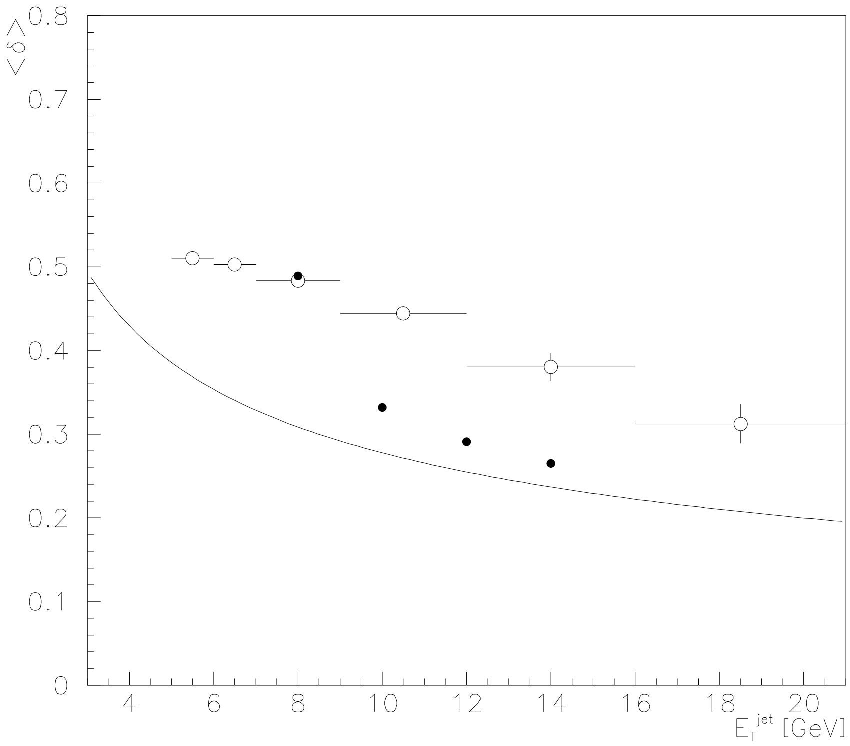


Abbildung 12.1: *Mittlerer Streuwinkel von Hadronen um die Jetachse in Abhängigkeit von der Jetenergie für H1-Daten (Kreise) und für ein einfaches Modell, das auf Hadronmultiplizitäten beruht (geschlossene Kreise). Die Kurve entspricht dem mittleren Streuwinkel in Abhängigkeit von der Partonenergie nach diesem Modell.*

mit dem Abstand $r_i$, $0 \leq r_i \leq R = 1.0$, vom Kreismittelpunkt aufgeteilt. $E_{T_i}$ mißt die transversale Energie, die in einem Kreisring deponiert ist.

Da $r_i$ in $\eta$-$\Phi$-Koordinaten bei geeigneter Normierung durch die Jetenergie gerade dem Streuwinkel $\delta_i$ um die Jetachse entspricht, berechnet sich der mittlere Streuwinkel in den Daten zu:

$$< \delta >_{jet} = \frac{\sum\limits_i E_{T_i}(r_i) \cdot r_i}{\sum_i E_{T_i}(r_i)} = \frac{\sum\limits_i E_{T_i}(r_i) \cdot r_i}{E_T^{jet}} \qquad (12.7)$$

Wenn man diese Berechnung für unterschiedliche Jetenergieintervalle durchführt, erhält man die offenen Kreise in Abbildung 12.1.

Für große Jetenergien liegen die Werte der theoretischen Kurve deutlich unter den Werten für die Datenjets. Bei kleinen Jetenergien führen aber die Beiträge von kleinen Partonimpulsen $p_T^{parton}$ zu einem steilen Anstieg des berechneten mittleren Öffnungswinkels, der in den Daten nicht beobachtet wird. Offensichtlich ist dieses Multiplizitätsmodell ein zu einfacher Ansatz.

## 12.2 Vergleich der Daten mit Jetprofilen aus NLO-QCD-Berechnungen

In Abschnitt 7.1 wird eine Methode vorgestellt, mit der man Jetprofile in der integralen Darstellung $\rho(r, E_T^{jet}, \eta^{jet}; R)$ in NLO-QCD berechnen kann. Jetzt soll die Profilform aus den theoretischen Berechnungen mit den Daten-Profilen verglichen werden. Zu diesem Vergleich wurde der Wert des $\rho$-Profils bei $r = 0.3$ gewählt, da hier die stärksten Effekte erwartet werden und die theoretischen Rechnungen noch als zuverlässig angesehen werden [17]. $\rho(r = 0.3)$ gibt die mittlere relative Transversalenergie in einem Subkonus mit Radius $r = 0.3$ an. Je größer der Wert von $\rho(r = 0.3)$ ist, desto mehr Energie liegt in diesem Subkonus, und desto kollimierter ist der Energiefluß um die Jetachse.

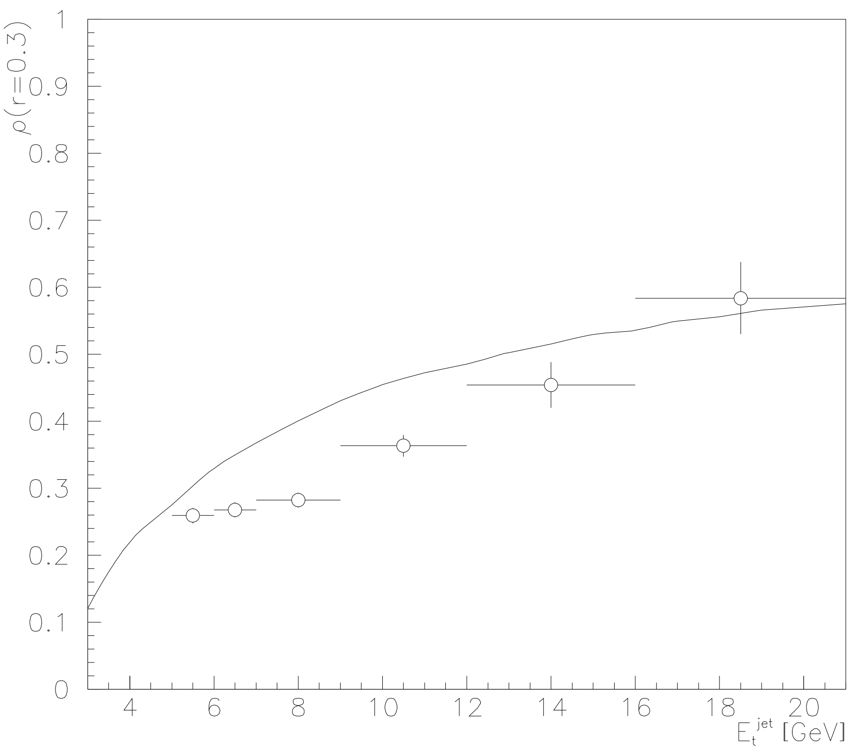


Abbildung 12.2: *Mittlerer transversaler Energieanteil in einem Subkonus mit Radius r=0.3 in Abhängigkeit von der Jetenergie für Daten (Kreise) und Partonen in NLO-QCD-Berechnungen (Kurve).*

Mit dem Programm von Salesch wurden Jetprofile für unterschiedliche Jetenergien berechnet und es wurde $\rho(r = 0.3)$ bestimmt. Die durchgezogene Kurve in Abbildung 12.2 stellt die Vorhersage der Abhängigkeit der Jetprofilform von der Jetenergie in NLO-QCD-Berechnungen dar.

In den Daten wurde ebenfalls die Transversalenergie in einem Subkonus mit dem Radius

$r = 0.3$ bestimmt und auf die Gesamtenergie des Jets normiert. Die Werte für einzelne $E_T^{jet}$-Intervalle sind in Abbildung 12.2 als Kreise eingetragen. Obwohl die Datenjets im Gegensatz zu den QCD-Rechnungen Fragmentationseffekte enthalten, liegt die theoretische Kurve mit einem ähnlichen Anstiegsverhalten in der Nähe der Datenpunkte.

In Kapitel 11 wurde für einen Generator mit LO-QCD-Rechnung gezeigt, daß die Differenz $E_T^{jet} - E_T^{ped}$ im Mittel ein Maß für die Partonenergie darstellt. Deshalb wurde die mittlere Pedestalenergie $< E_T^{ped} > = 1.34$ für Jets im Pseudorapiditätsbereich $0 \leq \eta^{jet} \leq 1$ aus Gleichung 11.2 auf den Konusradius $r = 0.3$ umgerechnet und für die Berechnung von $\rho(r = 0.3)$ von der gesamten Jetenergie abgezogen.

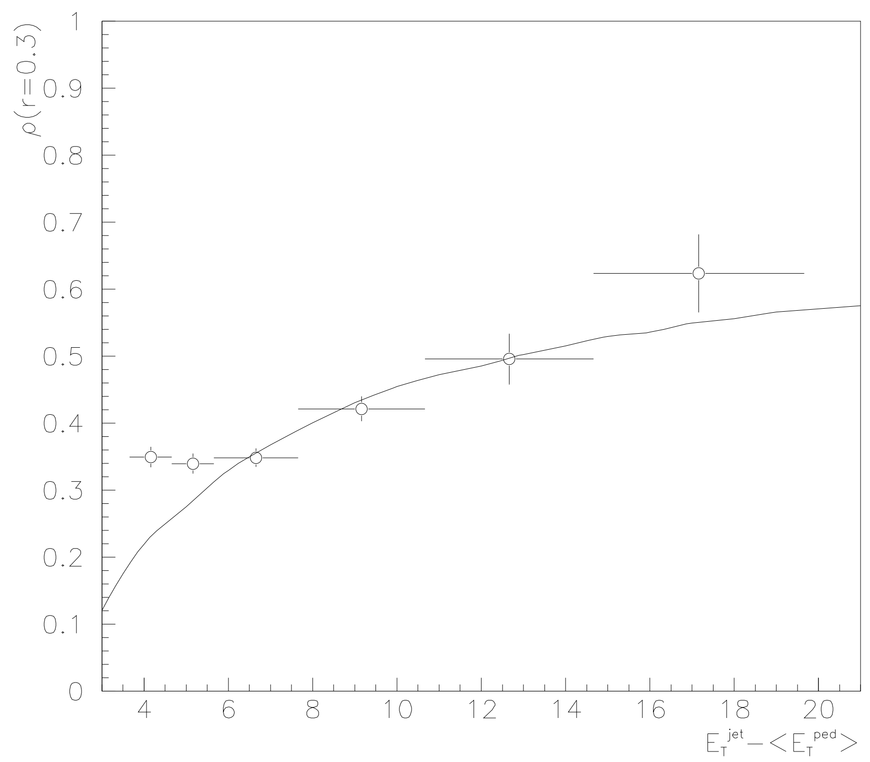


Abbildung 12.3: *Mittlerer transversaler Energieanteil in einem Subkonus mit Radius r=0.3 in Abhängigkeit von der Differenz aus Jetenergie und Pedestalenergie für H1-Daten (Kreise) und Jets aus Partonen in NLO-QCD-Berechnungen (Kurve) mit der Annahme* $< E_T^{ped} >_{NLO} = 0$.

In Abbildung 12.4 ist $\rho(r = 0.3)$ gegen $E_T^{jet} - < E_T^{ped} >$ aufgetragen. Zum Vergleich ist wieder die theoretische Kurve in Abhängigkeit von der Jetenergie der partonischen Jets darübergelegt. D. h. es wurde angenommen, daß die theoretische Pedestalenergie $< E_T^{ped} >$ im Mittel 0 ist. Es zeigt sich jetzt eine gute Übereinstimmung zwischen Datenprofilen und Jetprofilen aus den NLO-QCD-Berechnungen. Die weniger gute Übereinstimmung bei kleineren Jetenergien überrascht nicht, weil hier die partonischen Energien so gering sind, daß die starke Kopplung

$\alpha_s$ groß wird und die störungstheoretischen Berechnungen unsicher werden.

Trotzdem bleibt hier offen, auf welche Art und Weise sich die Hadronisierung des Partons auf die Form des Jetprofils in der NLO-QCD-Berechnung auswirkt. Aufgrund der guten Übereinstimmung der Partonenjets mit den Daten sieht es so aus, als ob die Energieflußverteilung um die Jetachse stark durch NLO-QCD-Effekte beeinflußt wäre und die Fragmentation eine entsprechend geringere Rolle spielen würde. Mit Sicherheit kann man das aber erst sagen, wenn man den Einfluß der Fragmentation genauer analysiert hat. Schließlich könnte sich die Übereinstimmung beider Verteilungen dadurch auch wieder verschlechtern.

Kann aber der Effekt der Hadronisierung wenigstens abgeschätzt werden? Leider existiert bis heute kein Monte-Carlo-Programm, das den harten Streuprozeß in NLO berechnet. Nur wenn ein solches Programm eine Übereinstimmung zu den Daten erzielen kann, wäre abschätzbar, in welchem Maße der harte Streuprozeß in NLO und in welchem Maße die Fragmentation die Form des Jetprofils beeinflußt. Die erhältlichen Monte-Carlo-Programme berechnen den harten Streuprozeß nur in führender Ordnung Störungstheorie. In Verbindung mit Betrachtungen anhand solcher Monte-Carlo-Programme wird der Einfluß der Fragmentation im folgenden Abschnitt nochmals diskutiert.

## 12.3 Vergleich der Daten mit Jets aus Berechnungen in LO-QCD mit Partonschauer-Simulation

### 12.3.1 Vergleich mit Jets aus Hadronen

Als nächstes soll der Vergleich mit dem theoretischen Modell versucht werden, mit dem auch sonst in dieser Arbeit die Daten immer verglichen wurden. Es sollen die Daten mit den Ergebnissen des PYTHIA-Monte-Carlo für Jets aus generierten Hadronen verglichen werden. In diesem Monte-Carlo wird der harte Streuprozeß in führender Ordnung Störungstheorie berechnet. Die Berücksichtigung von Effekten höherer Ordnung geschieht durch eine Partonschauer-Simulation. Zusätzliche weiche Wechselwirkungen zwischen Photonrest und Protonrest werden durch das Konzept der Vielfachwechselwirkungen berechnet. Die Dreiecke in Abbildung 12.4 stellen die Ergebnisse dieses Monte-Carlo für $\rho(r = 0.3)$ in Abhängigkeit von der Jetenergie dar.

Diese Werte stimmen mit den Resultaten für die Datenjets (Kreise) gut überein, was man aufgrund der Ergebnisse von Kapitel 10.1.1 auch erwartet. Dort wird nämlich auch schon gezeigt, daß die Profilform der Datenjets mit Jets aus generierten Hadronen gut übereinstimmt. Bei Jetenergien von unter 7 GeV liegen die Werte im Monte-Carlo allerdings unter den Daten. Aus Abbildungen 10.2 und 10.3 läßt sich aber ablesen, daß die Amplitude für generierte Hadronen bei Jetenergien von 5 bis 7 GeV kleinere Werte als für die Daten annimmt. Da $\rho$(r=0.3) aber die Energie in einem relativ kleinen Subkonus um die Jetachse mißt, wirkt sich die Amplitudendifferenz natürlich darauf aus. Das führt zu den etwas kleineren Werten von $\rho$(r=0.3) für generierte Hadronen.

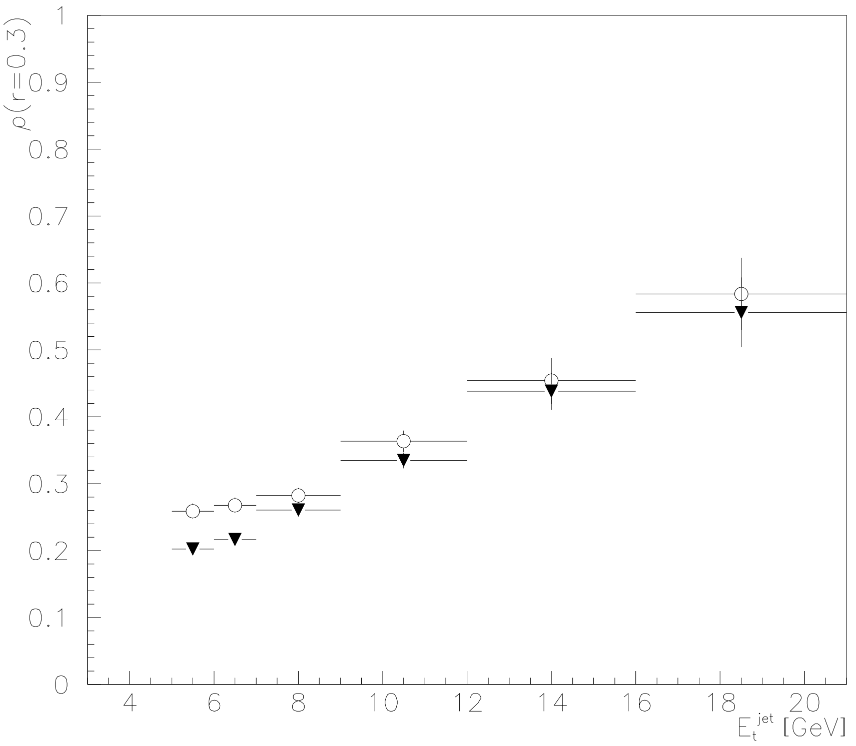


Abbildung 12.4: *Mittlerer transversaler Energieanteil in einem Subkonus mit Radius r=0.3 in Abhängigkeit von der Jetenergie für Daten (Kreise) und Monte-Carlo ohne Detektorsimulation (Dreiecke).*

### 12.3.2 Vergleich mit Jets aus Partonen

Um den Effekt der nichtperturbativen Hadronisierung aus der Simulation der Monte-Carlo-Jets zu bestimmen, wurde versucht, Jets aus Partonen des Monte-Carlo-Generators zu bilden. Diese Partonen kommen aus dem LO-QCD-Prozeß und werden durch abgestrahlte Partonen modifiziert und ergänzt, was einer Simulation höherer Ordnung QCD-Rechnung gleichkommt. Auch Partonen der Vielfachwechselwirkung wurden für die Jetsuche zugelassen.

Die Abhängigkeit des integralen Profils an der Stelle $\rho(r = 0.3)$ von der Jetenergie ist in Abbildung 12.5 aufgetragen (Dreiecke). Die jeweiligen Werte liegen weit über den Werten für die Datenjets (Kreise).

Die Monte-Carlo-Jets aus Partonen ohne Betrachtung der Hadronisierung besitzen also viel kollimiertere Energieflußverteilungen um die Jetachse. Da die Jets aus dem gleichen Monte-Carlo für Hadronen nach der Fragmentation aber gut mit den Daten übereinstimmen, sind Fragmentationseffekte im PYTHIA-Monte-Carlo groß und verdoppeln die Breite der Jets.

Da sich jedoch die Jetprofile für Monte-Carlo-Jets aus Partonen in LO-QCD Berechnungen

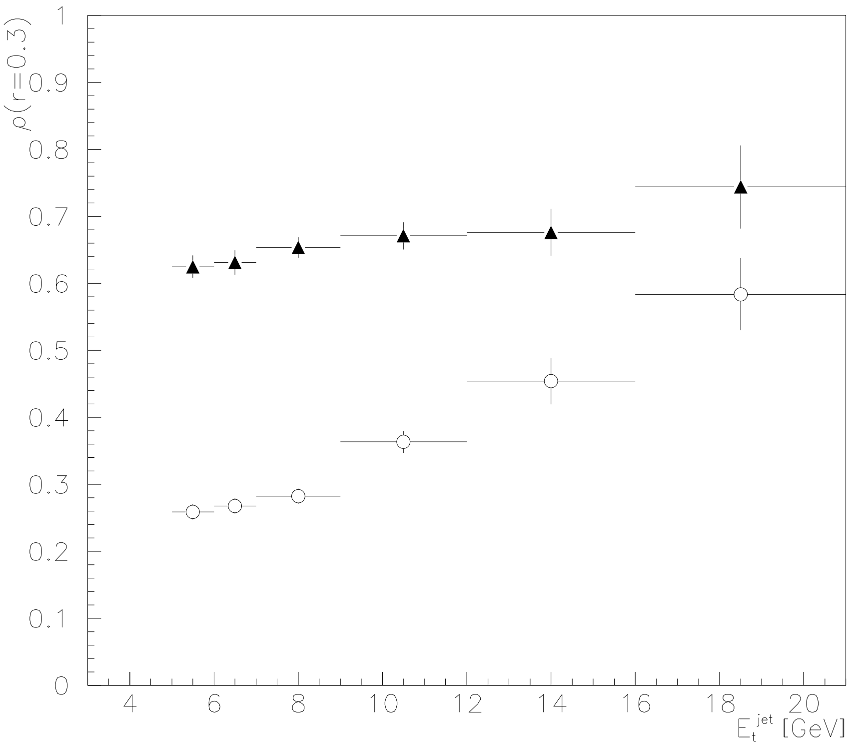


Abbildung 12.5: *Mittlerer transversaler Energieanteil in einem Subkonus mit Radius r=0.3 in Abhängigkeit von der Jetenergie für Daten (Kreise) und Partonen aus dem Monte-Carlo (Dreiecke).*

mit Einschluß einer Partonschauer-Simulation offensichtlich ebenfalls deutlich von den Jetprofilen aus in NLO-QCD berechneten Partonen unterscheiden, ist der Fragmentationseinfluß auf die NLO-Jets nicht übertragbar. Das wäre nur dann möglich, wenn das LO-Monte-Carlo mit der NLO-Berechnung für Partonen übereinstimmen würde. Auf diesem Weg ist es also ebenfalls nicht möglich den Einfluß der Fragmentation auf Jetprofile in NLO-QCD-Berechnungen abzuschätzen. Somit bleibt es zu diesem Zeitpunkt unmöglich, eine Aussage darüber zu machen, wie stark NLO-QCD-Effekte die Form der Daten-Jetprofile beeinflussen.

## 12.4 Zusammenfassung des Vergleichs der Daten mit unterschiedlichen theoretischen Modellen

Es existiert ein Modell, das das Verhalten der Form von Jetprofilen in Abhängigkeit von der Jetenergie anschaulich erklärt. Es beruht auf einer an $e^+e^-$-Daten angepaßten Multiplizitätsverteilung für die Hadronen im Jet. In der quantitativen Analyse des mittleren Streuwinkels um die Jetachse für die Hadronen im Jet zeigte sich aber, daß die Ergebnisse des Modells nicht mit den Daten kompatibel sind.

Anhand des integralen $E_T$-Profils wurde die Abhängigkeit des Energieflusses um die Jetachse von Jets aus in NLO-QCD berechneten Partonen mit Datenjets verglichen. Da sich nach der Durchführung einer Pedestalkorrektur für die Daten eine gute Übereinstimmung ergibt, ist anzunehmen, daß die Form des Datenprofils stark durch Effekte höherer Ordnung beeinflußt ist. Allerdings läßt sich das nicht mit Sicherheit behaupten, weil der Einfluß der Hadronisierung auf die NLO-Jetprofile nicht ermittelt werden konnte.

Außerdem werden Vergleiche mit dem PYTHIA-Monte-Carlo angestellt, das für die Berechnung der harten Streuung Matrixelemente in führender Ordnung Störungstheorie verwendet und höhere Ordnungen durch die Berechnung von Partonschauern simuliert. Der Energiefluß um die Jetachse für generierte Hadronen stimmt gut mit den Daten überein, was anhand des integralen Jetprofils verifiziert wurde. Der Einfluß der Fragmentation ist dabei von großer Bedeutung für die Form des Jetprofils, während LO-QCD-Effekte mit Partonschauer-Simulation einen eher geringen Einfluß auf die Profilform haben.

# Kapitel 13

# Vergleich von Jetprofilen in $\gamma\gamma$, $\gamma$p und $\bar{\text{p}}$p - Streuprozessen

Abschließend soll noch ein Vergleich mit anderen Experimenten aus der Hochenergiephysik zur Jetproduktion gezeigt werden. H1-Jets aus dem Zentralbereich des Detektors ($0 \leq \eta^{jet} \leq 1$) werden mit Jets aus fast reellen Photon-Photon-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 58$ GeV im Zentralbereich des Detektors ($-1.2 \leq \eta^{jet} \leq 1.2$) verglichen, die im TOPAZ-Detektor am TRISTAN-$e^+e^-$-Speicherring 1993 gemessen wurden (siehe [31]). Außerdem werden die H1-Jets mit Jets verglichen, die 1988 mit dem UA1-Detektor am CERN Proton-Antiproton-Speicherring bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 540$ GeV im Pseudorapiditätsbereich $-1.2 \leq \eta^{jet} \leq 1.2$ 1982 (siehe [32]) und bei $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 630$ GeV ($-1.5 \leq \eta^{jet} \leq 1.5$) (siehe [33]) gemessen wurden..

## 13.1 Die Form der Jetprofile im qualitativen Vergleich

In Abbildung 13.1 sind Jetprofile in Pseudorapiditätsprojektion aus den unterschiedlichen Streuprozessen dargestellt. Sie sind analog zu denen in dieser Arbeit erstellt worden. Man hat für jeden gefundenen Jet — durch einen Konusalgorithmus mit Konusradius R=1.0 — die transversale Energie im Abstand $\Delta\eta$ von der Jetachse aufgetragen und über alle Ereignisse gemittelt. Die Kurven entsprechen Fits an die Profile, die im folgenden erläutert werden sollen.

### 13.1.1 Das Jetprofil in $\gamma\gamma$-Streuprozessen

In der oberen Figur von Abbildung 13.1 ist ein Jetprofil aus der Photon-Photon-Wechselwirkung dargestellt. Die Jets besitzen eine Mindestenergie von 2.5 GeV. Die beobachteten Jets werden als Streuung von Partonen der beiden Photonen interpretiert (siehe [31]). Der Energiefluß außerhalb des Jetkonus wird durch Reste der Photonen verursacht und nimmt mit wachsendem Abstand $\Delta\eta$ von der Jetachse ab.

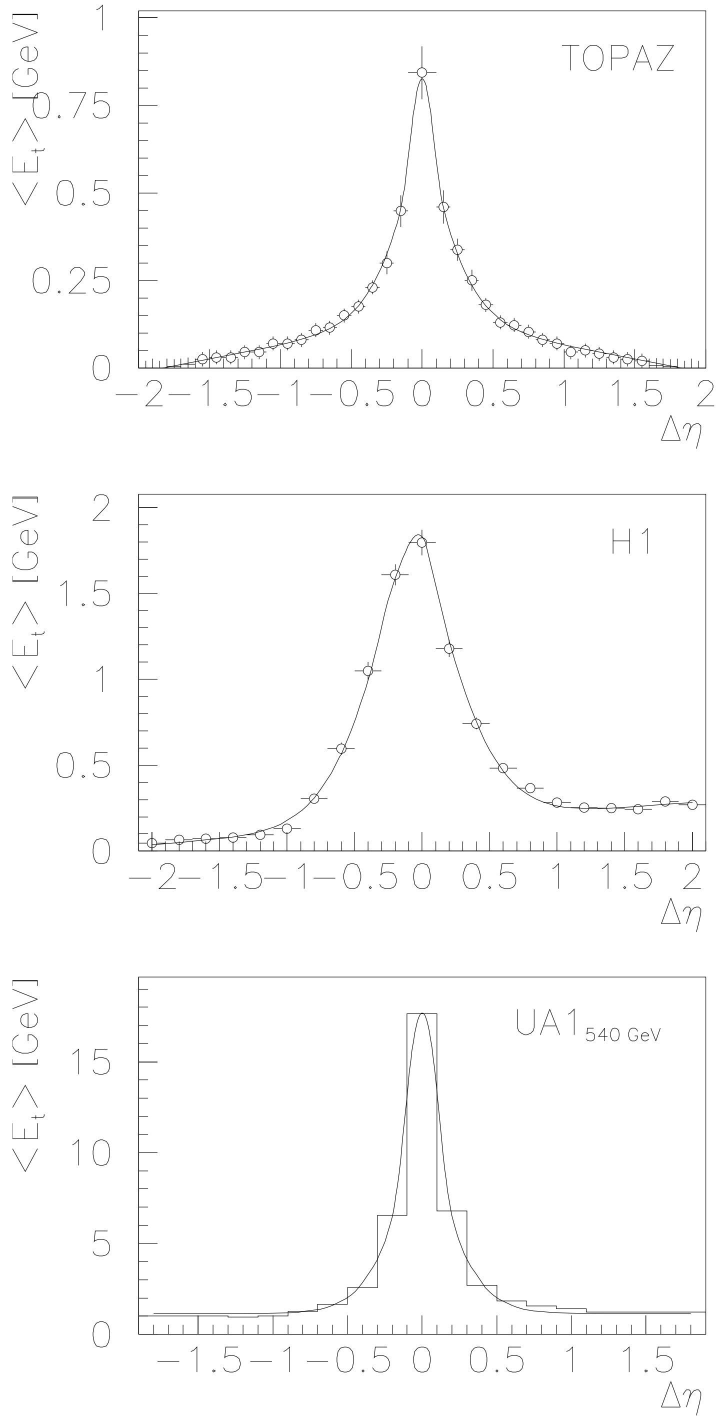


Abbildung 13.1: *Der mittlere transversale Energiefluß im Abstand $\Delta\eta$ von der Jetachse für Jets aus $\gamma\gamma$- Streuprozessen bei TOPAZ mit $E_T^{jet} \geq 2.5$ GeV (oben, die mittleren beiden Diagrammeinträge wurden zusammengefaßt (siehe Text)), aus $\gamma p$ - Streuprozessen bei H1 mit $7 \leq E_T^{jet} \leq 9$ GeV (Mitte) und aus $\bar{p}p$ - Streuprozessen bei UA1 mit $30 \leq E_T^{jet} \leq 40$ GeV (unten, die Größe der Histogrammeinträge wurde für den Fit vervierfacht (siehe Text)).*

Durch die Vermessung der Jetprofile soll geklärt werden, ob der Jet eine universelle Observable ist, die eine charakteristische Energieflußstruktur aufweist, die von der Art der Wechselwirkung unabhängig ist, oder ob die Profilform eines Jets essentiell von der harten Streuung abhängt, durch die der Jet erzeugt wird.

Es ist nun versucht worden, die gleiche Fitfunktion wie für die H1-Profile auch an die TOPAZ-Profile anzupassen, jedoch unter Berücksichtigung des unterschiedlichen Energieflußuntergrundes. Dieser wird für die TOPAZ-Profile als nach außen hin — also mit wachsenden Abständen zur Jetachse — linear abnehmend parametrisiert. Als Glockenkurve wird die Parametrisierung für die $\Delta\Phi$-Profile bei H1 verwendet, da die Profile bei TOPAZ auch in $\eta$-Projektion symmetrisch sind (siehe Gleichung 9.1). Zur Glockenkurve wird dann der Term $c + d \cdot |\eta|$ addiert, wobei $d$ die Steigung des Energieflußuntergrundes angibt:

$$f(\Delta\eta) = a \cdot e^{-(\sqrt{|\Delta\eta|}+b)^4+b^4} + c + d \cdot |\Delta\eta| \tag{13.1}$$

Es handelt sich also um einen 4-Parameter-Fit mit den Parametern $a$, $b$, $c$ und $d$. Amplitude, Halbwertsbreite und Pedestalenergie können dann analog zu Kapitel 9 dem Fit entnommen werden: Die Amplitude errechnet sich unter Berücksichtigung der Breite der Diagrammeinträge aus dem Fitparameter $a$. Für die Halbwertsbreite ergibt sich die gleiche Formel wie in Gleichung 9.4. Zur Berechnung der Pedestalenergie kann man wieder den Wert der Funktion in der Jetachse $f(\Delta\eta = 0) = c$ auf die gesamte im Konus liegende Energie umrechnen.

Die beiden mittleren Diagrammeinträge sind zu einem doppelt so großen Diagrammeintrag zusammengefaßt, damit das Maximum der Fitfunktion in der Mitte eines Eintrags liegt. Das ist aus technischen Gründen nötig, weil das Fitprogramm immer die Abweichung der Mitte jedes Eintrags zur Funktion ermittelt.

Die Fitfunktion (Kurve) kann das Profil gut beschreiben, was zeigt, daß die Art der Energieflußverteilung bei $\gamma\gamma$-Streuung ähnlich ist wie bei der $\gamma$p-Streuung. Das deutet darauf hin, daß der Jet eine universelle Form besitzt.

### 13.1.2 Das Jetprofil in $\gamma$p-Streuprozessen

In der mittleren Figur ist ein H1-Jet zum Vergleich gezeigt ($0 \leq \eta^{jet} \leq 1$; $7 \leq E_T^{jet} \leq 9$ GeV). Auf der Seite der Jetachse in $\eta$-Richtung, wo das Photon, bzw. der Rest des Photons, vorwiegend seine Energie deponiert — also bei kleinen $\eta$, $\Delta\eta < 0$ — nimmt der Energiefluß mit größerwerdenden Abständen von der Jetachse ab. Die Form des Energieflußuntergrundes auf der „Photonseite“ ist also qualitativ die gleiche wie auf beiden Seiten außerhalb des Jets beim $\gamma$-$\gamma$-Streuexperiment. Auch bei der $\gamma$p-Streuung wird dieser Untergrund gut durch eine lineare Parametrisierung beschrieben. In positivem Pseudorapiditätsabstand von der Jetachse ist beim $\gamma$p-Streuexperiment der Energiefluß außerhalb des Konus deutlich größer. Der größte Energiefluß wird nach [22] im $\gamma$-p-Schwerpunktsystem erwartet, also hier bei $\Delta\eta \approx 1.5$.

### 13.1.3 Das Jetprofil in $\bar{\text{p}}$p-Streuprozessen

In der unteren Figur ist ein Jetprofil aus der $\bar{\text{p}}$p-Streuung bei UA1 mit $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 540$ GeV gezeigt mit einer Jetenergie von $30 \leq E_T^{jet} \leq 40$ GeV. Da die eingeschossenen Protonen bzw.

Antiprotonen den gleichen Impuls und eine analoge hadronische Struktur besitzen, ist die Form des Jetprofils im Mittel symmetrisch.

Das Jetprofil kann durch die gleiche Funktion beschrieben werden, die man zum Fitten der ep-Profile in $\Delta\Phi$-Projektion benutzt. Aus technischen Gründen werden zur Durchführung des Fits jeweils vier Histogrammeinträge des Jetprofils zu einem zusammengefaßt, da eine Grenze eines Eintrags bei $\Delta\eta = 0$ technische Probleme für den Fit verursacht. Die größere Breite der Diagrammeinträge ist außerdem für die Anpassung des Maximums der Fitfunktion an das Profil vonnöten.

Die Amplitude und Pedestalenergie errechnen sich analog unter Berücksichtigung der Größe der Diagrammeinträge aus den Fitparametern $a$ und $c$. Für die Halbwertsbreite besitzt die Formel 9.4 ebenfalls Gültigkeit. Die Beschreibung des Profils ist so gut möglich.

Der Energiefluß außerhalb der Jetachse unterscheidet sich deutlich von $\gamma\gamma$-Energieflüssen: er besitzt ein deutlich größeres Niveau relativ zur gesamten Jetenergie und fällt nach außen hin nicht ab. Sieht man von der Asymmetrie der $\gamma$p-Profile ab, so ähnelt dieser Energiefluß qualitativ der „Protonseite“ der H1-Profile. Das $\gamma$p-Profil bei H1 ist also bezüglich der Energieflußverteilung außerhalb der Jets auf der Photonseite $\gamma\gamma$-Energieflüssen, auf der Photonseite $\bar{\text{p}}$p-Prozessen ähnlich.

Bei den UA1-Profilen mit $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 630$ GeV beobachtet man einen mit wachsenden Abständen zur Jetachse abfallenden Energieuntergrund mit wachsenden Abständen von der Jetachse, wenn auch mit geringer Steigung [33]. Diese Profile werden auch durch die Funktion 13.1 beschrieben. Quantitativ unterscheidet sich der Energiefluß außerhalb des Konus aber trotzdem deutlich von den TOPAZ-Profilen. Abbildung 13.2 zeigt ein solches UA1-Profil für einen Jet mit der Mindestenergie von 30 GeV. Das Fitresultat ist als Kurve eingezeichnet. Für den mittleren Histogrammeintrag werden wieder aus technischen Gründen bei der Durchführung des Fits die beiden mittleren Enträge zu einem zusammengefaßt.

### 13.1.4 Kurze Zusammenfassung

Die Form der Jetprofile weist im Mittel eine qualitativ gleiche Struktur auf, unabhängig von der Art des Streuprozesses. Die Jetprofile aus den drei verschiedenen Wechselwirkungen lassen sich durch eine einzige Funktion beschreiben, lediglich unter Modifikation des Energieflußuntergrundes, der von der Art der Wechselwirkung charakteristisch abhängt. Es ist also eine Möglichkeit gefunden worden, diese unterschiedlichen Jetprofile zu vermessen und auch quantitativ zu vergleichen.

## 13.2 Die Form der Jetprofile im quantitativen Vergleich

### 13.2.1 Vorbetrachtung zum TOPAZ-Profil

Um das Jetprofil in $\Delta\eta$-Projektion bei der $\gamma\gamma$-Wechselwirkung beschreiben zu können, sind wie oben gezeigt vier Fitparameter nötig. Beim Profil in azimutaler Richtung ist der Energieflußuntergrund allerdings wie bei den ep-Profilen konstant, und zwar in einem Bereich

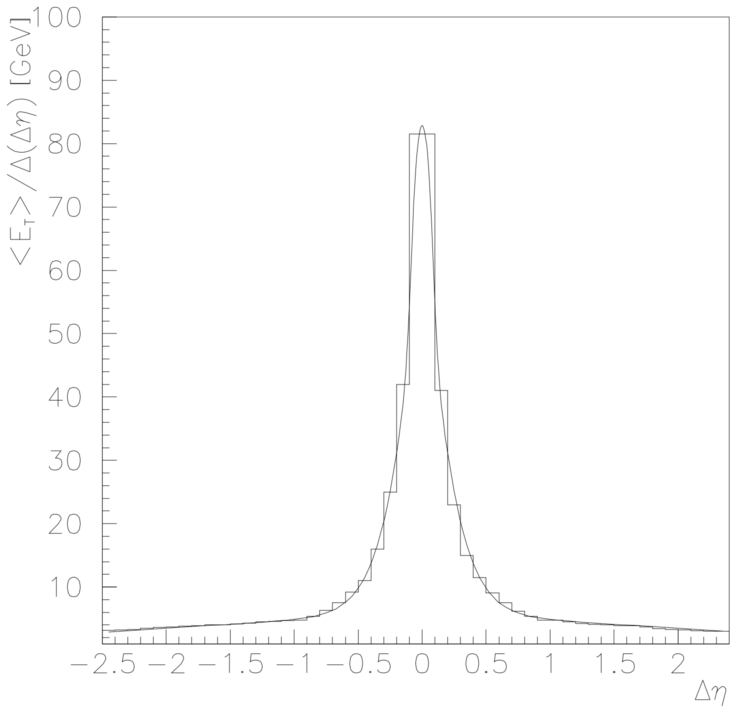


Abbildung 13.2: *Der mittlere transversale Energiefluß im Abstand $\Delta\eta$ von der Jetachse für Jets mit einer Mindestenergie von 30 GeV, die im UA1-Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 630$ GeV gemessen wurden. Die mittlere Transversalenrgie wurde dabei durch die Breite der Diagrammeinträge $\Delta(\Delta\eta)$ geteilt. Die beiden mittleren Einträge wurden für den Fit zusammengefaßt.*

zwischen $\Delta\Phi \approx 1.2$ und $\Delta\Phi \approx \pi - 1$. Daher ist es durch einen 3-Parameter-Fit beschreibbar, unter Verwendung der Funktion 9.1. Dies zeigt Abbildung 13.3. Auch hier befindet sich ein zweites Maximum des Energieflusses bei $\Delta\Phi \pm \pi$, das durch den zweiten Jet verursacht wird.

Die aus diesem 3-Parameter-Fit extrahierte Halbwertsbreite wird im folgenden Abschnitt verwendet.

### 13.2.2 Die Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der verlangten Mindestenergie der Jets

#### Beobachtung

Zunächst werden H1-Jets zusammengefaßt, deren Energie $E_T^{jet}$ eine gewisse Mindestenergie $E_{T_{min}}^{jet}$ aufweist, $E_T^{jet} \leq E_{T_{min}}^{jet}$. Aus diesen Jets wird jeweils das mittlere Jetprofil in $\Delta\Phi$-Projektion erstellt und gefittet. Die Halbwertsbreite wird dann gegen $E_{T_{min}}^{jet}$ aufgetragen.

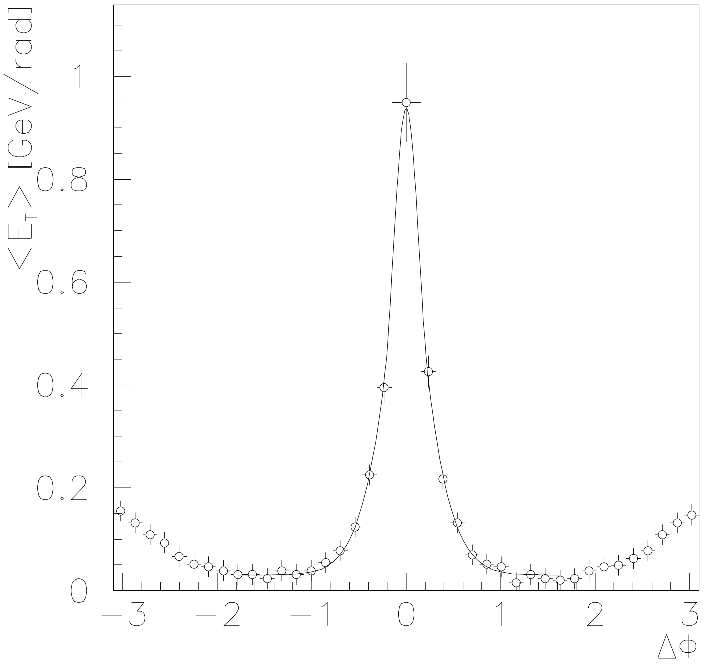


Abbildung 13.3: *Die mittlere transversale Energie im Abstand $\Delta\Phi$ um die Jetachse für Jets aus $\gamma\gamma$- Streuprozessen bei TOPAZ mit $E_T^{jet} > 2.5$ GeV. Die beiden mittleren Diagrammeinträge wurden für den Fit zusammengefaßt.*

Jetprofile aus den anderen Experimenten werden ebenfalls gefittet. Deren Halbwertsbreiten werden in das gleiche Diagramm gegen die Mindestenergie der Jets $E_{T_{min}}^{jet}$ aufgetragen. So erhält man Abbildung 13.4. An die Halbwertsbreitenverteilung der H1-Jets kann eine Exponentialfunktion angepaßt werden: Sie dient lediglich dazu, einen besseren Vergleich mit den Halbwertsbreiten der anderen Experimente zu ermöglichen.

Jets mit gleicher Mindestenergie aus unterschiedlichen Experimenten besitzen nach dieser Abbildung also stark unterschiedliche Halbwertsbreiten. Die Halbwertsbreite des TOPAZ-Profils ist deutlich geringer als die eines vergleichbaren H1-Jets, den man durch Extrapolation der Exponentialfunktion zu kleineren Mindestenergien erhalten würde. Die Halbwertsbreiten der UA1-Profile sind dagegen deutlich größer als die der H1-Jets mit gleicher Mindestenergie.

Man stellt also fest: Das TOPAZ-Experiment verfügt über eine geringere Schwerpunktsenergie als das H1-Experiment und erzeugt bei gleicher Mindestenergie der Jets schmalere Profile. Die UA1-Experimente verfügen über eine größere Schwerpunktsenergie als das H1-Experiment und erzeugen bei gleichem $E_{T_{min}}^{jet}$ breitere Profilformen. Es sieht also im Vergleich der Experimente so aus, als ob die Form von Jetprofilen bei gleichen Mindestenergien von der unterschiedlichen Schwerpunktsenergie der jeweiligen Kollision abhängt.

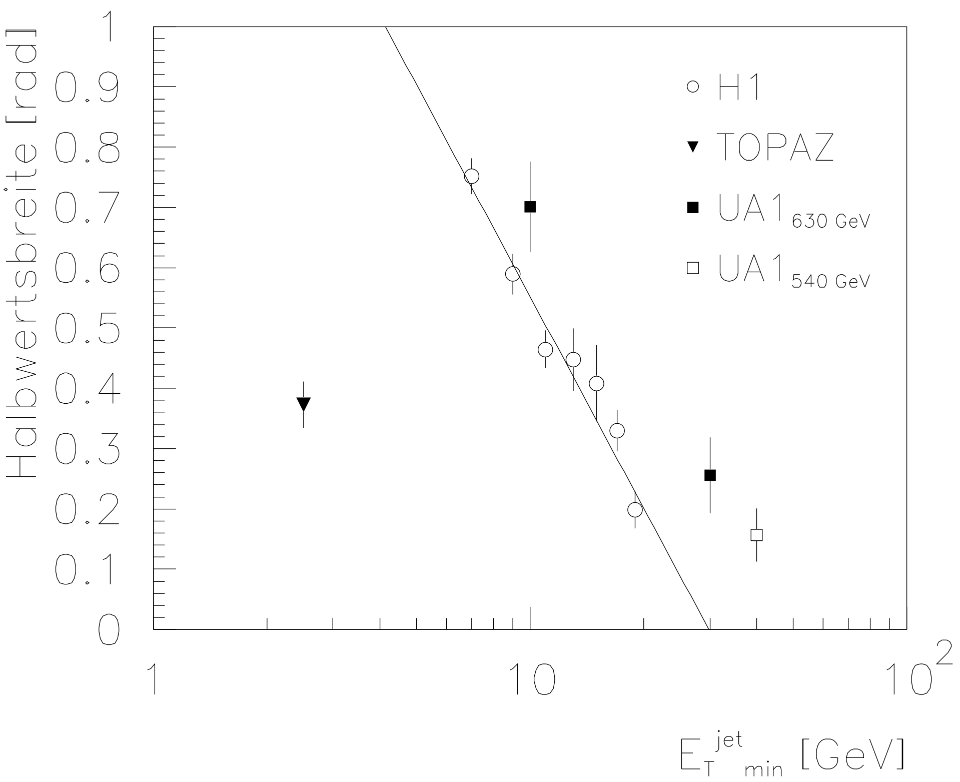


Abbildung 13.4: *Die Halbwertsbreite für Jetprofile aus unterschiedlichen Experimenten in Abhängigkeit von der Mindestenergie, die von den Jets jeweils gefordert wird.*

### Skalierungsfaktoren

Um die gemachten Beobachtungen zu quantifizieren, soll aus dem Diagramm abgelesen werden, welcher Mindestenergie $E^{jet}_{T_{min}}$ bei UA1 bzw. TOPAZ welche Mindestenergie bei H1 entspricht, so daß die Jetprofile die gleiche Halbwertsbreite aufweisen. Es werden dann Faktoren angegeben, die die Mindestenergien der unterschiedlichen Experimente so ineinander umrechnen, daß man immer Profile mit gleichen Halbwertsbreiten erhält. Das entspricht einer linearen Skalierungsvorschrift, mit der man Jetprofile aus unterschiedlichen Experimenten so umrechnet, daß sie eine ähnliche Form aufweisen.

**Vergleich von $\gamma$p- mit $\gamma\gamma$-Streuung:** Die Halbwertsbreite des TOPAZ-Jets entspricht der eines H1-Jets mit der Mindestenergie von $E^{jet}_{T_{min}}(H1) = 12 \pm 2$ GeV. Unter der Annahme einer linearen Skalierungsvorschrift ergibt sich folgende Beziehung:

$$E^{jet}_{T_{min}}(H1) = (4.8 \pm 0.8) \cdot E^{jet}_{T_{min}}(TOPAZ) \qquad (13.2)$$

**Vergleich von $\gamma$p- mit $\bar{\text{p}}$p-Streuung:** Das Profil bei UA1 bei $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 540$ GeV ($E_T^{jet} \geq 40$ GeV) entspricht einem H1-Profil bei $E_{T_{min}}^{jet}(H1) = 22 \pm 2$ GeV. Daraus folgt:

$$E_{T_{min}}^{jet}(H1) = (0.69 \pm 0.06) \cdot E_{T_{min}}^{jet}(UA1) \tag{13.3}$$

Für die Profile bei UA1 mit $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 630$ GeV ergeben sich folgende Skalierungsfaktoren: $E_T^{jet}(UA1) \geq 10$ GeV entspricht $E_T^{jet}(H1) \geq 18GeV \pm 1$ GeV. Daraus folgt:

$$E_{T_{min}}^{jet}(H1) = (0.56 \pm 0.03) \cdot E_T^{jet}(UA1) \tag{13.4}$$

$E_T^{jet}(H1) \geq 30GeV$ entspricht $E_T^{jet}(UA1) \geq 17.5 \pm 2.5$ GeV. Daraus folgt:

$$E_{T_{min}}^{jet}(H1) = (0.57 \pm 0.08) \cdot E_{T_{min}}^{jet}(UA1) \tag{13.5}$$

### 13.2.3 Die Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Jetenergie

Für Abbildung 13.5 werden Profile von Jets aus unterschiedlichen $E_T^{jet}$-Intervallen erstellt und gefittet. Ihre Halbwertsbreite wird gegen die Transversalenergie des Jets aufgetragen. Wiederum wird eine Exponentialfunktion an die Datenpunkte angepaßt, um leichter einen Vergleich zu anderen Punkten anstellen zu können.

Es wird jetzt die Halbwertsbreite des UA1-Profils aus Abbildung 13.1 bei $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 540$ GeV im Energieintervall $30 \leq E_T^{jet} \leq 40$ GeV zum Vergleich in Abbildung 13.5 in Form eines offenen Quaders eingetragen.

Auch die UA1-Profile bei $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 630$ GeV mit den Energien $E_T^{jet} \geq 10GeV$ und $E_T^{jet} \geq 30$ GeV aus der Abbildung 13.4 sollen in diesen Vergleich aufgenommen werden. Dazu wird aus den jeweiligen Profilhistogrammen die mittlere Jetenergie abgelesen. Das Ergebnis wird mit Hilfe des inklusiven Ein-Jet-Wirkungsquerschnittes kontrolliert: Diese $p_T^{-n}$-Verteilung (n=5.5) wird bei der maximalen Jetenergie bei $E_T^{jet} \approx 150$ GeV (siehe [33]) abgeschnitten. Jetzt kann durch Integration über die jeweiligen $E_T^{jet}$-Bereiche und durch eine anschließende Normierung verifiziert werden, ob die abgelesenen Werte ungefähr in der richtigen Größenordnung liegen. In beiden Fällen sind die abgelesenen Werte mit den Kontrollwerten kompatibel, so daß die Halbwertsbreiten gegen $< E_T^{jet} >$ in das Diagramm als geschlossene Quader eingetragen werden.

Als Beobachtung kann man auch hier notieren, daß die UA1-Jets bei gleichen mittleren transversalen Jetenergien wie die H1-Jets breitere Profilformen besitzen.

#### Skalierungsfaktoren

Es werden nun auf die gleiche Art und Weise wie im vorigen Abschnitt Skalierungsfaktoren für die Jetenergien ermittelt. Sie geben also wieder an, wie man die Energien der Jets aus unterschiedlichen Experimenten „übersetzen“ muß, um gleiche Profilformen zu erhalten.

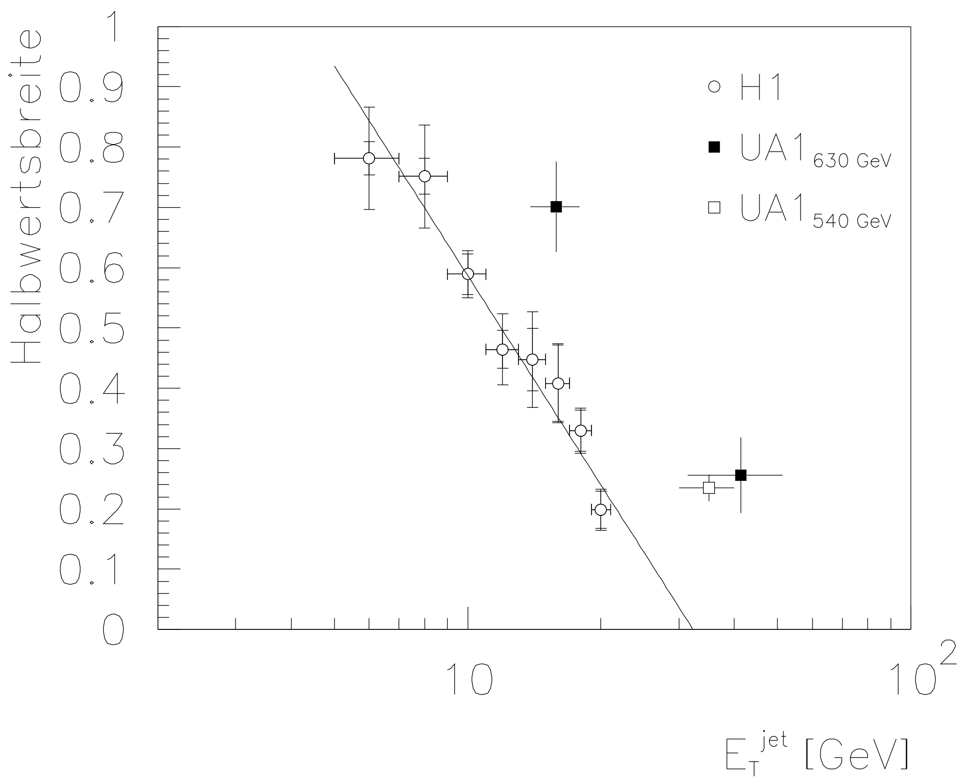


Abbildung 13.5: *Die Halbwertsbreite von Jetprofilen aus unterschiedlichen Experimenten gegen die Jetenergie aufgetragen.*

Der UA1-Jet mit $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 630$ GeV und $E_T^{jet} \geq 10$ GeV besitzt eine mittlere Jetenergie von ca. $15 \pm 2$ GeV. Er entspricht damit einem H1-Jet bei $8 \pm 0.5$ GeV:

$$E_T^{jet}(H1) = (0.53 \pm 0.08) \cdot E_T^{jet}(UA1) \tag{13.6}$$

Der Jet mit $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 630$ GeV bei $E_T^{jet} \geq 30$ GeV besitzt einen Mittelwert von $41.5 \pm 9$ GeV. Seine Halbwertsbreite korrespondiert mit einem H1-Jet bei $19 \pm 1$ GeV. Daraus folgt

$$E_T^{jet}(H1) = (0.46 \pm 0.10) \cdot E_T^{jet}(UA1) \tag{13.7}$$

Der zum UA1-Jet mit $30GeV \leq E_T^{jet} \leq 40$ GeV und $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 540$ GeV korrespondierende H1-Jet liegt bei $20 \pm 1$ GeV. Das experimentelle Skalenverhalten ist also

$$E_T^{jet}(H1) = (0.57 \pm 0.06) \cdot E_T^{jet}(UA1). \tag{13.8}$$

### 13.2.4 Vergleich der Jetprofilform in $\bar{\text{p}}$p- und ep-Kollisionen in NLO-QCD-Berechnungen

In Kapitel 7.1 wird gezeigt, wie man ein integrales Jetprofil $\rho(r; R)$ anhand von Wirkungsquerschnitten in NLO Quantenchromodynamik beschreiben kann. Unter Verwendung der Strukturfunktionen und der Matrixelemente für die jeweiligen harten Streuprozesse kann man das Jetprofil in Abhängigkeit von $E_T^{jet}$ und $\eta^{jet}$ bestimmen. Man erhält eine Funktion $\rho(r, E_T^{jet}, \eta^{jet}; R)$. Solche integralen $\rho$-Profile sind von Kramer und Salesch in [34] für $\gamma$p- und $\bar{\text{p}}$p-Kollisionen berechnet worden.

#### Die Skalierungsvorschrift

In [34] wird auf der Basis dieser Rechnungen ein Skalierungsverhalten für Jets mit einer gewissen mittleren Jetenergie angegeben, das den Vergleich von Jetprofilformen für die unterschiedlichen Streuungen und für unterschiedliche Schwerpunktsenergien ermöglicht. Es soll im folgenden angegeben und für die Zwecke dieser Arbeit umgeformt werden.

Zunächst definiert man die relative Transversalenergie $x_T$ durch

$$x_T = \frac{2E_T}{\sqrt{s}} \tag{13.9}$$

$E_T$ ist die Transversalenergie des Partons, $\sqrt{s}$ die Schwerpunktsenergie des gesamten Prozesses.

Aus den Ergebnissen der theoretischen Rechnung erkennt man, daß die Funktion f aus Gleichung 7.3 für die beiden unterschiedlichen Streuungen bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien fast die gleichen Werte annimmt, wenn sie für gleiche Werte von $x_T$ betrachtet wird. Betrachtet man also integrale Jetprofile $\rho(r, x_T, \eta; R)$ in unterschiedlichen Prozessen mit unterschiedlichen Schwerpunktsenergien bei jeweils den gleichen $x_T$-Werten, so ist die Form des Profils nur noch über $\alpha_s(\mu = E_T)$ von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 2E_T$ abhängig.

Ein differentielles Profil im H1-Experiment sollte also eine ähnliche Halbwertsbreite wie ein Profil aus einem $\bar{\text{p}}$p-Experiment besitzen, wenn man sie bei gleichem $x_T$ betrachtet. Dabei vernachlässigt man allerdings, daß die Kopplungskonstante $\alpha_s(\mu = E_T)$ bei gleichem $x_T$ aber unterschiedlichem $\sqrt{s}$ — und also unterschiedlichem $E_T$ — für die beiden verschiedenen Prozesse unterschiedliche Werte annimmt. Dieser Unterschied sorgt zwar für eine kleine Korrektur, beeinflußt das Ergebnis aber nicht in seiner wesentlichen Aussage, wie man durch Einsetzen in $\alpha_s$ zeigen kann.

Die Voraussage der NLO-QCD-Berechnungen für einen Vergleich von Jets aus $\gamma$p- und $\bar{\text{p}}$p-Prozessen lautet demnach:

$$x_T(\gamma p) = x_T(\bar{\text{p}}\text{p}) \tag{13.10}$$

Setzt man für $x_T$ jeweils Gleichung 13.9 ein, so erhält man

$$\frac{E_T(\gamma p)}{\sqrt{s_{ep}}} = \frac{E_T^{jet}(\bar{\text{p}}\text{p})}{\sqrt{s_{\bar{p}p}}}. \tag{13.11}$$

Daraus errechnet sich die **Skalierungsvorschrift** zu

$$E_T(\gamma p) = \frac{\sqrt{s_{ep}}}{\sqrt{s_{\bar{p}p}}} E_T^{jet}(\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p}). \tag{13.12}$$

Diese Skalierungsvorschrift gibt an, wie man die Transversalenergie eines Partons aus einem p̄p-Prozeß auf die Transversalenergie eines Partons aus einem ep-Prozeß umrechnen muß, um ähnliche Jetprofilformen zu erhalten. Allerdings gilt das nur, wenn $x_T$ nicht zu groß ist; andernfalls verursacht der anomale Anteil des Photons unterschiedliche Profilformen. Bis $x_T = 0.2$ sollte die Skalierung aber noch befriedigend sein [34]. Bei HERA entspricht das einer Jetenergie von 30 GeV.

### Die Berechnung der Skalierungsfaktoren

Das Profil eines UA1-Jets bei $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 630$ GeV sollte ein ähnliches Jetprofil haben wie ein H1-Jet bei $\sqrt{s_{ep}} = 314$ GeV. Daraus folgt als Skalierungsvorschrift:

$$E_T^{jet}(H1) = 0.50 \cdot E_T^{jet}(UA1) \tag{13.13}$$

Dieser Skalierungsfaktor stimmt innerhalb des Fehlerbereichs mit den experimentellen Werten der Gleichungen 13.6 und 13.7 überein (siehe auch Tabelle 13.1).

Bei dem Vergleich des UA1-Jets bei $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 540$ GeV mit den H1-Jets werden experimentell also wirklich Jets aus bestimmten $E_T^{jet}$-Intervallen miteinander verglichen. Dies kommt prinzipiell der theoretischen Methode am nächsten, weil die Skalierung aus Berechnungen von $\rho$-Profilen für mittlere Jetenergien folgt. Die Skalierungsvorschrift lautet:

$$E_T^{jet}(H1) = 0.58 \cdot E_T^{jet}(UA1), \tag{13.14}$$

was ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung mit dem experimentell gefundenen Wert aus Gleichung 13.8 darstellt.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 13.1 nochmals zusammengestellt.

| $\sqrt{s_{ep}}$ | $\sqrt{s_{\bar{p}p}}$ | H1/UA1, experimentell | H1/UA1, theoretisch |
|---|---|---|---|
| 314 GeV | 540 GeV | $0.57 \pm 0.06$ | 0.58 |
| 314 GeV | 630 GeV | $0.53 \pm 0.08$<br>$0.46 \pm 0.10$ | 0.50 |

Tabelle 13.1: *Verhältnis der $E_T^{jet}$ für gleiche Jetprofilbreiten*

## 13.2.5 Zusammenfassung und Deutung der Ergebnisse

Jetprofile aus unterschiedlichen Experimenten bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien besitzen für gleiche Jetenergien deutlich unterschiedliche Halbwertsbreiten, also unterschiedliche Energieflußverteilungen um die Jetachse. Es kann aber anhand von Faktoren quantifiziert werden, bei welchen Jetenergien gleiche Halbwertsbreiten trotz unterschiedlicher harter

Streuung festgestellt werden. Für den Vergleich von Jets aus der $\gamma$p-Streuung mit Jets aus der $\bar{\text{p}}$p-Streuung aus NLO-QCD-Berechnungen existiert ebenfalls eine solche Skalierungsvorschrift.

Bei drei gezeigten Jetprofilen stimmen die experimentellen Skalierungsfaktoren mit den theoretisch ermittelten überein. Das bedeutet zunächst, daß ein Jet eine universelle Observable ist, mit einer qualitativ ähnlichen Energiestruktur, die von der Art der harten Streuung unabhängig ist. Darüberhinaus deutet diese Übereinstimmung mit den Berechnungen sehr darauf hin, daß die Form der Jetprofile stark durch NLO-QCD-Effekte beeinflußt ist. Um jedoch den genauen Einfluß solcher höherer Ordnungen Quantenchromodynamik auf die Jets studieren zu können, benötigt man ein zuverlässiges Monte-Carlo-Programm, das Matrixelemente in nächsthöherer Ordnung Störungstheorie verwendet. Nur dann sind nichtperturbative Fragmentationseffekte abschätzbar und die perturbativen NLO-Einflüsse auf die Daten zu ermitteln.

# Kapitel 14

# Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit stellt eine Analyse von Jets aus harten Photon-Proton-Streuungen vor. Gute Kenntnis über den Jet und seine Struktur ist unerläßlich, um über die Messung von Jets Zugang zu den Partonen der harten Streuung und so zur harten Streuung selbst zu gewinnen.

In dieser Arbeit wird deshalb die Jetstruktur anhand der transversalen Energieflußverteilung um die Jetachse, des $E_T$-Profil des Jets, studiert.

Dazu wird zunächst eine Methode vorgestellt, wie man Jetprofile durch die Anpassung einer Fitfunktion beschreiben kann. Der Fitfunktion kann die Jetamplitude, die Halbwertsbreite und die Pedestalenergie eines Jetprofils entnommen werden. So läßt sich die Abhängigkeit der Profilform von der Transversalenergie des Jets, der Jetrichtung und dem Impulsanteil des Photons im harten Streuprozeß quantitativ belegen.

Zum Vergleich mit den Daten wird ein QCD-Monte-Carlo-Generator verwendet. Das Monte-Carlo-Programm PYTHIA berechnet den harten Streuprozeß in führender Ordnung Störungstheorie, simuliert höhere Ordnungen QCD durch eine Partonschauer-Simulation und berechnet zusätzlich sogenannte Vielfachwechselwirkungen. Das sind Wechselwirkungen zwischen Partonen aus dem Photonrest und Partonen aus dem Protonrest.

Teilchen, die im Zentralbereich der Photon-Proton-Kollision entstehen, werden in dem sogenannten Vorwärtsbereich des Detektors nachgewiesen. Die Beschreibung der Daten-Jetprofile durch das Monte-Carlo ist hier nur unzureichend. Außerdem werden die Jetprofile stark durch den Detektor beeinflußt.

Teilchen, die in der Photon-Hemisphäre der Photon-Proton-Streuung entstehen, werden im sogenannten Zentralbereich des Detektors nachgewiesen. Diese Jetprofile werden kaum durch Detektoreffekte beeinflußt. Die Beschreibung der Jetprofile durch das Monte-Carlo ist hier gut.

Aus Monte-Carlo-Studien ergibt sich: Wenn man von der transversalen Jetenergie einen mittleren Energieflußuntergrund abzieht, erhält man ein Maß für die Partonenergie. Außerdem stimmen die Jetprofilformen von Daten und Monte-Carlo nach einer solchen Jetenergiekorrektur in allen Bereichen des Detektors überein.

Da Detektoreffekte in der Photon-Hemisphäre der $\gamma$p-Kollision gering sind, können die gemessenen Jets direkt mit verschiedenen theoretischen Modellen verglichen werden:

Zunächst wird der mittlere Streuwinkel von Hadronen um die Jetachse mit einem einfachen Modell verglichen, das auf der Basis von Teilchenmultiplizitätsargumenten die Abhängigkeit dieses Winkels von der gesamten Jetenergie anschaulich erklärt. Die Ergebnisse für die Daten sind mit den Vorhersagen des Modells nicht kompatibel. Das relativ einfache Konzept, das dem Modell zugrundeliegt, muß also verworfen werden.

Die Beschreibung von Jetprofilen durch das PYTHIA-Monte-Carlo sorgt für eine gute Übereinstimmung mit den Daten. Zudem zeigt sich, daß Effekte der Partonen aus der NLO-Simulation für das Zustandekommen der Profilform eine vergleichsweise untergeordnete Rolle spielen. Die Form der Jetprofile wird in diesem Modell hauptsächlich durch die Fragmentation beeinflußt.

Ferner wird die Profilform der Datenjets mit Berechnungen von Jetprofilen in nächsthöherer Ordnung zur führenden Ordnung der QCD-Rechnung verglichen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung, falls die Jetenergie der Daten auf den Energieflußuntergrund in den Daten korrigiert wird. Dies deutet daraufhin, daß die Jetprofilform stark durch NLO-Effekte beeinflußt wird. Da allerdings zur Zeit kein Monte-Carlo-Programm erhältlich ist, das die harte Streuung in NLO-QCD berechnet, leidet die Signifikanz dieser Aussage unter dem Umstand, daß der Einfluß der Fragmentation nicht abgeschätzt werden kann.

Die Vermessung von Jetprofilen aus anderen Experimenten der Hochenergiephysik mit der gleichen Fitmethode ermöglicht einen quantitativen Vergleich der Form der Energieflußverteilungen um die Jetachse. In $\gamma\gamma$, $\gamma$p und $\bar{\text{p}}$p-Kollisionen zeigen Jets mit gleicher Energie stark unterschiedliche Breiten der Jetprofile. Dabei wurde für $\gamma$p und $\bar{\text{p}}$p-Jets gezeigt: Ihre Jetbreiten korrespondieren über einen konstanten Faktor in der Jetenergie.

Für den Vergleich von Jets aus $\gamma$p-Streuungen mit Jets aus $\bar{\text{p}}$p-Streuungen existiert eine aus NLO-QCD-Berechnungen abgeleitete Skalierungsvorschrift, die angibt, bei welchen Jetenergien für unterschiedliche Wechselwirkungen ähnliche Profilformen beobachtet werden. Die theoretischen Vorhersagen werden durch die experimentellen Werte bestätigt. Dies zeigt zum einen, daß Jets eine universelle Profilform besitzen, d. h., daß die Profilform für Jets aus unterschiedlichen Wechselwirkungen vergleichbar ist. Zum anderen deutet das Ergebnis erneut daraufhin, daß die Jetform stark durch NLO-Effekte beeinflußt wird, auch wenn der Einfluß der Hadronisierung hier nicht abgeschätzt werden kann.

**Ausblick**

Für die Zukunft kann man also mit Spannung auf ein Monte-Carlo-Programm warten, mit dem der Einfluß der Fragmentation auf die Form der Jetprofile im Vergleich zum Einfluß von NLO-QCD-Effekten ermitteln werden kann.

Für die Universalität der Jets wurde eine Skalierung bestätigt, die von dem Verhältnis von Elektron-Proton-Schwerpunktsenergie und Antiproton-Proton-Schwerpunktsenergie abhängt.

Falls Fragmentationeffekte im Vergleich zur NLO-Rechnung klein sind, stellt sich die interessante, „philosophische“ Frage, ob denn das wechselwirkende Photon noch weiß, daß es von einem Elektron stammt.

Das eigentliche Ziel bleibt aber, die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte mit Wirkungsquerschnitten aus NLO-QCD-Rechnungen zu vergleichen. Dies ermöglicht Aufschlüsse über die Partonstruktur des Photons in NLO-QCD. Damit eine solche Analyse durchgeführt werden kann, muß aber gewährleistet sein, daß die Jetstruktur — auch unter Einschluß von Fragmentationseffekten — in NLO-QCD richtig beschrieben wird. Das Konzept dieser Arbeit zur Auswertung von Jetprofilen kann für solche Untersuchungen Verwendung finden.

# Anhang A

# Die Berechnung der Halbwertsbreite für die Jetprofile

Es soll die Formel 9.4 für die aus der Fitfunktion 9.1 bestimmte Halbwertsbreite eines $\Delta\Phi$-Profils abgeleitet werden.

Zunächst definiert man die halbe Halbwertsbreite:

$$\Gamma \equiv Halbwertsbreite/2 \tag{A.1}$$

Da die Halbwertsbreite die volle Breite bei halber Amplitude ist, setzt man an:

$$f(\Gamma) - c \equiv g(\Gamma) = \frac{a}{2} \ , \tag{A.2}$$

wenn $g(\Gamma)$ nur die Glockenkurve nach Abzug des konstanten Pedestals bezeichnet. Daraus folgt:

$$e^{-(\sqrt{|\Gamma|}+b)^4+b^4} = \frac{1}{2} \tag{A.3}$$

Diese Gleichung wird logarithmiert und nach $\Gamma$ aufgelöst. Es ergibt sich:

$$\Gamma = \pm\left((\ln 2 + b^4)^{1/4} - b\right)^2 \tag{A.4}$$

und schließlich

$$Halbwertsbreite = 2 \cdot \left((\ln 2 + b^4)^{1/4} - b\right)^2 \ . \tag{A.5}$$

Für die Rapiditätsprojektion der Profile verläuft die Rechnung analog unter Vernachlässigung der Mittelwertverschiebung (1%-Effekt).

# Literaturverzeichnis


[1] H.-U. Martyn, „Recent Results from the H1 Experiment at HERA“, DESY 94-195

[2] Franz Eisele, Günter Wolf, „Erste Ergebnisse von HERA“ Physikalische Blätter, Oktober 1992, S. 786-792

[3] H1 Collaboration, „The H1 detector at HERA“, DESY 93-103 (1993)

[4] T.H.Bauer, et al., Rev.Mod.Phys.50 (1978) 261, Rev.Mod.Phys.51 (1979) 407

[5] I.Abt, J.R. Smith, „ MC Upgrades to Study Untagged Events“, H1-10/92-249
J.R.Smith, „An Experimentalist's Guide to Photon Flux Calculations“, H1-12/92-259
J.R.Smith, B.D.Burow, „Photon Fluxes with Particle Beam Mass Effects and Polarisations“, H1-01/94-388

[6] I.Abt, „Manual to IJRAY“, Interner H1-Report, H1-05/93-290

[7] T.Sjöstrand, Computer Physics Commun. **82** (1994) 74; T.Sjöstrand, „PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4“, CERN-TH.7112/93 (revised August 1994)

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

[9] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys.C53 (1992) 651

[10] AFS Collab., T. Akesson et al., Z.Phys. C34 (1987) 163 UA2 Collab. J. Alitti et al., Phys. Lett. B268 (1991) 145 CDF Collab. L.J. Keeble et al., „A Study of four jet events and search for double parton scattering at $\sqrt{s}$=1.8 TeV.“, FERMILAB-CONF-92161-E (1992)

[11] T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Comput. Phys. Commun. 43 (1987) 367

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

[13] GEANT Program Manual, CERN Program Library (1992)

[14] J. Huth, N. Wainer, K. Meier, N. Hadley, F. Aversa, M. Greco, P. Chiappetta, J. Ph. Guillet, Z. Kunszt, S. D. Ellis and D. Soper, „Toward a Standardization of Jet Definition“, Proceedings of *Research Directions For The Decade, Snowmass 1990*, Snowmass, July 1990, ed. E. L. Berger (World Scientific, Singapore, 1992), S. 134.

[15] Stephen D. Ellis, „Lectures on Perturbative QCD, Jets and the Standard Model: Coolider Phenomenology “, Lectures presented at the 1987 Theoretical Advanced Study Institute, St. John's College, Santa Fe, NM, July, 1987

[16] Stephen D. Ellis, „Collider Jets in Perturbation Theorie“ CERN-TH.6861/93, June 1993

[17] S. G. Salesch, „Photoproduktion von Jets bei HERA mit aufgelösten Photonen bis zur Ordnung O($\alpha_s^2$)“, DESY 93-196 (1993)

[18] Proceedings of the Workshop „Physics at HERA“, Vol 3, Monte Carlo Generators (Working Group 10), G. Grindhammer „Monte Carlo Generators for ep Physics“, Seite 1156 October 29-30, 1991 (DESY)

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

[20] Otto Nachtmann, „Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik“ Vieweg, 1986

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

[22] R.Prosi und U.Siewert, „Transverse Cross Section in Photoproduction at HERA“, H1-05/94-356 (1994)

[23] H1 Collaboration, „Large Tranverse Energy and Jets in Photoproduction at HERA“, in Vorbereitung

[24] W. Furmanski, R. Petronzio, S. Pokorski: Nucl. Phys. **B155**, 253, 1979

[25] OPAL Collaboration, „A study of charged particle multiplicities in hadronic decays of the $Z^0$ “ Z. Phys. C - Particles and Fields 53, 547 (1992)

[26] G. Wolf, „HERA Physics“ DESY 94-022 (1994)

[27] B. D. Burow, M. Erdmann, R. Kaschowitz, S. Levonian, L. Stanco „Photoproduction Physics at HERA“, DESY 94-215 (1994)

[28] Helmut Hufnagel, Messung der Partondichten im Photon in harten Photon-Proton-Kollisionen bei HERA“, Dissertation, Universität Heidelberg (1994)

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

[30] H.Albrecht et al., „A Guide to PHAN“, internal H1 manual

[31] TOPAZ Collaboration, „Measurement of the inclusive cross section of jets in $\gamma\gamma$ interactions at TRISTAN“ Physics Letters B 314 (1993) 149-158

[32] UA1 Collaboration, „Hadronic Jet Production at the CERN Proton-Antiproton Collider“ Physics Letters B 132 (1983) 214-222

[33] UA1 Collaboration (C. Albajar, et al.), „Production of Low Transverse Energy Clusters in $\bar{\text{p}}$p-Collisions at $\sqrt{s} = 0.2$ TeV to 0.9 TeV and their Interpretation in Terms of QCD Jets“ Nucl. Phys B309 (1988) 405

[34] G. Kramer und S. G. Salesch, „Scaling Behaviour of Jet Shapes in $\bar{\text{p}}$p and $ep$ Collisions“ DESY 94-056