



RHEINISCH  
WESTFÄLISCHE  
TECHNISCHE  
HOCHSCHULE  
AACHEN

PITHA 95/21

---

August 1995

Messung von Jet-Raten in der Photoproduktion  
bei HERA

Richard Kaschowitz

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

---

PHYSIKALISCHE INSTITUTE  
RWTH AACHEN  
52056 AACHEN, GERMANY

# Messung von Jet-Raten in der Photoproduktion bei HERA

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

vorgelegt von

Diplom-Physiker

Richard Kaschowitz

aus Hagen

Referent : Universitätsprofessor Dr. G. Flügge  
Korreferent : Universitätsprofessor Dr. Ch. Berger  
Tag der mündlichen Prüfung : 12.7.1995

## Abstract

Hard Photoproduction was studied with the H1 detector at HERA. Parton cross sections for pseudorapidity and  $E_t$  spectra were extracted from 2-jet photoproduction events by an unfolding method using leading order parton-jet correlations of a QCD generator. The gluon distribution in the photon is derived in the fractional momentum range  $0.04 \leq x_\gamma \leq 1$  at the average factorization scale  $75 \text{ GeV}^2$ .

The results show that the LO gluon density in the photon has in the low  $x$  region a smooth rise similar to the prediction of the gluon density by Glück, Reya and Vogt. If the GRV gluon distribution is used for the photon, independent calculations of pseudorapidity and  $E_t$  spectra for the LO hard photoproduction process show the best agreement with the unfolded parton cross sections.

Two different jet methods, used as a technical cross check, yield to the same physics results.

# Inhaltsverzeichnis

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Einleitung und Überblick</b>                          | <b>1</b>  |
| <b>1 HERA, H1 und Elektron-Proton-Streuung</b>           | <b>3</b>  |
| 1.1 Der HERA-Speicherring                                | 3         |
| 1.2 Luminositätsmessung                                  | 6         |
| 1.3 Der Universaldetektor H1                             | 7         |
| 1.3.1 Inneres Spurkammersystem                           | 8         |
| 1.3.2 Das zentrale Flüssig-Argon-Kalorimeter             | 9         |
| 1.3.3 Rückwärtiges Kalorimeter                           | 10        |
| 1.3.4 Plug-Kalorimeter                                   | 10        |
| 1.3.5 Spule  | 12        |
| 1.3.6 Eisenjoch, Myonkammern, Tail-Catcher               | 12        |
| 1.3.7 Flugzeitähler                                      | 12        |
| 1.3.8 Trigger und Elektronische Signalerfassung          | 12        |
| 1.4 Der H1-Detektor und die Signatur der Photoproduktion | 14        |
| <b>2 Photoproduktion</b>                                 | <b>17</b> |
| 2.1 Kinematik der Photoproduktion bei HERA               | 17        |
| 2.2 Phänomenologie der Photoproduktion                   | 20        |
| 2.3 Harte Photoproduktionsprozesse                       | 21        |
| 2.4 Ziele und Strategie der Analyse                      | 25        |
| <b>3 Ereignis-Selektion</b>                              | <b>29</b> |
| 3.1 Der H1-Photoproduktions-Trigger                      | 30        |
| 3.2 Die Vorselektion der Photoproduktion                 | 32        |
| 3.3 Identifizierung von Untergrundereignissen            | 33        |
| 3.4 Die Definition von Jets                              | 34        |
| 3.5 Jetparameter   | 35        |
| 3.6 Energiefluß und Jet-Profile                          | 36        |

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| 3.7      | Die finalen Schnitte . . . . .                                     | 38        |
| 3.8      | Triggereffizienz . . . . .   | 41        |
| 3.9      | Jets im H1-Detektor . . . . .                                      | 42        |
| <b>4</b> | <b>Monte-Carlo-Simulationen</b>                                    | <b>47</b> |
| 4.1      | Standard Monte-Carlo-Datensatz . . . . .                           | 48        |
| 4.2      | Die Produktion mit hohem $\hat{p}_t^{min}$ -Wert . . . . .         | 50        |
| 4.3      | Kompatibilität . . . . .   | 52        |
| 4.4      | Die generierten Eigenschaften . . . . .                            | 52        |
| 4.5      | Jet-Parton-Korrelationen . . . . .                                 | 54        |
| 4.5.1    | $\hat{p}_t^{min}$ -Spektren . . . . .                              | 54        |
| 4.5.2    | Zuordnungsverfahren . . . . .                                      | 57        |
| 4.5.3    | Eigenschaften der Zuordnung . . . . .                              | 58        |
| <b>5</b> | <b>Vergleich von Daten und MC</b>                                  | <b>61</b> |
| <b>6</b> | <b>Physikalische Resultate</b>                                     | <b>69</b> |
| 6.1      | Entfaltung mittels Monte-Carlo-Studien . . . . .                   | 69        |
| 6.2      | Entfaltung des $p_t$ -Spektrums . . . . .                          | 72        |
| 6.3      | Entfaltung des Rapiditäts-Spektrums . . . . .                      | 74        |
| 6.4      | Entfaltung von $x_\gamma$ und Extraktion der Gluondichte . . . . . | 77        |
| 6.5      | Sensitivität der Analyse . . . . .                                 | 81        |
| 6.6      | Gibt es Gluonen im Photon? . . . . .                               | 82        |
| 6.7      | Rechnungen in nächstführender Ordnung . . . . .                    | 85        |
| 6.8      | Resümee der Ergebnisse . . . . .                                   | 85        |
| 6.8.1    | Konsistenz der integrierten Wirkungsquerschnitte . . . . .         | 85        |
| 6.8.2    | Korrelationen . . . . .  | 87        |
| 6.8.3    | Diskussion der Fehler . . . . .                                    | 87        |
| 6.8.4    | Kontrollanalyse für die Gluondichte im Photon . . . . .            | 88        |
|          | <b>Zusammenfassung und Ausblick</b>                                | <b>93</b> |
| <b>A</b> | <b>Entfaltungsverfahren</b>  | <b>97</b> |
| A.1      | Problemstellung . . . . .  | 97        |
| A.2      | Anwendung in der harten Photoproduktion . . . . .                  | 98        |
| A.3      | Formale Betrachtung . . . . .                                      | 100       |
| A.4      | Diskretisierung und Regularisierung . . . . .                      | 102       |
| A.5      | Entfaltung des transversalen Impulses und der Rapidität . . . . .  | 103       |
| A.6      | Kontrollverteilungen . . . . .                                     | 104       |
| A.7      | Subtraktion von Untergrundereignissen . . . . .                    | 104       |

|                                    |            |
|------------------------------------|------------|
| <b>Verzeichnis der Abbildungen</b> | <b>105</b> |
| <b>Literaturverzeichnis</b>        | <b>107</b> |
| <b>Danksagung</b>                  | <b>111</b> |
| <b>Lebenslauf</b>                  | <b>113</b> |

# Einleitung und Überblick

**Grundlagenforschung und Elementarteilchenphysik:** Die physikalische Grundlagenforschung zeichnet sich in dem Bestreben aus, die sich bietenden technischen Möglichkeiten zu nutzen, um die Natur immer besser zu ergründen und zu verstehen. Selbst wenn die Forschungsergebnisse nicht zu unmittelbar absehbaren Anwendungen führen, hat es sich gezeigt, daß die physikalische Grundlagenforschung einen Nährboden beim Auffinden neuer Methoden darstellt und wegweisend ist für technische Innovationen.

Die **Hochenergiephysik**<sup>1</sup> versteht sich in diesem Sinn als reine Grundlagenforschung und zeichnet sich zudem durch zahlreiche intellektuelle Herausforderungen aus, die bei der Bearbeitung komplexer Theorien auftreten oder die sich beim Betreiben und bei der Datenanalyse aufwendiger Experimente ergeben. In den kilometerlangen Ringtunneln der Elementarteilchen-Forschungszentren wie z.B. DESY<sup>2</sup> oder CERN<sup>3</sup> werden Elektronen und Protonen (und deren Antiteilchen) auf höchstmögliche Energie beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die in großen Universaldetektoren gemessenen Signale erlauben es, Rückschlüsse auf das Verhalten der Elementarteilchen bei subnuklearen Abständen zu erzielen. Nur mit Hochleistungsrechnern ist es möglich, die Datenmengen, die über einen Zeitraum von mehreren Jahren gesammelt werden, zu verwalten, zu analysieren und schließlich den physikalischen Gehalt herauszufiltern. Entsprechend dem großen finanziellen und technischen Aufwand und den komplexen physikalischen Fragestellungen betreiben in der Regel mehrere hundert Physiker aus mehreren Ländern in Form einer Kollaboration gemeinschaftlich ein bestimmtes Hochenergieexperiment.

**Hochenergiephysik und HERA:** Die Streuung von Elektronen und Protonen konnte in der Vergangenheit nur in Form von sog. „Fixed-Target“ Experimenten bei relativ geringen Schwerpunktsenergien durchgeführt werden, wobei ein Elektronstrahl z.B. auf ein Wasserstoff-Target gerichtet worden ist. Am DESY wurde 1992 der HERA<sup>4</sup>-Speicherring in Betrieb genommen, bei dem hochenergetische Elektronen (bzw. Positronen) und Protonen frontal zur Kollision gebracht werden, was eine enorme Steigerung der Schwerpunktsenergie bedeutete und damit das physikalische Entdeckungspotential beträchtlich erweitert hat. HERA ist weltweit der einzige Elektron-Proton-Speicherring. Die ep-Kollisionen werden bei HERA mit zwei Detektoren, genannt H1 und ZEUS, beobachtet, deren Daten zum gegenseitigen Vergleich unabhängig von zwei internationalen Kollaborationen ausgewertet werden.

**HERA und Photoproduktion:** Der HERA-Elektronstrahl stellt eine intensive Quelle von quasi-reellen Bremsstrahlungsphotonen dar, die mit dem Proton kollidieren. Wegen des hohen Wirkungsquerschnitts kann man bei HERA derartige Photoproduktionsereignisse und insbesondere harte Photo-

---

<sup>1</sup>Elementarteilchenphysik bei hohen Teilchenenergien

<sup>2</sup>Deutsches Elektronen-Synchrotron

<sup>3</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>4</sup>Hadron Elektron Ring Anlage

produktionsprozesse hervorragend studieren. Bei solchen Prozessen sind die Bremsstrahlungsphotonen als Quelle für Quarks anzusehen, welche aufgrund der starken Wechselwirkung ihrerseits wiederum Gluonen abstrahlen; derartig erzeugte Quarks und Gluonen können z.B. in einem harten QCD-Prozeß mit den Partonen des Protons reagieren.

Bei harten Prozessen liegt also eine Streuung vor, die auf Partonen des Photons und des Protons beruht und die mit dem mathematischen Apparat der QCD-Störungsrechnung behandelt werden kann. Die Anteile, die im Rahmen der QCD nicht vollständig zu berechnen sind, werden in der Photonstruktur zusammengefaßt, für die gewisse Parametrisierungsvorschläge existieren. Gegenstand dieser Arbeit ist es daher, die Jet-Raten in der Photoproduktion zu messen und so einen Zugang zum harten Prozeß zu gewinnen. Die speziellen experimentellen Probleme bestehen in einer „sauberen“ Datenselektion und Entfaltungsaufgaben, was das Studium umfangreicher Monte-Carlo-Simulationen derartiger Ereignisse erfordert.

Da bei H1 im Betriebsjahr 1993 hinreichend viele Daten aufgezeichnet werden konnten und zudem entsprechende theoretische Berechnungen existieren, heißt das physikalische Ziel, die Meßresultate mit QCD-Rechnungen in führender und möglichst auch in nächstführender Ordnung in der Reihenentwicklung der Störungsrechnung zu vergleichen.

**Kapitelübersicht:** Im Anschluß an diese Einleitung werden der HERA-Beschleuniger, der H1-Detektor sowie die wichtigsten physikalischen ep-Studien vorgestellt. Der Blick wird dabei bereits auf die Photoproduktion gerichtet, mit der Absicht, einige Detektorkomponenten besonders ausführlich vorzustellen und die physikalische Abgrenzung der harten Photoproduktion zu anderen physikalischen ep-Streuprozessen zu verdeutlichen. Das zweite Kapitel, an dessen Ende die physikalischen Ziele der vorliegenden Studie konkret formuliert werden, befaßt sich mit den phänomenologischen und theoretischen Aspekten der Photoproduktion. Danach erfolgt eine umfassende Beschreibung der Datenselektion, was insbesondere die Definition und Anwendung eines entsprechenden Jetalgorithmus in zwei Varianten einschließt. Das vierte Kapitel befaßt sich mit zwei Monte-Carlo Produktionen. Da die Monte-Carlo Ereignisse zur Korrektur und Entfaltung der gemessenen Daten verwendet werden, werden hier entsprechende Modelleigenschaften sowie Jet-Parton-Abbildungseigenschaften vorgestellt. In einem weiteren Kapitel erfolgt eine Diskussion der Eigenschaften von selektierten Daten und Monte-Carlo-Ereignissen, ehe im sechsten Kapitel die physikalischen Resultate bezüglich der Photonstruktur vorgestellt werden: Die in führender Ordnung korrigierten und entfalteten Daten für inklusive Jet-Spektren und die Gluondichte im Photon werden mit unabhängigen theoretischen Rechnungen in führender und nächstführender Ordnung verglichen. Dabei werden drei gängige Parametrisierungen der Photonstruktur, die Glück, Reya und Vogt (GRV) bzw. Levy, Abramovicz und Chachulla (LAC, Typ I und Typ III) vorgeschlagen haben, benutzt.

Im Anhang werden schließlich noch die technischen Aspekte des Entfaltungsverfahrens im Hinblick auf die Anwendungen im sechsten Kapitel geschildert.



# Kapitel 1

## HERA, H1 und Elektron-Proton-Streuung

Auf dem DESY-Forschungsgelände wird derzeit ein in der Welt einzigartiger Speicherring für hochenergetische Elementarteilchenreaktionen betrieben. In dieser Anlage, genannt HERA (= Hadron-Elektron-Ring-Anlage), werden Elektronen und Protonen gegensinnig beschleunigt und über mehrere Stunden gespeichert. An zwei Wechselwirkungszonen werden die Strahlen frontal überlagert, so daß hier mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit Kollisionen von Elektronen und Protonen stattfinden. Zur Beobachtung derartiger Kollisionen werden zwei Groß-Detektoren, mit den Bezeichnungen H1 und ZEUS, betrieben. Das Ziel heißt, zu neuen und viel genaueren Aufschlüssen über die Struktur der Materie und der fundamentalen Wechselwirkungen zu gelangen, als es in den bisherigen Elektron-Proton-Streuxperimenten möglich gewesen ist.

Ein einfaches Beispiel zeigt dies: Für die tiefinelastischen Elektron-Proton-Prozesse darf man bei HERA folgende Modellvorstellung annehmen: Gemäß der Heisenbergschen Unschärferelation ist bei hohem Impulsübertrag die Ortsunschärfe gering. Da gezeigt werden kann, daß die Energie der einlaufenden Teilchen mit dem maximalen Impulsübertrag der Reaktion verknüpft ist, bedeutet eine hohe Energie automatisch eine große Ortsauflösung. Mit anderen Worten: Das Elektron dringt tief in das Proton ein und erlaubt die Untersuchung der Proton-Substruktur, nämlich der Quarks, der Gluonen und deren dynamisches Verhalten. Die maximale Energie, die für einen tiefinelastischen Prozeß zur Verfügung steht, beträgt bei HERA 314 GeV und ergibt eine Ortsauflösung von  $10^{-18}$  cm. HERA wird daher auch als Super-Elektronenmikroskop bezeichnet.

Es folgt eine kurze Beschreibung der HERA-Anlage und der Luminositätsmessung sowie ein Überblick zu den wichtigsten Komponenten des H1-Detektors [10]. Danach werden die entsprechenden Detektorkomponenten in ihrer Relevanz für harte Photoproduktion diskutiert. Schließlich folgen noch einige Anmerkungen zu anderen physikalischen Untersuchungen bei HERA, um die Grenzen zur harten Photoproduktion zu skizzieren.

### 1.1 Der HERA-Speicherring

Die HERA-Anlage umfaßt einen ca. 6.3 km langen ringförmigen Tunnel, in dem alle technischen Komponenten untergebracht sind, siehe Abbildung 1.1.

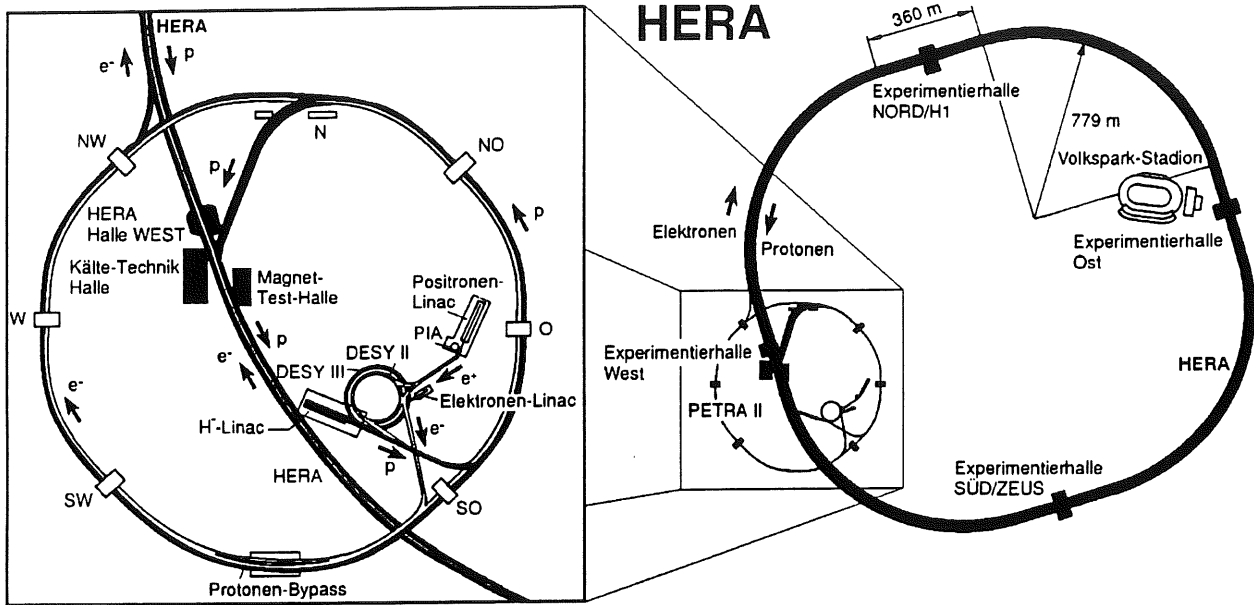


Abbildung 1.1: Die Anordnung der DESY-Beschleunigertunnel. Im HERA-Ring erkennt man die für die Detektoren bestimmten unterirdischen Experimentierhallen. Das H1-Experiment wird in Halle Nord betrieben.

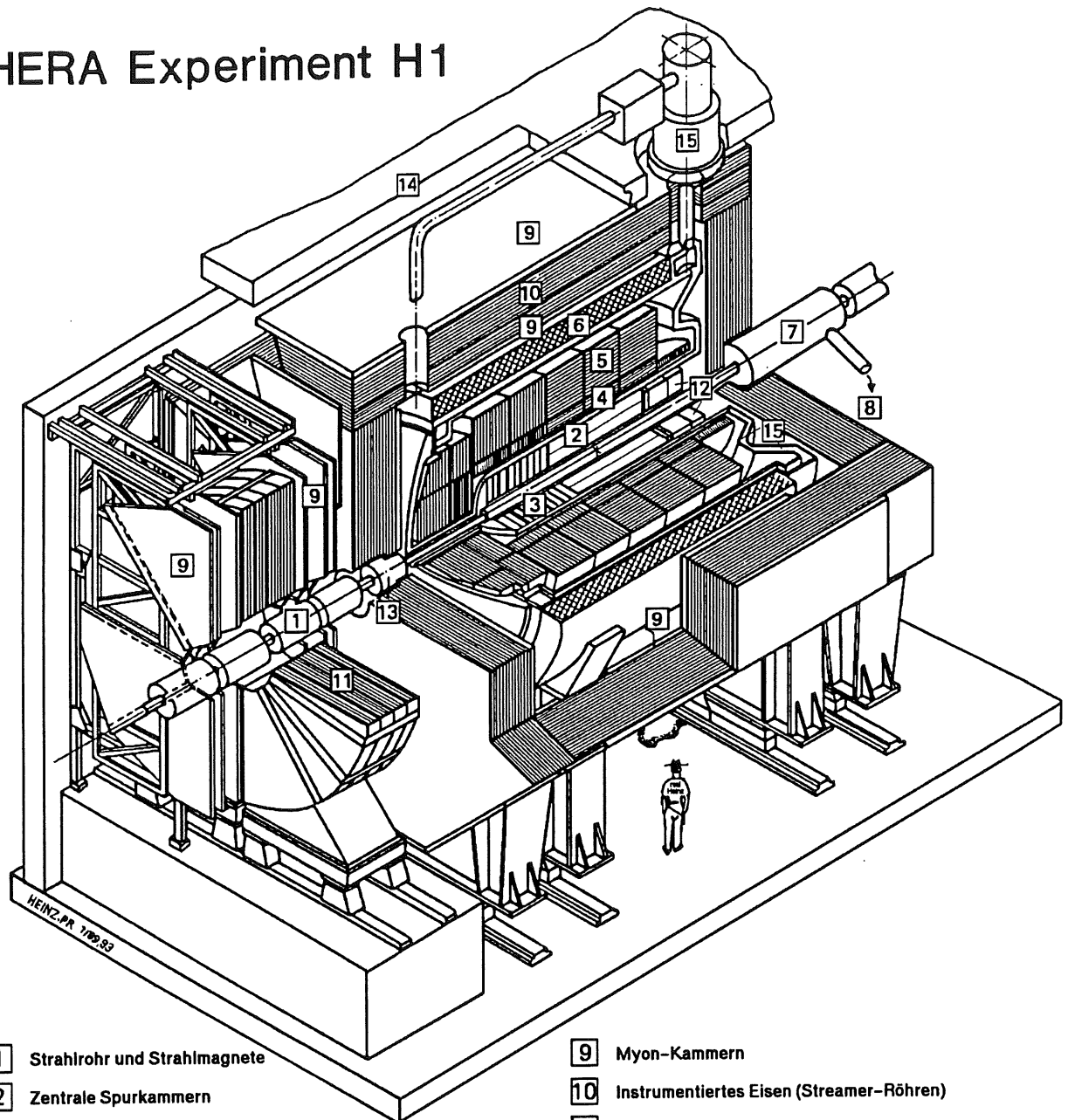
Elektronen und Protonen bewegen sich mit einer Energie von ca. 30 GeV bzw. 820 GeV gegensinnig in zwei dünnen Strahlrohren. Da die Beschleunigertechnologie für Elektronen und Protonen sehr verschieden ist, wurden im HERA-Tunnel zwei getrennte Beschleunigersysteme installiert.

Die maximal erreichbare Elektronenergie stellt ein Gleichgewicht zwischen den permanenten Strahlungsverlusten der geladenen Teilchen auf ihren gekrümmten Bahnen (Synchrotronstrahlung) und der technischen Grenze für die Energie dar, die man mittels Mikrowellen ständig zuführen kann. Die Grenze für die maximale Protonenergie wird von der größten erreichbaren Magnetfeldstärke der supraleitenden Dipolmagnete für den Protonring vorgegeben.

Obwohl in den Strahlrohren ein extrem hohes Vakuum erzeugt wird, ist die Anzahl der ungewollten Stöße, insbesondere der Elektronen mit dem Restgas, so groß, daß die Strahlintensität in einem Zeitraum von einigen Stunden deutlich abnimmt. Auch die Strahldivergenz nimmt mit der Zeit zu, was zu permanenten Verlusten von Protonen und Elektronen an der Innenseite des Strahlrohres führt. Aus diesem Grund müssen Elektronen und Protonen nach einigen Stunden erneut in den Ring gefüllt und auf die Soll-Energie beschleunigt werden.

Elektronenstrahl und Protonenstrahl besitzen keine kontinuierliche Intensitätsverteilung, sondern bestehen aus einzelnen Paketen (engl.: bunches), die sich mit konstantem Abstand hintereinander bewegen und größenordnungsmäßig  $10^{10}$  Elektronen bzw. Protonen enthalten. Im Wechselwirkungsbereich der Detektoren findet nominell alle 96 Nanosekunden ein Durchdringen der Pakete (engl.: bunch crossing) statt. Da die Kollisionsrate sich umgekehrt proportional zum Strahlquerschnitt verhält, werden die Pakete vor dem Eintritt in die Wechselwirkungszone des Detektors durch elektrische und magnetische Felder auf minimalen Querschnitt verdichtet und mikrometergenau aufeinander fokussiert.

## HERA Experiment H1



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

Abbildung 1.2: Der H1-Detektor besteht aus mehreren Einzeldetektoren. Die gewählte Zusammensetzung bietet gute Voraussetzungen, hochenergetische Elementarteilchen optimal zu vermessen, siehe u.a. [10].

Die HERA-Anlage gehört weltweit zu den aufwendigsten technischen Systemen überhaupt. Es gelingt daher nur schrittweise, die komplizierten elektrodynamischen Vorgänge der HERA-Strahlen in ihren verwickelten Wechselwirkungen zu verstehen und zu beherrschen. Man erwartet – und das haben bisherige Erfahrungen bestätigt –, daß die Designwerte bei HERA in Zukunft immer besser erreicht werden. In der nachfolgenden Tabelle sind einige HERA-Parameter zusammengestellt:

| HERA Parameter                        | Design                                      | Betriebsperiode 1993                            |
|---------------------------------------|---|---|
| Energie der Elektronen:               | 30.0 GeV                                    | 26.7 GeV  |
| Energie der Protonen:                 | 820.0 GeV                                   | 820.0 GeV                                       |
| max. Elektron-Strahlstrom:            | 58 mA                                       | 16 mA   |
| max. Proton-Strahlstrom:              | 169 mA                                      | 14 mA   |
| Anzahl der p-Strahlpakete             | 210   | 84 (+10)  |
| Anzahl der e-Strahlpakete             | 210   | 84 (+6)   |
| Luminosität bei HERA                  | $10 - 30 \text{ pb}^{-1} \text{ Jahr}^{-1}$ | $\approx 2.5 \text{ pb}^{-1} \text{ Jahr}^{-1}$ |
| Luminosität physikalisch nutzbar (H1) | ?   | $\approx 0.5 \text{ pb}^{-1} \text{ Jahr}^{-1}$ |

Anmerkungen zu dieser Tabelle:

- Aufgrund von Einschaltverzögerungen, Totzeiten und technischen Fehlfunktionen können die Experimente H1 und Zeus die HERA Luminosität nicht vollständig nutzen.
- Über den Zeitraum einer jährlichen Betriebsperiode verbessert sich die Luminositätsausbeute stetig.
- In der aktuellen Betriebsperiode 1994 wurden Positronen anstelle von Elektronen benutzt, um höhere Strahlströme zu erreichen.
- Die maximalen Ströme betragen in der aktuellen Runperiode '94: ca. 50 mA (Protonen) und ca. 30 mA (Positronen), und es wurde eine physikalisch nutzbare Luminosität von fast  $5 \text{ nb}^{-1}$  erreicht.

## 1.2 Luminositätsmessung

Zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten muß die effektive Kollisionsausbeute, d.h. die Luminosität  $\mathcal{L}$ , gemessen werden. Für eine genaue und schnelle Luminositätsmessung wird bei HERA der Bethe-Heitler-Prozeß  $ep \rightarrow ep\gamma$  verwendet, der einen großen Wirkungsquerschnitt besitzt und bei dem die Stoßpartner nur wenig aus ihrer Richtung abgelenkt werden, siehe [14]. Da es sich um eine rein elektromagnetische Wechselwirkung handelt, ist der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{BH}$  dieses Prozesses sehr genau bekannt, und man braucht nur noch die Rate  $N_{BH}$  der Bethe-Heitler-Reaktionen zu messen. Es gilt dann:  $\mathcal{L} = \frac{N_{BH}}{\sigma_{BH}}$ . Zur Messung der Rate sind bei H1 zwei spezielle Detektoren außerhalb des Hauptdetektors angeordnet, um das gestreute Elektron und das abgestrahlte Photon zu registrieren. Diese Detektoren bezeichnet man daher als Elektron-Detektor und Photon-Detektor, siehe Abbildung 1.3.

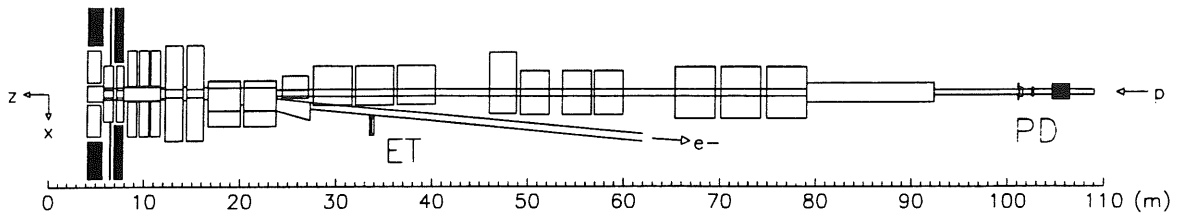


Abbildung 1.3: Das H1-Luminositätssystem: ca. 33m vor dem H1-Detektor ist der Elektron-Detektor neben dem Strahlrohr montiert; der Photon-Detektor ist an einer Stelle montiert, an der das Strahlrohr hinreichend nach oben gebogen ist.

Der Elektron-Detektor befindet sich ca. 33m außerhalb des Hauptdetektors in der sog. Elektron-Richtung und ist neben dem Strahlrohr montiert. Es handelt sich um ein kleines, elektromagnetisches Kristall-Čerenkov-Kalorimeter mit einer Frontfläche von ca.  $15.4 \times 15.4 \text{ cm}^2$ . Bis auf die Randbereiche wird der Elektronschauer durch die Kristalle, deren Granularität ca.  $2.2 \times 2.24 \text{ cm}^2$  beträgt, vollständig absorbiert; die Auslese erfolgt mittels Photomultipliern. Daher ist neben einer Energie- und Ortsmessung des Schauers vor allem eine schnelle Signalerfassung und Verarbeitung gewährleistet. In ca. 100m Entfernung vom Hauptdetektor ist der Photon-Detektor, ebenfalls ein Kristall-Čerenkov-Zähler, aufgestellt. Da das Strahlrohr hier bereits in eine andere Position gekrümmt ist, blickt der Photon-Detektor in gerader Linie auf die Wechselwirkungszone des H1-Detektors und registriert die kollinearen Photonen des Bethe-Heitler-Prozesses im GeV-Bereich.

Bei bekannter geometrischer Akzeptanz der Detektoren erhält man die Rate für den Bethe-Heitler-Prozess aus einem Koinzidenzsignal der beiden Detektoren.

Alternativen und eine Kontrolle zu der beschriebenen Luminositätsmessung basieren auf dem gleichen Prinzip: Ein Prozess mit gut bekanntem Wirkungsquerschnitt wird eindeutig im H1-Detektor nachgewiesen. Allerdings sind die Raten solcher Monitorreaktionen in der Regel gering und die Akzeptanz des komplizierten Hauptdetektors muß zuvor genau ermittelt worden sein.

Die Luminositätsdetektoren sind außerdem in die erste Trigger-Stufe<sup>1</sup> einbezogen: Bei Ereignissen mit einer registrierten Aktivität im Elektron-Detektor hat man (bei gleichzeitiger Forderung nach weiteren Trigger-Bedingungen) eine gute Chance, daß keine Strahl-Gas-Reaktion vorliegt. Da die Informationen eines aufgezeichneten Ereignisses auch die Daten der Luminositätsdetektoren enthalten, lassen sich in der späteren Analyse Photon- bzw. Elektron-Detektor für physikalische Untersuchungen nutzen, etwa zur Messung von zusätzlicher Photon-Abstrahlung in tiefinelastischen Streuprozessen oder zum Elektron-Nachweis in Photoproduktions-Ereignissen.

### 1.3 Der Universaldetektor H1

Der Aufbau eines Detektors bestimmt die Art und die Genauigkeit der Signalerfassung. Die wichtigsten Komponenten des H1-Detektors werden daher im folgenden etwas genauer beschrieben. Der

<sup>1</sup>engl.: trigger = Auslöser. Man versteht darunter das Auslösen der Signalaufzeichnung, sobald ein bestimmtes Aktivitätsmuster registriert wurde.

technische Aufbau ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Die Hauptkomponenten sind nahezu konzentrisch um die Wechselwirkungszone angeordnet. Auf die inneren Spurkammern folgt direkt das zentrale Kalorimeter, das von einer extrem großen, supraleitenden Spule umgeben ist. Dies ist ein besonderes Merkmal des H1-Detektors, da der Teilchennachweis im Kalorimeter durch den Spulenkörper nicht beeinträchtigt wird und andererseits das Magnetfeld stark genug ist, um die geladenen Teilchen in den Spurkammern ausreichend abzulenken. Der Rückfluß des Magnetfeldes erfolgt im äußeren Eisenjoch, das für den Nachweis von sehr energiereichen Teilchen und zum Nachweis von Myonen mit speziellen Detektoren bestückt ist. Der Raumwinkel wird vom H1-Detektor fast vollständig überdeckt, was eine gute Messung von Transversalimpulsen und die Rekonstruktion der meisten Teilchen bedeutet. Insbesondere in der Protonrichtung, der sog. Vorwärtsrichtung, sind aufgrund der asymmetrischen Elektron-Proton-Energie und des damit verbundenen Boostes der Teilchen zusätzliche Komponenten angeordnet.

### 1.3.1 Inneres Spurkammersystem

Das innere Spurkammersystem, auch „Tracker“ genannt (engl.: tracking = Spurverfolgung), ist aus zwei im wesentlichen unabhängigen Komponenten aufgebaut, den zentralen Spurkammern und den Vorwärts-Spurkammern, die mehrere 10000 Signaldrähte enthalten. Durch die Auswertung aller Signale läßt sich die Flugbahn und damit der Impuls des Teilchens rekonstruieren. Um die räumliche Auflösung der Teilchenspuren optimal zu erkennen und zu vermessen, ist der zentrale Bereich in mehrere konzentrische Kammern unterteilt. Gemäß Abbildung 1.4 liegt von innen nach außen gesehen folgende Anordnung vor:

- **Innere Proportionalkammer:** Durch den extrem schnellen Nachweis eines geladenen Teilchens wird mit dieser Kammer der genaue Zeitpunkt der Wechselwirkung festgelegt. Alle zeitabhängigen Messungen im H1-Detektor, z.B. die Driftzeitmessung in den zentralen Jetkammern, wird auf dieses sog.  $t_0$ -Signal bezogen, das daher als allgemeine Trigger-Bedingung dient. Da die Kathoden aus mosaikartigen Platten bestehen, ist gleichzeitig eine bedingte Ortsmessung der registrierten Aktivität möglich. Zusammen mit der äußeren Proportionalkammer kann man entscheiden, ob mutmaßliche Teilchenspuren auf die Wechselwirkungszone weisen, was die Verwendung als sog. Vertex-Trigger nahelegt.
- **Innere z-Kammer:** Es handelt sich um eine Driftkammer mit guter Ortsauflösung in z-Richtung, da die Drähte ringförmig bezüglich der Strahlachse verlaufen.
- **Innere Jetkammer:** In dieser großvolumigen Driftkammer sind die Drähte longitudinal angeordnet, so daß mit mikrometergenauer Auflösung Spuren in  $r\phi$ -Richtung vermessen werden können.
- **Äußere z-Kammer:** Eine weitere Driftkammer: sie dient – insbesondere in Verbindung mit der inneren z-Kammer – der genaueren Messung der z-Komponente von Teilchenspuren.
- **Äußere Proportionalkammer:** Zeit- und Ortsmessung der inneren Proportionalkammer wird ergänzt.
- **Äußere Jet-Kammer:** Zusammen mit der inneren Jetkammer können insbesondere Teilchen mit hohem Impuls und geringer Krümmung gemessen werden. Außerdem wird die Spurauflösung entscheidend verbessert.

Für die Erkennung von Photoproduktionsereignissen auf der ersten, schnellen Triggerstufe wird das  $t_0$ -Signal der z-Kammern verwendet sowie eine schnelle Spurerkennung mit den zentralen Jetkammern. Die Methode der schnellen Spurerkennung beruht auf einem parallelisierten Vergleich von in

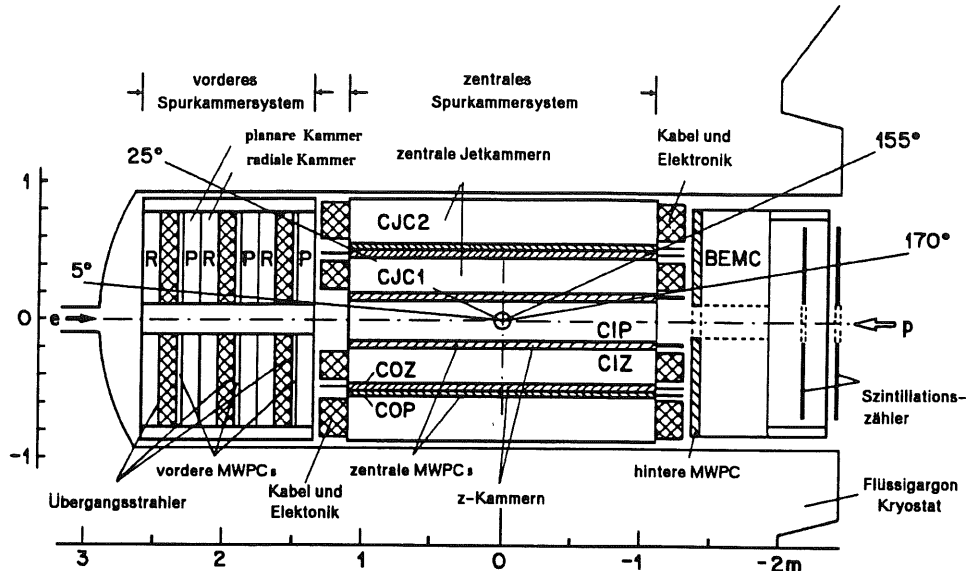


Abbildung 1.4: Die zentralen Spurkammern des H1-Detektors

die  $r\phi$ -Ebenen projizierten Kammersignalen mit ca. 10000 Spurmustern.

Aufgrund der asymmetrischen Energieverteilung von Proton- und Elektronenstrahl werden die Teilchen im hadronischen Endzustand größtenteils in Vorwärtsrichtung geboostet. Diese Teilchen werden besonders gut mit dem Vorwärtsspurdetektor vermessen, der hier nur kurz erwähnt werden soll: Dieser Detektor besteht aus drei sogenannten Supermodulen mit mehreren Drahtkammern, wobei die Drähte senkrecht (planar und radial) zum Strahlrohr verlaufen. In jedem Supermodul befindet sich außerdem ein aus Polypropylen-Folien bestehender Radiator. In den Grenzschichten (Folienoberflächen) entstehen bei den vorliegenden Energien nur beim Durchgang von Elektronen Röntgenphotonen (sog. Übergangsstrahlung), die in den sich anschließenden radialen Drahtkammern zusammen mit den eigentlichen Elektronen registriert werden. Durch den Nachweis von Photonen hofft man, eine gute Identifizierung von Elektronen zu erreichen.

### 1.3.2 Das zentrale Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Kalorimeter ist konzentrisch um den Wechselwirkungsbereich des Detektors angeordnet und hat die Aufgabe, die Energie von Hadronen, Elektronen und Photonen zu bestimmen. Die technischen und physikalischen Details sind in [11],[12] und [13] beschrieben. In Schichten aus Blei- bzw. Stahlplatten schauen hochenergetische Teilchen in niederenergetische Sekundärteilchen auf. Diese passiven Nachweiselemente wechseln sich von innen nach außen mehrfach mit dünnenschichtigen Ionisationskammern ab, die die Energie der Schauerteilchen registrieren. Die Elektroden bestehen aus segmentierten, kupferkaschierten Platinen, die mit den Blei- bzw. Eisenplatten verklebt sind. Wegen der hohen Ionisationsdichte und der extremen chemischen Stabilität benutzt man als Ionisationsmedium flüssiges Argon, mit dem der Kryostat, in dem sich das tonnenschwere Kalorimeter befindet, aufgefüllt ist.

Im inneren Kalorimeterbereich werden aufgrund von Bremsstrahlung in den verwendeten Bleiplatten,

deren Dicke 2 bis 3 mm beträgt, die kompakten Schauer von Elektronen oder Gammastrahlung gemessen. Das äußere hadronische Kalorimeter besteht aus ca. 19 mm dicken Stahlplatten und absorbiert zusammen mit dem inneren Bleikalorimeter die ausgedehnten Schauer von Hadronen bzw. Jets, deren Schauermechanismus auf Kernreaktionen beruht. Damit ist die Unterscheidung von energiereichen Jets und isolierten Elektronen anhand ihrer Schauerform leicht möglich.

Die Granularität und Segmentierung des Kalorimeters verfeinert sich in Proton-Richtung. Dies ist günstig, da einerseits aufgrund der asymmetrischen HERA-Kinematik Jets in der Vorwärtsrichtung erwartet werden und nicht mit dem fragmentierten Proton-Rest verwechselt werden dürfen und andererseits eine gute Winkelauflösung der Jet-Achsen Analysen, wie z.B. die Messung der Gluondichte im Photon, entscheidend verbessert.

Das zentrale Kalorimeter ist in Abbildung 1.5 in der Seitenansicht gezeigt; es besitzt u.a. die folgenden Eigenschaften:

|                                       |  |
|---------------------------------------|--|
| Raumwinkelbereich:                    | $4^\circ < \theta < 153^\circ$   |
| Energieauflösung el.mag. Kalorimeter: | $\frac{\sigma}{E} \approx \frac{11\%}{\sqrt{E \oplus 1\%}}$                          |
| Energieauflösung hadr. Kalorimeter:   | $\frac{\sigma}{E} \approx \frac{50\%}{\sqrt{E \oplus 3\%}}$ für $\theta < 130^\circ$ |
| Azimutale Winkelauflösung:            | ca. $0.5^\circ$ für $\theta < 20^\circ$  |

### 1.3.3 Rückwärtiges Kalorimeter

Es handelt sich um ein elektromagnetisches Blei-Szintillator-Kalorimeter, das im Gegensatz zum zentralen Kalorimeter bei Raumtemperatur arbeitet. Es ist besonders für den Nachweis von Elektronen ausgelegt, da im hinteren Detektorteil vornehmlich Elektronen aus der tiefinelastischen Streuung bei kleinem  $Q^2$  erwartet werden. Die Messung hadronischer Energien bzw. Jet-Analysen sind in diesem Detektorbereich nur unzureichend möglich.

|                               |   |
|-------------------------------|---|
| Raumwinkelbereich:            | $152^\circ < \theta < 176^\circ$                            |
| Energieauflösung (el.-magn.): | $\frac{\sigma}{E} \approx \frac{10\%}{\sqrt{E \oplus 2\%}}$ |
| Energieauflösung (hadron.):   | $\frac{\sigma}{E} \approx \frac{80\%}{\sqrt{E}}$            |

### 1.3.4 Plug-Kalorimeter

Da bei vielen HERA-Ereignissen die Energie typischerweise in einem engen Kegel zur Strahlachse erwartet wird, ist der extreme Vorwärtsbereich bei H1 durch das sog. Plug-Kalorimeter abgeschlossen. Es handelt sich um ein kleines Silizium-Kupfer-Kalorimeter. Wegen unzureichender Kalibrierung kann die deponierte Energie nicht verlässlich rekonstruiert werden.



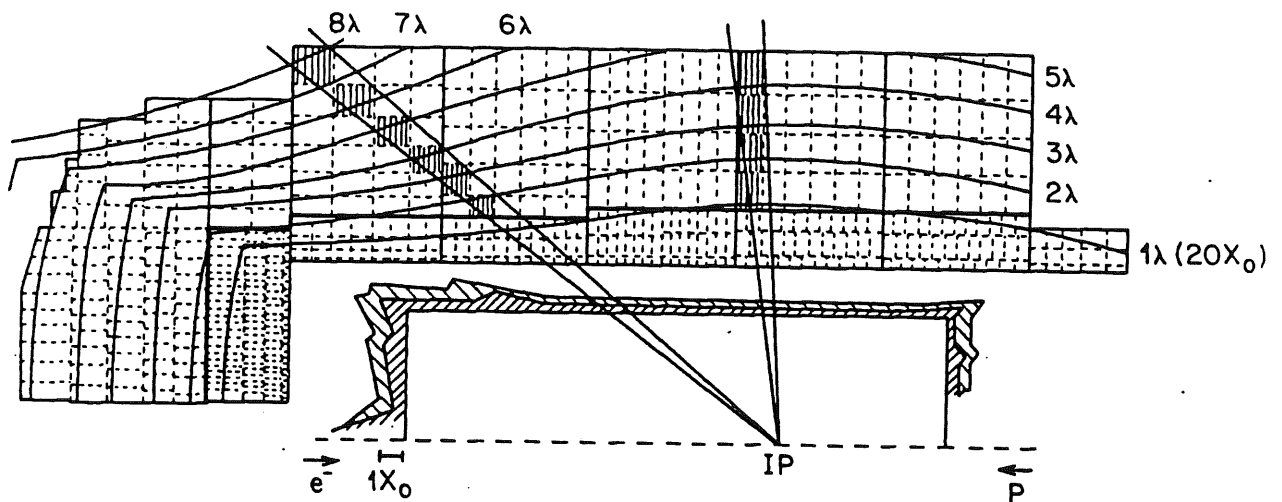


Abbildung 1.5: Das H1-Flüssig-Argon Kalorimeter in der Seitenansicht. Die Segmentierung der Kalorimeterzellen ist projektiv auf den nominellen Wechselwirkungspunkt ausgerichtet und ist im vorderen Bereich besonders fein. Nachdem die Teilchen die äußere Hülle der zentralen Jetkammer durchdrungen haben, erreichen sie zunächst den elektromagnetischen Teil des Kalorimeters. Wie man den eingezeichneten Iso-Absorptionslinien entnehmen kann, besitzt das elektromagnetische Kalorimeter ca. 20 elektromagnetische Strahlungslängen  $X_0$ . Das gesamte Kalorimeter hat maximal 8 Wechselwirkungslängen  $\lambda$ , um hochenergetische Hadronen abzubremesen. Innerhalb einer Strahlungs- bzw. Wechselwirkungslänge verliert ein Teilchen definitionsgemäß im Mittel das  $\frac{1}{e}$ -fache (ca. 37%) seiner anfänglichen Energie.

### 1.3.5 Spule

Der gesamte zentrale Bereich des Detektors befindet sich in einer supraleitenden Spule, die ein homogenes, zylindrisches Magnetfeld mit der Stärke  $B \approx 1.2$  Tesla erzeugt. Ein geladenes Teilchen bewegt sich daher auf einer Helix-Bahnkurve. Aus dem Krümmungsradius  $R$  der beobachteten Spur läßt sich der Transversalimpuls  $P_t$  des Teilchens berechnen, wenn die Ladung des Teilchens zu  $Z = 1$  bei gegebener Elementarladung  $q$  angenommen wird:  $P_t = (Z \cdot q) \cdot R \cdot \pi \cdot B$ .

### 1.3.6 Eisenjoch, Myonkammern, Tail-Catcher

Den äußeren Bereich des Detektors bildet das Eisenjoch, über das der Fluß des magnetischen Feldes zurückgeführt wird. Das Joch besteht aus einzelnen Eisenplatten, zwischen die Streamer-Kammern zum Myonennachweis eingefügt sind. Da Hadron-Jets im Gegensatz zu den minimal ionisierenden Myonen mit großer Wahrscheinlichkeit zuvor im Kalorimeter gestoppt worden sind, ist nicht auszuschließen, daß beim Ansprechen der Streamer-Kammern ein Myon vorliegt. Myonen mit einer geringeren Energie als 1.5 GeV werden bereits im Kalorimeter absorbiert und sind von anderen Teilchen nur schwer zu unterscheiden. Falls ausgedehnte hadronische Schauer extrem hochenergetischer Jets nicht vollständig vom zentralen Kalorimeter erfaßt werden, besteht die Möglichkeit einer zusätzlichen aber ungenauen Energiemessung mit den Streamer-Kammern. Da die Rest-Energie, die aus dem zentralen Kalorimeter ausgetreten ist, von dem Eisen-System aufgefangen wird, spricht man im Fachjargon von dem sog. Tail-Catcher.

### 1.3.7 Flugzeitähler

Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen sind hinter dem rückwärtigen Kalorimeter bei der Position  $z = -1.95$  m und  $z = -2.25$  m großflächige Szintillationszähler angebracht, um Teilchen zu identifizieren, die nicht von dem nominellen Wechselwirkungspunkt ausgehen, sondern aus Strahl-Wand Reaktionen stammen und den Protonstrahl begleiten. Der Flugzeitähler ist in das Trigger-System eingebunden und liefert bei einem entsprechenden zeitlichen Ansprechverhalten eine globale Veto-Bedingung, die die Aufzeichnung von Untergrundereignissen sehr stark unterdrückt.

### 1.3.8 Trigger und Elektronische Signalerfassung

Während eines sog. bunch crossing, d.h. dem gegenseitigen Durchdringen der Strahlpakete, muß in kürzester Zeit entschieden werden, ob ggf. eine physikalische Elektron-Proton-Reaktion vorliegt. Da zudem die Häufigkeit von physikalisch relevanten Reaktionen im Hochenergiebereich verschwindend gering ist gegenüber den dominierenden Untergrundreaktionen, besteht die Aufgabe darin, Merkmale für die Entscheidungselektronik zu definieren, die die physikalischen Ereigniskandidaten möglichst nicht verwerfen und gleichzeitig nicht zu viele Untergrundereignisse selektieren.

In der ersten Trigger-Stufe (Level 1) werden die Signale einzelner Detektorkomponenten in kurzer Zeit gleichzeitig und unabhängig voneinander geprüft, und anschließend die daraus resultierenden Informationen, Trigger-Elemente genannt, weiter zusammengefaßt. Eine logische Kombination von Trigger-Elementen wird Subtrigger genannt und löst ggf. die Datenauslese aus.

Ziel ist, daß von den 128 möglichen Subtriggern keiner dominiert und insgesamt eine Auslese-Rate von ca. 100 Hz nicht überschritten wird. Dieser Anspruch wird beispielsweise von einem Subtrigger zur Erkennung von Photoproduktions-Ereigniskandidaten erfüllt, der — ohne daß eine globale Veto-Bedingung des Flugzeitzählers vorliegt — die UND-Verknüpfung von drei Trigger-Elementen beinhaltet:

- Es liegt ein Signal des Elektron-Detektors, auch e-tagger genannt, vor (sog. ETAG Trigger-Element).
- Es existiert ein  $t_0$ -Zeitsignal der Proportionalkammern (sog.  $t_0$  Trigger-Element).
- Es gibt Evidenz für Spuraktivität in den Jetkammern (sog. DC- $r\phi$  Trigger-Element).

Zur Maximierung der Luminosität erfolgt bei HERA die Kreuzung der Strahlpakete in extrem geringem Zeitabstand, nämlich alle 96ns. Eine derart kurze Zeitspanne reicht nicht aus, um eine erste elektronische Trigger-Entscheidung zu treffen. Um trotzdem alle Strahlkollisionen bewerten zu können, hat man bei den HERA-Detektoren erstmals ein sog. Pipeline-System entwickelt und erfolgreich eingesetzt. Dazu werden alle Detektorinformationen bei einer Strahlkreuzung zwischengespeichert und — vereinfacht ausgedrückt — in einem Schieberegister bei jeder Strahlkreuzung weitergereicht. Auf diese Weise bleiben die Detektorinformationen von bis zu 24 Strahlkreuzungen erhalten. Da die Elektronik der ersten Trigger-Stufe ebenfalls parallel bis zu 24 Strahlkreuzungen bewerten kann, besteht nunmehr ein Zeitfenster von ca.  $2.3\mu\text{s}$  für die Stufe-1-Triggerentscheidung.

Da gewöhnlich nur bei einer von ca. 100000 Strahlkreuzungen die Trigger-Bedingungen einen Ereigniskandidaten als sinnvoll definieren, ist — wenn überhaupt — immer nur ein derartiger Ereigniskandidat in der Pipeline. Wenn dieser Kandidat nach  $2.3\mu\text{s}$  den elektronischen Auslesevorgang startet, befindet sich de facto kein weiteres sinnvolles Ereignis in der Pipeline, das nun verworfen werden würde. Damit arbeitet die erste Triggerstufe quasi verlust- und somit totzeitfrei. Dies ist ein enormer Vorteil, da gerade in der ersten schnellen Trigger- bzw. Filterstufe in der Regel große Totzeitfaktoren auftreten, die die effektive Luminosität entsprechen reduzieren.

Der elektronische Auslesevorgang des Detektors benötigt einige Millisekunden; während dieser Zeit wird keine weitere Strahlkreuzung bewertet. Hier ist eine Totzeitphase mit Luminositätsverlusten von wenigstens 10% unvermeidlich.

Mit zunehmender Luminosität bei HERA sollen in einer späteren Ausbaustufe bei H1 zwei weitere hierarchisch angelegte Entscheidungsebenen (Stufe 2 und 3) eine zunehmend qualifiziertere Bewertung zur physikalischen Relevanz der Detektorsignale vornehmen. Wie bei der ersten Trigger-Stufe werden die meisten Ereignisse von der entsprechenden Trigger-Stufe verworfen, so daß in dem jeweils höheren und aufwendigeren Trigger immer weniger Ereignisse zu bewerten sind.

Die abschließende Trigger-Ebene (Stufe 4) besteht im Gegensatz zu den anderen „elektronisch festverdrahteten“ Trigger-Stufen aus einem Netzwerk von ca. 20 Parallel-Computern. Hier werden die Ereignisse nochmals geprüft und ggf. verworfen, ehe sie auf Band aufgezeichnet werden. Ereignisse mit hoher transversaler Energie im Kalorimeter, was beispielsweise bei Ereigniskandidaten der harten Photoproduktion zutrifft, werden in keinem Fall von dieser Trigger-Stufe verworfen.

Die Ereignisse werden mit einer Rate von 5 bis 10 Hz auf Band gespeichert und anschließend mit einem Rekonstruktionsprogramm bearbeitet. Die Rekonstruktion arbeitet „off-line“, d.h. ohne Vorgabe der Bearbeitungszeit für ein Ereignis, und damit asynchron zur Datenaufzeichnung. Hier erfolgt insbesondere die qualifizierte Spurerkennung, Rauschunterdrückung, Kalibrierung etc. Abschließend wird eine Einteilung nach physikalischen Klassen vorgenommen. Ereignisse, die mindestens einer Klasse angehören, stehen als sog. DST's (engl.: Data Summary Tapes: zusammenfassende Datenbänder) der

physikalischen Analyse zur Verfügung. Ereignisse, die in der hier vorgestellten Photoproduktionsanalyse verwendet wurden, gehören gleichzeitig zwei DST-Klassen der Betriebsperiode 1993 an, die im wesentlichen wie folgt definiert sind:

- „Klasse 19“: Im Elektron-Detektor wurden mindestens 4 GeV registriert, während der Photon-Detektor keine Aktivität aufweist.
- „Klasse 20“: Im Kalorimeter wurden mindestens 10 GeV transversale Energie gemessen.

## 1.4 Der H1-Detektor und die Signatur der Photoproduktion

Charakteristisch für Photoproduktionsereignisse ist die Streuung des Elektrons bei extrem geringem  $Q^2$  und somit unter kleinem Ablenkwinkel, siehe auch [2]. Das gestreute Elektron kann daher nicht im H1-Hauptdetektor nachgewiesen werden. Bei der Photonabstrahlung kann das Elektron jedoch einen erheblichen Teil seiner Energie an das Photon übertragen. Da das Magnetfeld des HERA Rings nur Elektronen, die genau die Strahlenergie besitzen, auf der Sollbahn halten kann, verläßt ein solches Elektron den Strahlorbit, sobald es außerhalb des H1 Detektors von den Strahlmagneten erfaßt wird. Je nach Energie des gestreuten Elektrons besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß der Elektron-Tagger getroffen wird und anspricht. Gleichzeitig kann im Kalorimeter große transversale Energie in Form von Jets auftreten. Dieses Merkmal zeichnet gemeinsam mit einer im Elektron-Detektor registrierten Aktivität das Auftreten harter Photoproduktionsereignisse aus. Bei HERA bietet sich nicht nur die Möglichkeit, harte Photoproduktion, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit studiert wurde, zu untersuchen, sondern es existiert ein breites Spektrum für die Physik mit quasi-reellen Photonen. Neben der Messung des totalen Wirkungsquerschnittes ist auch das weiche, hadronische Verhalten des Photons experimentell zugänglich. Es besteht sogar die Möglichkeit, in der Übergangsregion von der Photoproduktion zur tiefinelastischen Streuung die Struktur von virtuellen Photonen zu erforschen. Dies erfordert den Nachweis des Elektrons in der hinteren Detektorregion bei sehr geringen Streuwinkeln.

Die tiefinelastische Streuung besitzt durch ein im H1-Kalorimeter identifiziertes, hochenergetisches Elektron eine Signatur, die sich deutlich von der Photoproduktion unterscheidet. Da die Rate der Photoproduktionsereignisse sehr viel höher ist als die von tiefinelastischen Streuprozessen, ist die Photoproduktion im Grenzfall eines wenig gestreuten Elektrons bei kleinem  $Q^2$  eine Quelle für Untergrundereignisse. Ereignisse, die aufgrund des in das Kalorimeter gestreuten Elektrons als tiefinelastisch klassifiziert wurden, bilden die Basis für viele wichtige Untersuchungen bei H1 wie z.B.:

- Messung der Strukturfunktion  $F_2$  des Protons
- Bestimmung der Gluondichte im Proton
- Bestimmung der Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  in der starken Wechselwirkung
- Suche nach Leptoquarks und angeregten Elektronen

Wegen der geringen Rate sind tiefinelastische Reaktionen mit geladenen Strömen ein unbedeutender Untergrund für Photoproduktion. Die Signatur besteht aufgrund des gestreuten, unsichtbaren Neutrinos in einer unbalancierten transversalen Energie und unterscheidet sich damit klar von den in  $p_t$  balancierten Jets, die auf harte Photoproduktion hindeuten.

Ein weiterer Schwerpunkt im Physik-Programm bei HERA bilden sog. diffraktive Prozesse. Sie zeichnen sich phänomenologisch durch keine oder nur geringe Aktivität im vorderen Detektorbereich aus, wo man bei der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung üblicherweise die Energie des fragmentierten Protons erwartet. Derartige Ereignisse bilden daher eine spezielle Untermenge, sowohl in der Photoproduktion, als auch in der tiefinelastischen Streuung.

Einen Überblick zur Physik bei HERA erhält man u.a. in [1].

Abschließend sei darauf hingewiesen, daß der größte Untergrund für harte Photoproduktionsereignisse nicht aus hochenergetischen  $ep$ -Streuungen stammt; es handelt sich dabei z.B. um Beam-Gas-, Beam-Wall-Reaktionen, kosmische Myonen, Beam-Halo-Myonen, „Coherent Noise“, etc. In Kapitel 3 werden diese Untergrundquellen noch etwas genauer beschrieben und vermerkt, wie zu ihrer Identifizierung zahlreiche H1-Detektorkomponenten herangezogen werden.



# Kapitel 2

## Photoproduktion

Die Photoproduktion untersucht das Verhalten von quasi-reellen Photonen in hochenergetischen Streureaktionen. HERA bietet für derartige Studien günstige Voraussetzungen. Daher werden zunächst die kinematischen Bedingungen bei HERA diskutiert, ehe die phänomenologische Einteilung der möglichen Photonreaktionen vorgestellt wird. Schließlich konzentriert sich die Diskussion auf harte Streuprozesse und die sich dabei ergebenden Ziele für die hier vorgestellte Analyse. Einen Überblick über Photoproduktion bei HERA findet man z.B. in [2]. Bezüglich der harten Photoproduktion haben die H1- bzw. ZEUS-Kollaboration in den letzten Jahren neue Resultate veröffentlicht: [3], [4] bzw. [9] und auch [7], [6]. Es gibt auch experimentell indirekte Hinweise auf Gluonen im Photon, die auf der Analyse von Photon-Photon-Reaktionen beruhen, siehe [35].

### 2.1 Kinematik der Photoproduktion bei HERA

Die ep-Streuung wird durch zwei kinematische Variablen bestimmt. Je nach physikalischer Zielsetzung können unterschiedliche Variablenpaare vorteilhafter sein als andere. Hier wird der Impulsübertrag  $Q^2$  und der Energieübertrag  $y$  vom Elektron auf das Proton gewählt. In der Praxis sind Streuwinkel  $\theta$  und Energie  $E_\ell$  des Elektrons gut meßbar, die mit  $Q^2$  und  $y$  unter Vernachlässigung der Elektronenmasse folgendermaßen zusammenhängen:

$$Q^2 = -(p_e - p_\ell)^2 = 4 \cdot E_e \cdot E_\ell \cdot \cos^2 \frac{\theta_\ell}{2}$$
$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot p_\ell} \approx \frac{E_e - E_\ell \cdot \sin^2 \frac{\theta_\ell}{2}}{E_\ell}$$

Die Größen des einlaufenden Elektrons tragen den Index  $e$ , die des gestreuten Elektrons den Index  $\ell$ ;  $p$  bezeichnet die entsprechenden Vierervektoren.  $P$  ist der Viererimpuls des einlaufenden Protons, und  $q$  der Vierervektor für den Impulsübertrag. Wird das Elektron quasi nicht abgelenkt, so beträgt der Streuwinkel bei HERA konventionsgemäß  $\theta \approx 180$  Grad. Entsprechend des Wertes von  $Q^2$  spricht man von hoher oder geringer Virtualität des in der ep-Streuung ausgetauschten Photons<sup>1</sup>. Der erste Fall definiert die tiefinelastische Streuung, der zweite Fall beschreibt die  $\gamma p$ -Streuung der quasi-reellen Photonen an Protonen. Die Grenze zwischen diesen Bereichen wird bei HERA konventionsgemäß über den Streuwinkel festgelegt. Wenn das Elektron nicht mehr im hinteren Detektorbereich nachgewiesen werden kann, spricht man i.a. von Photoproduktion, was einem  $Q^2$  von weniger als  $4\text{GeV}^2$  entspricht.

---

<sup>1</sup>Der Anteil der Reaktionen mittels W- oder Z-Austausch ist gering und in diesem Zusammenhang bedeutungslos.

Wenn das Elektron mit dem speziellen Elektron-Detektor bei H1 nachgewiesen wird, liegt ein extrem geringer Streuwinkel von weniger als 5 mrad vor. Man befindet sich also weit in der Photoproduktionsregion, wobei entsprechend  $Q^2 < 0.01$  gilt, und die Formel für den Energieübertrag sich vereinfacht durch die Elektron-Strahlenergie  $E$  und im Elektron-Detektor gemessene Energie  $E'$  ausdrücken läßt:

$$y = \frac{E - E'}{E}$$

Im Rahmen der Photoproduktion darf man also die Strahl-Elektronen als Quelle für die quasi-reellen Bremsstrahlungspotonen ansehen, die bei sehr kleinem  $Q^2$  von einem Proton absorbiert werden.

Die Photonabstrahlung bzw. der Photonfluß  $\Phi$  ist ein rein elektrodynamischer Prozeß und wird in der Praxis in guter Näherung durch die sog. Weizsäcker-Williams-Approximation (WWA) [15] beschrieben:

$$\Phi(y, Q_{max}^2, Q_{min}^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \left( \frac{1 + (1 - y)^2}{y} \ln \frac{Q_{max}^2(y)}{Q_{min}^2(y)} - 2 \frac{1 - y}{y} \left( 1 - \frac{Q_{min}^2(y)}{Q_{max}^2(y)} \right) \right)$$

Hierbei wurde die Integration über den Impulsübertrag  $Q^2$  bereits ausgeführt und für die Integrationsgrenzen gilt  $Q_{min}^2 = (m_e y)^2 / (1 - y)$  und  $Q_{max}^2 < 0.01$ , was ja durch Verwendung des Elektron-Detektors vorgegeben ist. Insbesondere darf allgemein vorausgesetzt werden, daß  $Q^2 \approx 0$  gilt und damit die Abhängigkeit von  $Q^2$  vernachlässigbar ist.

Die spezielle Meßkonfiguration für Photoproduktion bei H1 erlaubt also, den ep-Streuquerschnitt in ein Bremsstrahlungsspektrum, das nur noch von  $y$  abhängt, und in den totalen  $\gamma p$  Wirkungsquerschnitt zu faktorisieren:

$$\frac{d\sigma_{ep}}{dy} = \Phi(y) \cdot \sigma_{\gamma p}$$

Bei gegebener Protonenergie ergibt sich für die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s_{\gamma p}}$  ein Spektrum, dessen theoretischer Maximalwert die HERA-Schwerpunktsenergie erreichen kann, durch den Schnitt auf eine minimale Energie im Elektron-Detektor de facto aber bei ca. 200 GeV liegt. Dies zeigt den Unterschied zu früheren Elektron-Proton-Streuexperimenten auf, die als Fixed-Target-Experimente betrieben wurden und bei denen viel geringere Werte für die maximale Schwerpunktsenergie erreichbar waren.

Nach gängigen Vorstellungen reagiert das Photon in verschiedener Weise mit dem Proton. Man unterscheidet im Rahmen der QCD weiche und harte Wechselwirkungen und im zweiten Fall sog. aufgelöste und direkte Prozesse. Dies wird im nächsten Abschnitt noch genauer betrachtet. Durch die hohe maximale Schwerpunktsenergie bei HERA steigt die Wahrscheinlichkeit gerade auch für harte Prozesse so stark an, daß sie beobachtet und analysiert werden können. Bei Fixed-Target-Experimenten war die Beobachtung harter Prozesse nur andeutungsweise möglich, [54].

Eine wichtige kinematische Größe ist die transversale Energie, die bei einer  $\gamma p$ -Reaktion erzeugt wird. Die transversale Energie (bzw. der transversale Impuls) wird bei H1 mit dem Kalorimeter gemessen. Im Gegensatz zu weichen Prozessen liegen bei hohem transversalen Impuls des hadronischen Endzustandes und dem Auftreten von Jets harte Prozesse vor, die bei sehr großen Werten für den transversalen Impuls der Jets ( $p_t > 15$  GeV) vornehmlich als „direkt“ zu klassifizieren sind. In der Übergangsregion von weichen zu harten direkten Prozessen dominieren harte Prozesse mit „aufgelöstem“ Photon.

Zusammengefaßt kann man sagen, daß die Photoproduktion bei HERA durch drei kinematische Skalen bestimmt ist: • Impulsübertrag • Schwerpunktsenergie • Transversalimpuls.



## Skalen der Photoproduktion

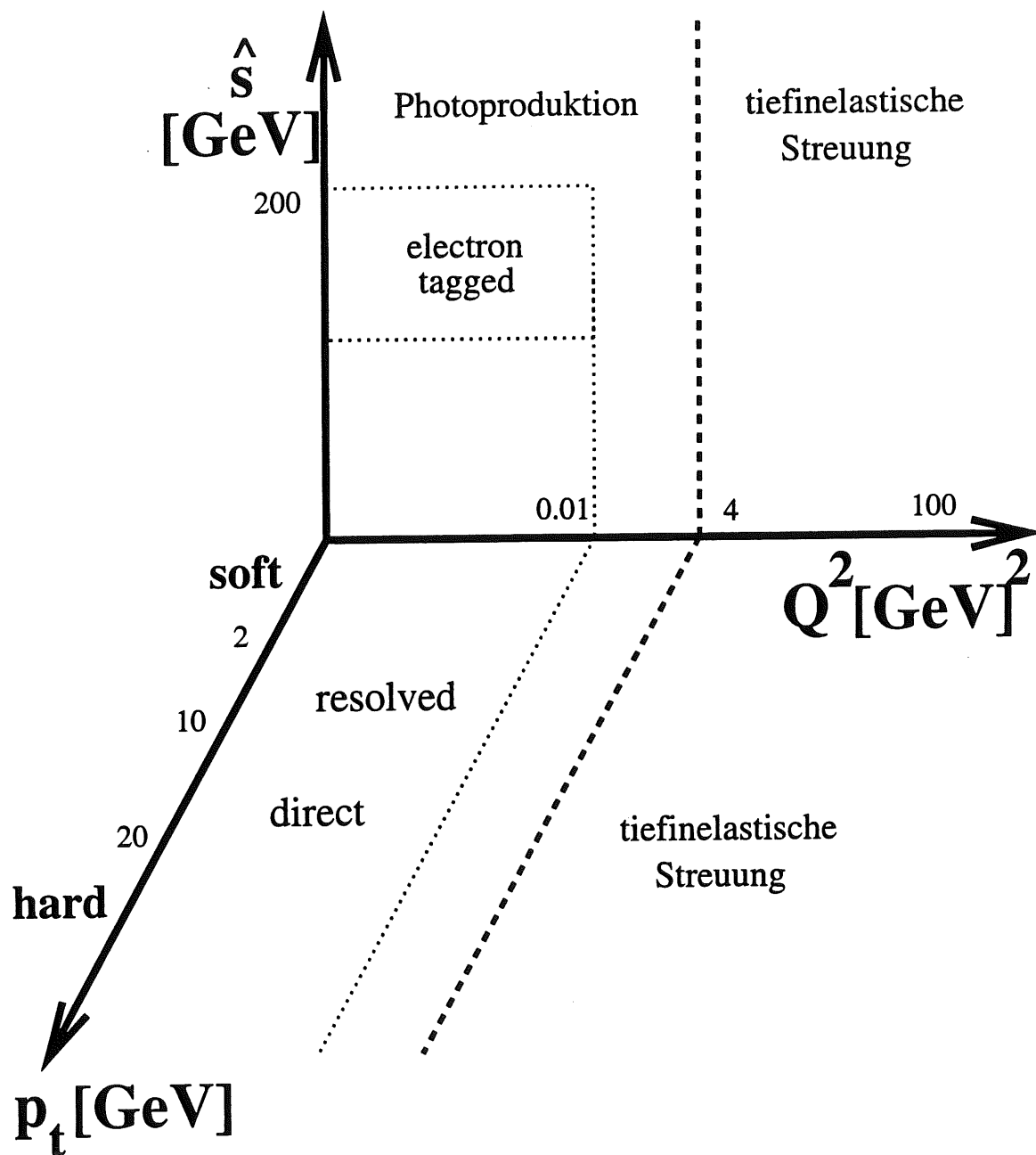


Abbildung 2.1: Die Skalen der Photoproduktion, siehe auch [5]. Es bedeuten:  $\hat{s}$ : Schwerpunktenergie im  $\gamma p$ -System,  $Q^2$ : Impulsübertrag und  $p_t$ : Transversalimpuls im hadronischen Endzustand.

## 2.2 Phänomenologie der Photoproduktion

Die wichtigste Modellbeschreibung quasi-reeller Photonen erfolgt im Rahmen des Modells der Vektor-Meson-Dominanz (VMD), siehe [55] und [57]. Außerhalb der VMD-Beschreibung sind bei HERA noch die Modellvorstellungen der sog. anomalen (siehe [57]) und direkten Prozesse von Bedeutung. Die charakteristischen Merkmale der für HERA relevanten Photon-Modelle lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- **Vektor-Meson-Dominanz:** Da das Photon ein reelles Teilchen darstellt, das die Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{--}$  besitzt, kann es in entsprechende Vektormesonen mit den gleichen Quantenzahlen fluktuieren. Bei den Vektormesonen  $V$  handelt es sich vornehmlich um  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$ , wobei die Fluktuationswahrscheinlichkeit bei den leichten Mesonen am größten ist. Die Anwendung von VMD ist sinnvoll, wenn die Fluktuationszeit für ein Vektormeson groß ist gegenüber der Wechselwirkungszeit mit dem Proton. Dabei kann der  $\gamma p$ -Wirkungsquerschnitt auf den  $Vp$ -Wirkungsquerschnitt, den man in Form einer Parametrisierung kennt, zurückgeführt werden:<sup>2</sup>

$$\sigma_{VMD}^{\gamma p} = \sum_{V=\rho,\omega,\phi,\dots} \frac{\pi \alpha_{em}}{\gamma_V^2} \cdot \sigma_{Vp}$$

Der Kopplungsfaktor  $\gamma_V$  und der  $Vp$ -Wirkungsquerschnitt sind unabhängig experimentell bestimmbar, so daß diese Formel mit Erfolg experimentell überprüft werden konnte. Abweichungen von dieser Vorhersage traten bei Experimenten mit hohen Schwerpunktsenergien auf und werden auf Beiträge von sog. harten Wechselwirkungen zurückgeführt. Für die Wechselwirkung mit dem Proton im Rahmen von VMD ergeben sich im Detail grundsätzlich verschiedene Möglichkeiten:

- Bei den elastischen und den diffraktiven Prozessen handelt es sich quasi um eine Beugung der Vektormesonen am Proton. Die Streuung ist elastisch, wenn beide Stoßpartner als solche in der Streuung erhalten bleiben. Alternativ können ein oder beide Stoßpartner angeregt werden und auf diese Weise sekundäre Teilchen erzeugen, die nur geringen Transversalimpuls relativ zur Strahlachse besitzen. Damit ist die Signatur der diffraktiven Prozesse klar: keine oder geringe Aktivität in einem engen Bereich um die Strahlachse und/oder ein Signal des zerfallenden Vektormesons in Form zweier isolierter Pionen bei ansonsten leerem Detektor.
  - Die nicht-diffraktiven Prozesse basieren auf einer Wechselwirkung der Parton-Konstituenten des Vektormesons mit dem Proton in einem punktförmigen, harten QCD-Subprozeß. Es entstehen ggf. Jets, die auf die im harten Prozeß auslaufenden Partonen zurückführbar sind.
- **Anomale Prozesse:** Das Photon fluktuiert in ein Quark und ein Antiquark, die einen unbeschränkten relativen Transversalimpuls besitzen. Somit ist die Bildung von Vektormesonen ausgeschlossen, und die Beschreibung dieses Photonverhaltens kann daher nicht mehr im Rahmen des VMD-Modells erfolgen. Da kein gebundener Zustand der Quarks vorliegt, kann die Berechnung der anomalen Aufspaltung störungstheoretisch erfolgen. Eines der beiden Quarks streut schließlich an einem Parton aus dem Proton in einer harten Wechselwirkung. Man könnte auch sagen, daß insgesamt ein QCD-Prozeß höherer Ordnung vorliegt, der aber nicht als solcher, sondern “anomal“ betrachtet wird, d.h. separiert in eine Photonkomponente und in einen harten Prozeß führender Ordnung. Genau wie im Fall der nicht-diffraktiven, harten Streuung des aufgelösten VMD-Photons erwartet man hierbei, zwei Jets beobachten zu können.

<sup>2</sup>Die Notation folgt dem Lehrbuch *Teilchenphysik* von Prof. Dr. Ch. Berger, Springer-Verlag.

- **direkte Prozesse:** Das elementare Photon koppelt als solches direkt an ein Quark des Protons. Man unterscheidet dabei die Boson-Gluon-Fusion (Gluon aus dem Proton) und den QCD-Compton Prozeß (Quark aus dem Proton). In jedem Fall liegt ein harter Prozeß vor verbunden mit der Erzeugung hoher transversaler Energie, die man in Form von zwei Jets zu beobachten hofft.

In Tabelle 2.1 ist aufgeschlüsselt, wie Photoproduktionsprozesse üblicherweise aufgeteilt werden. Die Darstellung entspricht im wesentlichen einem Vorschlag von [39].

Formal können die Modellanteile der Photoproduktion in drei Teile aufgeschlüsselt werden:

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} = \sigma_{VMD}^{\gamma p} + \sigma_{anomal}^{\gamma p} + \sigma_{direkt}^{\gamma p}$$

Bei HERA ist aber gerade das Regime der harten Photoproduktion von großem Interesse. Wie in Abbildung 2.1 dargestellt besteht die fundamentale Einteilung der harten Prozesse in „direkt“ und „aufgelöst“:

$$\sigma_{hard}^{\gamma p} = \sigma_{aufgelöst}^{\gamma p} + \sigma_{direkt}^{\gamma p}$$

Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, wie die harten Prozesse im Rahmen einer QCD-Darstellung behandelt werden.

## 2.3 Harte Photoproduktionsprozesse

Ein harter, punktförmiger Streuprozeß liegt vor, wenn zwei einlaufende Partonen einen großen Impuls auf die auslaufenden Partonen übertragen. In diesem Zusammenhang sind in Abbildung 2.2 die generischen Feynmangraphen für direkte und aufgelöste Photoproduktion dargestellt.

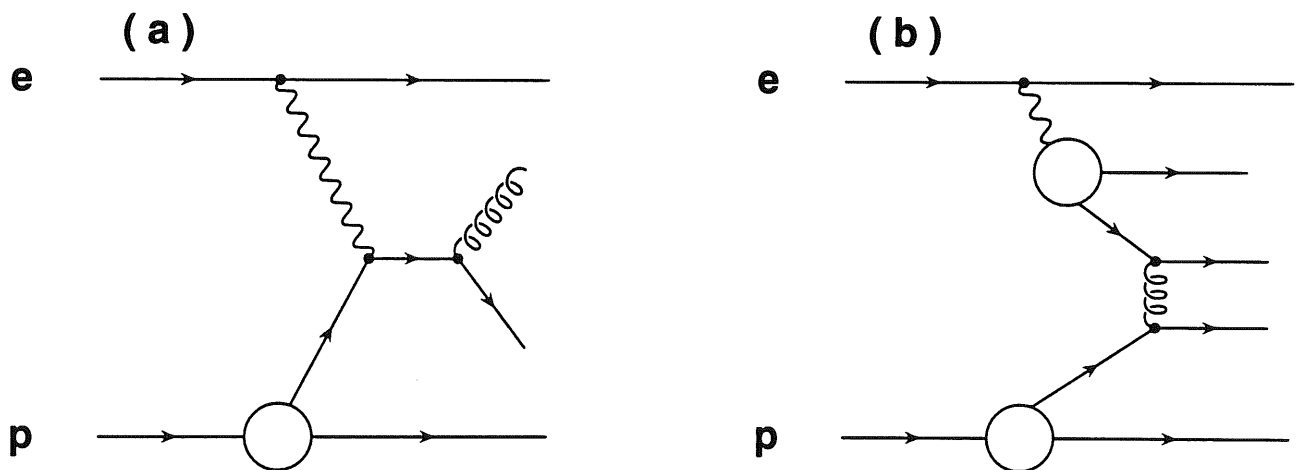


Abbildung 2.2: Generische Feynmangraphen der Photoproduktion: links der QCD-Compton-Prozeß, rechts ein Prozeß mit aufgelöstem Photon. Im Fall der niedrigsten Ordnung liegt ein harter Prozeß der Art  $\sigma^{i+j \rightarrow i'+j'}$  vor, dessen Streuamplitude berechenbar ist und an den Korrekturen höherer Ordnung angebracht werden können.

Bei der direkten Photoproduktion unterscheidet man zwischen Boson-Gluon-Fusion, und dem QCD-Compton-Prozeß. Im ersten Fall wechselwirkt ein Gluon des Protons mit dem Photon, im zweiten

| Phänomenologische Klassifizierung der Photoproduktion bei HERA   |                           |   |  |
|--|---------------------------|---|--|
| alle $\gamma p$ -Prozesse  |                           |   |  |
| Photon fluktuiert  |                           |   | Photon als solches   |
| Photon fluktuiert in ein Meson:<br>Vektor Dominanz Modell<br>$\gamma \rightarrow V$<br>intrinsisches $p_t$ der Quarks ist beschränkt |                           | Photon fluktuiert<br>in Quarks:<br>anomal aufgelöst<br>$\gamma \rightarrow q\bar{q}$<br>relatives $p_t$ der<br>Quarks ist<br>unbeschränkt |  |
| diffraktiv<br>elastisch  | diffraktiv<br>inelastisch | nicht diffraktiv  | harter Prozeß mit<br>direkt beteiligtem<br>Photon<br><br>• QCD-Compton<br>• Boson-Gluon-<br>Fusion |
|  |                           | aufgelöstes Photon $\rightarrow$<br>harter Streuprozeß  |  |
| Erzeugung von geringem<br>transversalen Impuls<br>(keine Jets)   |                           | Erzeugung von hohem Transversalimpuls in einem<br>harten Prozeß $\rightarrow$ Beobachtung von Jets  |  |

Tabelle 2.1: Die Erscheinungsformen des Photons: alle  $\gamma p$ -Wechselwirkungen lassen sich einteilen in Prozesse, bei denen vor der eigentlichen Wechselwirkung das Photon entweder fluktuiert (in ein Vektormeson oder ein  $q\bar{q}$ -Paar) und solche, bei denen dies nicht der Fall ist. Die meisten  $\gamma p$ -Wechselwirkungen sind weich und werden üblicherweise entweder als elastisch oder diffraktiv klassifiziert. Im Rahmen von nicht-diffraktiven Wechselwirkungen darf man sich das Vektormeson in seine Partonbestandteile aufgelöst denken. Bei harten, aufgelösten Streuprozessen wird im Rahmen einer störungstheoretischen Behandlung des harten Prozesses nicht weiter unterschieden, ob das wechselwirkende Parton einen nicht-diffraktiven VDM-Ursprung hat oder aus einer anomalen Fluktuation stammt. Werden im Endzustand Jets beobachtet, liegt in jedem Fall ein harter Prozeß vor, in dessen Anfangszustand entweder ein Photon oder ein Parton des aufgelösten Photons vorlag.

Fall ein Quark. Die aufgelösten Prozesse sind durch Quantenfluktuationen des Photons charakterisiert, wobei unterschiedliche Kombinationen  $i$  und  $j$  von Gluonen und Quarks aus dem Photon bzw. dem Proton im Anfangszustand des harten Prozeß vorkommen können. Grundsätzlich besteht auch die Möglichkeit, daß Gluonen aus dem aufgelösten Photon beitragen.

Somit handelt es sich in führender Ordnung stets um einen  $2 \rightarrow 2$  Prozeß, dessen Phasenraum bei Berücksichtigung von Energie- und Impulserhaltung und Integration über den Polarwinkel noch einen Freiheitsgrad besitzt. Hier wird der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Impulsübertrag  $t$  im harten Prozeß wie folgt ausgedrückt:

$$\frac{d\sigma_{aufgelöst}^{i+j \rightarrow i'+j'}(x_i, x_j)}{dt} = \sum_{i,j} \frac{\pi \alpha_s^2}{s^2} \cdot |M_{ij}|^2$$

$$\frac{d\sigma_{direkt}^{\gamma+j \rightarrow i'+j'}(x_i, x_j)}{dt} = \sum_{\gamma,j} \frac{\pi \alpha_s \alpha_{em}}{s^2} \cdot |M_{\gamma j}|^2$$

Die Matrixelemente des harten Prozeß  $|M_{ij}|^2$  bzw.  $|M_{\gamma j}|^2$  für die unterschiedlichen Kombinationen der einlaufenden Teilchen wurden erstmals in [46] vorgestellt. Eine Zusammenstellung findet man in Tabelle 2.2.

Die perturbativ nicht-berechenbaren Anteile der  $2 \rightarrow 2$ -Prozesse werden in einem Faktorisierungsverfahren, das die Einführung einer Skala bedingt, formal in den Partondichtefunktionen zusammengefaßt. Diese geben an, mit welcher Häufigkeit der Impulsbruchanteil  $x_i$  bzw.  $x_j$  auftritt, den ein in den harten Prozeß einlaufender Viererimpuls vom ursprünglichen Teilchen (Photon oder Proton) besitzt. Im Fall der direkten Photoproduktion gibt es auf der Photonseite keine Dichtefunktion und der Impulsbruchanteil  $x_\gamma$  ist gleich eins.

Eine Faltung über die Impulsanteile  $x_i$  bzw.  $x_j$  der Partonen vom Photon und vom Proton stellt mittels der Partondichten die Verbindung vom harten Prozeß zum hadronischen Prozeß her. Die Partondichten sind nur durch eine Messung vollständig bestimmbar. Die hier verwendeten und diskutierten Partondichtefunktionen  $f_\gamma^i(x_i)$  und  $f_p^j(x_j)$  sind in [44] und [45] (Photon) bzw. [43] (Proton) beschrieben. Man erhält somit:

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma P}^{LO,hard} &= \sigma_{\gamma P}^{LO,hard,direkt} + \sigma_{\gamma P}^{LO,hard,aufgelöst} \\ &= \int \sum_j f_p^j(x_j, \mu_2) \cdot \frac{d\sigma^{\gamma+j \rightarrow i'+j'}(x_i, x_j, \mu_3)}{dt} dx_j \\ &\quad + \int \int \sum_{ij} (f_\gamma^i(x_i, \mu_1) \cdot f_p^j(x_j, \mu_2)) \cdot \frac{d\sigma^{i+j \rightarrow i'+j'}(x_i, x_j, \mu_3)}{dt} dx_i dx_j \end{aligned}$$

In führender Ordnung der QCD dürfen die Skalen  $\mu_1, \mu_2, \mu_3$  unabhängig voneinander gewählt werden; sinnvollerweise wird als Skala der quadrierte Transversalimpuls des harten Prozesses eingesetzt.

Der Dichte-Beitrag des aufgelösten Photons wird dabei in zwei Anteile aufgeschlüsselt:

$$f_\gamma^i(x_\gamma) = f^{i=quark}(x_\gamma) + f^{i=gluon}(x_\gamma)$$

Setzt man voraus, daß die Partondichten für den hier relevanten Bereich von  $x_p$  hinreichend bekannt sind ([37], [36]), die Quarkdichten des Photons entsprechend in Photon-Photon Experimenten an

| Definition der Mandelstam-Variablen:   |  |
|--|--|
| $s = (P_1 + P_2)^2 = (P_3 + P_4)^2$ $t = (P_1 - P_3)^2 = (P_2 - P_4)^2$ $u = (P_1 - P_4)^2 = (P_2 - P_3)^2$            |  |
| $P_1 = x_p \cdot P_{proton}$ $P_2 = x_\gamma \cdot P_{photon} \text{ (aufgelöst)}$ $P_2 = P_{photon} \text{ (direkt)}$ |  |
| $P_1, P_2$ : einlaufende Viererimpulse<br>$P_3, P_4$ : auslaufende Viererimpulse                                       |  |
| aufgelöste Prozesse:   |  |
| harter Prozeß  | $ M_{ij} ^2(x_i, x_j)$   |
| $qq' \rightarrow qq'$  | $\frac{4}{9} \frac{s^2 + u^2}{t^2}$  |
| $q\bar{q}' \rightarrow q\bar{q}'$  | $\frac{4}{9} \frac{s^2 + u^2}{t^2}$  |
| $qq \rightarrow qq$  | $\frac{4}{9} \left( \frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{s^2 + t^2}{u^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{s^2}{ut}$ |
| $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$  | $\frac{4}{9} \frac{t^2 + u^2}{s^2}$  |
| $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$  | $\frac{4}{9} \left( \frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{t^2 + u^2}{s^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{u^2}{st}$ |
| $q\bar{q} \rightarrow gg$  | $\frac{32}{27} \frac{u^2 + t^2}{ut} - \frac{8}{3} \frac{u^2 + t^2}{s^2}$                                 |
| $gg \rightarrow q\bar{q}$  | $\frac{1}{6} \frac{u^2 + t^2}{ut} - \frac{3}{8} \frac{u^2 + t^2}{s^2}$                                   |
| $qq \rightarrow qq$  | $\frac{s^2 + u^2}{t^2} - \frac{4}{9} \frac{s^2 + u^2}{us}$   |
| $gg \rightarrow gg$  | $\frac{4}{9} \left( \frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{s^2 + t^2}{u^2} + \frac{u^2 + t^2}{s^2} + 3 \right)$   |
| direkte Prozesse:  |  |
| harter Prozeß  | $ M_{\gamma j} ^2(x_i)$  |
| $\gamma g \rightarrow qq$  | $\frac{4}{3} \left( -\frac{u}{s} - \frac{s}{u} \right)$  |
| $\gamma g \rightarrow gg$  | $\left( \frac{u}{t} + \frac{t}{u} \right)$   |

Tabelle 2.2: Die Matrizenelemente der harten Streuprozesse;  $q$  und  $q'$  bezeichnen Quarks mit unterschiedlichem Flavour,  $q$  und  $\bar{q}$  bezeichnen Quark und Antiquark.

$e^+e^-$ -Speicherringen bestimmt worden sind [33], [34] und die direkten Prozesse störungstheoretisch berechnet werden können [58], so bleibt als unbekannter Beitrag im Wirkungsquerschnitt der führenden Ordnung die Gluondichte im Photon:

$$f^{i=gluon}(x_\gamma) = g_\gamma(x)$$

Der experimentelle Zugang zu dieser Größe erfolgt mittels der Häufigkeitsverteilung von  $x_\gamma$ , das in jedem Ereignis über die auslaufenden Partonen, die sich in einer Messung als Jets zeigen, rekonstruiert wird. Für die Viererimpulserhaltung der ein- und auslaufenden Partonen gilt  $x_j \cdot P_{proton} + x_i \cdot P_\gamma = P_{i'} + P_{j'}$ . Die Multiplikation der Gleichung mit  $P_{proton}$  liefert schließlich:<sup>3</sup>

$$x_\gamma = \frac{\hat{p}_t}{2 \cdot E_\gamma} \left\{ \exp(-\eta^{i'}) + \exp(-\eta^{j'}) \right\} = \frac{\hat{p}_t}{2 \cdot E_\gamma} \left\{ \tan \frac{\theta^{i'}}{2} + \tan \frac{\theta^{j'}}{2} \right\}$$

## 2.4 Ziele und Strategie der Analyse

Um in der Messung einen Zugang zu den theoretischen Werten herzustellen, werden Ereignisgeneratoren verwendet, die eine mathematische Modellvorstellung in eine statistische Beschreibung der Modelleigenschaften überführen. Gleichzeitig werden die Abbildungseigenschaften vom Modellniveau zur Messung einbezogen. Bei Kenntnis der Abbildungseigenschaften ist es im Rahmen eines Entfaltungsverfahrens möglich, die Modellvorstellungen zu korrigieren und insbesondere auch die Genauigkeit bzw. Sensitivität der Analyse in Form von diskreten Fehlerbalken für die korrigierten Modelle anzugeben.

Derzeit stehen Ereignisgeneratoren, z.B. [17], zur Verfügung, die die QCD-Modelle der harten Photoproduktion, wie sie in den Abschnitten zuvor vorgestellt wurden, in führender Ordnung (Abk.: LO = Leading Order) beinhalten, [38]. Ereignisgeneratoren, die existierende Modellrechnungen der nächstführenden Ordnung (Abk.: NLO = Next to Leading Order) enthalten, siehe [40], [41] und [53], sind derzeit noch nicht verfügbar. Um dennoch eine korrekte Beschreibung realer Ereignisse zu erhalten, sind die Ereignisgeneratoren mit sog. Partonschauermodellen, z.B. [18], ausgestattet, die Effekte höherer Ordnungen (Next to Leading Order, Next to Next to Leading Order etc.) näherungsweise beschreiben können. Dazu wird zunächst das Ereignis in führender Ordnung generiert. Angelehnt an die so vorgegebenen Vierervektoren nimmt das Schauermodell dann entsprechend kinematische Korrekturen vor und erzeugt zahlreiche Vierervektoren, die die Abstrahlung zusätzlicher Partonen repräsentieren. Die Generierung wird schließlich mit der Fragmentation, also mit der Entstehung stabiler Teilchen, die im Detektor nachweisbar sind, abgeschlossen. In einem zusätzlichen Schritt schließt sich noch die Simulation der Messung mit einem Detektor-Simulationsprogramm an.

Genau wie bei einem NLO-Modell wird durch das Schauermodell die Energieverteilung der Partonen, der stabilen Teilchen und somit auch der Messung beeinflusst: Dies betrifft beispielsweise die Energieverteilung um eine mutmaßliche Jetachse herum oder das Auftreten zusätzlicher Jets, die auf ein im Rahmen des Schauermodells abgestrahltes Parton mit hohem Transversalimpuls relativ zu den harten Partonen zurückzuführen sind. Dabei soll erreicht werden, daß die simulierten Ereignisse die realen Ereignisse im Mittel möglichst gut beschreiben und identische Selektionsbedingungen vorgegeben werden können.

<sup>3</sup>Die Rapidity ist definiert als  $\eta = -\ln \left( \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right)$ ;  $\theta$  ist der Streuwinkel im Laborsystem.

| Analyse in LO                                 |   |
|---|---|
| Jet1( $p_t^{(1)}, \phi^{(1)}, \eta^{(1)}$ )=A | { LO-Parton1( $\hat{p}_t, \hat{\phi}^{(1)}, \hat{\eta}^{(1)}$ ) } |
| Jet2( $p_t^{(1)}, \phi^{(1)}, \eta^{(1)}$ )=A | { LO-Parton2( $\hat{p}_t, \hat{\phi}^{(1)}, \hat{\eta}^{(1)}$ ) } |
| $x_\gamma^{rec}$ =A                           | { $x_\gamma^{LO}$ }   |
| Analyse in NLO                                |   |
| Jet1( $p_t^{(1)}, \phi^{(1)}, \eta^{(1)}$ )=A | { Jet1( $p_t^{(1)}, \phi^{(1)}, \eta^{(1)}$ ) }                   |
| Jet2  |   |
| Jet3  |   |
| ⋮   |   |

Tabelle 2.3: Bei einer LO-Analyse werden die beiden Jets mit dem größten  $p_t$  verwendet; in NLO werden alle Jets betrachtet. Die Jets als Meßgrößen repräsentieren die auf Partonniveau definierten Ursprungsgrößen, die durch A abgebildet werden. Im Falle einer LO Analyse sind dies die Partonen bzw. entsprechende Werte des harten Prozeß in LO; die Ursprungsjets im Falle einer NLO Analyse müßte der entsprechende Jetalgorithmus aus den Partonen eines harten NLO-Prozesses zuvor bestimmen.

Es sei darauf hingewiesen, daß die Verwendung eines Jetalgorithmus einen intrinsischen Auflösungsparameter beinhaltet, der auch in theoretische Rechnungen einfließen muß. Eine NLO-Analyse ist damit automatisch von dem verwendeten Jetalgorithmus und dem Wert des entsprechenden Auflösungsparameters abhängig.

Werden in den Daten zwei oder mehr Jets erkannt, so kann man die beiden  $p_t$ -stärksten Jets als Repräsentanten der beiden Partonen des harten Prozeß auffassen, siehe Tabelle 2.3.

Die LO-Analyse ist also durch die Tatsache begründet, daß eine Korrelation von den partonischen Größen in LO zu den gemessenen Jets hergestellt wird. Die sich ergebenden Verteilungen werden dann als Erwartungen für den LO-Prozeß interpretiert.

Im Gegensatz dazu würde eine NLO-Analyse auf in NLO berechneten harten Prozessen beruhen, wobei der gleiche Jetalgorithmus wie bei der Messung verwendet werden müßte, um die Partonen geeignet zusammenzufassen. Die so bestimmten partonischen NLO-Größen werden dann mit den gemessenen Jets, die nun als NLO-Repräsentanten interpretiert werden, korreliert.

Eine Interpretation von gemessenen Jets als Erwartungswert für NLO-Partonen in einem LO-Ereignisgenerator ergibt keinen Sinn, da im Rahmen der Schauermodelle NLO-Partonen nicht eindeutig definiert sind.

Damit ist klar, daß für die Entfaltung der gemessenen Spektren die Korrelationen der Jets bezüglich  $p_t$ ,  $\eta$  und  $x_\gamma$  in LO verwendet werden. Diese Größen stehen technisch bei der Generierung des Prozesses in führender Ordnung zur Verfügung, bevor in der Schauerphase die Korrekturen der höheren Ordnung angebracht werden.

Die physikalischen Ziele der vorliegenden Arbeit können damit festgelegt werden:

- Die entfalteten inklusiven Wirkungsquerschnitte für  $\eta$  und  $p_t$  können mit entsprechenden LO-Rechnungen verglichen werden und erlauben somit einen Test der Quantenchromodynamik für



harte Prozesse in Photoproduktionsereignissen. Dabei kann man zwischen bestimmten Voraussetzungen über die Partondichtefunktionen des Photons diskriminieren. Die inklusiven Jetspektren bieten zudem den besonderen Vorteil, daß sich erfahrungsgemäß mehrere kleinere, unbekannte Einflüsse der höheren Ordnung günstigerweise gerade kompensieren.

- In der führenden Ordnung der QCD ist  $x_\gamma$  als der Impulsbruchteil des aufgelösten Photons, der in Form von Quarks und Gluonen in den harten Prozeß eingeht, eindeutig definiert. Da der Quarkanteil im Photon durch  $e^+e^-$ -Experimente bekannt ist, läßt sich in führender Ordnung bei der HERA-Photoproduktion der Anteil der Gluonen im Photon durch ein Subtraktionsverfahren aus der  $x_\gamma$ -Häufigkeitsverteilung extrahieren. Da erst für  $x_\gamma < 0.5$  relevante Gluonanteile zu erwarten sind, ist eine Störung durch direkte Prozesse, für die in der Messung erwartungsgemäß  $x_\gamma \approx 1$  gilt und deren Wirkungsquerschnitt experimentell noch nicht eindeutig überprüft worden ist, nicht zu erwarten.



## Kapitel 3

# Ereignis-Selektion

Aufgrund des geringen Impulsübertrags bei Photoproduktionsereignissen fliegt das Elektron mit verminderter Energie quasi geradeaus weiter und trifft mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, die von der Elektronenergie abhängt und die in Abbildung 3.1 dargestellt ist, den Elektron-Detektor des Luminositätssystems.

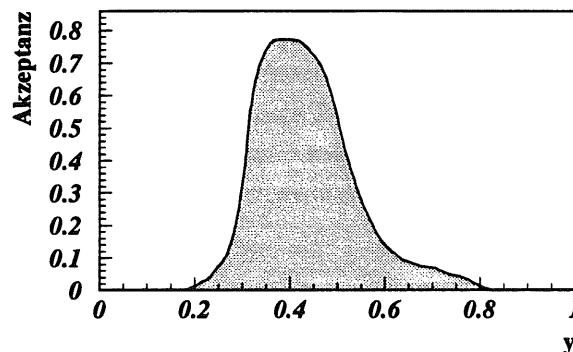


Abbildung 3.1: Die Akzeptanzfunktion des Elektron-Detektors; der leptonische Energieübertrag  $y$  ergibt sich für kleine Streuwinkel aus der Strahlenergie der Elektronen  $E$  und der Energiemessung mit dem Elektron-Detektor  $E_{El.Det}$ . Es gilt:  $y = (E - E_{El.Det})/E$ , wobei die Messung  $E_{El.Det}$  ungefähr der Energie  $E'$  des gestreuten Elektrons entsprechen sollte.

Werden gleichzeitig im Detektor zwei hochenergetische Jets beobachtet, liegt mit großer Sicherheit ein hartes Photoproduktionsereignis vor.

Da diese Selektionskriterien wegen Rechenzeitbeschränkungen und aufgrund organisatorischer Randbedingungen in der Datenverarbeitung nicht sofort auf jedes gesehene Ereignis angewendet werden können, erfolgt die Selektion schrittweise mit immer enger gefaßten Bedingungen.

Die Vorselektion umfaßt die Aufzeichnung von Photoproduktionskandidaten (Trigger, physikalische Klassifizierung) und deren Filterung (alle Detektorkomponenten haben funktioniert, Untergrundeignisse sind weitgehend erkannt).

Die Suche nach mindestens einem oder zwei Jets stellt das wichtigste Selektionskriterium für harte Photoproduktion dar, da die Reduktionsfaktoren in der Größenordnung von 10 bis 30 liegen. Ande-

rerseits hängen die Meßergebnisse von der Wahl des Jetalgorithmus und entsprechender Parameter ab. Das gilt ebenso für Theorierechnungen, die mit den entfalteten Resultaten verglichen werden sollen. Damit die physikalische Aussage unabhängig vom Jetalgorithmus getroffen werden kann, müssen jeweils identische Verfahren zur Jetsuche in Theorie und Experiment eingesetzt werden. Damit ist klar, daß mit der Wahl eines bestimmten Jetalgorithmus eine wichtige Weiche bei der Analyse harter Photoproduktionsereignisse gestellt wird, was eine sorgfältige Betrachtung aller Aspekte der Jet-Suche erfordert.

Letztlich werden die Ereignisse noch durch einige finale Schnitte, die technisch bedingt sind und die z.B. die Detektorgeometrie betreffen, endgültig ausgewählt. Der finale Datensatz enthält dann sowohl direkte als auch aufgelöste, harte Photoproduktionsereignisse, wobei die Kontamination durch Untergrundereignisse vernachlässigbar gering ist.

Es bleibt der Hinweis, daß sich alle detektorspezifischen Betrachtungen in diesem Kapitel auf die technischen Bedingungen in der Betriebsperiode des Jahres 1993 beziehen.

### 3.1 Der H1-Photoproduktions-Trigger

Eine erste Selektion von Photoproduktionskandidaten erfolgt bereits bei der Aufzeichnung der Ereignisse durch den Trigger. Die wesentliche Triggerkomponente der ersten Stufe ist in diesem Zusammenhang das Erkennen einer Aktivität im Elektron-Detektor. Trotz der allgemeinen Veto-Bedingung des Flugzeitzählers ist die Trigger-Rate des Elektron-Detektors allein durch Untergrundereignisse so hoch, daß jede hochenergetische Streureaktion durch den Untergrund dominiert wird. Die Untergrundereignisse sind im wesentlichen auf Streuung von Protonen und Elektronen mit Restgas im Strahlrohr oder mit dem Strahlrohr selbst zurückzuführen.

Bei zu hoher Trigger-Rate kann die Datenflut aus den Ereignissen nicht mehr vollständig verarbeitet werden bzw. die effektive Luminosität würde durch große Totzeiten sinken. Außerdem würde ein dominanter Trigger die Trigger anderer physikalischer Ereignisklassen unvernünftigerweise stark unterdrücken.

Die Triggerkomponente des Elektron-Detektors wurde daher mit einer gleichzeitigen Spuraktivität in den Jet-Kammern (sog. DC- $r\phi$ -Trigger) und dem Ansprechen der Proportionalkammern (sog.  $t_0$ -Signal) zum Photoproduktionstrigger kombiniert. Obwohl der Photoproduktionstrigger immer noch zu einem großen Teil durch Untergrundereignisse auslöst wird, konnte die Rate auf einen hinreichend geringen Wert reduziert werden.

Die Suche nach großer transversaler Energie oder sogar eine Jeterkennung im Kalorimeter wäre im Rahmen der ersten Triggerstufe zwar sehr sinnvoll gewesen, konnte aber aus konzeptionellen Gründen bei der technischen Realisierung des Kalorimeter-Triggers nicht durchgeführt werden.

Die Arbeitsweise des Photoproduktionstriggers ist in Abbildung 3.2 an einem Beispiel illustriert.

Unabhängig von der „festverdrahteten“ Triggerlogik der ersten Stufe wird in der sog. vierten<sup>1</sup> Triggerstufe jedes Ereignis unter Berücksichtigung aller Auslese-Informationen mit einem schnellen Rekonstruktionsprogramm auf einem hohen physikalischen Niveau bewertet. Ein Kriterium ist beispielsweise die deponierte Kalorimeterenergie, die hier mit einer globalen Kalibration schnell berechnet wird.

---

<sup>1</sup>Die zweite und dritte Triggerstufe waren 1993 noch nicht aktiviert.

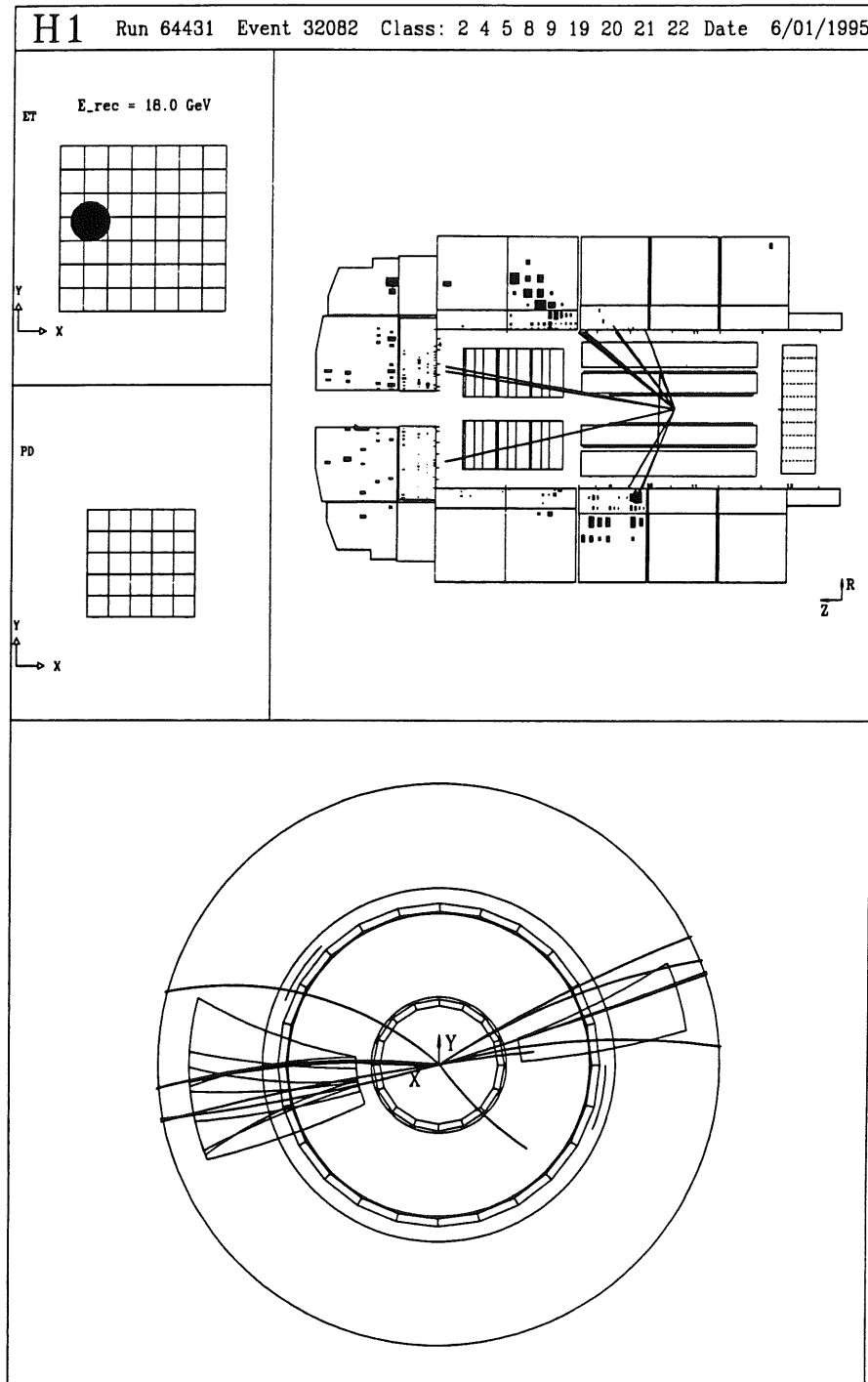


Abbildung 3.2: Es wird die Arbeitsweise des Photoproduktionstriggers und der Selektion illustriert. Der radiale Blick auf die Jetkammern zeigt, daß die Spuraktivität durch den schnellen Spurtrigger erkannt und markiert wurde. Gleichzeitig wurde eine Energie von ca. 18 GeV im Elektron-Detektor (ED) registriert, während der Photon-Detektor (PD) keine Energie gemessen hat. Im Kalorimeter des H1-Detektors erkennt man, daß hohe Energie absorbiert worden ist, die der Jetalgorithmus später zu zwei Jets zusammengefaßt hat.

Ereignisse mit hoher Kalorimeterenergie kennzeichnen im allgemeinen physikalisch bedeutsame Streureaktionen, u.a. auch harte Photoproduktion. Da hohe Kalorimeterenergie vergleichsweise selten auftritt, wurden derartige Ereigniskandidaten in jedem Fall in dieser Triggerstufe selektiert. Studien mit einem Teil der verworfenen Ereignisse haben unter Verwendung der exakten und vollständigen Ereignisrekonstruktion ergeben, daß harte Photoproduktionsereignisse so gut wie gar nicht verworfen worden sind.

Im Rahmen der vollständigen Off-line-Rekonstruktion werden die Ereignisse in diverse physikalische Klassen eingeteilt. Ereignisse, die keiner Klasse angehören, werden verworfen. Alle anderen Ereignisse stehen der physikalischen Analyse zur Verfügung. Daher ist hier die geeignete Stelle in der Selektionshierarchie, um einen allgemeinen Photoproduktions-Datensatz festzulegen, der bei entsprechend ermittelter Luminosität die Basis für die gesamte weitere Analyse darstellt. Dies wird im nächsten Abschnitt genauer beschrieben.

## 3.2 Die Vorselektion der Photoproduktion

Voraussetzung für eine erfolgreiche Auswertung ist das Funktionieren aller relevanten Detektorkomponenten unter einheitlichen Bedingungen. Daher müssen entsprechende Aufzeichnungsabschnitte (üblicherweise „Runs“ genannt), die in der Regel mehrere Stunden dauern, ausgewählt werden. Eine derartige Vorselektion für harte und weiche Photoproduktionsdaten wurde im Rahmen der H1-Kollaboration zur Verfügung gestellt und umfaßt die folgenden Bedingungen:

- Auswahl einer geeigneten Betriebsperiode
  - Gleichbleibende Strahl-Einstellungen: Eine spezielle Studie für die tiefinelastischen Streuung erforderte z.B. einen verschobenen Wechselwirkungspunkt, was eine geänderte Akzeptanzfunktion für den Elektron-Detektor bedeutete. Solche Daten mußten ausgeschlossen werden.
  - Stabile Trigger-Bedingungen: Die Erhöhung der Strahlintensität erforderte besonders zu Beginn der Betriebsperiode 1993 eine häufige Änderung der Triggerkomposition, die in der Analyse nicht nachvollziehbar ist. Diese Daten sind daher für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten nicht geeignet.
  - Da der praktische Detektorbetrieb durch gelegentliche, meist kurzfristige technische Ausfälle gekennzeichnet ist, dürfen nur „Runs“ ausgewählt werden, bei denen alle Hauptkomponenten des Detektors wie z.B. Spule, Kalorimeter, Luminositätssystem fehlerfrei gearbeitet haben.
- Eine notwendige Triggerbedingung besteht in dem  $t_0$ -Signal der Proportionalkammern. Ein einwandfreies Funktionieren der Proportionalkammern muß daher sichergestellt werden.
- Gerade für harte Photoproduktion ist eine hohe Aktivität in den Driftkammern und damit ein Ansprechen des schnellen Spurtriggers zu erwarten. Gleichzeitig wird die Triggerrate des Photoproduktionstriggers durch die Koinzidenz aus Elektron-Trigger und Spurtrigger stark reduziert. Da der Spurtrigger somit für die Selektion harter Photoproduktion essentiell ist, müssen Driftkammern und Spurtrigger bei der Datennahme vollständig funktioniert haben.

- Elektron-Detektor und Photon-Detektor liefern nicht nur ein Trigger-Signal, sondern messen auch die deponierte Energie, deren Wert nach erfolgter Datenauslese zur Verfügung steht. Damit z.B. Bethe-Heitler-Reaktionen, die zufällig den Photoproduktionstrigger ausgelöst haben, unterdrückt werden, fordert man im Elektron-Detektor eine Mindestenergie von 4 GeV und im Photon-Detektor maximal 2 GeV.

Die Luminosität, die sich für die ausgewählten Aufzeichnungsabschnitte ergibt, beträgt  $290 \pm 5\% nb^{-1}$  [48] und beinhaltet ca. 350000 selektierte Ereignisse.

### 3.3 Identifizierung von Untergrundereignissen

Elektron- und Protonstrahl enthalten jeweils Strahlpakete, die ohne entsprechenden Kollisionspartner den Detektor passieren (sog.: Pilot Bunches) und daher ausschließlich Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse produzieren können. Zwei derartige Ereignis-Sätze wurden benutzt, um den Anteil der Untergrundereignisse in dieser Vorselektion abzuschätzen. Obwohl bisher nur Triggerinformationen und die Energie im Luminositätssystem untersucht worden sind, ist der Anteil an Untergrundereignissen im Photoproduktionsdatensatz relativ gering [48]:

- weniger als 3 % Elektron-Gas-Ereignisse und
- weniger als 10 % Proton-Gas- bzw. Proton-Strahlwand-Ereignisse.

Ein weiterer Selektionsschritt befaßt sich speziell mit der Vorselektion von Ereigniskandidaten der harten Photoproduktion. Gemäß der physikalischen Klasseneinteilung wird gefordert, daß harte Photoproduktionsereignisse neben der ETAG-Klasse noch der Klasse mit hoher transversaler Energie im Kalorimeter angehören. Diese spezielle Untermenge der Photoproduktionsdaten wurde nach Kandidaten für Untergrundereignisse untersucht, die aus verschiedenen Quellen stammen können:

- **Strahl-Gas-Ereignisse:** Wenn später noch Ereignisse mit mindestens zwei Jets gefordert werden, sinkt der Anteil der Strahl-Gas-Ereignisse auf einen vernachlässigbar geringen Anteil. Da Proton-Gas-Ereignisse stark in Vorwärtsrichtung geboostet sind, zeichnen sie sich durch einen kleinen Wert in der Größe  $\tilde{y}$  mit  $\tilde{y} = \sum_{\text{Kalo.Zellen}} (E - P_z)/(E + P_z)$  aus. Die Methode ist in [47] vorgestellt. Physikalisch handelt es sich um den leptonischen Energieübertrag  $y$ , der mit dem Kalorimeter bestimmt wurde. Bei Strahl-Gas-Ereignissen ergibt diese Interpretation natürlich keinen Sinn. Sicherheitshalber wurden Ereignisse, deren  $\tilde{y}$  kleiner als 0.1 gemessen wurde, bei der weiteren Analyse ausgeschlossen. Bei Elektron-Gas-Ereignissen liegt eine elastische Streuung vor, so daß die gestreuten Elektronen hohe Energie aufweisen. Deshalb wurde eine Obergrenze von maximal 20 GeV festgelegt, die ein Elektron im Elektron-Detektor deponieren darf, um nicht als Elektron-Gas-Kandidat verworfen zu werden. Der Verlust an tatsächlichen Photoproduktionsereignissen ist gering, da die Energie von den meisten Photoproduktionselektronen weniger als 20 GeV beträgt. Schließlich wurde noch eine untere Energieschranke von 4 GeV gesetzt, um Aktivitäten, die z.B. durch Synchrotronstrahlung verursacht werden, auszuschließen. Aus technischen Gründen wurden die Schnitte für  $\tilde{y}$  und die Energie im Elektron-Detektor erst im Rahmen der finalen Schnitte, siehe Abschnitt 3.7, angewendet.
- **Hochenergetische Myonen** entstehen ständig in der Atmosphäre durch kosmische Strahlung. Im Prinzip sind derartige Ereignisse aufgrund ihrer charakteristischen Spur durch den gesamten Detektor leicht zu erkennen. Es gibt aber stets Fälle, bei denen das Myon elektromagnetische

Schauer auslöst und so im Kalorimeter Jets vortäuscht. Die Erkennung ist insbesondere bei streifendem Einfall schwierig.

- **Halo-Myonen:** Da die Strahlprotonen kontinuierlich aus ihrem Sollorbit herausdivergieren und mit der Strahlwand kollidieren, wird der Protonstrahl von einem hochenergetischen Teilchenschwarm begleitet, dessen Durchmesser einige Meter beträgt und der z.T. aus Myonen besteht. Diese können im Kalorimeter eine hochenergetische Spur parallel zur Strahlachse hinterlassen, die versehentlich als Jet eingestuft werden kann.
- Es gibt Ereignisse, die stets in den gleichen Kalorimeterzonen hohe Energie aufweisen. Der Effekt ist als „**Kohärentes Rauschen**“ bekannt, womit Störungen in der elektronischen Verstärkung und Signalverarbeitung, die Energie vortäuschen, bezeichnet werden. Die Ursache liegt üblicherweise in elektromagnetischen Streufeldern von Pumpen und Schaltnetzteilen, die im Augenblick der Datenaufzeichnung Ladungen auf den Signalkabeln induzieren.
- **Kurze „Runs“**, die typischerweise weniger als 20 Sekunden andauern, deuten auf eine Fehlfunktion hin, die beim „Run“-Start auftrat. Kurze „Runs“ wurden von der Analyse ausgeschlossen, zumal die enthaltene Luminosität und der damit verbundene Verlust an Genauigkeit vernachlässigbar gering ist.

Es sei angemerkt, daß mittlerweile zahlreiche Programmroutinen existieren, die Untergrundereignisse aus Myonen oder „Kohärentem Rauschen“ sicher erkennen und herausfiltern.

Der Basisdatensatz für Jetstudien liegt damit fest und umfaßt ca. 60000 Ereignisse.

### 3.4 Die Definition von Jets

Ein Jetalgorithmus hat die Aufgabe, eine vorgegebene Anzahl von Vierervektoren, die z.B. auf Kalorimeterzellen zurückzuführen sind, physikalisch motiviert zusammenzufassen und entsprechend kombinierte Vierervektoren, im allgemeinen Jets genannt, als Ergebnis zu liefern. Jets repräsentieren im Idealfall die Vierervektoren von energiereichen Partonen einer harten Streureaktion.

Die Jetalgorithmen unterscheiden sich prinzipiell in der Methode, nach der Vierervektoren zusammengefaßt werden. Die verschiedenen Methoden und ihre Verwendung findet man zusammengefaßt in [50] beschrieben. Grundsätzlich unterscheidet man Algorithmen, die entweder nach der Cluster-Methode oder nach der Kegel-Methode arbeiten. Erstere stammt aus der Tradition der Elektron-Positron-Experimente, letztere wurde speziell für die Hadron-Hadron-Streuung entwickelt. Beide Methoden haben sich jeweils auf diesen Gebieten sehr bewährt. Mit HERA und der Elektron-Proton-Streuung betritt man physikalisches Neuland – auch was den Einsatz von Jetalgorithmen betrifft. Da die Photoproduktion phänomenologisch mehr zur hadronischen Physik gerechnet werden kann, bietet es sich a priori an, den Kegelalgorithmus zu verwenden. Es handelt sich außerdem um ein relativ einfaches und geometrisch-anschauliches Verfahren, so daß sich unverstandene Detektoreinflüsse besser erkennen und analysieren lassen.

In der hier vorliegenden Analyse wurde die Kegelmethode gewählt, siehe [31] bzw. [32], da hierzu einerseits in der Photoproduktion bei HERA die größte experimentelle Erfahrung besteht und andererseits Rechnungen mit dem Kegelalgorithmus für die nächstführende Ordnung in perturbativer QCD existieren.



Die Jetanalyse basiert ausschließlich auf dem Flüssig-Argonkalorimeter von H1. Die Eingabeobjekte für den Kegelalgorithmus sind alle Kalorimeterzellen, deren transversale Energie in einem geometrischen Raster, das von der Rapidität und dem Azimutwinkel  $\Phi$  aufgespannt wird, entsprechend eingetragen wurden. Die Granularität des Rasters betrug  $20 \times 20$ ; die Rapidität ist auf  $\eta = \pm 3$  beschränkt, da bei  $\eta = +3$  die Meßgrenze des Kalorimeters liegt. In diesem Raster sucht der Algorithmus nach Energiemaxima innerhalb eines Kegelradius  $R$ , der durch den Abstand in der  $\eta - \Phi$ -Ebene definiert ist:

$$R = \sqrt{(\Delta\Phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$$

Die für die Analyse entscheidenden Jetgrößen sind der Kegelradius und die minimale transversale Energie  $p_t^{min}$ , ab der ein lokalisiertes Energiemaximum Jet genannt wird. Die genaue Maximierungsmethode folgt dem sogenannten „Snowmass Accord“ und ist in [32] beschrieben; es wurde die entsprechende Implementierung, genannt LUCCELL, aus der H1-Analysebibliothek (H1PHAN Version 1.07/00) benutzt. Die Arbeitsweise des Algorithmus ist anschaulich in den Abbildungen 3.7 und 3.8 demonstriert.

### 3.5 Jetparameter

Die Optimierung einzelner Parameter ist nicht unbedingt a priori gegeben, sondern ergibt sich im Rahmen der Auswertung anhand bestimmter Kriterien wie z.B. Jet-Parton-Korrelationen, Jet-Profilen, statistischen Randbedingungen u.v.m. Die folgende Auflistung faßt die wichtigsten Parameterwerte und Einstellungen zusammen, die in der vorliegenden Untersuchung verwendet worden sind.

- Die vorhandene Luminosität gibt die Anzahl an Jets vor, die bei einem bestimmten  $p_t$  in den Daten gesehen werden. Da das  $p_t$ -Spektrum mit etwa  $p_t^{-5.5}$ , siehe z.B. [4], extrem stark monoton fällt, hängt die Anzahl der gesehenen Jets empfindlich von dem Mindestwert ab. Für die Daten aus der Betriebsperiode 1993 darf das minimale Jet- $p_t$  nicht größer als 8.0 GeV sein, wenn die Statistik für eine Analyse ausreichen soll.
- Die Meßgenauigkeit des H1-Kalorimeters, speziell dessen hadronische Komponente, steigt mit größerer Jet-Energie, siehe Abschnitt 1.3.2. Unter diesem Aspekt sollte die Energie von Jets so hoch wie möglich angesetzt werden, z.B. durch transversale Energie von mehr als 10 GeV. Bei großen Kegelradien und geringem Jet- $p_t$  hat das Rauschen der Kalorimeterzellen bereits einen deutlichen Einfluß: Zu einem Jet mit einem Kegelradius von  $R=1.0$  tragen ca. 4000 Kalorimeterzellen bei, von denen im statistischen Mittel ca. 200 durch positives oder negatives Rauschen nennenswerte Energie erhalten haben<sup>2</sup>. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 67% hebt sich das pos. und neg. Rauschen nicht gegenseitig auf, so daß  $\sqrt{200} \approx 14$  Zellen mit einer jeweiligen mittleren Rauschenergie von ca. 70 MeV zu der Jetenergie beitragen. Alles in allem kann in Einzelfällen eine Energie von maximal 1 bis 2 GeV durch Rauschen der eigentlichen Jet-Energie überlagert sein, was je nach Polarwinkel der Jetachse beim Transversalimpuls des Jets sich bemerkbar macht. Es kommt hinzu, daß das  $p_t$ -Spektrum in der harten Photoproduktion – wie oben bereits erwähnt wurde – ein  $p_t^{-5.5}$ -Verhalten aufweist. Ein kleiner Fehler in der Messung von  $p_t$  macht sich daher sofort stark bemerkbar: eine 5%ige Änderung der  $p_t$ -Messung ergibt eine Änderung in der Rate des  $p_t$ -Spektrums von  $1.05^{5.5} \simeq 30\%$ !

<sup>2</sup>Das Rauschen ist für jede Kalorimeterzelle bezüglich einer individuell definierten Rauschschwelle als positiv oder negativ definiert. Eine Zelle liefert überhaupt einen Energiebeitrag, wenn die Zellenergie drei mal über (oder unterhalb) von diesem Rauschwert liegt.

- Neben technischen Aspekten haben auch physikalische Einflüsse Auswirkungen auf den Meßwert für das Jet- $p_t$  mit entsprechenden Konsequenzen für die Rate. Es konnte gezeigt werden [8], daß Vielfachstreuungen einen erheblichen Einfluß auf den Energiefluß von harten Photoproduktionsereignissen haben. Mit steigendem  $p_t$  nimmt dieser Einfluß ab.
- Für das vorhandene Standard-MC wurde das niederenergetische  $p_t$ -Limit der harten Prozesse, genannt  $\hat{p}_t^{min}$ , auf einen Minimalwert von 2 GeV gesetzt, da ab dieser Grenze perturbative QCD in der Photoproduktion sinnvoll wird. Es zeigt sich, daß bei den gegebenen Selektionsbedingungen und einem Jet-Kegelradius von  $R=1.0$  ein minimales Jet- $p_t$  von 7 GeV verwendet werden muß, damit das zugehörige  $\hat{p}_t^{min}$ -Spektrum gerade oberhalb von 2 GeV beginnt. Mit anderen Worten: durch die begrenzte Auflösung und Effekte, die aus Parton-Schauern resultieren, werden einige Partonen mit sehr geringem  $\hat{p}_t^{min}$  dennoch als Jets mit 7 GeV sichtbar. Die Situation verändert sich, wenn ein kleinerer Kegelradius von  $R=0.7$  angesetzt wird: Das zugehörige  $\hat{p}_t^{min}$ -Spektrum hat dann eine untere Schranke von 4 GeV. Die  $\hat{p}_t^{min}$ -Spektren für die selektierten Ereignisse, die neben allen anderen Schnitten zwei Jets mit mehr als 7 GeV enthalten, kann man den Diagrammen in Abschnitt 4.5.1 entnehmen. Da in dieser Analyse Studien vergleichend mit verschiedenen Kegelradien durchgeführt worden sind, hat es sich als sinnvoll erwiesen, in allen Fällen ein minimales Jet- $p_t$  von 7 GeV zu fordern.
- Ein wichtiger Aspekt der Analyse ist die Messung der Gluondichte und die Diskriminierung zwischen verschiedenen Parametrisierungen der Photonstruktur z.B. in Rapiditätsspektren. Je kleiner das  $p_t$  der harten Prozesse bzw. je geringer das Jet- $p_t$ , desto ausgeprägter ist die Sensitivität. Wie eine Studie mit generierten Ereignissen gezeigt hat, erlaubt die vorhandene Selektion mit einem minimalen Jet- $p_t$  von 8 GeV bereits keine Unterscheidung mehr zwischen der GRV- und der LAC1-Parametrisierung. Dies wird in Abbildung 4.3 demonstriert.
- Die Wahrscheinlichkeit Jets zu finden, steigt mit größerem Kegelradius, da mehr Zellen und damit mehr Energie einbezogen wird, um die  $p_t$ -Schwelle zu überschreiten. Ein kleinerer Radius enthält auf Kosten einer geringeren Statistik weniger Störungen durch Rauschen oder durch andere Untergrundquellen. Die Obergrenze für sinnvolle Jetradien liegt bei 1.0, da aus MC-Studien bekannt ist, daß die Jet-Energie hier in jedem Fall komplett eingesammelt wird. Außerdem schließt ein Jet mit  $R=1$  bereits ca. 10% der Kalorimetergeometrie ein. Eine sinnvolle Wahl ist ein Kegelradius von  $R=0.7$ . Dies hat vor allem theoretische Gründe: Bei Rechnungen in der nächstführenden Ordnung ist die Abhängigkeit von der Renormalisierungsskala bei  $R=0.7$  gerade am geringsten, siehe [53]. Der experimentelle Vorteil liegt in der besseren Selektion, da die Jets stark kollimiert sein müssen, um die  $p_t$ -Schwelle zu überschreiten.

Unter Beachtung aller Einzelaspekte scheint die optimale Analysestrategie darin zu bestehen, ein minimales Jet- $p_t$  von 7 GeV bei einem Kegelradius von  $R=0.7$  zu fordern. Dieses Vorgehen wird außerdem durch die Diskussion der Jet-Profile in dem folgenden Abschnitt bestärkt: die Analysevariante mit kleinem Kegelradius erfordert eine geringere Sockelkorrektur. Zur gegenseitigen Kontrolle der Resultate wird die Analyse zusätzlich mit einem Kegelradius von  $R=1.0$  durchgeführt.

### 3.6 Energiefluß und Jet-Profile

Ehe die Jets zur Ermittlung physikalischer Resultate herangezogen werden, muß die korrekte Arbeitsweise der Algorithmen in Monte Carlo und Daten geprüft werden.

Das in diesem Zusammenhang entscheidende Kriterium bei der Bewertung eines Kegelalgorithmus ist eine in Daten und MC identische Beschreibung des Energieflusses um die jeweilige Jetachse herum. Die Energie außerhalb des Jet-Gebietes, die nicht auf Fragmentation und QCD-Strahlungseffekte der harten Partonen beruht, wird üblicherweise als "underlying event" bezeichnet, siehe [30].

Es hat sich gezeigt, daß das verwendete Monte Carlo Modell bzw. das verwendete Generatorprogramm, das im nächsten Kapitel noch ausführlich beschrieben wird, den Energiefluß und insbesondere auch das "underlying event" nicht richtig beschreibt. Erst die Einbeziehung von Vielfachstreuungen, unter denen man z.B. Streuungen harter Partonen mit Partonen aus dem Rest eines aufgelösten Photons versteht, und die im Rahmen des Monte Carlo Modells optional eingeschaltet werden können, hat zu einer erheblichen Verbesserung der Beschreibung des Energieflusses geführt [8].

Der Energiefluß wird anhand von sog. Jet-Profilen studiert: Jede Jetachse ist Ausgangspunkt für einen Ring und einen Streifen, welche im Kalorimeter definiert werden. Die Breite von Ring und Streifen richtet sich nach der Vorgabe des Kegelradius. Wenn beispielsweise eine Jetachse gerade bei Rapidität  $\eta = +1$  und Azimut  $\Phi = 2\text{rad}$  gefunden wurde, gilt bei einem Kegelradius von 0.7: der zugehörige Streifen liegt im Bereich von  $1.3 < \Phi < 2.7$  bzw.  $\Delta\Phi = 0.7$  und erstreckt sich in Längsrichtung über das gesamte Kalorimeter. Der zugehörige Ring hat eine Breite für die gilt:  $0.3 < \eta < 1.7$  bzw.  $\Delta\eta = 0.7$  und erstreckt sich im Kalorimeter über den gesamten Azimutalwinkel. Für alle Jets wird nun die transversale Energie relativ zur Jetachse im Ring ( $\rightarrow \Delta\Phi$ -Profil) und im Streifen ( $\rightarrow \Delta\eta$ -Profil) aufsummiert und durch die Anzahl aller Jets dividiert.

Da in jedem Ereignis (mindestens) zwei Jets vorlagen, kann man im Azimut den jeweils kleineren und den größeren Öffnungswinkel zwischen den Jets bestimmen. Damit im  $\Delta\Phi$ -Profil der störende Einfluß durch den zweiten Jet ausgeschlossen ist, wurden die  $\Delta\Phi$ -Profile der einzelnen Jets stets so überlagert, daß der jeweils größere Öffnungswinkel im Diagramm auf der linken Seite liegt. Die rechte Seite der  $\Delta\Phi$ -Profildigramme sind bei der nachfolgenden Betrachtung somit nicht relevant.

Um systematische Effekte zu erkennen, die sich von der Detektormitte zur Protonrichtung nach vorne im Detektor zeigen, wurden mehrere Jetprofile in  $\Delta\eta$  und  $\Delta\Phi$  erstellt, je nach Lage der Jetachse in der Rapidität. Die Schrittweite betrug hierbei 0.5 Einheiten in der Rapidität, so daß sich von der Detektormitte ( $\eta = 0.0$ ) bis nach vorn ( $\eta = 2.5$ ) insgesamt fünf Diagrammpaare ergeben. Die Jetprofile sind in Abbildung 3.3 und in Abbildung 3.4 dargestellt.

Beim Studium der Jet-Profile sind wegen der Detektorasymmetrie die  $\Delta\Phi$ -Profile von größerer Relevanz als die  $\Delta\eta$ -Profile, und die Ausläufer außerhalb des Jet-Kerngebietes sind wiederum besonders sensitiv auf den mittleren Energiefluß und das "underlying event".

Die Profile müssen jeweils für beide Selektionsversionen, nämlich Kegelradius 0.7 und Kegelradius 1.0, bewertet werden.

**Kegelradius 1.0:** Wie man anhand der  $\Delta\Phi$  Profile erkennt, zeigen sich in den (linken) Ausläufern außerhalb des Jet-Kerngebietes Abweichungen in Daten und MC, die in der Detektormitte noch nicht auftreten, dann aber nach vorne stetig zunehmen.

**Kegelradius 0.7:** Die Ausläufer in den  $\Delta\Phi$ -Profilen zeigen geringere Unterschiede für Daten und MC als es für den Kegelradius 1.0 der Fall ist.

Der Energiefluß um die Jetachsen herum, bzw. die Beschreibung des "underlying event", ist trotz der Vielfachstreuungen immer noch nicht ideal, insbesondere in der vorderen Detektorregion. Im Rahmen der gegebenen Statistik ist es für das Betriebsjahr 1993 nicht möglich, die Ursachen detailliert zu bestimmen. Deshalb wird ein spezielles phänomenologisches Verfahren eingesetzt, das im vorliegenden

Analysefall die Unterschiede in Abhängigkeit von der Jet-Richtung korrigiert.

Für die weitere Auswertung der transversalen Jet-Energie bedeutet dies eine Annäherung an einen Energiefluß, der die Daten optimal beschreiben würde.

Von der transversalen Energie eines jeden Jets wird ein bestimmter Wert, die sog. Sockelenergie, subtrahiert. Anschließend wird geprüft, ob die transversale Energie noch oberhalb von  $p_t=7\text{GeV}$  liegt. Falls nicht, wird der Jet nicht mehr als solcher gezählt und das Ereignis ggf. verworfen. In allen anderen Fällen werden die Jets mit der reduzierten transversalen Energie in der weiteren Analyse benutzt. Die Werte der Sockelenergie hängen dabei von der Rapidität der Jetachse ab, und es werden für Daten und MC sowie je nach Kegelhradius jeweils unterschiedliche Werte verwendet. Die Subtraktionswerte für den Kegelhradius  $R=1.0$  gehen dabei auf Studien zurück, die in [52] beschrieben werden:

$$E_{t, \text{Sockel}}^{\text{Daten}}(\eta_{\text{Jet}}) = 0.38 - 0.37 \cdot \eta + 0.47 \cdot \eta^2$$

$$E_{t, \text{Sockel}}^{\text{MC}}(\eta_{\text{Jet}}) = 0.35 - 0.28 \cdot \eta + 0.27 \cdot \eta^2$$

Die Energie der Daten- und der MC-Jets wird dabei auf das Niveau der Jet-Profile reduziert, die gerade einem MC ohne Parton-Parton-Vielfachwechselwirkungen entsprechen.

Bei einem kleineren Kegelhradius ergibt sich wegen der strengeren Kollimation der Jets eine einfachere Methode. Nur die transversale Energie der Daten-Jets und damit die entsprechenden Jet-Profile werden in Abhängigkeit von der Richtung der Jetachse geringfügig korrigiert:

$$E_{\text{pedestal}}^{\text{Daten}} = \frac{0.2}{2.5} \cdot \eta$$

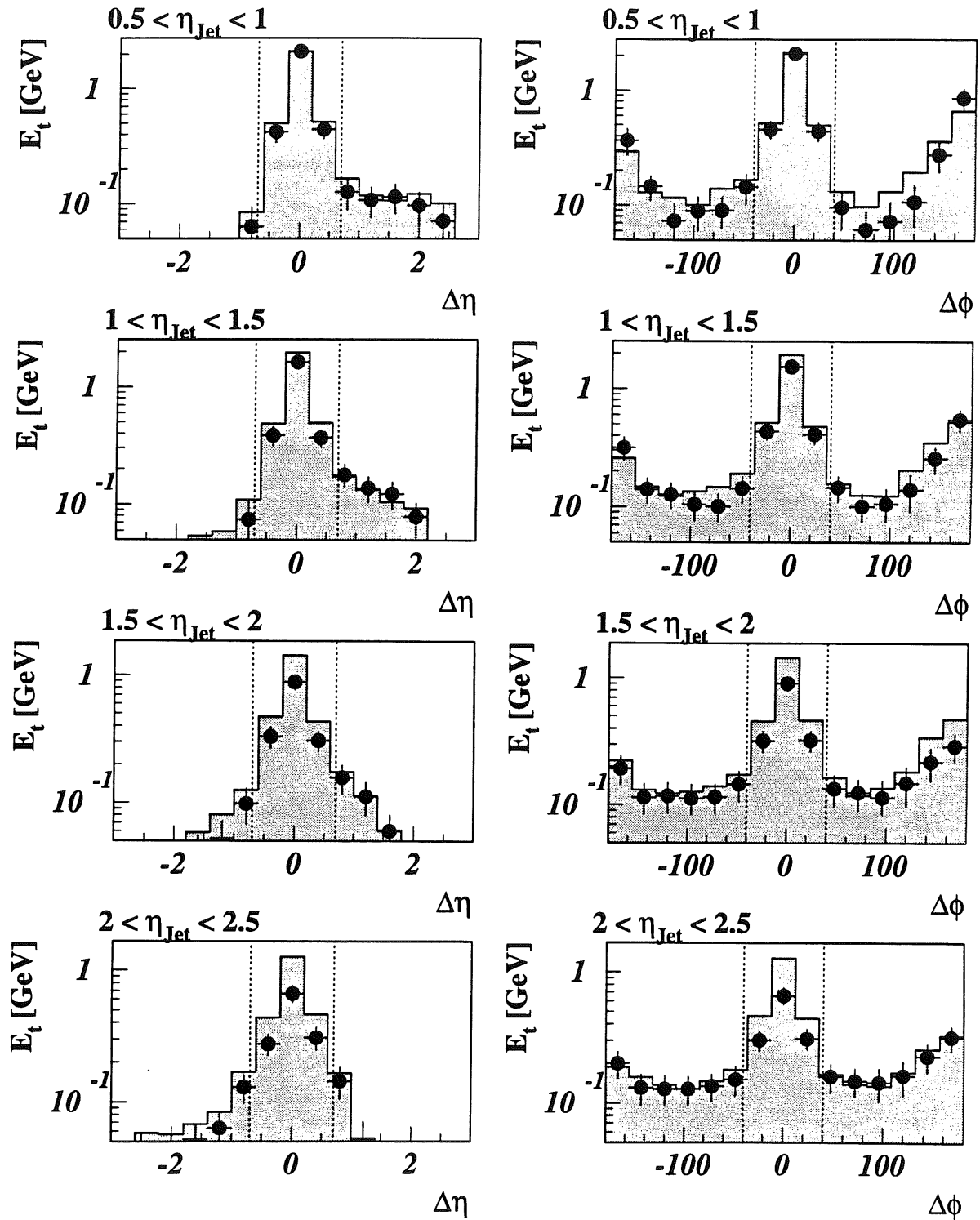
Ohne diese Korrektur erhält man bei Anwendung des im Anhang beschriebenen Entfaltungsverfahrens Kontroll-Diagramme, die zwischen Daten und MC deutliche Abweichungen aufweisen, obwohl die eigentliche Entfaltungsgröße richtig korrigiert wird. Dieses Verhalten kann auf eine physikalisch unzureichende Selektion zurückgeführt werden. Bei Verwendung von Ereignissen, die die entsprechende Sockelkorrektur bei den Jets erfahren haben, zeigen die Kontroll-Diagramme keinen Widerspruch.

### 3.7 Die finalen Schnitte

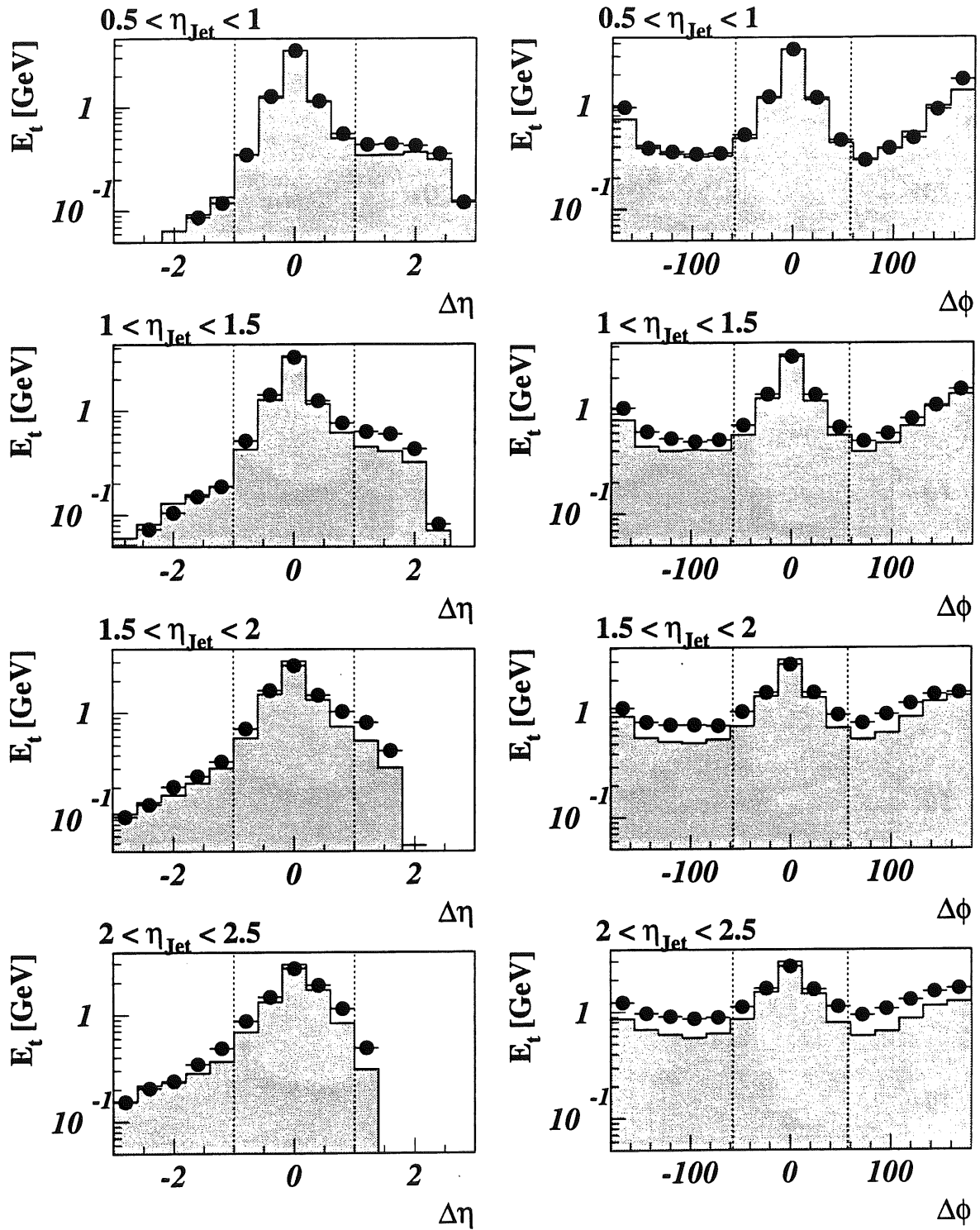
Das Auftreten von Jets ist das wichtigste Selektionskriterium für harte Photoproduktion. Es werden daher nur Ereignisse zugelassen, die im Sinne der zuvor diskutierten Jetdefinition mindestens zwei Jets mit einem jeweiligen minimalen  $p_t$  von  $7\text{GeV}$  aufweisen, nachdem die Sockelenergie subtrahiert worden ist. Außerdem müssen die Ereignisse noch folgenden Schnitten genügen:

- **Rapiditätsbereich:** Die Achse eines Jets muß einen Mindestabstand zum vorderen und hinteren Kalorimeterrand aufweisen, damit die im Jetkegel verteilte Energie vollständig erfaßt wird. Jets bzw. Jetachsen wurden daher nur in einem eingeschränkten Rapiditätsbereich zugelassen:  $2.5 < \eta_{\text{Jetachse}} < 0.0$ . Das Ereignis wird als solches nur akzeptiert, wenn mindestens zwei Jets innerhalb dieser Grenzen liegen.
- **Relativwinkel:** Bei aufgelösten Ereignissen wird der Photonrest bisweilen als eigenständiger Jet in der hinteren Detektorhemisphäre erkannt. Dies haben Monte Carlo Studien gezeigt. Der Photonrest-Jet darf nicht mit einem harten Jet verwechselt werden. Um dies zu vermeiden, wurde gefordert, daß die Achsen der beiden  $p_t$ -stärksten Jets relativ zueinander einen maximalen

## ConeR=0.7, 2 Jets incl.

Abbildung 3.3: Jetprofile in Vorwärtsrichtung für Jets mit Kegelhradius  $R=0.7$

## ConeR=1.0, 2 Jets incl.

Abbildung 3.4: Jetprofile in Vorwärtsrichtung für Jets mit Kegelpadius  $R=1.0$

Abstand in der Rapidität nicht überschreiten dürfen. Dieser Schnitt auf den sog. Relativwinkel ist lorentzinvariant. Es gilt  $\Delta\eta < 1.2$  für Kegelradius  $R=1.0$  und  $\Delta\eta < 1.5$  für Kegelradius  $R=0.7$ .

- **Schauerposition** im Elektron-Detektor: Damit die Energie des aufschauernenden Elektrons im Elektron-Detektor vollständig absorbiert wird, muß das Zentrum des Schauers einen gewissen Mindestabstand vom Rand der ca. 16cm breiten Frontseite des Detektors haben. Hier wurden nur Ereignisse akzeptiert mit  $|x_{pos.}| < 6.5cm$ .
- **Z-Vertex-Position:** Bei Verwendung aller bisherigen Selektionsschnitte erkennt man, daß die Z-Vertex-Verteilung der selektierten Photoproduktionsereignisse eine Normalverteilung ist, die bezogen auf den Detektorursprung zwischen +35cm und -25cm liegt. Ereignisse außerhalb dieses Bereichs sind daher als Ausreißer zu bezeichnen, bei denen es sich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit um Untergründereignisse handelt. Derartige Ausreißer werden daher sicherheitshalber ausgeschlossen.
- **Trigger:** Es werden nur Ereignisse akzeptiert, die von einem Trigger mit bekannter Effizienz ausgelöst und aufgezeichnet worden sind. Dabei handelt es sich um den Photoproduktionstrigger, der ja a priori für Ereigniskandidaten der harten Photoproduktion ausgelegt worden ist. Im nächsten Abschnitt wird beschrieben, wie die Effizienz bestimmt worden ist.

Die Datenselektion kann bei der vorliegenden Statistik nicht strenger gefaßt werden. Insgesamt bleiben 292 Ereignisse (Kegelradius 1.0) bzw. 242 Ereignisse (Kegelradius 0.7) übrig. Der Untergrund ist vernachlässigbar [49].

### 3.8 Triggereffizienz

An dieser Stelle wird die Frage geklärt, welchen Anteil an harten Photoproduktionsereignissen der festverdrahtete Trigger der ersten Stufe registriert hat. Als harte Photoproduktionsereignisse gelten alle Ereignisse, die die kompletten Selektionsbedingungen erfüllen. Entscheidend ist für die Bestimmung der Triggereffizienz, daß der in Abschnitt 3.1 beschriebene Photoproduktionstrigger noch nicht explizit als Selektionsbedingung gefordert worden ist.

Die selektierten Ereignisse wurden aufgezeichnet, weil der Photoproduktionstrigger oder ein ganz anderer physikalischer Trigger angesprochen hat. Selektierte Ereignisse, die durch andere Trigger ausgelöst wurden, gelten nach der Selektion ebenso wie die mit dem speziellen Photoproduktionstrigger aufgezeichneten Ereignisse als Kandidaten für harte Photoproduktion. Die Frage ist nun, mit welcher Wahrscheinlichkeit der spezielle Photoproduktionstrigger ein Ereignis erkannt hat, das später die Selektion übersteht. Da diese Wahrscheinlichkeit für Ereignisse mit dem speziellen Photoproduktionstrigger sinnvoll berechnet werden konnte, nicht jedoch für andere Trigger, werden durch einem Schnitt alle Ereignisse ausgeschlossen, die durch einen anderen als den Photoproduktionstrigger aufgezeichnet wurden.

Die Berechnung der Effizienz erfolgt ausschließlich mit Daten. Es wird ausgenutzt, daß das Trigger-element, das aus der Koinzidenz von Elektron-Detektor und Proportionalkammersignal („etag\*t0“ genannt) zusammengesetzt ist, ebenfalls als physikalischer Subtrigger zur Verfügung steht. Allerdings wird hier nur jedes fünfte Ereignis aufgezeichnet, da sonst der „etag\*t0“ Subtrigger die anderen physikalischen Trigger zu sehr dominieren würde.

Bei der Ermittlung der Triggereffizienz darf man voraussetzen, daß das  $\text{etag}^*t_0$  Triggerelement eine Effizienz von 100% besitzt: Jedes Elektron, das den Elektron-Detektor trifft und dabei mehr als 4 GeV Energie deponiert, hat auch das entsprechende Triggerelement ausgelöst, [48]. Die Frage nach der Effizienz konzentriert sich daher auf den schnellen Spurtrigger DC- $r\phi$ .

Es werden nun von allen selektierten Ereignissen nur diejenigen betrachtet, bei denen insbesondere der „ $\text{etag}^*t_0$ “ Trigger ausgelöst wurde. Diese Ereignisse gelten als 100%-Referenz, da der „ $\text{etag}^*t_0$ “ Subtrigger eine Effizienz von 100% besitzt. Die Ereignisse, die zusätzlich auch durch den speziellen Photoproduktionstrigger, der den Spurtrigger DC- $r\phi$  beinhaltet, ausgelöst wurden, definieren die Effizienz:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{etag}^*t_0}}{N_{\text{etag}^*t_0 * \text{DC-}r\phi}}$$

Der Wert wurde global zu  $94.7\% \pm 1\%$  (Kegelradius 0.7) bzw.  $96.1\% \pm 1\%$  (Kegelradius 1.0) bestimmt. In Abbildung 3.5 ist in der  $p_t$ - $\eta$ -Ebene die Verteilung der Jets aller selektierten Ereignisse dargestellt. Es ist zu erkennen, daß das Verhältnis der Ereignisse ohne Spurtrigger zu denen mit Spurtrigger weitgehend konstant ist, was die Verwendung einer globalen Triggereffizienz begründet.

Der Photoproduktionstrigger hat somit sehr effizient gearbeitet, da mit ca. 95% die allermeisten der Jet-Jet-Ereignisse mit diesem Trigger selektiert worden sind.

Alle verbleibenden Ereignisse können nun mit den MC-Ereignissen verglichen werden, wenn die Triggereffizienz als globaler Gewichtungsfaktor für die MC-Ereignisse berücksichtigt wird.

### 3.9 Jets im H1-Detektor

Die Beschreibung der Selektion schließt mit der Diskussion von zwei harten Photoproduktionsereignissen, die alle Selektionskriterien erfüllen, siehe Abbildung 3.6.

Beim ersten Ereignis handelt es sich um einen Kandidaten für einen direkten Prozeß, da neben den zwei harten Jets keine weitere Energie im hinteren Detektorbereich deponiert worden ist, wie man es andererseits bei aufgelösten Prozessen aufgrund des Photonrestes erwarten würde. Es besteht natürlich die grundsätzliche Möglichkeit, daß der Photonrest nur einen geringen Transversalimpuls besaß und im Bereich der hinteren Strahlröhre ungesehen den Detektor verlassen hat. Die Berechnung von  $x_\gamma$  aus den beiden harten Jets hat aber einen entsprechend hohen Wert, nämlich  $x_\gamma > 0.8$ , ergeben, was die Interpretation als direkten Prozeß nahelegt.

Im Gegensatz zu dem Ereigniskandidaten der direkten Photoproduktion zeigt das andere Ereignis zusätzliche kalorimetrische Aktivität besonders im hinteren Detektorbereich, was für aufgelöste Photoproduktionsereignisse aufgrund des Photonrestes zu erwarten ist. Ebenfalls typisch sind die stark in Vorwärtsrichtung gestreuten Jets. Bei aufgelöster Photoproduktion teilt sich die Energie des Photons auf den Photonrest und den harten Prozeß auf, so daß der harte Prozeß stärker in Protonrichtung geboostet wird. Entsprechend ergab die Berechnung von  $x_\gamma$  einen Wert unterhalb von 0.2, wo vornehmlich die Gluonen des aufgelösten Photons zum harten Prozeß beitragen.

In Abbildung 3.7 und 3.8 ist für die zwei mustergültigen Ereignisse demonstriert, wie die Jetsuche mit dem Kegelalgorithmus, hier für den Kegelradius  $R=0.7$ , funktioniert. Die lokalen Maxima der transversalen Energie in der  $\eta - \Phi$ -Ebene werden erkannt und als Jets mit  $p_t > 7.0$  GeV identifiziert. Die Jets des direkten Ereignisses liegen im Bereich des zentralen Kalorimeters. Außerhalb des Kegelbereiches der beiden Jets findet man nur wenige Energiefragmente mit geringem Wert. Bei dem Ereignis



der aufgelösten Photoproduktion erkennt man hingegen, daß durch den Photonrest vielmehr Energie im Kalorimeter verteilt worden ist. In der rückwertigen Region gibt es einen Bereich, wo transversale Energie sehr gebündelt auftritt, ohne jedoch den Schwellenwert von  $p_t > 7.0$  GeV zu überschreiten. Der mutmaßliche Photonrest wird daher nicht als dritter Jet identifiziert. Dies bedeutet aber keine Einschränkung, da nur die Kinematik der beiden harten Jets physikalisch ausgewertet wird.

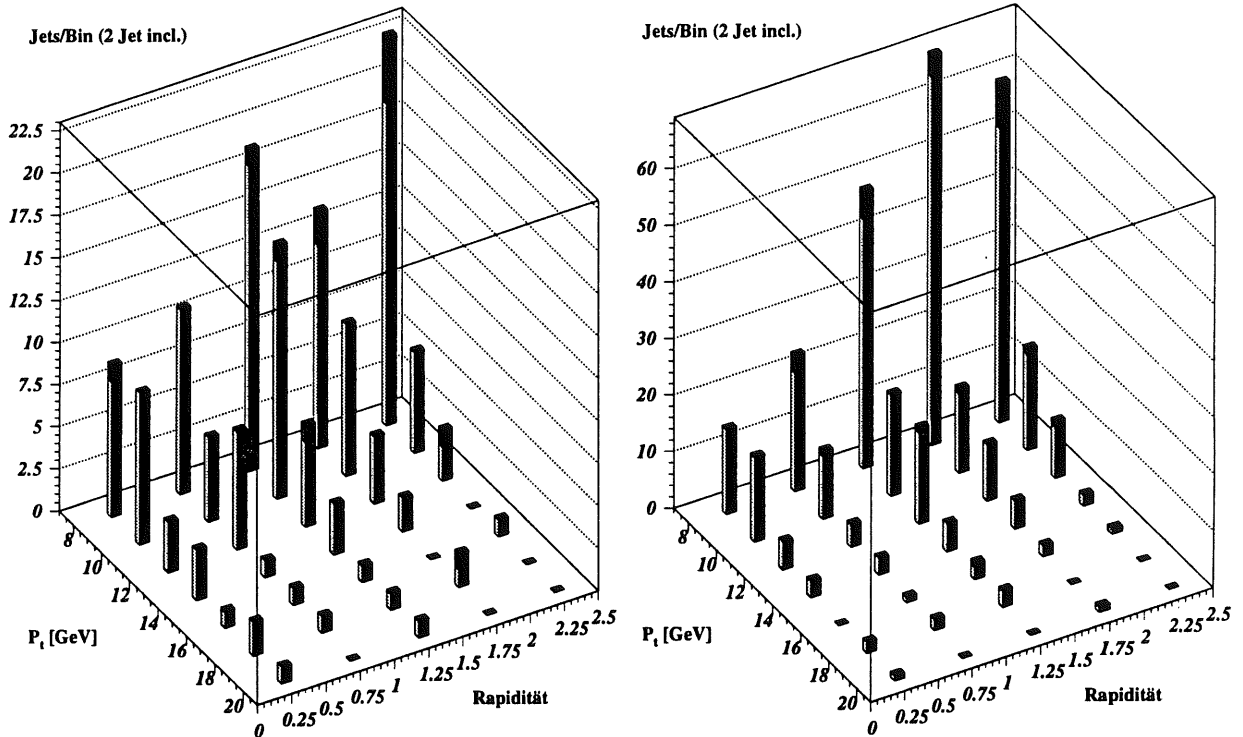


Abbildung 3.5: Triggereffizienz von Jet-Jet-Ereignissen in der  $p_t$ - $\eta$ -Ebene; auf der linken Seite für die Selektion mit Kegelhadius 0.7; rechts für die Selektion mit Kegelhadius 1.0. Die dunklen Spitzen der Ereignissäulen weisen denjenigen Anteil aller Ereignisse in dem jeweiligen Bin aus, die nicht getriggert worden sind.

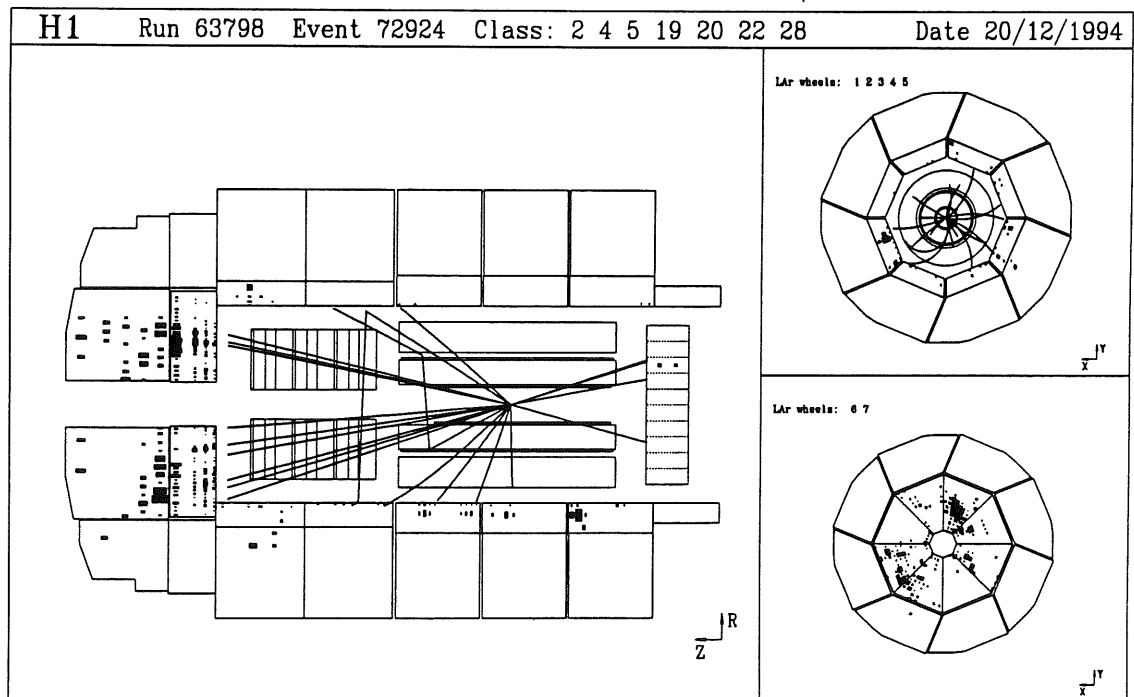
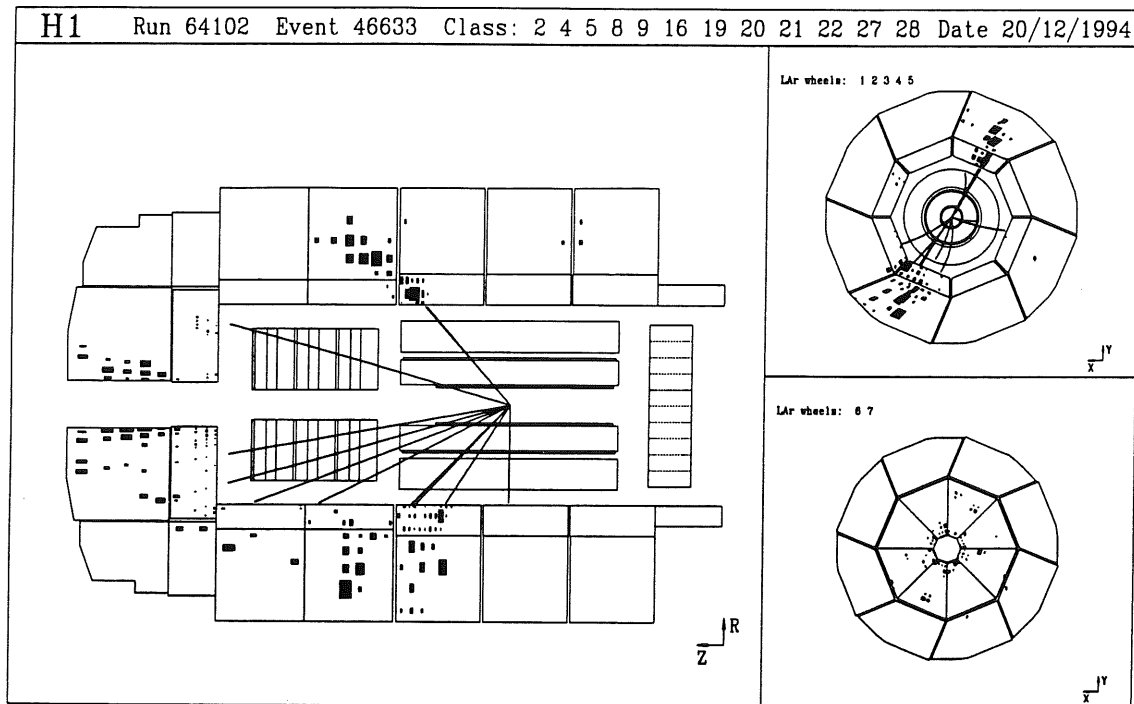
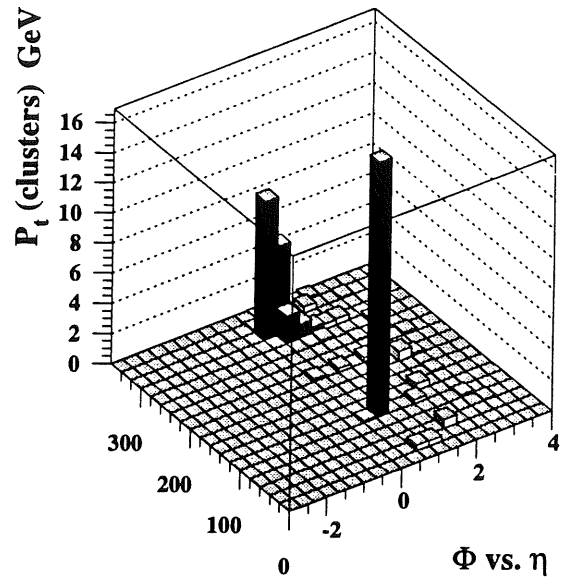
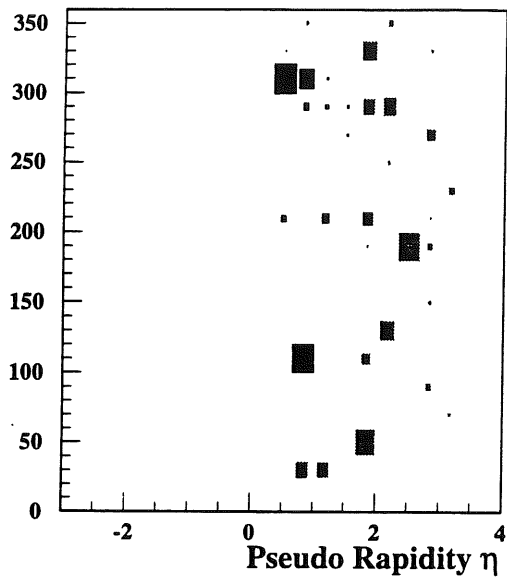
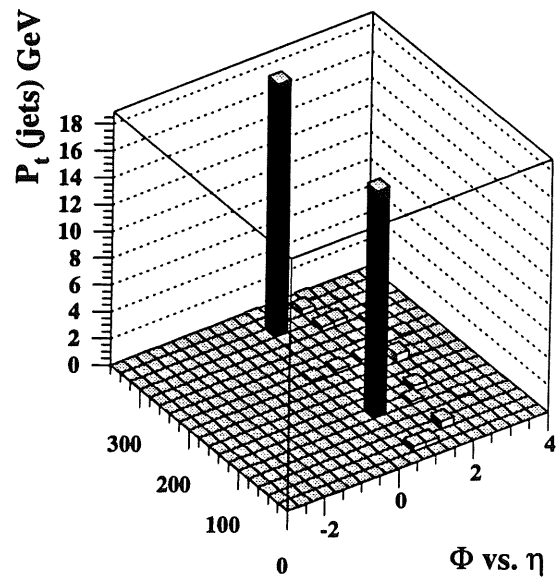
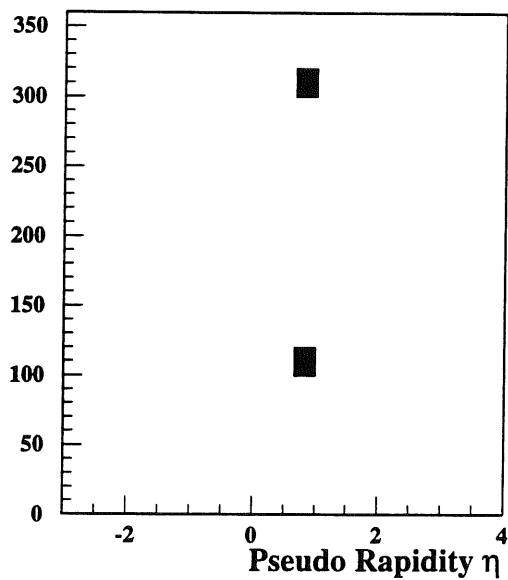


Abbildung 3.6: Zwei typische Ereignisse der harten Photoproduktion, jeweils ein typischer Kandidat für einen direkten (oberes Bild) und einen aufgelösten Prozeß (unteres Bild).

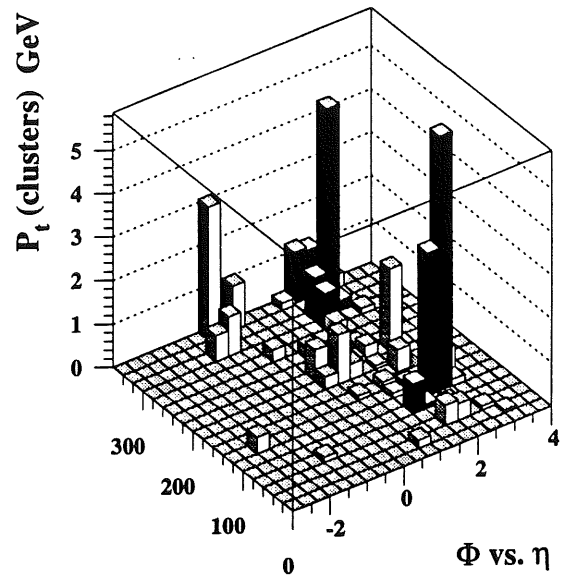
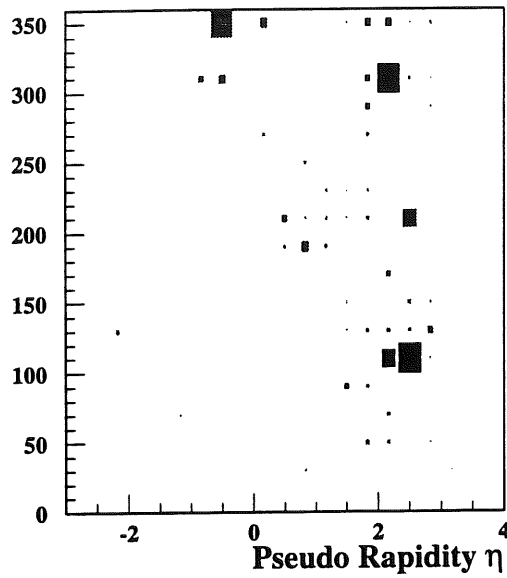
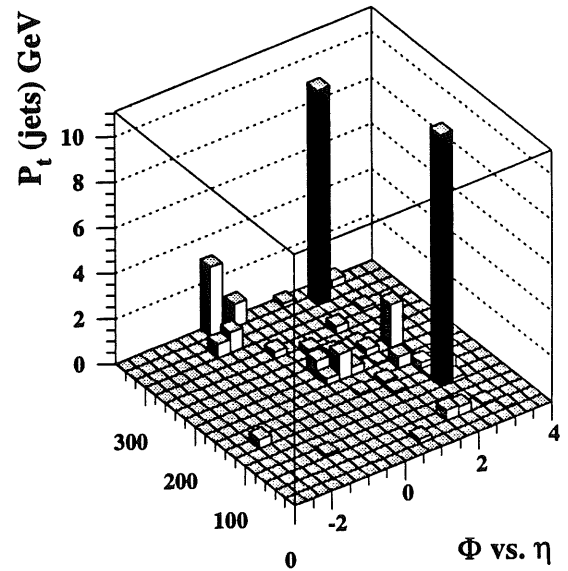
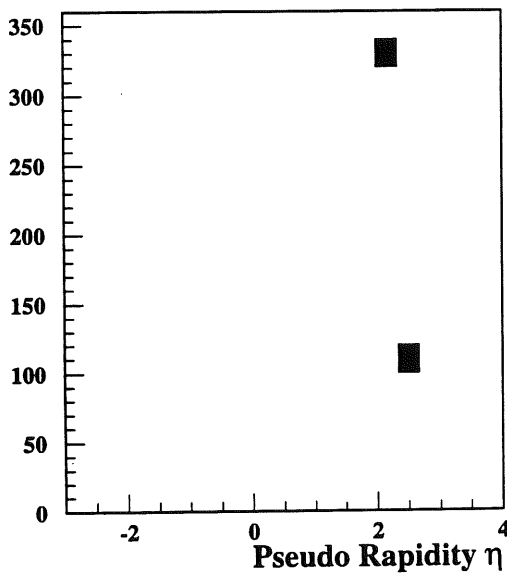
Azimuth  $\Phi$ Azimuth  $\Phi$ 

H1 Jet View

Run=64102

Event=46633

Abbildung 3.7: Demonstration der Jetsuche; die Auswertung ergab  $x_\gamma > 0.8$ . Damit handelt es sich um einen Kandidaten für direkte Photoproduktion.

Azimuth  $\Phi$ Azimuth  $\Phi$ 

H1 Jet View

Run=63798

Event=72924

angleangle

Abbildung 3.8: Demonstration der Jetsuche; die Auswertung ergab  $x_\gamma < 0.2$ . Damit handelt es sich um einen Kandidaten für aufgelöste Photoproduktion. Die transversale Energie des lokalen Energiemaximums im hinteren Detektorbereich liegt unterhalb der minimalen  $p_t$ -Schwelle von 7.0 GeV und wird daher nicht als ein weiterer Jet erkannt.

## Kapitel 4

# Monte-Carlo-Simulationen

In der Hochenergiephysik werden üblicherweise Monte-Carlo-Methoden zur Beschreibung von Streureaktionen verwendet. Dieser Anspruch wird im Rahmen eines phänomenologischen Modells realisiert, das teils auf exakten Rechnungen basiert, teils approximative Methoden verwendet und für noch nicht erforschte Bereiche hypothetische Annahmen einsetzt. A priori hofft man, daß die generierten und simulierten Ereignisse die Realität in der Messung gut beschreiben werden.

Ein Ziel ist es, mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation technische Detektoreffekte von physikalischen Effekten zu unterscheiden. Dies setzt eine möglichst genaue Detektorsimulation voraus. Andererseits bieten Monte-Carlo Ereignisse die Möglichkeit, die Abbildung von der physikalischen Reaktion zu den selektierten Ereignissen zu studieren und damit Entfaltungsaufgaben zu lösen. Hierzu bedarf es vor allem einer hohen Statistik. Bei Beschränkungen der Rechenzeit ist daher eine schnelle Detektorsimulation gegenüber einer langsamen und sehr detaillierten Simulation vorzuziehen.

Die Monte-Carlo-Sätze, die im Rahmen der Analyse vorliegen, sind diesbezüglich eine Kompromißlösung und wurden mit eher kleiner Statistik, aber exakter Simulation erstellt. Die Statistik ist aber immer noch hinreichend für das in Kapitel 6 durchgeführte Entfaltungsverfahren.

Ein umfangreiches Monte-Carlo-System stellt PYTHIA [17] in Verbindung mit JETSET [18] dar, das zahlreiche Optionen bietet, um physikalische Streureaktionen zu generieren. Die speziellen Einstellungen zur Erzeugung von direkten und aufgelösten Prozessen der harten Photoproduktion sind im folgenden erläutert. Die generierten Ereignisse wurden mit dem detaillierten Simulationsprogramm für den H1-Detektor, das auf dem GEANT-Paket [22] basiert, prozessiert und mit demselben Programm rekonstruiert, das auch für die Daten verwendet worden ist. Die Ereignisse sind schließlich den gleichen Selektions-, Filter- und Analysebedingungen unterzogen worden wie auch die Daten. Der große Rechenzeitaufwand bei der Simulation verhindert die flexible Verwendung von verschiedenen MC-Sätzen, und man ist daher auf wenige festgelegte MC-Produktionen angewiesen.

In den beiden nächsten Abschnitten werden die physikalischen und technischen Einstellungen zweier Produktionen erläutert, soweit diese im Hinblick auf die Photoproduktionsanalyse von Bedeutung sind.

Außerdem werden die MC-Verteilungen bzw. die Modellverteilungen, die in Kapitel 6 für die Entfaltung benötigt werden, vorgestellt.

## 4.1 Standard Monte-Carlo-Datensatz

Das sogenannte Standard-MC ist die Basis für alle MC-Studien in der vorliegenden Untersuchung. Daher werden hier die entsprechenden Einstellungen diskutiert:

- Die Abstrahlung eines Photons vom Elektron ist ein rein elektrodynamischer Prozeß, der durch die Weizsäcker-Williams-Approximation [15] beschrieben wird. Innerhalb von PYTHIA [17], Version 5.6, wird das Photon zwar kinematisch richtig behandelt, nicht jedoch das Elektron. Da das gestreute Elektron aber experimentell beobachtet werden kann und dies einen wichtigen Aspekt in der H1-Photoproduktionsanalyse darstellt, wurde eine spezielle Lösung entwickelt. Die Photonabstrahlung und Elektronstreuung wird komplett von einem eigenständigen Generatorprogramm, genannt H1IJRAY [16], behandelt. Die Vierervektoren des Photons und des Protons werden an PYTHIA übergeben, das im  $\gamma p$ -Modus betrieben wurde und die eigentliche Generierung des Ereignisses vornimmt. Da die Datenselektion vollständig auf Ereignissen beruht, bei denen das Elektron im Elektron-Detektor nachgewiesen worden ist, wurden mit IJRAY grundsätzlich nur Ereignisse in dem Phasenraumbereich  $0.25 < y < 0.7$  generiert, da nur hier die Akzeptanz des Elektron-Detektors von Null verschieden ist.
- PYTHIA verwendet als Ausgangspunkt für die Generierung die für die direkte und aufgelöste Photoproduktion relevanten Matrixelemente in führender Ordnung [46]. Ebenfalls in führender Ordnung wurden die Strukturfunktionen des Photons und des Protons, in beiden Fällen die Parametrisierung nach Glück, Reya und Vogt (GRV), verwendet, [44], [43]. Die Parametrisierungen wurden einer speziellen Programmbibliothek, der PDFLIB [21], entnommen. Als QCD-Skala wurde jeweils  $p_t^2$  eingesetzt. Die Anzahl der Flavours betrug vier, und mit  $\lambda_{QCD} = 200 MeV$  wurde für die Matrixelemente der gleiche Wert wie bei den parametrisierten Proton- und Photon-Strukturfunktionen verwendet.
- Da Effekte der höheren Ordnung den Energiefluß eines Ereignisses bzw. der Jets beeinflussen, wird eine entsprechende Simulation der höheren Ordnung, die JETSET [18] in Form von zusätzlicher Partonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand bietet, verwendet. Auf diese Weise verhält sich der Energiefluß bei jedem Ereignis so, wie man es aufgrund der Gluonabstrahlung in den höheren Ordnungen erwartet. Die in führender Ordnung berechneten Wirkungsquerschnitte ändern sich dabei nicht. Abschließend wird nach dem LUND-Modell im JETSET-Programmpaket Fragmentation und Hadronisierung durchgeführt, siehe [19].
- Bei aufgelösten Ereignissen existiert die Modellannahme, daß zusätzliche Streureaktionen zwischen den Partonen des Photon-Restes, den Partonen des Proton-Restes und den Partonen aus dem harten Prozeß auftreten. Diese Modellvorstellung ist aus Proton-Proton-Kollisionen bekannt. Die Beschreibung erfolgt in Anlehnung an QCD-Strahlungseffekte und Fragmentationseffekte, siehe dazu [20]. Hier wurden solche Vielfachstreuungen im Rahmen von PYTHIA mit Standardparametern generiert, was letztlich zu einer erheblich besseren Beschreibung des Energieflusses bei den Daten führte [8].
- Da die Streuquerschnitte für kleine Transversalimpulse des harten Prozesses divergieren, muß eine untere Grenze,  $\hat{p}_t^{min}$  genannt, festgelegt werden, die aus zwei Gründen so groß wie möglich gesetzt werden sollte: 1) Bei kleinen  $\hat{p}_t^{min}$  kommt man zunehmend in eine kinematische Region, in der perturbative QCD physikalisch nicht mehr definiert ist und die Vielfachstreuungen in der

verwendeten PYTHIA-Version nicht richtig beschrieben werden. 2) Es gibt bei kleinen  $\hat{p}_t^{min}$  bereits dramatisch hohe Anteile von weichen Photoproduktionsprozessen, die PYTHIA automatisch mitgeneriert und die bei der Analyse harter Photoproduktionsereignisse nicht benötigt werden. Da andererseits durch den Schnitt in  $\hat{p}_t^{min}$  die kinematischen Verteilungen am Grenzwert verfälscht sind, müssen die späteren Analyseschnitte und insbesondere das minimale Jet- $p_t$  so groß gewählt sein, daß das partonische  $\hat{p}_t^{min}$ -Spektrum der selektierten MC Ereignisse eine klare niederenergetische Grenze oberhalb vom  $\hat{p}_t^{min}$  besitzt. Dies erfordert einen möglichst kleinen  $\hat{p}_t^{min}$ -Wert, da das Jet- $p_t$  wegen der begrenzten Statistik in den Daten nicht beliebig hoch gewählt werden kann. Im Standard MC-Satz wurde  $\hat{p}_t^{min}=2\text{GeV}$  gesetzt.

- Bei einem so niedrigen Wert für  $\hat{p}_t^{min}$  ist klar, daß PYTHIA nur relativ wenig harte Ereignisse produziert, während die allermeisten Ereignisse (aufgelöste Prozesse und weiche Streureaktionen) in einem kinematischen Bereich in der Nähe von  $\hat{p}_t^{min}$  generiert werden. Solche Ereignisse werden in der späteren Analyse nur vereinzelt beitragen. Um die aufwendige Simulation von Ereignissen, die bei der Analyse in ihrer Gesamtheit nur geringen Einfluß nehmen, zu reduzieren, wird eine Gewichtsfunktion verwendet, die eine Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von  $\hat{p}_t^{min}$  vorgibt, mit der die Ereignisse simuliert bzw. verworfen werden. Jedes selektierte Ereignis erhält als Gewicht den Kehrwert der Wahrscheinlichkeit und repräsentiert somit im statistischen Mittel auch die verworfenen Ereignisse. Bei zu starker Gewichtung über einen großen  $p_t$  Bereich kann die statistische Relevanz durch große Gewichte bzw. durch große Streuung der Gewichte gemäß der Formel<sup>1</sup>

$$N_{wahr} = \frac{\left(\sum_{i=1}^N w_i\right)^2}{\sum_{i=1}^N w_i^2}$$

stark beeinträchtigt sein.  $N$  bezeichnet dabei die Anzahl aller Ereignisse,  $N_{wahr}$  die statistisch relevanten Ereignisse. Daher wurde hier nur eine mäßige Gewichtung vorgenommen: Bei einem exponentiellen Verlauf liefert die Gewichtsfunktion ein maximales Gewicht von  $w=10$  an der Stelle  $\hat{p}_t^{min}=2$  GeV und einen Wert von  $w=1$  an der Stelle  $p_t=4$  GeV; oberhalb von  $p_t=4$  GeV kommt man ohne Gewichtung aus, und es gilt  $w=1$ .

Die technische Produktion der Monte-Carlo-Ereignisse erfolgte in drei Schritten, da PYTHIA jeweils verschiedene Matrixelemente getrennt für aufgelöste und direkte Photoproduktion verwendet und im letzteren Fall noch nach leichten und schweren Quarks im Endzustand unterscheidet:

| Ereignisklasse                          | integr. Luminosität |
|---|---------------------|
| Aufgelöste Ereignisse                   | 588 $nb^{-1}$       |
| direkte Ereignisse (nur leichte Quarks) | 744 $nb^{-1}$       |
| direkte Ereignisse (Charm Quarks)       | 1235 $nb^{-1}$      |

Die meiste Rechenzeit erforderte die Generierung und Simulation der aufgelösten Ereignisse, da deren Wirkungsquerschnitt bei kleinen  $\hat{p}_t^{min}$ -Werten stark ansteigt.

<sup>1</sup>Im Prinzip wird hier der mittlere Fehler des Mittelwertes bestimmt, wobei das Gewicht als individueller Fehler der Einzelmessung interpretiert wird.

## 4.2 Die Produktion mit hohem $\hat{p}_t^{min}$ -Wert

Die Statistik des Standard-MC ist ca. doppelt so groß wie die Statistik in den Daten und damit ausreichend, um die Entfaltung der Daten durchzuführen. Für zusätzliche Studien, die statistisch unabhängige Monte-Carlo-Ereignisse als Datenersatz erfordern, müssen neben dem Standard-MC weitere MC-Ereignisse generiert werden. Hier wird daher eine kleinere, zusätzliche Produktion vorgestellt, die in Hinblick auf einen kleinen Kegelparadius als Jetparameter und möglichst große Luminosität erstellt wurde.

Die Produktion beschränkt sich auf die Generierung von aufgelösten Prozessen, da die Analyse der Photonstruktur ja insbesondere auf diese Ereignisse abzielt und die MC-Statistik für die direkten Ereignisse bereits hinreichend hoch ist.

Da das MC zur Analyse von Ereignissen mit im Elektron-Detektor nachgewiesenen Elektronen vorgesehen war, wurde in IJRAY der Energieübertrag  $y$  entsprechend den experimentellen Bedingungen wie beim Standard-MC auf den Bereich  $0.25 < y < 0.7$  festgelegt. Auch bei PYTHIA wurden die gleichen physikalischen Einstellungen wie für das Standard-Monte-Carlo verwendet. Alle anderen Unterschiede bestehen in folgenden Bedingungen:

Um so wenige Ereignisse wie möglich zu simulieren, bestand die Notwendigkeit, effektive Schnitte in den generierten Ereignissen so zu bestimmen, daß gerade die Ereignisse, die die Analyseschnitte überleben, nicht betroffen sind. Im Standard-MC wurden dazu Ereignisse selektiert, die allen Analyseschnitten genügen (siehe 3.7) und insbesondere mindestens zwei Jets mit einem kleinen Kegelparadius von  $R=0.7$  aufweisen. In Abbildung 4.1 erkennt man in dem linken und mittleren Diagramm, wie das  $\hat{p}_t^{min}$ -Spektrum und das  $p_t$ -Spektrum der selektierten Ereignisse sich im Vergleich zu allen Ereignissen verhält. Wie man sofort sieht, kann z.B. das  $\hat{p}_t^{min}$  auf 4 GeV gesetzt werden und erübrigt damit gleich die Simulation von mehreren zehntausend Ereignissen. Ähnlich verhält es sich für das  $E_t^{Hadr.}$  bei einem Schnitt von 16 GeV. Bei gegebenem  $\hat{p}_t^{min}$ -Schnitt werden durch den  $E_t^{Hadr.}$ -Schnitt zusätzlich fast 40% der generierten Ereignisse verworfen. Studien mit anderen MC-Eigenschaften, wie z.B.  $\hat{s}$ , der Schwerpunktsenergie des harten Prozesses, lieferten keine weiteren Verbesserungen.

Es bleibt zu erwähnen, daß die Schnitte in  $\hat{p}_t^{min}$  und  $E_t^{Hadr.}$  mit 4 GeV bzw. 16 GeV so gesetzt worden sind, daß der Fehler in den Verteilungen der selektierten MC-Ereignisse weniger als 3% beträgt. Gleichzeitig konnte die MC-Effizienz, definiert durch den Quotienten der selektierten Ereignisse zu den generierten Ereignissen, erheblich gesteigert werden.

Eine weitere Effizienzsteigerung ergab sich durch die Verwendung einer moderaten Gewichtung. Ähnlich wie im Standard-MC wurde eine Exponentialfunktion gewählt, die bei  $\hat{p}_t^{min}=4$  GeV ein maximales Gewicht von 10 liefert und ab  $\hat{p}_t^{min}=4$  GeV das Gewicht auf 1 setzt, siehe rechtes Diagramm in Abbildung 4.1.

Während der Simulation konnte die Effizienz nochmals um ca. 50% gesteigert werden, indem zunächst geprüft wurde, ob das gestreute Elektron den Elektron-Detektor trifft. Nur in diesem Fall wurde das Ereignis komplett simuliert; das Verfahren wird im Jargon üblicherweise die  $\gamma$ - $p$  Turbo-Simulation genannt.

Vorgabe war, eine Luminosität von ca.  $1.5pb^{-1}$  zu generieren, was mehr als der dreifachen Daten-Luminosität entspricht. Da der Wirkungsquerschnitt, der für einen bestimmten  $y$ -Bereich in IJRAY und ein fixiertes  $\hat{p}_t^{min}$  von PYTHIA berechnet wird,  $104000pb$  beträgt, konnte das Ziel mit 160000



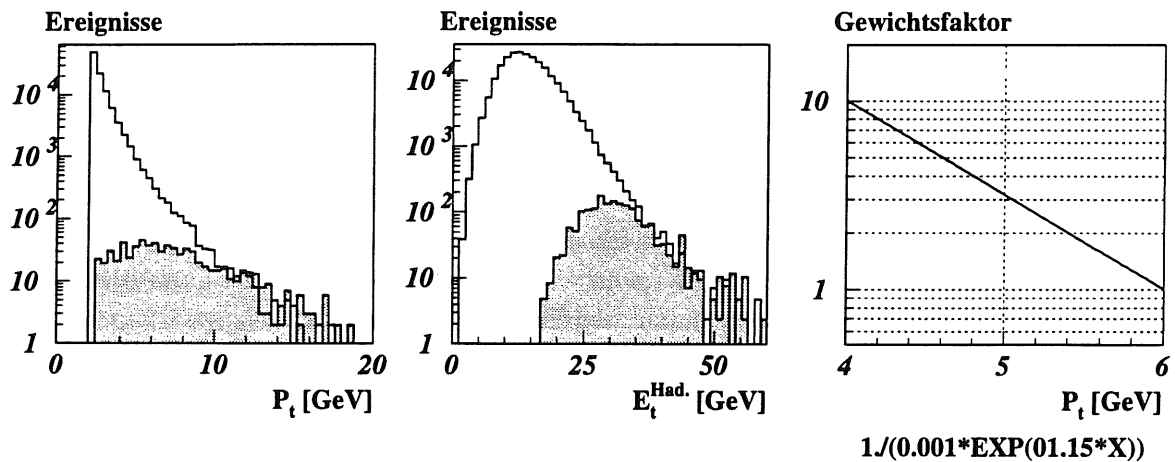


Abbildung 4.1: Die Effizienzsteigerung bei Anwendung von Schnitten in  $p_t$ ,  $E_t^{Had.}$  und einer Gewichtsfunktion. Die nicht-unterlegten Histogramme zeigen die mit dem Standard-MC generierten  $p_t$  und  $E_t^{Had.}$  Verteilungen der Ereignisse. Nach allen Schnitten ergeben die selektierten Ereignisse die grauunterlegten Histogramme. Daraus kann man ableiten, daß mit den gewählten Selektionsschnitten (insbes. Kegelradius 0.7) eine entsprechende MC-Produktion mit einem  $\hat{p}_t^{min}$ -Schnitt von z.B. 4 GeV die Generierung vieler Ereignisse erübrigt, ohne daß die Verteilung der selektierten Ereignisse unzulässigerweise abgeschnitten würde.

Die Gewichtsfunktion hat in  $\hat{p}_t^{min}$  zwischen 4 und 6 GeV einen exponentiellen Verlauf.

generierten Ereignissen erreicht werden. Der exakte Wert der Luminosität beträgt somit:

$$\mathcal{L} = \frac{160000}{104000pb \cdot 1.6} = 0.96pb^{-1}$$

Der nachträgliche Schnitt in der  $E_t^{Hadr.}$ -Dimension bedeutet eine Reduktion des Wirkungsquerschnittes um den Faktor 1.6, der zusätzlich zu berücksichtigen ist.

Alles in allem mußten durch den Schnitt in  $E_t^{Hadr.}$ , die Gewichtung und die Turbo-Simulation letztlich nur ca. 20000 analyserelevante Ereignisse simuliert und analysiert werden. Am Ende bleiben ca. 1500 MC Ereignisse übrig, die alle Selektionsbedingungen erfüllen.

### 4.3 Kompatibilität

Abbildung 4.2 zeigt, daß beide Monte Carlo Produktionen nach allen Analyseschritten im Rahmen der statistischen Genauigkeit miteinander kompatibel sind. Nur wenn die MC Sätze statistisch austauschbar sind, kann später an die Stelle der eigentlichen Daten ein MC treten, um so die Sensitivität der Analyse zu überprüfen. Dieser Test wird in Abschnitt 6.5 beschrieben. Die Selektion erfolgte mit Kegelhradius  $R=0.7$ , da die Produktion durch den  $\hat{p}_t^{min}$ -Wert von 4 GeV gerade auf den kleineren Kegelhradius ausgelegt ist. Man erkennt sofort, daß die MC-Sätze statistisch austauschbar sind. Geringfügige systematische Abweichungen sind allerdings nicht auszuschließen, da entsprechend den Generatorschnitten bis zu 3% Abweichungen in dieser Produktion zugelassen worden sind. Im Einzelnen beziehen sich die Diagrammreihen auf:

- Energiemessung im Kalorimeter
- Energiemessung mit dem Elektron-Detektor
- Repräsentation des harten Prozesses (HO-Effekte)
- Sensitivität auf Parton-Abstrahlung
- Inklusive Jetspektren  $p_t$ ,  $\eta$  sowie  $x_\gamma$

### 4.4 Die generierten Eigenschaften

Wie in Kapitel 6 gezeigt wird, bestehen die physikalischen Ziele in der (dateninduzierten) Korrektur der Modelleigenschaften, die in Form von differentiellen Verteilungen vorliegen. Bei diesen Spektren handelt es sich um das inklusive Rapiditätsspektrum, das inklusive  $p_t$ -Spektrum und die Gluondichte im Photon, welche entsprechend aus der PDFLIB extrahiert werden.

In Abbildung 4.3 sind die inklusiven Spektren für  $p_t$  und  $\eta$  dargestellt. Während bei den theoretischen Rechnungen, die freundlicherweise von S. Salesch angefertigt und zur Verfügung gestellt worden sind [42], die Strukturfunktionen des Photons (GRV, LAC1 und LAC3) direkt eingesetzt werden können, wurde im PYTHIA-Fall nur die GRV-Parametrisierung verwendet und die LAC1- und LAC3-Resultate entsprechend durch Umgewichtung berechnet.

Anhand der Diagramme lassen sich folgende Feststellungen treffen:

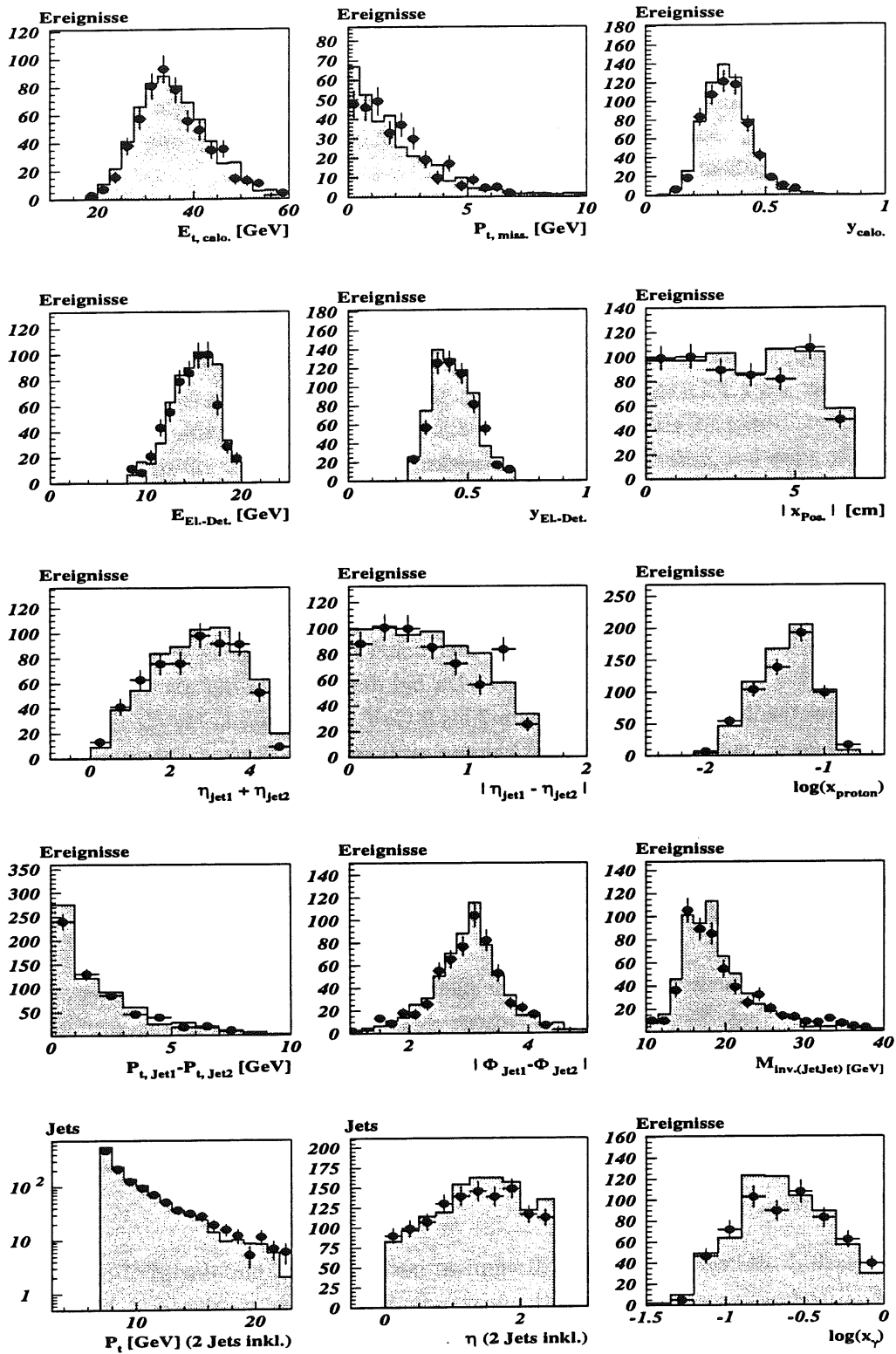


Abbildung 4.2: Die Kompatibilität der MC-Produktionen: Die Datenpunkte gehören zum Standard-MC, während die grau-unterlegten Histogramme die Produktion mit hohem  $\hat{p}_t^{\text{min}}$  kennzeichnen.

- Der Vergleich von PYTHIA mit den theoretischen Rechnungen liefert identische Resultate bei einem minimalen Jet- $p_t$  von 7 GeV. Aufgrund der Umgewichtung werden im  $\eta$ -Spektrum bei den LAC3-Kurven systematische Abweichungen sichtbar.
- Im  $p_t$ -Spektrum differieren die GRV- und LAC1-Kurven nur unwesentlich, so daß hier eine Diskriminierung in der Analyse nicht möglich sein wird. Im Fall des  $\eta$ -Spektrums ist die Diskriminierung ggf. bei großen  $\eta$ -Werten erreichbar.
- Beim Vergleich der Kurven mit einem minimalen Jet- $p_t$  von 7 GeV und 8 GeV fällt auf, daß die Unterschiede zwischen den einzelnen Parametrisierungen, insbesondere aber zwischen GRV und LAC1 im  $\eta$ -Spektrum geringer werden.

Zusammenfassend zeigt die Diskussion, daß die Analyse für ein möglichst geringes Jet- $p_t$  anzusetzen ist. Die Kompatibilität der PYTHIA-Spektren mit den theoretischen Rechnungen, jeweils in führender Ordnung durchgeführt, bedeutet eine gegenseitige Kontrolle, die zeigt, daß alle Einstellungen sowohl beim Generieren als auch bei Anfertigung der Theoriekurven verstanden sind und richtig behandelt wurden. Dies bildet den Ausgangspunkt, um in der Theorie die nächstführende Ordnung zu behandeln und gleichzeitig das Studium der Abbildungseigenschaften von der führenden auf die nächstführende Ordnung auszudehnen.

Die Modellkurve für die  $x_{\gamma}^{glue}$ -Korrektur wird durch die GRV-Gluondichte in führender Ordnung bestimmt. Die Skala ist dabei ein freier Parameter. Bei der Variation von drei festen Skalen ergibt sich die in Abbildung 4.4 dargestellte Abhängigkeit. Da bei der Generierung als Skala  $(p_t)^2$  gewählt worden ist und die meisten Jets in dem Bereich von 7 bis 9 GeV liegen, wurde für die Gluondichte eine mittlere Skala von  $75 \text{ GeV}^2$  eingesetzt. Weil die Abhängigkeit von der Skala bei derartig hohen Werten gering ist, ist der Fehler, der bei Verwendung einer mittleren, festen Skala von  $75 \text{ GeV}^2$  entsteht, vernachlässigbar.

## 4.5 Jet-Parton-Korrelationen

Die hier betrachteten Jets gehören zu Ereignissen, die allen Selektionsbedingungen genügen, die im Kapitel 3.7 erläutert worden sind. Es ist daher sinnvoll, an dieser Stelle den Verlauf des  $\hat{p}_t^{min}$ -Spektrums zu bewerten. Da a priori unklar ist, wie die beiden harten Partonen den gefundenen Jets, deren Anzahl zwei oder mehr beträgt, zuzuordnen sind, muß ein Zuordnungsverfahren definiert werden. Danach kann die Korrelation der harten Partonen mit den gefundenen Jets verglichen und bewertet werden.

### 4.5.1 $\hat{p}_t^{min}$ -Spektren

Eine wichtige Eigenschaft der selektierten MC-Ereignisse besteht darin, daß das  $\hat{p}_t^{min}$ -Spektrum eine niederenergetische Grenze aufweist, die größer oder gleich dem  $\hat{p}_t^{min}$  der entsprechenden MC-Produktion ist. Im Fall einer Jetselektion mit Kegelhadius  $R=0.7$  ist es hinreichend, ein  $\hat{p}_t^{min}$  von 4 GeV zu verwenden, das bei der MC-Produktion mit hohem  $\hat{p}_t^{min}$  eingesetzt worden ist. Bei einem Kegelhadius von  $R=1.0$  darf das  $\hat{p}_t^{min}$  maximal 2 GeV betragen. Dies entspricht dem Standard-MC, das damit auch automatisch für eine Analyse mit Kegelhadius  $R=0.7$  geeignet ist. In Abbildung 4.5 sind die Spektren für beide Selektionsfälle dargestellt. Man sieht, daß die Forderung nach einer strengen Grenze für das  $\hat{p}_t^{min}$ -Spektrum jeweils nicht ganz erfüllt ist. Für die Produktion mit hohem  $\hat{p}_t^{min}$  wurde der daraus resultierende Fehler auf maximal 3% abgeschätzt.

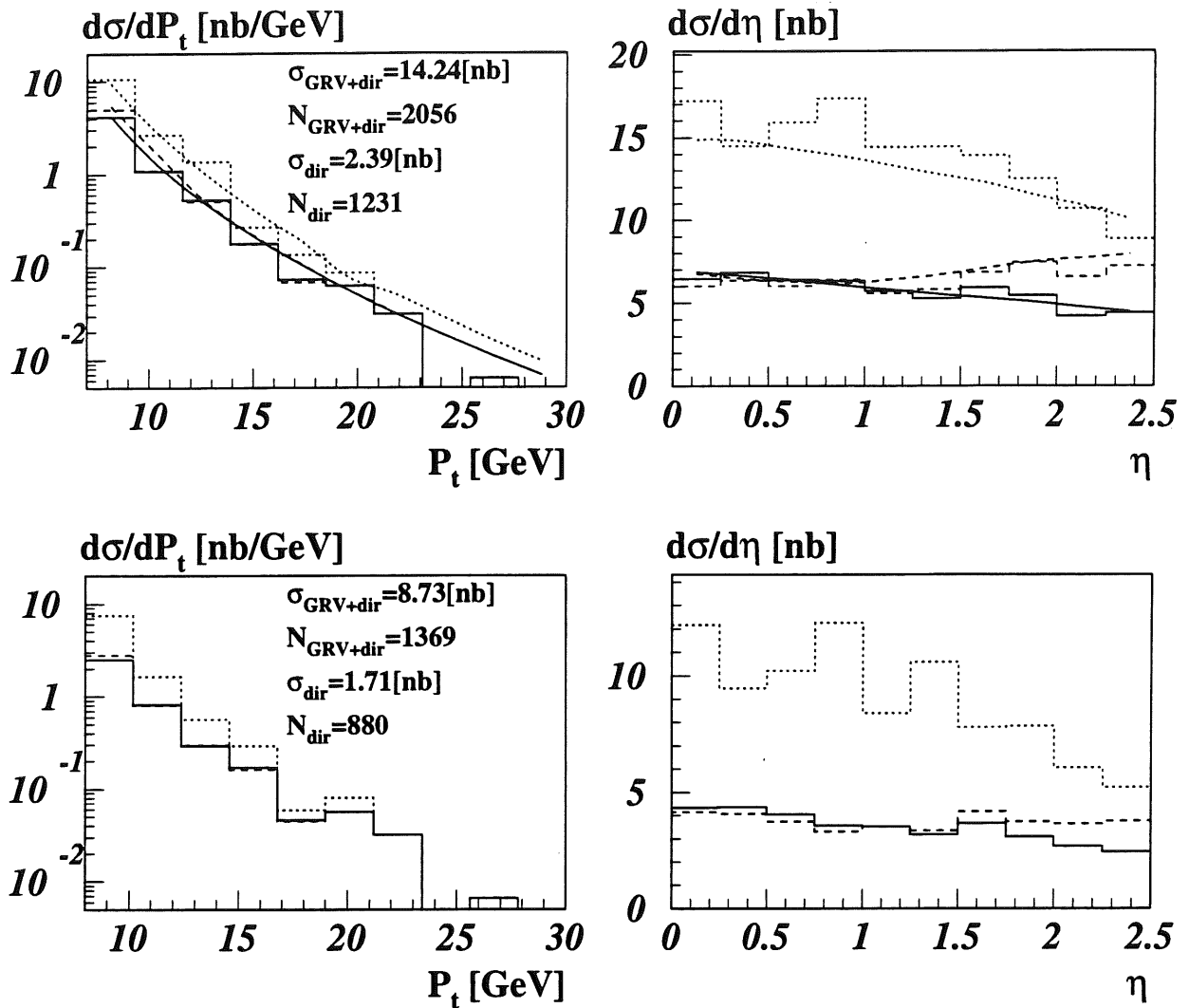


Abbildung 4.3: Die Modellspektren für  $p_t$  und  $\eta$ . Dabei wurde verlangt, daß der durch den harten Prozeß erzeugte Transversalimpuls einen Minimalwert nicht unterschreiten darf und daß mindestens eines der beiden harten Partonen im betrachteten Rapiditätsbereich von 0 bis 2.5 liegt. Ggf. erzeugen beide Partonen unabhängig voneinander jeweils einen Beitrag in den Spektren, die daher „single inclusive“ Spektren genannt werden. Für die oberen Diagramme wurde der minimale Transversalimpuls  $\hat{p}_t^{\min} = 7 \text{ GeV}$  gesetzt, bei den unteren gilt  $\hat{p}_t^{\min} = 8 \text{ GeV}$ . Die durchgezogene Linie gehört zur GRV-Parametrisierung, die gestrichelte zur LAC1-Parametrisierung, und die punktierten Kurven ergeben sich bei Verwendung einer LAC3-Parametrisierung. In den oberen beiden Diagrammen sind außer den Resultaten, die sich bei PYTHIA-Generierung ergeben (Histogramme), noch die Ergebnisse unabhängiger Theorierechnungen [53] als kontinuierliche Kurven dargestellt.

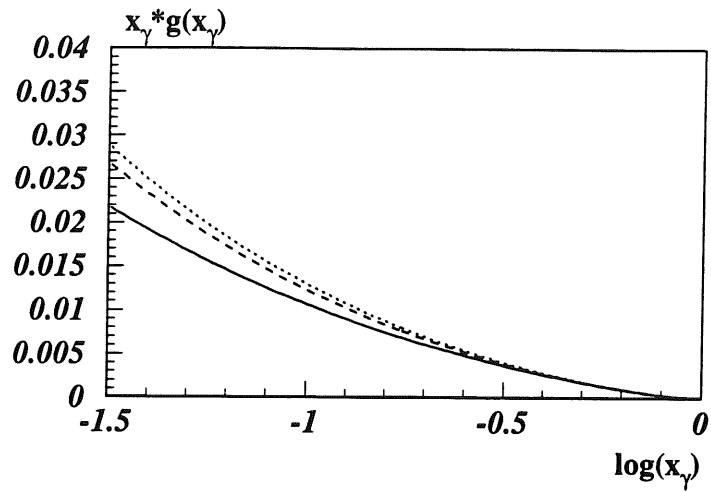


Abbildung 4.4: Die Skalenabhängigkeit der GRV-Gluondichte: Es gilt: durchgezogenen Kurve:  $Q^2 = 10\text{GeV}^2$ , gestrichelte Kurve:  $Q^2 = 50\text{GeV}^2$ , gepunktete Kurve:  $Q^2 = 100\text{GeV}^2$ .

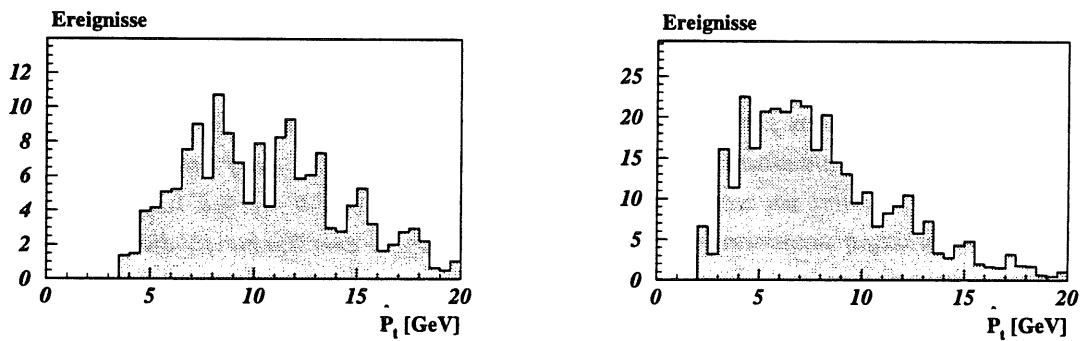


Abbildung 4.5: Verteilung von  $\hat{p}_t^{min}$  aller selektierten MC Ereignisse. (links: Kegelhöhe  $R=0.7$ , rechts: Kegelhöhe  $R=1.0$ ).

### 4.5.2 Zuordnungsverfahren

Vom harten Photoproduktionsprozeß erwartet man zwei Partonen mit hohem  $p_t$ . Andererseits werden unter den genannten Selektionsbedingungen im Kalorimeter zwei oder mehr Jets gemessen. Bevor die Auflösung von Partonen zu Jets studiert werden kann, muß geklärt werden, welcher Jet zu welchem Parton gehört. Da die Zuordnung a priori nicht eindeutig ist, besteht die Notwendigkeit, ein entsprechendes Verfahren zu definieren. Bei der hier verwendeten Methode werden die invarianten Massen aller Kombinationen aus einem Jet und einem Parton berechnet. Die invariante Masse ergibt Null, wenn Jet und Parton ideal korreliert sind. Von allen Kombinationen der invarianten Massen aus Jet und Parton bestimmt die invariante Masse mit dem kleinsten Wert die erste und beste Zuordnung. Der nächstkleinere Wert einer invarianten Masse, die keinen bereits zugeordneten Jet oder ein zugeordnetes Parton enthält, ergibt die zweitbeste Zuordnung.

Die Qualität der Zuordnung läßt sich in Abbildung 4.6 beurteilen. Die grauunterlegte Verteilung, die bei Null ein Maximum aufweist, kennzeichnet die invariante Masse aller zugeordneten Jet-Parton-Paare. Die Verteilung zeigt einen Ausläufer zu hohen Werten, der die pathologischen Fälle schlechter Zuordnungen bzw. das Auftreten schlecht rekonstruierter Jets aufzeigt. Die Ursachen hierfür sind einerseits Vielfachstreuungen und Effekte höherer Ordnung, die Richtung, Gesamtenergie und Energieverteilung der Jets verändern und andererseits Fehlmessungen mit dem Kalorimeter, da die transversale Jetenergie auf mehrere tausend Kalorimeterzellen verteilt ist und dadurch deren Messung beeinträchtigt werden kann.

Zum Vergleich zeigt die zweite Verteilung die invariante Masse für die nicht zusammengehörenden Paare. Diese Verteilung ist qualitativ bei hohen Massenwerten angesiedelt. Die klare Trennung beider Spektren ist ein Maß für die Güte des Zuordnungsverfahrens.

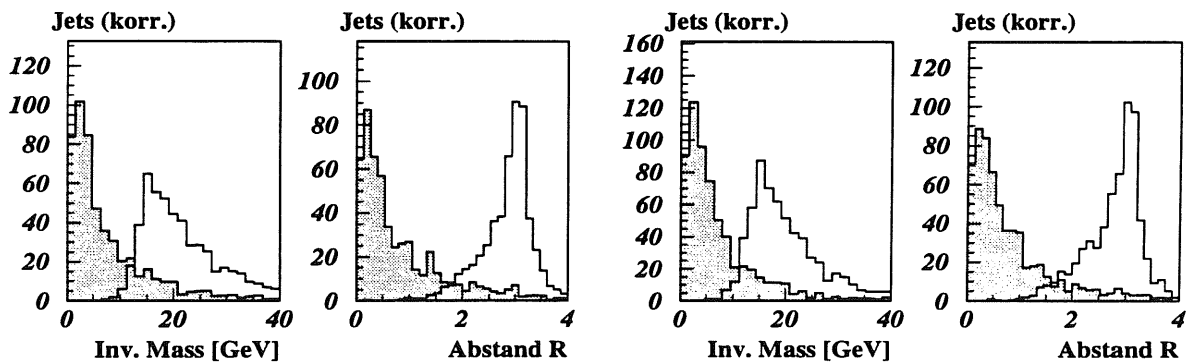


Abbildung 4.6: Verteilung der invarianten Masse und des Abstandes  $R$  für die korrelierten (und die nicht korrelierten) Jet-Parton-Paare. Für die beiden linken Diagramme gilt  $R=0.7$ , für die beiden rechten  $R=1.0$ .

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß von mehreren getesteten Verfahren das Zuordnungsverfahren mittels invarianten Massen am besten gearbeitet hat. Zur Kontrolle der Massenmethode ist im zweiten Diagramm der Abbildung 4.6 der Abstand

$$R = \sqrt{(\phi_{\text{parton}} - \phi_{\text{jet}})^2 + (\eta_{\text{parton}} - \eta_{\text{jet}})^2}$$

aller durch die Massenmethode gefundener Jet-Parton-Paare zu sehen, der erwartungsgemäß bei  $R = 0$  maximal wird. Die Abstandsfunktion aller Antipaare hat ein breites Maximum an der Stelle  $R = \pi$ .

### 4.5.3 Eigenschaften der Zuordnung

Wenn die Zuordnungsfrage geklärt ist, kann gefragt werden, wie gut die Jets die harten Partonen und damit die Eigenschaften des Streuprozesses in führender Ordnung repräsentieren. In Abbildung 4.7 werden Differenzen von Richtung, d.h. Azimutwinkel  $\Phi$  und Rapidität, und der transversale Impuls zwischen Jet und entsprechendem Parton betrachtet. Es zeigt sich, daß die beste Korrelation für den Azimutwinkel besteht, wobei ein konstanter Untergrund unkorrelierter Jets vorhanden ist. Die Korrelation für die Rapidität, die ja dem Polarwinkel entspricht, ist gegenüber dem Azimutwinkel verbreitert, da hier der Lorentzboost der Streuung die Korrelation verschlechtert. Insgesamt geht aus der Betrachtung der Richtungskorrelation hervor, daß die meisten Jets ein entsprechendes Parton repräsentieren. Die mäßige Korrelation des transversalen Impulses ist somit nicht auf eine mangelhafte Zuordnung der Jet-Parton-Paare zurückzuführen, sondern beruht im wesentlichen auf physikalischen und technischen Verschmierungseffekten.

Die Messung des Impulsbruchteils  $x_\gamma$  erfordert neben der  $p_t$  und  $\eta$ -Messung noch die Kenntnis der Photonenergie, die mit der Messung des leptonischen Energieübertrags  $y$ , welcher mit dem Elektron-Detektor erfolgt, gegeben ist. Wie in Abbildung 4.8 zu erkennen ist, weist der Energieübertrag eine besonders gute Korrelation auf und demonstriert, daß die Funktionsweise des Elektron-Detektors richtig verstanden ist. Insgesamt ist die Rekonstruktion von  $x_\gamma$  und die Korrelation zu dem generierten Wert nur so genau, wie es die eigentlichen Meßgrößen erlauben. Die Korrelationen für  $x_\gamma$  (Quark- und Gluonanteile) und  $x_\gamma^{glue}$  (nur Gluonanteil) sind daher sehr breit.

Wie später noch gezeigt wird, erfolgt die Korrektur der Daten-Spektren nur in relativ wenigen Bins mit großen Fehlern. Die Sensitivität ist dabei immer noch hinreichend, um zwischen den gängigen Parametrisierungen der Photonstruktur diskriminieren zu können.

Es ist ferner offensichtlich, daß die Korrelationen für beide Varianten des Kegelalgorithmus vergleichbare Qualität aufweisen.



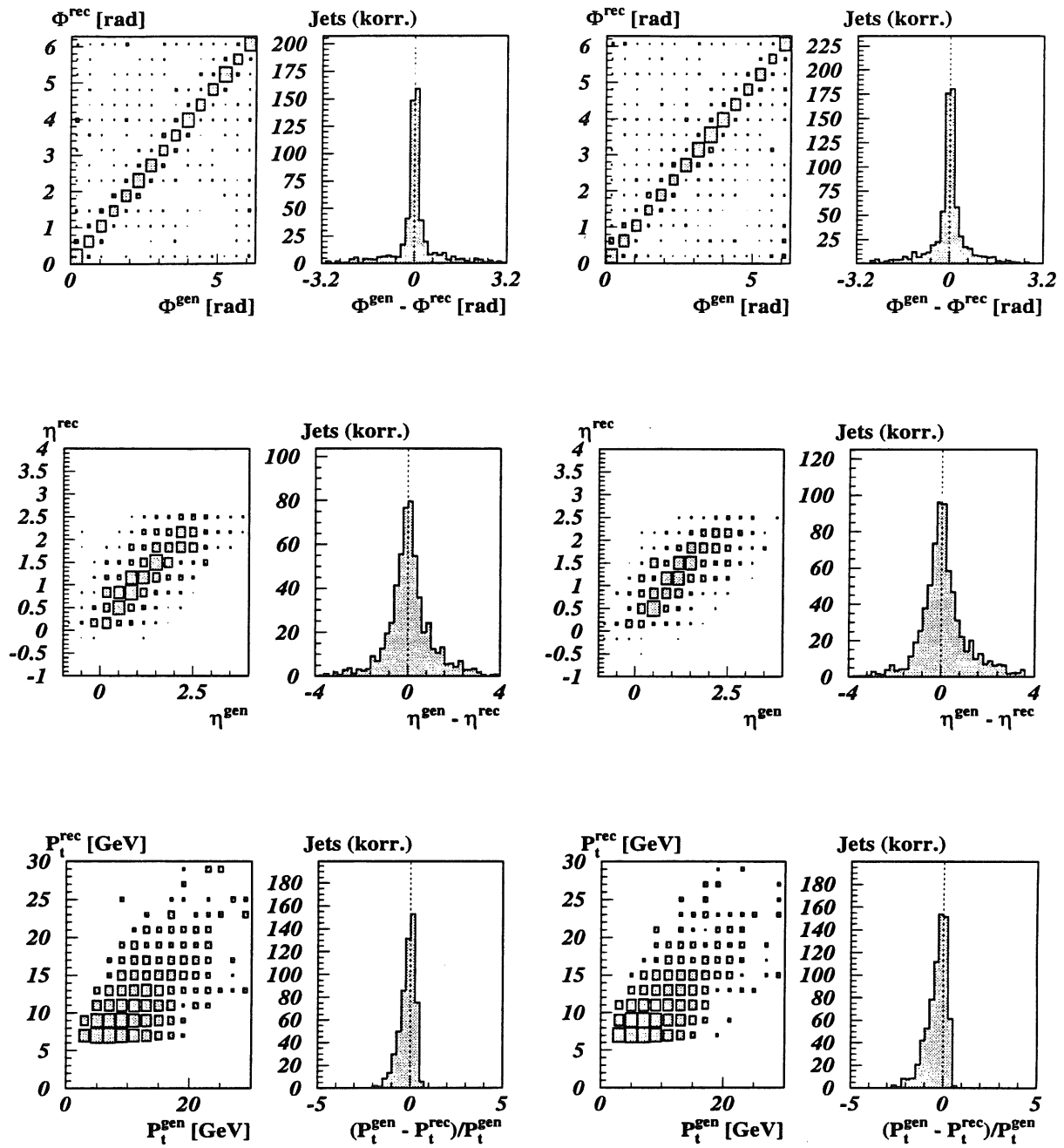


Abbildung 4.7: Jet-Parton-Korrelation von  $\Phi$ , Rapidity und  $p_t$ . Für die beiden linken Diagramme gilt  $R=0.7$ , für die beiden rechten  $R=1.0$ .

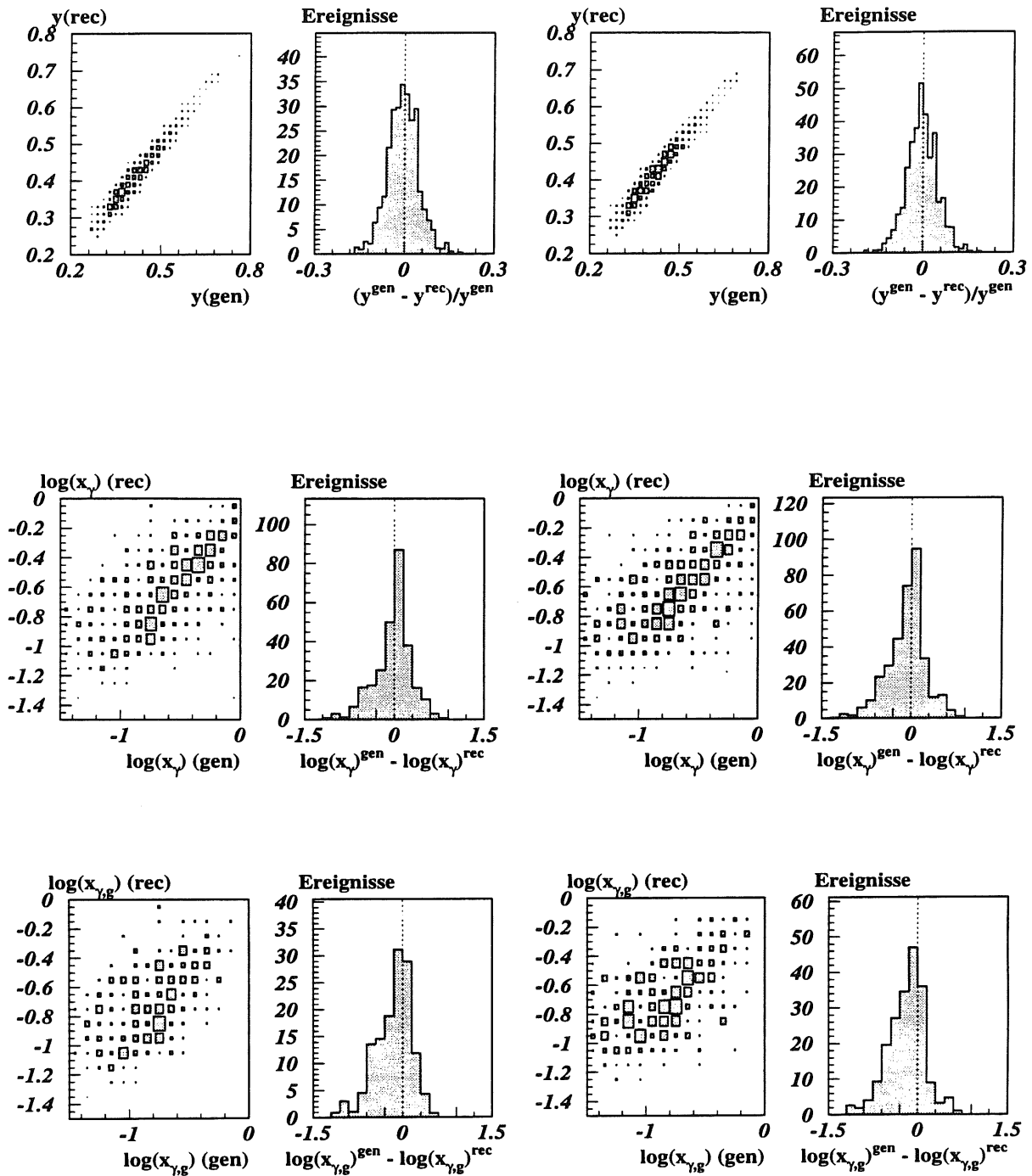


Abbildung 4.8: Jet-Parton-Korrelation von  $y$ ,  $x_\gamma$  (Quark- und Gluonanteil) und  $x_{\gamma,g}$  (nur Gluonanteil). Für die beiden linken Diagramme gilt  $R=0.7$ , für die beiden rechten  $R=1.0$ .

## Kapitel 5

# Vergleich von Daten und MC

Um Untergrundereignisse auszuschließen und technische Fehlmessungen zu vermeiden, wurden zahlreiche Schnitte angewendet, deren Notwendigkeit im vorherigen Kapitel diskutiert wurde. Die Schnitte dürfen jedoch nicht zu restriktiv gewählt werden, damit physikalische Effekte nicht durch hohe statistische Fehler überdeckt werden.

Wenn man zudem voraussetzt, daß die verwendeten MC-Modelle physikalisch nicht allzu unvernünftig sind, ist zu erwarten, daß die gemessenen Daten und MC-Größen in vielen Verteilungen miteinander statistisch kompatibel sind.

In dem vorliegenden Fall geht insbesondere die Gluondichte des Photons als freie Größe ein. Unterschiedliche Parametrisierungen der Gluondichte können deutliche Effekte in den Verteilungen der Meßgrößen bewirken. Dies bedeutet, daß die Selektion die gewünschte Sensitivität aufweist. Andererseits sind Unterschiede im Vergleich von Daten und MC nicht auszuschließen, da die verwendete Gluonparametrisierung nicht notwendigerweise der Natur entspricht.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Verteilungen werden zeigen, daß sich Daten und MC ähnlich verhalten, wobei die MC-Ereignisse bzw. die Daten-Luminosität zueinander absolut normiert dargestellt worden sind. Insgesamt liegen die Monte-Carlo-Verteilungen tendenziell leicht oberhalb von den Daten.

Am Ende dieses Kapitels wird bereits deutlich, daß die bei der Generierung eingesetzte GRV Parametrisierung der Photonstruktur eine gute Näherung für die Daten darstellt.

Da die beiden Analysevarianten mit einem Kegelradius von 0.7 und 1.0 als Jetparameter letztlich zu den gleichen physikalischen Resultaten führen müssen, eröffnet sich eine Möglichkeit, die gegenseitige Konsistenz der Methoden zu prüfen. Daher sind die vorgestellten Verteilungen für beide Jetvarianten zum besseren Vergleich parallel dargestellt. Es sei darauf hingewiesen, daß insbesondere bei Kegelradius  $R=1.0$  die Sockelkorrektur einen erheblichen Einfluß auf die Selektion nimmt.

Die grauunterlegten Histogramme beziehen sich jeweils auf die MC-Verteilungen; die Fehler der Datenpunkte sind rein statistischer Natur.

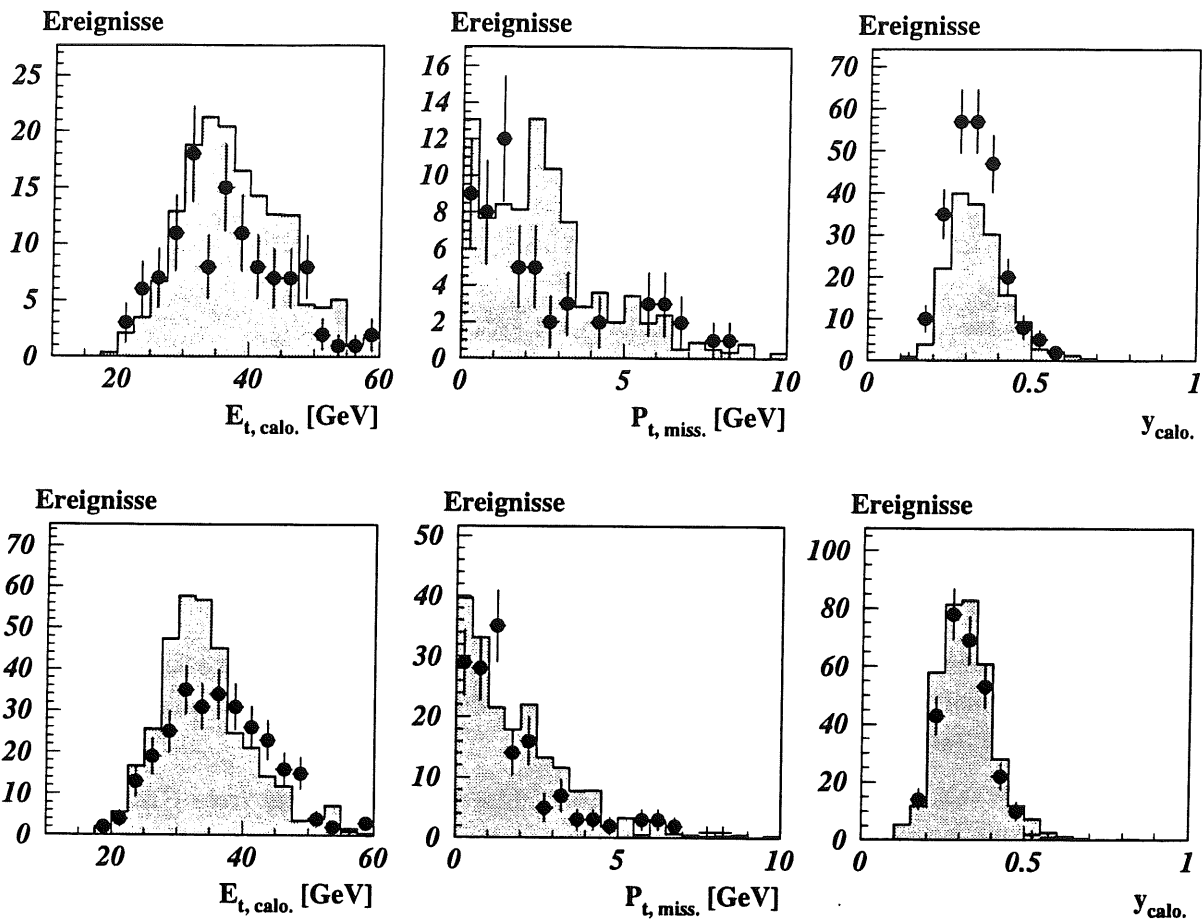


Abbildung 5.1: Vergleich von Kalorimetergrößen für Kegelhadius  $R=0.7$  (obere Reihe) und Kegelhadius  $R=1.0$  (untere Reihe): totale transversale Energie, fehlender Transversalimpuls und leptonischer Energieübertrag  $y$ . Für die Messung von  $y$  mittels hadronischer Endzustände (Jacquet-Blondel-Methode) wurde neben dem Flüssig-Argon-Kalorimeter zusätzlich das Rückwärtskalorimeter (BEMC) herangezogen.

#### Abbildung 5.1 (Kalorimeter):

Zuerst werden kalorimetrische Meßgrößen der Ereignisse, die alle Schnitte überlebt haben, betrachtet, wobei die vorhandenen Jets — außer bei der Selektion — nicht speziell berücksichtigt werden.

Die auffälligsten Unterschiede gibt es bei der Verteilung der transversalen Energie. Die Monte Carlo Verteilung hat gegenüber den Daten einen steileren Verlauf, mit der Folge, daß bei ca. 35 GeV die Daten deutlich überragt werden, während bei noch höheren transversalen Energien die Rate der Daten leicht überwiegt. Die Ursachen hierfür können sowohl bei einer ungenauen Messung (Einfluß vom Protonrest, Rauschen) als auch in einer unzureichenden physikalischen Beschreibung des Energieflusses im MC (Partonschauer, Hadronisierung, Strukturfunktion, Vielfachstreuungen) liegen. Für die Jetanalyse ist dies jedoch unkritisch, da die phänomenologisch ermittelte Sockelkorrektur gerade so bestimmt wurde, daß der Energiefluß der Jets, nicht jedoch notwendigerweise der Gesamtenergiefluß, richtig beschrieben wird.

Weiterhin sind entsprechende Unterschiede in den Verteilung des fehlenden Transversalimpulses al-

lenfalls andeutungsweise erkennbar. Bei Betrachtung des leptonischen Energieübertrags  $y$ , ermittelt mit der Jacquet-Blondel-Methode, zeigt es sich, daß Daten und Monte Carlo Ereignisse miteinander kompatibel sind.

Es bleibt zu bemerken, daß die Unterschiede bei der transversalen Energie für Ereignisse, die mit einem kleineren Kegelpadius und damit geringerer Statistik selektiert worden sind, nicht so deutlich hervortreten wie im Fall von  $R=1$ . Der Grund dafür könnte aber auch bei der Selektion selbst liegen: Da der Kegelpadius  $R=0.7$  nur einen halb so großen Kalorimeterbereich umfaßt wie bei der  $R=1.0$  Definition, wird wegen der stärkeren Kollimation der Energie bei den  $R=0.7$  Jets zwangsläufig auch der Gesamtenergiefluß etwas besser beschrieben. Darüberhinaus ergibt sich an dieser Stelle kein Hinweis auf einen Vorteil für die eine oder andere Jet-Selektionsmethode.

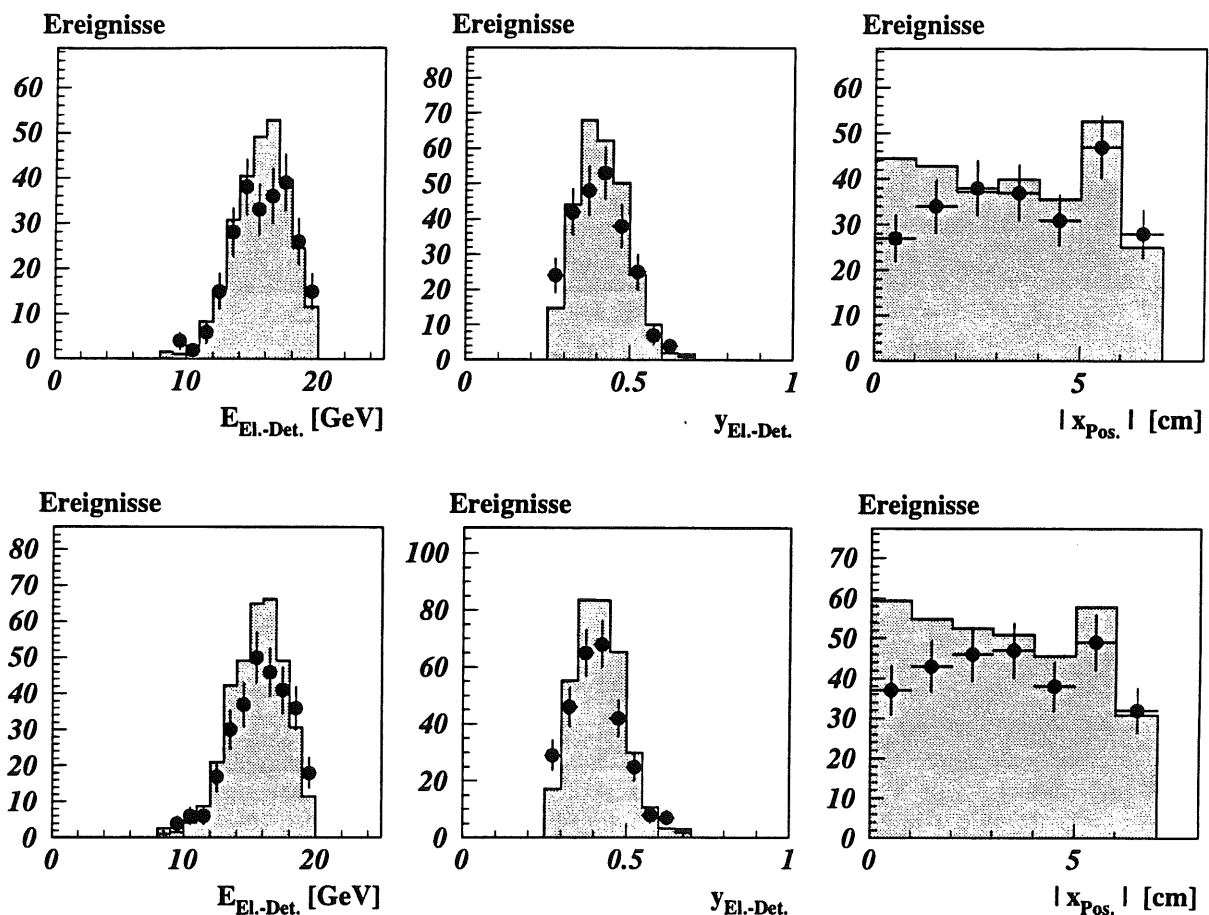


Abbildung 5.2: Die Energiemessung mit dem Elektron-Detektor für Kegelpadius  $R=0.7$  (obere Reihe) und Kegelpadius  $R=1.0$  (untere Reihe): Gesamtenergie, dazu äquivalent der Energieübertrag  $y$ , und die horizontale Position des Schauerschwerpunktes.

#### Abbildung 5.2 (Elektron-Detektor):

Eine weitere wichtige Energiemessung erfolgt mit dem Elektron-Detektor, bei dem es sich um ein kleines elektromagnetisches Kalorimeter handelt. Gezeigt ist die Verteilung der deponierten Energie und äquivalent dazu die Verteilung des leptonischen Energieübertrags  $y$ . Daten und MC sind im Rahmen der statistischen Genauigkeit miteinander verträglich. Die dritte Verteilung zeigt den Betrag der

mittleren horizontalen Position des elektromagnetischen Schauers im Elektron-Detektor. Es handelt sich – wie bereits in Abschnitt 3.7 diskutiert – um eine rein technische Verteilung, die in diesem Zusammenhang auf den Schnitt bei  $\pm 6.5\text{cm}$  hinweist, der garantiert, daß die Schauerenergie im  $\pm 8\text{cm}$  breiten Detektor vollständig absorbiert wird. Die Schauerposition wird für die Analyse nicht weiter benötigt. Daher ist die Abweichung von Daten und MC in der Detektormitte bei  $\pm 0\text{cm}$  nicht weiter relevant. Da die Messung mit dem Elektron-Detektor unabhängig vom Kalorimeter erfolgt und damit unabhängig von den im Kalorimeter definierten Jets ist, ergeben sich auch keine Unterschiede für die Jet-Analysen mit unterschiedlichen Kegelradien.

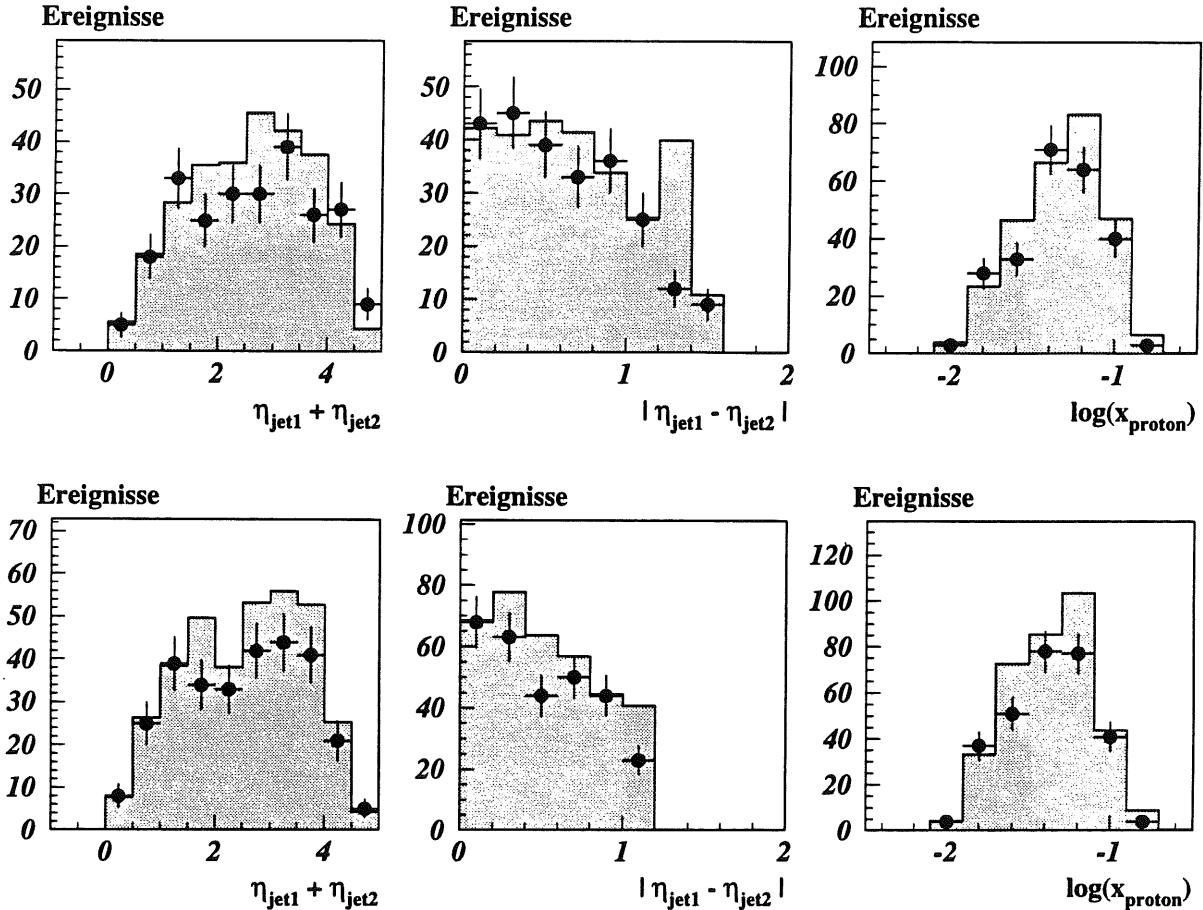


Abbildung 5.3: Physikalisch relevante Jet-Größen für Kegelradius  $R=0.7$  (obere Reihe) und Kegelradius  $R=1.0$  (untere Reihe): Differenz und Summe der Rapidität und Differenz des transversalen Impulses, jeweils von den beiden  $p_t$ -stärksten Jets, sowie  $x$ -proton.

#### Abbildung 5.3 (harter Prozeß):

Hier werden einige spezielle Jetgrößen genauer betrachtet. Das linke und mittlere Diagramm zeigen Summe und absolute Differenz in der Rapidität der beiden  $p_t$ -stärksten Jets. Diese Größen bedeuten einen direkten Zugang zum harten Prozeß, da sie zum einen proportional zum Öffnungswinkel der Partonen sind, zum anderen den Lorentz-Boost des harten Prozesses repräsentieren. Im Fall der Rapiditätsdifferenz wird die rechte Begrenzung des Spektrums durch den sog.  $\Delta\eta$ -Schnitt bestimmt, dessen Notwendigkeit in Abschnitt 3.7 diskutiert wurde. Außerdem ist die Rekonstruktion des Impuls-

anteils des Protons  $x_p$  eine wichtige Testgröße, die zeigt, daß mittels des harten Streuprozesses ein Zugang zur Protonstruktur besteht. Da die Impulsanteile in einem Bereich liegen, in dem die gängigen Parametrisierungen der Protonstrukturfunktion innerhalb von wenigen Prozent übereinstimmen, sollte  $x_p$  in Daten und MC vergleichbar sein. Im Rahmen der statistischen Schwankungen wird diese Erwartung für die Analyse mit kleinem und großem Kegelhadius erfüllt.

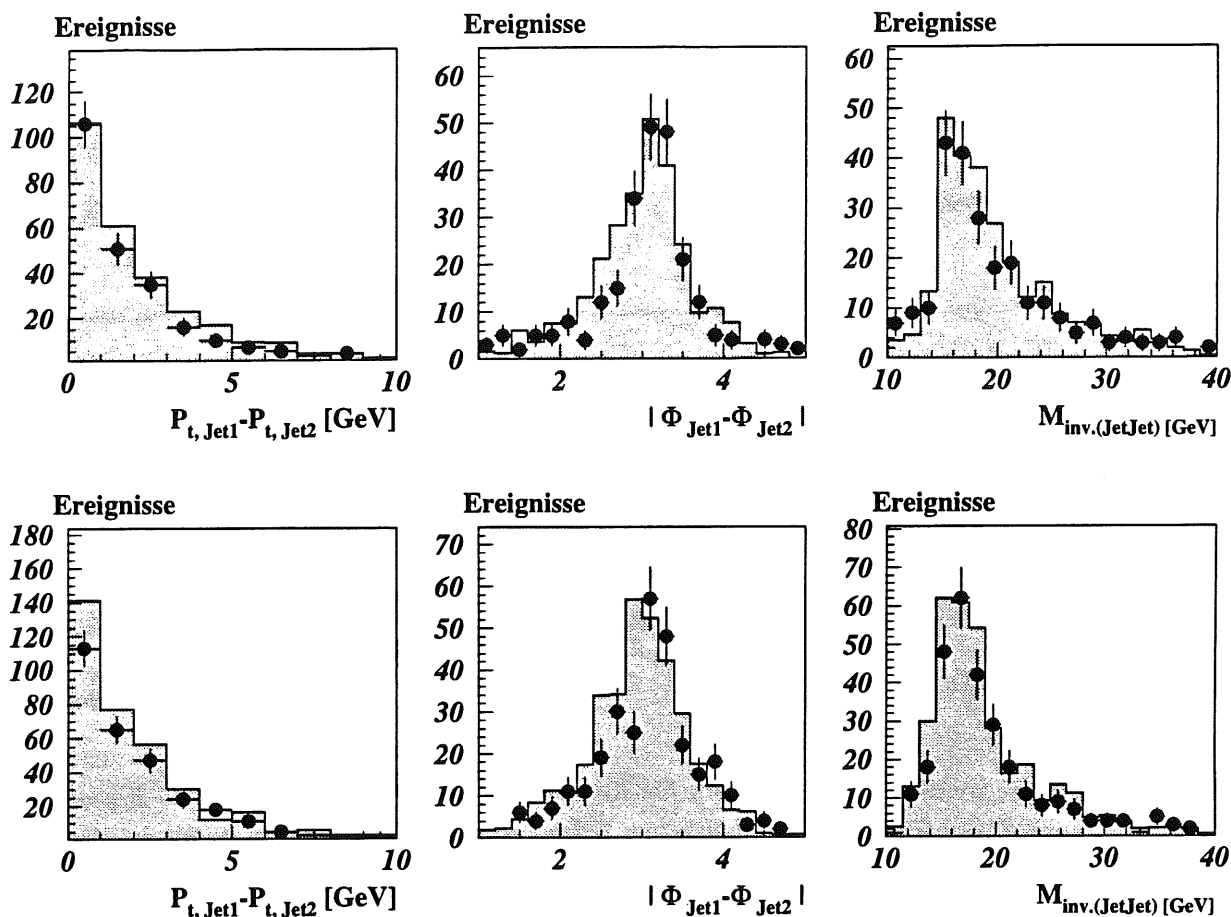


Abbildung 5.4: Die Verteilungen der Balance in  $p_t$  und  $\Phi$ , sowie die invariante Masse, jeweils ermittelt für die beiden  $p_t$ -stärksten Jets. Es gilt: Kegelhadius  $R=0.7$  (oben) und Kegelhadius  $R=1.0$  (unten).

#### Abbildung 5.4 (HO-Effekte):

Die rechte Verteilung zeigt die Differenz in  $p_t$  der harten Jets. Der Ausläufer nach großen Differenzen kann als zusätzliche Abstrahlung von transversaler Energie auf Partonniveau interpretiert werden und gibt damit einen Hinweis auf den Einfluß von Effekten höherer Ordnung (HO). Dies gilt ebenso für die Differenz in  $\Delta\Phi$  der beiden  $p_t$ -stärksten Jets, da zusätzliche Energieabstrahlung die 180 Grad Balance der zwei harten Partonen und damit der Jets verschmiert oder verzerrt. In allen Verteilungen ist zu sehen, wie Daten und MC qualitativ und ebenso beinahe quantitativ übereinstimmen. Für die Beschreibung von Effekten höherer Ordnung liegt somit keine Kontraindikation vor. Dies geht auch aus dem Vergleich der Verteilungen für die invariante Masse hervor, die entsprechend mit den beiden  $p_t$ -stärksten Jets rekonstruiert wurde. Im Vergleich der beiden Kegelhadien scheint die Analyse mit kleinerem Kegelhadius geringfügig bessere Übereinstimmung zu liefern.

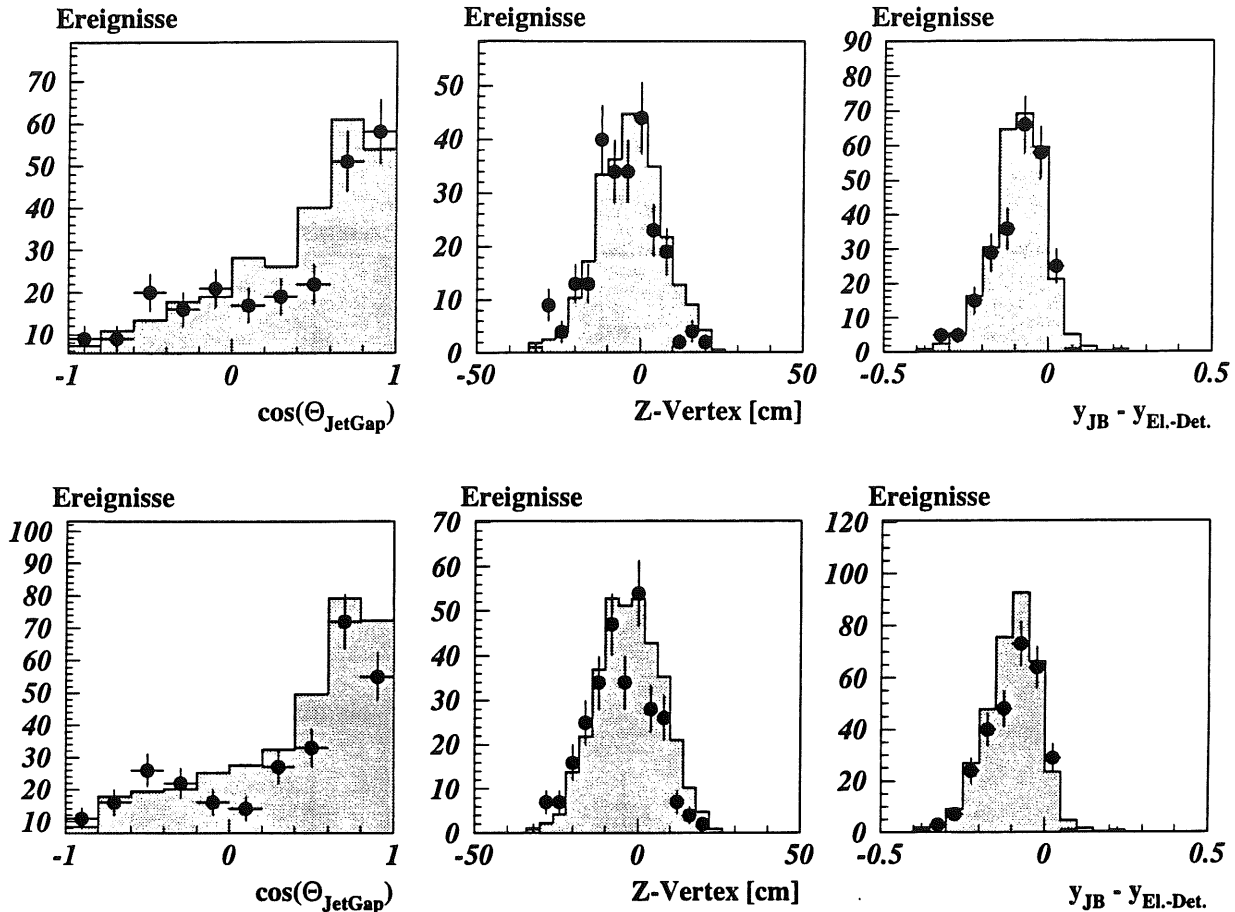


Abbildung 5.5: Einige technische Verteilungen für Kegelhadius  $R=0.7$  (obere Reihe) und Kegelhadius  $R=1.0$  (untere Reihe): der Kosinus vom räumlichen Öffnungswinkel zwischen den beiden  $p_t$ -stärksten Jets, die Vertexverteilung in Strahlrichtung, Differenz von  $y_{\text{JB}}$  und  $y_{\text{El.-Det.}}$ .

#### Abbildung 5.5 (technische Tests):

Hier werden einige technische Größen diskutiert, die zusätzlich bestätigen, daß sinnvoll selektiert wurde. Der räumliche Öffnungswinkel zwischen den beiden  $p_t$ -stärksten Jets ist bei kleinen Werten bzw. bei großen Kosinuswerten besonders sensitiv auf Untergrundereignisse, die in die Vorwärtsrichtung geboostet sind. Da aber gerade am rechten Rand der  $\cos(\Theta_{\text{JetGap}})$ -Verteilung Daten und MC keine nennenswerte Diskrepanz aufweisen, sind z.B. Proton-Gas-Ereignisse, die einen Jet vortäuschen, ausgeschlossen.

Die Verteilung der ep-Kollisionsposition in Strahlrichtung (sog. z-Vertexposition) ist auf die Wechselwirkungszone der Strahlpakete begrenzt und erwartungsgemäß eine Gaußverteilung, die – wie das Diagramm demonstriert – im Bereich  $-25\text{cm} < z < +35\text{cm}$  liegt, wenn bereits alle anderen Schnitte angewandt worden sind. Ereignisse, die außerhalb dieser Grenzen liegen, sind offenbar noch vereinzelte Untergrundereignisse. Daher wurde in der vorliegenden Selektion ein zusätzlicher Schnitt bei  $-25\text{cm}$  bzw.  $+35\text{cm}$  in der z-Vertexposition angesetzt, der Ereignisse mit weit verschobenem Vertex verwirft. Die dritte Verteilung demonstriert den Unterschied in der Messung des leptonen Energieübertrags  $y$ : einerseits durch Messung der Energie des gestreuten Elektrons mit dem Elektron-Detektor und andererseits durch Einbeziehung der gesamten Kalorimeterenergie aus dem hadronischen Endzustand



mittels Jacquet-Blondel-Methode. Die Verteilung der Differenz  $\Delta y = y_{JB} - y_{El.-Det.}$  ist deutlich zu kleinen Werten verschoben. Wenn man die Messung von  $y_{El.-Det.}$  als genau (siehe dazu Abbildung 4.8) annimmt, folgt somit, daß die hadronische Energie im Kalorimeter nicht vollständig erfaßt wird. Dies ist aber verständlich, da einerseits bei aufgelösten Ereignissen der Photonrest bevorzugt in die Detektorrückwärtsrichtung gestreut wird und andererseits gerade hier der Detektor nur unzureichend hadronische Energie messen kann. Es kommt hinzu, daß bei der Jacquet-Blondel-Methode gerade die Messung (und Fehlmessung) der Energie in Rückwärtsrichtung doppelt so stark eingeht wie die Messung in Vorwärtsrichtung. Die Übereinstimmung von Daten und MC zeigt, daß der Effekt richtig beschrieben wird. Konsequenterweise wird man die Berechnung der Photonenergie bzw. die Berechnung von  $x_\gamma$  mit dem  $y$ -Wert durchführen, der mittels Elektron-Detektor bestimmt worden ist. Der direkte Vergleich der Verteilungen mit kleinem und großem Kegelfradius zeigt in allen drei Diagrammen ähnliche Qualität.

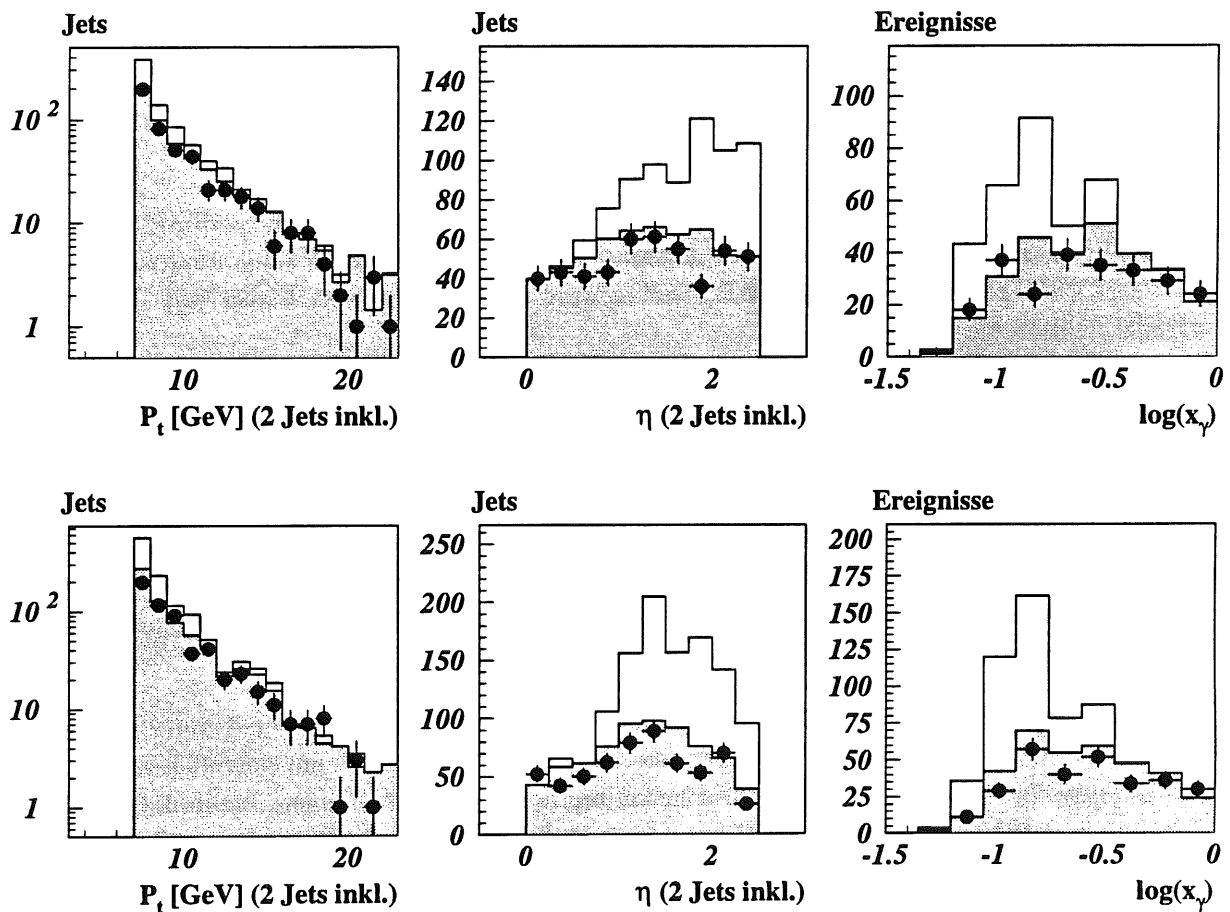


Abbildung 5.6: Die Spektren, die später entfaltet werden, für Kegelfradius  $R=0.7$  (obere Reihe) und Kegelfradius  $R=1.0$  (untere Reihe): Das inklusive  $p_t$  und  $\eta$ -Spektrum. Nur die beiden  $p_t$ -stärksten Jets sind eingetragen. Im rechten Diagramm ist das  $x_\gamma$ -Spektrum dargestellt. Die offenen Histogramme zeigen approximativ den Verlauf der MC-Verteilungen bei Verwendung einer LAC1-Parametrisierung der Photonstruktur.

**Abbildung 5.6 (Zugang zum harten Prozeß):**

Die gezeigten Verteilungen werden als direkte Repräsentanten der harten physikalischen Streuung und damit als Indikatoren für die Photonstruktur verwendet. Bei den inklusiven Spektren in  $p_t$  und Rapidität ist besonders interessant, daß theoretische Berechnungen in führender und in nächstführender Ordnung der QCD-Störungsrechnung zum physikalischen Vergleich herangezogen werden können. Das  $x_\gamma$ -Spektrum wird zur Bestimmung der Gluondichte im Photon in führender Ordnung verwendet. Alle drei Spektren werden daher noch entfaltet. Man erkennt aber bereits hier, daß der Wirkungsquerschnitt im MC relativ zu den Daten leicht überwiegt. Dies gilt für die Jetanalyse mit einem Kegelhadius von  $R=1.0$  und – etwas abgeschwächt – entsprechend auch bei Verwendung des kleineren Kegelhadius. Es wird sich später herausstellen, daß die Gluondichte im Photon als freier Parameter mit der GRV-Parametrisierung ungefähr richtig bzw. in der Tendenz geringfügig zu hoch angesetzt worden ist. Durch Umgewichten der GRV-Parametrisierung auf die LAC1-Parametrisierung kann die Auswirkung der LAC1-Parametrisierung auf die drei Spektren approximativ studiert werden. Obwohl eine LAC1-Parametrisierung der Gluonstruktur bereits ausgeschlossen scheint, darf ein endgültiges Urteil darüber erst nach Festlegung der Meßgenauigkeit durch das Entfalten gefällt werden.

**Zusammenfassung:**

- Die Analysen mit unterschiedlichem Kegelhadius beinhalten keine starken qualitativen Unterschiede. Im Fall von  $R=1.0$  verfügt man gegenüber dem kleineren Kegelhadius über eine bessere Statistik, wohingegen die strenger kollimierten Jets mit  $R=0.7$  etwas besser mit der harten Wechselwirkung korreliert sind.
- Die technischen Verteilungen ergeben keinen Hinweis darauf, daß die Selektion mit Untergrundeignissen kontaminiert ist. Für die Bestimmung des leptonischen Energieübertrags  $y$  ist die Kalorimetermethode à la Jacquet-Blondel ungeeignet.
- Wichtige physikalische Testgrößen, die die Eigenschaften der harten Wechselwirkung repräsentieren, sind jeweils aus entsprechenden Eigenschaften der beiden  $p_t$ -stärksten Jets kombiniert und wurden in den Abbildungen 5.3 und 5.4 diskutiert. Die Verteilungen weisen darauf hin, daß der harte Prozeß in führender Ordnung durch die Jets zugänglich ist.
- In allen Diagrammen weisen Daten- und Monte-Carlo-Kurven keine großen Unterschiede auf. Dies zeigt, daß die im Monte Carlo verwendete Photonstruktur bereits gut getroffen worden ist. Eine Umgewichtung der Gluondichte im Photon ergibt für die Verteilungen, die in dieser Studie physikalisch relevant sind (siehe Abbildung 5.6), daß eine Parametrisierung gemäß LAC1 die Daten quantitativ und qualitativ nicht beschreibt und an dieser Stelle daher ausgeschlossen ist.

Im nächsten Kapitel wird zu den existierenden Diskrepanzen in den  $p_t$ -,  $\eta$ -, und  $x_\gamma$ -Spektren jeweils eine Korrektur für die zugehörigen Modellfunktionen in  $p_t$  und  $\eta$  bzw. der Gluondichte so konstruiert, daß die modifizierten Modelle nach der Selektion die Datenverteilungen korrekt beschreiben sollten. Wie anfänglich erwähnt, sind in diesem Zusammenhang physikalische Kontrollen vorgesehen. Im gleichen Bearbeitungsschritt erfolgt die eigentliche Entfaltung, d.h. die Bestimmung der Genauigkeit, mit der eine Aussage über die Modelle getroffen werden kann.

# Kapitel 6

## Physikalische Resultate

Der letzte Schritt in der vorliegenden Analyse besteht in der Bestimmung von differentiellen Wirkungsquerschnitten. Die absoluten Werte ergeben sich aus der Korrektur eines MC-Modells mit den gemessenen und selektierten Daten; die Genauigkeit bzw. die Auflösung der Wirkungsquerschnitte basiert auf den Abbildungseigenschaften der MC-Ereignisse von den Partonen zu den Jets.

In den bisherigen Ausführungen wurde bereits gesagt, daß Verteilungen wie Jet-Rapidity, Jet- $p_t$  und  $x_\gamma$  sensitiv auf die Photon-Struktur sind. Die Wirkungsquerschnitte aus den inklusiven Jet-Spektren können daher unterschiedliche Parametrisierungen der Gluonstruktur im Photon diskriminieren und sollen mit unabhängigen Theorierechnungen in der führenden oder auch der nächstführenden Ordnung für die QCD-Störungsrechnung des harten Streuprozesses verglichen werden. Mit Hilfe der  $x_\gamma$ -Verteilung kann speziell eine quantitative Aussage über den Gluoninhalt im Photon in der führenden Ordnung getroffen werden.

In diesem Kapitel werden daher die entfalteten Wirkungsquerschnitte für

- inklusiven transversalen Impuls
- inklusive Rapidity
- $x_\gamma$  und die Gluondichte im Photon

bestimmt und unter Beachtung der Meßauflösung und der statistischen und systematischen Fehler in ihrer physikalischen Relevanz diskutiert.

Da zur Kontrolle der Selektion bereits zwei Varianten des Kegelalgorithmus eingesetzt worden sind, wird die weitere Analyse ebenfalls parallel mit kleinem und großem Kegelradius durchgeführt, so daß jeweils zwei Ergebnisse miteinander verglichen werden können. Die physikalischen Resultate sollten keine wesentliche Abhängigkeit von der Wahl des Jet-Algorithmus zeigen.

### 6.1 Entfaltung mittels Monte-Carlo-Studien

Nicht alle harten Photoproduktionsereignisse werden in der Messung gesehen, sondern in der Mehrzahl durch technisch bedingte Schnitte herausgefiltert. Die selektierten Ereignisse, die mehr oder weniger genau die Eigenschaften aller harten Photoproduktionsprozesse repräsentieren, sind verschmiert durch

physikalische (Fragmentation, Hadronisierung) und technische Auflösungsbedingungen, wie etwa die geometrische Detektorakzeptanz oder Meßgenauigkeit. Insgesamt liegt eine analytisch nicht umkehrbare Abbildung von den „wahren“ Photoproduktionsereignissen zu den gemessenen Ereignissen vor.

Die Verteilungen der Daten müssen also so dargestellt werden, daß die Abbildungsgenauigkeit in quantitativer Form (Fehlerkreuze) erscheint und dabei z.B. die Sensitivität der Analyse verdeutlicht, siehe auch [25]. Die Abbildungsgenauigkeit wird durch Monte-Carlo-Studien ermittelt. Eine allgemeine Zusammenstellung dieser Entfaltungsproblematik findet sich im Anhang A.

Da Monte-Carlo-Ereignisse, denen ein bestimmtes Modell zugrundeliegt, verwendet werden, ergibt sich aus dem einfachen Vergleich von selektierten und gemessenen MC-Ereignissen in einer bestimmten Verteilung quasi eine Korrekturfunktion für das vorgegebene Modell. Im Rahmen der hier verwendeten Entfaltungsmethode wird eine solche Korrektur unter Berücksichtigung der Auflösung angebracht, so daß das Entfaltungsergebnis die wahre Modellverteilung repräsentiert.

An dieser Stelle sei ausdrücklich auf die Notwendigkeit hingewiesen, ein Entfaltungsverfahren zu verwenden. Bei einer engen Korrelation von Partonen zu den gemessenen Jets, die die partonischen Größen repräsentieren, würde eine einfache Bin-für-Bin Modellkorrektur der histogrammierten Verteilungen durch einen Faktor ausreichen, sofern die Auflösung nicht gröber ist als die Binbreite. Die Korrelationen für den transversalen Impuls  $p_t$  (siehe Abbildung 4.7) und den Impulsanteil  $x_\gamma$  (siehe Abbildung 4.8) zeigen hingegen, daß die starken Verschmierungen eine Entfaltung unumgänglich machen. Eine Korrekturfaktormethode würde hier unzulässigerweise eine Genauigkeit vortäuschen, die nicht mit der Wirklichkeit verträglich ist und somit zu einer viel zu engen und damit falschen physikalischen Interpretation führen würde.

Schließlich seien noch einige Vorbemerkungen angebracht, die bei der Durchführung der Entfaltung in Hinblick auf die Verwendung des Entfaltungsverfahrens von V. Blobel ([24], [26]) in den nachfolgenden Abschnitten relevant sind:

- **Transformation:** Die Entfaltung des Transversalimpulses wurde nicht direkt in  $p_t$  sondern in der Größe  $\sqrt{p_t}$  vorgenommen. Hierbei zeigte das Entfaltungsprogramm numerisch ein besonders gutmütiges Verhalten trotz des steil abfallenden  $p_t$  bzw.  $\sqrt{p_t}$ -Spektrums. Darüberhinaus gibt es einen physikalischen Grund zu dieser Maßnahme:  $\sqrt{p_t}$  entspricht dem Auflösungsverhalten des Kalorimeters, das ja proportional zu  $\approx \sqrt{\Delta E}$  ist. Das Entfaltungsergebnis wurde schließlich in die ursprüngliche Größe  $p_t$  zurücktransformiert. Bei der Gluondichte wurde entsprechend nicht  $x_\gamma$  sondern  $\log(x_\gamma)$  entfaltet, wobei die logarithmische Darstellung ohnehin gebräuchlich ist und daher auf eine Rücktransformation verzichtet wurde.
- **Faktorisierung in  $p_t$  und  $\eta$ :** Die Auflösung der Größen  $p_t$  und  $\eta$  ist nicht unabhängig voneinander, z.B. treten bei harten Photoproduktionsereignissen Jets mit geringem  $p_t$  vermehrt bei großen  $\eta$ -Werten auf. Daher wäre es eigentlich angebracht, eine zweidimensionale Entfaltung vorzunehmen. Diese Möglichkeit setzt allerdings eine hohe Statistik an Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen voraus, wie sie 1993 nicht vorlag. Darüberhinaus steht ein entsprechendes zweidimensionales Entfaltungsverfahren [27] erst seit kurzem für die Benutzung zur Verfügung und konnte hier noch nicht eingesetzt werden. Die zweidimensionale Abbildungsfunktion wird daher formal in ein Produkt zweier Abbildungsfunktionen für  $p_t$  und  $\eta$  zerlegt, was in einer jeweils eindimensionalen Entfaltung resultiert:

$$A(p_t, \eta; \bar{p}_t, \bar{\eta}) = A^1(p_t, \bar{p}_t) \cdot A^2(\eta, \bar{\eta})$$

Siehe dazu auch im Anhang den Abschnitt A.3. Die Methode wird durch die Angabe eines entsprechenden systematischen Fehlers abgesichert:

- Bei Entfaltung des (nur mäßig) korrelierten Transversalimpulses wird diese Fehlerabschätzung durch die (bessere) Korrelation in der Rapidität bestimmt.
- Bei Entfaltung der Rapidität wird diese Fehlerabschätzung durch die mäßige Korrelation im Transversalimpuls bestimmt.

Im Prinzip können also  $p_t$  und  $\eta$  analog in der gleichen Weise behandelt werden. In der praktischen Anwendung wurde bei der Rapiditätsentfaltung eine spezielle Variante gewählt.

- **Entfaltung der Rapidität:** Wegen der unterschiedlichen Güte bei der Auflösung in  $p_t$  und  $\eta$  wurde der Wirkungsquerschnitt in der Rapiditätsdimension bestimmt, indem  $p_t$  in Intervallen von  $\eta$  entfaltet und integriert wurde. Weitere Details findet man weiter unten in Abschnitt 6.3. Von Vorteil ist dabei, daß die Fehlerabschätzung für die Faktorisierung beim Rapiditätsspektrum (wie bei der Entfaltung des Transversalimpulses) nur in der  $\eta$ -Dimension erfolgt. Dies ist wegen der besseren  $\eta$ -Korrelation wesentlich unkritischer, während die mäßige  $p_t$ -Korrelation immer durch das Entfaltungsprogramm behandelt wird.
- **Einführung einer Stützstelle:** Zunächst sei darauf hingewiesen, daß sich die Entfaltung des transversalen Impulses technisch bis ca. 2 GeV erstreckt. Der Wirkungsquerschnitt kann wegen der  $p_t$ -Schwelle für die Jets erst oberhalb von 7 GeV korrekt ermittelt werden, da unterhalb von 7 GeV das Monte Carlo keine Auflösungsinformation liefert. Die Entfaltung der  $p_t$ -Spektren hat die Verwendung einer Stützstelle, d.h. eine künstliche Fixierung des Wirkungsquerschnittes, erfordert. Die Stütze liegt bei ca.  $p_t=5$  GeV und hat einen Wert in der Größenordnung des zu erwartenden, extrapolierten Wirkungsquerschnittes. Das Entfaltungsprogramm beinhaltet eine Option, derartige Vorgaben intern zu berücksichtigen, z.B. bei der Analyse der Bin-zu-Bin-Korrelationen. Insgesamt konnte durch diese Maßnahme ein besonders „weiches“ Verhalten der Korrekturfunktion, die mit Splines dargestellt wird, und eine konsistente Beschreibung der Kontrolldiagramme erreicht werden, ohne drastische Veränderungen am Entfaltungsergebnis zu bewirken. Da das Entfalten damit nicht mehr als „vorbehaltlos“ gelten kann, resultiert diese Einschränkung in einer entsprechenden Vergrößerung des systematischen Fehlers. Im Fall der Analyse mit dem kleinen Kegelradius  $R=0.7$  wurde keine Stützstelle verwendet, so daß hier auf eine entsprechende Vergrößerung des systematischen Fehlers verzichtet werden konnte.
- **Fixierung der Bingenzen:** Das Entfaltungsprogramm bietet die Möglichkeit, die Grenzen für die Entfaltungsbins festzulegen. Von dieser Option wurde in Anlehnung an die vom Programm vorgeschlagenen Grenzen Gebrauch gemacht, was beim Studium des Energieskalenfehlers hilfreich war. Im Falle der Binvorgaben werden die Korrelationen der Bins untereinander und die zugehörigen Fehler entsprechend angepaßt.
- **$x_\gamma$ -Entfaltung und Subtraktionsmethode:** Für die Entfaltung von  $x_\gamma$  bzw. der Gluondichte ist eine eindimensionale Entfaltung hinreichend. Da das  $x_\gamma$ -Spektrum keine pathologischen Eigenschaften wie z.B. das steil abfallende  $p_t$ -Spektrum zeigt, ist die Verwendung einer Stützstelle nicht erforderlich. Da die Gluondichte des Photons entfaltet werden soll, erfolgt die statistische Subtraktion des Quarkanteils des Photons im Rahmen einer speziellen Option im Entfaltungsprogramm, so daß insbesondere die statistischen Fehler automatisch korrekt ermittelt werden. Mehr dazu findet man in Abschnitt 6.4 und im Anhang A.7.

## 6.2 Entfaltung des $p_t$ -Spektrums

Die Diskussion bezieht sich zuerst auf die Selektion, bei der für die Jets ein Kegelradius von  $R=0.7$  vorgegeben wurde. Bei der Entfaltung des  $p_t$ -Spektrums wird im ersten Schritt die Korrekturfunktion in Abhängigkeit von  $p_t$  betrachtet, die sich aus den Unterschieden zwischen dem  $p_t$ -Spektrum der Daten und dem  $p_t$ -Spektrum der MC-Ereignisse ergibt. Da auf die gleiche Weise selektiert worden ist und der Anteil von Untergrundereignissen bei den Daten vernachlässigbar ist, müssen physikalische Ursachen für die Unterschiede angenommen werden. Die  $p_t$ -Spektren, die sich aus den selektierten Daten- und MC-Ereignissen ergeben, können in dem linken Diagramm in Abbildung 6.1 miteinander verglichen werden. Es handelt sich hierbei um inklusive 2-Jet-Spektren, wobei jeweils die zwei Jets von jedem selektierten Ereignis in dem Histogramm an der Stelle des entsprechenden  $p_t$ -Wertes beitragen.

Wie in Anhang A diskutiert wird, ist die Bestimmung der Korrekturfunktion im Rahmen der Entfaltung nicht trivial. Migrationeffekte und statistische Schwankungen in den  $p_t$ -Spektren erfordern eine spezielle Methode, wobei u.a. die Korrekturfunktion durch einen Splineansatz dargestellt wird. Die Korrekturfunktion als Ergebnis des Verfahrens ist im rechten Diagramm von Abbildung 6.1 zu sehen.

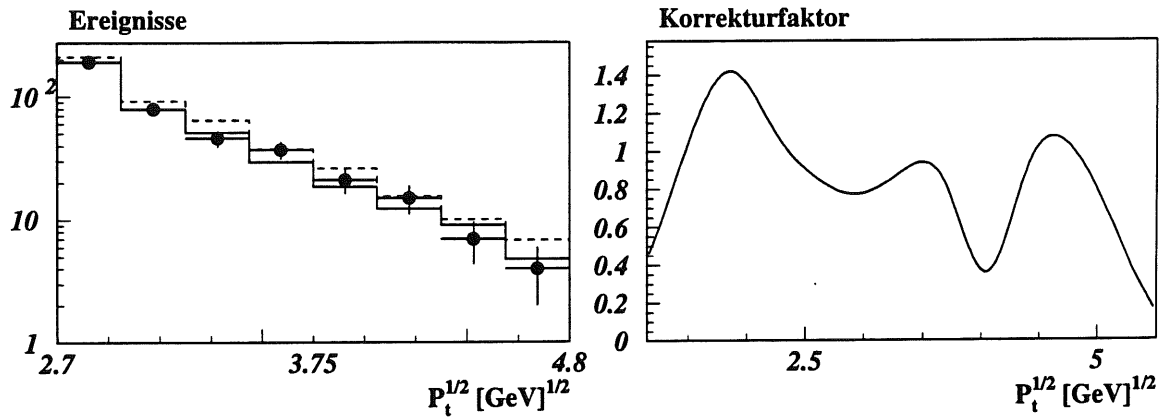


Abbildung 6.1: Korrektur für die  $p_t$ -Entfaltung mit Jet-Kegelradius 0.7: Die gestrichelte Linie gehört zu den unkorrigierten MC-Verteilungen, die durchgezogene Linie bezeichnet die neu gewichtete MC-Verteilung. Auf der rechten Seite ist die aus Splines zusammengesetzte Korrekturfunktion dargestellt.

Da es sich um ein aufwendiges numerisches Verfahren handelt, muß die Richtigkeit des Ergebnisses noch technisch überprüft werden. Dazu wird das Gewicht für jeden Jet entsprechend seines spezifischen  $p_t$  mit dem Korrekturwert der Korrekturfunktion an der Stelle  $p_t$  multipliziert und erst dann neu gewichtet histogrammiert. Das Verfahren entspricht im Prinzip einer (diskreten) Faltung des ursprünglichen MC-Spektrums mit der Korrekturfunktion. Die Häufigkeitsverteilung, die sich hierbei ergibt, muß nunmehr per Konstruktion die gemessenen Daten beschreiben; andernfalls hat das numerische Verfahren nicht funktioniert. Wie man dem linken Diagramm in Abbildung 6.1 entnehmen kann, beschreibt die durchgezogene Histogrammkurve, die sich bei der Neugewichtung ergibt, die Daten etwas besser als die gestrichelte Histogrammkurve (ursprüngliche MC-Verteilung). Der Unterschied scheint wegen der logarithmischen Auftragung gering, beinhaltet aber einen Nettoeffekt von ca. 10%. Dies wird in den anschließend diskutierten Kontrolldiagrammen noch deutlich. Es ist aber bereits klar, daß das  $p_t$ -Spektrum des MC-Modells der Wirklichkeit bereits sehr nahe kommt.

Die geschilderte Methode der Umgewichtung ist auf jedes Ereignis bzw. für jede Meßgröße anwendbar

und daher nicht nur auf die eigentliche Entfaltungsgröße  $p_t$  beschränkt. In den Kontrollplots in Abbildung 6.2 sind daher verschiedenste Meßgrößen gemeinsam mit den ursprünglichen und zum Vergleich mit den neu gewichteten MC-Verteilungen dargestellt. Das Umgewichtungsverfahren beantwortet somit die Frage, wie sich eine neue  $p_t$ -Modellfunktion in verschiedenen Größen auswirkt, ohne daß eine erneute, aufwendige Monte-Carlo-Produktion durchgeführt werden müßte.

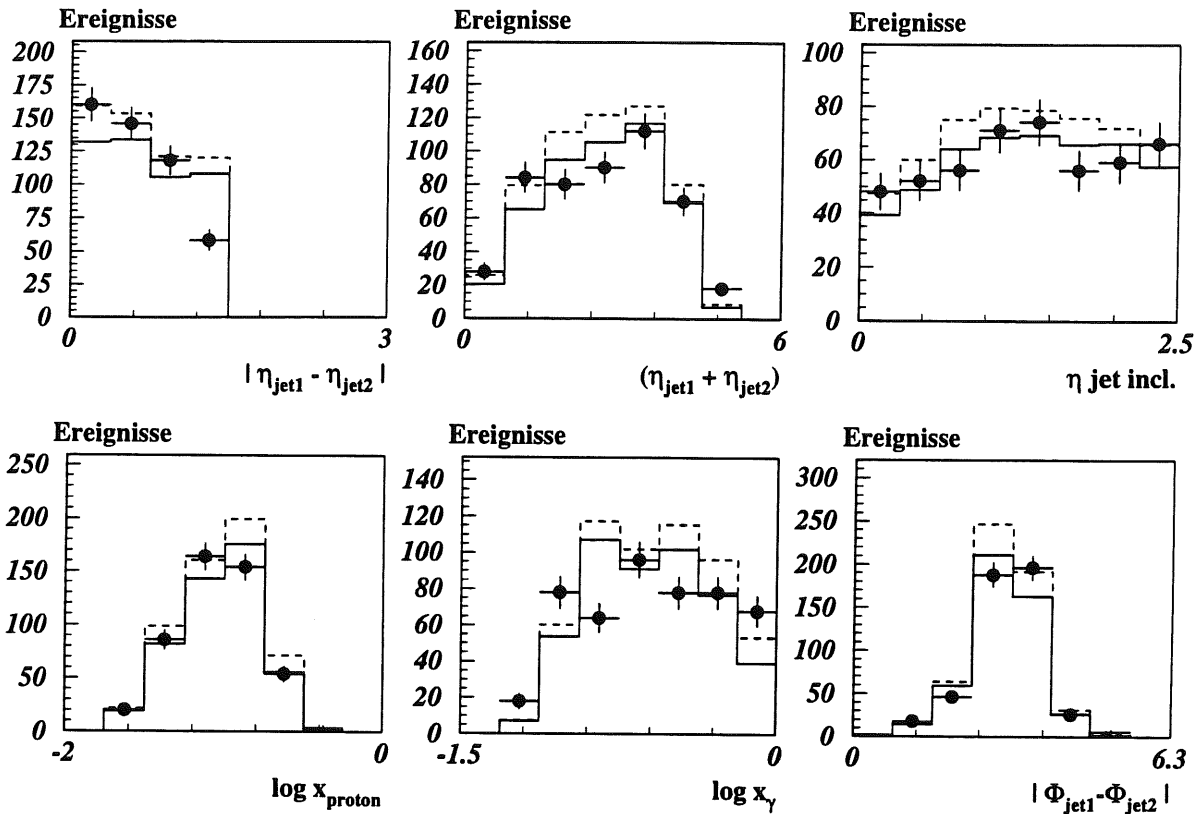


Abbildung 6.2: Kontrolldiagramme für die  $p_t$ -Entfaltung mit Jet-Kegelradius 0.7: Die gestrichelte Linie gehört zu den unkorrigierten MC-Verteilungen, die durchgezogene Linie bezeichnet die neu gewichteten MC-Verteilungen.

Wenn die Unterschiede bei Daten und MC im  $p_t$ -Spektrum physikalisch motiviert sind und die Korrektur des  $p_t$ -Spektrums physikalische Relevanz besitzt, sollten in den Kontrolldiagrammen die Daten durch die neu gewichteten Verteilungen besser beschrieben werden als ohne Korrektur. Falls die Neugewichtung die Daten schlechter beschreibt als zuvor, zeigt dies einen Fehler etwa bei der Selektion auf; im Extremfall wurde die  $p_t$ -Verteilung von Untergründereignissen dominiert, wobei kein strenger physikalischer Zusammenhang zwischen Korrektur und Kontrollgrößen zu erwarten ist.

Im Rahmen der statistischen Schwankungen kann man den Kontrolldiagrammen in Abbildung 6.2 entnehmen, daß keine derartige Kontraindikation vorliegt und daß durch die Korrektur in  $p_t$  eine Verschiebung der absoluten Rate eintritt. Da die Neugewichtung zu einer verbesserten Beschreibung der Daten in den Kontrollverteilungen führt, ist es physikalisch gerechtfertigt, die  $p_t$ -Modellverteilung, wie sie im Abschnitt 4.4 vorgestellt wurde, gemäß der Korrekturfunktion abzuändern, um die wahre Funktion zu bestimmen.

Eine endgültige Aussage über die Signifikanz der Korrektur kann aber erst unter Einbeziehung der Abbildungsgenauigkeit getroffen werden. Ehe dieser Aspekt diskutiert wird, wird noch kurz auf die Korrektur für die Jetselektion mit größerem Kegelhradius  $R=1.0$  eingegangen. Analog zu den oben beschriebenen Diagrammen ist in Abbildung 6.3 der Einfluß der Korrekturfunktion auf die Entfaltunggröße  $p_t$  bzw. die Kontrollverteilungen gezeigt. Im Unterschied zur Jetanalyse mit kleinem Kegelhradius besitzen alle Diagramme eine höhere statistische Signifikanz, so daß die systematischen Unterschiede zwischen den Daten und dem MC ohne Korrektur deutlich zu erkennen sind. In allen Kontrolldiagrammen werden die Daten durch die neu gewichteten MC-Verteilungen deutlich besser beschrieben. Damit wird bestätigt, daß eine Korrektur der  $p_t$ -Modellverteilung physikalisch sinnvoll ist.

Da dem Entfaltungsverfahren zu jedem gesehenen Jet das entsprechend zugeordnete Parton des harten Prozesses bekannt ist, kann die Genauigkeit festgelegt werden, mit der man von den gesehenen Ereignissen bzw. Jets auf die Ursprungsgrößen schließen kann. Es geht außerdem die statistische Genauigkeit der Daten ein. Entsprechend zu der Korrelation der Partonen mit den Jets in  $p_t$  ergeben sich nur wenige Bins großer Breite mit individuellen statistischen Fehlern.

Das Ergebnis für beide Kegelhradien ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Der Fehlerbalken ergibt sich aus dem statistischen Fehler des Entfaltungsverfahrens und den systematischen Fehlern, die quadratisch addiert worden sind.

Der statistische Fehler ist gegenüber den systematischen Fehlern gering. Der dominierende systematische Fehler folgt aus der unzureichenden Kenntnis der Kalorimeterkalibration und ist mit  $\pm 5\%$  für die Energieskala angesetzt worden. Die daraus resultierende Änderung in der Rate im  $p_t$ -Spektrum der Daten bestimmt die systematischen Abweichungen, die ca. 30% betragen. Andere systematische Fehler resultieren aus der Variation der Entfaltungsparameter (+10% für  $R=0.7$  und +20% für  $R=1.0$  systematischer Fehler), der Variation der Sockel-Korrektur (+10% systematischer Fehler) und der Tatsache, daß die Auflösungen in  $p_t$  und  $\eta$  nicht vollständig unabhängig voneinander sind und trotzdem faktorisiert wurde (+15% systematischer Fehler).

Das Resultat wird verglichen mit unabhängigen Modellrechnungen der führenden Ordnung, die von S. Salesch [42] zur Verfügung gestellt wurden.

- Eine extreme Photonstruktur, wie sie sich gemäß der LAC3 Parametrisierung ergibt, kann aufgrund der Rate ausgeschlossen werden; die GRV-Parametrisierung ist hingegen favorisiert.
- Im Rahmen der Fehler ist es nicht möglich zwischen der GRV- und der LAC1-Parametrisierung zu diskriminieren, da die Modellrechnungen nur minimal bei kleinen  $p_t$ -Werten differieren.

### 6.3 Entfaltung des Rapiditäts-Spektrums

Da man statistischen Beschränkungen unterliegt und das Entfaltungsverfahren nur eindimensional arbeitet, ist die gleichzeitige Entfaltung von  $p_t$  und Rapidität technisch ausgeschlossen.

Wenn das Rapiditätsspektrum der selektierten Jets nur in der Rapiditätsdimension entfaltet wird, bedeutet dies automatisch, daß der Schnitt für das minimale Jet- $p_t$  ebenso für das Partonniveau gültig sein muß. Nur dann kann das Entfaltungsergebnis mit Rechnungen, die ein entsprechend fixiertes  $p_t$  für die harten Partonen verwenden, verglichen werden.



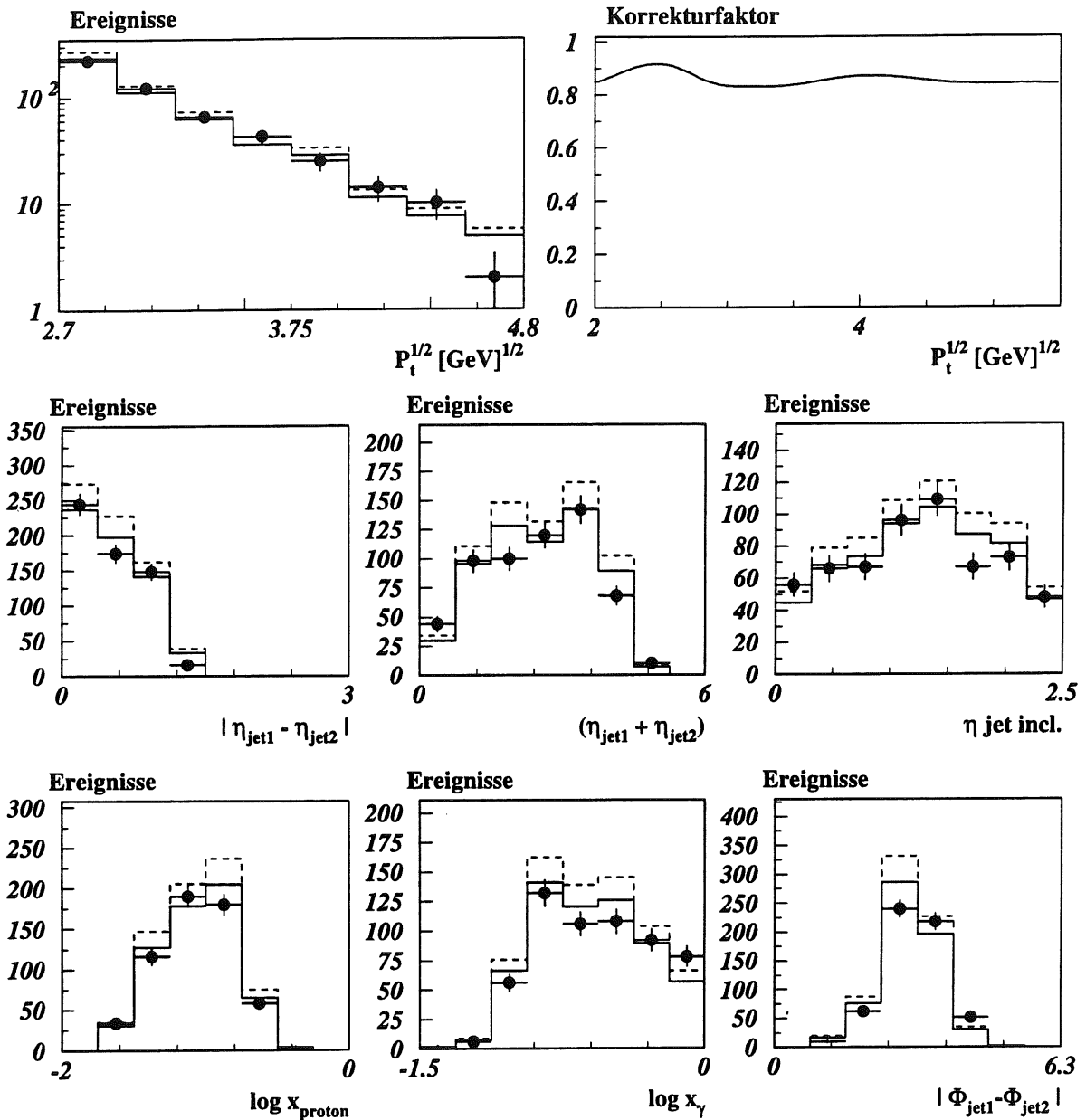


Abbildung 6.3: Die  $p_t$ -Entfaltung mit Jet-Kegelhradius 1.0: Die beiden oberen Diagramme zeigen den Einfluß der Korrektur. Die gestrichelte Linie gehört zu den unkorrigierten MC-Verteilungen, die durchgezogene Linie bezeichnet die neu gewichteten MC-Verteilungen jeweils im Vergleich zu den Datenpunkten. Auf der rechten Seite ist die Korrekturfunktion dargestellt. Alle weiteren Diagramme zeigen den Einfluß der Entfaltungskorrektur auf sechs verschiedene Kontrollgrößen.

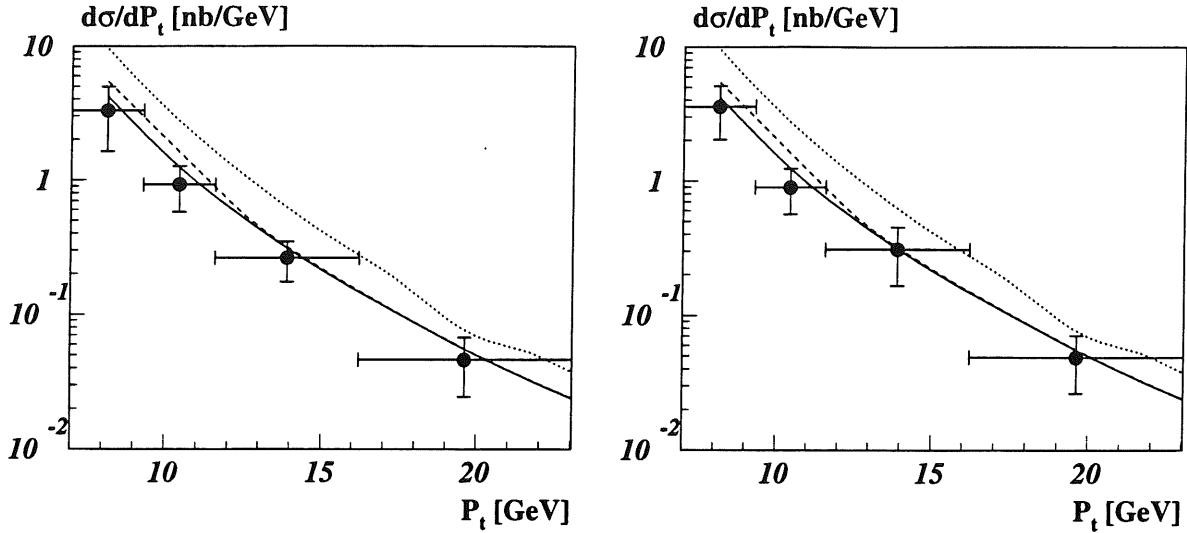


Abbildung 6.4: Das Resultat der  $p_t$ -Entfaltung; links ist das Ergebnis für den Kegelhadius 0.7 dargestellt, rechts für den Kegelhadius 1.0. Diese „single inclusive“ Spektren erfüllen folgende Bedingungen für den harten LO-Prozeß:  $\hat{p}_t^{\min} > 7$  GeV und ein Parton oder beide Partonen liefern unabhängig einen Beitrag, wenn sie im Rapiditätsbereich von 0 bis 2.5 liegen. Für die Parametrisierung des Photons in den Theorierechnungen [42] gilt: durchgezogene Linie: GRV, gestrichelte Linie: LAC1, punktierte Linie: LAC3.

Da aber starke Migrationen in  $p_t$  für Partonen und Jets vorhanden sind, ist ein Schnitt für das Jet- $p_t$  nicht auf das Partonniveau übertragbar. Überhaupt bleibt der Einfluß der starken Verschmierungen in  $p_t$  bei der Rapiditätsentfaltung unberücksichtigt. Hier zeigt sich im Grunde die Problematik, daß — bedingt durch die eindimensionale Entfaltung — die Auflösung faktorisiert wurde und gleichzeitig große Verschmierungseffekte für  $p_t$  vorliegen. Deshalb wurde hier ein anderer Weg zur Entfaltung des Rapiditätsspektrums beschritten, der eben diesem Umstand Rechnung trägt :

- Der Rapiditätsbereich für die Jetmessung,  $0 < \eta < 2.5$ , wurde in drei gleiche Intervalle eingeteilt.
- Es wurden für jeden der drei Bereiche die  $p_t$ -Modellfunktionen aus den mit PYTHIA generierten Ereignissen unabhängig bestimmt.
- Die drei Jet- $p_t$ -Spektren wurden genau so entfaltet, wie es bereits im vorherigen Abschnitt für den Gesamtbereich  $0 < \eta < 2.5$  beschrieben worden ist.
- Für jeden der drei Bereiche wurde das  $p_t$ -Spektrum über den Entfaltungsbereich von  $p_t^{\min} = 7$  GeV bis  $\infty$  integriert.
- Die drei Wirkungsquerschnitte wurden noch durch die Binbreite  $\Delta\eta = \frac{2.5}{3} = 0.8\bar{3}$  dividiert und ergeben somit ein diskretes Rapiditätsspektrum mit drei Bins.

Das Resultat der Entfaltung ist in Abbildung 6.5 zu sehen; das linke Entfaltungsergebnis ergibt sich bei Verwendung eines kleinen Kegelhadius, das rechte bei Verwendung des größeren Kegelhadius bei der Jetdefinition. Die Unterschiede, die sich bei Anwendung der beiden Methoden ergeben, liegen im

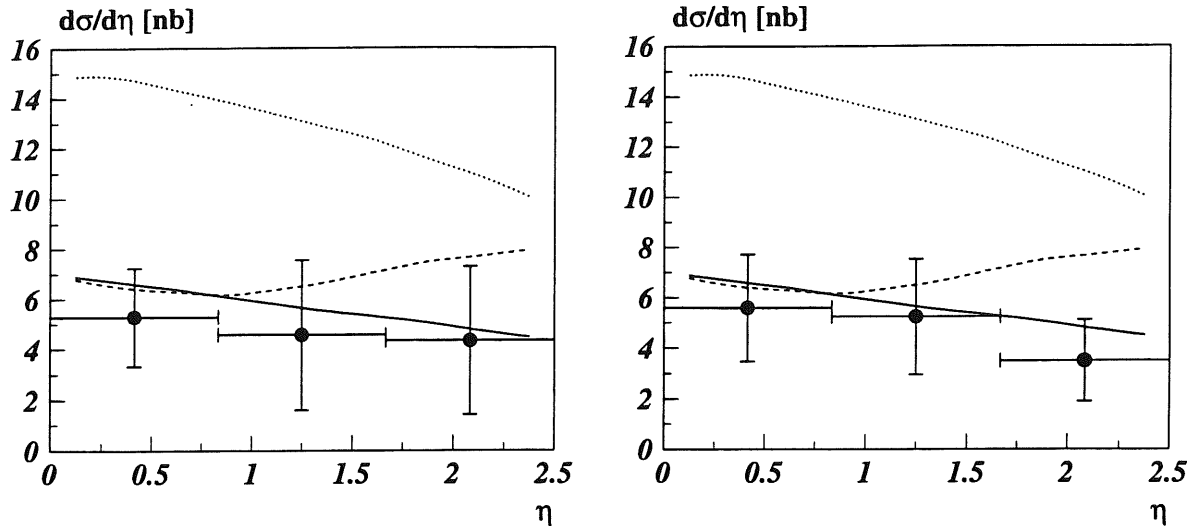


Abbildung 6.5: Das Resultat der Rapidity-Entfaltung, links ist das Ergebnis für den Kegelradius 0.7 dargestellt, rechts für Kegelradius 1.0. Diese „single inclusive“ Spektren erfüllen folgende Bedingungen für den harten LO-Prozess  $\hat{p}_t^{\text{min}} > 7 \text{ GeV}$  und ein Parton oder beide Partonen liefern unabhängig einen Beitrag, wenn sie im Rapiditybereich von 0 bis 2.5 liegen. Für die Parametrisierung des Photons in den Theorierechnungen [42] gilt: durchgezogene Linie: GRV, gestrichelte Linie: LAC1, punktierte Linie: LAC3.

Rahmen der Fehler. Wie bei der Diskussion der Fehler des entfalteten  $p_t$ -Spektrums gilt auch hier: Die Fehler ergeben sich nach quadratischer Addition in jedem Bin aus dem statistischen Fehler und den systematischen Fehlern, deren Beiträge sich genau wie bei der  $p_t$ -Entfaltung zusammensetzen.

Das Resultat kann schließlich mit unabhängigen Modellrechnungen der führenden Ordnung verglichen werden:

- Die LAC3-Parametrisierung ist insbesondere durch eine Verschiebung im Wirkungsquerschnitt, wie auch das  $p_t$ -Resultat bereits gezeigt hat, ausgeschlossen.
- Im Rahmen der Fehler kann nur im letzten Entfaltungsbins zwischen der LAC1- und der GRV-Parametrisierung diskriminiert werden. Das Entfaltungsergebnis ist mit der GRV-Parametrisierung verträglich.

## 6.4 Entfaltung von $x_\gamma$ und Extraktion der Gluondichte

In Kapitel 5 wurde gezeigt, wie für jedes Ereignis der  $x_\gamma$ -Wert rekonstruiert werden kann. Gelingt es, ein  $x_\gamma$ -Spektrum nur für harte Prozesse mit einem einlaufenden Gluon aus dem Photon zu selektieren, so repräsentiert das entsprechende  $x_\gamma$ -Spektrum bereits die Gluonen im Photon; die abschließende Entfaltung ergibt dann die Gluondichte.

Die harten Photoproduktionsereignisse setzen sich aus drei Reaktionstypen zusammen, die durch die Wechselwirkung des Photons mit dem harten Prozess definiert sind. Demzufolge wird in führender

Ordnung zwischen direkter Photoproduktion, quarkinduzierter Photoproduktion und gluoninduzierter Photoproduktion unterschieden. Während es ansatzweise möglich erscheint eine unterschiedliche Signatur für direkte und aufgelöste Photoproduktionsereignisse anzugeben, siehe z.B. [51], ist die Unterscheidung von quarkinduzierten und gluoninduzierten Ereignissen experimentell nicht eindeutig möglich.

Der Wirkungsquerschnitt für direkte Photoproduktionsereignisse wurde bislang noch nicht zuverlässig gemessen. Bisherige Ergebnisse, z.B. [51], zeigen aber keinen gravierenden Widerspruch zu existierenden Berechnungen in führender Ordnung, so daß der Wirkungsquerschnitt für direkte Photoproduktion hier als hinreichend genau angenommen werden darf. Darüberhinaus wird die Gluondichte bei kleinen  $x_\gamma$ -Werten bestimmt, wo der Anteil aus direkter Photoproduktion ohnehin vernachlässigbar gering ist. Es sei zudem daran erinnert, daß in dieser Messung die meisten Jets ein  $p_t$  von 7-8 GeV besitzen und damit auf der  $p_t$ -Skala in einem Bereich liegen, der von aufgelöster Photoproduktion dominiert wird.

Die Messung des Quarkinhaltes im Photon ist in  $e^+e^-$ -Experimenten möglich und wurde erstmals mit den Detektoren des PETRA Speicherrings gemessen [33]. Aktuelle Ergebnisse wurden z.B. von der OPAL-Kollaboration am LEP-Speicherring vorgestellt [34].

Der Wirkungsquerschnitt für die direkte Photoproduktion und die gemessene Quarkdichte des Photons ist bereits im PYTHIA-Generatorprogramm implementiert; für die Gluondichte stehen diverse Parametrisierungen zur Verfügung, wobei in den verwendeten MC-Produktionen die GRV-Parametrisierung eingesetzt wurde.

Da experimentell nicht eindeutig zwischen den einzelnen Reaktionstypen unterschieden werden kann, wird im  $x_\gamma$ -Spektrum aller gemessenen Ereignisse einfach die MC-Verteilung aus den direkten sowie den aufgelösten, quarkinduzierten Ereignissen subtrahiert. Das verbleibende Nettospektrum bezeichnet den Anteil der gluoninduzierten Photoproduktionsereignisse. Bei HERA ist daher erstmals die Gluondichte im Photon experimentell unmittelbar zugänglich. Für die statistische Subtraktion wurde eine vorhandene Option des verwendeten Entfaltungsprogramms verwendet, da das  $x_\gamma$ -Spektrum in einem weiteren Bearbeitungsschritt ohnehin mit dem Entfaltungsverfahren korrigiert worden ist.

Abbildung 6.6 zeigt, wie das Entfaltungsprogramm die  $x_\gamma$ -Spektren korrigiert, die mit einem Jet-Kegelradius von 0.7 und mit Kegelradius 1.0 selektiert worden sind.

Man erkennt, daß insbesondere bei  $x_\gamma$ -Werten kleiner als  $10^{-0.2}$  die unkorrigierte MC-Rate aus allen Ereignissen die Messung übersteigt. Die Differenz zwischen allen Ereignissen (gestrichelte Linie) und den quarkinduzierten und direkten Ereignissen (gepunktete Linie) bezeichnet die gluoninduzierten Prozesse der harten Photoproduktion. Wenn dieser Anteil abhängig von  $x_\gamma$  auf ca. 60% bis 80% reduziert wird, wie den entsprechenden Korrekturfunktionen zu entnehmen ist, können die neu gewichteten MC-Ereignisse (durchgezogene Linie) die Datenpunkte im Rahmen der statistischen Fehler hinreichend gut beschreiben. Insgesamt wird nicht nur die globale Rate im  $x_\gamma$ -Spektrum korrigiert, sondern ansatzweise wird auch die Form der Verteilung richtig angepaßt.

Die Kontrollverteilungen in Abbildung 6.7 bestätigen, daß eine geringere Gluondichte als die in der GRV-Parametrisierung vorgegebene, die Daten in allen Testgrößen statistisch signifikant besser beschreibt.

Als Modellfunktion wurde die bei der Generierung eingesetzte GRV-Parametrisierung der Gluondichte im Photon verwendet, wobei hier entsprechend als QCD-Skala ein mittleres  $p_t^2$  von  $75\text{GeV}^2$  angesetzt wurde. Wenn die Entfaltungskorrektur auf diese Modellfunktion angewendet wird, ergibt sich, unterschieden nach den beiden Kegelvarianten, die entfaltete Gluondichte (siehe Abbildung 6.8).

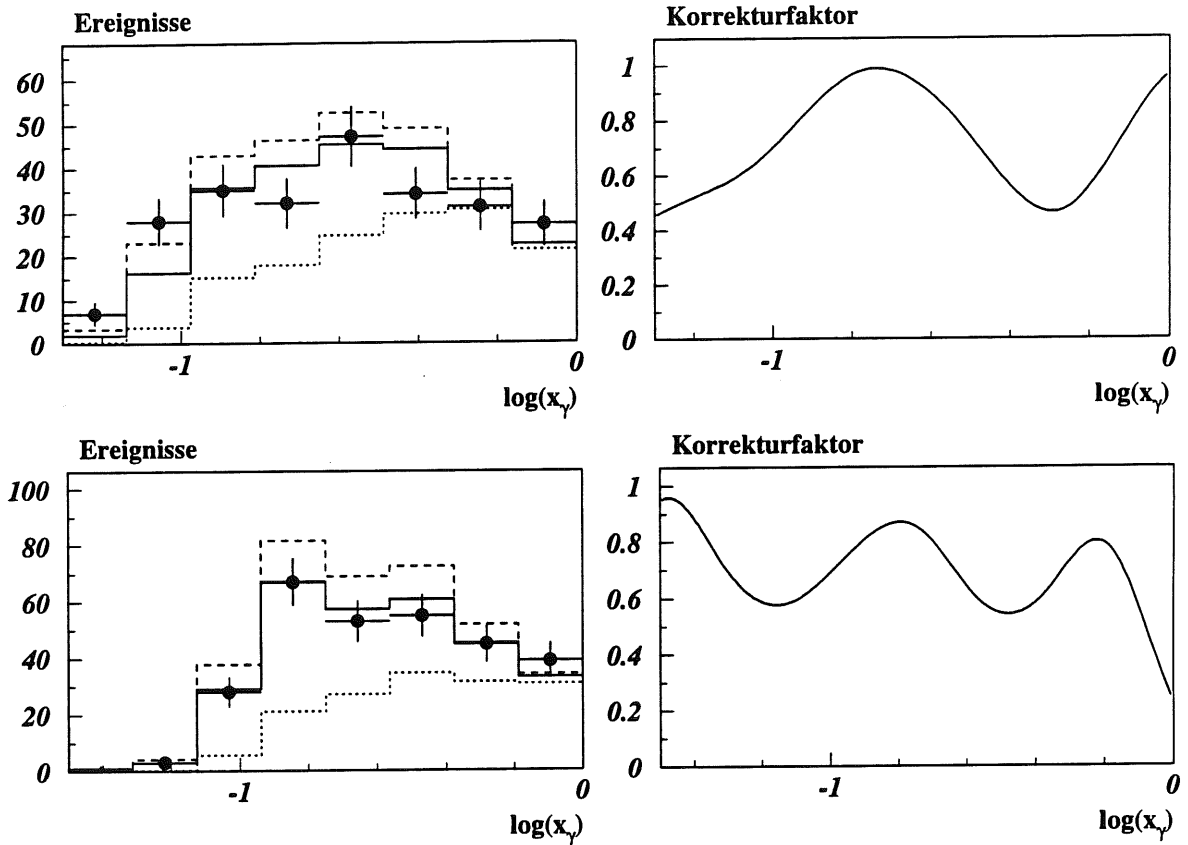


Abbildung 6.6: Der Entfaltungsmechanismus zur Bestimmung der Gluondichte im Photon (obere Reihe: Kegelhadius 0.7, untere Reihe: Kegelhadius 1.0). Das linke Diagramm zeigt jeweils die ursprüngliche  $x_\gamma$ -MC-Verteilung (gestrichelte Linie) und die neu gewichtete  $x_\gamma$ -MC-Verteilung (durchgezogene Linie) im Vergleich mit den Daten. Zusätzlich wurden die  $x_\gamma$ -Verteilung der direkten und quarkinduzierten MC Ereignisse eingetragen (punktierte Linie). Rechts daneben ist die Korrekturfunktion dargestellt, die sich nur auf den Gluonanteil bezieht.

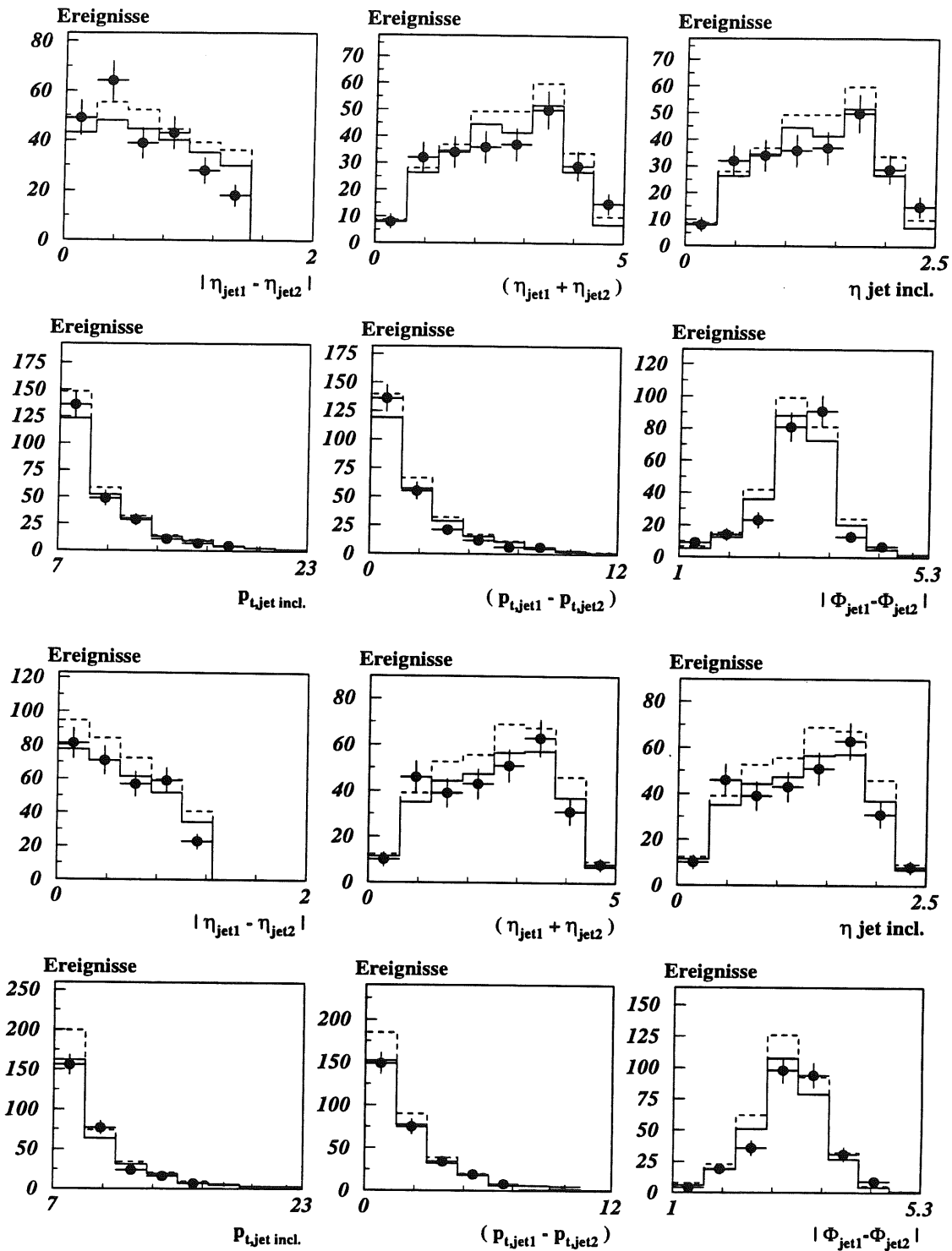


Abbildung 6.7: Die Kontrolldiagramme zur Bestimmung der Gluondichte im Photon (für die ersten 6 Diagramme gilt: Kegelradius=0.7, für die unteren 6 Diagramme gilt: Kegelradius  $R=1.0$ ): Im Vergleich zu den Datenpunkten bezeichnet wie üblich die durchgezogene Linie das Histogramm der neu gewichteten MC-Ereignisse und die gestrichelte Linie die ursprünglichen MC-Histogramme.

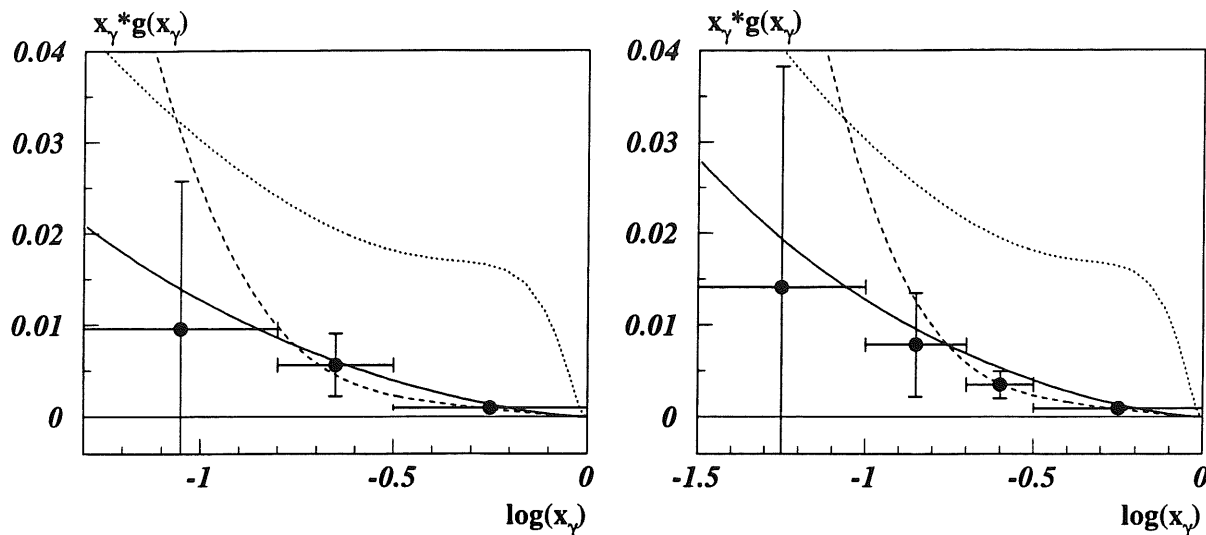


Abbildung 6.8: Die Gluondichte im Photon: links ist das Ergebnis für den Kegelradius 0.7 dargestellt, rechts für Kegelradius 1.0. Zum Vergleich sind noch drei Parametrisierungen der Gluondichte eingezeichnet: durchgezogene Linie: GRV, gestrichelte Linie: LAC1, punktierte Linie: LAC3.

Die Fehler setzen sich wie schon zuvor beschrieben aus den statistischen Fehlern und den systematischen Fehlern zusammen. Der systematische Fehler wird von der  $\pm 5\%$ igen Unsicherheit in der Energiekalibration des Kalorimeters dominiert und ergibt nach quadratischer Addition mit dem statistischen Fehler und zwei weiteren systematischen Fehlerquellen (Entfaltungsverfahren, Sockelsubtraktion) die äußeren Fehlerbalken. Das Fazit lautet:

- Die gemessene Gluondichte liegt im Mittel leicht unterhalb der GRV-Parametrisierung, die dem Entfaltungsergebnis ansonsten am besten entspricht.
- Die LAC1-Parametrisierung zeigt bei kleinen  $x_\gamma$ -Werten eine viel stärkere Zunahme als in der Messung. Gerade dieses Indiz spricht gegen die LAC1-Parametrisierung, auch wenn diese im Rahmen der Meßfehler nicht eindeutig auszuschließen ist.
- Die Gluondichte aus der LAC3-Parametrisierung ist gegenüber der Messung um ca. einen Faktor 3 verschoben und somit ausgeschlossen, obwohl die Form der LAC3-Parametrisierung mit der Messung verträglich erscheint.
- Die Fehler legen eine obere Schranke für die Gluondichte im Photon fest.
- Im Fall des Kegelradius  $R=1.0$  gelingt es im Gegensatz zur  $R=0.7$  Selektion, die Entfaltung des  $x_\gamma$ -Spektrums aufgrund der höheren Statistik bis zu einem Wert von  $10^{-1.5}$  auszudehnen.

## 6.5 Sensitivität der Analyse

Bevor in den nachfolgenden Abschnitten noch einige spezielle physikalische Aspekte der Analyse diskutiert werden, wird hier ein rein technischer Test auf die Sensitivität der Analyse auf die unterschied-

lichen Parametrisierungen der Photonstruktur vorgestellt.

Die Probe wird durchgeführt für das  $p_t$ -Spektrum, das Rapiditätsspektrum, das die  $p_t$ -Entfaltung in drei diskreten Rapiditätsbereichen beinhaltet, und für die Entfaltung von  $x_\gamma$  bzw. der Gluon-Dichte.

In der durchgeführten Studie wurde die Entfaltung mit den in Abschnitt 4.2 beschriebenen MC-Ereignissen festgelegt, während als sogenannte Pseudo-Daten das Standard-MC der Photoproduktion (siehe Abschnitt 4.1) verwendet wurde, das die GRV-Strukturfunktion als Photonmodell enthält. Um zu zeigen, daß die Methode zwischen verschiedenen Modellen diskriminieren kann, wurden durch Umgewichtung<sup>1</sup> der Standard-MC-Ereignisse auch Verteilungen erzeugt, die dem LAC1- und LAC3-Modell entsprechen. Da man also weiß, welches Modell den Pseudo-Daten zugrundeliegt, kann man überprüfen, ob das Entfaltungsergebnis die entsprechende Vorgabe reproduziert. Der Kegelhradius in der Jetanalyse betrug  $R=0.7$ ; im übrigen wurden die gleichen Schnitte wie in der eigentlichen Analyse benutzt.

Das Ergebnis dieser Studie ist in Abbildung 6.9 zu sehen. In jedem Diagramm ist das Resultat der Entfaltung wie üblich in Form der diskreten Bins mit zugehörigem Entfaltungsfehlern zu sehen. Zum Vergleich sind außerdem jeweils drei Modellverteilungen, nämlich GRV (durchgezogene Linie), LAC1 (gestrichelte Linie) und LAC3 (punktierte Linie), eingetragen, wie sie in einer speziellen Generatorstudie ermittelt worden sind.

Je drei nebeneinanderliegende Diagramme zeigen das Resultat für Transversalimpuls, Rapidität und Gluon-Dichte, wobei von oben nach unten für die Pseudo-Verteilungen die Modelle LAC3, LAC1 und GRV eingesetzt worden sind.

Man erkennt, daß die Modellfunktionen für GRV und LAC1 im Rahmen der statistischen Fehler hinreichend gut wiedergefunden werden. Für die oberste Diagrammreihe ist dies nur noch qualitativ richtig, da durch große Faktoren bei der Umgewichtung von GRV nach LAC3 das Ergebnis zu sehr verfälscht wird.

## 6.6 Gibt es Gluonen im Photon?

Von  $e^+e^-$ -Experimenten ist bekannt, daß Quarks im Photon existieren. Da aufgrund der Farbkopplung Quarks Quellen für Gluonfluktuationen darstellen, erwartet man auch Gluonen im Photon. Tatsächlich gibt es hierfür bereits indirekte Hinweise [35].

Die Analyse der inklusiven Spektren  $p_t$  und  $\eta$  bestätigt die Gluonhypothese, da die gemessenen Spektren nur mit theoretischen Rechnungen, die anteilig Gluonen im Photon berücksichtigen, erklärt werden können. Im Abschnitt 6.4 sind die gemessenen  $x_\gamma$ -Verteilungen auf ihren Gluonanteil hin interpretiert worden, und es wurde konsequenterweise die Gluondichte im Photon bestimmt.

In der anschließenden Diskussion wird ein Argument für den unmittelbaren statistischen Nachweis der Gluonen im Photon vorgestellt.

Dazu betrachte man nochmals die linken Diagramme in Abbildung 6.6. Für beide Kegelvarianten, insbesondere jedoch für die Variante mit dem Kegelhradius 1.0 gilt: Bei den kleinen  $x_\gamma$ -Werten übersteigt

<sup>1</sup>Beim Umgewichten wird für jedes Ereignis ein neues Gewicht bestimmt, wobei hier der Quotient aus den Werten der alten und neuen Strukturfunktion an der Stelle  $x_\gamma$  eingeht:  $w_{LAC} = w_{GRV} \cdot f_{LAC}(x_\gamma) / f_{GRV}(x_\gamma)$ . Die Methode liefert approximativ die richtigen Resultate, sofern der Korrekturquotient aus den Strukturfunktionswerten nicht zu sehr von 1 abweicht.



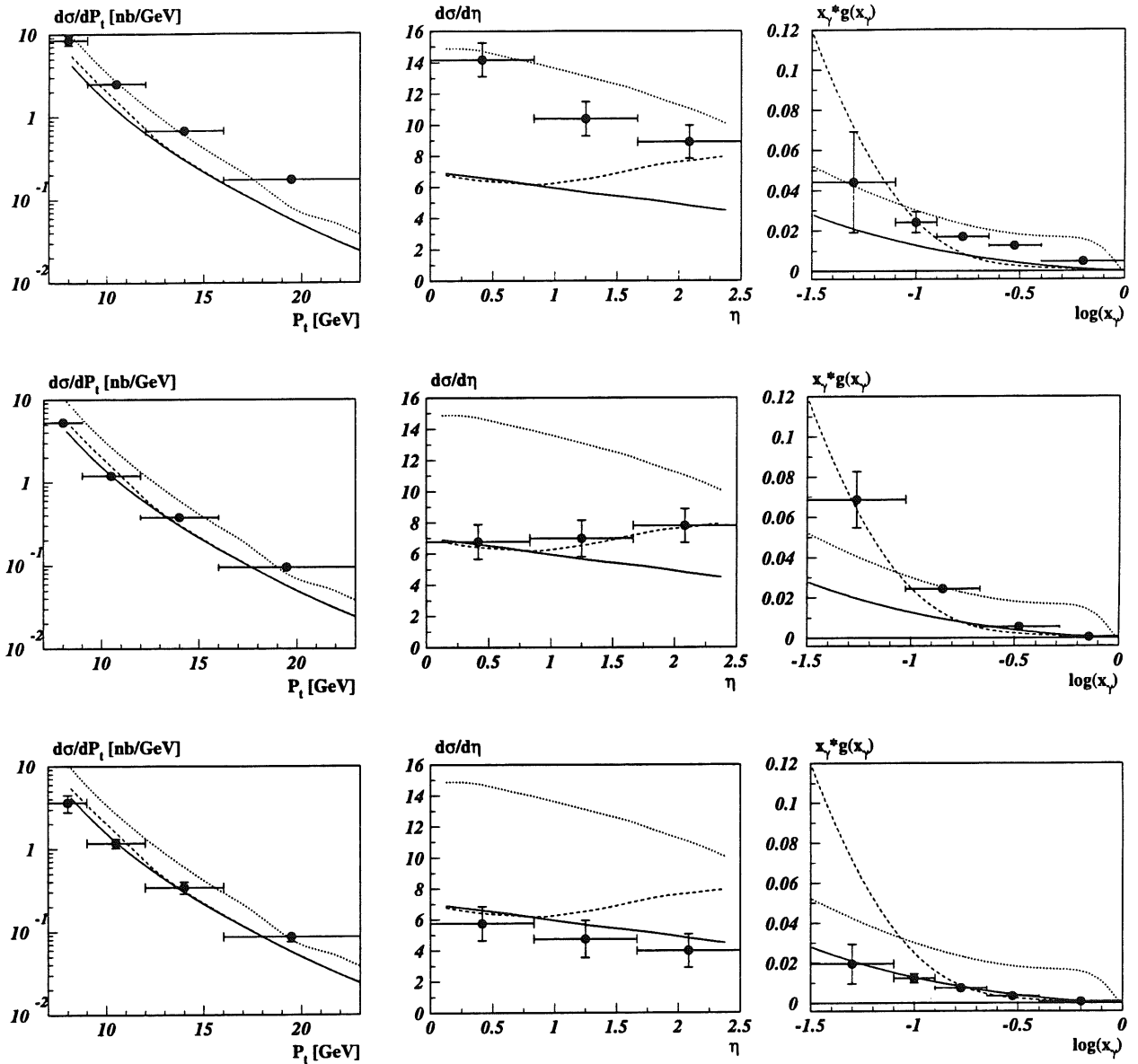


Abbildung 6.9: Die Sensitivität der Analyse auf die Gluondichte im Photon wird demonstriert (für die verwendeten Pseudo-Daten gilt: obere Reihe: LAC3, mittlere Reihe: LAC1, untere Reihe: GRV). Verglichen wird mit jeweils 3 Modellfunktionen verglichen: GRV (durchgezogen), LAC1 (gestrichelt) und LAC3 (punktiert).

die Anzahl der Datenereignisse eindeutig die Erwartung aus den rein quarkinduzierten (und direkten) Ereigniszahlen des Monte Carlo. Der in den Daten gesehene Überschuß wird mit gluoninduzierten Prozessen interpretiert. Falls diese Differenz statistisch signifikant ist, liegt ein direkter Nachweis vor, obwohl der Fehler in der zugehörigen Dichtefunktion der Gluonen im Photon, siehe Abbildung 6.8, mit Null verträglich ist.<sup>2</sup>

Um die statistische Relevanz zu prüfen, wird ein Hypothesentest für diskrete Verteilungen angewendet, der entscheidet, ob die gemessene Verteilung disjunkt zu einer Modellerwartung ist, siehe [28], [29]. Die sog. Nullhypothese besteht aus den quarkinduzierten und direkten MC-Ereignissen, die gemessenen Daten sind die sog. Testhypothese. Wenn die Verteilungen disjunkt sind, kann die Differenz mit Gluonen erklärt werden. Nullhypothese und Testhypothese sind statistisch verschieden, falls für die Summenfunktion  $P$  der  $\chi^2$ -Verteilung mit  $\nu$  Freiheitsgraden gilt:

$$P\left(\frac{\chi^2}{2}, \frac{\nu}{2}\right) \approx 1$$

Das entsprechende  $\chi^2$  ist wie folgt definiert:

$$\chi^2 = \sum_i^{N_{\text{Bins}}} \frac{(N_i - n_i)^2}{n_i}$$

$N_i$  sind die gemessenen Ereigniszahlen im  $i$ -ten Bin, die  $n_i$ , die nicht notwendigerweise ganzzahlig sein müssen, bezeichnen die Nullhypothese im gleichen Bin. Im folgenden werden zur Vereinfachung alle Bins zusammengefaßt. Da die Histogrammform damit unberücksichtigt bleibt, stellt das berechnete Ergebnis eine gröbere bzw. weniger strenge Abschätzung dar. Die Anzahl der Freiheitsgrade  $\nu$  ist in diesem Fall gerade 1.  $\chi^2$  und  $P(\frac{\chi^2}{2}, \frac{\nu}{2})$  errechnen sich aus den entsprechenden Ereigniszahlen:

|                      | Kegelradius 0.7          | Kegelradius 1.0          |
|----------------------|--------------------------|--------------------------|
| Modellerwartung $n$  | 137                      | 147                      |
| gem. Ereignisse $N$  | 222                      | 281                      |
| $\chi^2$             | 52.7                     | 122.1                    |
| $P(\chi^2/2, \nu/2)$ | $P(26.4, 0.5) \approx 1$ | $P(61.1, 0.5) \approx 1$ |

Die Diskrepanz zwischen Modellerwartung und Messung ist damit eindeutig signifikant und die Gluonen werden als Erklärung benötigt.

Abschließend wird noch die Frage behandelt, wieviele Ereignisse  $n_o$  bei gegebener Messung  $N$  und einem geforderten  $\chi_o^2$  maximal erlaubt sind, damit die Diskrepanz gerade noch signifikant genannt werden kann. Bei einem Freiheitsgrad von  $\nu = 1$  gilt  $P(\chi^2/2, 0.5) > 0.95$ , falls  $\chi_o^2 > 6.0$  ist. Auflösen der Gleichung für  $\chi^2$  nach  $n$  ergibt unter der Nebenbedingung  $N > n_o$ :

$$n_o = \frac{2n + \chi_o^2}{2} - \sqrt{\left(\frac{\chi_o^2}{2}\right)^2 + N \cdot \chi_o^2}$$

<sup>2</sup>Ein Beispiel mag diesen Sachverhalt verdeutlichen: Seit vielen Jahren hat man in Neuseeland keine Eulenpapageien (sog. Kakapo's) mehr gesehen. Eine strenge Hypothese lautet daher: Die Eulenpapageien sind ausgestorben. Diese Hypothese wäre bereits widerlegt, wenn nur ein einziger lebender Kakapo nachgewiesen wird. Die Wahrscheinlichkeitsdichte, einen Kakapo irgendwo noch einmal zu beobachten, hätte einen großen Fehler, der mit Null verträglich ist. Ein weiteres Beispiel ist die Entdeckung der schwachen neutralen Ströme. Obwohl nur 2 Ereignisse nachgewiesen worden waren, war die Entdeckung statistisch abgesichert, da die Erwartung für Untergrundereignisse sehr viel kleiner als 1 gewesen ist. Unabhängig davon hat die Wahrscheinlichkeit, bei der Wiederholung des Experimentes nochmal 2 Ereignisse zu finden, einen großen Fehler, der mit Null verträglich ist.

Dies bedeutet:

|                            | Kegelradius 0.7 | Kegelradius 1.0 |
|----------------------------|-----------------|-----------------|
| gem. Ereignisse $N$        | 222             | 281             |
| max. Modellerwartung $n_o$ | 188             | 242             |
| Modellerwartung $n$        | 137             | 147             |
| rel. Abweichung $1-n/n_o$  | 0.27            | 0.39            |

Wenn die Nullhypothese um mehr als 27% bzw. 39% falsch gemessen worden ist, wäre die Signifikanz also nicht mehr vorhanden. Eine derartige Fehlmessung in der MC-Studie ist jedoch unwahrscheinlich, zumal zwei Verfahren zur Jetbestimmung herangezogen worden sind und beide Verfahren gleichwertige Resultate liefern. Die Gluonhypothese ist daher bestätigt.

## 6.7 Rechnungen in nächstführender Ordnung

Da Theorierechnungen für die nächstführende Ordnung (NLO: Next to Leading Order) für  $p_t$  und Rapidität vorliegen, können diese mit den entfalteten Resultaten verglichen werden. Obwohl die Entfaltung sich auf die führende Ordnung (LO: Leading Order) bezieht, wird deutlich, daß

1. die Rechnungen für die führende Ordnung nicht extrem von den Rechnungen in nächstführender Ordnung abweichen, sondern ca. 15% bis 20% systematisch zu größeren Wirkungsquerschnitten verschoben sind.
2. im Rahmen der Fehler für den entfalteten Wirkungsquerschnitt nicht signifikant zwischen führender und nächstführender Ordnung diskriminiert werden kann.

Es sei darauf hingewiesen, daß bei einer Analyse für die nächstführende Ordnung keine bedeutende Verschiebung gegenüber den vorliegenden Resultaten in führender Ordnung zu erwarten ist.

Die Rechnungen in der nächstführenden Ordnung hängen von der Renormierungsskala ab, die wiederum mit dem Kegelradius zusammenhängt. Es kann gezeigt werden, daß diese Abhängigkeit bei einem Kegelradius von  $R=0.7$  gerade minimal ist, siehe [53], [41]. Die verwendete Skala ist  $p_t$  zum Quadrat, und als Kegelradius wurde hier  $R=1.0$  gewählt. In Abbildung 6.10 werden die NLO-Rechnungen mit den LO-Entfaltungsergebnissen für die Selektion mit dem Kegelradius 1.0 verglichen, obwohl in der führenden Ordnung das Entfaltungsergebnis im Prinzip nicht vom Kegelradius abhängt.

## 6.8 Resümee der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse sowie deren Fehler und Korrelationen zusammenfassend vorgestellt und bewertet.

### 6.8.1 Konsistenz der integrierten Wirkungsquerschnitte

Ein einfacher Konsistenztest der entfalteten Resultate für  $p_t$  und  $\eta$  ergibt sich bei der Integration der differentiellen Wirkungsquerschnitte. Die Integrale über  $p_t$  und  $\eta$  sollten jeweils den gleichen Wert ergeben und zwar für beide Kegelradien. In Tabelle 6.1 sind die totalen Wirkungsquerschnitte für den Akzeptanzbereich  $7 \leq p_t \leq 23.1$  [GeV] und  $0.0 \leq \eta \leq 2.5$  zusammengefaßt.

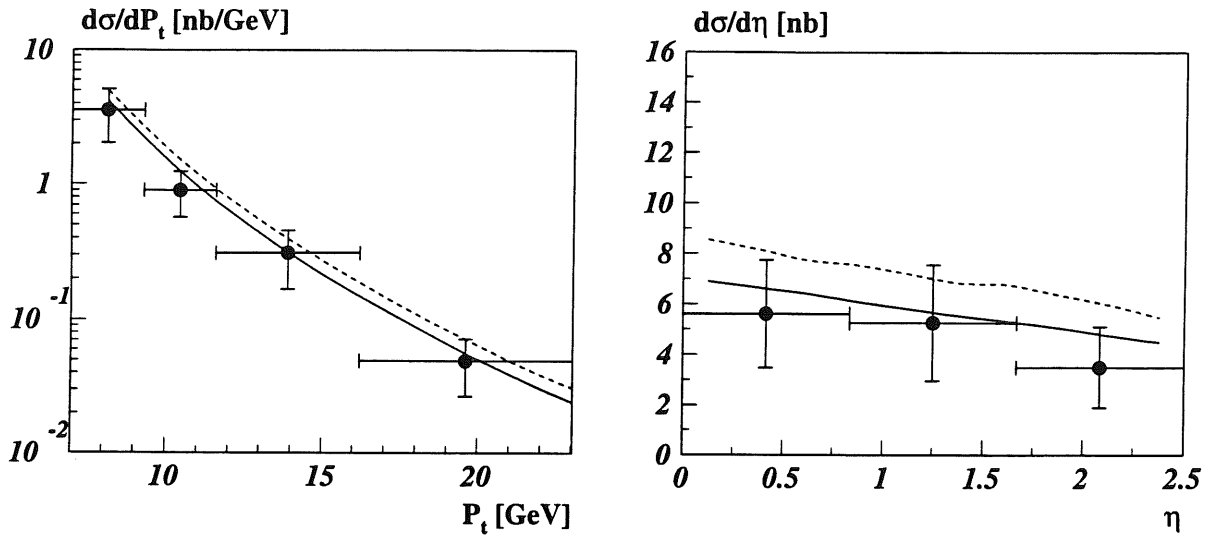


Abbildung 6.10: Die gemessenen Wirkungsquerschnitte (LO) für den transversalen Impuls und die Rapidität im Vergleich mit LO-Rechnungen (durchgezogene Linie) und NLO-Rechnungen (gestrichelte Linie), [42]. Beide „single inclusive“ Spektren erfüllen folgende Bedingungen für den harten LO-Prozess:  $\hat{p}_t^{\min} > 7$  GeV und ein Parton oder beide Partonen liefern unabhängig einen Beitrag, wenn sie im Rapiditätsbereich von 0 bis 2.5 liegen. (An die Stelle der zwei harten Partonen treten zwei Jets in den NLO-Rechnungen).

| Integrierte Wirkungsquerschnitte  |                 |                 |
|-----------------------------------|-----------------|-----------------|
| Kegelradius:                      | R=0.7           | R=1.0           |
| $\sigma_{tot} p_t$ -Spektren [nb] | $11.22 \pm 1.8$ | $12.05 \pm 1.7$ |
| $\sigma_{tot} \eta$ -Sektren [nb] | $11.81 \pm 2.9$ | $11.92 \pm 2.3$ |

Tabelle 6.1: Vergleich der integrierten Wirkungsquerschnitte

### 6.8.2 Korrelationen

Das quantitative Ergebnis der Entfaltung besteht nicht nur in der Wahl der Entfaltungsbins mit zugehörigem Fehler, sondern insbesondere auch in der Angabe der statistischen Korrelation für alle Entfaltungsbins untereinander. Dies ist gerade bei der vorliegenden Analyse wichtig, da die Intervallgrenzen — angelehnt an die automatische Vorgabe — letztlich künstlich fixiert worden sind. Die Fixierung war nötig, da für die Bestimmung des Energieskalenfehlers das Entfaltungsprogramm bei veränderten Eingabe-Daten (andere Jetrate der Daten) mehrfach unabhängig verwendet wurde und sich der Vergleich für den Wirkungsquerschnitt in den einzelnen Programmläufen auf die gleichen Intervalle beziehen sollte. Da außerdem die  $p_t$ -Modellfunktion nur histogrammiert vorlag, mußten zudem die Entfaltungsbins mit den diskreten Bingenzen der Modellfunktion synchronisiert werden, um Integrationsfehler zu vermeiden. Die Korrelationen für  $p_t$  und  $x_\gamma$  sind in Tabelle 6.2 zusammengestellt.

| Bin-Korrelationen<br>$p_t$ , R=0.7 | Bin-Korrelationen<br>$p_t$ , R=1.0 | Bin-Korrelationen<br>$x_\gamma$ , R=0.7 | Bin-Korrelationen<br>$x_\gamma$ , R=1.0 |
|------------------------------------|------------------------------------|---|---|
| 100                                | 100                                | 100                                     | 100                                     |
| 15 100                             | -5 100                             | 53 100                                  | 37 100                                  |
| -50 -2 100                         | -5 25 100                          | -20 -28 100                             | 54 -26 100                              |
| 7 -9 -19 100                       | 0 -27 -4 100                       |   | 9 -16 -53 100                           |

Tabelle 6.2: Alle Bin-Korrelationen für  $p_t$  und  $x_\gamma$ , jeweils unterschieden für die Selektion mit Kegelradius 0.7 und Kegelradius 1.0. Die Zahlenwerte bezeichnen den prozentualen Anteil der Korrelation bezogen auf den statistischen Entfaltungsfehler.

Bei mehr als 80% Korrelation für den einfachen statistischen Fehler ist eine Zusammenlegung der Bins bzw. Verringerung der Bin-Anzahl angeraten. Eine Korrelation von 20% hingegen ist unkritisch, da die statistische Unsicherheit diesen Wert dominiert. Wie man Tabelle 6.2 entnehmen kann, liegen für die jeweils gegebene Anzahl der Bins und die entsprechenden Bingenzen einige Korrelationen im Bereich von 50%. Damit ist gerade die kritische Grenze erreicht, die die Zusammenlegung oder Verbreiterung von Bins erfordern würde.

Da bei den Rapiditäts-Spektren ja eigentlich  $p_t$  entfaltet und anschließend über  $p_t$  integriert wurde, ergibt die Angabe der jeweiligen Korrelationstabelle des Entfaltungsprogramms keinen Sinn. Eine obere Abschätzung der Korrelation in den drei  $\eta$ -Bins erfolgte daher durch die Migrationen in  $\eta$  und beträgt maximal 40%.

### 6.8.3 Diskussion der Fehler

Bei der Betrachtung der Ergebnis- bzw. Fehlertabellen 6.3, die zu den Diagrammen in Abbildung 6.4 ( $p_t$ ), 6.5 ( $\eta$ ) und 6.8 ( $x_\gamma$ ) gehören, seien einige Anmerkungen, die der weiteren Erläuterung dienen, angebracht:

- fast alle Fehler werden vom systematischen Fehler dominiert, wobei der systematische Fehler seinerseits vom Energieskalenfehler dominiert wird.

- die Gesamtfehler, die sich aus quadratischer Addition des statistischen und systematischen Fehlers ergeben, betragen meistens ungefähr 50% vom Absolutwert; bei der Gluondichte teilweise sogar mehr als 150%. Diese Fehler ergeben sich aus der sorgfältigen Abschätzung aller relevanten Fehlerquellen.
- Der statistische Fehler hat bei der Gluondichte einen hohen Anteil und trägt insbesondere in den wichtigen Bins bei kleinem  $x_\gamma$  deutlich zum Gesamtfehler bei.
- Im Vergleich der Selektionsmethoden (Kegelradius 0.7 und 1.0) ergibt sich:
  - $p_t$ -Resultat: Anhand der Gesamtfehler kann keine Entscheidung darüber getroffen werden, welche Methode besser funktioniert hat.
  - $\eta$ -Resultat: Die Gesamtfehler sind tendenziell kleiner bei der Selektion mit Kegelradius  $R=1.0$ . Bei genauer Betrachtung der systematischen und statistischen Fehler zeigt sich eine gegenläufige Tendenz: Bei  $R=0.7$  sind generell die statistischen Fehler geringer als bei  $R=1.0$ ; die systematischen Fehler verhalten sich umgekehrt. Dies kann auf den Einfluß der Stützstelle zurückgeführt werden, die ja nur im Fall von  $R=1.0$  verwendet wurde: Das Entfaltungsprogramm trägt dieser Tatsache Rechnung und erhöht den statistischen Entfaltungsfehler, während die Einflüsse der systematischen Fehlerquellen gedämpft werden. Eine Entscheidung über die bessere Methode ist daher auch hier nicht zuverlässig möglich.
  - $x_\gamma$ -Resultat: Da unterschiedliche Binsgrenzen verwendet wurden, ist ein Vergleich anhand der einzelnen Fehler nicht möglich. Insgesamt zeigt das Verhalten der Fehler bei beiden Methoden keine gravierenden Unterschiede.

Man muß also feststellen, daß beide Analysewege gleichwertig funktioniert haben, während — wie bereits erwähnt — die  $R=0.7$  Methode theoretische (Renormierungsskala) und praktische (Sockelkorrektur) Vorteile besitzt.

In Hinblick auf die absoluten Fehler kann man zusammenfassend sagen, daß die vorliegende Analyse zwar den Anspruch einer fundamental neuen Erkenntnis über harte Photoproduktion bei HERA erheben kann, unter den derzeitigen experimentellen Bedingungen jedoch nicht den Ansprüchen einer Präzisionsmessung genügt.

#### 6.8.4 Kontrollanalyse für die Gluondichte im Photon

Ein von der hier vorgestellten Gluondichte im Photon unabhängiges Resultat [52] wurde gemeinsam mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten ( $\frac{d\sigma}{dp_t}$  und  $\frac{d\sigma}{d\eta}$ , Kegelradius  $R=1.0$ ) der vorliegenden Studie von der Kollaboration [8] veröffentlicht. Das entsprechende Diagramm sowie die zugehörige Fehler- und Wertetabelle der unabhängigen Gluonanalyse zeigt Abbildung 6.11.

Dieses Resultat wird zur gegenseitigen Überprüfung mit der hier durchgeführten Bestimmung der Gluondichte verglichen: Obwohl beide Analysen qualitativ und quantitativ zu äquivalenten Aussagen über die Gluondichte im Photon führen, liegt der spezielle Unterschied in den zugehörigen statistischen und systematischen Fehlern. Um dies zu verstehen, muß man die methodischen Unterschiede in beiden Analysen betrachten:

| Intervall [GeV]:            | $7 < p_t < 9.3$ | $9.3 < p_t < 11.6$ | $11.6 < p_t < 16.2$ | $16.2 < p_t < 23.1$ |
|-----------------------------|-----------------|--------------------|---------------------|---------------------|
| $\frac{d\sigma}{dp_t}$ [nb] | 3.29            | 0.92               | 0.26                | 0.046               |
| $\epsilon_{stat}$ [nb]      | 0.45            | 0.13               | 0.04                | 0.009               |
| $\epsilon_{syst}$ [nb]      | 1.61            | 0.32               | 0.08                | 0.020               |

| Intervall [GeV]:            | $7 < p_t < 9.3$ | $9.3 < p_t < 11.6$ | $11.6 < p_t < 16.2$ | $16.2 < p_t < 23.1$ |
|-----------------------------|-----------------|--------------------|---------------------|---------------------|
| $\frac{d\sigma}{dp_t}$ [nb] | 3.57            | 0.90               | 0.31                | 0.049               |
| $\epsilon_{stat}$ [nb]      | 0.19            | 0.09               | 0.05                | 0.013               |
| $\epsilon_{syst}$ [nb]      | 1.52            | 0.32               | 0.13                | 0.013               |

| Intervall:                   | $0.0 < \eta < 0.83\bar{3}$ | $0.83\bar{3} < \eta < 1.6\bar{6}$ | $1.6\bar{6} < \eta < 2.5$ |
|------------------------------|----------------------------|-----------------------------------|---------------------------|
| $\frac{d\sigma}{d\eta}$ [nb] | 5.29                       | 4.58                              | 4.36                      |
| $\epsilon_{stat}$ [nb]       | 0.13                       | 0.10                              | 0.10                      |
| $\epsilon_{syst}$ [nb]       | 1.45                       | 2.70                              | 2.62                      |

| Intervall:                   | $0.0 < \eta < 0.83\bar{3}$ | $0.83\bar{3} < \eta < 1.6\bar{6}$ | $1.6\bar{6} < \eta < 2.5$ |
|------------------------------|----------------------------|-----------------------------------|---------------------------|
| $\frac{d\sigma}{d\eta}$ [nb] | 5.61                       | 5.25                              | 3.5                       |
| $\epsilon_{stat}$ [nb]       | 0.37                       | 1.02                              | 0.16                      |
| $\epsilon_{syst}$ [nb]       | 2.10                       | 2.07                              | 1.60                      |

| Intervall:        | $-1.3 < \log x_\gamma < -0.8$ | $-0.8 < \log x_\gamma < -0.5$ | $-0.5 < \log x_\gamma < 0.0$ |
|-------------------|-------------------------------|-------------------------------|------------------------------|
| $x \cdot g(x)$    | 0.01020                       | 0.0055                        | 0.0010                       |
| $\epsilon_{stat}$ | 0.0064                        | 0.0012                        | 0.0002                       |
| $\epsilon_{syst}$ | 0.0150                        | 0.0032                        | 0.0003                       |

| Intervall:        | $-1.5 < \log x_\gamma < -1.0$ | $-1.0 < \log x_\gamma < -0.7$ | $-0.7 < \log x_\gamma < -0.5$ | $-0.5 < \log x_\gamma < 0.0$ |
|-------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|------------------------------|
| $x \cdot g(x)$    | 0.0148                        | 0.00581                       | 0.0016                        | 0.0006                       |
| $\epsilon_{stat}$ | 0.0146                        | 0.0028                        | 0.0011                        | 0.0003                       |
| $\epsilon_{syst}$ | 0.0200                        | 0.0051                        | 0.0012                        | 0.0005                       |

Tabelle 6.3: Wirkungsquerschnitte und Fehler für Transversalimpuls (oben), Rapidität (mitte) und Gluondichte (unten): jeweils für Kegelradius 0.7 (jeweils obere Tabelle) und Kegelradius 1.0 (jeweils untere Tabelle).

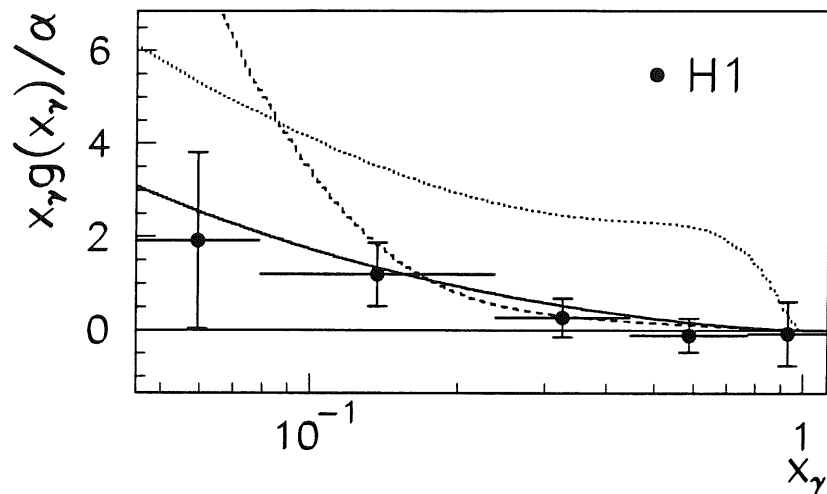
- Bei ansonsten gleichen Selektionsbedingungen wurde in der vorliegenden Selektion als zusätzliche Bedingung die Schauerposition im Elektron-Detektor gewählt, siehe Abschnitt 3.7 und Abbildung 5.2. Dadurch ergibt sich eine um ca. 20% verminderte Statistik gegenüber der Selektion in der Analyse [52] bzw. Abbildung 6.11.
- In der vorliegenden Selektion wurde, wie in Abschnitt 6.4 beschrieben, der Quarkanteil statistisch von den Daten subtrahiert, bevor die Entfaltung durchgeführt wurde. Dabei bezieht sich die Entfaltungskorrektur ausschließlich auf den Gluonanteil, wie man es methodisch als naheliegend erachten würde. Damit ist klar, daß a priori weniger Ereignisse für die Entfaltung zur Verfügung stehen und sich der statistische Fehler entsprechend verhält.  
Für die unabhängige Kontrollanalyse (Abbildung 6.11) wurde ein anderer Weg gewählt: Die Entfaltung wurde für Gluon- und Quarkanteil gemeinsam durchgeführt, wobei zur Ermittlung des endgültigen Wirkungsquerschnittes der Quarkanteil, wie er z.B. in [34] vorliegt, erst in einem letzten Bearbeitungsschritt subtrahiert wurde. Die statistischen Fehler aus der Entfaltung sind daher gegenüber der oben beschriebenen Methode kleiner, da ja der Quarkanteil bei der Entfaltung einbezogen wurde.

Damit ist klar, daß der zusätzliche Schnitt und die methodischen Unterschiede zu einer Verdopplung des statistischen Fehlers in dieser Analyse führen.

Der systematische Fehler, der durch den Energieskalenfehler dominiert wird, ergibt sich aus der Rateänderung bei Änderung der Energieskala. Aufgrund der Subtraktion des Quarkanteils im Rahmen des Entfaltens ergibt sich hier eine höhere Sensibilität bei der Änderung der Rate, was in einem größeren systematischen Fehler resultiert.

Ein besseres Verständnis insbesondere der systematischen Fehler kann an dieser Stelle nicht erfolgen und muß zukünftigen Studien vorbehalten bleiben.





| Intervall:                 | $0.045 < x_\gamma < 0.08$ | $0.08 < x_\gamma < 0.23$ | $0.23 < x_\gamma < 0.45$ | $0.45 < x_\gamma < 0.78$ | $0.78 < x_\gamma < 1.1$ |
|----------------------------|---------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|-------------------------|
| $x \cdot g(x)/\alpha_{em}$ | 1.92                      | 1.19                     | 0.26                     | -0.12                    | -0.08                   |
| $\varepsilon_{stat}$       | 0.87                      | 0.34                     | 0.24                     | 0.15                     | 0.61                    |
| $\varepsilon_{syst}$       | 1.68                      | 0.59                     | 0.33                     | 0.33                     | 0.30                    |

Abbildung 6.11: Das Resultat einer unabhängigen Analyse von [52] für die Gluondichte im Photon wurde in [8] veröffentlicht. Zum Vergleich mit der hier vorgestellten Analyse ist der entsprechende Ergebnisplot und die zugehörige Fehlertabelle dargestellt.



# Zusammenfassung und Ausblick

Die Selektion von harten Photoproduktionsereignissen bestand vornehmlich in der Forderung nach Ereignissen mit zwei Jets, wobei die Jets durch den Kegelalgorithmus definiert wurden. Zur Überprüfung der Selektion, der dateninduzierten Korrektur von Modellfunktionen und der Bestimmung der Abbildungseigenschaften von Partonen zu Jets sind Monte-Carlo-Ereignisse für harte Photoproduktion verwendet worden. Im Rahmen einer numerischen Entfaltungsmethode wurden schließlich die folgenden physikalischen Ergebnisse erzielt:

- Bei HERA ist man sensitiv auf den Gluoninhalt im Photon.
- Es wurden die entfalteten, inklusiven Spektren für  $\frac{d\sigma}{dp_t}$  und  $\frac{d\sigma}{d\eta}$  in führender Ordnung vorgestellt und mit unabhängigen Theorierechnungen, ebenfalls in führender Ordnung, verglichen: Die Gluonstruktur nach Levy-Abramovicz-Chachulla, Typ 3, (LAC3) ist durch den Unterschied in der Rate ausgeschlossen, die Gluonstruktur nach Glück-Reya-Vogt (GRV) beschreibt die entfalteten Spektren bezüglich der Rate und dem Verlaufe nach sehr viel besser als die LAC1-Parametrisierung. Eine NLO-Rechnung, die die GRV-Strukturfunktion beinhaltet, ist gegenüber Rechnungen in LO und dem LO-Entfaltungsergebnis um ca. 20% zu größeren Werten verschoben.
- Das  $x_\gamma$ -Spektrum zeigt, daß ein Photon ohne Gluonanteil nicht mit der Messung verträglich ist. Unter der Annahme, daß die  $x_\gamma$ -Verteilung der quarkinduzierten Photoproduktionsereignisse in der MC-Simulation richtig ist, sind erstmals die Gluonen im Photon direkt nachgewiesen worden.
- Die Quarkdichte im Photon (gemessen in  $e^+e^-$ -Experimenten) und die Anteile direkter Photoproduktionsprozesse (abgeschätzt aus QCD-Berechnungen) wurden von dem gemessenen  $x_\gamma$ -Spektren subtrahiert. Anschließend konnte die entfaltete Gluondichte in führender Ordnung extrahiert werden. Das Resultat liegt im Mittel unterhalb der GRV-Parametrisierung, ist aber im Rahmen der Fehler mit GRV verträglich. Die Messung legt außerdem eine obere Grenze für die Gluondichte im Photon fest.
- Zwei Varianten des Kegelalgorithmus, die unterschiedlich auf den Energiefluß bei der Jetbestimmung reagieren, führen jeweils zu konsistenten physikalischen Resultaten und sind methodisch gleichwertig.

In Abbildung 7.1 wurden die Resultate abschließend zusammengestellt und können auf einen Blick miteinander verglichen werden. Insgesamt weist die Gluondichte im Photon einen moderaten Anstieg auf.

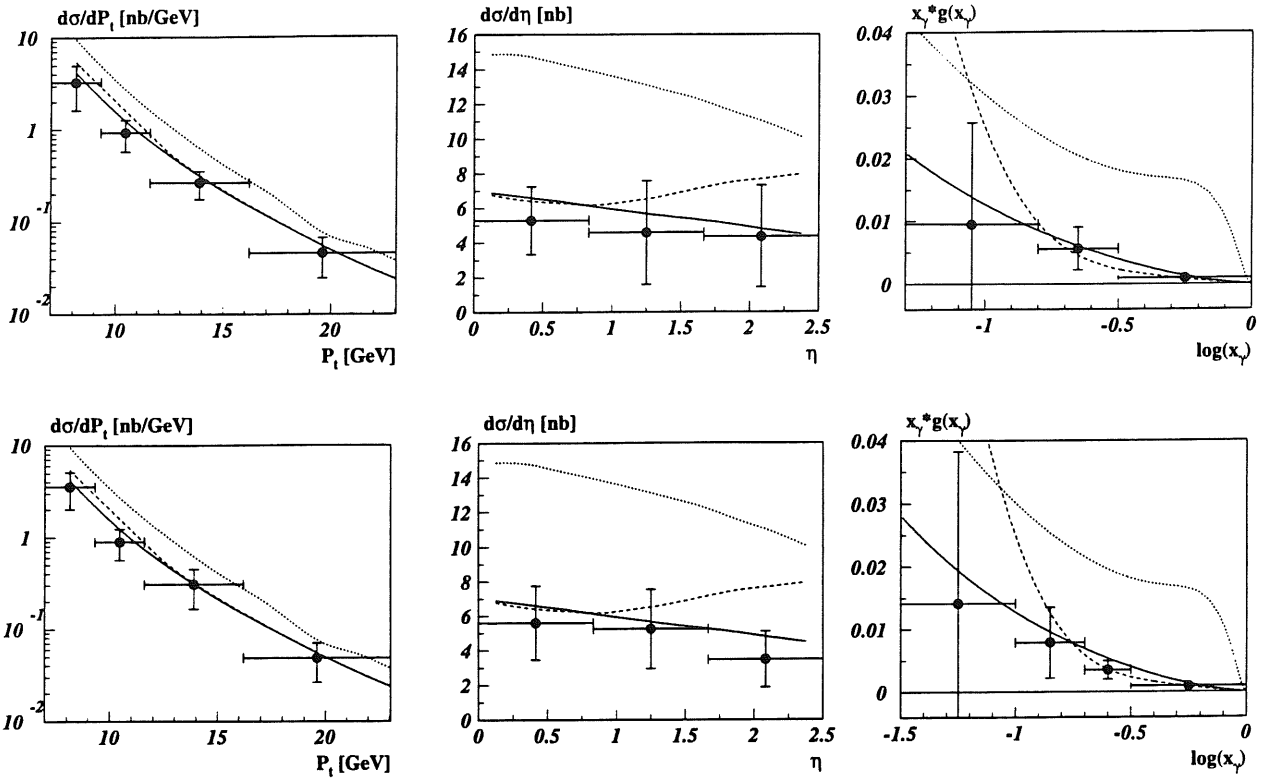


Abbildung 7.1: Die Entfaltungsergebnisse für  $p_t$ , Rapidity und die Gluondichte (obere Reihe: Kegeldurchmesser  $R=0.7$ , untere Reihe:  $R=1.0$ ). Die Auflösung wird durch die Binbreite repräsentiert; die Gesamtfehler enthalten jeweils statistische und systematische Anteile. Die durchgezogenen Kurven gehören im Falle von  $p_t$  und Rapidity zu unabhängigen Theorierechnungen; die gemessene Gluondichte wird mit entsprechenden Parametrisierungen verglichen, wobei die Skala auf  $75\text{GeV}^2$  fixiert wurde. Für die bei den Rechnungen verwendete Parametrisierung des Photons gilt: durchgezogene Linie: GRV, gestrichelte Linie: LAC1, punktierte Linie: LAC3.

Zukünftige Studien werden von der positiven Entwicklung der Luminosität bei HERA profitieren, siehe Abbildung 7.2. Da während der Betriebsperiode 1994 eine ca. 10 mal höhere integrierte Luminosität für die Analyse zur Verfügung gestellt werden kann, als es 1993 der Fall war, liegt es nahe, zahlreiche Kriterien der Selektion strenger zu fassen, ohne daß statistische Einschränkungen zu erwarten wären. Systematische Effekte können damit ausführlich studiert werden – verbunden mit der Hoffnung, entsprechende Fehler zu verkleinern. Dies betrifft insbesondere Studien zum Energiefluß im Kalorimeter. Es sei angemerkt, daß derzeit ein schärferer Schnitt zur Unterdrückung des Rauschens in den Kalorimeterzellen diskutiert wird, um systematischen Effekten bei der MC Simulation und den Daten vorzubeugen. Eine weitere Option besteht in der Einbeziehung anderer Jetalgorithmen in die Photoproduktionsanalyse. Hierzu existieren bereits vorbereitende Studien [50]. Schließlich steht zu erwarten, daß für die Entfaltung mehrere MC-Programme mit unterschiedlichen Schauer- und Fragmentationsmodellen bereitgestellt und vergleichend für die Entfaltung benutzt werden können, [17] und [23]. Mittlerweile wurde ein Entfaltungsverfahren vorgestellt, das in mehreren Dimensionen gleichermaßen numerisch entfalten kann [27]. Eine Verbesserung der Analyse durch eine einheitliche, zweidimensionale und damit kompromißlose Entfaltung des  $p_t$ - und  $\eta$ -Spektrums wäre sinnvoll.

Ausgehend von einer höheren Statistik und verbunden mit einem ausführlicheren Studium systematischer Effekte, die sich im Energiefluß, beim Einsatz unterschiedlicher Jetalgorithmen, bei der Verwendung mehrerer MC-Programme und einer zweidimensionalen numerischen Entfaltung ergeben, heißt das vordringliche physikalische Ziel, die Analyse des  $p_t$ - und des  $\eta$ -Spektrums unter Verwendung geeigneter Ereignisgeneratoren konsequent auf die nächstführende Ordnung auszudehnen.

## INTEGRATED LUMINOSITY

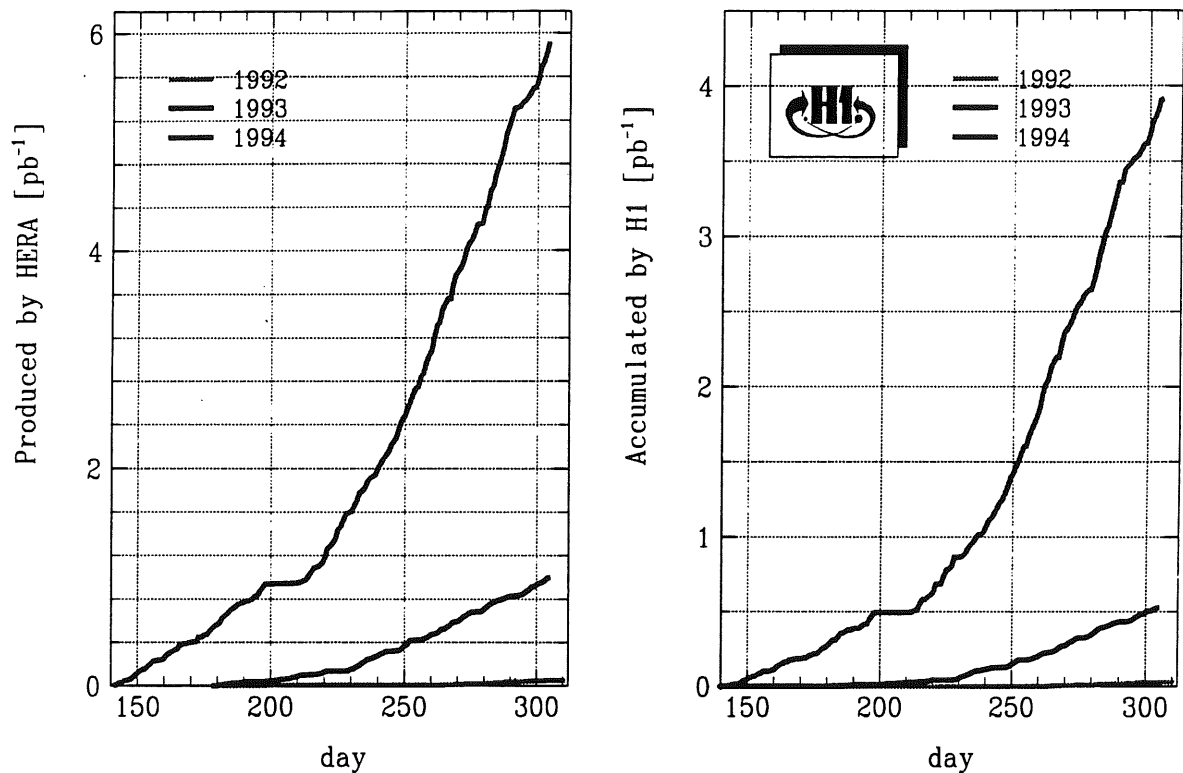


Abbildung 7.2: Die Entwicklung der Luminosität bei HERA bzw. H1 in den vergangenen drei Betriebsjahren. Realistischen Abschätzungen zufolge darf man unter optimalen Bedingungen zukünftig ca.  $30\text{pb}^{-1}$  für die integrierte Luminosität pro Betriebsjahr bei H1 erwarten.

Die wichtigste Frage für die Erwartung an zukünftige Studien lautet jedoch:

Welche minimalen Fehler werden unter optimalen Bedingungen erreicht?

Die bei HERA und H1 erreichbaren Bedingungen sehen also wie folgt aus:

1. Es wird eine große Anzahl von Ereignissen benötigt, damit die statistischen Fehler selbst bei einer zweidimensionalen Entfaltung auch gegenüber den kleinsten systematischen Fehlern noch vernachlässigbar sind. Wegen der Luminositätssteigerung bei HERA darf man realistischerweise

annehmen, daß die Datenstatistik keine Einschränkung darstellt; eine hinreichende Monte-Carlo-Statistik bedeutet natürlich kein prinzipielles Problem, kann aber wegen des Rechenaufwandes bei der Detektorsimulation in der Praxis schwer erreichbar sein.

2. Bei Verwendung eines zweidimensionalen Entfaltungsprogramms [27] werden Faktorisierungsfehler vermieden.
3. Die beste erreichbare Kalibration des Kalorimeters liegt bei einem Energieskalenfehler von 3%. Der Fehler in der Rate beträgt unter der Annahme, daß das Spektrum des Transversalimpulses ein  $p_t^{-5.5}$ -Verhalten aufweist, ca. 18%.
4. Ein verbessertes Verständnis des Energieflusses und der Jetmessung, möglichst ganz ohne Sockelkorrektur, sollte den Meßfehler für Jets gegenüber dem Energieskalenfehler gering oder vernachlässigbar erscheinen lassen.

Dies bedeutet:

Der Gesamtfehler wird auch im Idealfall der Meß- und Analysebedingungen nicht sehr viel unterhalb der 20%-Region liegen.

Nach wie vor bestimmt der Energieskalenfehler den Gesamtfehler. Es ist realistisch, eine Reduzierung der bisherigen Fehler um einen Faktor 2 bis 3 zu erwarten. Damit scheint immerhin noch eine signifikante Diskriminierung zwischen der GRV- und LAC1-Photonstruktur erreichbar. Ein Fehler in der 20%-Region würde auch eine Sensitivität von 1 bis 2 Standardabweichungen für Rechnungen in der nächstführenden Ordnung erwarten lassen.

# Anhang A

## Entfaltungsverfahren

Die Entfaltung der Meßresultate ist von zentraler Bedeutung bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte im Kapitel 6. Die Problemstellung für die geforderten Entfaltungsaufgaben muß daher genau formuliert werden. Außerdem stellt das benutzte Verfahren eine speziell für die Hochenergiephysik angepaßte Lösung dar. Da nicht notwendigerweise alle Einzelheiten als bekannt vorausgesetzt werden können, soll die nachfolgende Diskussion die Anwendung der Methode im Hinblick auf die physikalischen Resultate verdeutlichen und die Arbeitsweise des Verfahrens vorstellen. Die Anwendung erstreckt sich auf die Entfaltungen von  $p_t$ - und Rapiditätsspektren harter Jets und auf die Entfaltung von  $x_\gamma$  bzw. der Gluondichte im Photon.

### A.1 Problemstellung

Üblicherweise werden die Daten quantitativ und qualitativ bearbeitet. Bei der hier verwendeten Entfaltung geschieht dies in einem kombinierten Bearbeitungsschritt:

- Korrektur der im Monte-Carlo-Programm eingehenden Modelle durch die gemessenen Daten.
- Die eigentliche Entfaltung, d.h. Bestimmung der Genauigkeit mit der die Modelleigenschaften gemessen werden können.

Mathematisch formuliert wird im Monte-Carlo-Programm eine gegebene Verteilungsfunktion (Modellfunktion) durch eine Abbildungsvorschrift (Verschmierung, geometrische Akzeptanz, Schnitte, ...) auf eine neue Verteilungsfunktion (gemessene Monte-Carlo-Verteilung) abgebildet.

Dies gilt ebenso für die Daten. Allerdings ist die zu bestimmende, wahre Verteilung, die der MC-Modellfunktion entspricht, unbekannt. Unter der Voraussetzung, daß die Abbildung im Monte Carlo richtig beschrieben ist, kann man durch den direkten Vergleich der gemessenen Verteilungen für Daten und Monte Carlo eine Korrektur bestimmen. Da die Messung als diskretes Histogramm vorliegt, ergibt sich die Korrektur, die mit der Modellfunktion zu multiplizieren ist, einfach aus dem Quotienten der Ereigniszahlen von Daten und MC für jedes Bin<sup>1</sup>. Die korrigierte Modellfunktion ist dann die gesuchte, wahre Verteilung. Die Korrektur kann natürlich auch mittels Interpolation kontinuierlich erfolgen.

---

<sup>1</sup>Dieses Verfahren wird üblicherweise Korrektur-Faktor-Methode, Bin-für-Bin, genannt.

Es sei am Rande darauf hingewiesen, daß der Sprachgebrauch für die Korrektur in einer bestimmten Richtung erfolgt: es wird nicht gefragt, wie die Verteilungen der Daten korrigiert werden müssen, sondern vielmehr: Wie muß eine hypothetische Modell-Annahme im Monte Carlo korrigiert werden, damit das neue, wahre Modell (repräsentiert durch die selektierten MC-Ereignisse) die Daten richtig beschreibt.

Beim eigentlichen Entfaltungsschritt muß der prinzipielle Informationsverlust, der bei der Abbildung entsteht, ermittelt werden. Idealerweise wird daher angenommen, daß die Kenntnis über die Abbildung nicht durch statistische Limitation bei den Monte-Carlo-Ereignissen eingeschränkt wird. In der Praxis ist darauf zu achten, daß genügend Monte Carlo Ereignisse zur Verfügung stehen.

Ein Beispiel, dargestellt in Abbildung A.1, soll die Abbildungsverluste demonstrieren: Es sei in den Daten und im Monte Carlo eine Verteilung gemessen worden, die einen „Peak“ aufweist. Es ist denkbar, daß drei unterschiedliche Modelle beim MC verwendet worden sind und entsprechend zu drei verschiedenen Interpretationen der Messung führen:

1. Die Verteilung ist flach. Der „Peak“ ist daher auf eine statistische Fluktuation zurückzuführen.
2. Das Modell hat an der entsprechenden Stelle einen „Peak“, der sich auch in der Messung zeigt.
3. Die beiden Modell-Peaks werden zur Mitte hin verschoben abgebildet. Die Messung läßt keine weitere Unterscheidung zu, aus welchem der beiden Modell-Peaks ein Beitrag erfolgte. Dies demonstriert besonders deutlich den Informationsverlust durch die Abbildung.

Die Abbildungsgenauigkeit und damit die Entfaltung wird technisch bei der Umkehrung der Abbildung bestimmt und in Form von Fehlerkreuzen dargestellt, deren Breite die Auflösung und deren Höhe ein Maß für den statistischen Fehler darstellt.

In dem Beispiel sei nun die Abbildung gerade so diffus angenommen, daß letztlich jedes der drei Modelle den Peak erklären könnte. Ein solches Resultat mag natürlich enttäuschend erscheinen, gerade wenn ein ursprünglicher Anspruch in der Aufgabe bestand, bei der Messung verschiedene Modelle zu diskriminieren. Wenn das Entfaltungsverfahren jedoch richtig gearbeitet hat, wurde hier die prinzipielle Meßgrenze erreicht.

## A.2 Anwendung in der harten Photoproduktion

Nach gängiger Interpretation haben beobachtete Jets ihren Ursprung in energiereichen Partonen. Daher ist besonders die Auswertung inklusiver Jet-Spektren von Bedeutung, da die Meßresultate mit existierenden Berechnungen für die führende und die nächstführende Ordnung in QCD-Störungsrechnung verglichen werden können. Wichtig sind in diesem Zusammenhang Verteilungen in kinematischen Größen, wie dem transversalen und longitudinalen Impuls, die aufgrund von Phasenraumeinschränkungen nicht unabhängig sind. Aus praktischen Erwägungen werden transversaler Impuls und Rapidität als Meßgrößen verwendet.

Es ist klar, daß durch Fragmentation und Hadronisierungsvorgänge eine Zuordnung von gemessenen Jets zu Partonen nicht mehr eindeutig vorgenommen werden kann. Weitere experimentelle Einschränkungen ergeben sich aus der Tatsache, daß jeder Detektor nur eine endliche Meßgenauigkeit besitzt (Auflösung, Verluste) und daß im Rahmen der verwendeten Analyseverfahren Jets übersehen



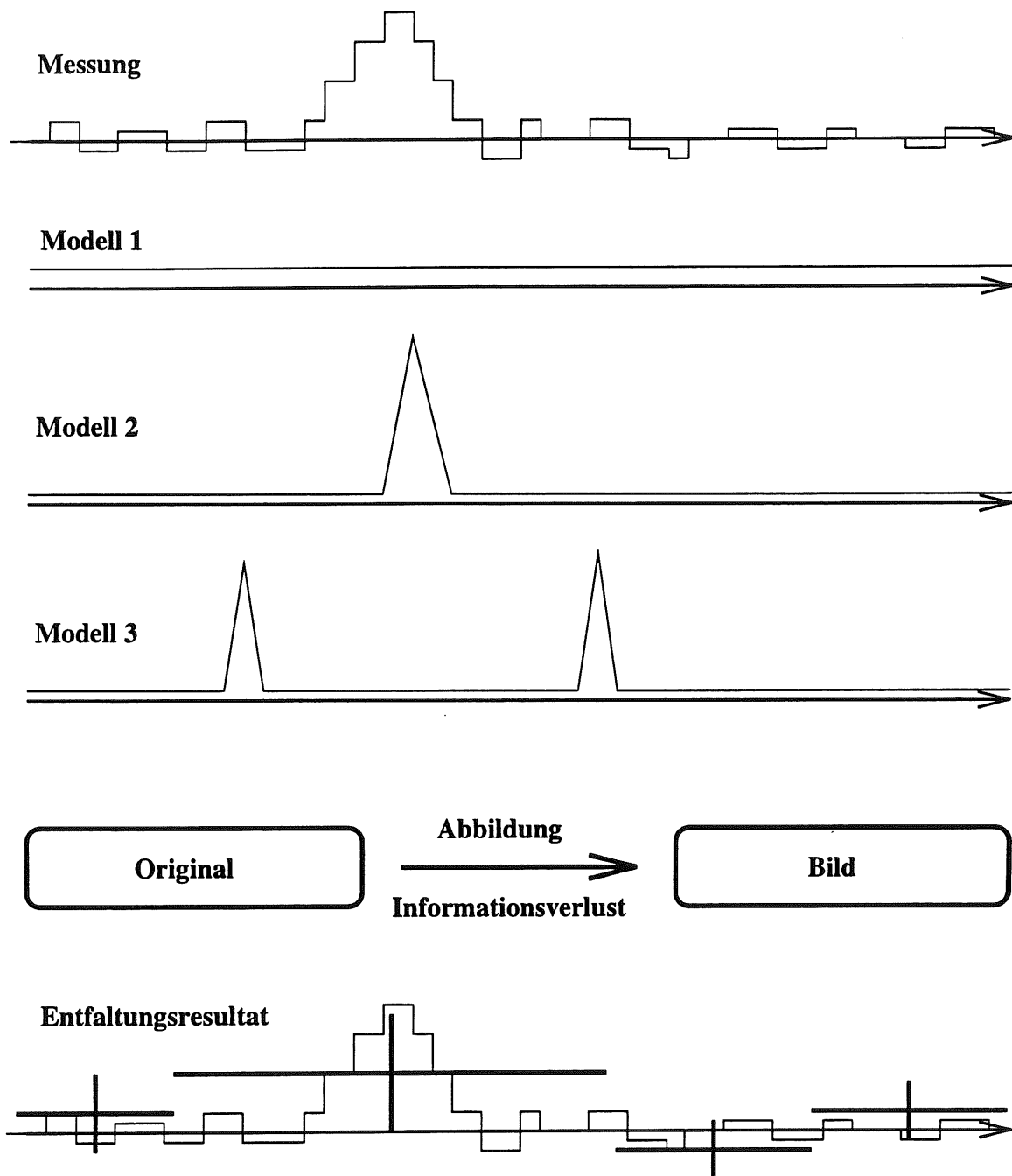


Abbildung A.1: Das Beispiel demonstriert die Notwendigkeit der Entfaltung.

oder falsch interpretiert werden können. Um Verwechslungen mit Untergründereignissen zu vermeiden, werden außerdem technische Selektionsbedingungen gefordert wie z.B.: mindestens 2 Jets gefunden, Mindestenergie im Kalorimeter etc. In mathematischer Sprechweise bedeuten die genannten Bedingungen eine analytisch nicht-umkehrbare Abbildung einer partonischen Verteilungsfunktion auf eine gemessene Jet-Verteilungsfunktion.

Die Umkehrung, d.h. die Entfaltung, kann jedoch numerisch erfolgen, wenn aus Simulationsrechnungen die Abbildungsfunktion vom „Parton-Raum“ in den „Jet-Raum“ bekannt ist. Da in der Praxis MC-Studien eingesetzt werden und somit alle Verteilungen als Häufigkeitsverteilungen statistischer Ereignisse zu verstehen sind, liegt ein diskretes Entfaltungsproblem vor.

Die Abbildungsfunktion ist gleichzeitig eine Funktion des transversalen Impulses und der Rapidität. A priori muß die Entfaltung daher zweidimensional in beiden Größen erfolgen. Unter gewissen Bedingungen ist jedoch eine Vereinfachung auf eine Dimension möglich, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

Die Entfaltung von  $x_\gamma$  stellt ein eindimensionales Entfaltungsproblem dar, da  $x_\gamma$  als unabhängige Größe eingeht und in der Messung rekonstruiert werden kann. Das besondere Problem besteht in der Separation von Quark- und Gluonanteilen, da letztlich die Gluondichtefunktion bestimmt werden soll.

### A.3 Formale Betrachtung

Das Entfaltungsproblem ist in einer Dimensionen folgendermaßen definiert:

$$h(x) = \int \bar{A}(x, \tilde{x}) \cdot k(\tilde{x}) d\tilde{x}$$

Gesucht ist eine Lösung für die Funktion  $k$ , wenn  $h$  und die Abbildungsfunktion  $\bar{A}$ , die in der Anwendung die Bedeutung der Auflösung hat, gegeben sind, wobei die Faltungsintegration die vollständige Abbildung des gesamten Definitionsbereiches umfaßt. Die Variablen mit Tilde sind im sog. Parton-Raum definiert; die übrigen im Jet-Raum.

Die Problemstellung muß allerdings im folgenden durch gegebene, praxisorientierte Vorgaben umformuliert werden:

- Wegen der begrenzten geometrischen Detektorakzeptanz und anderer Schnitte ist bei der Messung nur ein Teil des Jet-Raumes sichtbar. Die Abbildung wird daher nur durch alle gesehenen bzw. selektierten Jet-Ereignisse definiert und zur Unterscheidung von  $\bar{A}$  im folgenden  $A$  genannt. Die Information über die Auflösung innerhalb des sichtbaren Jetraumes bleibt dabei erhalten.
- Es ist unumgänglich, für die Generierung der MC-Ereignisse bereits eine hypothetische Verteilung  $f$  anzunehmen, die aus verschiedenen theoretischen und phänomenologischen Gründen als vernünftig erachtet wurde.

Das Faltungsintegral hat dann die Form:

$$h(x) = \int A(x, \tilde{x}) \cdot f(\tilde{x}) \cdot k(\tilde{x}) d\tilde{x}$$

Das Produkt aus  $A$  und  $f$  enthält die gleiche Information wie  $\bar{A}$ , abgesehen von der nicht benötigten Auflösung außerhalb des sichtbaren Jetraumes. Da die MC-Generierung mit einer Modellverteilung  $f$

vorgenommen wurde, ist die Funktion  $k$ , die es nach wie vor im Rahmen des Entfaltungproblems zu bestimmen gilt, als Korrekturfunktion zur angenommenen Modellverteilung  $f$  zu verstehen.

In dieser Form wird die Entfaltung zur Bestimmung der Gluon-Dichte eingesetzt. Im Fall der Entfaltung von Rapidität und  $p_t$  sind weitere Überlegungen nötig.

Das Entfaltungsproblem läßt sich analog auch für zwei Dimensionen formulieren:

$$h(x, y) = \int A(x, y; \tilde{x}, \tilde{y}) \cdot f(\tilde{x}, \tilde{y}) \cdot k(\tilde{x}, \tilde{y}) d\tilde{x} d\tilde{y}$$

wobei:

- $x, y$  Jet- $p_t$  und Jet-Rapidität im Meß- bzw. Jet-Raum bedeuten.
- $\tilde{x}, \tilde{y}$  Parton- $p_t$  und Parton-Rapidität im Modell bzw. Parton-Raum bedeuten.
- $h$  die gemessene Verteilungsfunktion der Daten ist.
- $A$  die Abbildungsfunktion vom Parton- zum Jet-Raum ist.
- $f$  die Modellfunktion im Parton-Raum ist.
- Die Korrekturfunktion  $k$  ist identisch 1 falls: a)  $f$  zufällig bereits die Daten beschreibt oder b) für  $h$  die gemessene MC-Verteilung des Modells  $f$  eingesetzt würde.

Für die weitere Vereinfachung sei eine Faktorisierung angenommen: Die Auflösung in der Rapidität ist unabhängig von der Auflösung in  $p_t$  und umgekehrt:

$$A(x, y; \tilde{x}, \tilde{y}) = A^1(x, \tilde{x}) \cdot A^2(y, \tilde{y})$$

Man erhält:

$$h(x, y) = \int A^1(x, \tilde{x}) \cdot \left( \int A^2(y, \tilde{y}) \cdot f(\tilde{x}, \tilde{y}) \cdot k(\tilde{x}, \tilde{y}) d\tilde{y} \right) d\tilde{x}$$

Die Entfaltung in  $A^2$  wird mit der Annahme vereinfacht, daß die Abbildung exakt ( $y = \tilde{y}$ ), aber ein Akzeptanzfaktor  $\lambda(y)$  vorhanden ist. Dies entspricht in der Realität der Tatsache, daß Migrationen in  $y$  vorhanden sind und bei der Betrachtung eines bestimmten Intervalls in  $y$  bzw.  $\tilde{y}$  ein Netto-Unterschied (Verlust oder Gewinn) auftritt. Es gilt somit:

$$A^2(y, \tilde{y}) = \delta(y - \tilde{y}) \cdot \lambda(y)$$

Es bleibt:

$$h(x, y) = \int A^1(x, \tilde{x}) \cdot (\lambda(y) \cdot f(\tilde{x}, \tilde{y}) \cdot k(\tilde{x}, \tilde{y})) d\tilde{x}$$

Auf beiden Seiten wird nun über  $y$  innerhalb der durch den Detektor definierten Meßgrenzen, bezeichnet mit  $a$  und  $b$ , integriert. Man erhält:

$$\underbrace{\int_a^b h(x, y) dy}_{H(x)} = \int A^1(x, \tilde{x}) \cdot \left( \int_a^b \lambda(y) \cdot f(\tilde{x}, y) \cdot k(\tilde{x}, y) dy \right) d\tilde{x}$$

Die Integration in  $y$  auf der rechten Seite erfolgt über ein Produkt der Funktionen  $\lambda$ ,  $f$  und  $k$ , welche jeweils von  $y$  abhängen. Die Faktoren können entkoppelt werden, z.B. unter der Annahme, daß die Rapidität eine (hinreichend) flache Funktion ist. Formal gilt  $\lambda(y) = \Lambda$  für  $y$  innerhalb von  $a$  und  $b$ .

Da  $k$  außerdem per Definition (Entfaltung und Korrektur in nunmehr einer Dimension) nicht mehr von  $y$  abhängt, folgt:

$$\int_a^b \lambda(y) \cdot f(\tilde{x}, y) \cdot k(\tilde{x}, y) dy = \Lambda \cdot k(\tilde{x}) \cdot \underbrace{\int_a^b f(\tilde{x}, y) dy}_{F(\tilde{x})}$$

Es bleibt die Entfaltungsgleichung in einer Dimension:

$$H(x) = \underbrace{\int A^1(x, \tilde{x}) \cdot \Lambda \cdot F(\tilde{x}) \cdot k(\tilde{x}) d\tilde{x}}_{\text{gem. MC-Ereignisse}}$$

Das Entfaltungsverfahren wird einerseits mit den Daten  $H(x)$  und andererseits mit den MC-Ereignissen gefüttert, die per Konstruktion Auflösung, Akzeptanzschnitte, den Akzeptanzfaktor  $\Lambda$  der  $y$ -Dimension und die angenommene Modellverteilung  $F(\tilde{x})$  beinhalten. Aus der obigen Argumentation geht hervor, daß  $F(\tilde{x})$  im Parton-Raum über die im Jet-Raum definierten Schnitte in der  $y$ -Dimension integriert ist. Wenn das Entfaltungsverfahren die Korrekturfunktion  $k(\tilde{x})$  numerisch bestimmt hat, ergibt sich abschließend die wahre, entfaltete Verteilung  $F_{true}(\tilde{x})$  aus einer einfachen Multiplikation:

$$F_{true}(\tilde{x}) = F(\tilde{x}) \cdot k(\tilde{x})$$

Der Definitionsbereich von  $F_{true}(\tilde{x})$  ist wegen der speziellen Definition von  $A$  auf den durch die Schnitte vorgegeben Definitionsbereich im Jet-Raum beschränkt.

Um das Verfahren weiter zu verdeutlichen, sei hier angenommen, daß sich die Entfaltung in  $x$  wie bei  $y$  durch eine Deltafunktion und einen Akzeptanzfaktor  $\omega(x)$  beschreiben läßt:

$$A^1(x, \tilde{x}) = \delta(x - \tilde{x}) \cdot \omega(x)$$

Die Integration über  $x$  liefert auf beiden Seiten der Entfaltungsgleichung (Ereignis-)Zahlen, und der Korrekturfaktor  $k$  ist nur noch der Quotient aus gesehenen Daten-Ereignissen  $N_H$  und gesehenen MC-Ereignissen  $N_{MC}$ .

$$\underbrace{\int_c^d H(x) dy}_{N_D} = \underbrace{\Omega \cdot \Lambda \cdot N_F}_{N_{MC}} \cdot k$$

Die wahre Anzahl von Ereignissen, die ein Modell, das die Natur beschreibt, liefern sollte, erhält man durch die Multiplikation von  $k$  mit der ursprünglich angenommene Anzahl an Ereignissen  $N_F$ , die das hypothetische Modell  $N_F$  vorgab:

$$N_{true} = k \cdot N_F$$

## A.4 Diskretisierung und Regularisierung

Da alle Verteilungen durch Listen diskreter Ereignisse definiert sind, ist es angebracht das Entfaltungsproblem in einer diskreten Matrix-Schreibweise darzustellen.

$$H_i = A_{i,j} \cdot k_j$$

$H$  sei die diskrete Häufigkeitsverteilung der gemessenen Daten und  $k$  die gesuchte Korrekturfunktion. Die Abbildungsmatrix  $A$  ist definiert durch alle gesehenen MC-Ereignisse, in den Entfaltungsvariablen

$x$  und  $\tilde{x}$  bzw. den Indizes  $i$  und  $j$ . Die Besetzungsdichte von  $A$  in der Nähe der Hauptdiagonalen ist ein Maß für die Auflösung und die Abbildungseigenschaften; die absoluten Werte folgen im Prinzip der MC Modellfunktion. Streng formal handelt es sich bei  $H_i$  und  $k_j$  ebenfalls um Matrizen, die aber nur genau in der Hauptdiagonalen besetzt sind. Das Entfaltungsproblem ist naiv gelöst, wenn die Umkehrung von  $A$  bestimmt wird. Da die Einträge von  $A$  aber statistischen Charakter besitzen, bzw. „verrauscht“ sind, dominiert in der Regel das Rauschen die Umkehrung von  $A$ , die somit unbrauchbar ist. Die Lösung besteht in der Abspaltung der Rauschanteile von  $A$  und wird Regularisierung genannt.

Das hier verwendete Entfaltungsprogramm benutzt eine von V. Blobel entwickelte Regularisierungsmethode. In der vorliegenden Implementierung wird außerdem die Korrekturfunktion  $k_j$  durch einen Spline-Ansatz dargestellt. Ein sehr effizientes, numerisches Anpassungsverfahren zur Bestimmung der Spline-Koeffizienten liefert dann unter den regularisierten Bedingungen die Lösung für  $k$ . Im Rahmen der Regularisierung wird die Intervalleinteilung der diskreten Bins und deren Fehler berechnet. Eine detaillierte Beschreibung des Verfahrens findet man in der Referenz [24].

Der Vollständigkeit wegen sei hier erwähnt, daß das Entfaltungsprogramm die eindimensionale Korrekturfunktion  $k$  auch für bis zu (3+1)-dimensionale Tensoren anpassen kann:

$$D_{i_1, i_2, i_3} = A_{i_1, i_2, i_3, j} \cdot k_j$$

Dies entspricht der Entfaltung einer Modellgröße für mehrere Meßgrößen, die mit der Modellgröße in einem funktionalen Zusammenhang stehen. Ein Beispiel wäre die Entfaltung der Protonstrukturfunktion  $F_2$  in Abhängigkeit von  $x_{Bjorken}$ . Als Meßgrößen treten hierbei  $y_{Bjorken}$  und der Impulsübertrag  $Q^2$  auf, und es gilt:  $x_{gemessen} \sim Q^2/y$ .

## A.5 Entfaltung des transversalen Impulses und der Rapidität

Dem Entfaltungsprogramm werden üblicherweise folgende Informationen übergeben:

- eine Liste der selektierten Daten-Ereignisse (z.B.:  $p_t$  der Jets)
- eine Liste der selektierten MC-Ereignisse (z.B.:  $p_t$  der Jets) sowie – zur Bestimmung der Auflösung – zu jedem Ereignis der entsprechende Originalwert
- ggf. eine Liste der selektierten Untergrundereignisse (s.u.)
- die Modell-Verteilung in  $p_t$ , wie sie bei der Generierung der MC-Ereignisse vorlag

Das Ergebnis ist die wahre Verteilung  $F_{true}(\tilde{x})$ , in Form einer diskreten Häufigkeitsverteilung, wobei die Anzahl der Bins, deren individuelle Breite und deren Fehler die gegebene Auflösung und Statistik repräsentieren.

Da die Auflösung in  $p_t$  wesentlich schlechter ist als in  $\eta$ , wird die Entfaltung in beiden Größen unterschiedlich behandelt. Die Entfaltung in  $p_t$  wird für drei Bereiche in  $\eta$  durchgeführt.

$$F_{true}^{(i)}(p_t) \quad \text{für: } i = 1, 2, 3$$

$$i = 1 \rightarrow \eta_{jet} \in [0; 0.83], \quad i = 2 \rightarrow \eta_{jet} \in [0.83; 1.67], \quad i = 3 \rightarrow \eta_{jet} \in [1.67; 2.5]$$

Die Integration über  $p_t$  für jedes der drei Spektren

$$F_{tot}^{(i)} = \int_{p_t^{min}}^{\infty} F_{true}^{(i)}(p_t) dp_t$$

stellt dann jeweils – dividiert durch die entsprechende Binbreite – die entfaltete, diskrete Verteilung der Rapidität dar.

## A.6 Kontrollverteilungen

Bei Verwendung des richtigen MC-Modells sollten die Verteilungen aller relevanten Größen in Daten und MC vergleichbar sein. Das Entfaltungsergebnis für die Modellmodifikation ist in Form der Korrektur  $k_j$  gegeben. Die Korrektur  $k_j$  kann wiederum mit einer beliebigen Meßgröße  $m$  gefaltet werden, da die entsprechende Abbildungsmatrix  $A_{mj}$  durch die Liste aller selektierten MC Ereignisse ohnehin vorliegt. Die so bestimmte Verteilung  $H_m^{MC}$  sollte die Daten besser beschreiben als es ohne Korrektur  $k$  der Fall wäre<sup>2</sup>. Formal gilt:

$$H_m^{DATA} \longleftrightarrow H_m^{MC} = A_{mj} \cdot k_j$$

Insbesondere kann diese Faltung auch auf die entfaltete Größe selbst angewendet werden ( $m=i$ ). In der Entfaltungsvariablen müssen Daten und korrigiertes MC-Spektrum somit per Konstruktion übereinstimmen. Dies stellt die technische Probe für eine numerisch einwandfreie Arbeitsweise des Entfaltungsprogramms dar.

Im Prinzip wird durch die Kontrollverteilungen bewertet, wie sich das wahre Modell  $F_{true}$  im Datenvergleich für die wichtigsten Größen bewährt, ohne daß die komplette und aufwendige Analyseketten, bestehend aus Generieren mit  $F_{true}$ , Simulieren, Rekonstruieren etc... durchlaufen werden muß. Größere Diskrepanzen in den Kontrollverteilungen deuten desweiteren an, daß ein Fehler etwa in der Selektion vorliegt.

## A.7 Subtraktion von Untergrundereignissen

Das Entfaltungsprogramm bietet die Option, von der Datenverteilung  $H(x)$  eine unabhängige Verteilung  $B(x)$  statistisch zu subtrahieren. Dies ist notwendig, wenn die Daten mit Untergrundereignissen vermischt sind, die nicht weiter selektiert werden können.  $B(x)$  wird üblicherweise in einer unabhängigen Messung bestimmt oder ist aus anderen Quellen bekannt. Im Rahmen der Entfaltung des Photon-Impulsbruchteils  $x_\gamma$  wird bei der Bestimmung der Gluon-Dichte von der Subtraktionsoption Gebrauch gemacht.

Da in den Daten nicht zwischen quark- oder gluoninduzierten Ereignissen unterschieden werden kann, später aber die Gluondichtefunktion entfaltet werden soll, muß der Quarkanteil von den Daten im statistischen Mittel subtrahiert werden. Die Quarkdichte wurde bei anderen Experimenten ermittelt und wird durch die quarkinduzierten MC-Ereignisse vertreten.

$B(x)$  und damit  $(H(x)-B(x))$  wird einfach durch die selektierten, quarkinduzierten MC-Ereignisse bestimmt. Die Abbildungsmatrix  $A$  wird ausschließlich mittels der gluoninduzierten Ereignisse definiert. Die Korrekturfunktion  $k$  bezieht sich damit auf die Gluondichte im Photon.

<sup>2</sup>Die Faltung erfolgt technisch mit einer Schleife über alle MC-Ereignisse. Jedes MC-Ereignis, das an der Stelle  $\vec{x}_o$  generiert wurde, erhält dabei ein neues Gewicht gemäß der Korrekturfunktion  $k$ :  $w_{neu} = w_{alt} \cdot k(\vec{x}_o)$ . Die diskrete Verteilung der Meßgröße  $m$ ,  $H_m^{MC}$ , wird dann unter Verwendung der neuen Gewichte gefüllt.

# Abbildungsverzeichnis

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 1.1 | Die HERA-Anlage . . . . .                                     | 4  |
| 1.2 | Der H1-Detektor . . . . .                                     | 5  |
| 1.3 | Das H1-Luminositätssystem . . . . .                           | 7  |
| 1.4 | Die Spurkammern des H1 Detektors . . . . .                    | 9  |
| 1.5 | Das H1-Flüssig-Argon Kalorimeter . . . . .                    | 11 |
| 2.1 | Die HERA-Skalen der Photoproduktion . . . . .                 | 19 |
| 2.2 | Generische Feynmangraphen der Photoproduktion . . . . .       | 21 |
| 3.1 | Akzeptanz des Elektron-Detektors . . . . .                    | 29 |
| 3.2 | Ereignistrigger und Selektion . . . . .                       | 31 |
| 3.3 | Jetprofile1 . . . . .   | 39 |
| 3.4 | Jetprofile2 . . . . .   | 40 |
| 3.5 | Triggereffizienz in der $p_t$ - $\eta$ -Ebene . . . . .       | 43 |
| 3.6 | Zwei typische Ereignisse der harten Photoproduktion . . . . . | 44 |
| 3.7 | Jets in einem Ereignis mit $x_\gamma > 0.8$ . . . . .         | 45 |
| 3.8 | Jets in einem Ereignis mit $x_\gamma < 0.2$ . . . . .         | 46 |
| 4.1 | Generatorschnitte . . . . .                                   | 51 |
| 4.2 | Kompatibilität der MC-Produktionen . . . . .                  | 53 |
| 4.3 | Modellspektren für $p_t$ und $\eta$ . . . . .                 | 55 |
| 4.4 | Skalenabhängigkeit der GRV-Gluondichte . . . . .              | 56 |
| 4.5 | Verteilung von $\hat{p}_t^{min}$ . . . . .                    | 56 |
| 4.6 | Jet-Parton-Zuordnungsverfahren . . . . .                      | 57 |
| 4.7 | Jet-Parton Korrelationen . . . . .                            | 59 |
| 4.8 | Jet-Parton Korrelationen . . . . .                            | 60 |
| 5.1 | Vergleich von Kalorimetergrößen . . . . .                     | 62 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 5.2  | Messungen mit dem Elektron-Detektor . . . . .                                  | 63 |
| 5.3  | Vergleich von Jet-Größen . . . . .   | 64 |
| 5.4  | Vergleich von Jet-Jet-Verteilungen . . . . .                                   | 65 |
| 5.5  | Vergleich von technischen Verteilungen . . . . .                               | 66 |
| 5.6  | Die zu entfaltenden Jet-Spektren . . . . .                                     | 67 |
| 6.1  | Korrektur für die $p_t$ -Entfaltung mit Kegelpadius 0.7 . . . . .              | 72 |
| 6.2  | Kontrolldiagramme für die $p_t$ -Entfaltung mit Kegelpadius 0.7 . . . . .      | 73 |
| 6.3  | Entfaltungsmaschinerie für die $p_t$ -Entfaltung mit Kegelpadius 1.0 . . . . . | 75 |
| 6.4  | Das Resultat der $p_t$ -Entfaltung . . . . .                                   | 76 |
| 6.5  | Das Resultat der Rapiditätsentfaltung . . . . .                                | 77 |
| 6.6  | Der Entfaltungsmechanismus zur Bestimmung der Gluondichte im Photon . . . . .  | 79 |
| 6.7  | Die Kontrolldiagramme zur Bestimmung der Gluondichte im Photon . . . . .       | 80 |
| 6.8  | Die Gluondichte im Photon . . . . .  | 81 |
| 6.9  | Sensitivität der Analyse . . . . .   | 83 |
| 6.10 | Vergleich mit NLO-Rechnungen . . . . .   | 86 |
| 6.11 | Unabhängige Analyse für die Gluondichte . . . . .                              | 91 |
| 7.1  | Die Entfaltungsergebnisse in führender Ordnung auf einen Blick . . . . .       | 94 |
| 7.2  | Entwicklung der Luminosität . . . . .  | 95 |
| A.1  | Ein hypothetisches Entfaltungsbeispiel . . . . .                               | 99 |



# Literaturverzeichnis

- [1] G. Wolf, DESY 94-022
- [2] P.J. Bussey, DESY 93-071
- [3] H1 Collab., T. Ahmed et al., Phys. Lett. B297 (1992) 205
- [4] H1 Collab., I. Abt et al., Phys. Lett. B314 (1993) 436
- [5] M. Erdmann, Proceedings of the Workshop of Two-Photon Physics at LEP and HERA, Lund (1994) 71, Ed.: G. Jarlskog and L. Jönsson, Physics Department, Lund University
- [6] R. Kaschowitz, Proceedings of the Workshop of Two-Photon Physics at LEP and HERA, Lund (1994) 120, Ed.: G. Jarlskog and L. Jönsson, Physics Department, Lund University
- [7] B. D. Burow, M. Erdmann, R. Kaschowitz, S. Levonian, L. Stanco; DESY 94-215
- [8] H1 Collab., I. Abt et al., “*Single Inclusive Parton Cross Sections in Photoproduction and the Photon Structure*”, DESY 95-062, zur Veröffentlichung eingereicht bei Nuclear Physics B.
- [9] ZEUS Collab., M. Derrick et al., Phys. Lett. B297 (1992) 404  
ZEUS Collab., M. Derrick et al., Phys. Lett. B342 (1995) 417  
ZEUS Collab., M. Derrick et al., “*Dijet Cross Sections in Photoproduction at HERA*”, DESY-95-033 (1995)
- [10] H1 Collab., I. Abt et al., “The H1 detector at HERA”, DESY 93-103 (1993)
- [11] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. and Meth. A336 (1993) 460
- [12] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. and Meth. A350 (1994) 57
- [13] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. and Meth. A336 (1993) 499
- [14] H. Bethe und W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A146 (1934) 83.
- [15] V. M. Budrev et al., Phys. Rep. C15 (1975) 181, und weitere Referenzen dort.
- [16] I. Abt, J. R. Smith, H1 internal reports H1-10/92-249 (1992), H1-05/93-290 (1993)
- [17] T. Sjöstrand, CERN-TH-6488 (1992), Comput. Phys. Commun. 82 (1994) 74
- [18] T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Comput. Phys. Commun. 43 (1987) 367
- [19] T. Sjöstrand, Int. Journal of Modern Physics A3 (1988) 751 - 823

- [20] Phys. Rev. D36 (1978) 2019  
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-92-161-E (1992)
- [21] H. Plothow-Besch, Comp. Phys. Comm. 75 (1993) 396  
PDF Manual, CERN Program Library, Pool W999, W5051
- [22] GEANT Manual, CERN Program Library (1992), Long Writeup W5013
- [23] B.R. Webber, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36 (1986) 253
- [24] V. Blobel, DESY 84-118, and Proceedings of the 1984 CERN School of Computing, Aiguablava (Spain), CERN 1985.
- [25] J. Stör, R. Burlisch, *Introduction to Numerical Analysis*, Springer-Verlag New York, Heidelberg, Berlin (1980)
- [26] V. Blobel, *Program Manual for RUN (Regularized Unfolding)*, unveröffentlicht
- [27] G. D'Agostini: "A Multidimensional unfolding method based on Bayes theorem"  
DESY-94-099, Jun 1994.
- [28] Press, Flannery, Teukolsky, Vetterling, "Numerical Recipes",  
Cambridge University Press, Cambridge, (1989)
- [29] Frodesen, Skjeggstad, Tøfte, "Probability and Statistics in Particle Physics",  
Universitetsforlaget, Bergen-Oslo-Tromsø (1979)
- [30] S.D. Ellis, Proceedings "QCD and High Energy Hadronic Interactions", 28th Rencontre de Moriond, Ed. J. Tran Thanh Van, Editions Frontieres (1993) 235
- [31] UA1 Collab., G. Arnison et al., Phys. Lett. 123B (1983) 867
- [32] J. E. Huth et al., Fermilab-Conf-90/249-E (1990), zu finden in:  
Proceedings: "Summer study on high energy physics - research directions for the decade",  
at Snowmass, CO, USA, June 25-July 13, 1990.  
Ed.: E. Berger, Singapore: World Scientific, 1992.
- [33] Ch. Berger and W. Wagner, Phys.Rep.146 (1987) 1
- [34] Opal Collab., R. Akers et al., Z. Phys. C61 (1994) 199
- [35] AMY Collab., B.J. Kim et al., Phys. Lett. B325 (1994) 248  
TOPAZ Collab., H. Hayashii et al., Phys. Lett. B314 (1993) 149  
ALEPH Collab., D. Buskulic et al., Phys. Lett. B313 (1993) 509  
DELPHI Collab., P. Abreu et al., Phys. Lett. B342 (1995) 402
- [36] NMC Collab., M. Arneodo et al., Phys. Lett. B309 (1993) 222

- [37] BCDMS Collab., A.C. Benvenuti et al., Phys. Lett. 223B (1989) 485  
NMC Collab., P.Amaudruy et al. Phys. Lett. 295B (1992) 159  
H1 Collab., I. Abt et al., Nucl. Phys. B407 (1993) 515  
ZEUS Collab., M. Derrick et al., Phys. Lett. B316 (1993) 412
- [38] W. J. Stirling, "Proceedings of the HERA Workshop", ed.R.D.Peccei, Hamburg 1987  
und weitere Referenzen dort.  
M. Klasen, G. Kramer, S.G. Salesch, "*Photoproduction of jets at HERA: Comparison of next-to-leading order calculation with ZEUS data*", DESY-94-232 (1994)
- [39] G. A. Schuler, T. Sjostrand, Phys.Lett.B300 (1993) 169-174
- [40] L.E. Gordon, J.K. Storrow, Phys. Lett. B291 (1994) 320  
M. Greco, A. Vicini, Nucl. Phys. B415 (1994) 386
- [41] G. Kramer, S.G. Salesch, Z. Phys. C61 (1994) 277  
D. Bödeker, G. Kramer, S.G. Salesch, Z. Phys. C63 (1994) 471
- [42] M. Klasen and S.G. Salesch, calculations based on [41] (1994)
- [43] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. C53 (1992) 127
- [44] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. C53 (1992) 651
- [45] H. Abramowicz, K. Charchula, A. Levy, Phys. Lett. B269 (1991) 458
- [46] B.L. Combridge et al. Phys. Lett. 7-B(1977) 234
- [47] A. Blondel, F. Jacquet, DESY 79-048
- [48] S. Levonian, private Mitteilung (1994)
- [49] M. Erdmann und H. Hufnagel, private Mitteilung (1994)
- [50] P. Pfeifenschneider, Diplomarbeit RWTH Aachen, 1994
- [51] P.-O. Meyer, Diplomarbeit RWTH Aachen, 1994
- [52] H. Hufnagel, Dissertation, Heidelberg 1994
- [53] S. Salesch, Dissertation, Hamburg 1993
- [54] R.J. Apsimon et al., Z. Phys. C43 (1989) 63
- [55] J.J. Sakurai, Ann. Phys. 11 (1960) 1
- [56] T.H. Bauer et al. REv. Mod. Phys. 50 (1978) 261
- [57] G.A. Schuler, T. Sjöstrand CERN-TH.6796/93 (1993)
- [58] D. Bödecker, Z.Phys. C59 (1993) 501  
D. Bödeker, G. Kramer, S.G. Salesch, Z. Phys. C63 (1994) 471

# Danksagung

An erster Stelle bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. G. Flügge, da ich aufgrund seines Vorschlags in dem Graduiertenkolleg *Starke und elektroschwache Wechselwirkung bei hohen Energien* an der RWTH Aachen aufgenommen worden bin. Die langjährige Unterstützung von Herrn Prof. Dr. G. Flügge ermöglichte es mir, für einige Jahre als Gastwissenschaftler am Forschungszentrum DESY zu arbeiten und die vorliegende Dissertation an seinem Institut anzufertigen. Die ungezwungene Atmosphäre in der H1-Arbeitsgruppe des III. Physikalischen Instituts sowie die kollegialen Diskussionen, z.B. beim jährlichen Seminar in Saas Grund, waren für diese Arbeit sehr förderlich.

Herrn Prof. Dr. Ch. Berger gilt mein Dank für die zahlreichen Anregungen und die Beratung in vielen physikalischen Fragestellungen, so daß durch eine gemeinsame Kooperation schließlich die Veröffentlichung der Analyseresultate erreicht werden konnte.

Ich bedanke mich bei der H1-Photoproduktionsgruppe für die Unterstützung und die hilfreichen Diskussionen bei zahlreichen physikalischen Problemen.

Darüberhinaus danke ich allen Kollegen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und von denen ich einige nicht nur wegen ihrer fachlichen Kompetenz gerne erwähnt haben möchte:

Besonders bedanke ich mich bei Dirk Krücker für die Geduld, zahlreiche mathematische und theoretische Fragen auf streng formalem Niveau zu diskutieren und für die vielen kompetenten Ratschläge, z.B. beim Computerkauf.

Martin Erdmann, dem Versammlungsleiter der Photoproduktionsgruppe, danke ich für die erfolgreiche wissenschaftliche Zusammenarbeit und für die Regieanweisungen in Konferenzdramaturgie vor dem Auftritt in Lund.

Ich möchte mich weiterhin bei meinem Bürogenossen Richard Nisius bedanken, der stets bereit war, mit großem Engagement auch kleine physikalische und computerspezifische Probleme ausführlich zu diskutieren und dem ich die Überlassung von zwei Feynmangraphen verdanke.

Wegen der vielen Gespräche um Analysemethoden und für das prompte Korrekturlesen meiner Arbeit bedanke ich mich bei Maren Steenbock.

Nicht zuletzt gilt mein Dank Peer-Oliver Meyer und Peter Pfeifenschneider, mit denen ich im Rahmen der Photoproduktionsphysik konstruktiv zusammengearbeitet habe und die stets für eine freundliche Stimmung nicht nur beim Volleyball gesorgt haben.

Für das Interesse an der vorliegenden Arbeit und die vielen Anregungen, die geholfen haben die Ausführungen in den Details abzurunden, bedanke ich mich bei Herbert Gräßler, Dirk Krücker, Maren Steenbock, Hans-Bernd Dreis, Simone Baer und insbesondere bei Peter Pfeifenschneider.

Ich möchte an dieser Stelle meine Eltern, Erika und Walter Kaschowitz, nicht unerwähnt lassen und mich bei ihnen ganz besonders dafür bedanken, daß sie durch ihre langjährige Unterstützung mein Studium, den gelungenen Abschluß und damit auch meine Promotion ermöglicht haben.

**Lebenslauf**  
**von**  
**Richard Kaschowitz**

|                        |  |
|------------------------|--|
| Am 21.8.1962           | in Hagen/Westf. geboren  |
| 1969 - 1973            | Besuch der Grundschule Hagen-Halden  |
| 1973 - 1982            | Besuch des Städt. Albrecht-Dürer-Gymnasiums Hagen  |
| Juni 1982              | Abitur   |
| Juli 1982 - Sept. 1983 | 15 Monate Grundwehrdienst bei der Bundesmarine   |
| Oktober 1983           | Aufnahme eines Physikstudiums an der RWTH Aachen   |
| September 1985         | Diplom-Vorprüfung in Physik  |
| Okt. 1985 - Sept. 1987 | Kurse in Informatik im Rahmen eines Zweitstudiums  |
| Jan. 1989 - Juli 1991  | Diplomarbeit am III. Phys. Inst. der RWTH Aachen   |
| Januar 1992            | Abschluß als Diplom-Physiker an der RWTH Aachen  |
| Februar 1992           | Beginn der Promotion am III. Phys. Inst. der RWTH Aachen,<br>ausgeführt am Deutschen-Elektronen Synchrotron (DESY)<br>in Hamburg |
| 12. Juli 1995          | mündliche Prüfung und Abschluß der Promotion   |