Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

**Diplomarbeit**
**im Studiengang Physik**

vorgelegt von
**Frank-Peter Schilling**
aus Hanau

Januar 1998

# Untersuchung von 2-Jet-Ereignissen in der diffraktiven tiefinelastischen Streuung mit dem H1-Detektor

*Die Diplomarbeit wurde von Frank-Peter Schilling ausgeführt am*
*Physikalischen Institut*
*unter der Betreuung von*
*Herrn Prof. Franz Eisele*

# Kurzfassung

Die diffraktive Streuung ist ein aus dem Bereich der weichen Hadron-Wechselwirkungen bekanntes Phänomen, das auch in der tiefinelastischen Streuung bei HERA beobachtet wurde. Inklusive Messungen der diffraktiven Strukturfunktion sind mit einem faktorisierbaren Modell kompatibel, bei dem das Pomeron ein zusammengesetztes Objekt mit partonischer Struktur ist. Der Großteil des Pomeronimpulses wird von Gluonen mit einer stark skalenabhängigen Impulsverteilung getragen. Diese Ergebnisse werden jedoch nur indirekt aus Skalenverletzungen der Strukturfunktion erhalten. Diffraktive 2-Jet-Ereignisse hingegen ermöglichen die direkte Messung der Gluondichte im Pomeron. In dieser Arbeit werden diffraktive 2-Jet-Ereignisse, die mit dem H1-Detektor bei HERA gemessen wurden, untersucht. Aus den Daten von 1996, die bei 251 Ereignissen einer integrierten Luminosität von 5.4 $pb^{-1}$ entsprechen und den kinematischen Bereich $12 < Q^2 < 120\ GeV^2$, $0.05 < y < 0.55$ und $P^*_{T,Jet} > 4\ GeV$ umfassen, wird eine effektive Gluondichte im Pomeron in führender Ordnung QCD über eine Entfaltung in der den relativen Impulsbruchteil bezeichnenden Variable $\xi_{IP}$ extrahiert. Bei großen $\xi_{IP}$ liegt die gemessene Gluondichte unter dem Ergebnis der indirekten Messungen. Die Daten haben eine Präferenz für Gluonverteilungen mit einer weichen und einer harten Komponente. Weiche Gluonverteilungen alleine oder Modelle, bei denen das diffraktive System nur aus den beiden Jets besteht, werden von den Daten nicht favorisiert. Der relative Gluonanteil im Pomeron wird zu $0.73^{+0.04}_{-0.06}$ bestimmt. Die Frage nach der für diesen Prozeß relevanten harten Skala kann nicht abschließend beantwortet werden. Eine signifikante Asymmetrie in der Azimuthwinkelverteilung zwischen Leptonstreuebene und Jetebene, die zwischen konkurrierenden QCD-Vorhersagen der diffraktiven Streuung diskriminieren kann, wird nicht beobachtet.



# Abstract

*Analysis of di-jet events in diffractive deep-ineleastic scattering with the H1 detector:* Diffractive scattering is a well-known phenomenon in soft hadron interactions, which was also observed in deep inelastic scattering at HERA. Inclusive measurements of the diffractive structure function are compatible with a factorisable model in which the pomeron is a composite object with a partonic structure. The majority of the pomeron momentum is carried by gluons with a strongly scale-dependent momentum distribution. These results are are obtained only indirectly by scaling violations of the structure function. Diffractive di-jet events however offer a direct measurement of the gluon density in the pomeron. In this thesis diffractive di-jet events which were recorded with the H1 detector at HERA are analysed. With the data of 1996, which yield 251 events, corresponding to an integrated luminosity of 5.4 $pb^{-1}$ and the kinematic range $12 < Q^2 < 120\ GeV^2$, $0.05 < y < 0.55$ and $P^*_{T,Jet} > 4\ GeV$, an effective gluon density in the pomeron in leading order QCD is extracted via unfolding in the variable $\xi_{IP}$, which represents the momentum fraction of the parton in the pomeron. At large $\xi_{IP}$, the measurement yields a lower gluon density than the result from the indirect measurements. The data show a preference for a gluon distribution with a soft and a hard component. A soft gluon distribution or models in which the diffractive system is made of the two jets only are disfavoured by the data. The relative fraction of gluons in the pomeron is measured as $0.73^{+0.04}_{-0.06}$. The question of the relevant hard scale for this process can not be answered yet. A significant asymmetry in the distribution of the azimuthal angle between the lepton scattering plane and the jet plane, which should be able to discriminate between different QCD predictions for diffractive scattering, is not observed.

# Inhaltsverzeichnis

# Kapitel 1

# Einleitung

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist neben der elektroschwachen Theorie einer der Grundpfeiler des Standardmodells der Elementarteilchen, das die derzeit am besten experimentell verifizierte Theorie der fundamentalen Bausteine der Materie sowie deren Wechselwirkungen untereinander darstellt. Die QCD ist eine unter dem Prinzip der lokalen Eichinvarianz formulierte Quantenfeldtheorie mit der Eichgruppe SU(3). Sie beschreibt die starke Wechselwirkung zwischen Teilchen mit Farbladung. Die Wechselwirkung wird durch acht selbst farbgeladene Eichbosonen, die Gluonen, vermittelt. Farbgeladene Teilchen sind neben den Gluonen Quarks und Antiquarks.

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung $\alpha_s$ ist keine Konstante, sondern zeigt in erster Ordnung der QCD-Störungsrechnung eine Abhängigkeit vom Impulsübertrag der betrachteten Reaktion $Q^2$ von der Form

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ \ln(Q^2/\Lambda^2)} \tag{1.1}$$

wobei $n_f$ die Anzahl der Quarkflavours und $\Lambda \approx 250\ MeV$ ist. Um die Störungsrechnung der QCD anwenden zu können, muß $\alpha_s$ deutlich kleiner als Eins sein. Dies ist nur dann der Fall, wenn $Q^2$ groß ist ($Q^2 > 1\ GeV^2$). Der Impulsübertrag ist auch ein Maß dafür, welche räumlichen Dimensionen aufgelöst werden können. Bei hinreichend großen $Q^2$, das bedeutet kleinen Abständen, können Hadronen in Quarks und Gluonen aufgelöst werden. Die Kopplung der Quarks untereinander ist klein. Dies bezeichnet man als asymptotische Freiheit. Bei kleinen $Q^2$ dagegen wird $\alpha_s$ sehr groß, man spricht vom sogenannten Confinement. Dies führt dazu, daß farbgeladene Teilchen nicht frei existieren können, sondern durch den Mechanismus der Fragmentation (die Anlagerung von Quark-Antiquark-Paaren aus dem Vakuum) zu farbneutralen Hadronen werden.

Bereits zu der Zeit, als die QCD noch nicht als fundamentale Theorie etabliert war, wurden an Teilchenbeschleunigern genaue Untersuchungen über die Wirkungsquerschnitte von Hadron-Hadron-Kollisionen durchgeführt. Diese sind bei weitem von Ereignissen mit sehr geringem Impulsübertrag dominiert. In diesem Bereich kann die QCD-Störungsrechnung keine Anwendung finden. Die wechselwirkenden Hadronen werden nicht aufgelöst. Darüberhinaus beschreibt die QCD nur Wechselwirkungen zwischen Objekten mit Farbladung. Bereits beim einfachen Fall der elastischen Streuung aber, wo nur die Quantenzahlen des Vakuums ausgetauscht werden, versagt die QCD. Es wurde versucht, die Wirkungsquerschnitte über den Austausch von farbneutralen Mesonen zu parametrisieren. Analog zur Partialwellenzerlegung in der Quantenmechanik werden Mesonen einer Familie mit den gleichen Quantenzahlen, aber verschiedenem Drehimpuls, in der Regge-Phänomenologie zu Trajektorien zusammengefaßt. Mittels dieser Trajektorien können die Wirkungsquerschnitte gut parametrisiert werden. Den beobachteten Anstieg der totalen Wirkungsquerschnitte zu hohen Energien hin und selbst die elastische Streuung kann jedoch mit keiner der bekannten Meson-Trajektorien beschrieben werden. Daher wurde eine neue Trajektorie postuliert, die Pomeron-Trajektorie. Erst mit ihr gelingt eine sehr gute universelle Beschreibung von Hadron-Wirkungsquerschnitten über einen weiten Energiebereich. Dem nur Vakuum-Quantenzahlen tragenden Pomeron-Austausch konnte jedoch im Gegensatz zu den Mesonen bisher kein physikalisches Teilchen zugeordnet werden. Streuprozesse mit farbneutralem Pomeron-Austausch bezeichnet man als diffraktiv.

Auch in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung, wie sie mit dem HERA-Beschleuniger untersucht wird, manifestieren sich diffraktive Prozesse mit einem Anteil von etwa 10% am Gesamtwirkungsquerschnitt. Ihr Kennzeichen ist eine Lücke im hadronischen Endzustand, die aufgrund der Streuung des Elektrons an einem farbneutralem Objekt aus dem Proton vorhanden ist. Das Proton bleibt intakt und erhält seine Farbneutralität, so daß es nicht zur sonst üblichen Bildung eines Protonrestes kommt. Aufgrund der durch die Virtualität $Q^2$ des ausgetauschten Photons in der tiefinelastischen Streuung vorhandenen harten Skala kann jetzt die Struktur des diffraktiven Prozesses untersucht werden. Analog zur Messung der Protonstruktur kann eine Strukturfunktion des Pomerons gemessen werden. Diese zeigt in erster Näherung ein Skalenverhalten, das als die Streuung an punktförmigen Konstituenten im Pomeron interpretiert wird. Ein weiterer Hinweis darauf ist die Beobachtung von Ereignissen, bei denen harte Jets erzeugt werden.

Vor kurzem veröffentlichte Messungen der diffraktiven Strukturfunktion mit dem H1-Detektor bei HERA mit deutlich erhöhter Statistik beobachten Skalenverletzungen in der Strukturfunktion. Diese werden im Rahmen der DGLAP-Evolutionsgleichungen der QCD zur Extrahierung von skalenabhängigen Partonverteilungen im Pomeron verwendet. Insbesondere wird dort eine große Gluondichte (etwa 80% des Gesamtimpulses) vorhergesagt. Diese kann jedoch nur indirekt gemessen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden diffraktive 2-Jet-Ereignisse untersucht, die mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. Diese bieten über Prozesse der Ordnung $\alpha_s$ einen direkten Zugang zur Gluondichte. Darüberhinaus bietet diese Ereignisklasse gute Möglichkeiten zur Unterscheidung zwischen verschiedenen theoretischen Modellen der diffraktiven tiefinelastischen Streuung.

# Kapitel 2

# Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für die vorgestellte Analyse besprochen. Zunächst wird auf die Regge-Phänomenologie zur Beschreibung von weichen Hadron-Wechselwirkungen, auf die die QCD-Störungsrechnung nicht anwendbar ist, eingegangen. Dann wird die diffraktive tiefinelastische Streuung, ihre Kinematik sowie Ereignisse mit zwei Jets erläutert. Anschließend werden die wichtigsten theoretischen Modelle der diffraktiven tiefinelastischen Streuung sowie die inklusiven Messungen der Pomeronstruktur bei H1 vorgestellt. Schließlich werden die zur Analyse verwendeten Monte-Carlo-Generatoren erläutert.

## 2.1 Regge-Phänomenologie

Wie in der Einleitung gezeigt wurde, ist für weiche Hadron-Hadron-Wechselwirkungen bei kleinen Impulsüberträgen die QCD-Störungsrechnung nicht anwendbar, so daß man auf eher phänomenologische Modelle angewiesen ist.

### 2.1.1 Theorie der S-Matrix

Man betrachtet einen allgemeinen Zwei-Körper-Streuprozeß, bei dem im Anfangs- und im Endzustand jeweils zwei Teilchen vorhanden sind, die einer beliebigen Wechselwirkung unterliegen:

$$A \;+\; B \;\longrightarrow\; C \;+\; D$$

In der Quantenmechanik werden Anfangs- und Endzustand durch Wellenfunktionen dargestellt, die durch den Übergangsoperator S (auch S-Matrix genannt) verknüpft sind.

$$< f \mid S \mid i >$$

Dies beschreibt die Amplitude für den Übergang $\mid i > \to \mid f >$. Man zerlegt die S-Matrix üblicherweise in die Einheitsmatrix $I$ und die Übergangsmatrix $T$:

$$S \;=\; I \;+\; i\,T \tag{2.1}$$

Seien $A, B, C$ und $D$ die Vierervektoren der ein- und auslaufenden Teilchen, dann definiert man die lorentzinvarianten Mandelstam-Variablen wie folgt:

$$s = (A+B)^2 \tag{2.2}$$
$$t = (A-C)^2 \tag{2.3}$$
$$u = (A-D)^2 \tag{2.4}$$

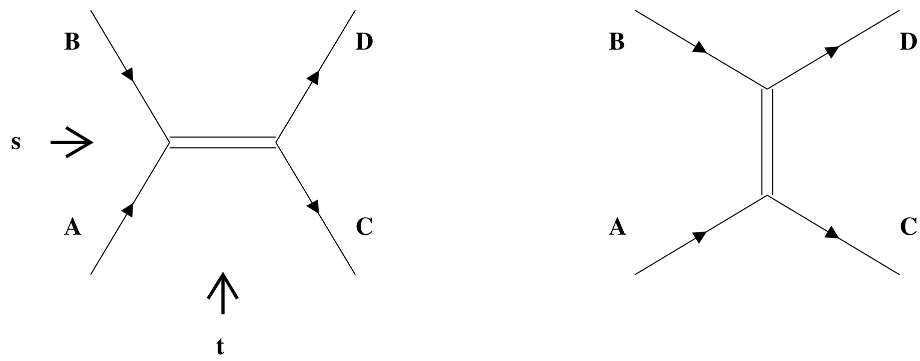


**Abbildung 2.1**: Allgemeiner s-(*links*) und t-(*rechts*)-Kanal-Prozeß: Die Zeit läuft von links nach rechts. Im s-Kanal-Prozeß annihilieren A und B in eine Resonanz, die dann in C und D zerfällt. Beim t-Kanal-Prozeß streut Teilchen A an B unter Austausch eines virtuellen Teilchens.

Hierbei ist $s$ das Quadrat der Schwerpunktsenergie der Reaktion und $t$ ist das Quadrat des Vierer-Impulsübertrages zwischen $A$ und $B$ ($t < 0$). $u$ hat keine anschauliche Bedeutung. Die Übergangsamplitude kann als Funktion von zwei der drei Variablen, z.B. $s$ und $t$ dargestellt werden:

$$T_{AB \to CD}(s,t)$$

In Feldtheorien werden Wechselwirkungen als intermediäre Zustände beschrieben. Hier werden zwei Klassen von Wechselwirkungen unterschieden (siehe Abbildung 2.1). In der einen annihilieren $A$ und $B$ in einen Zwischenzustand, der dann in $C$ und $D$ zerfällt (Resonanz-Produktion). Man spricht von einem $s$-Kanal-Prozeß. In der anderen Klasse wechselwirkt $A$ mit $B$ über den Austausch eines virtuellen Teilchens (Streuung). Dies ist ein sogenannter $t$-Kanal-Prozeß. Die Amplituden von $s$- und $t$-Kanal-Prozeß sind durch die Kreuzungsrelation

$$T_{AB \to CD}(s,t) = T_{A\overline{C} \to \overline{B}D}(t,s) \tag{2.5}$$

verknüpft, die besagt, daß man die Amplituden durch Vertauschen von $s$ und $t$ sowie Ersetzen der entsprechenden Vierervektoren durch ihre komplex konjugierten Partner ineinander umwandeln kann. Die S-Matrix erfüllt die Unitaritätsrelation $S^+S = 1$. Dies bedeutet die Erhaltung der Wahrscheinlichkeit. Aus dieser Eigenschaft folgt das optische Theorem:

$$\sigma_{tot} \sim \frac{1}{s} Im\ T(s, t=0) \tag{2.6}$$

Eine schematische Darstellung des optischen Theorems zeigt Abbildung 2.2 (nach [1]). Der totale Wirkungsquerschnitt ist mit dem Imaginärteil der Amplitude der elastischen Vorwärtsstreuung ($t = 0$) verknüpft.

Neben dem optischen Theorem ist das Pomeranchuk-Theorem in diesem Zusammenhang von Bedeutung. Es besagt, daß im Limes großer Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$ das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Teilchen-Antiteilchen- zu Teilchen-Teilchen-Streuung asymptotisch gegen Eins geht:

$$\frac{\sigma_{T\overline{T}}}{\sigma_{TT}} \to 1\ ;\ s \to \infty \tag{2.7}$$

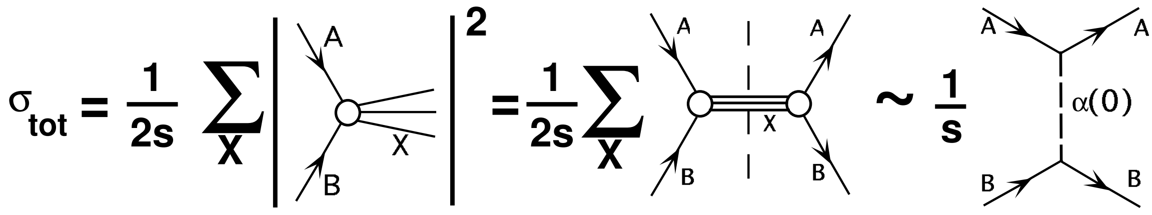


**Abbildung 2.2**: Schematische Darstellung des optischen Theorems: Der totale Wirkungsquerschnitt ist die Summe der Beiträge aller möglichen Endzustände. Die Betragsquadrate der Amplituden entsprechen dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion $AB \to X \to AB$. Schließlich wird die Forderung nach Unitarität (Erhaltung der Wahrscheinlichkeit) benutzt.

### 2.1.2 Das Yukawa-Modell

Der erste Versuch, die starke Wechselwirkung zu parametrisieren, stammt bereits aus dem Jahre 1935. Yukawa versuchte, die begrenzte Reichweite der Kernkraft durch den Austausch eines massiven Teilchens zu beschreiben. Wird eine Wechselwirkung durch ein massives Austauschteilchen vermittelt, so enspricht dies einem Potential der Form:

$$U(r) \sim g\ e^{-rmc/\hbar} \tag{2.8}$$

Für die Reichweite der Kernkraft von etwa $10^{-15}$ m folgt $m \approx 100\ MeV$. Das 1947 erstmals in der kosmischen Höhenstrahlung nachgewiesene Pi-Meson hat tatsächlich eine Masse von etwa 140 $MeV$, so daß man es zunächst als das Austauschteilchen der starken Wechselwirkung ansah. Die Übergangsamplitude erhält einen Propagator-Term der Form

$$T(s,t) \sim \frac{g^2}{m_\pi^2 - t}. \tag{2.9}$$

Hier ist $g$ die Stärke der Kopplung. Man erhält einen Pol (Singularität) bei $m_\pi^2 = t$ im $s$-Kanal. Über die Kreuzungsrelation ist die Amplitude mit dem Pion-Austausch im $t$-Kanal verknüpft. Da aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation die Masse des Austauschteilchens mit der Reichweite der Wechselwirkung verknüpft ist

$$r \sim 1/m\ , \tag{2.10}$$

kann man mit diesem Ein-Teilchen-Modell nur den langreichweitigen Teil der starken Wechselwirkung beschreiben. Um nun auch die starke Wechselwirkung bei höheren Impulsüberträgen beschreiben zu können, führte Regge eine Verallgemeinerung des Ein-Teilchen-Modells ein:

### 2.1.3 Das Regge-Modell

Das Ein-Teilchen-Modell entspricht der $s$-Wellen-Näherung (Drehimpuls $J = 0$) in der Streutheorie der klassischen Quantenmechanik. Um aber die gesamte Streuamplitude zu beschreiben, muß man sämtliche Beiträge von Partialwellen mit einem höheren Drehimpuls aufsummieren (Partialwellen-Zerlegung). Man erhält also noch zusätzliche Beiträge von $p$-, $d$- usw. Wellen mit

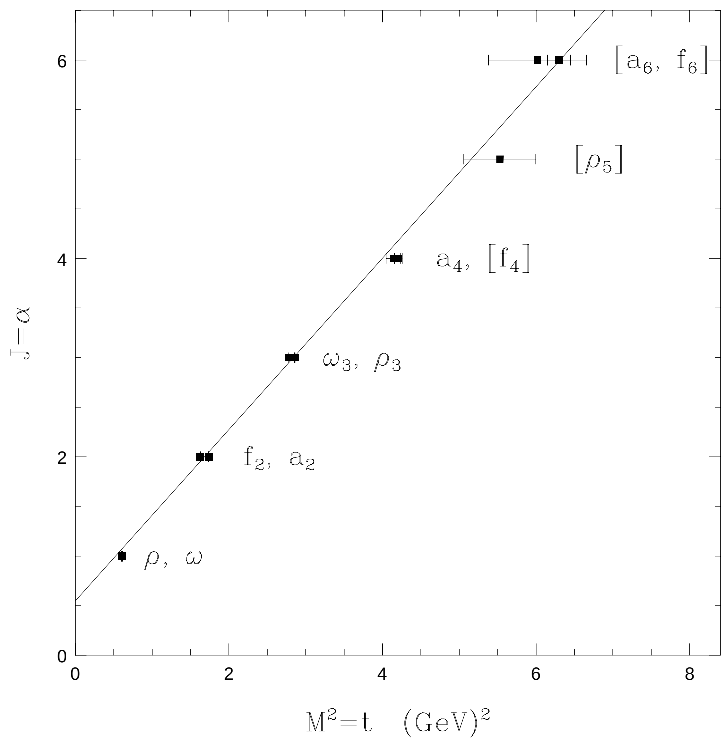


**Abbildung 2.3**: Beispiel einer Regge-Trajektorie: Man erkennt den linearen Zusammenhang zwischen Spin $J$ und Massenquadrat $M^2 = t$ der Teilchen $\rho$, $\omega$, usw. Die Gerade enspricht $\alpha(t) = 0.55 + 0.86t$.

Drehimpulsen 1, 2, usw. In seiner Theorie betrachtet Regge den Drehimpuls als eine kontinuierliche, komplexe Variable

$$\alpha(t)$$

als Funktion der Mandelstam-Variable $t = M^2$. An den Stellen, wo der Realteil $Re\ \alpha(t)$ halb- oder ganzzahlig ist, beobachtet man physikalische Resonanzen im $s$-Kanal. Für stabile Hadronen gilt $Im\ \alpha(t) = 0$. Man erwartet daher für gebundene Zustände, daß sie nahe der $t$-Achse liegen. Instabile Hadronen besitzen eine Imaginärkomponente verschieden von Null.

Man stellt fest, daß Hadronen mit den gleichen Quantenzahlen (wie z.B. Isospin oder Strangeness), die sich nur im Drehimpuls unterscheiden, die man also als Drehimpulsanregungen zu einem Grundzustand auffassen kann, in der $(M^2, J)$-Ebene auf einer Geraden (Trajektorie) liegen:

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t \tag{2.11}$$

Dies bezeichnet man als Regge-Trajektorie. Abbildung 2.3 (aus [2]) zeigt die Trajektorie des $\rho$-Mesons. Die Streuamplitude im $t$-Kanal ist in der Partialwellen-Zerlegung gegeben durch

$$T(s,t) \sim \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\ T_l(t)\ P_l(cos(\Theta)) \tag{2.12}$$

Hier ist $T_l(t)$ die Amplitude der $l$-ten Partialwelle und $P_l(cos(\Theta))$ das $l$-te Legendre-Polynom.

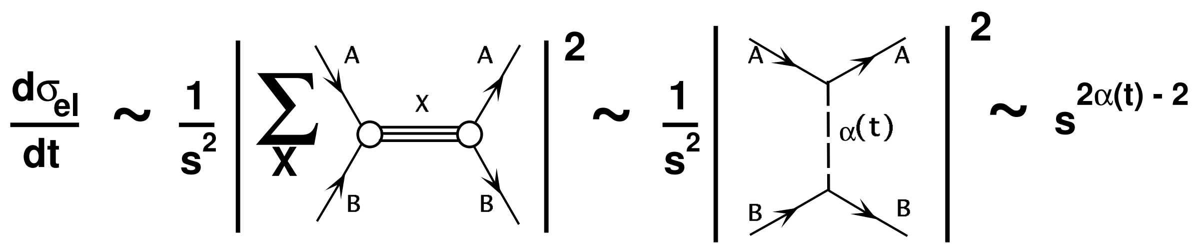


**Abbildung 2.4**: Beschreibung des elastischen Wirkungsquerschnittes durch eine Regge-Trajektorie: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Hadron-Hadron-Streuung wird ausgedrückt als Summe über alle möglichen Zwischenzustände, die durch die Regge-Trajektorie mit der sich daraus ergebenden $s$-Abhängigkeit parametrisiert wird.

Im $s$-Kanal haben die $T_l(t)$ Pole der Form

$$T_l(t) \sim \frac{\beta(t)}{l - \alpha(t)} \tag{2.13}$$

$\beta(t)$ beschreibt die Kopplung des Pols zu externen Teilchen. Im Grenzfall großer $s$ erhält man für die Streuamplitude für den Austausch einer Trajektorie $\alpha(t)$:

$$T(s,t) \sim \beta(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)}, \tag{2.14}$$

wobei $s_0$ von der Größenordung 1 $GeV^2$ ist. Der differentielle elastische Wirkungsquerschnitt in $t$ kann ausgedrückt werden als

$$\frac{d\sigma}{dt} \ \sim \ \frac{1}{s^2} \mid T(s,t) \mid^2 \sim \ f(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2} \tag{2.15}$$

(siehe auch Abbildung 2.4, aus [3]). Über das optische Theorem (2.6) sind elastischer und totaler Wirkungsquerschnitt miteinander verknüpft:

$$\sigma_{tot} \ \sim \ \frac{1}{s} Im(T_{el}^{AB})_{t=0} \ \sim \ s^{\alpha(0)-1} \tag{2.16}$$

### 2.1.4 Die Pomeron-Trajektorie

Die bekannten Meson-Trajektorien haben alle einen Achsenabschnitt („intercept") $\alpha(0)$, der deutlich unterhalb von Eins liegt. Aufgrund der Beziehungen (2.15) und (2.16) erwartet man daher, daß elastischer und totaler Wirkungsquerschnitt zu hohen Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$ hin stetig fallen. Experimentell beobachtet man auch einen Abfall mit $s$, der durch die Trajektorien der bekannten Meson-Familien parametriesiert werden kann. Bei hohen Energien jedoch mißt man einen wieder leicht ansteigenden Wirkungsquerschnitt. Dies bedeutet für den Intercept der für die Wechselwirkung verantwortlichen Trajektorie:

$$\alpha(0) > 1 \tag{2.17}$$

Diese Bedingung wird von keiner der bekannten Meson-Familien erfüllt. Desweiteren können diese auch nicht zur Beschreibung der elastischen Streuung, bei der nur die Quantenzahlen des

Vakuums ausgetauscht werden, benutzt werden. Daher wurde eine neue Trajektorie (Pomeron-Trajektorie) postuliert, um die elastischen und totalen Wirkungsquerschnitte bei hohen Energien zu parametrisieren. Eine solche Trajektorie muß die Quantenzahlen des Vakuums tragen und in gleicher Weise an Teilchen und Antiteilchen koppeln, um das Pomeranchuk-Theorem zu erfüllen. Aus den Experimenten zur Hadron-Hadron-Streuung bei hohen Energien ergibt sich eine Parametrisierung der Form

$$\alpha_{IP}(t) = 1.085 + 0.25t. \tag{2.18}$$

Nicht nur im Achsenabschnitt, sondern auch in der kleinen Steigung unterscheidet sie sich stark von allen Meson-Trajektorien. Einen Streuprozeß, der durch den Austausch der Pomeron-Trajektorie beschrieben wird, bezeichnet man als diffraktiv.

Mit der Pomeron-Trajektorie lassen sich totale und elastische Hadron-Streuquerschnitte bei hohen Energien sehr gut beschreiben. Allerdings ist bisher noch kein physikalisches Teilchen mit den Quantenzahlen des Pomerons etabliert, das sich etwa durch eine Resonanz im $s$-Kanal bemerkbar machen würde.

### 2.1.5 Das universelle Pomeron-Reggeon-Modell

Wenn man die diffraktive Streuung durch den Austausch eines Quasiteilchens im $t$-Kanal beschreibt, dann sollten seine Eigenschaften für verschiedene Klassen von Wechselwirkungen die gleichen sein. Donnachie und Landshoff [4] haben versucht, die totalen Wirkungsquerschnitte der Streuung von Protonen, Antiprotonen, Mesonen, Antimesonen und Photonen an Protonen universell durch die Überlagerung von Meson- (Reggeon-) und Pomeron-Trajektorie zu parametriesieren. Sie benutzten einen Fit der Form

$$\sigma_{tot}(s) = A_{IP} s^{\alpha_{IP}(0)-1} + A_{IR} s^{\alpha_{IR}(0)-1} \tag{2.19}$$

Abbildung 2.5 (aus [4]) zeigt, daß mit diesem Modell die Streuquerschnitte universell über einen weiten Bereich in $s$ exzellent beschrieben werden. Für die Achsenabschnitte wurden erhalten:

$$\alpha_{IP}(0) = 1.08 \qquad \alpha_{IR}(0) = 0.55 \tag{2.20}$$

Zusammenfassend bietet sich folgendes Bild: Alle hadronischen Wirkungsquerschnitte können mit dem optischen Theorem über einen weiten Energiebereich in einem universellen Pomeron-Reggeon-Modell beschrieben werden. Bei kleinen Schwerpunktsenergien dominiert der Reggeon-Austausch, da dieses stärker an Hadronen koppelt. Der Reggeon-Beitrag fällt aber mit $\sim s^{-1/2}$ ab, so daß bei hohen Schwerpunktsenergien der Pomeron-Austausch dominiert, der den Anstieg $\sim s^{0.08}$ bewirkt.

### 2.1.6 Klassifizierung diffraktiver Prozesse

Bisher wurde die durch den Austausch der Pomeron-Trajektorie vermittelte diffraktive Streuung nur im Rahmen der elastischen Streuung bzw., über das optische Theorem, in dem der totalen Wirkungsquerschnitte behandelt. Es gibt diffraktive Streuung jedoch auch in inelastischen Prozessen, insbesondere auch in der Photon-Proton-Streuung, wie sie z.B. am Elektron-Proton-Beschleuniger HERA stattfindet.

Abbildung 2.6 zeigt die verschiedenen möglichen Klassen von Prozessen des Pomeron-Austausches in der Photon-Proton-Streuung. Die erste ist der quasi-elastische Prozeß $\gamma p \to Vp$, in dem das Photon in ein Vektormeson fluktuiert. In der zweiten dissoziiert das Photon in einen ungebundenen Zustand größerer Masse $M_X$, der aber die gleichen Quantenzahlen ($1^{--}$) besitzen muß wie das einlaufende Photon, da das Pomeron ja die Quantenzahlen des Vakuums trägt

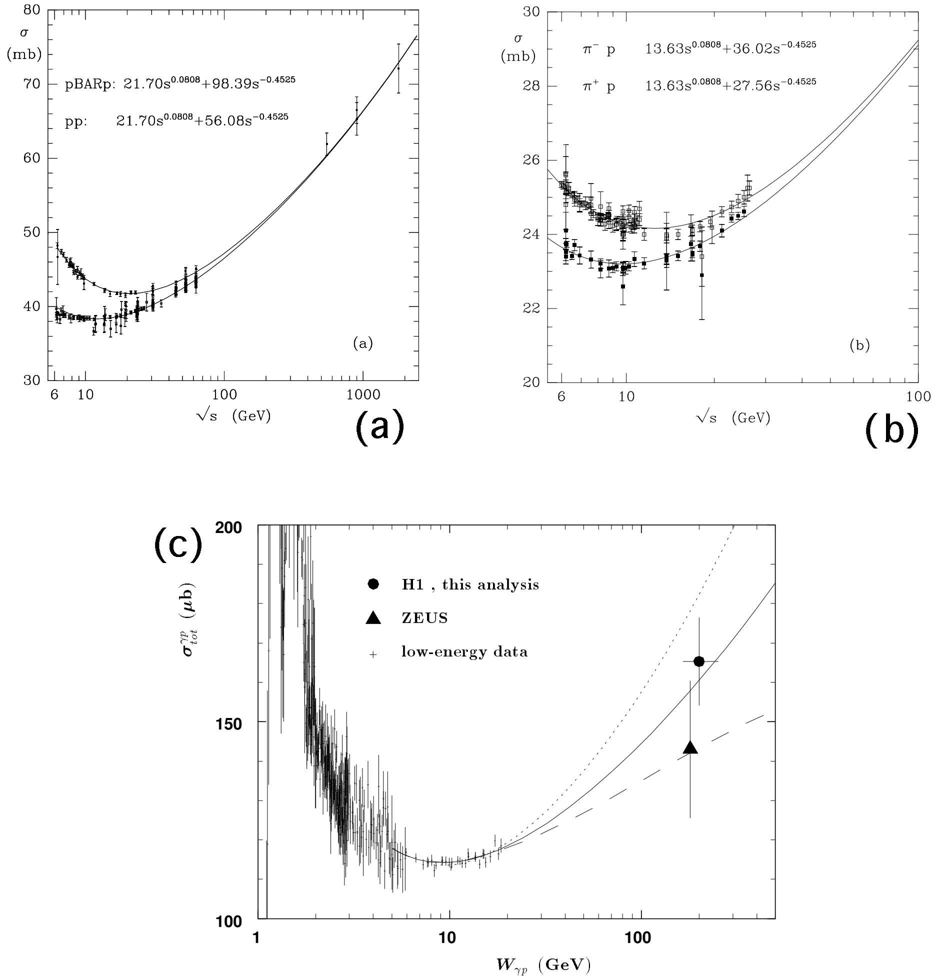


**Abbildung 2.5**: Universelle Fits von Donnachie und Landshoff: Gezeigt sind totale Wirkungsquerschnitte für $pp$- und $p\overline{p}$-Streuung (*oben links*), $\pi^+p$- und $\pi^-p$-Streuung (*oben rechts*) und Photon-Proton Streuung (*unten*) sowie der globale Fit mit Pomeron- und Reggeon-Trajektorie. Die Beschreibung der Daten ist exzellent. Man erkennt auch, daß aufgrund des Pomeranchuk-Theorems bei hohen Energien die Wirkungsquerschnitte fur die Streuung von Teilchen und Antiteilchen gleich werden.

(einfach-diffraktive Dissoziation). In der dritten Klasse dissoziiert das Proton in einen Zustand der Masse $M_Y$ mit den Proton-Quantenzahlen $(\frac{1}{2}^+)$, während das Photon in ein Vektormeson fluktuiert. In der vierten Klasse schließlich dissoziieren sowohl Photon als auch Proton (doppelt-diffraktive Dissoziation).

In allen Fällen findet kein Übertrag von Netto-Farbladung statt, da nur Energie und Impuls ausgetauscht werden. Das charakteristische Merkmal der diffraktiven Streuung ist daher eine Lücke im hadronischen Endzustand, in der keine Teilchen produziert werden. Bei nicht-diffraktiven Prozessen bildet sich aufgrund des Farbaustausches zwischen den Reaktionspartnern ein Farbfeld aus, aus dem durch den Mechanismus der Fragmentation Quark-Antiquark-Paare aus dem Vakuum erzeugt werden, so daß ein kontinuierlicher Teilchenfluß entsteht.

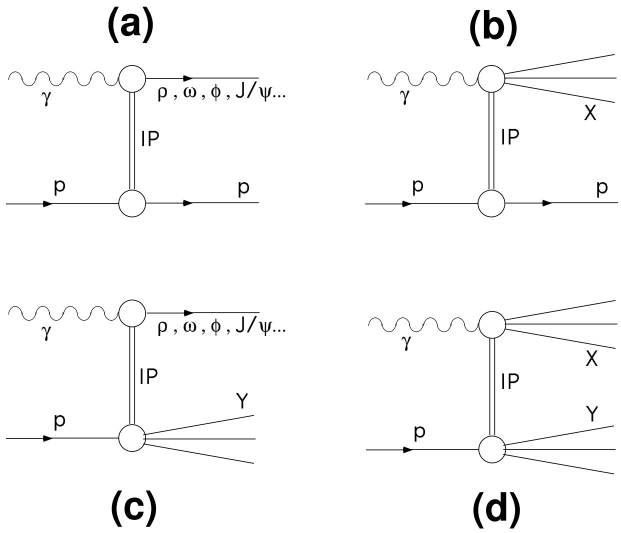


**Abbildung 2.6**: Klassen der diffraktiven Photon-Proton Streuung: Gezeigt sind die quasi-elastische Reaktion $\gamma p \to Vp$, die einfach-diffraktive Dissoziation von Photon ($\gamma p \to X(1^{--})p$) oder Proton ($\gamma p \to VY(\frac{1}{2}^{+})$) sowie die doppelt-diffraktive Dissoziation ($\gamma p \to X(1^{--})Y(\frac{1}{2}^{+})$).

## 2.2 Diffraktive tiefinelastische Streuung

Auch in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung (wie etwa bei HERA) sind diffraktive Streuprozesse möglich. Dies wurde zum ersten Mal in [5] gezeigt. Die diffraktiven Ereignisse machen etwa 10% des Gesamt-Wirkungsquerschnittes aus. Durch die hohe Virtualität des ausgetauschten Photons $Q^2$ in der tiefinelastischen Streuung ist eine harte Skala vorhanden, die es ermöglicht, die Struktur des Pomerons aufzulösen und Aufschluß über dessen Zusammensetzung zu erhalten. Dies geschieht beispielsweise analog zum Proton über eine Messung der Pomeron-Strukturfunktion [6]. Aus dieser können dann Partondichten extrahiert werden.

### 2.2.1 Kinematik der tiefinelastischen Streuung

Die Kinematik der tiefinelastischen Streuung zeigt Abbildung 2.7. Elektron (e) und Proton (p) wechselwirken über den Austausch eines virtuellen Photons $\gamma^*$ (Beiträge von $Z^0$-Austausch sind im betrachteten kinematischen Bereich nicht von Bedeutung). Das Quadrat der Schwerpunktsenergie der kollidierenden Strahlen ist

$$s = (p + l)^2 \approx 4E_pE_e \tag{2.21}$$

Bei HERA beispielsweise sind $E_e = 27.5\ GeV$, $E_p = 820\ GeV$ und somit $\sqrt{s} \sim 300\ GeV$. Der Vierervektor des Photons ist gegeben durch

$$q = (l - l') \tag{2.22}$$

Daraus erhält man direkt dessen Virtualität:

$$Q^2 = \ -q^2 \ = \ -(l - l')^2 \tag{2.23}$$

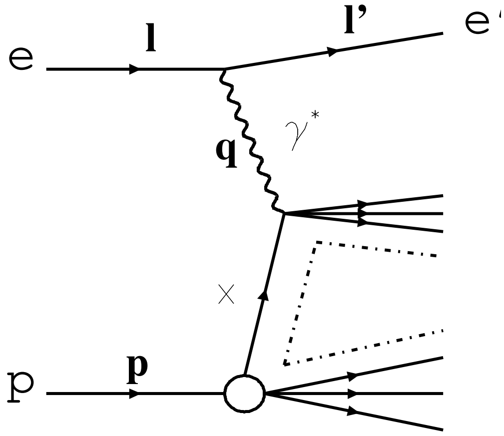


**Abbildung 2.7**: Kinematik der tiefinelastischen Streuung: Gezeigt ist der Feynman-Graph der tiefinelastischen *ep*-Streuung im Quark-Parton-Modell. Die gepunktete Linie symbolisiert den Farbstring aufgrund der Farbladung des aus dem Proton herausgeschlagenen Quarks.

Für Photon-Virtualitäten von mehr als etwa $Q^2 = 4\ GeV^2$ spricht man von tiefinelastischer Streuung (DIS, „deep inelastic scattering"). Das Elektron wird unter einem relativ großen Polarwinkel $\theta_{el}$ in den Detektor gestreut. Die Streuung von Protonen an quasireellen Photonen $Q^2 \approx 0\ GeV^2$ bezeichnet man als Photoproduktion. Hier verschwindet das gestreute Elektron im Strahlrohr. Das Photon wechselwirkt mit einem Parton aus dem Proton. Dieses wird aus dem Proton herausgeschlagen. Der Impulsbruchteil des Partons am Protonimpuls ist im naiven Quark-Parton-Modell gegeben durch die Bjorkensche Skalenvariable $x$:

$$x = \frac{-q^2}{2pq}\ ; \qquad 0 \leq x \leq 1 \tag{2.24}$$

Eine weitere Skalenvariable ist $y$:

$$y = \frac{pq}{pl}\ ; \qquad 0 \leq y \leq 1 \tag{2.25}$$

Sie entspricht im Proton-Ruhesystem dem relativen Energieübertrag des Elektrons auf das ausgetauschte Photon. Mit $y$ eng verknüpft ist die invariante Masse des Photon-Proton-Systems $W$:

$$W^2 = (p+q)^2 \tag{2.26}$$

Von diesen Lorentz-invarianten Variablen sind jedoch nur jeweils drei unabhängig voneinander. Wählt man beispielsweise $s$, $x$ und $y$, so ergeben sich (unter Vernachlässigung der Teilchenmassen) $Q^2$ und $W^2$ daraus zu

$$Q^2 = xys \qquad W^2 = ys - Q^2 \tag{2.27}$$

Das aus dem Proton herausgeschlagene Parton kann aufgrund des Confinements der QCD als farbgeladenes Teilchen nicht frei existieren und fragmentiert daher in ein Bündel von Hadronen, einen „Jet", der sich durch die Anlagerung von Quark-Antiquark-Paaren aus dem Vakuum bildet. Der Rest des Protons („Proton-Remnant") ist ebenfalls farbgeladen und schauert auf. Durch den Farbstring zwischen Protonrest und gestreutem Quark entsteht ein kontinuierlicher Teilchenfluß im hadronischen Endzustand.

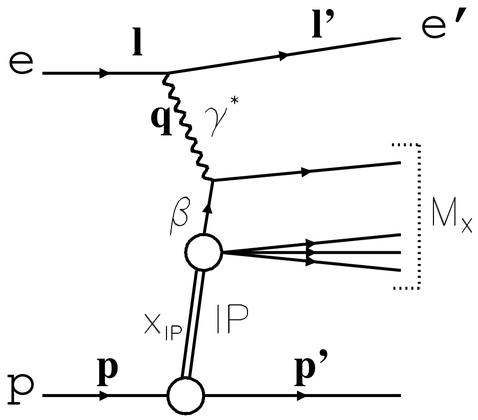


**Abbildung 2.8**: Kinematik der diffraktiven tiefinelastischen Streuung: Gezeigt ist der Feynman-Graph der Streuung eines virtuellen Photons an einem Parton (Quark oder Antiquark) aus dem Pomeron in einem faktorisierbaren Modell der diffraktiven Streuung. Die Doppellinie symbolisiert die Farbneutralität des Pomerons. Es kommt nicht zu einer Ausbildung eines Farbstrings zwischen auslaufendem Proton und $\gamma^*$ $IP$-System.

### 2.2.2 Kinematik der diffraktiven tiefinelastischen Streuung

Bei der diffraktiven tiefinelastischen Streuung stellt sich die Kinematik, in einem faktorisierbaren Modell wie dem von Ingelman und Schlein, wie folgt dar (siehe auch Abbildung 2.8): Das Photon wechselwirkt mit einem farbneutralen Objekt aus dem Proton, dem Pomeron. Der Impulsbruchteil des Pomerons am Proton-Impuls ist gegeben durch

$$x_{IP} = \frac{q(p-p')}{qp} \; ; \qquad 0 \leq x_{IP} \leq 1 \tag{2.28}$$

Das Proton wird elastisch gestreut (oder dissoziiert in einen Zustand der kleinen Masse $M_Y$). Das Quadrat des Pomeron-Viererimpulses ist

$$t = (p-p')^2 \; ; \qquad -1 \leq t \leq 0 \tag{2.29}$$

Die tiefinelastische Streuung des Photons findet nun nicht mehr am Proton, sondern am Pomeron statt. Das Photon wechselwirkt mit einem Parton aus dem Pomeron mit dem relativen Impulsbruchteil

$$\beta = \frac{-q^2}{2q(p-p')} \; ; \qquad 0 \leq \beta \leq 1 \tag{2.30}$$

Die invariante Masse des Photon-Pomeron-Systems wird definiert als

$$M_X^2 = (q + x_{IP}\, p)^2 \tag{2.31}$$

Mit den Annahmen, daß $|t|$ und die Protonmasse $M_p$ klein gegen $Q^2$ sind, was im betrachteten kinematischen Bereich sicher erfüllt ist, können $x_{IP}$ und $\beta$ aus $Q^2$, $W^2$, und $M_X^2$ berechnet werden:

$$x_{IP} = \frac{Q^2 + M_X^2}{Q^2 + W^2} \qquad \beta = \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2} \tag{2.32}$$

$\beta$ und $x_{IP}$ sind mit der Skalenvariable $x$ verknüpft über

$$x = x_{IP}\ \beta \tag{2.33}$$

Durch die Streuung an einem farbneutralen Objekt bleibt das Proton ebenfalls farbneutral. Es entsteht somit kein im Detektor sichtbarer Protonrest. Außerdem kommt es auch nicht zur Ausbildung eines Farbstrings zwischen Protonrest und herausgeschlagenem Parton. Merkmal der diffraktiven Streuung ist daher das Vorhandensein einer Lücke im hadronischen Endzustand nahe der Richtung des auslaufenden Protons. Das $\gamma^*\ IP$-System wird komplett im Detektor nachgewiesen, während das Proton durch das Strahlrohr verschwindet.

Die Richtung der Vierervektoren der Teilchen des hadronischen Endzustandes kann man durch die Angabe von Azimut- und Polarwinkel $\theta$ und $\phi$ beschreiben. Es hat sich jedoch gezeigt, daß es praktischer ist, $\theta$ durch eine andere Größe, die sogenannte Rapidität $y'$, zu ersetzen. Diese ist definiert durch

$$y' = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \tag{2.34}$$

und bezieht sich auf eine ausgezeichnete Achse, hier die $z$-Achse. Der große Vorteil dieser Definition ist, daß Rapiditätsdifferenzen $\Delta y'$ invariant unter Lorentz-Transformationen in z-Richtung sind. Im Limes großer Energien ($E \sim |p|$) führt man als (gute) Näherung die Pseudo-Rapidität $\eta$ ein:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \tag{2.35}$$

Daher spricht man bei Abwesenheit von hadronischem Energiefluß in Richtung des auslaufenden Protons von einer Rapiditätslücke. Man definiert die maximale Pseudorapidität $\eta_{max}$ aller im Detektor sichtbaren Hadronen zur Charakterisierung der diffraktiven Streuung.

## 2.3 2-Jet-Ereignisse

### 2.3.1 Prozesse der Ordnung $\alpha_s$

Bisher wurde die tiefinelastische Streuung nur im Rahmen des naiven Quark-Parton-Modells betrachtet. Dies ist jedoch nur eine Näherung. Da in der QCD die Quarks Gluonen emittieren können und diese dann selbst wieder in Quark-Antiquark-Paare konvertieren können, tragen zum Gesamt-Wirkungsquerschnitt nicht nur die elektromagnetische Photon-Quark-Streuung (Ordnung $\alpha_{em}$) bei sondern auch Diagramme höherer Ordungen, an denen auch Gluonen beteiligt sind, bei.

Die Korrekturen zum Quark-Parton-Modell in niedrigster Ordnung der QCD-Störungsrechnung sind Prozesse der Ordung $\alpha_{em}\alpha_s$. Bei der sogenannten Boson-Gluon-Fusion (BGF) fusionieren das Photon und ein Gluon zu einem Quark-Antiquark-Paar. Der QCD-Compton-Effekt ist das Analogon zum Compton-Effekt in der QED: Das mit dem Photon wechselwirkende Quark strahlt vor oder nach dem Photonvertex ein Gluon ab. Die entsprechenden Feynman-Graphen sind in Abbildung 2.9 dargestellt.

Man erkennt, daß über Prozesse der Ordung $\alpha_s$ erstmalig die Gluondichte in dem Objekt, an dem das Photon streut (Proton, Pomeron, etc.) direkt „sichtbar“ wird. Erhalten die beiden aus dem Subprozeß erzeugten harten Partonen genügend Transversalimpuls, so machen sie sich im Detektor als zwei harte Jets bemerkbar.

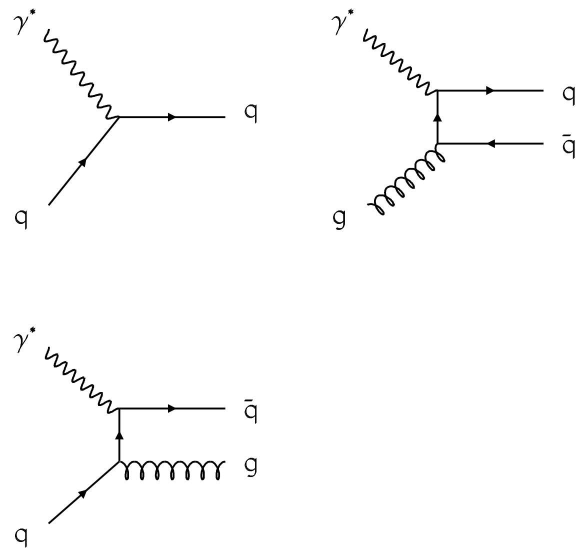


**Abbildung 2.9**: QCD-Prozesse: Gezeigt sind Feynman-Graphen für den Prozeß der Ordnung $\alpha_{em}$ (QPM, „Born-Term") sowie Diagramme der Ordung $\alpha_{em}\alpha_s$: Boson-Gluon-Fusion (BGF) und QCD-Compton-Effekt (QCDC), für die bei beiden jeweils nur eine von zwei möglichen Konfigurationen eingezeichnet ist.

### 2.3.2 Kinematik diffraktiver 2-Jet-Ereginisse

Abbildung 2.10 zeigt einen exemplarischen Feynman-Graphen der diffraktiven tiefinelastischen Streuung, bei der durch oben besprochene Prozesse zwei Jets erzeugt werden. Das Quadrat der invarianten Masse der beiden harten Partonen ist

$$s_{12} = M_{12}^2 = (q + \xi_p\ p)^2 \qquad (2.36)$$

Hierbei ist $\xi_p$ der Impulsbruchteil des Partons aus dem Pomeron, das in den harten Streuprozeß eingeht, relativ zum Proton. Dieser ist aufgrund der zusätzlich vorhandenen invarianten Masse der beiden harten Partonen nicht mehr, wie im Quark-Parton-Modell, gleich der Bjorkenschen Skalenvariablen $x$. Diese stellt nurmehr eine Näherung dar:

$$\xi_p = x\left(1 + \frac{s_{12}}{Q^2}\right) \approx \frac{Q^2 + M_{12}^2}{Q^2 + W^2} \qquad (2.37)$$

Auch der Partonimpuls relativ zum Pomeron ist nun nicht mehr durch $\beta$ gegeben, sondern durch

$$\xi_{IP} = \frac{x}{x_{IP}}\left(1 + \frac{s_{12}}{Q^2}\right) \approx \frac{Q^2 + M_{12}^2}{Q^2 + M_X^2} \qquad (2.38)$$

$x_{IP}$, $\xi_{IP}$ und $\xi_p$ sind über

$$\xi_p = x_{IP}\ \xi_{IP} \qquad (2.39)$$

verknüpft.

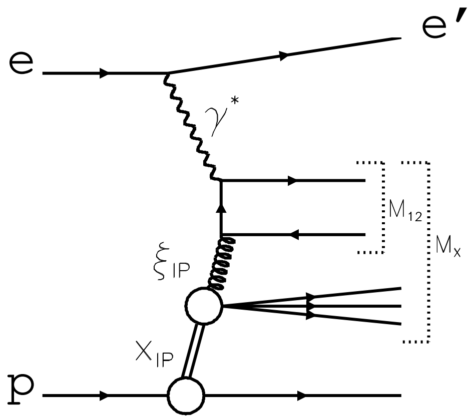


**Abbildung 2.10**: Kinematik diffraktiver 2-Jet-Ereignisse: Gezeigt ist der Feynman-Graph für die Erzeugung von zwei Jets über den QCD-Prozeß der Boson-Gluon-Fusion des Photons mit einem Gluon aus dem Pomeron, das den Impulsbruchteil $\xi_{IP}$ trägt. Die Darstellung geht von einem faktorisierbaren Modell der diffraktiven tiefinelastischen Streuung aus.

## 2.4 Modelle der diffraktiven tiefinelastischen Streuung

### 2.4.1 Das Modell von Ingelman und Schlein

Ingelman und Schlein [7] interpretieren die diffraktive tiefinelastische Streuung als tiefinelastische Elektron-Pomeron-Streuung, bei der das Pomeron ein zusammengesetztes Objekt mit partonischer Substruktur ist. Hierbei streut das Elektron an einem Parton (Quark oder Gluon) aus dem Pomeron. Dieses wird aus dem Pomeron herausgeschlagen und bildet einen Jet. Der Rest des Pomerons bildet den farbgeladenen Pomeron-„Remnant“. Die Erzeugung von zwei oder mehr Jets erfolgt durch Beiträge höherer Ordnung QCD wie z.B. Boson-Gluon-Fusion (BGF) oder QCD-Compton (QCDC).

Nimmt man an, daß der harte Streuprozeß von der Kopplung des Pomerons an das Proton faktorisiert, so läßt sich der Wirkungsquerschnitt schreiben als das Produkt aus Pomeron-Flußfaktor, Pomeron-Partondichte und dem Matrixelement der harten Photon-Parton-Streuung:

$$\frac{d\sigma}{dx_{IP}dtdQ^2d\beta dcos(\theta^*)} \sim f_{IP/P}(x_{IP}, t)\ f_{i/IP}(\beta, Q^2)\ \frac{d\sigma'}{dcos(\theta^*)} \tag{2.40}$$

Da das Pomeron die Quantenzahlen des Vakuums trägt, müssen die Partondichten für Quarks und Antiquarks gleich sein. Ebenso müssen die Partondichten für $u$- und $d$-Quarks gleich sein (Eigenschaft eines Isoskalars).

### 2.4.2 Das Modell von Buchmüller und Hebecker

Das Modell von Buchmüller und Hebecker [8] beschreibt die diffraktive tiefinelastische Streuung als Boson-Gluon-Fusions-Prozeß (dominant bei kleinen $x_{Bj}$). Das so erzeugte Quark-Antiquark-Paar kann nach dem harten Prozeß einer weichen Farb-Wechselwirkung mit dem Protonrest

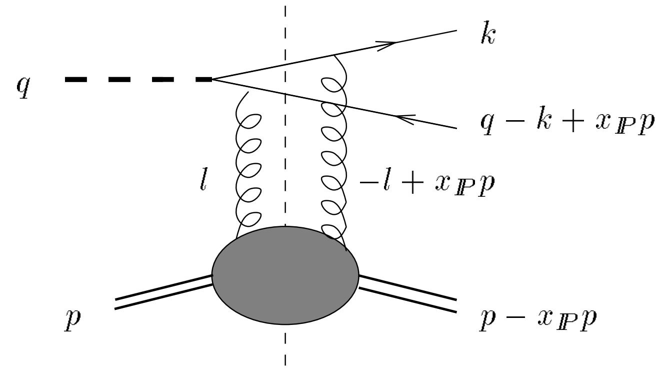


**Abbildung 2.11**: Bartels-Modell: Gezeigt ist einer der möglichen Feynman-Graphen für die Erzeugung von zwei Jets durch perturbativen 2-Gluon-Austausch.

unterliegen, die den Oktett-Zustand in ein Farb-Singulett überführen kann (in 1/9 aller Fälle), so daß zwei getrennte farbneutrale Systeme entstehen. Die diffraktive Strukturfunktion $F_2^D$ hängt so direkt mit der Strukturfunktion des Protons $F_2(x, Q^2)$ zusammen:

$$F_2^D(x, Q^2, \xi_p) \;\sim\; \frac{1}{\xi_p}\; F_2(\xi_p, Q^2) \tag{2.41}$$

Einen sehr ähnlichen Weg beschreitet auch das „Soft Colour Interaction"-Modell von Edin, Ingelman und Rathsman [9] , wo ebenfalls BGF der zugrundeliegende Prozeß ist. Farbneutralität wird über weiche Prozesse hergestellt, die die Impulskonfiguration nicht verändern. Dieses Modell ist in den neueren Versionen des Monte-Carlo-Generators LEPTO (ab 6.4) implementiert.

### 2.4.3 Das Modell von Bartels

Bartels et al. modellieren die diffraktive Erzeugung von zwei Jets als perturbativen 2-Gluon-Austausch ([10], [11] und [12]). Der zugrundeliegende Prozeß ist

$$\gamma^*\, p \;\longrightarrow\; q\bar{q}\; + p.$$

Abbildung 2.11 zeigt einen der möglichen Feynman-Graphen. Die graue Ellipse symbolisiert die unintegrierte Gluon-Strukturfunktion im Proton. Der Transversalimpuls $k_T$ des Quarks stellt neben $Q^2$ eine zweite harte Skala dar, die es erlaubt, das Pomeron perturbativ zu behandeln. Mit den Annahmen

$$s >> Q^2\;,\; M^2 \qquad (x_{IP} << 1)$$

und $t = 0$ wird der Wirkungsquerschnitt berechnet. $M$ steht hier für die Zweijet-Masse, da es keinen Pomeron-Remnant gibt (damit $x_{IP} = (Q^2 + M^2)/(Q^2 + W^2)$ und $\beta = Q^2/(Q^2 + M^2)$). Das Ergebnis ist (hier verkürzend nur für transversal polarisierte Photonen):

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dydQ^2dtdM^2dk_T^2} = \frac{\alpha_{em}}{\pi y Q^2}\,\frac{1+(1-y)^2}{2}\,\frac{d\sigma_T^{\gamma^* p}}{dtdM^2dk_T^2} \tag{2.42}$$

mit

$$\frac{d\sigma_T^{\gamma^* p}}{dM^2dk_T^2dt|_{t=0}} = \sum_f e_f^2\,\frac{\alpha_{em}\pi^2\alpha_s^2}{12}\,\frac{1}{M^4}\,\frac{(1-2k_T^2/M^2)}{\sqrt{1-4k_T^2/M^2}}\; I_T^2(Q^2, M^2, k_T^2) \tag{2.43}$$

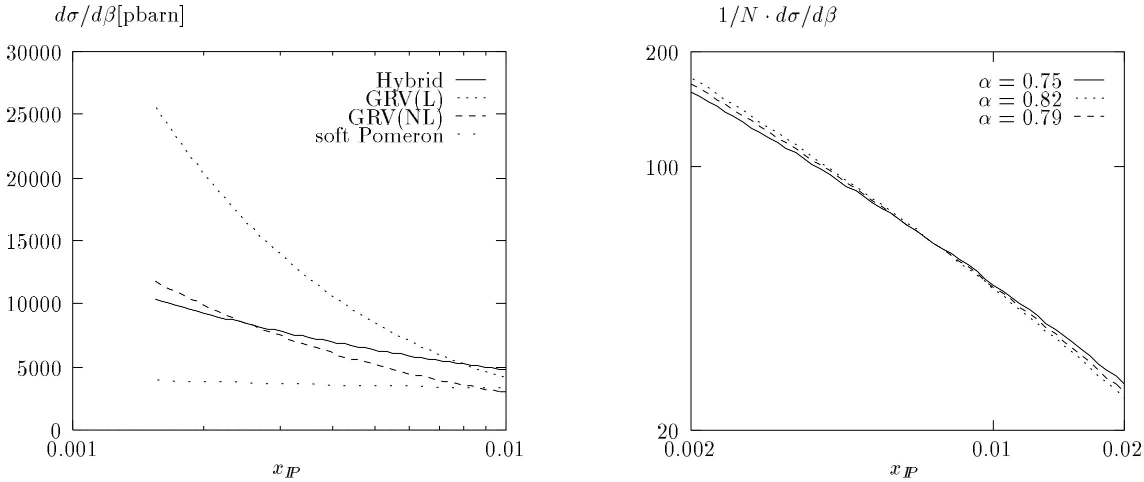


**Abbildung 2.12**: Bartels-Modell: Gezeigt sind die Vorhersagen dieses und anderer Modelle zur $x_{IP}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes. Der Anstieg zu kleinen $x_{IP}$ hin ist deutlich stärker als bei nicht-perturbativen Modellen.

und

$$I_T(Q^2, M^2, k_T^2) = \left( \frac{4Q^2M^4}{k_t^2(M^2+Q^2)^3} + b_t \frac{\partial}{\partial k_T^2} \right) \; x_{IP} \; G(x_{IP}, k_T^2 \frac{(Q^2+M^2)}{M^2}) \tag{2.44}$$

($b_t$ ist eine Funktion von $M^2$ und $Q^2$). Das Ergebnis zeigt, daß der Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat der Gluondichte im Proton ist, wobei

$$k_T^2 \frac{(Q^2+M^2)}{M^2},$$

die Virtualität des weicheren Quarks, die relevante Skala ist. Das bedeutet, daß die Regge-Faktorisierung nicht gültig ist, man kann also den Wirkungsquerschnitt nicht als Produkt aus Pomeron-Flußfaktor und einer Funktion schreiben, die nur von $\beta$ und $Q^2$ abhängt. Die numerische Auswertung führt zu konkreten Vorhersagen:

- Abbildung 2.12 (*links*) zeigt die $x_{IP}$-Abhängigkeit von $d\sigma_T^{\gamma^* p}/d\beta$ für $Q^2 = 50\ GeV^2$, $\beta = 2/3$ und $k_T^2 > 2 GeV^2$. Gezeigt sind das Bartels-Modell für verschiedene Parametrisierungen der Gluondichte („GRV leading order“ und „next-to-leading order“) sowie das „soft pomeron“-Modell von Donnachie und Nachtmann (nicht-perturbativer 2-Gluon-Austausch) [13]. Das Bartels-Modell zeigt einen steilen Anstieg zu kleinen $x_{IP}$ hin. Entscheidet man sich z.B. für GRV (NL) und variiert die kinematischen Schnitte, so erhält man, unabhängig von diesen, bei doppelt-logarithmischer Auftragung näherungsweise eine Gerade der Steigung
$$x_{IP}^{-0.75}$$
Dies ist ein wichtiges experimentelles Signal (Abbildung 2.12, *rechts*).

- Der totale ep-Wirkungsquerschnitt (für longitudinal und transversal polarisierte Photonen) wird mit $Q^2 > 10\ GeV^2$, $x_{IP} < 0.01$ und $W = 50 \ldots 220\ GeV$ berechnet zu
$$\sigma_{GRV(LO)} = 208pb\ ,\ \sigma_{GRV(NLO)} = 117pb \qquad (k_T^2 > 2\ GeV^2)$$

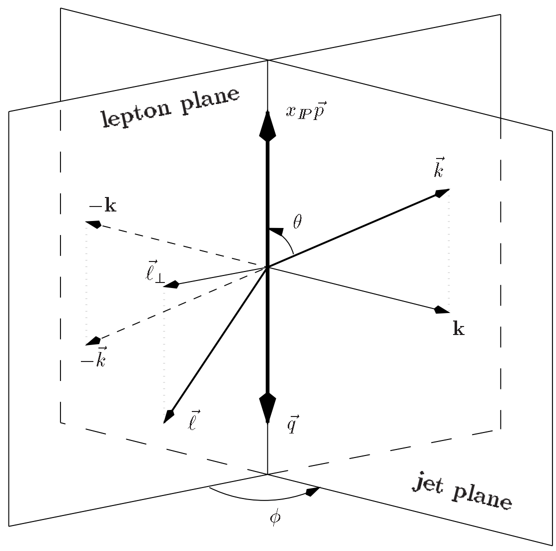


**Abbildung 2.13**: Bartels-Modell: Gezeigt ist eine Veranschaulichung der Definition von $\Phi^+$ als dem Azimuthwinkel zwischen Lepton-Streuebene und Jet-Ebene im Schwerpunktsystem

$$\sigma_{GRV(LO)} = 31pb \ , \ \sigma_{GRV(NLO)} = 20pb \qquad (k_T^2 > 5 \ GeV^2)$$

Der Anteil longitudinal polarisierter Photonen liegt bei ca. 10%, er wird nur in der Region großer $\beta$ vergleichbar.

- Trägt man doppelt-logarithmisch $d\sigma_T^{\gamma^* p}/(dk_T^2 dM^2)$ als Funktion von $k_T^2$ auf (Abbildung 2.14, *oben links* für $x_{IP} = 0.005, \beta = 2/3$), so erhält man näherungsweise eine Gerade der Steigung minus Eins. Dies spiegelt das Verhalten

$$\sigma_T \approx 1/k_T^4$$

wieder. Abbildung 2.14 (*oben rechts*) zeigt das Gleiche für festes $Q^2 = 10 \ GeV^2$ und verschiedene Werte von $\beta$. Hier ist die Variation der Steigung stärker.

- Abbildung 2.14 (*unten links*) zeigt $d\sigma_T^{\gamma^* p}/d\beta$ für $x_{IP} = 0.005, k_T^2 > 2 \ GeV^2$ und verschiedene Werte von $Q^2$. Man sieht, wie sich das Spektrum mit steigendem $Q^2$ zu größeren $\beta$ verschiebt.

- Nicht zuletzt wird der differentielle ep-Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\Phi^+$, dem Azimuthwinkel zwischen der Lepton-Streuebene und der Jet-Ebene im Schwerpunktsystem (Abbildungen 2.13 und 2.14, *unten rechts*). berechnet. Das Ergebnis ist

$$\frac{d\sigma^{ep}}{d\Phi^+} \propto A \ - \ C \ cos(2\Phi^+)$$

Da das Matrix-Element für die Boson-Gluon-Fusion eine $\Phi^+$-Asymmetrie mit dem entgegengesetzten Vorzeichen vorhersagt, ist dies ein klares Signal zur Unterscheidung zwischen den möglichen Prozessen. Die Asymmetrie wird mit zunehmendem $k_T^2$ größer.

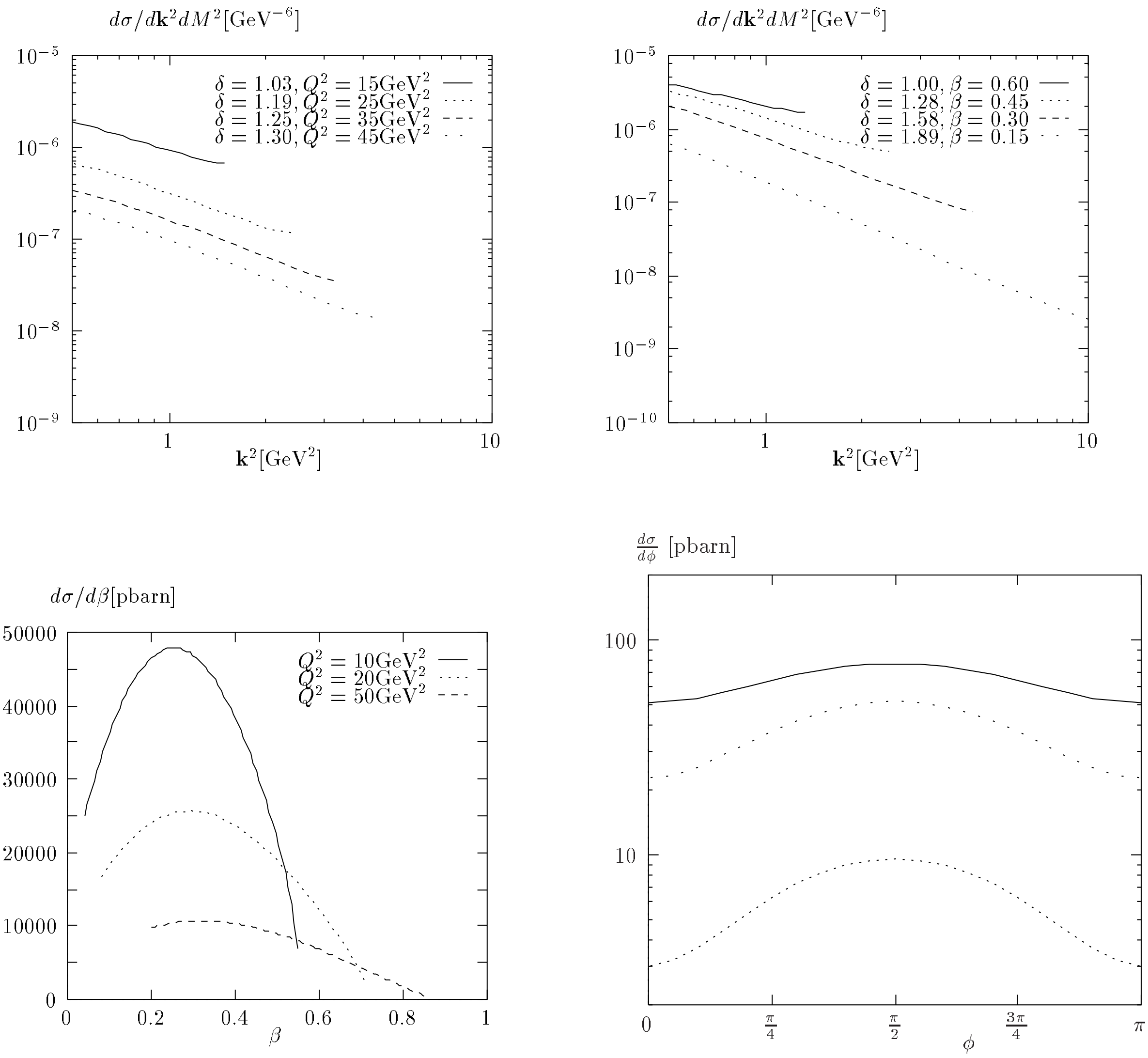


**Abbildung 2.14**: Bartels-Modell: Die gezeigten numerischen Vorhersagen dieses Modells sind im Text erläutert. Wichtig ist insbesondere die vorhergesagte Asymmetrie in $\phi^+$ (*rechts unten*), deren relative Stärke mit steigendem $k_T$ zunimmt

## 2.5 Die inklusive Messung der Pomeronstruktur bei H1

In diesem Abschnitt werden die neueren Ergebnisse der inklusiven Messung diffraktiver tiefinelastischer Streuprozesse mit dem H1-Detektor vorgestellt. Die vorläufigen Resultate, auf denen die für diese Analyse benutzten diffraktiven Monte-Carlo-Daten beruhen, wurden in [14] vorgestellt. Das entgültige Ergebnis ist in [15] veröffentlicht worden.

### 2.5.1 Die diffraktive Strukturfunktion $F_2^{D(3)}$

Durch die inklusive Messung der Ereignisse der diffraktiven tiefinelastischen Streuung kann im Prinzip ein fünffach-differentieller Wirkungsquerschnitt bestimmt werden:

$$\frac{d^5\sigma_{ep\to eXY}}{dx_{IP}d\beta dQ^2 dM_Y dt} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{\beta^2 Q^4}\left(1-y+\frac{y^2}{2(1+R^{D(5)})}\right)\ F_2^{D(5)} \tag{2.45}$$

Dabei ist $\alpha_{em}$ die Feinstruktur-Konstante und $R^{D(5)}$ das Verhältnis aus longitudinalen und transversalen Photon-Wirkungsquerschnitten. Man hat somit eine diffraktive Strukturfunktion $F_2^{D(5)}(x_{IP},\beta,Q^2,M_Y,t)$ definiert. Kann man das auslaufende Proton- bzw. $M_Y$-System nicht messen, so integriert man implizit über $M_Y$ und $t$. Nimmt man weiterhin an, daß $R^{D(5)}=0$ ist, so erhält man die Definition einer dreifach-differentiellen diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}$, die direkt proportional zum gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion von $Q^2$, $x_{IP}$ und $\beta$ ist:

$$\frac{d^3\sigma_{ep\to eXY}}{dx_{IP}d\beta dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{\beta^2 Q^4}\left(1-y+\frac{y^2}{2}\right)\ F_2^{D(3)}\ , \tag{2.46}$$

In einem faktorisierbaren Modell kann $F_2^{D(3)}$ als das Produkt aus einem Pomeron-Flußfaktor und der Strukturfunktion des Pomerons dargestellt werden.

$$F_2^{D(3)}(x_{IP},\beta,Q^2) = f_{IP}(x_{IP})\ F_2^{IP}(\beta,Q^2) \tag{2.47}$$

Hier ist $f_{IP}(x_{IP})$ die Wahrscheinlichkeit, ein Pomeron mit dem Impulsbruchteil $x_{IP}$ im Proton zu finden. Die Pomeron-Strukturfunktion $F_2^{IP}(\beta,Q^2)$ zeigt in erster Näherung ein Skalenverhalten, das analog zur Messung der Protonstruktur als Streuung an punktförmigen Konstituenten im Pomeron interpretiert wird.

### 2.5.2 Die Flußfaktoren

Bei der Messung wurde eine Brechung der Faktorisierung von Pomeron-Fluß und -Strukturfunktion beobachtet. Diese wird interpretiert als eine Überlagerung von Pomeron- und Meson-(Reggeon-)Austausch. Damit ist die Faktorisierung wieder hergestellt:

$$F_2^{D(4)}(x_{IP},\beta,Q^2,t) = f_{IP}(x_{IP},t)\ F_2^{IP}(\beta,Q^2)\ +\ f_{IR}(x_{IP},t)\ F_2^{IR}(\beta,Q^2) \tag{2.48}$$

Für die Flußfaktoren wird eine Regge-ähnliche Parametrisierung

$$f(x_{IP},t) = \frac{C\ e^{B|t|}}{x_{IP}^{2\alpha(t)-1}} \tag{2.49}$$

mit linearen Trajektorien $\alpha(t)=\alpha_0+\alpha' t$ angesetzt. Die erhaltenen Werte sind für den Pomeron-Fluß

$$C_{IP}=0.21 \qquad \alpha_{0,IP}=1.15 \qquad \alpha'_{IP}=0 \qquad B_{IP}=6\ GeV^{-2} \tag{2.50}$$

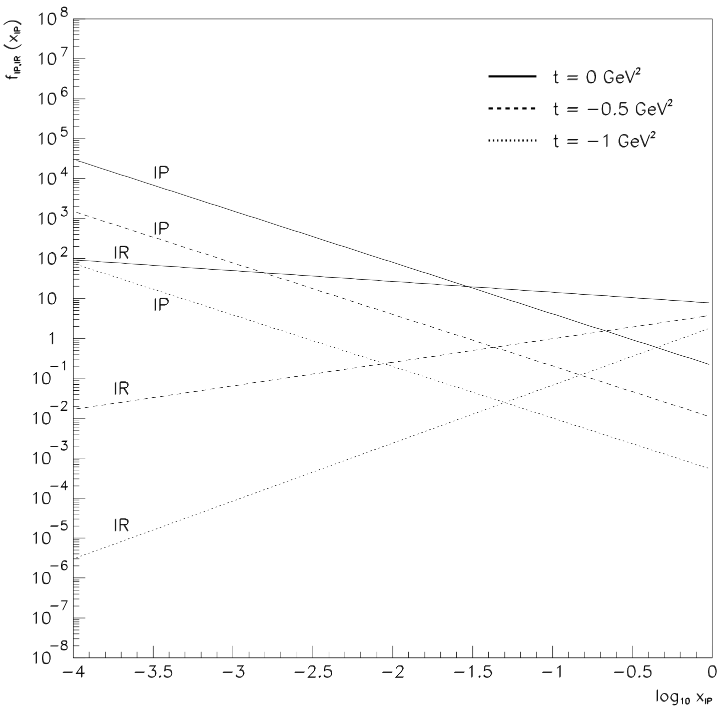


**Abbildung 2.15**: Inklusive Messung der diffraktiven Streuung: Gezeigt ist die $x_{IP}$-Abhängigkeit der gemessenen Pomeron- ($IP$) und Reggeon- ($IR$) Flußfaktoren für verschiedene Werte von $t$.

und für die Meson-Trajektorie

$$C_{IR} = 7.67 \qquad \alpha_{0,IR} = 0.64 \qquad \alpha'_{IR} = 0.86 \qquad B_{IR} = 1.4\ GeV^{-2} \tag{2.51}$$

Die Werte der $C_{IP}, C_{IR}, \alpha_{0,IP}$ und $\alpha_{0,IR}$ stammen aus den Fits an die Daten, die anderen Werte aus den Ergebnissen anderer Messungen. Die Flußfaktoren sind in Abbildung 2.15 dargestellt.

### 2.5.3 Die Pomeron-Strukturfunktion

Die Strukturfunktion ist die Summe der Partonverteilungen. Diese zeigen eine Skalenabhängigkeit, das heißt sie sind Funktionen der für den Prozeß charakteristischen Skala (hier $Q^2$). Der Grund dafür ist, daß in erster Ordung der QCD Prozesse möglich sind, bei denen sich ein Parton in zwei Partonen aufspalten kann. Diese sind:

- Abstrahlung eines Gluons von einem Quark: $q \to qg$
- Konvertierung eines Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar: $g \to q\overline{q}$
- Aufspaltung eines Gluons in zwei Gluonen $g \to gg$

Aus den Feynman-Regeln ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma \ \sim \ \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\ P_{i\to j}(z) \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \tag{2.52}$$

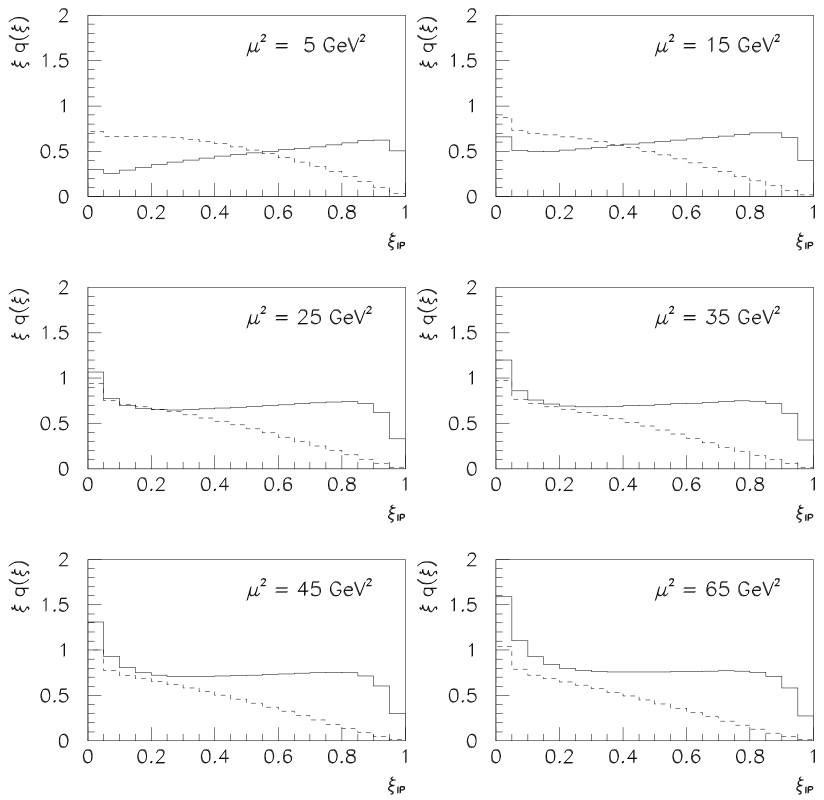


**Abbildung 2.16**: Partondichten aus der inklusiven Messung: Gezeigt sind effektive Quarkdichten ($u$,$d$,$s$+Antiquarks) für verschiedene Skalen $\mu^2$ für Pomeron (*durchgezogen*) und Reggeon (*gestrichelt*).

Hierbei sind die $P_{i\to j}(z)$ die „splitting functions“, die die Wahrscheinlichkeit für die Aufspaltung des Partonimpulses $z$ beschreiben. Die Skalenabhängigkeit der Partondichten wird in erster Ordung QCD durch die DGLAP-Evolutionsgleichungen [16], einem Satz von gekoppelten Differo-Integralgleichungen, beschrieben. Diese haben beispielsweise für die Evolution der Gluondichte die Form:

$$\frac{dg(z,Q^2)}{d\log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_z^1 \frac{dy}{y}\left(\sum_q\ P_{q\to g}\left(\frac{z}{y}\right)\ q(y,Q^2) + P_{g\to g}\left(\frac{z}{y}\right)\ g(y,Q^2)\right) \tag{2.53}$$

Diese Gleichungen beschreiben jedoch nur die *Änderung* der Partondichten mit $Q^2$. Für konkrete Vorhersagen muß man daher eine Annahme über die Partonverteilungen bei einer Startskala $Q_0^2$ machen.

Für die Pomeron-Strukturfunktion ergibt sich damit:

$$F_2^{IP}(\beta,Q^2) = \sum_i\ e_i^2\beta q_i(\beta,Q^2)\ +\ \beta g(\beta,Q^2) \tag{2.54}$$

Die $\beta q_i(\beta,Q^2)$ sind die mit $\beta$ gewichteten Wahrscheinlichkeiten, ein Quark (oder Antiquark) mit einem Impulsbruchteil $\beta$ im Pomeron zu finden. $\beta g(\beta,Q^2)$ ist die Gluondichte im Pomeron. Diese

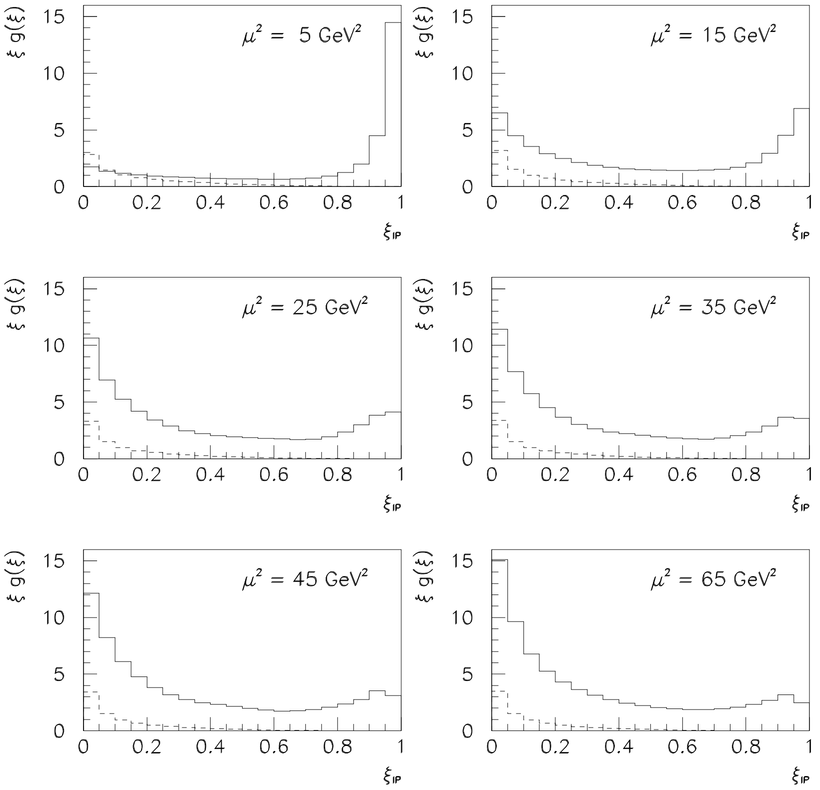


**Abbildung 2.17**: Partondichten aus der inklusiven Messung: Gezeigt sind Gluondichten für verschiedene Skalen $\mu^2$ für Pomeron (*durchgezogen*) und Reggeon (*gestrichelt*).

wird bei einer inklusiven Messung der Strukturfunktion, die von Quark-induzierten Prozessen der Ordnung $\alpha_{em}$ dominiert ist, überhaupt erst aufgrund der Skalenverletzungen „sichtbar“. Die Gluondichte kann also nur indirekt bestimmt werden. Die Partondichten werden in einem Fitverfahren unter der Vorgabe einer bestimmten Form bei einer Startskala $Q_0^2$ einer Evolution mittels der DGLAP-Gleichungen unterzogen und an die Daten angepaßt. Die Reggeon-Strukturfunktion

$$F_2^{IR}(\beta, Q^2) \tag{2.55}$$

wurde nicht mitgefittet, sondern in der GRV-Parametrisierung der Pion-Strukturfunktion angesetzt.

In den Abbildungen 2.16 und 2.17 sind die so erhaltenen Quark- und Gluonverteilungen gezeigt. Bei dieser Messung wurde $Q^2$ als Evolutionsskala benutzt. Mit dieser Skala zeigt die Pomeron-Gluondichte eine sehr große Skalenabhängigkeit. Bei $Q^2 = 5\ GeV^2$ ist im wesentlichen eine harte Gluonkomponente vorhanden, die zu härteren Skalen hin schnell weicher wird. Die Gluonen tragen mit etwa 80% einen Großteil des Gesamtimpulses im Pomeron. In diesem Zusammenhang ist von Bedeutung, daß die Partondichten im Pomeron im Gegensatz zu denen des Protons keiner Impuls-Summenregel genügen müssen.

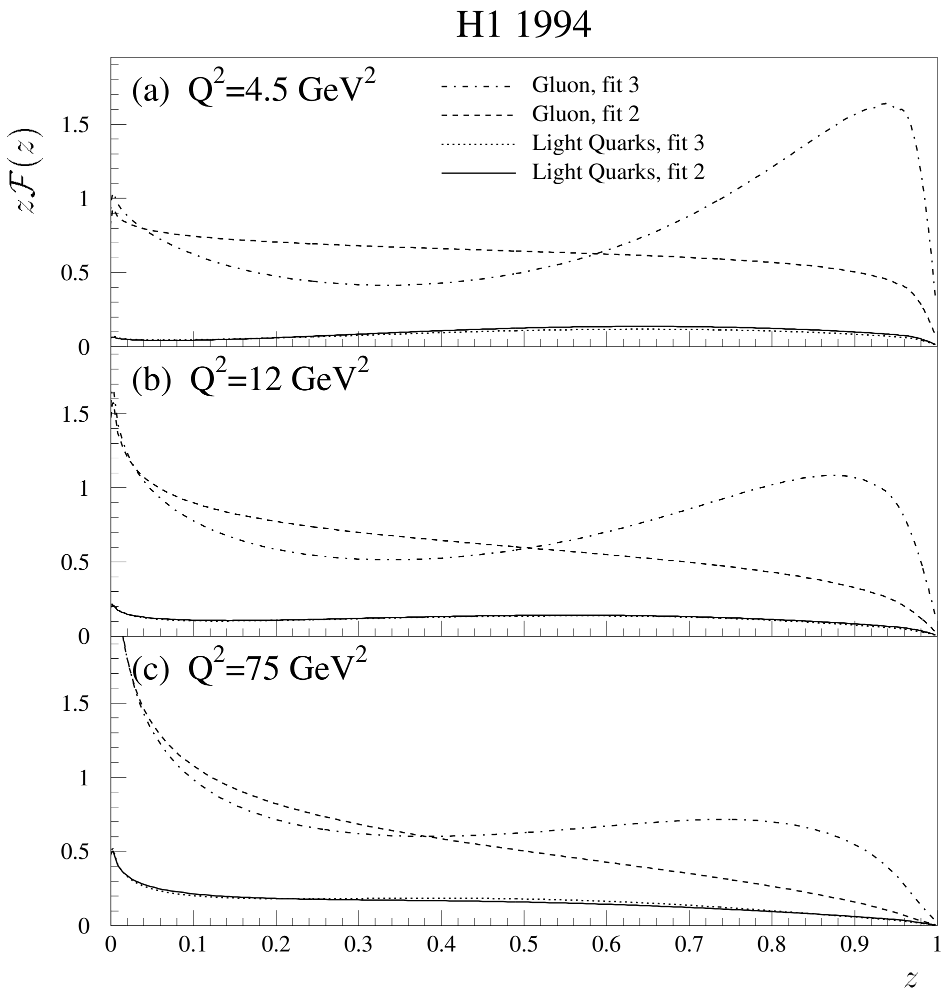


**Abbildung 2.18**: Inklusive Messungen: Gezeigt sind die veröffentlichten Partondichten des Pomerons aus der inklusiven Messung für verschiedene Werte der Skala $Q^2$. Relevant sind die mit „fit 3“ bezeichneten Partondichten.

Die hier vorgestellte und in den benutzten Monte-Carlo-Daten verwendete Parametrisierung wird im folgenden als „H1-EILAT“-Parametrisierung bezeichnet. Abbildung 2.18 zeigt die in [15] veröffentlichten Partondichten.

## 2.6 Monte-Carlo-Modelle

Bei der Analyse von Daten eines Experimentes in der Elementarteilchenphysik werden üblicherweise neben den gemessenen Daten auch simulierte Daten von sogenannten „Monte-Carlo-Generatoren“ verwendet. Dies hat mehrere Gründe:

Zum einen ist es im allgemeinen schwierig, von den Rohverteilungen gemessener Detektor-Größen wie kinematischer Variablen ($Q^2$, $y$ usw.) auf die wahren Verteilungen zu schließen. Die gemessenen Werte sind stark von Detektor-Effekten wie beschränkter Auflösung, fehlender Akzeptanz, systematischen Fehlern, Unsicherheiten in der Kalibration usw. bestimmt. Um diese Effekte abzuschätzen und auf sie zu korrigieren, werden simulierte Daten verwendet, bei denen man die wahren Verteilungen kennt. Dazu werden etwa Korrelationen von wahren mit gemessenen Werten betrachtet. Weiterhin ist es insbesondere bei der Analyse von Jet-Ereignissen von Bedeutung, die Viererverektoren der aus dem harten Subprozeß auslaufenden Partonen zu rekonstruieren. Dies wird durch die Fragmentation der Partonen zu Jets erschwert. Um aber Modelle der perturbativen QCD zu testen, ist man nicht an diesen der Störungstheorie nicht zugänglichen Effekten interessiert.

Den Monte-Carlo-Generatoren liegen auf der Grundlage von QCD/QED-Rechnungen beruhende Modelle über bestimmte Klassen von Ereignissen zugrunde. Vergleicht man die auf dem Modell beruhenden simulierten Ereignisse mit den gemessenen und stellt fest, daß das Modell in der Lage ist, die Daten zu beschreiben, so ist dies ein Hinweis darauf, daß dieses Modell die Realität wiedergibt.

### Diffraktive Streuung: RAPGAP

Zur Simulation von Ereignissen der diffraktiven tiefinelastischen Streuung wird der Monte-Carlo (MC) Generator Rapgap (Version 2.03) verwendet [17]. In der zur Generation der in dieser Arbeit verwendeten MC-Datensätze benutzten Version wird die diffraktive Streuung im Rahmen des faktorisierbaren Ingelman-Schlein-Modells als tiefinelastische Streuung an einem Pomeron mit partonischer Struktur modelliert. Die Flußfaktoren und Strukturfunktionen von Pomeron und Reggeon werden nach den Ergebnissen der im letzten Abschnitt vorgestellten inklusiven Messung der diffrakiven Strukturfunktion parametrisiert und dem Generator zur Verfügung gestellt.

Der eigentliche harte Streuprozeß enthält neben dem Prozeß des Quark-Parton-Modells (Ordnung $\alpha_{em}$) auch die Korrekturen in führender Ordung QCD (Ordnung $\alpha_s\alpha_{em}$). Diese beinhalten die Matrixelemente für Boson-Gluon-Fusion und QCD-Compton-Effekt.

Beiträge von Diagrammen höherer Ordnung der QCD (Ordnungen $\alpha_{em}\alpha_s^2$ usw.) werden durch die Emission von weiteren (weichen) Quarks oder Gluonen im Anfangs- bzw. Endzustand des harten Prozesses realisiert („initial- und final-state parton shower“).

Radiative QED-Korrekturen, also die Abstrahlung von reellen Photonen im Anfangs- oder Endzustand sowie virtuelle QED-Schleifendiagramme sind über das Heracles-Programm implementiert.

Die Hadronisierung der Partonen in die Hadronen des Endzustandes schließlich erfolgt nach dem Lund-String-Modell der Fragmentation durch das Jetset-Programm [18].

### Nicht-Diffraktive Streuung: DJANGO

Zur Simulation nicht-diffraktiver Streuprozesse wurde der Generator Django in der Version 6.0 verwendet. Dieser generiert nur nicht-diffraktive Streuprozesse. Damit sollten zum einen Vergleiche zwischen diffraktiven und nicht-diffraktiven Ereignissen ermöglicht werden, zum anderen dient dieser auch als Grundlage zur Abschätzung des nicht-diffraktiven Untergrundes im als diffraktiv selektierten Datensample.

Django ist eine Kombination von Lepto 6.1 [19] und Heracles 4.4 für die Generation der Kinematik des Streuprozesses und der QED-Strahlungskorrekturen. Der eigentliche Streuprozeß inklusive Korrekturen höherer Ordnung QCD wird durch das Farb-Dipol-Modell (CDM, „Colour Dipole Model“) mit dem Programm Ariadne 4.05 [20] realisiert. Dies ist ein zum Modell der Matrixelemente und Parton-Schauer (wie etwa bei Rapgap) alternativer Ansatz. Er beruht auf einer Analogie zum elektromagnetischen Dipol und geht davon aus, daß zwei sich voneinander entfernende farbgeladene Partonen ein Farb-Dipolfeld erzeugen, dessen Dipolstrahlung sich in abgestrahlten Gluonen manifestiert. Dies wird dann sukzessive fortgesetzt. Die Hadronisierung erfolgt wie bei Rapgap nach dem Lund-String-Modell (Jetset). Die Partonverteilungen im Proton sind nach Grv mit dem Renormierungsschema $HO\ \overline{MS}\ NLL$ parametrisiert.

#### Detektorsimulation

Die mit den Monte-Carlo-Generatoren erzeugten Ereignisse werden einer Simulation des Detektors zugeführt und mit den gleichen Rekonstruktionsprogrammen verarbeitet wie die Daten.

# Kapitel 3

# HERA und der H1-Detektor

Die in dieser Analyse untersuchten Daten wurden in den Jahren 1994 und 1996 mit dem H1-Detektor am HERA[1]-Beschleuniger am Forschungszentrum DESY[2] in Hamburg registriert. Im ersten Abschnitt wird der Beschleuniger HERA kurz vorgestellt. Danach wird die Funktionsweise der für diese Arbeit wichtigen Komponenten des H1-Detektors erläutert sowie kurz auf die Datennahme eingegangen.

## 3.1 Der HERA-Beschleuniger

Der Beschleuniger HERA ist der erste und einzige Teilchenbeschleuniger, bei dem in zwei gegenläufigen Strahlen Elektronen (oder Positronen) mit einer Energie von $E_e = 27.5\ GeV$ und Protonen mit einer Energie von $E_p = 820\ GeV$ zur Kollision gebracht werden. Die Schwerpunktsenergie beträgt damit $E_{CM} = \sqrt{s} \approx 300\ GeV$. Der HERA-Tunnel hat einen Umfang von 6.3 km. Der Elektron-Ring HERA-e ist mit normalleitenden Dipolmagneten zur Strahlablenkung bestückt, die eine Feldstärke von 0.17 Tesla erzeugen. Der Proton-Ring HERA-p besitzt supraleitende Ablenkmagnete, die mit flüssigem Helium gekühlt werden und eine Feldstärke von 4.7 Tesla liefern.

Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung von HERA und dem Vorbeschleunigersystem. Zur Füllung von HERA werden zunächst negativ geladene Wasserstoff-Ionen ($H^-$) von dem Linearbeschleuniger H-LINAC auf 50 $MeV$ beschleunigt. Nachdem durch eine dünne Folie die zwei Elektronen der $H^-$-Ionen abgetrennt worden sind, wird das Protonen-Paket in DESY-III auf 7.5 $GeV$ beschleunigt und in den PETRA-II-Beschleuniger injiziert. PETRA-II akkumuliert nun bis zu 70 Protonpakete und beschleunigt diese auf 40 $GeV$. Nun erfolgt die Injektion in HERA. Für eine HERA-p-Füllung sind bis zu vier PETRA-Füllungen nötig. Nach der vollständigen HERA-Füllung werden die Protonen auf die Endenergie von 820 $GeV$ beschleunigt. Die Elektronenpakete werden im Elektronen-Linearbeschleuniger und in DESY-II auf 7 $GeV$ gebracht und in PETRA-II gespeichert. Wenn 60 Pakete gesammelt sind, werden diese auf 12 $GeV$ beschleunigt und dann in HERA-e injiziert. Nach bis zu vier Füllungen werden die Elektronen auf ihre Endenergie von 27.5 $GeV$ beschleunigt. Beim Betrieb des Beschleunigers stellte sich heraus, daß bei der Verwendung von Positronen anstelle von Elektronen deutlich höhere Strahlströme und -lebensdauern erreicht werden können. Daher werden seit 1994 in der Regel Positronen verwendet.

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

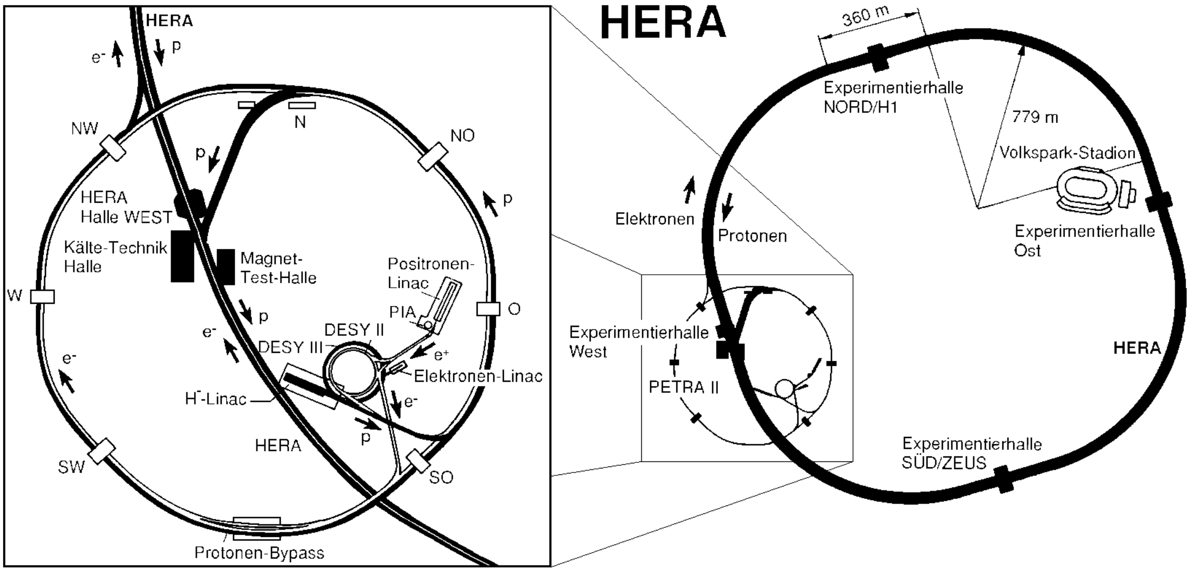


**Abbildung 3.1**: Der HERA-Beschleuniger: Gezeigt ist eine schematische Darstellung der HERA-Anlage und des Systems von Vorbeschleunigern.

Der Beschleuniger wurde darauf ausgelegt, daß in jeweils 210 Paketen mit je $10^{10}$ bis $10^{11}$ Teilchen Elektronen und Protonen gespeichert werden. Bei Strömen von $I_p = 160\ mA$ und $I_e = 60\ mA$ beträgt die Design-Luminosität

$$\mathcal{L} = 1.5 * 10^{31}\ cm^{-2}s^{-1}$$

Aus dem Ringumfang und der Anzahl der gespeicherten Teilchenpakete ergibt sich direkt der zeitliche Abstand des Aufeinandertreffens zweier Pakete $t_{BC}$ („Bunch crossing time") zu

$$t_{BC} = 96\ ns$$

An vier Punkten des HERA-Tunnels können die beiden gegenläufigen Strahlen zur Kollision gebracht werden. In diesen vier Wechselwirkungszonen sind die HERA-Experimente untergebracht. Davon sind zwei, H1 und ZEUS, Vielzweck-Experimente, die mit Multifunktionsdetektoren seit 1992 Elektron-Proton-Kollisionen untersuchen. Zu den untersuchten Fragestellungen gehören u.a.:

- Die präzise Messung der Strukturfunktion des Protons $F_2(x, Q^2)$
- Tests der QCD durch die Untersuchung des hadronischen Endzustandes in der tiefinelastischen Lepton-Proton-Streuung
- Tests der Elekroschwachen Wechselwirkung
- Untersuchung der hadronischen Struktur des Photons
- Suche nach Physik jenseits des Standardmodells

Das HERMES-Experiment benutzt nur den Elektronenstrahl und untersucht die Streuung longitudinal polarisierter Elektronen an polarisierten Atomkernen in einem gasförmigen feststehenden Target. Ziel ist die Messung der Spin-Strukturfunktionen von Proton und Neutron. Das HERA-B-Experiment schließlich befindet sich noch im Aufbau. Es benutzt nur den Halo des Protonstrahls, in den Drahttargets eingebracht werden, und soll nach CP-Verletzung im System der neutralen B-Mesonen suchen.

## 3.2 Der H1-Detektor

Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des H1-Detektors. Das H1-Koordinatensystem ist so gewählt, daß die positive $z$-Achse in Richtung des Protonstrahls zeigt. Die Richtung der auslaufenden Protonen definiert so die „Vorwärtsrichtung“ ($0 < \theta < \pi/2$ bzw. $\eta > 0$). Analog entsprechen negative $z$-Koordinaten ($\pi/2 < \theta < \pi$ bzw. $\eta < 0$) der „Rückwärtsrichtung“. Die $x$-Achse zeigt zum Mittelpunkt des HERA-Rings, die $y$-Achse nach oben.

Aufgrund der stark unterschiedlichen Strahlenergien von Elektronen- und Protonenstrahl besitzt das $ep$-Schwerpunktsystem einen großen „Boost“ gegenüber dem Laborsystem. Daher ist der Detektor stark asymmetrisch aufgebaut. So ist die Granularität des Haupt-Kalorimeters in Vorwärtsrichtung deutlich höher.

Der Detektor deckt nahezu den gesamten $4\pi$-Raumwinkel ab und ist aus vielen Einzelkomponenten aufgebaut.

### 3.2.1 Die wichtigsten Komponenten des Detektors

Eine ausführliche Beschreibung des Detektors ist in [21] enthalten. Hier sollen lediglich die für diese Arbeit wichtigen Kompontenen besprochen werden.

- **Die supraleitende Spule $\boxed{6}$:** Diese erzeugt ein parallel zur $z$-Achse verlaufendes Magnetfeld von 1.16 Tesla. Dadurch werden die Bahnen geladener Teilchen in den Spurkammern gekrümmt, was die Impulsmessung ermöglicht.

- **Das Spurkammersystem $\boxed{2}$ und $\boxed{3}$:** Das Spurkammersystem dient zum Nachweis und zur Impulsmessung geladener Teilchen. Aus der Extrapolation der rekonstruierten Spuren läßt sich der Wechselwirkungspunkt (Vertex) rekonstruieren. Die Impulsauflösung beträgt $\sigma_p/p \approx 0.007p\ GeV^{-1}$. Das zentrale Spurkammersystem, bestehend aus den Driftkammern (CJC1, CJC2), den $z$-Kammern (CIZ, COZ) und den Proportionalkammern (CIP, COP) deckt den Winkelbereich $25^o < \theta < 155^o$ ab. In den Driftkammern sind axiale Signaldrähte gespannt, mit denen aus der Driftzeit die $r, \phi$- und aus Ladungsteilung die $z$-Koordinaten von Spursegmenten gemessen werden. Die $z$-Kammern verbessern die Auflösung in $z$-Richtung. Die Proportionalkammern liefern ein schnelles Triggersignal. Das vordere Spurkammersystem deckt den Winkelbereich $5^o < \theta < 25^o$ ab und besteht aus planaren und radialen Driftkammen und Proportionalkammern.

- **Das Flüssig-Argon-Kalorimeter $\boxed{4}$ und $\boxed{5}$:** Das Haupt-Kalorimeter von H1 (LAr) besteht aus einem elektromagnetischen (innen) und einem hadronischen (außen) Teil und dient zur Richtungs- und Energiemessung von geladenen und neutralen Teilchen im Winkelbereich $3^o < \theta < 153^o$ ($3.6 > \eta > -1.4$). Der elektromagnetische Teil entspricht $20 - 30$ Strahlungslängen $X_0$, die Energieauflösung für Elektronen und Photonen beträgt $\sigma_E = 11\%/\sqrt{E/GeV}$. Der hadronische Teil hat eine Dicke von etwa $4.5 - 7$ hadronischen Interaktionslängen $\lambda$. Die Energieauflösung des Gesamtkalorimeters für Hadronen beträgt $\sigma_E = 50\%/\sqrt{E/GeV}$. Die Unsicherheit in der absoluten Energiekalibration beträgt 5%.

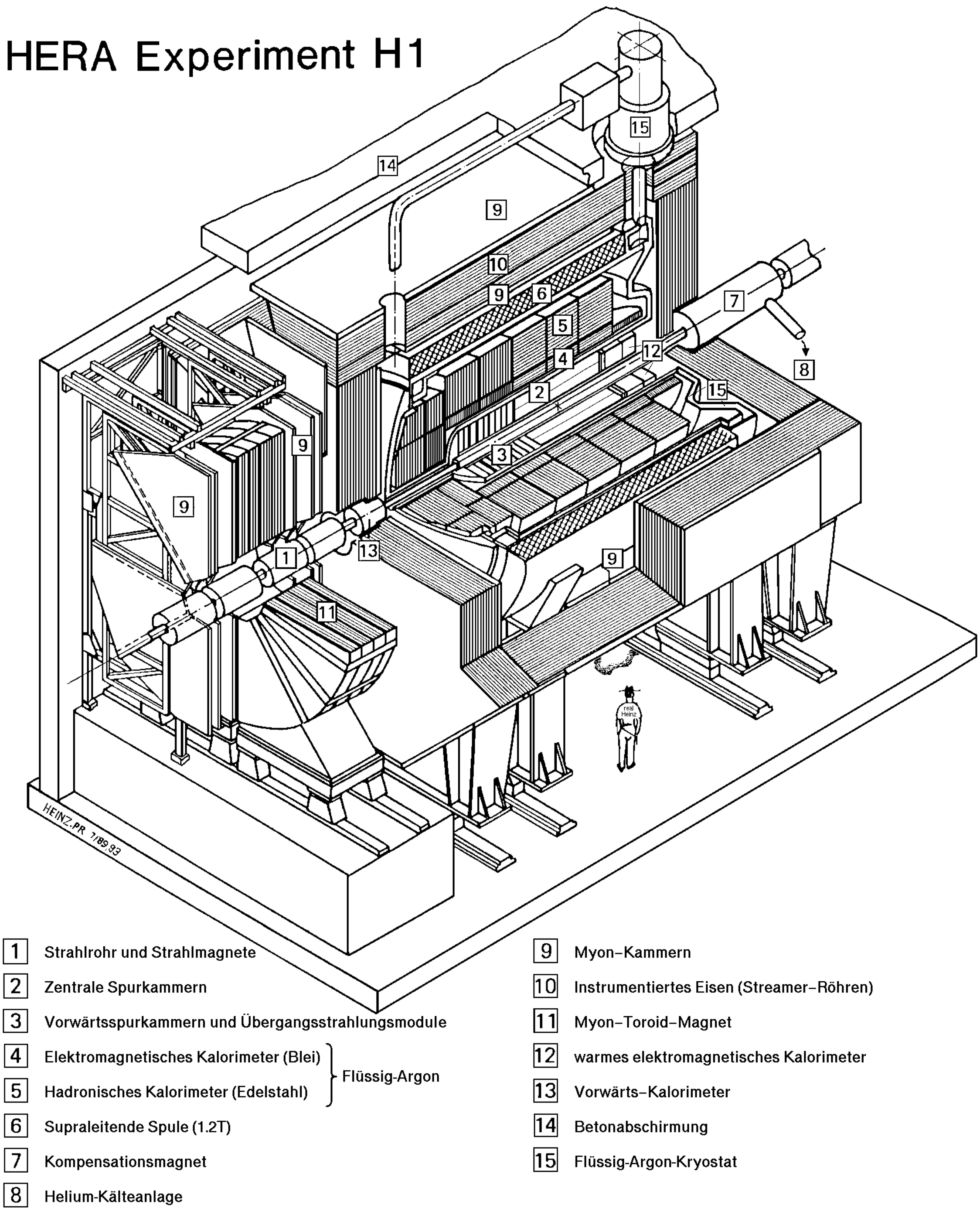


**Abbildung 3.2**: Schematische Darstellung des H1-Detektors.

- **Die Rückwärts-Detektoren bis 1994** $\boxed{12}$: Das System der Rückwärtsdetektoren dient hauptsächlich zur Messung der bei Ereignissen der tiefinelastischen Streuung bei kleinen Impulsüberträgen ($4\ GeV^2 < Q^2 < 120\ GeV^2$) in diesen Detektorbereich gestreuten Elektronen. Es bestand bis einschließlich der Datennahmeperiode 1994 aus dem

Blei-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter BEMC und der Proportionalkammer BPC. Diese decken den Winkelbereich $155^o < \theta < 175^o$ ab. Die Ortsauflösung für Kalorimeter-Cluster beträgt 1.5 $cm$, die Energieauflösung $\sigma_E = 10\%/\sqrt{E/GeV}$. Da das BEMC nur über eine hadronische Wechselwirkumgslänge $\lambda$ verfügt, kann die Energie von Hadronen in diesem Bereich nur grob abgeschätzt werden.

- **Die Rückwärts-Detektoren seit 1995 $\boxed{12}$:** Seit 1995 sind BEMC und BPC durch die neuen Komponenten SPACAL und BDC ersetzt worden. Das SPACAL ist ein Blei-Szintillatorfaser-Kalorimeter mit in $z$-Richtung verlaufenden Fasern. Dieses ermöglicht eine bessere Energie- ($\sigma_E = 7\%/\sqrt{E/GeV}$) und Ortsauflösung. Weitere Vorteile sind die größere Winkelakzeptanz bis zu $\theta = 178^o$ sowie die bessere Messung hadronischer Energien, da die Kalorimeterdicke jetzt zwei Wechselwirkungslängen entspricht. Die neue Rückwärts-Driftkammer BDC verbessert die Identifikation und Rekonstruktion von Elektronen und geladenen Hadronen durch die Bereitstellung von Spursegmenten mit der Auflösung $\sigma_r = 0.4\ mm$ und $\sigma_\phi = 0.8\ mm$.

- **Das Vorwärts-Myonsystem $\boxed{9}$ und $\boxed{11}$:** Das Vorwärts-Myon-Spektrometer (FMD) besteht aus einem Toroid-Magneten und je drei vor und hinter (in $z$-Richtung) dem Magneten angeordnete Driftkammer-Doppellagen. Es dient über die Messung von Spursegmenten zur Messung von in Vorwärtsrichtung ($6.5^o < \theta < 27^o, 2.9 > \eta > 1.4$) erzeugten Myonen mit Impulsen von $5 - 200\ GeV$ bei einer Energieauflösung von $24 - 36\%$.

- **Das PLUG-Kalorimeter $\boxed{13}$:** Dieses die Strahlröhre in Vorwärtsrichtung umschließende Kupfer-Silizium-Kalorimeter dient zum Nachweis von in die extreme Vorwärtsrichtung ($0.7^o < \theta < 3^o, 5.1 > \eta > 3.6$) gestreuten Hadronen. Die Energieauflösung ist mit $\sigma_E = 150\%/\sqrt{E/GeV}$ allerdings relativ schlecht.

- **Der Protonrest-Detektor:** Im HERA-Tunnel bei $z = +26\ m$ in Vorwärtsrichtung befindet sich der aus 7 Szintillatorlagen in einer Bleiabschirmung bestehende Protonrest-Detektor. Er dient zur Messung von Proton-Fragmentationsprodukten im Winkelbereich $0.1^o < \theta < 0.7^o$ ($7 > \eta > 5.1$).

- **Das Luminositätssystem:** Die Kenntnis der als der Proportionalitätskonstante zwischen Wirkungsquerschnitt und Ereignisrate definierten Luminosität $\mathcal{L}$

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\ \sigma \tag{3.1}$$

ist unerläßlich zur Messung von Wirkungsquerschnitten. Sie hängt vom jeweiligen Betriebszustand des Detektors ab und wird bei H1 dadurch gemessen, daß die Ereignisrate des Bethe-Heitler-Bremsstrahlungsprozesses

$$ep \ \rightarrow \ ep\gamma$$

laufend bestimmt wird, für den der Wirkungquerschnitt sehr genau in der QED berechnet werden kann. Dazu befindet sich bei $z = -33\ m$ in Rückwärtsrichtung ein Elektron- und bei $z = -110\ m$ ein Photondetektor. Durch eine Koinzidenzmessung ergibt sich die Luminosität daraus zu

$$\mathcal{L} = \frac{R_{tot} - \frac{I_{tot}}{I_0} R_0}{\sigma_{vis}} \tag{3.2}$$

Hier bedeuten: $R_{tot}$: Gesamte Rate von $ep \rightarrow ep\gamma$; $R_0$: Rate für ungepaarte Elektronpakete („e pilot bunches“); $I, I_0$: die entsprechenden Ströme; $\sigma_{vis}$: der auf Akzeptanz und Effizienz korrigierte theoretische Wirkungsquerschnitt. Damit wird $\mathcal{L}$ mit einer Genauigkeit von etwa 1.5% gemessen.

### 3.2.2 Datennahme und Trigger

Bei der Design-Luminosität werden Ereignisse der tiefinelastischen Streuung mit einer Rate von einigen Hz erwartet, andere Ereignisklassen wie Wechselwirkungen des geladenen Stroms haben noch wesentlich geringere Raten. Der Detektor registriert jedoch mit einer Rate im kHz-Bereich Untergrund-Ereignisse durch Strahl-Rohrwand-, Strahl-Restgas-, Synchrotronstrahlungs- oder kosmische Myon-Ereignisse. Durch das mehrstufige Triggersystem soll dieser Untergrund herausgefiltert werden, im Idealfall ohne daß dadurch physikalisch interessante Ereignisse verworfen werden.

In der ersten Triggerstufe („Level 1“) wird innerhalb von 2 $\mu s$ eine erste Entscheidung getroffen, ob ein physikalisch interessantes Ereignis vorliegt. Damit keine Totzeit erzeugt wird, werden die Detektorinformationen in einer „Pipeline“ für die Dauer von 24 „bunch crossings“ zwischengespeichert. Die erste Triggerstufe besteht aus Triggerelementen, die von den einzelnen Detektorkomponenten zur Verfügung gestellt werden, jedoch nur schnell verfügbare Informationen auswerten. Durch logische Vernüpfungen werden aus den Triggerelementen bis zu 128 Subtrigger ($S_0 - S_{127}$) gebildet. Die Subtrigger können mit individuellen Untersetzungsfaktoren („prescale“) versehen werden, so daß nur jedes $n$-te den Subtrigger erfüllende Ereignis akzeptiert wird. Trifft mindestens einer der Subtrigger eine positive Entscheidung, wird das Ereignis akzeptiert und die nächste Triggerstufe gestartet:

Die zweite Triggerstufe („Level 2“), bei der nach 20 $\mu s$ eine Entscheidung getroffen wird, versucht die Entscheidung der vorangegangenen Stufe zu verifizieren, indem auch Korrelationen zwischen den Informationen und ereignisspezifische Muster benutzt werden. Dazu dienen ein topologischer Trigger, der räumliche Korrelationen untersucht, und ein neuronales Netzwerk, das mehrdimensionale Korrelationen zwischen den Level-1-Informationen erkennen soll.

In der folgenden Triggerstufe („Level 4“), die asynchron zu den Stufen 1 und 2 läuft, werden die gesamten Detektorinformationen ausgelesen, zusammengefügt, und von einer aus 32 Prozessoren bestehenden massiv parallelen Rechnerfarm verarbeitet. Hier wird anhand der jetzt erstmalig vollständigen vorhandenen Ereignis-Information versucht, die Subtrigger der ersten Stufe zu verifizieren. Kann keiner der Subtrigger verifiziert werden, wird das Ereignis verworfen.

Die von Level 4 akzeptierten Ereignisse werden der Ereignisrekonstruktion zugeführt („Level 5“), bei der ihnen eine oder mehrere Klassen, die zwischen verschiedenen Typen von physikalisch interessanten Ereignissen unterscheiden, zugeordnet werden. Die klassifizierten Ereignisse werden dauerhaft gespeichert.

# Kapitel 4

# Selektion der Daten

Im Rahmen dieser Analyse wurden zwei Sätze von Daten untersucht, die mit dem H1-Detektor in den Betriebsperioden 1994 und 1996 aufgezeichnet wurden. Die Datenselektion gliedert sich in drei Phasen. In der ersten werden Ereignisse der tiefinelastischen Streuung selektiert, bei denen das gestreute Elektron[1] im Rückwärts-Kalorimeter des Detektors nachgewiesen wird. In der zweiten werden diffraktive Ereignisse über die Abwesenheit von Energiedeposition im Vorwärtsbereich des Detektors selektiert. Schließlich erfolgt die Selektion von 2-Jet-Ereignissen durch die Anwendung eines Jet-Algorithmus auf die Objekte des hadronischen Endzustandes. Abbildung 4.1 zeigt zur Veranschaulichung der Signatur diffraktiver tiefinelastischer Ereignisse zwei graphische Darstellungen von Ereignissen, die mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. Abbildung 4.2 zeigt ein diffraktives 2-Jet-Ereignis.

## 4.1 Selektion tiefinelastischer Ereignisse

Da die ursprünglichen Rückwärts-Detektoren (BEMC und BPC) des H1-Detektors nach der Datennahmeperiode 1994 gegen die verbesserten Module SPACAL und BDC ausgetauscht wurden, waren zur Selektion von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung in den beiden Datensätzen von 1994 und 1996 in einigen Punkten unterschiedliche Verfahren notwendig.

Für die Datennahmeperiode von 1994 wurde auf eine bereits vorhandene Selektion von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung zurückgegriffen, der sogenannten „OMEGA"-Selektion von J. Spiekermann [22]. Aus den Daten von 1996 wurde von M. Werner [23] eine Vor-Selektion von tiefinelastischen Streuereignissen erstellt. Auf diese Selektionen wurden dann für die Bedürfnisse dieser Analyse weitere Schnitte angewandt.

#### Run-Selektion

Während der Datennahme werden aufgezeichnete Ereignisse, die während konstanter Betriebsbedingungen des Detektors wie etwa Kalibration, Trigger-Bedingungen oder Verfügbarkeit von Subdetektoren gemessen werden, zu sogenannten „Runs" zusammengefaßt. Runs, bei denen eine oder mehrere Detektorkomponenten nicht in Betrieb sind, werden als „medium" oder „bad quality" gekennzeichnet. Für die Selektionen wurden nur Runs mit „good" oder „medium quality" herangezogen. Darüberhinaus wurde die Funktionalität der Auslese aller Detektorkomponenten mit Ausnahme der Silizium-Spur-Detektoren (BST und CST) bei den Daten von 1996 sowie

[1] Hier und im folgenden sind mit „Elektron" sowohl Elektronen als auch Positronen gemeint.

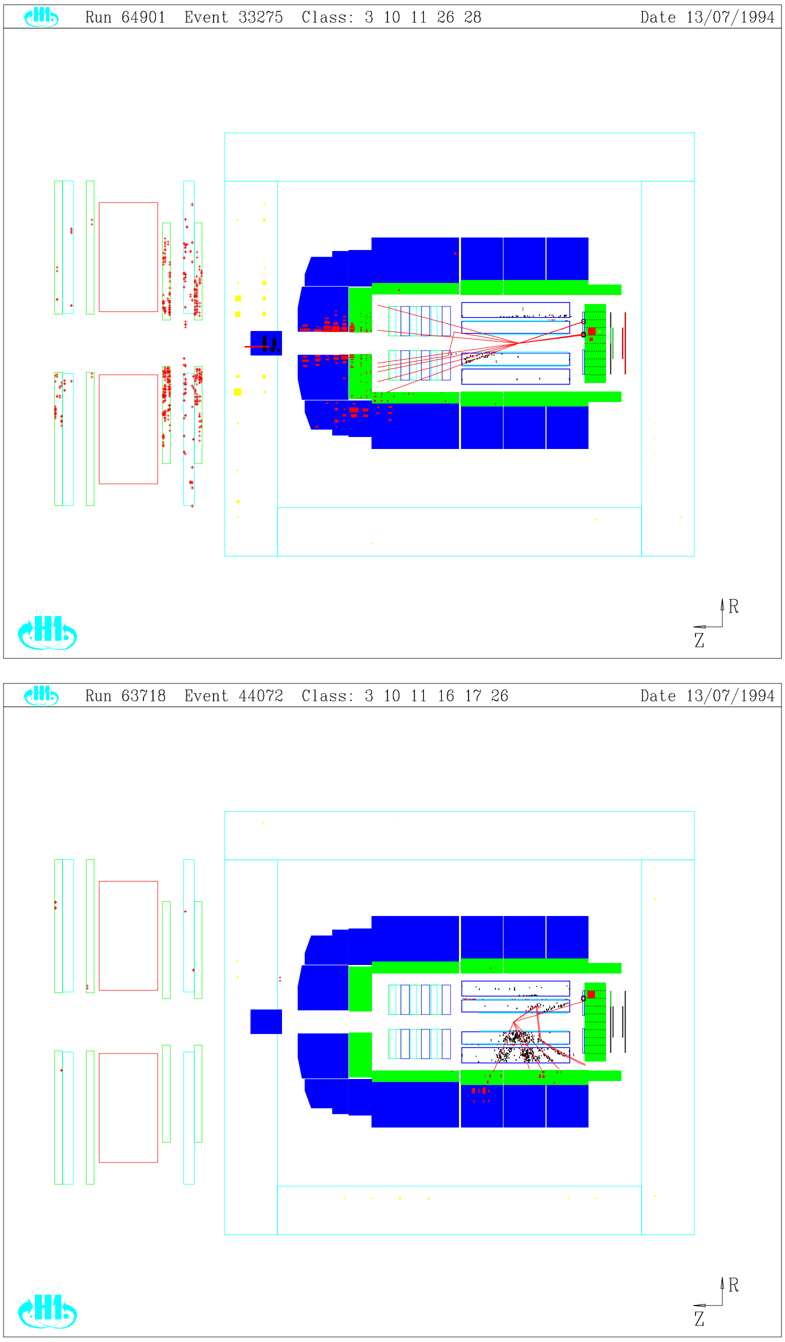


**Abbildung 4.1**: Datenselektion: Gezeigt sind zwei mit dem H1-Detektor aufgezeichnete Ereignisse. Bei beiden erkennt man die für tiefinelastische Streuung bei kleinen $Q^2$ typische Signatur eines gestreuten Elektrons im Rückwärtskalorimeter (*rechts*) sowie hadronische Aktivität in den Spurkammern und im LAr-Kalorimeter. Bei dem oberen Ereignis handelt es sich um eine nicht-diffraktive Streuung. Man erkennt Energiedepositionen in den Vorwärtsdetektoren (*links*) sowie Teilchen des Protonrestes direkt am Strahlrohr. Das untere Ereignis unterscheidet sich von dem oberen durch die Abwesenheit dieser Energiedepositionen in der Richtung des auslaufenden Protons. Man erkennt eine Lücke ohne hadronische Aktivität zwischen dem Strahlrohr und dem vordersten gemessenen Objekt im Kalorimeter. Dies ist die typische Signatur eines diffraktiven Streuprozesses.

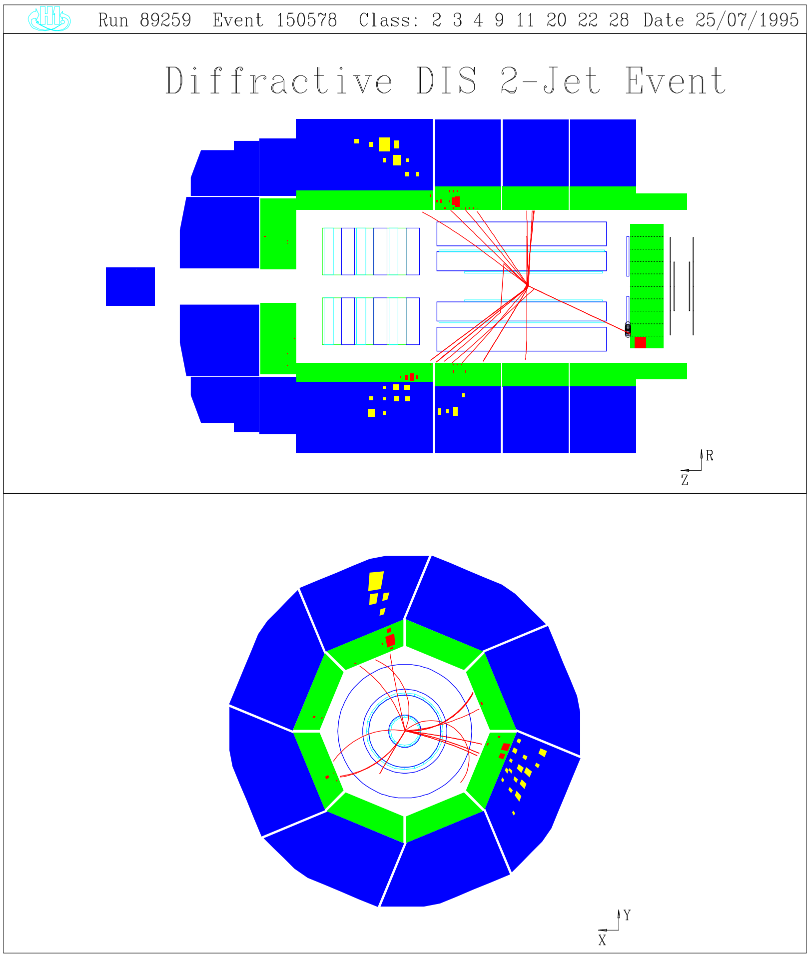


**Abbildung 4.2**: Datenselektion: Gezeigt ist ein typisches diffraktives 2-Jet-Ereignis. Man erkennt neben dem gestreuten Elektron im Rückwärtskalorimeter eine Rapiditätslücke im hadronischen Endzustand sowie zwei Jets im zentralen Kalorimeter.

die Verfügbarkeit der folgenden Subdetektoren verlangt: Zentrales Spurkammersystem (CJC), Rückwärts-Detektoren (BEMC und BPC bzw. SPACAL und BDC), Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr), Flugzeitzähler (ToF, FToF (1994), Vetowall), PLUG-Kalorimeter (PLUG), Vorwärts-Myon-Spektrometer (FMD), Protonrest-Detektor (PRT), Instrumentiertes Eisen (IRON) sowie das Luminositäts-System.

### Der verwendete Trigger in 1994

Für die Selektion der Daten von 1994 wurden Ereignisse betrachtet, die die Triggerbedingung $S_0$ erfüllen. Dieser Trigger verlangt einen Energie-Cluster im BEMC mit einer Mindestenergie von 7.5 $GeV$ sowie einige Flugzeit-Bedingungen.

### Die verwendete Ereignisklasse 11 in 1996

Bei der Ereignisrekonstruktion werden die gemessenen Ereignisse nach ihrer Zugehörigkeit zu einer bestimmten physikalischen Kategorie wie etwa tiefinelastische Streuung, Photoproduktion,

| | Daten von 1994 | |
|---|---|---|
| (a) | max. Cluster-Radius | $r_{Cluster} < 5.0\ cm$ |
| (b) | min. Abstand zum Strahlrohr | $min(\|x_{BPC}\|, \|y_{BPC}\|) > 16\ cm$ |
| | | $\wedge \sqrt{x_{BPC}^2 + y_{BPC}^2} > 18\ cm$ |
| (c) | max. Abstand zum nächsten BPC-Hit | $d_{BPC} < 5.0\ cm$ |
| | **Daten von 1996** | |
| (1) | Signal im gültigen Zeitfenster | $9\ ns < t_{SPACAL} < 16\ ns$ |
| (2) | max. Cluster-Radius | $r_{Cluster} < 3.5\ cm$ |
| (3) | min. Abstand zum Strahlrohr | $d_{Beampipe} > 8.2\ cm$ |
| (4) | max. Abstand zum nächsten BDC-Hit | $d_{BDC} < 2.5\ cm$ |
| (5) | max. hadronische Energie | $E_{had}^{isol.cone} < 0.5\ GeV$ |

**Tabelle 4.1**: Selektion tiefinelastischer Ereignisse: Aufgeführt sind die Schnitte auf die Elektronkandidaten für die Daten von 1994 bzw. 1996.

$W^{\pm}$-Austausch etc. klassifiziert. Für die Selektion von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung in 1996, bei der das Elektron in den Bereich der Rückwärtskalorimeter (SPACAL und BDC) gestreut wird, wurde die Ereignisklasse 11 verlangt.

Bei dieser Klasse wird die Existenz eines elektromagnetischen Energieclusters mit einer Mindestenergie von 5 $GeV$ im SPACAL verlangt. Der Radius des Clusters soll kleiner als 4.5 $cm$ sein. Außerdem wird die Existenz eines rekonstruierten Ereignisvertex verlangt.

### Der Vertex-Schnitt

Es wurden nur Ereignisse selektiert, für die in einem Intervall von

$$|z_{Vtx} - z_{nom}| < 30\ cm \tag{4.1}$$

um den nominellen Wechselwirkungspunkt ein Ereignis-Vertex rekonstruiert wurde, auf den mindestens eine Spur des zentralen Spurkammersystems zeigt. Dies dient zur Unterdrückung von Untergrundereignissen durch Strahl-Restgas- und Strahl-Rohrwand-Wechselwirkungen.

### Schnitte auf die Elektron-Kandidaten

Auf den Energie-Cluster im BEMC oder SPACAL werden weitere Schnitte angewandt. Diese sind für die Daten von 1994 und 1996 in Tabelle 4.1 aufgeführt.

- Die Schnitte (b) bzw. (3) stellen sicher, daß sich der Energiecluster in einem geometrischen Bereich befindet, in dem Elektronen gut rekonstruiert werden können.

- Die Schnitte auf den maximalen transversalen Cluster-Radius (a) bzw. (2) nutzen das Wissen über das unterschiedliche Schauerverhalten von Elektronen und Pionen im Detektor aus. Aufgrund der Tatsache, daß Pionen breitere Schauer als Elektronen erzeugen, kann die radiale Schauer-Ausdehnung zur Separation zwischen Elektronen und Pionen verwendet werden.

- Die Schnitte (c) bzw. (4) auf den radialen Abstand zum nächsten rekonstruierten Spursegment von BPC bzw. BDC dienen ebenfalls zur Elektron-Identifikation. So hinterlassen neutrale Hadronen sowie Photonen, die beispielsweise aus $\pi^0$-Zerfällen stammen, im Prinzip keine Spur in den Spurkammern. Diese Schnitte und die auf den Cluster-Radius dienen hauptsächlich zur Unterdrückung von Untergrund durch Photoproduktions-Ereignisse, bei denen in den Rückwärtsbereich gestreute Hadronen oder Photonen ein Elektron vortäuschen können.

**Der Schnitt auf $\sum_i (E_i - p_{z,i})$**

Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung ist die Größe $\sum_i (E_i - p_{z,i})$ eine Erhaltungsgröße. Bei Vernachlässigung der Teilchenmassen gilt im Anfangszustand:

$$\sum_i (E_i - p_{z,i}) = 2E_{el} \approx 55 \; GeV \tag{4.2}$$

Im Endzustand läuft die Summation über alle im Detektor gemessenen Teilchen inklusive des gestreuten Elektrons. Bei einem Photoproduktions-Ereignis jedoch wird das Elektron nicht in den Detektor gestreut und $\sum_i (E_i - p_{z,i})$ wird deutlich kleiner als $2E_{el}$. Daher ist dieser Schnitt sehr gut dazu geeignet, den Photoproduktions-Untergrund zu unterdrücken:

$$\sum_i (E_i - p_{z,i}) > 35 \; GeV \tag{4.3}$$

**Schnitte in der Ereignis-Kinematik**

Durch Schnitte auf $y$ und $E'_{el}$ wird für das gestreute Elektron eine Mindest-Energie verlangt:

$$E'_{el} \geq 12 \; GeV \tag{4.4}$$

$$y_{el} > 0.05 \tag{4.5}$$

Damit wird auch eine gute Rekonstruktion der kinematischen Variablen gewährleistet und Photoproduktions-Untergrund unterdrückt. Bei den Daten von 1994 wurde der Polarwinkelbereich des gestreuten Elektrons eingeschränkt auf

$$156^o \leq \theta_{el} \leq 173^o \qquad (1994) \tag{4.6}$$

Damit werden tiefinelastische Ereignisse in einem $Q^2$-Intervall von etwa $5 - 120 \; GeV^2$ selektiert. Der zulässige Polarwinkelbereich für das gestreute Elektron wurde bei den Daten von 1996 eingeschränkt auf

$$156^o \leq \theta_{el} \leq 170^o \qquad (1996) \; , \tag{4.7}$$

obwohl es aufgrund der verbesserten Akzeptanz des SPACAL prinzipiell möglich ist, gestreute Elektronen bis hinunter zu sehr kleinen Streuwinkeln von $178^o$ und damit kleinen $Q^2$-Werten bis zu etwa 1 $GeV^2$ zu messen. Im Innenbereich des SPACAL werden aufgrund von vermutlich durch Synchrotron-Strahlung induziertem Untergrund andere Triggerbedingungen angewandt als im Außenbereich. Da diese sich auch im Laufe der Datennahmeperiode mehrfach geändert haben, ist zum Verständnis der Elektronspektren und -raten in diesem Bereich eine genaue Untersuchung von Trigger-Effizienzen und -Skalierungsfaktoren notwendig. Im Rahmen dieser Arbeit kann dieser Bereich daher nicht berücksichtigt werden. Dies hat eine Einschränkung des kinematischen Bereiches in $Q^2$ auf Werte von

$$Q^2 \geq 12 \; GeV^2 \tag{4.8}$$

zur Folge, was aufgrund der $1/Q^4$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes auch einen deutlichen Verlust an Statistik bedeutet.

**Luminosität**

Die nach den obigen Schnitten selektierten Ereignisse entsprechen den integierten Luminositäten

$$\mathcal{L}_{1994} = 1.72 \ pb^{-1} \qquad \mathcal{L}_{1996} = 5.41 \ pb^{-1} \tag{4.9}$$

## 4.2 Die Verwendung von Clustern und Spuren

Für die Bestimmung der Kinematik nach der „y-weighted-averaging"-Methode, die Definition einer Rapiditätslücke und die Suche nach Jets ist es notwendig, den hadronischen Endzustand gut zu rekonstruieren. Das LAr-Kalorimeter besitzt ein Schwellenverhalten und daher eine relativ schlechte Effizienz für Hadronen mit kleiner Energie. Diese können jedoch, sofern sie geladen sind, aufgrund der großen Krümmung im Magnetfeld gut im Spurkammersystem gemessen werden. Es liegt daher nahe, die Information von Kalorimeter-Clustern und Spuren zu kombinieren.

Für die vorgestellte Analyse wurden die nach der sogenannten FSCOMB-Methode gebildeten kombinierten Objekte verwendet. Diese Methode wurde von der Arbeitsgruppe für diffraktive Physik der H1-Kollaboration entwickelt und von M. Werner [23] ausgebaut. Bei ihr werden Cluster und Spuren in folgender Weise kombiniert:

- Es werden nur zumindest teilweise im zentralen Spurkammersystem (CJC) gemesse Spuren mit einer Energie von weniger als 5 $GeV$ berücksichtigt. Der Energieschnitt berücksichtigt die schlechte Impulsmessung schwach gekrümmter Bahnen hochenergetischer Hadronen.

- Die Spuren werden in das Kalorimeter extrapoliert, wo in einem Konus um die Spur die Energie der Kalorimeter-Cluster aufsummiert wird.

- Diese Cluster werden im Abstand zur Spur sortiert.

- Wenn sich im Konus mehr Kalorimeter-Energie befindet als der Spurenergie entspricht, werden die Cluster in der Reihenfolge aufsteigender Abstände zur Spur gelöscht, bis die Differenz aus der Spurenergie $E_{Spur}$ und der Energiesumme der gelöschten Cluster kleiner als die Energieauflösung im Konus $\sigma_E$ ist:

$$\mid E_{Spur} - \Sigma_i E_{Cluster,i} \mid < \ \sigma_E \tag{4.10}$$

- Wenn der letzte gelöschte Cluster die gelöschte Energie größer als die Spurenergie machen würde,

$$\mid \Sigma_i E_{Cluster,i} \mid > \ E_{Spur} + \sigma_E \tag{4.11}$$

  wird dieser Cluster entsprechend skaliert.

Die kombinierten Objekte sind die nach dieser Prozedur verbleibenden Cluster und die Spuren. Diese Methode ermöglicht eine gute Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes mit einer verbesserten Auflösung. Darüberhinaus ist so die Abhänghigkeit von Unsicherheiten in der absoluten Energiekalibration des Kalorimeters wesentlich kleiner.

## 4.3 Selektion diffraktiver Streuprozesse

Wie bereits in Kapitel 2 dargelegt, zeichnen sich Ereignisse der diffraktiven Streuung bei HERA durch die Abwesenheit von Energiedeposition im Vorwärtsbereich des Detektors, also der Richtung des auslaufenden Protons, aus. Dies wird von den Selektionsschnitten benutzt, wobei jedoch darauf geachtet werden muß, daß diffraktive Ereignisse, bei denen aufgrund von Detektor-Rauschen Energie im Vorwärtsbereich vorgetäuscht wird, möglichst nicht verworfen werden. Selektions-Kriterien sind zum einen das Vorhandensein einer Rapiditätslücke im vorderen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters (LAr) bis zum Strahlrohr, zum anderen das Fehlen von Energiedeposition oberhalb bestimmter Rausch-Schwellen in den Vorwärts-Detektoren PLUG-Kalorimeter, Forward-Muon-Detektor (FMD) und Proton-Remnant-Tagger (PRT).

#### Der Schnitt auf $\eta_{max}$

Die maximale Pseudorapidität der Objekte des hadronischen Endzustandes ist hier definiert als

$$\eta_{max} = max(\eta_i) \ ; \ E_i > 0.4 \ GeV \tag{4.12}$$

Zur ihrer Bestimmung werden die kombinierten Objekte verwendet. Im hier betrachteten Vorwärtsbereich des Detektors werden keine Spuren mehr verwendet, so daß die Objekte faktisch Kalorimeter-Cluster sind. Es werden nur diejenigen Objekte berücksichtigt, die eine Energie von mindestens 400 $MeV$ besitzen. Dies dient dazu, diffraktive Ereignisse mit durch Elektronik-Rauschen hervorgerufenen niederenergetischen Kalorimeter-Clustern nicht zu verwerfen. Außerdem hat sich beim Vergleich der 1994 und 1996 genommenen Daten herausgestellt, daß aufgrund von Änderungen an der Auslese-Elektronik des LAr-Kalorimeters Unterschiede im Ansprechverhalten auf niederenergetische Energiedepositionen vorhanden sind. Der Einfluß dieser Änderungen auf die diffraktive Selektion sollte so verringert werden.

Abbildung 4.3 zeigt die Verteilung von $\eta_{max}$ für selektierte tiefinelastische Ereignisse für Daten und das nicht-diffraktive DJANGO-Monte-Carlo. Man erkennt ein Maximum bei $\eta \approx 3.6$, der vorderen Akzeptanzgrenze des LAr. Zu kleineren Werten von $\eta_{max}$ geht die Verteilung in ein Plateau über. In diesem manifestieren sich die diffraktiven Ereignisse. Für nicht-diffraktive Prozesse sagen Fragmentationsmodelle ein steil abfallendes $\eta_{max}$-Spektrum voraus. Der in dieser Analyse für beide Datensätze verwendete Schnitt ist

$$\eta_{max} < 3.2 \tag{4.13}$$

#### Der Schnitt auf $E_{PLUG}$

Zur Berechnung der PLUG-Rohenergie wird die Energie aller PLUG-Zellen mit einer Mindestenergie von 500 $MeV$ aufsummiert. Die Energien werden für die Daten von 1994 mit einem Kalibrationsfaktor von 2.5 multipliziert. Abbildung 4.4 zeigt die Energie-Spektren für tiefinelastische Streuprozesse in den Datensätzen von 1994 und 1996. Wendet man den Kalibrationsfaktor 2.5 auch für 1996 an, so erhält man ein deutlich härteres Energiespektrum. Der Kalibrationsfaktor für 1996 wurde daher zu 1.8 bestimmt, um gleiche Energiespektren zu erhalten. Der Grund hierfür ist, daß das PLUG-Kalorimeter durch totes Material stark abgeschottet ist. Die im Kalorimeter gemessene Energie hat daher nur eine schlechte Korrelation zur Energie der einfallenden Teilchen. Die Energiemessung erfordert eine Anpassung der Kalibrationsfaktoren über die Form der gemessenen Energieverteilungen und ist so mit großen Fehlern behaftet.

Die Spektren sind dominiert von einem exponentiellen Abfall bis hin zu hohen Energien von über 100 $GeV$. Dies ist die Manifestation des Protonrestes. Bei sehr kleinen Energien erkennt man einen überlagerten, steileren Abfall, der durch Detektor-Rauschen verursacht ist. Der

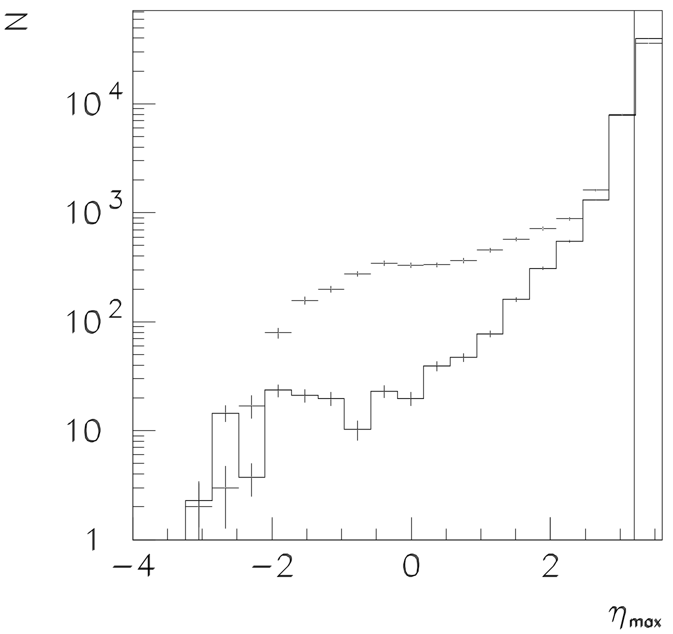


**Abbildung 4.3**: Diffraktive Selektion: Gezeigt ist die $\eta_{max}$-Verteilung in den Daten von 1994 (*Kreuze*) und im DJANGO-Monte-Carlo (*Histogramm*). Das Plateau in den Daten rührt von den diffraktiven Ereignissen her, die im DJANGO-Modell nicht enthalten sind. Die beiden Verteilungen sind aufeinander normiert. Der in der Analyse verwendete Schnitt ist durch eine Line verdeutlicht.

Schnitt auf die PLUG-Energie sollte nun so gewählt sein, daß Ereignisse mit Energien in dem vom Rauschen dominierten Teil des Spektrums nicht verworfen werden. Der Schnitt wurde daher 1994 und 1996 gewählt zu:

$$E_{PLUG} < 7.5\ GeV \tag{4.14}$$

**Die Schnitte auf $N_{FMD}$ und $N_{PRT}$**

Weitere Selektionskriterien für diffraktive Ereignisse sind das Fehlen von nachgewiesenen Teilchen im Vorwärts-Muon-Detektor (FMD) und im Proton-Remnant-Tagger (PRT). Dazu definiert man $N_{FMD}$ als die Anzahl der Treffer-Paare in den ersten drei Lagen des FMD. $N_{PRT}$ ist die Anzahl der Treffer in den ersten drei Szintillator-Lagen des PRT. Die Schnitte wurden unter Berücksichtigung des Rausch-Verhaltens dieser Detektoren für 1994 und 1996 festgelegt zu:

$$N_{FMD} < 2 \tag{4.15}$$
$$N_{PRT} = 0 \tag{4.16}$$

## 4.4 Selektion von 2-Jet-Ereignissen

### 4.4.1 Der verwendete Jet-Algorithmus

In dieser Analyse wird zur Suche nach Jets im hadronischen Endzustand ein Konus-Algorithmus in der Implementierung `QJCONE` (enthalten im H1-Analysesoftware-Paket `H1PHAN` [24]) verwendet. Bei diesem Algorithmus wird ein Jet geometrisch durch die Maximierung des transversalen

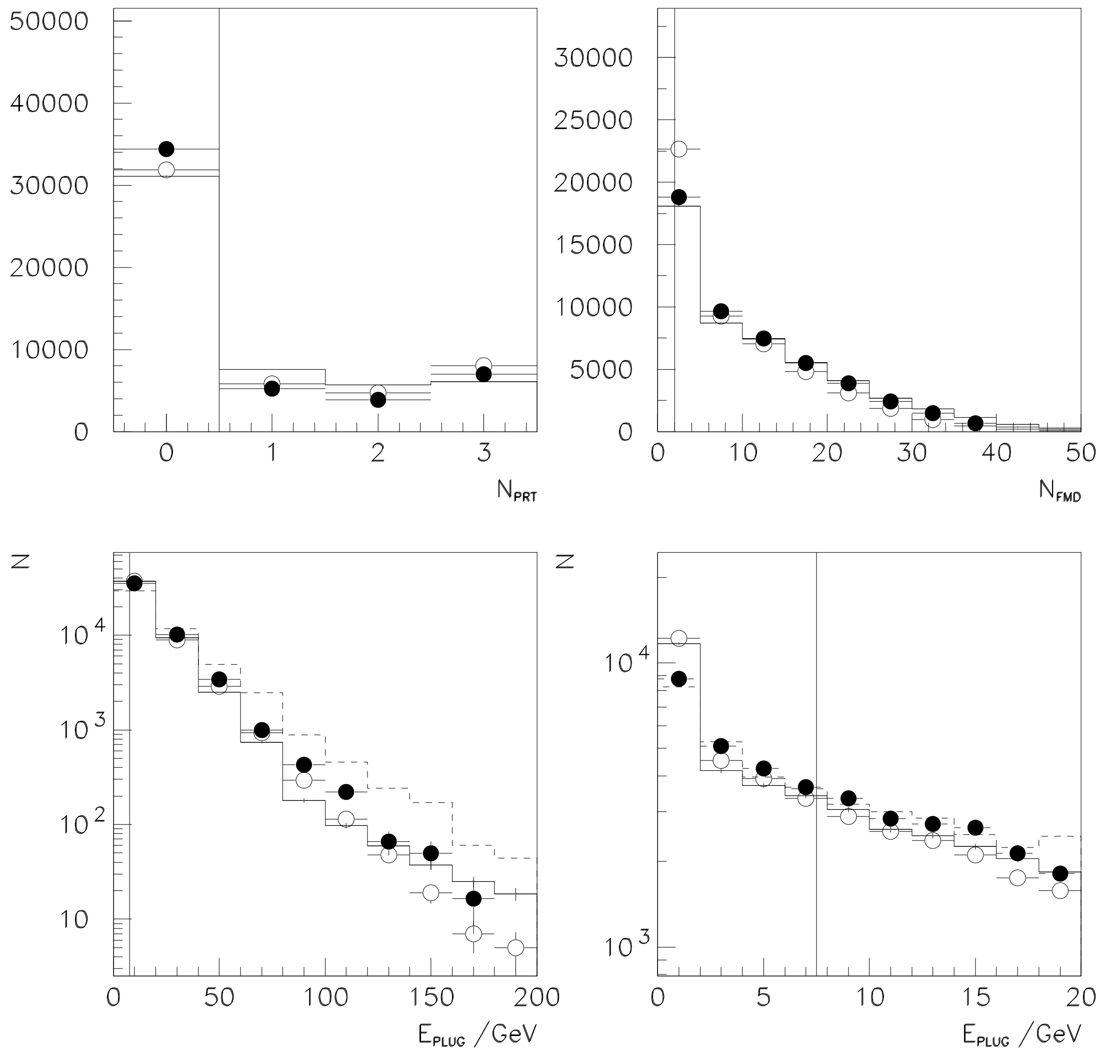


**Abbildung 4.4**: Diffraktive Selektion: Gezeigt sind oben links die Anzahl der PRT-Treffer, oben rechts die Anzahl der FMD-Treffer und unten das PLUG-Energiespektrum in zwei verschiedenen Skalen. Eingetragen sind Daten von 1994 (*weiße Kreise*) und 1996 (*schwarze Kreise*) sowie die Django-Vorhersage (*durchgezogenes Histogramm*). Bei den PLUG-Spektren ist auch die Verteilung der Daten von 1996 mit dem alten Kalibrationsfaktor von 2.5 gezeigt (*gestricheltes Histogramm*). Die Verteilungen sind jeweils aufeinander normiert. Die in der Analyse verwendeten Schnitte sind durch Linien verdeutlicht.

Energieflusses $E_T$ in einem bestimmten Raumbereich festgelegt. Ein Konus wird durch einen Kreis mit dem Radius

$$R = \sqrt{(\Delta\eta^2) + (\Delta\phi)^2} \tag{4.17}$$

in der $\eta$,$\phi$-Ebene definiert. Als Ausgangspunkt wird die $\eta$,$\phi$-Ebene mit einem Gitter überzogen. In jede Gitterzelle wird die transversale Energie der Objekte des hadronischen Endzustandes eingefüllt. Eine Zelle wird als Initiator für einen Jet angesehen, wenn die aufsummierte Energie einen Mindestwert $E_{T,ini}$ überschreitet. Aus den Initiatoren werden nun Jets gebildet, indem alle Zellen um den Initiator mit einem Abstand $R < R_{Konus}$ zusammengefaßt werden. Die Jet-Achse wird definiert über das $E_T$-gewichtete Mittel der enthaltenen Zellen:

$$\eta_{Jet} = \sum_i \frac{E_{T,i}\eta_i}{E_{T,i}} \tag{4.18}$$

$$\phi_{Jet} = \sum_i \frac{E_{T,i}\phi_i}{E_{T,i}} \tag{4.19}$$

Der Konus wird nun solange variiert, bis die in ihm enthaltene transversale Energie maximal ist. Nachdem dies für alle Jet-Kandidaten geschehen ist, werden diese in $E_T$ sortiert. Beginnend mit dem höchstenergetischen Kandidaten werden sie, falls sie eine vorgegebene Mindestenergie $E_{T,min}^{Jet}$ überschreiten, zu den endgültigen Jets hinzugenommen und die zu ihnen gehörenden Zellen aus dem Gitter entfernt. Dies wird solange fortgesetzt, bis keine weiteren Jets mit $E_T > E_{T,min}^{Jet}$ vorhanden sind.

### 4.4.2 Die Selektion von 2-Jet-Ereignissen

Als Eingabe-Objekte für den oben beschriebenen Jet-Algorithmus werden die kombinierten Objekte verwendet. Diese werden jedoch zuvor in das hadronische Schwerpunktsystem (Schwerpunktsystem von Photon und Proton) Lorentz-transformiert. Dieses ist definiert durch

$$(l - l' + p) = 0 \tag{4.20}$$

Als Parameter für den Konus-Algorithmus werden übergeben:

- Gitter-Granularität in der $\eta$,$\phi$-Ebene: $(49, 41)$
- Initiator-Mindestenergie: $E_{T,ini} = 0.15\ GeV$
- Konus-Radius $R_{Konus} = 1.0$
- Jet-Mindestenergie: $E_{T,min}^{Jet} = 3\ GeV$

Auf die so gefundenen Jets wurden weitere Schnitte angewandt, um 2-Jet-Ereignisse zu selektieren. Zunächst wurden exakt zwei gefundene Jets verlangt:

$$N_{Jet} = 2 \tag{4.21}$$

Ließe man auch mehr als zwei Jets zu, so würde man Beiträge von QCD-Prozessen höherer Ordnung („next to leading order“) erhalten, was aber im Rahmen dieser Analyse nicht erwünscht ist und außerdem auch die kinematische Rekonstruktion verschlechtern würde. Die beiden Jets sollen im hadronischen Schwerpunktsystem über einen Transversalimpuls von mindestens

$$P_{T,Jet}^{*} > 4\ GeV \tag{4.22}$$

verfügen. Damit soll eine gute Korrelation zwischen den Jets und den Partonen aus dem harten Streuprozeß gewährleistet werden. Schließlich sollen die Jets im Laborsystem im Intervall

$$-0.5 \leq \eta_{Jet} \leq 2.5 \tag{4.23}$$

liegen. Dieser Bereich ist im wesentlichen durch die Akzeptanz des LAr-Kalorimeters gegeben. Außerhalb ist keine gute Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes mehr möglich.

## 4.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Selektion von Daten des H1-Detektors der Jahre 1994 und 1996 vorgestellt. Die Selektion von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung erfolgte mit den bei H1 üblichen Standardverfahren zur Identifizierung von in das Rückwärtskalorimeter gestreuten Elektronen. Die so erhaltenen Datensätze entsprechen integierten Luminositäten von

$$\mathcal{L}_{1994} = 1.72\ pb^{-1} \qquad \mathcal{L}_{1996} = 5.41\ pb^{-1}$$

und überdecken den kinematischen Bereich

$$5\ GeV^2 < Q^2 < 120\ GeV^2\ (1994) \qquad \text{bzw.} \qquad 12\ GeV^2 < Q^2 < 120\ GeV^2\ (1996)$$
$$0.05 < y < 0.55$$
$$65\ GeV < W < 230\ GeV$$

Diffraktive Ereignisse wurden über einen Schnitt in der maximalen Pseudorapidität der Objekte des hadronischen Endzustandes sowie die Abwesenheit von Energiedepositionen in den Vorwärtsdetektoren selektiert. Die Selektion von 2-Jet-Ereignissen schließlich erfolgte durch die Anwendung eines Konus-Algorithmus auf die in das hadronische Schwerpunktsystem transformierten Objekte. Für einen Jet wird ein minimaler Transversalimpuls von

$$P^*_{T,Jet} > 4\ GeV$$

verlangt.

# Kapitel 5

# Beschreibung der Daten durch QCD-Modelle

Im ersten Teil dieses Kapitels wird die Güte der Rekonstruktion der wahren Ereignisvariablen durch die gemessenen Größen untersucht. Im zweiten Teil werden die gemessenen Datensätze auf ihre Beschreibung durch die auf QCD-Modellen basierenden Monte-Carlo-Datensätze untersucht.

## 5.1 Generierte und rekonstruierte Größen

In diesem Abschnitt wird untersucht, wie gut die gemessenen kinematischen Größen mit den wahren Größen korreliert sind. Zunächst wird die verwendete Methode zur Rekonstruktion der Kinematik der tiefinelastischen Streuung erläutert. Dann werden die Variablen, die mit der Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes verknüpft sind, untersucht. Schließlich werden Korrelationen zwischen den Partonen des harten Streuprozesses und den im Detektor gemessenen Jets betrachtet. Die Korrelationen sind für simulierte Ereignisse dargestellt, die mit dem gleichen Rekonstruktions- und Analyseprogramm wie dem für die gemessenen Daten verarbeitet wurden.

### 5.1.1 Die Rekonstruktion der Kinematik der tiefinelastischen Streuung

Die kinematischen Variablen der tiefinelastischen Streuung wie $Q^2$ oder $y$ können sowohl aus der Kinematik des gestreuten Elektrons alleine, aus dem hadronischen Endzustand, oder auch aus beiden gemeinsam bestimmt werden.

#### Die Elektron-Methode

Bei der Elektron-Methode wird die Kinematik alleine aus dem gestreuten Elektron berechnet. $Q^2$ und $y$ sind nach (2.23) und (2.25) gegeben durch:

$$Q^2 = 4E_{el}E'_{el}\cos^2\frac{\theta_{el}}{2} \tag{5.1}$$

$$y = 1 - \frac{E'_{el}}{E_{el}}\sin^2\frac{\theta_{el}}{2} \tag{5.2}$$

Die nicht unabhängige Variable $W$ berechnet sich daraus nach (2.27) zu

$$W^2 = 4E_{el}E_p y - Q^2 \tag{5.3}$$

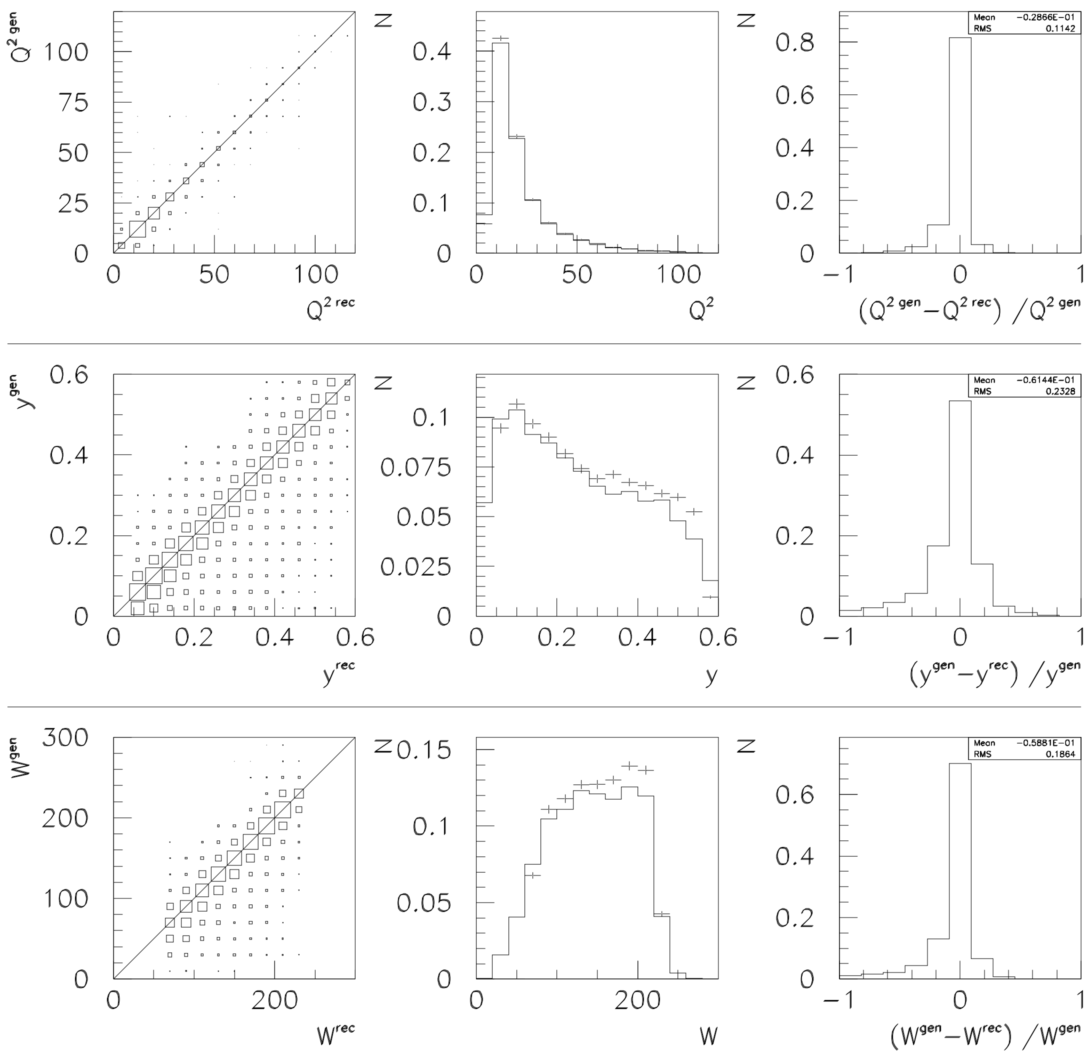


**Abbildung 5.1**: Kinematik mit der Elektron-Methode mit dem Rapgap(1994)-Datensatz für inklusive diffraktive Ereignisse: Gezeigt sind die Korrelationen von $Q^2$ (in $GeV^2$), $y$ und $W$ (in $GeV$). Die Rekonstruktion von $y$ und $W$ ist, besonders bei großen $y$, nicht optimal. Bei diesen und den weiteren Abbildungen sind jeweils die Korrelations-Matrix (*links*), die Spektren von generierter (*Histogramm*) und rekonstruierter (*Kreuze*) Größe (*Mitte*) und die absolute oder relative Abweichung der rekonstruierten von der generierten Größe (*rechts*) dargestellt.

Abbildung 5.1 zeigt die Korrelationen zwischen den wahren und den nach der Elektron-Methode rekonstruierten Variablen $Q^2$, $y$, und $W$. Während $Q^2$ durch den relativ gut gemessenen Polarwinkel des gestreuten Elektrons $\theta_{el}$ gut rekonstruiert wird, zeigen sich bei $y$ und $W$, die besonders sensitiv auf die Rekonstruktion der Elektron-Energie sind, Schwächen in der Rekonstruktion.

Zunächst erkennt man, daß bei einem Teil der Ereignisse $y$ zu groß oder zu klein rekonstruiert wird, was sich auch direkt in die Abweichungen bei $W$ übersetzt. Dies geschieht bei radiativen Ereignissen, bei denen das Elektron ein reelles Photon abstrahlt. Erfolgt die Abstrahlung im

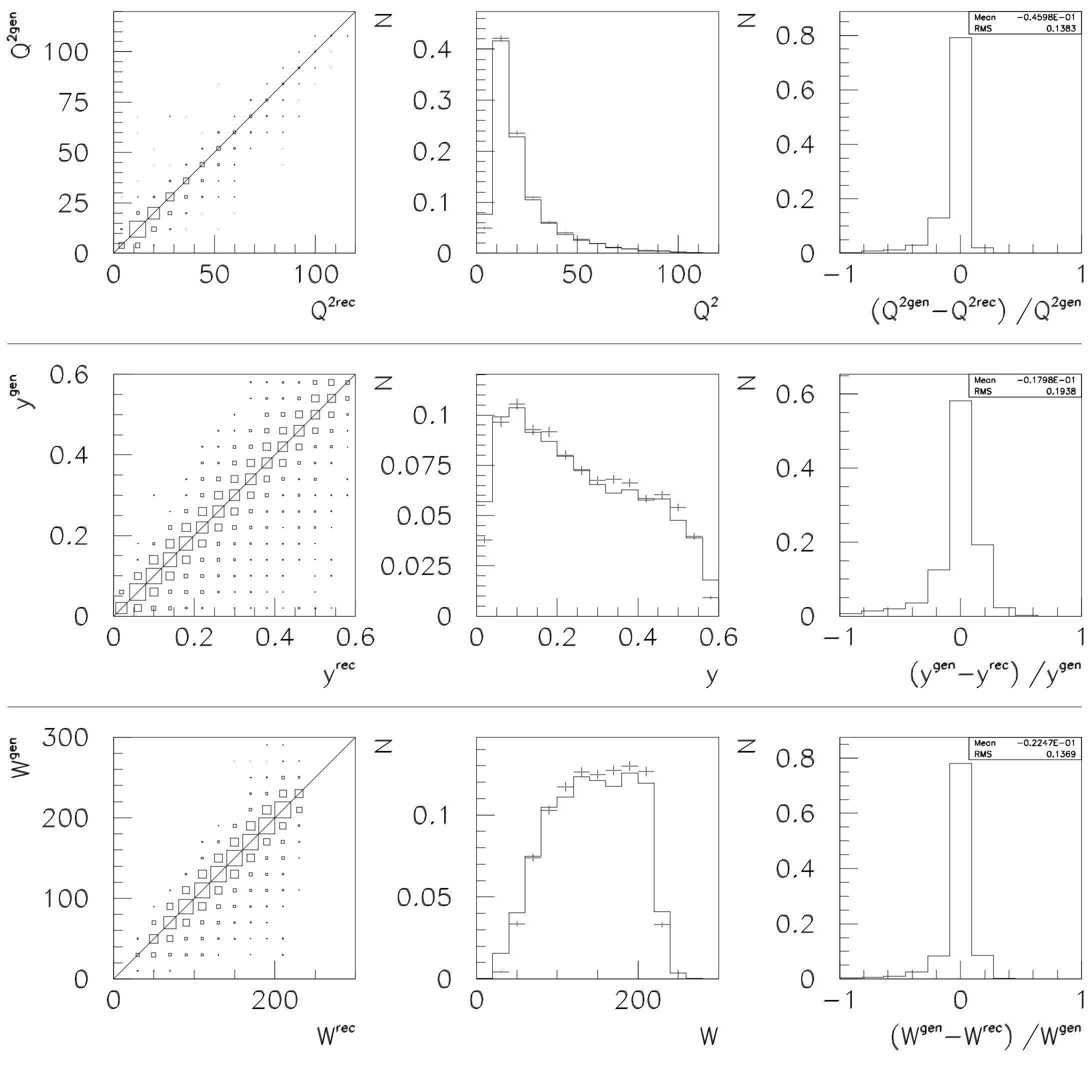


**Abbildung 5.2**: Kinematik mit der „y-weighted-averaging“-Methode mit dem Rapgap(1994)-Datensatz für diffraktive Ereignisse: Gezeigt sind die Korrelationen von $Q^2$ (in $GeV^2$), $y$ und $W$ (in $GeV$). Die Rekonstruktion ist deutlich besser als bei der Elektron-Methode.

Anfangszustand, so verschwindet das Photon durch das Strahlrohr. Als Folge davon ist die Original-Energie $E_{el}$ des Elektrons kleiner als angenommen und $y$ wird zu groß rekonstruiert. Die Abstrahlung eines Photons im Endzustand andererseits erfolgt in der Regel in sehr kleinem Winkel zum Elektron. Dadurch werden Photon und Elektron im Rückwärtskalorimeter nicht aufgelöst und zusammen als Elektron mit der Energie $E'_{el} + E_\gamma$ angesehen, so daß die Kinematik am Vertex des virtuellen Photons richtig berechnet wird. Wird das reelle Photon jedoch unter großem Winkel relativ zum Elektron abgestrahlt, wird die Kinematik am Vertex des virtuellen Photons falsch berechnet und $y$ falsch rekonstruiert.

### Die „y-weighted-averaging“-Methode

Es wird nun eine alternative Methode zur Rekonstruktion der Kinematik erläutert, die die Information über den hadronischen Endzustand einbezieht und eine verbesserte Rekonstruktion ermöglicht. Sie wurde von der Arbeitsgruppe für diffraktive Physik der H1-Kollaboration [25] entwickelt und in der vorliegenden Arbeit verwendet. $y$ wird aus einer Kombination des aus dem Elektron berechneten $y_{el}$ und dem nach der Doppelwinkel-Methode berechneten $y_{DA}$ berechnet. Bei der Doppelwinkel-Methode wird der Polarwinkel $\gamma$ des gesamten hadronischen Endzustandes definiert als

$$\cos\gamma = \frac{p_{x,had}^2 + p_{y,had}^2 - (E_{had} - p_{z,had})^2}{p_{x,had}^2 + p_{y,had}^2 + (E_{had} - p_{z,had})^2} \,, \tag{5.4}$$

wobei $E_{had}$ und $p_{i,had}$ die Komponenten des Summen-Vierervektors des hadronischen Endzustandes sind. $y_{DA}$ wird aus $\gamma$ und $\theta_{el}$ berechnet zu

$$y_{DA} = \frac{\sin\gamma(1+\cos\theta_{el})}{\sin\gamma + \sin\theta_{el} + \sin(\theta_{el}+\gamma)} \tag{5.5}$$

Damit und mit $y_{el}$ wird $y$ berechnet aus

$$y = y_{el}^2 + y_{DA}(1 - y_{DA}) \tag{5.6}$$

$Q^2$ wird aus $y$ und $\theta_{el}$ berechnet:

$$Q^2 = \frac{4E_{el}^2(1-y)}{\tan^2(\theta/2)} \tag{5.7}$$

Die Rekonstruktion von $W$ erfolgt in gleicher Weise aus $Q^2$ und $y$ nach (5.3). Abbildung 5.2 zeigt die Korrelationen zwischen den wahren und den nach dieser Methode rekonstruierten Variablen $Q^2$, $y$, und $W$. Man erkennt die deutlich verbesserte Rekonstruktion bei großen $y$ und $W$ sowie deren bessere relative Auflösung. Die Methode kombiniert die gute Auflösung der Elektron-Methode bei großen $y$ und die der Doppelwinkel-Methode bei kleinen $y$.

### 5.1.2 Die Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes

Bei diffraktiven Streuprozessen mit einer großen Rapiditätslücke ist das gesamte aus dem dissoziierten Photon entstandene System $X$ im Detektor „sichtbar“ und sollte gut rekonstruiert werden können. Die invariante Masse $M_X$ kann einfach aus

$$M_X^2 = E_{had}^2 - p_{x,had}^2 - p_{y,had}^2 - p_{z,had}^2 \tag{5.8}$$

berechnet werden. Es zeigt sich jedoch, daß die Rekonstruktion deutlich verbessert werden kann, wenn man die verbesserte $y$-Rekonstruktion der „y-weighted-averaging“-Methode ausnutzt:

$$M_X^2 = (E_{had}^2 - p_{x,had}^2 - p_{y,had}^2 - p_{z,had}^2)\ \frac{y}{y_{had}} \tag{5.9}$$

wobei $y_{had}$ gegeben ist durch

$$y_{had} = \frac{E_{had} - p_{z,had}}{2E_{el}} \tag{5.10}$$

Für diese Analyse wurde das so rekonstruierte $M_X$ noch mit einem zusätzlichen, aus der Korrelation bestimmten Korrekturfaktor $c_{Mx}$ multipliziert. Dieser Faktor wurde anhand der Korrelation mit dem wahren Wert von $M_X$ für diffraktive Ereignisse bestimmt zu

$$c_{Mx}(1994) = 1.1 \tag{5.11}$$

$$c_{Mx}(1996) = 1.0 \tag{5.12}$$

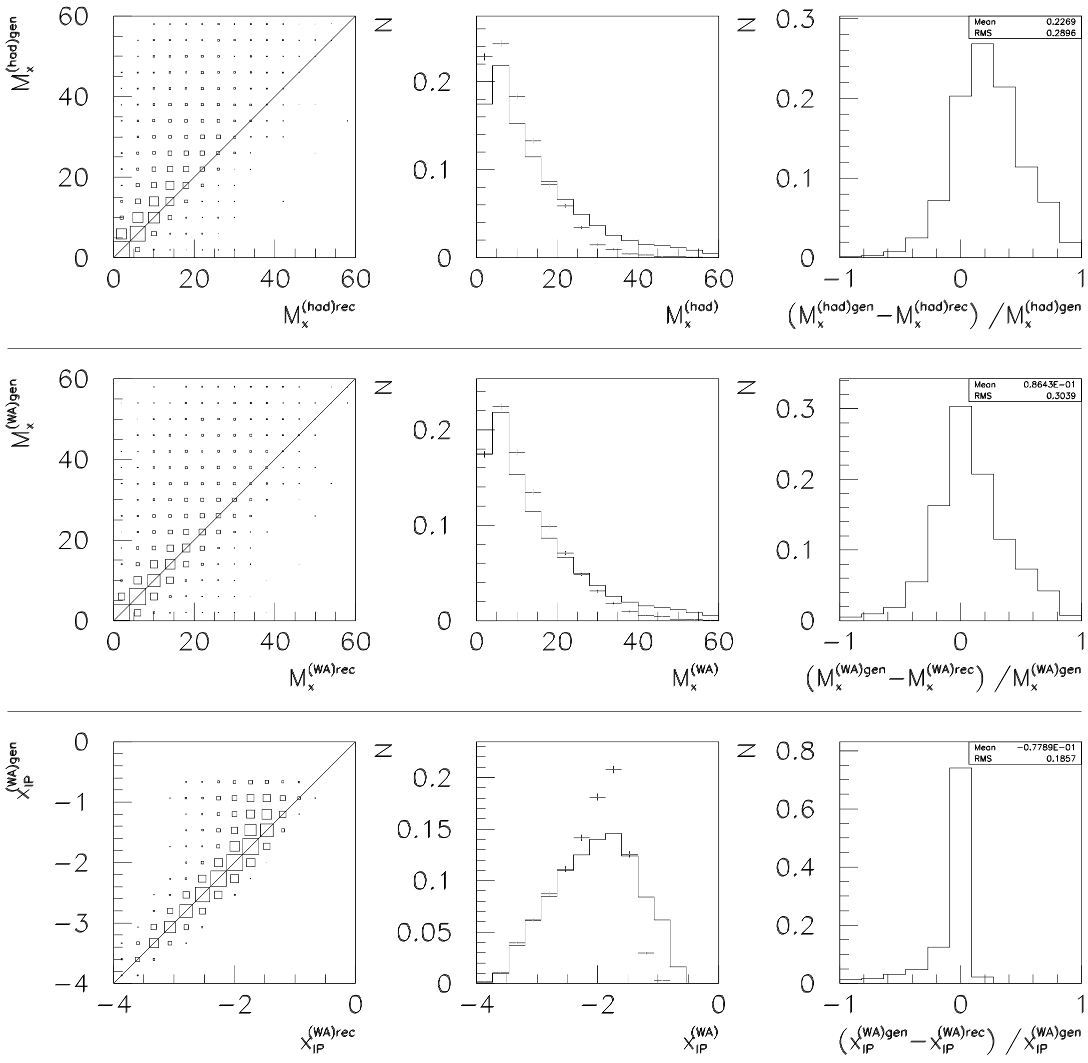


**Abbildung 5.3**: Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes mit dem Rapgap(1994)-Datensatz für diffraktive Ereignisse: Gezeigt sind Korrelationen für das nach (5.8) und (5.13) rekonstruierte $M_X$ (in $GeV$) sowie die Korrelation von $\log_{10} x_{IP}$ aus den nach der dargestellen Methode rekonstruierten Variablen.

Die endgültige Formel für die $M_X$-Rekonstruktion lautet somit:

$$M_X^2 = c_{Mx}\ (E_{had}^2 - p_{x,had}^2 - p_{y,had}^2 - p_{z,had}^2)\ \frac{y}{y_{had}} \tag{5.13}$$

Abbildung 5.3 zeigt die Korrelationen zwischen dem wahren und dem nach (5.8) sowie dem nach (5.13) rekonstruierten $M_X$. Man erkennt die deutlich verbesserte Rekonstruktion nach der zweiten Methode. Dies hat auch einen wesentlichen Einfluß auf die Rekonstruktion von $x_{IP}$. Die Korrelation zeigt jedoch einen deutlichen Ausläufer bei großen generierten $x_{IP}$, die zu klein rekonstruiert werden. Dies läßt sich aber nicht vermeiden, da hier ein Teil des Pomeron-Restes

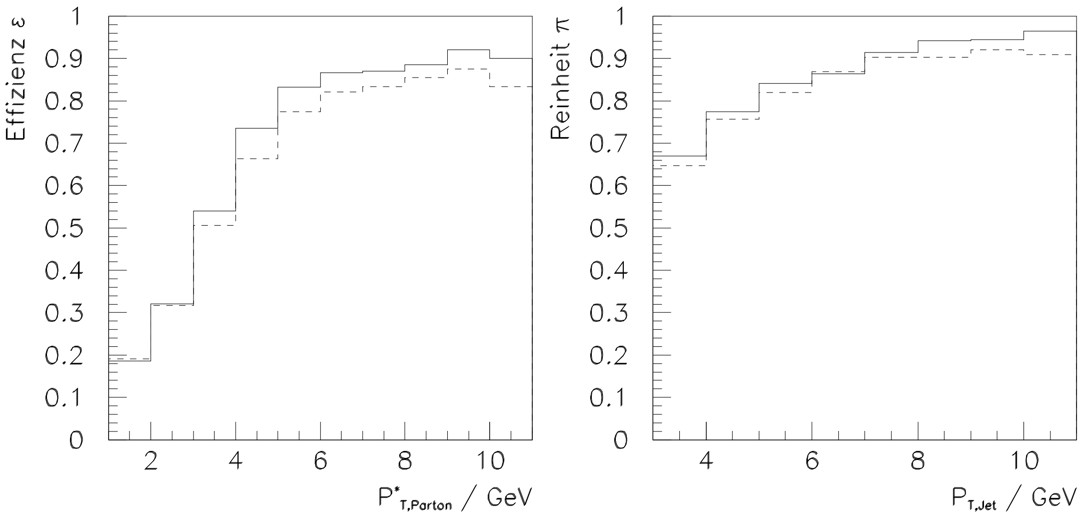


**Abbildung 5.4**: Effizienz und Reinheit mit dem Rapgap(1994)-Datensatz: Gezeigt sind links die Effizienz als Funktion von $P^*_{T,Parton}$ und rechts die Reinheit als Funktion von $P_{T,Jet}$. Bei der Suche nach Jets im hadronischen Schwerpunktsystem (*durchgezogen*) erreichen Effizienz und Reinheit etwas höhere Werte als bei der Suche im Laborsystem (*gestrichelt*).

durch das Strahlrohr verschwindet und nicht gemessen wird.

### 5.1.3 Jet-Parton-Korrelationen

**Reinheit und Effizienz**

Es wurde untersucht, wie gut man mit der vorgestellten Selektion von 2-Jet-Ereignissen Prozesse selektiert, bei denen auch wirklich zwei harte Partonen im Endzustand vorhanden sind (Prozesse der Ordnung $\alpha_{em}\alpha_s$) und ob ein bestimmtes Bezugssystem besonders geeignet ist, um Jets zu suchen. Dabei ist die Reinheit $\pi$ hier definiert als der Bruchteil der selektierten Ereignisse mit zwei Jets mit einem Mindest-$P_T$, die im Laborsystem im Intervall $\eta = -0.5 \ldots 2.5$ liegen, bei denen auch zwei harte Partonen im Endzustand in diesem $\eta$-Intervall vorhanden sind:

$$\pi(P_{T,min}) = \frac{N((2Jets, \eta = -0.5 \ldots 2.5, P_T > P_{T,min}) \wedge (2Partonen, \eta = -0.5 \ldots 2.5))}{N(2Jets, \eta = -0.5 \ldots 2.5, P_T > P_{T,min})} \quad (5.14)$$

Die Effizienz $\epsilon$ ist der Bruchteil der Ereignisse mit zwei harten Partonen, die auch als Zwei-Jet-Ereignisse selektiert werden:

$$\epsilon(P_{T,min}) = \frac{N((2Partonen, \eta = -0.5 \ldots 2.5, P_T > P_{T,min}) \wedge (2Jets, \eta = -0.5 \ldots 2.5))}{N(2Partonen, \eta = -0.5 \ldots 2.5, P_T > P_{T,min})} \quad (5.15)$$

In Abbildung 5.4 links sieht man die Effizienz $\epsilon$ als Funktion von $P^*_{T,min}$ (Parton) für die Suche nach Jets im hadronischen Schwerpunktsystem. Die Effizienz steigt mit zunehmendem $P^*_{T,min}$ rasch an und nähert sich asymptotisch einem Wert von ca. 0.9. Die Effizienz im Laborsystem (gestrichelt eingezeichnet) bleibt darunter zurück. Rechts sieht man die Reinheit $\pi$ als Funktion von $P_{T,min}$(Jet), definiert jeweils in dem Bezugssystem, in dem Jets gesucht wurden. Sie steigt von ca. 0.65 bei einem Mindest-$P_T$ von 3 $GeV$ langsam an. Auch die Reinheit erreicht im

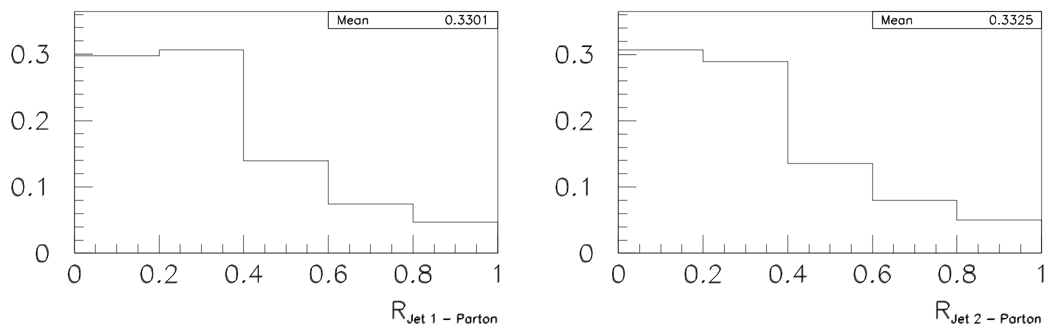


**Abbildung 5.5**: Jet-Parton-Korrelationen mit dem RAPGAP(1996)-Datensatz für diffraktive 2-Jet-Ereignisse: Gezeigt sind die Verteilungen des Abstandes zwischen Jet und zugeordnetem Parton in der $\eta^*$,$\phi^*$-Ebene für Jet 1 (*links*) und Jet 2 (*rechts*).

hadronischen Schwerpunktsystem leicht höhere Werte. Die Unterschiede sind allerdings nicht allzu groß.

Das hadronische Schwerpunktsystem ist aber auch aus theoretischen Überlegungen heraus das angemessenere System, um nach Jets zu suchen: Bei der tiefinelastischen Streuung hat das gestreute Elektron ein hohes $P_T$, das im Laborsystem zunächst von den Jets kompensiert werden muß. Daher ist das $P_T$ eines Jets im Laborsystem keine Variable, die mit einem „wahren" $P_T$ des zugrundeliegenden harten Prozesses identifiziert werden darf. Außerdem ist das Schwerpunktsystem das kanonische Bezugssystem für den Konus-Algorithmus, da ein Konus nicht forminvariant unter Lorentz-Transformationen mit einer transversalen Komponente ist.

### Jet-Parton-Korrelationen

Weiterhin wurden für selektierte (diffraktive) 2-Jet-Ereignisse die Korrelationen zwischen den 2 Jets und den 2 Partonen untersucht. Dabei wurden nicht, wie bei der Untersuchung von Reinheit und Effizienz, Schnitte auf die Partonen angewandt, sondern nur die Schnitte auf rekonstruiertem Niveau, so wie auch die Daten behandelt werden. Die Zuordnung der Partonen zu den Jets geschieht dabei in der Art, daß von den beiden möglichen Paarungen („Jet 1 mit Parton A, Jet 2 mit Parton B" und „Jet 1 mit Parton B, Jet 2 mit Parton A") diejenige als die richtige angenommen wird, bei der die quadratische Summe der beiden durch die Beziehung

$$R_{Jet-Parton} = \sqrt{(\Delta\eta^*)^2 + (\Delta\phi^*)^2} \tag{5.16}$$

in der $\eta^*$,$\phi^*$-Ebene definierten Jet-Parton-Distanzen minimal ist. „Jet 1" bezieht sich hier und im folgenden auf den Jet mit dem höheren $P_T^*$. Der mittlere Jet-Parton-Abstand beträgt für beide Jets etwa 0.3 (Abbildung 5.5). Die Korrelationen zeigen die Abbildungen 5.6 und 5.7. In $\eta^*$ und $\phi^*$ sind die Jets relativ gut mit den Partonen korreliert. In $P_T^*$ jedoch zeigen sich, insbesondere bei dem $P_T$-ärmeren Jet 2 Schwächen in der Rekonstruktion. Ein Grund hierfür sind Hadronisierungs-Effekte, die ein hartes Parton zu einem Jet werden lassen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auch versucht, die Korrelation durch einen erhöhten Mindest-$P_T$-Schnitt für Jets zu verbessern. Es ergaben sich dabei jedoch keine deutlichen Verbesserungen. Desweiteren wirkt sich ein höherer $P_T$-Schnitt aufgrund des steilen $P_T$-Spektrums drastisch auf die Ereignisrate aus,

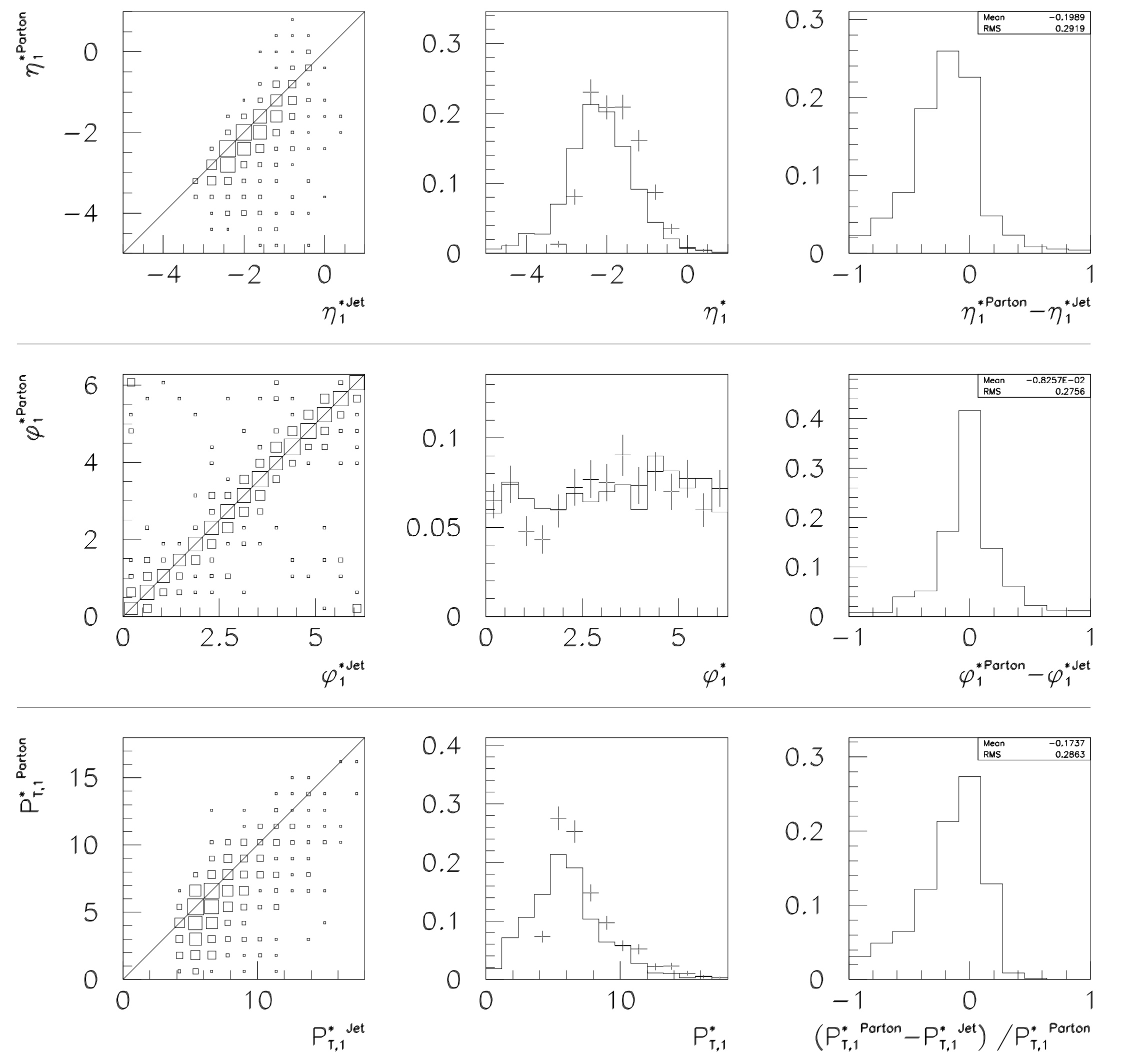


**Abbildung 5.6**: Jet-Parton-Korrelationen für Jet 1 mit dem RAPGAP(1996)-Datensatz für diffraktive 2-Jet-Ereignisse: Gezeigt sind die Korrelationen von $P_T^*$ (in $GeV$), $\eta^*$ und $\phi^*$ zwischen Jet 1 und dem zugeordneten Parton.

die für diffraktive 2-Jet-Ereignisse ohnehin nicht besonders hoch ist. Der mittlere Jet-Parton-Abstand beträgt für beide Jets etwa 0.3.

### Rekonstruktion der 2-Jet-Kinematik

Abbildung 5.8 zeigt, wie gut einige Variablen, die aus den Jets berechnet werden, rekonstruiert werden. Auffällig ist die schlechte Rekonstruktion von $\xi_{IP}$. Dies liegt zum einen an der schlechten Korrelation zwischen den Transversalimpulsen von Jets und Partonen, die dazu führt, daß $M_{12}$ falsch gemessen wird, zum anderen daran, daß $x_{IP}$ schlecht rekonstruiert wird, wenn Teile des Pomeron-Restes im Strahlrohr verschwinden und $M_X$ zu klein gemessen wird. Im Rahmen dieser

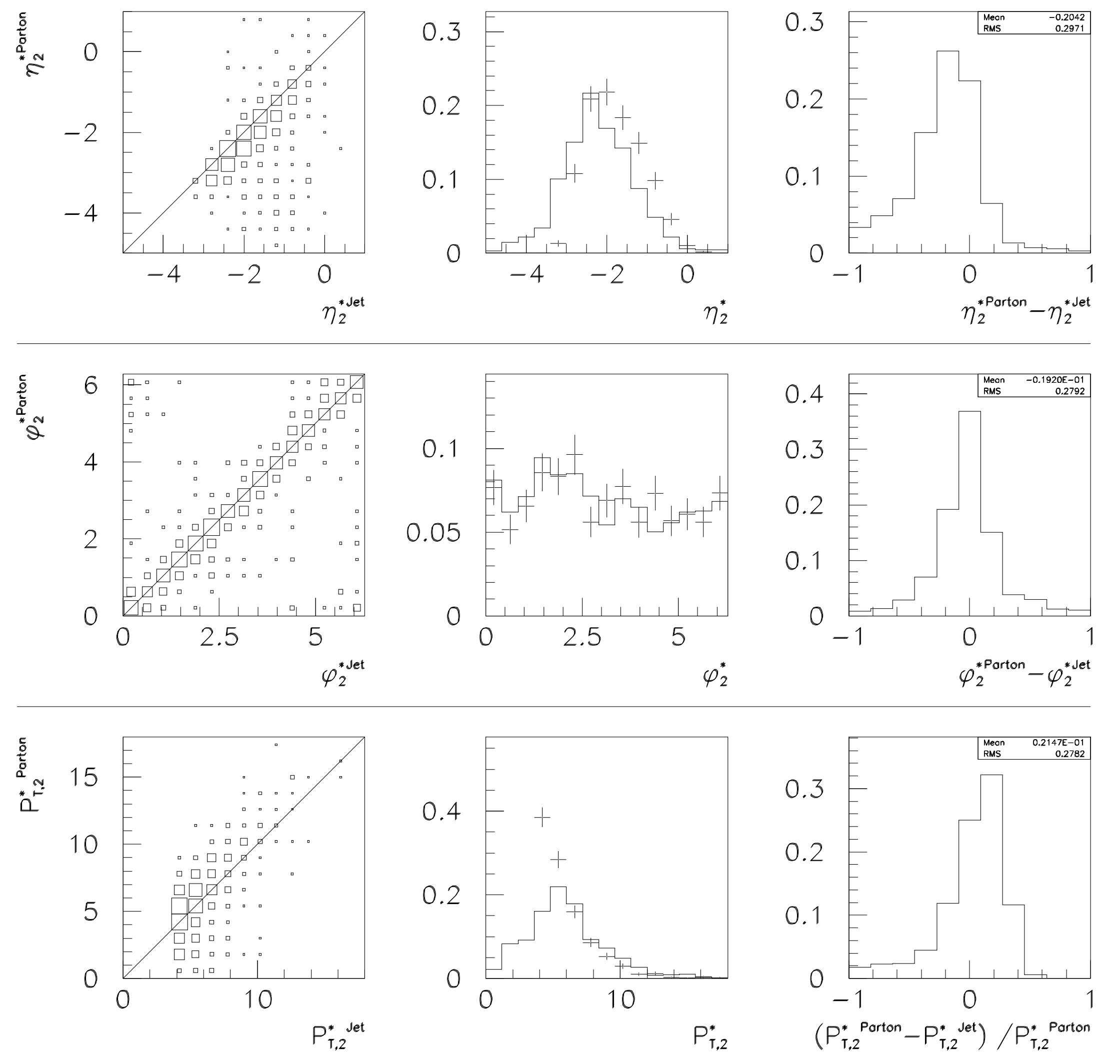


**Abbildung 5.7**: Jet-Parton-Korrelationen für Jet 2 mit dem Rapgap(1996)-Datensatz für diffraktive 2-Jet-Ereignisse: Gezeigt sind die Korrelationen von $P_T^*$ (in $GeV$), $\eta^*$ und $\phi^*$ zwischen Jet 2 und dem zugeordneten Parton.

Arbeit wurde versucht, die $\xi_{IP}$-Korrelation zu verbessern. Als vielversprechend stellte sich die Möglichkeit heraus, durch einen $y$-Schnitt den Bereich großer bzw. kleiner generierter $\xi_{IP}$ zu entvölkern und damit die großen Migrationen zu verringern. Von dieser Möglichkeit wurde jedoch bisher noch kein Gebrauch gemacht, da auch mit den Daten von 1996 die Zahl der Ereignisse relativ gering ist.

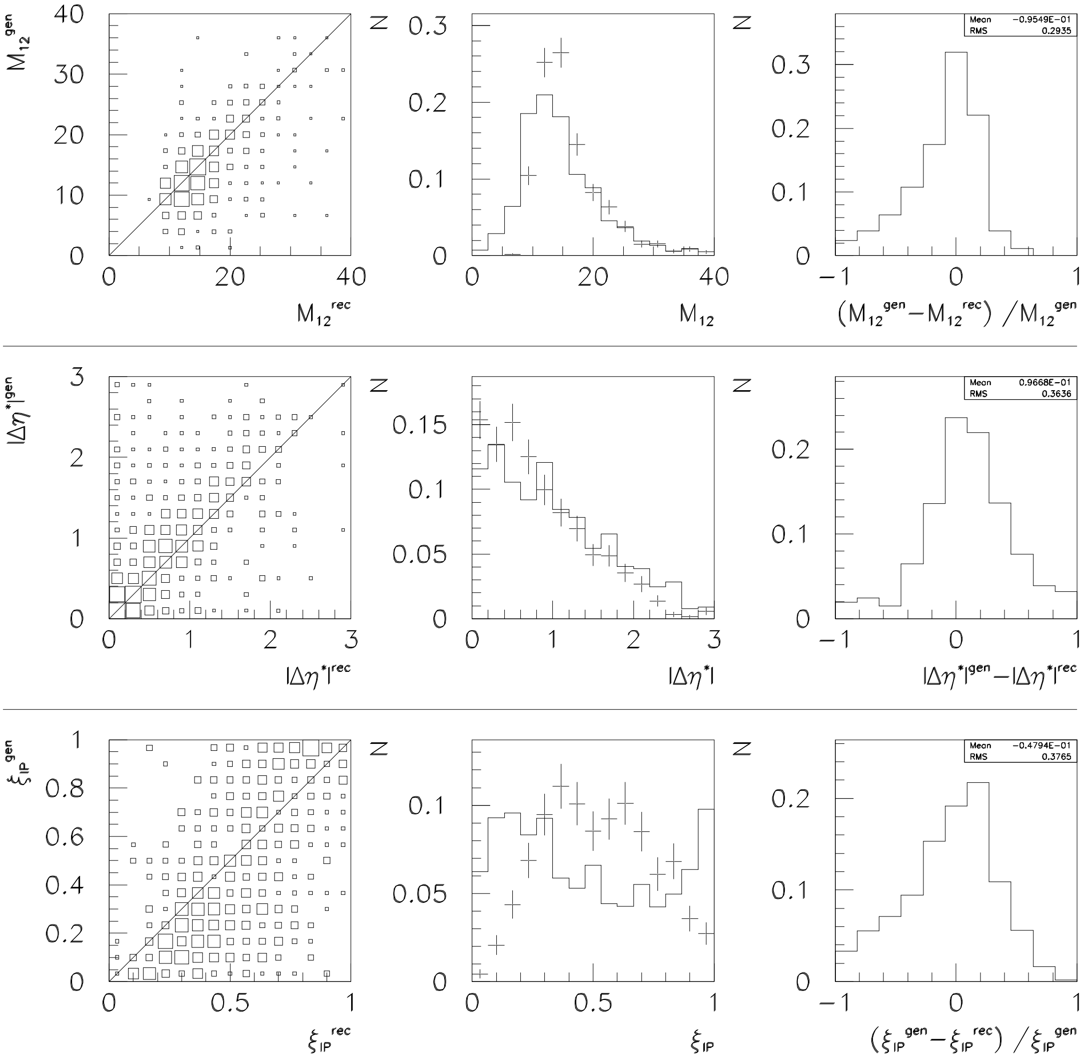


**Abbildung 5.8**: Rekonstruktion der 2-Jet-Kinematik mit dem Rapgap(1996)-Datensatz für diffraktive 2-Jet-Ereignisse: Gezeigt sind die Korrelationen von $M_{12}$, (in $GeV$) $|\Delta\eta^*|$ und $\xi_{IP}$.

## 5.2 Beschreibung der Daten durch die QCD-Modelle

Im Rahmen dieser Analyse wurden Daten der Jahre 1994 und 1996 untersucht. Im Jahre 1995 wurde der Detektor umgebaut. Dabei wurden insbesondere die Rückwärtsdetektoren ausgetauscht. Diese bereiteten in der Anfangsphase erhebliche Probleme. Aus diesem Grund gibt es auch für viele Ereignisarten noch keine abschließenden Analysen mit den Daten von 1996 und auch noch keine Monte-Carlo-Datensätze, bei denen der Detektor in der neuen Konfiguration von 1996 simuliert wurde.

Die Daten von 1994, die zugehörige Detektor-Kalibration und -Rekonstruktion sowie die Bestimmung der integrierten Luminosität sind sehr gut verstanden. Daher werden diese Daten im Rahmen dieser Arbeit zur Normierung der Daten von 1996 benutzt und es wird auf eine unabhängige Normierung der Daten von 1996 verzichtet. Dies ist kein besonderer Nachteil, da in dieser Analyse nur kleine Ereigniszahlen genutzt werden.

Problematischer ist die Frage, wie gut die Detektor-Kalibration für die Daten von 1996 bekannt ist. Von verschiedenen Arbeitsgruppen des H1-Experimentes wurden sytematische Untersuchungen des Energieflusses im Detektor für verschiedene Ereignisklassen durchgeführt. Dabei ergab sich ein Problem, dessen Lösung noch immer nicht definitiv gefunden wurde: Die Daten von 1996 zeigen im Bereich der Vorwärtskalorimeter im Mittel einen um ca. $10 - 15\%$ höheren Energiefluß als die von 1994. Dieser Unterschied wird vom Monte-Carlo zum großen Teil reproduziert. Für die Messung der diffraktiven Ereignisse ist das von Bedeutung, da es hier für die diffraktive Auswahl gerade auf die kleinen Energiedepositionen in den Vorwärtskalorimetern ankommt und auch die Rekonstruktion der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes $M_X$ davon beeinflußt wird.

Dies hat zur Folge, daß die diffraktiven Daten von 1994 und 1996 in einigen Verteilungen leicht voneinander abweichen. Die 2-Jet-Analysen werden ausschließlich mit den Daten von 1996 durchgeführt. Die Ergebnisse müssen allerdings bis zur definitiven Klärung des Energieflußproblems mit einer zusätzlichen Unsicherheit versehen werden. Dem wird zum Teil dadurch Rechnung getragen, daß große systematische Fehler für die Normierung und die Energieskalen angenommen werden.

### 5.2.1 Nicht-diffraktive Daten

Für die Untersuchungen mit nicht-diffraktiven Daten wurden nur die des Jahres 1994 verwendet. Für die 1996 gemessenen Daten wurde hierfür im Rahmen dieser Arbeit noch kein geeigneter Monte-Carlo-Datensatz von der H1-Kollaboration zur Verfügung gestellt.

Die selektierten nicht-diffraktiven Daten (d.h. die in Kapitel 4.3 vorgestellten Selektionsschnitte werden *nicht* erfüllt) der tiefinelastischen Streuung des Jahres 1994 werden mit dem mit dem Django-Generator erzeugten Monte-Carlo-Datensatz verglichen. Für den Vergleich mit den Daten wurden beide Datensätze mit dem gleichen Rekonstruktions- und Analyseprogramm und den gleichen Selektionsschnitten behandelt. Außerdem müssen noch folgende Punkte berücksichtigt werden

- Die Monte-Carlo-Ereignisse sind mit Gewichten versehen entsprechend

$$w(Q^2) = \frac{100}{Q^2} \; ; \qquad Q^2 < 100 \; GeV^2 \tag{5.17}$$

  Dies bedeutet, daß die Anzahl statistisch unabhängiger Ereignisse für die angewandten Schnitte nur 22% der aufgrund der integrierten Luminosität von 4.28 $pb^{-1}$ zu Erwartenden beträgt. Das mittlere Gewicht ist $< w >= 4.4$.

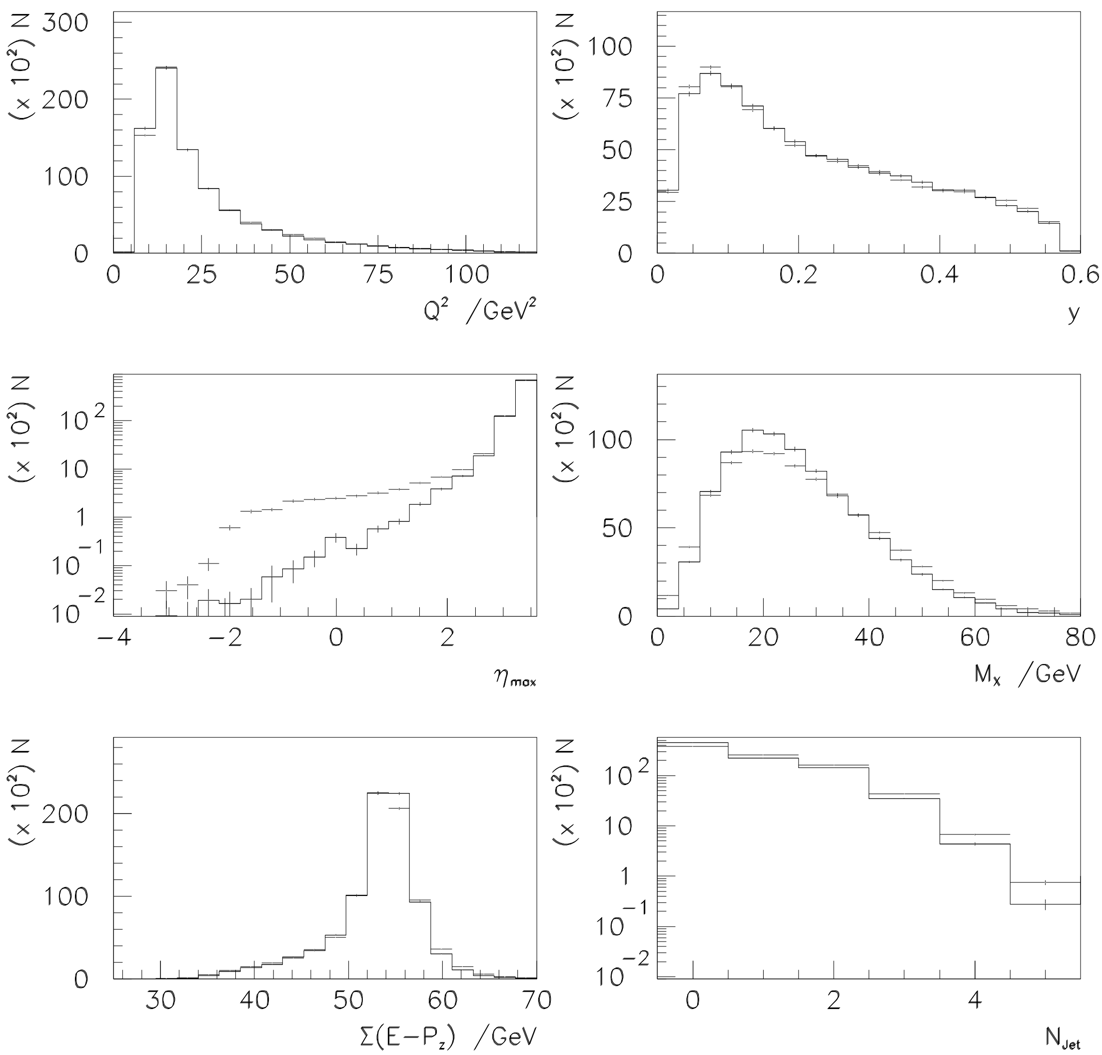


**Abbildung 5.9**: Beschreibung der nicht-diffraktiven Daten durch DJANGO: Gezeigt sind kinematische Verteilungen für inklusive nicht-diffraktive Ereignisse in den Daten von 1994 (*Kreuze*) und dem DJANGO-Datensatz (*Histogramme*).

- Die Verteilung der z-Vertex-Positionen in den Monte-Carlo-Ereignissen ist gegenüber der in den Daten gemessenen um ca. 5 *cm* verschoben. Um dies zu kompensieren, wurden die MC-Ereignisse umgewichtet.
- Um eine bessere Beschreibung der Daten durch die MC-Ereignisse zu erzielen, wurden diese auf die von H1 gemessene Strukturfunktion $F_2^{(H1)}(x, Q^2)$ umgewichtet (unter Festhaltung der Normierung).

Für den Vergleich der Daten mit der QCD-Vorhersage des Monte-Carlos wurde zunächst der Monte-Carlo-Datensatz so auf die Daten normiert, daß dieser die gleiche Anzahl von Ereignissen enthält. Diese Normierung wurde auch für den Vergleich der 2-Jet-Verteilungen beibehalten. Die Gesamtnormierung wird separat untersucht. Abbildung 5.9 zeigt verschiedene kinematische Verteilungen für die inklusiven Datensätze, also ohne 2-Jet-Schnitte. Im Einzelnen sind dargestellt:

- **Die $Q^2$-Verteilung**: Das $Q^2$-Spektrum erstreckt sich aufgrund der Selektionsschnitte von etwa 5 bis 120 $GeV^2$ und ist durch den charakteristischen Abfall mit $1/Q^4$ durch den Photon-Propagator bestimmt.

- **Die $y$-Verteilung**: Der Energieübertrag des Elektrons auf das ausgetauschte Photon fällt zu großen Werten hin ab. In der Abbildung ist das für die Analyse benutzte, nach der „y-weighted-averaging"-Methode rekonstruierte, $y_{WA}$ gezeigt. Dieses kann auch kleinere Werte als $y_{e,min} = 0.05$ annehmen.

- **Das $\eta_{max}$-Spektrum**: Die Verteilung zeigt ein scharfes Maximum an der Akzeptanzgrenze des Flüssig-Argon-Kalorimeters (LAr) bei $\eta = 3.6$ und fällt zu kleineren Werten hin steil ab, da für nicht-diffraktive Ereignisse aufgrund des Farbstrings das Auftreten einer großen Rapiditätslücke exponentiell unterdrückt ist. Die Ereignisse mit kleinen $\eta_{max}$-Werten besitzen zwar eine Rapiditätslücke im Bereich des LAr, wurden jedoch aufgrund von Energiedeposition in den Vorwärtsdetektoren als nicht-diffraktiv klassifiziert.

- **Die $M_X$-Verteilung**: $M_X$ ist die invariante Masse des Summenvektors aller im Detektor sichtbaren Teilchen des hadronischen Endzustandes. Für nicht-diffraktive Ereignisse hat diese keine besondere Bedeutung, da ein unbekannter Teil des Endzustandes als Protonrest im Strahlrohr verschwindet. Für diffraktive Ereignisse entspricht sie der Masse des $\gamma^* IP$-Systems.

- **Die Summe $\Sigma_i(E_i - p_{z,i})$**: Die Verteilung hat ein ausgeprägtes Maximum bei dem kinematisch erwarteten Wert von $2E_{el} = 55\ GeV$. Die Verschmierung kommt durch Detektor-Akzeptanzen und -Auflösung zustande, der Schwanz zu kleinen Werten hin durch die Abstrahlung eines reellen Photons im Anfangszustand des Elektrons („initial state radiation"). Die Tatsache, daß DJANGO die Verteilung auch bei kleinen Werten sehr gut beschreibt läßt den Schluß zu, daß die Daten weitgehend frei von Untergrund durch Photoproduktion sind.

- **Die Jet-Multiplizität $N_{Jet}$**: Die Anzahl der gefundenen Jets mit einer Mindestenergie von 3 $GeV$ fällt schnell mit $N_{Jet}$ ab. Für mehr als zwei Jets bleibt die Monte-Carlo-Vorhersage signifikant unter den Daten zurück.

Insgesamt liefert der DJANGO-Datensatz eine gute Beschreibung der meisten inklusiven Verteilungen. Nur in den $M_X$- und $\eta_{max}$-Verteilungen zeigen sich signifikante Unterschiede. Diese sind durch in den Daten vorhandene diffraktive Ereignisse erklärbar, die aber die diffraktiven Selektionsschnitte nicht erfüllt haben.

Nun soll die Beschreibung der Kinematik von 2-Jet-Ereignissen untersucht werden (siehe Abbildung 5.10). Im Einzelnen werden gezeigt:

- **Die $1/2 \sum \eta^*$-Verteilung**: $1/2 \sum \eta^*$, die mittlere Pseudorapidität der beiden Jets im hadronischen Schwerpunktsystem, stellt den „Boost" des hadronischen Schwerpunktsystems ($^*$) gegenüber dem Parton-Parton-Ruhesystem ($^+$) dar, in dem die Rapiditätssumme der auslaufenden Partonen per Definition verschwindet:

$$\eta_1^+ + \eta_2^+ = 0 \tag{5.18}$$

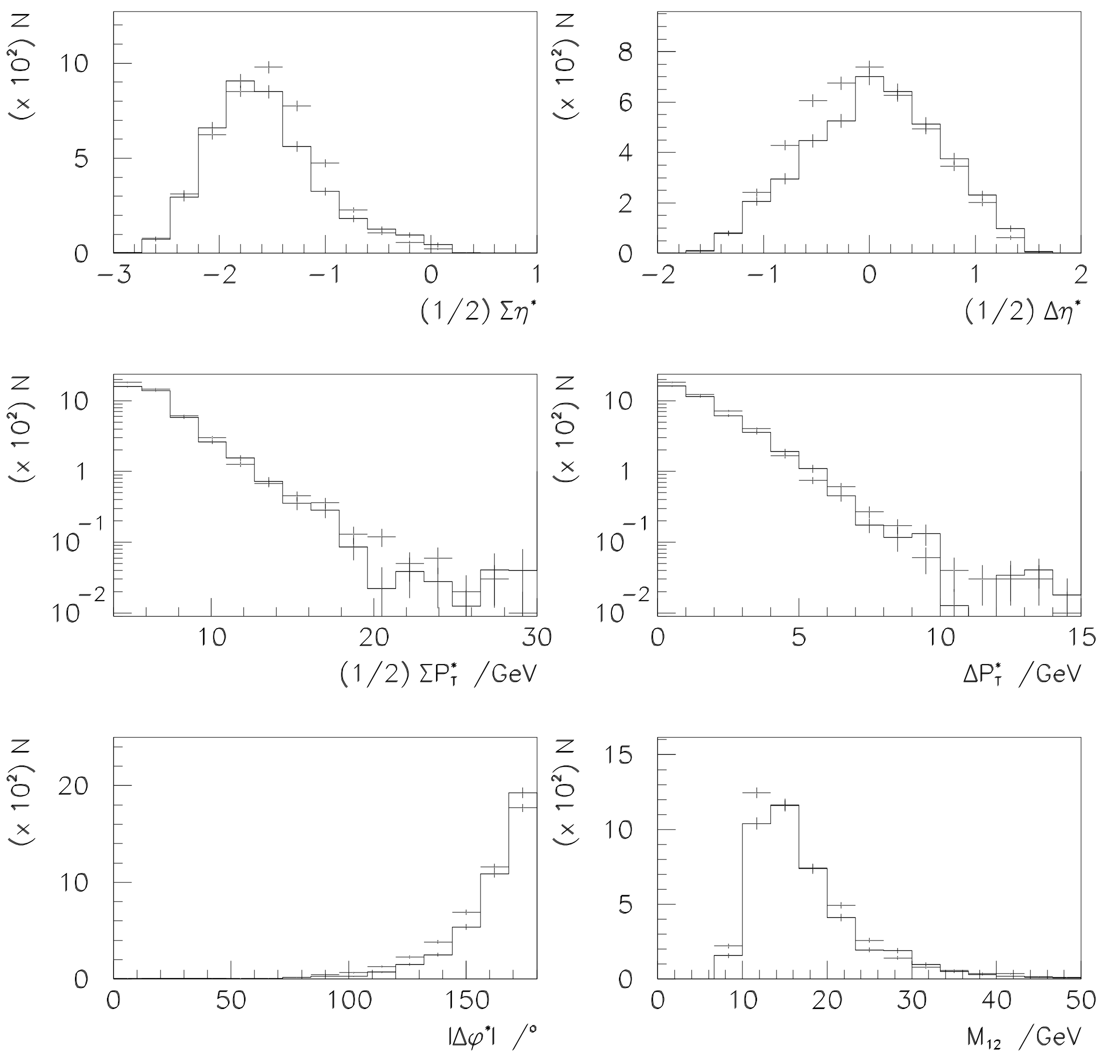


**Abbildung 5.10**: Beschreibung der nicht-diffraktiven Daten durch Django: Gezeigt sind kinematische Verteilungen für nicht-diffraktive 2-Jet-Ereignisse in den Daten von 1994 (*Kreuze*) und dem Django-Datensatz (*Histogramme*).

$$\eta^* = \eta^+ + \eta_{Boost} \qquad \Longrightarrow \qquad 1/2\ (\eta_1^* + \eta_2^*) = \eta_{Boost} \tag{5.19}$$

Die Größe dieses Boosts hängt von der Ereigniskinematik ($y$,$x$) ab und variiert zwischen $-3$ und 0.

- **Die** $1/2\Delta\eta^*$**-Verteilung**: Die Rapiditätsdifferenz der Jets bzw. Partonen ist im Parton-Parton-Ruhesystem direkt mit dem Partonstreuwinkel $\theta^+$ verknüpft:

$$|\cos(\theta^+)| = |\tanh(\frac{1}{2}\Delta\eta_{12}^+)| \tag{5.20}$$

Da Rapiditätsdifferenzen invariant unter Lorentz-Transformationen entlang der z-Achse sind, gilt dies auch für $1/2\Delta\eta^*_{12}$ im hadronischen Schwerpunktsystem. Die Verteilung ist symmetrisch um 0.

- **Das $< P^*_{T,Jet} >$-Spektrum**: Das Spektrum der mittleren Transversalimpulse der beiden Jets zeigt einen steilen Abfall.
- **Die $\Delta P^*_{T,Jet}$- und $\Delta\phi^*$-Verteilungen**: Auch diese Verteilungen haben einen steilen Verlauf. Unterschiede zu einer exakten 2-Parton-Konfiguration ($\Delta P^*_T = 0$ , $\Delta\phi^* = 180^o$) sind durch Fragmentationseffekte sowie Prozesse höherer Ordung QCD zu erwarten, bei denen ein zusätzliches hartes Parton erzeugt, aber nicht als Jet erkannt wird.
- **Die $M_{12}$-Verteilung**: Die invariante Masse der beiden Jets ist aufgrund der Selektion stets größer als 8 $GeV$ und erreicht Werte von über 40 $GeV$.

Man erkennt, daß auch die $P^*_{T,Jet}$-Verteilungen der 2-Jet-Ereignisse gut vom Monte-Carlo beschrieben werden. Bei den anderen Verteilungen, insebesondere bei den $\eta^*_{Jet}$-Verteilungen, zeigen sich deutliche Unterschiede zu den Daten. Die Schwierigkeiten von Monte-Carlo-Modellen, in einigen Verteilungen der Jet-Kinematik die Daten zu beschreiben, sind ein bekanntes Phänomen (siehe hierzu u.a. [22]). Für diese Analyse ist das jedoch von untergeordneter Bedeutung.

### 5.2.2 Diffraktive Daten

Analog werden nun die diffraktiven Daten auf ihre Beschreibung durch den mit RAPGAP erzeugten Datensatz überprüft. Beachtet werden muß hierbei:

- Auch der RAPGAP-Datensatz enthält gewichtete Ereignisse entsprechend

$$w(Q^2) = \frac{25}{Q^2}\ ; \qquad Q^2 < 25\ GeV^2 \tag{5.21}$$

  Das mittlere (maximale) Gewicht ist jedoch nur etwa 1.5 (5.5) für inklusive Ereignisse, 1.2 (3.0) für 2-Jet-Ereignisse und 1.05 (2.1) für 2-Jet-Ereignisse mit $\theta_{el} < 170^o$.
- Die Monte-Carlo-Daten wurden aufgrund der unterschiedlichen z-Vertex-Verteilungen umgewichtet.

Der verwendete RAPGAP-Datensatz stand zunächst nur in einer für das Jahr 1994 gültigen Detektor-Simulation zur Verfügung. Um auch eine Nutzung der diffraktiven 2-Jet-Daten von 1996 mit ihrer wesentlich höheren Statisitk nutzbar zu machen, wurde der RAPGAP-Datensatz einer erneuten Detektorsimulation unter den Bedingungen von 1996 zugeführt. Die beiden Datensätze werden im folgenden als „RAPGAP(1994)“ und „RAPGAP(1996)“ bezeichnet. Sie sind aber bis zum Niveau stabiler Hadronen, also bis auf die Simulation des Detektors, völlig identisch.

#### Daten des Jahres 1994

Der Monte-Carlo-Datensatz wurde wieder so auf die inklusiven Daten normiert, daß die Ereignisanzahl die gleiche ist wie in den Daten. Diese Normierung wurde auch für die 2-Jet-Verteilungen so beibehalten. Abbildung 5.11 zeigt die im letzten Abschnitt erläuterten Verteilungen für die diffraktiven Daten von 1994 und RAPGAP. Man erkennt, daß die für die Generation der Monte-Carlo-Ereignisse verwendete H1-EILAT-Parametrisierung der diffraktiven tiefinelastischen Streuung eine sehr gute Beschreibung der Daten liefert. $Q^2$,$y$,$M_X$ und $\eta_{max}$ werden exzellent beschrieben. Das $M_X$-Spektrum ist deutlich weicher als für nicht-diffraktive Ereignisse. Abbildung 5.12 zeigt die Verteilungen der diffraktiven Variablen $x_{IP}$ und $\beta$ für inklusive diffraktive Ereignisse.

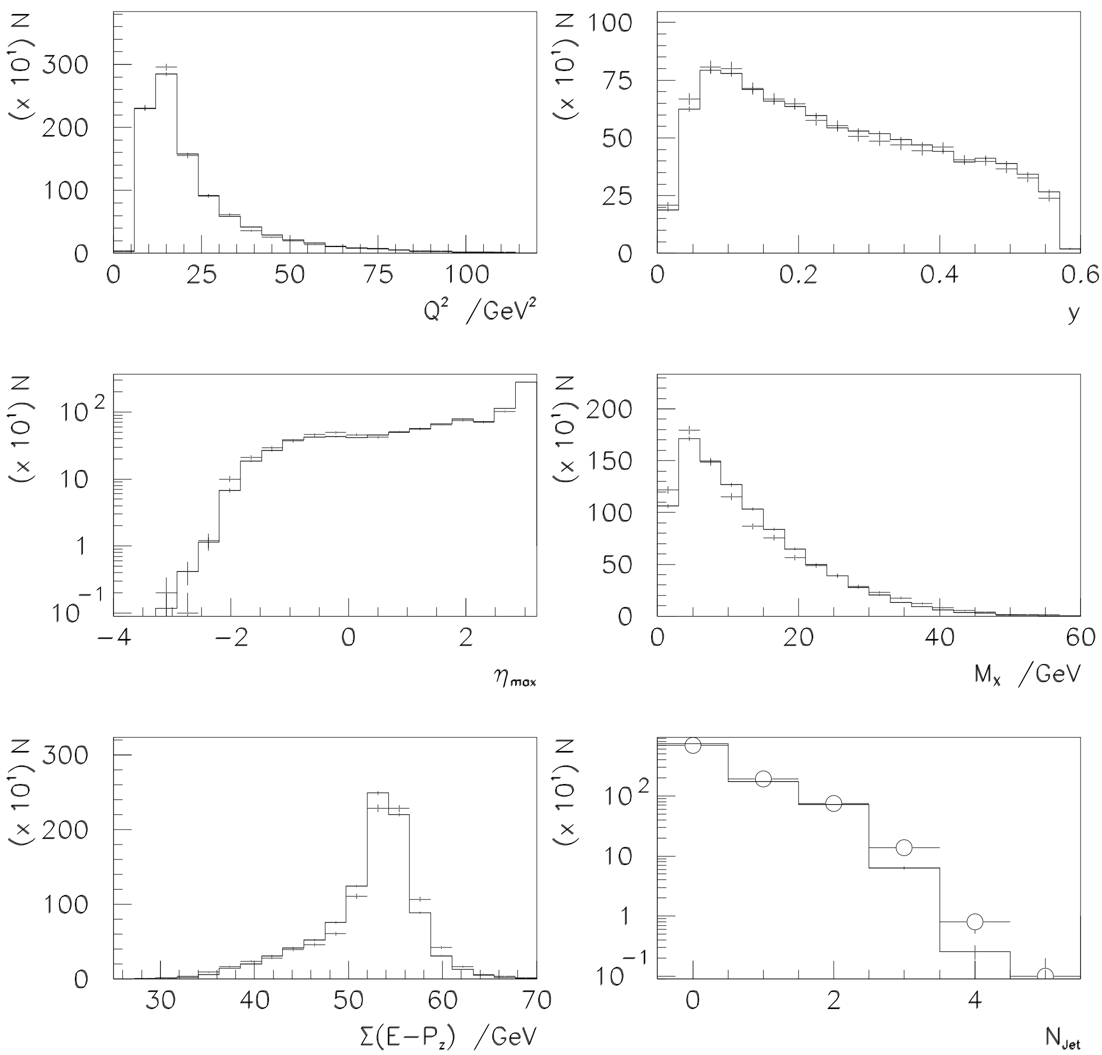


**Abbildung 5.11**: Beschreibung der diffraktiven Daten durch Rapgap: Gezeigt sind kinematische Verteilungen für inklusive diffraktive Ereignisse in den Daten von 1994 (*Kreuze*) und dem Rapgap(1994)-Datensatz (*Histogramme*).

- **Das $x_{IP}$-Spektrum**: $x_{IP}$, der Impulsbruchteil des Pomerons aus dem Proton, bewegt sich zwischen Werten von $10^{-4}$ und $10^{-1}$. Die untere Grenze ist durch die kinematische Auswahl tiefinelastischer Ereignisse gegeben, die obere durch die Akzeptanz für diffraktive Ereignisse aufgrund der Selektion über eine Rapiditätslücke im Vorwärtsbereich. Die Verteilung zeigt, daß die in der H1-Eilat-Parametrisierung verwendeten Pomeron- und Reggeon-Flußfaktoren eine gute Beschreibung der Daten liefern.

- **Das $\beta$-Spektrum**: Für inklusive diffraktive Ereignisse ist in einem faktorisierbaren Modell $\beta$ der Impulsbruchteil des Partons aus dem Pomeron, an dem die harte Streuung des Photons erfolgt. Dieser verteilt sich auf Werte von etwa $10^{-2}$ bis 1. Der kinematische Bereich

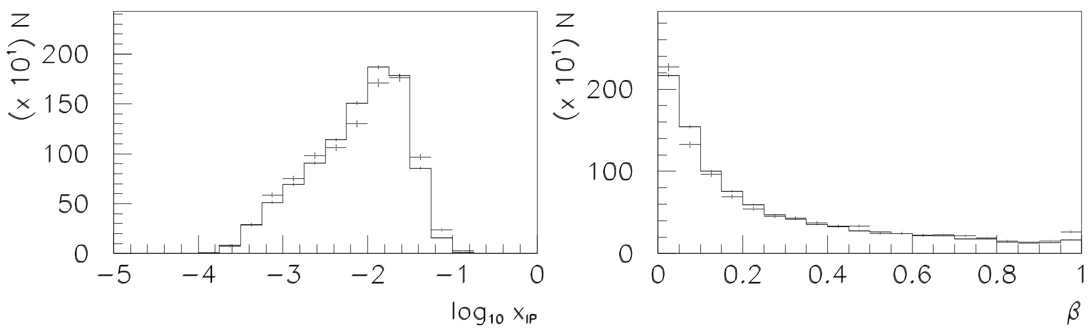


**Abbildung 5.12**: Beschreibung der diffraktiven Daten durch RAPGAP: Gezeigt sind Verteilungen der diffraktiven Kinematik für inklusive diffraktive Ereignisse in den Daten von 1994 (*Kreuze*) und dem RAPGAP(1994)-Datensatz (*Histogramme*).

von $\beta$ ergibt sich auch direkt aus der Beziehung $x_{Bj} = x_{IP}\ \beta$. Man sieht, daß bei einem kleinen Teil der Ereignisse der größte Teil des Pomeronimpulses von dem in den harten Streuprozeß eingehenden Parton getragen wird. Bei dem Großteil der Ereignisse jedoch ist $\beta$ wesentlich kleiner als 1. Die Verteilung wird sehr gut vom Monte-Carlo reproduziert. Sie ist dominiert von Quark-induzierten Streuprozessen. Dies ist ein Beleg dafür, daß die im Monte-Carlo verwendeten Quarkdichten aus den inklusiven Messungen gut bekannt sind.

Abbildung 5.13 zeigt die Verteilungen der 2-Jet-Kinematik. Die $< P_T^* >$- und $\Delta P_T^*$-Verteilungen der Jets sind weicher als für nicht-diffraktive Ereignisse. $< \eta^* >$ liegt im Mittel bei etwas kleineren Werten als bei nicht-diffraktiven Ereignissen. Die Verteilungen werden ebenfalls gut beschrieben. Dies belegt, daß es sich bei den diffraktiven 2-Jet-Ereignissen um harte Streuprozesse handelt.

### Daten des Jahres 1996

Es werden nun die kinematischen Verteilungen der diffraktiven 2-Jet-Ereignisse in den Daten von 1996 vorgestellt und mit denen des RAPGAP(1996)-Datensatzes sowie der Daten von 1994 verglichen. Zunächst soll nur die Form der Verteilungen untersucht werden. Auf die Normierung wird in Abschnitt 5.3 eingegangen. Hier wurden die Monte-Carlo- und 1994-Datensätze auf die Anzahl der Ereignisse in 1996 normiert. In den Abbildungen 5.14 und 5.15 werden die kinematischen Verteilungen gezeigt. Die Verteilungen der Daten von 1994 sind aufgrund der geringen Statistik mit relativ großen Fehlern behaftet. Außerdem wurden sie dem für 1996 angewandten strengeren $\theta_{el}$-Schnitt bei $170^o$ unterworfen. Das Ergebnis ist:

- Der RAPGAP(1996)-Datensatz liefert in allen Verteilungen eine gute Beschreibung der diffraktiven 2-Jet-Daten von 1996, die in den meisten Verteilungen auch kompatibel mit den Daten von 1994 ist.

- **Die $\xi_{\mathbf{IP}}$-Verteilung** gibt bei 2-Jet-Ereignissen den rekonstruierten Impulsbruchteil des Partons aus dem Pomeron an, das in den harten Streuprozeß eingeht. Diese Größe ermöglicht eine direkte Messung der Gluondichte im Pomeron. Man erkennt, daß sowohl Ereignisse mit kleinen als auch solche mit großen Impulsbruchteilen in den Daten vorhanden sind. Durch eine Entfaltung kann die wahre Impulsverteilung $\xi_{IP}^{true}$ in den Daten bestimmt und so die Gluondichte direkt gemessen werden.

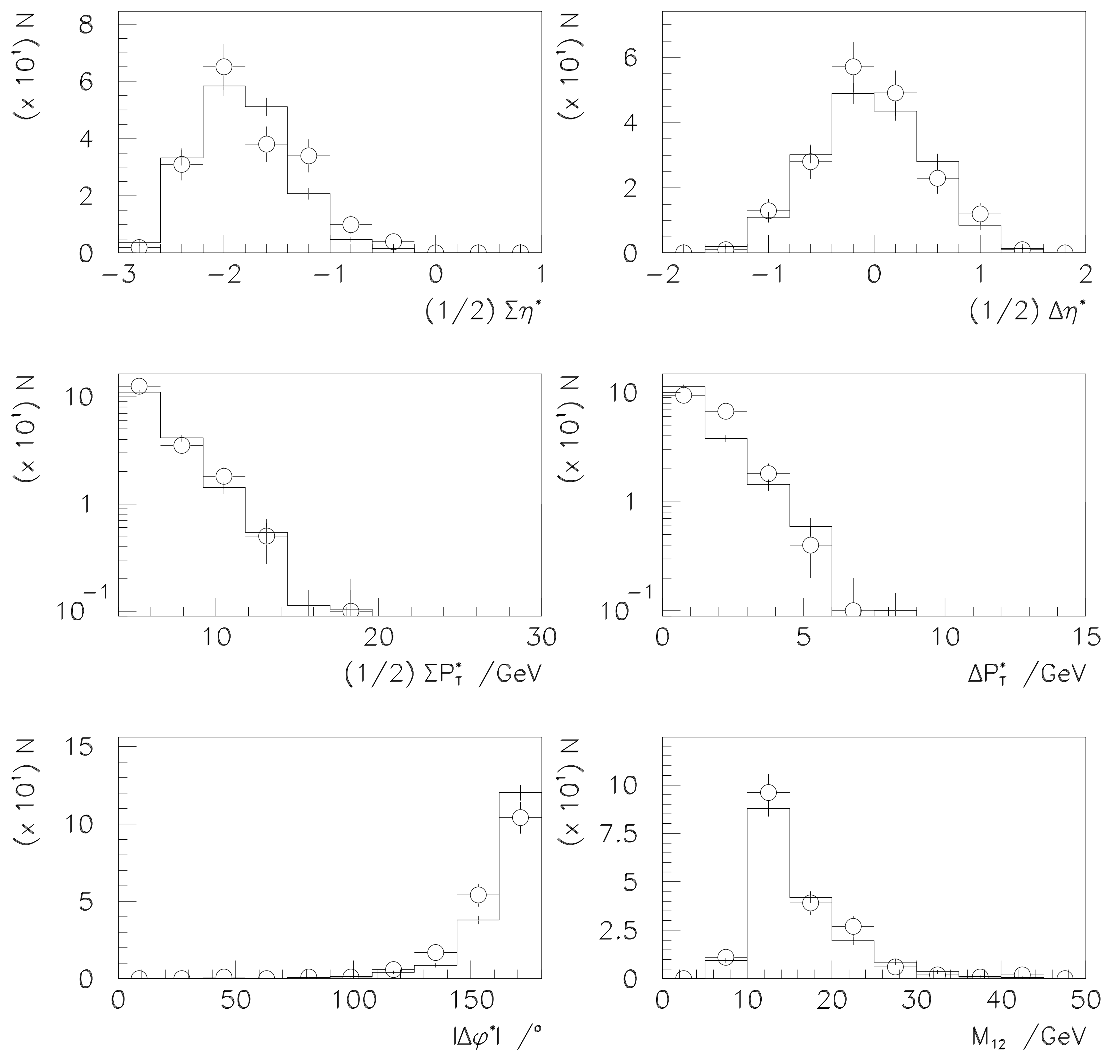


**Abbildung 5.13**: Beschreibung der diffraktiven Daten durch Rapgap: Gezeigt sind kinematische Verteilungen für diffraktive 2-Jet-Ereignisse in den Daten von 1994 (*Kreuze*) und dem Rapgap(1994)-Datensatz (*Histogramme*).

- Die Verteilungen von $M_X$ und damit auch die von $\xi_{IP}$ zeigen leichte Unterschiede zwischen den Daten von 1996 und 1994, die allerdings statistisch kaum signifikant sind. Dies ist vermutlich auf den Energiefluß im Vorwärtsbereich des Detektors zurückzuführen. Insbesondere die sehr sensitive $\xi_{IP}$-Verteilung zeigt Unterschiede. Die Daten von 1994 würden also eine etwas weichere Form der Gluondichte erzwingen als die von 1996. Für die Messung der Gluondichte werden aufgrund der wesentlich höheren Statistik die Daten von 1996 benutzt. Die hieraus gewonnenen Ergebnisse sind jedoch aufgrund dieses Befundes mit einer zusätzlichen Unsicherheit behaftet.

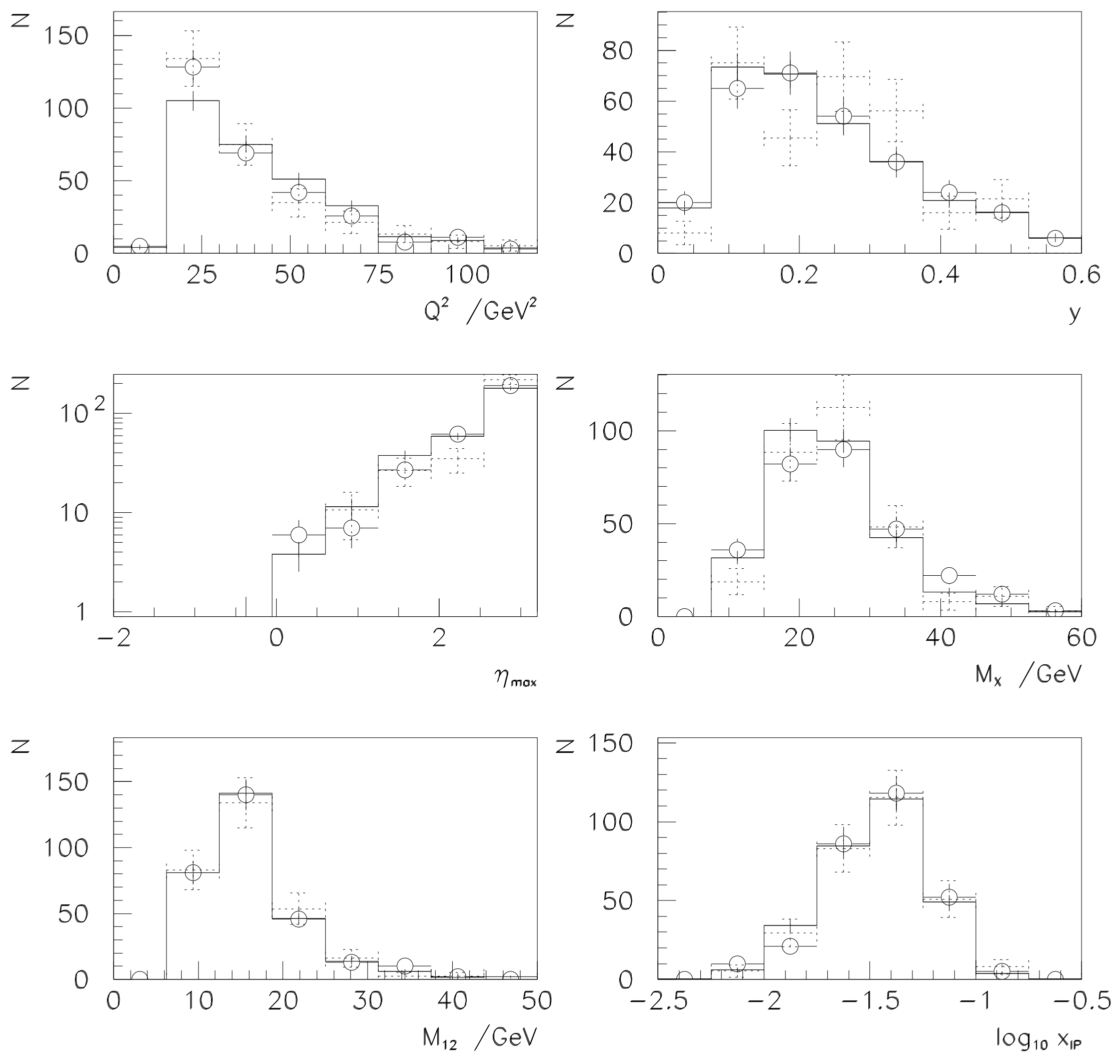


**Abbildung 5.14**: Beschreibung der diffraktiven Daten durch Rapgap: Gezeigt sind kinematische Verteilungen für diffraktive 2-Jet-Ereignisse in den Daten von 1996 (*weiße Kreise*) und dem Rapgap(1996)-Datensatz (*Histogramme*) sowie für die Daten von 1994 (*gepunktete Kreuze*).

### 5.2.3 Transversaler Energiefluß und Jet-Profile

Abbildung 5.16 zeigt den mittleren transversalen Energiefluß pro Ereignis als Funktion der Pseudorapidität $\eta$ im Laborsystem für inklusive nicht-diffraktive und diffraktive Ereignisse von 1994 und die jeweiligen Monte-Carlo-Verteilungen. Der Energiefluß wird für nicht-diffraktive Ereignisse einigermaßen, für diffraktive Ereignisse sehr gut von den auf den QCD-Modellen beruhenden Monte-Carlo-Datensätzen beschrieben.

Auffällig sind die deutlichen Unterschiede im Energiefluß zwischen diffraktiven und nicht-diffraktiven Ereignissen. Bei letzteren erkennt man einen in Richtung des Proton-Restes kontinuierlichen, durch den Farbstring hervorgerufenen, Energiefluß. Der Energiefluß steigt so-

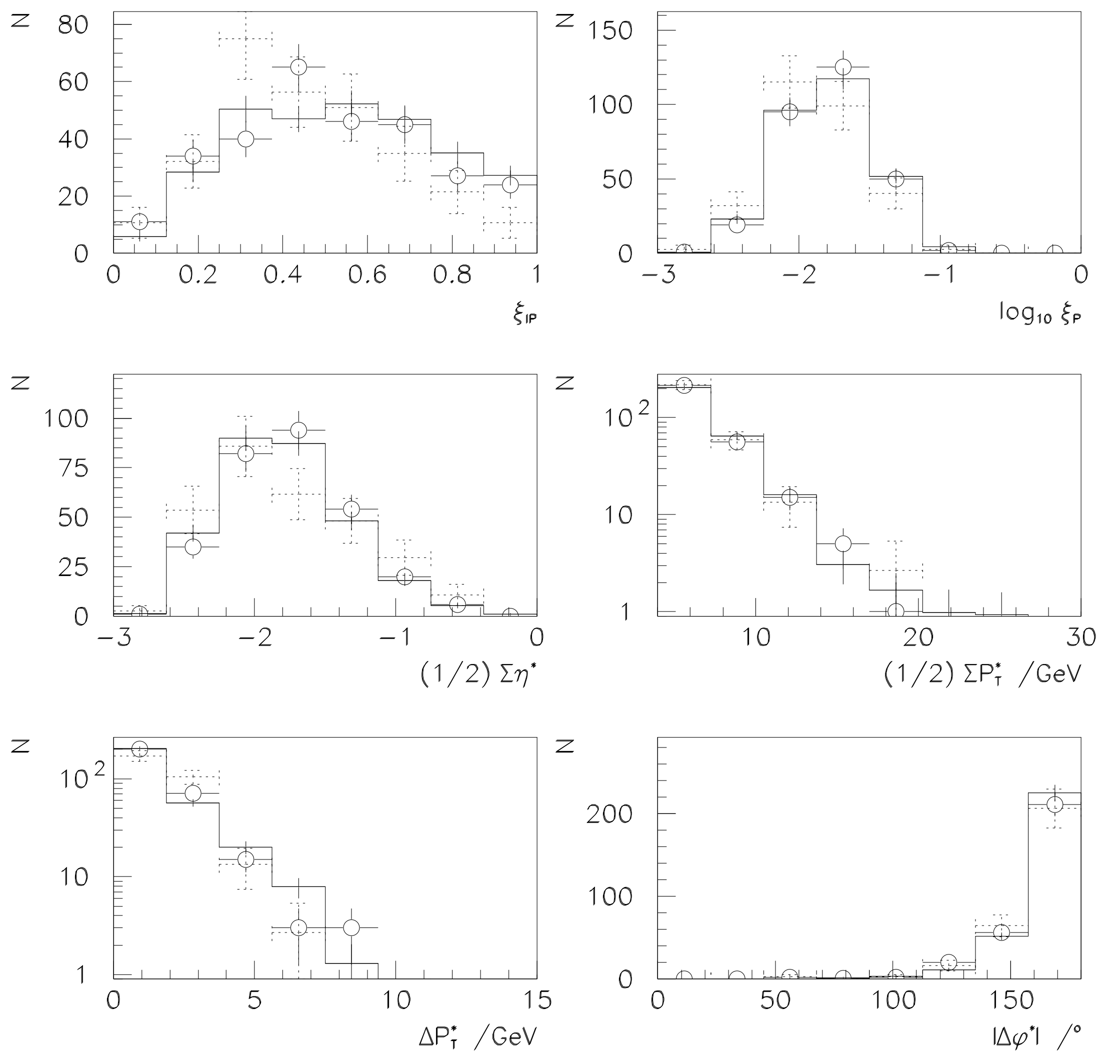


**Abbildung 5.15**: Beschreibung der diffraktiven Daten durch RAPGAP: Gezeigt sind kinematische Verteilungen für diffraktive 2-Jet-Ereignisse in den Daten von 1996 (*weiße Kreise*) und dem RAPGAP(1996)-Datensatz (*Histogramme*) sowie für die Daten von 1994 (*gepunktete Kreuze*).

gar kurz vor der Akzeptanzgrenze des LAr-Kalorimeters wieder an, man sieht hier den Ausläufer des Protonrestes. Die diffraktiven Ereignisse zeigen einen starken Abfall des Energieflusses in Vorwärtsrichtung aufgrund des Fehlens eines Farbstrings zwischen dem Photon-Pomeron-System und dem auslaufenden Proton. Detaillierte Untersuchungen zum Energiefluß in der diffraktiven Streuung finden sich in [26] bzw. [27].

Abbildung 5.17 zeigt den mitteren Energiefluß für diffraktive 2-Jet-Ereignisse von 1996 und die Monte-Carlo-Vorhersage. Man erkennt, daß der mittlere Energiefluß für Jet-Ereignisse wesentlich höher ist. Er wird von RAPGAP(1996) gut beschieben.

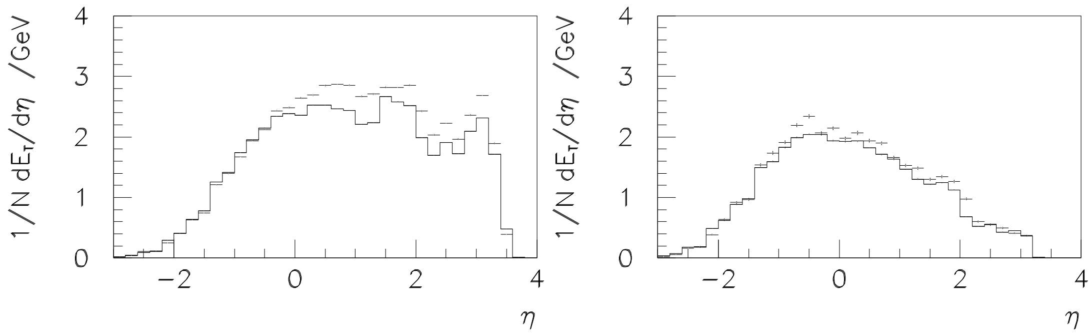


**Abbildung 5.16**: Globaler Energiefluß: Gezeigt ist der mittlere transversale $E_T$-Fluß pro Ereignis für inklusive nicht-diffraktive (*links*) und diffraktive (*rechts*) Ereignisse der Daten von 1994 (*Kreuze*) und die entsprechenden Monte-Carlo-Ereignisse (*Histogramme*).

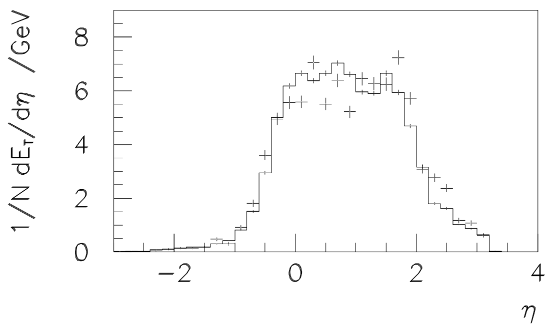


**Abbildung 5.17**: Globaler Energiefluß: Gezeigt ist der mittlere transversale $E_T$-Fluß pro Ereignis für diffraktive 2-Jet-Ereignisse der Daten von 1996 (*Kreuze*) und die Monte-Carlo-Ereignisse von RAPGAP(1996) (*Histogramm*).

Abbildungen 5.18 und 5.19 schließlich zeigen Jetprofile in $\Delta\eta$ und $\Delta\phi$, bezogen auf die Jetachse

$$\Delta\eta = \eta - \eta_{Jet} \tag{5.22}$$

$$\Delta\phi = \phi - \phi_{Jet} \tag{5.23}$$

für nicht-diffraktive und diffraktive Ereignisse. Diese wurden erhalten, indem die transversale Energie in einem eine Einheit breiten Streifen der jeweils anderen Dimension aufsummiert wurde. Die Jetprofile werden auch sehr gut vom Monte-Carlo beschrieben. Man erkennt einen niederenergetischen Energieteppich außerhalb der eigentlichen Jets, das „Pedestal". Dessen Energie beträgt für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung etwa 0.3 *GeV* pro Flächeneinheit. Die Asymmetrie der Pedestal-Energie in Vorwärtsrichtung ist bei den nicht-diffraktiven Ereignissen stärker ausgeprägt aufgrund des Farbstrings zum Protonrest. Bei den $\phi$-Profilen erkennt man den gegenüberliegenden anderen Jet.

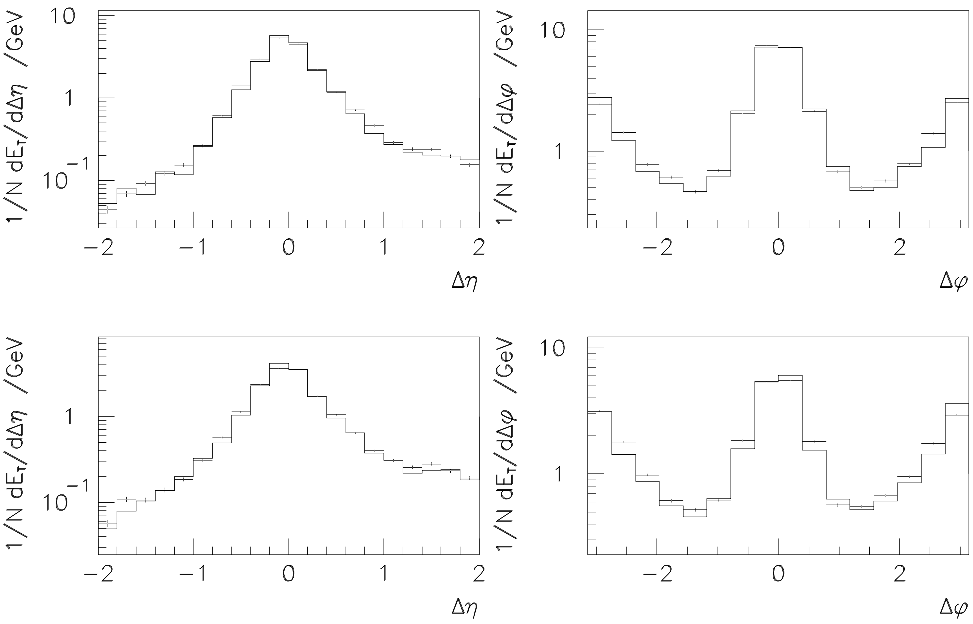


**Abbildung 5.18**: Jetprofile in $\eta$ (*links*) und $\phi$ (*rechts*) für den ersten (höheres $P_T$,*oben*) und zweiten (*unten*) Jet in nicht-diffraktiven Ereignissen der Daten von 1994 (*Kreuze*) und DJANGO-Ereignissen (*Histogramme*).

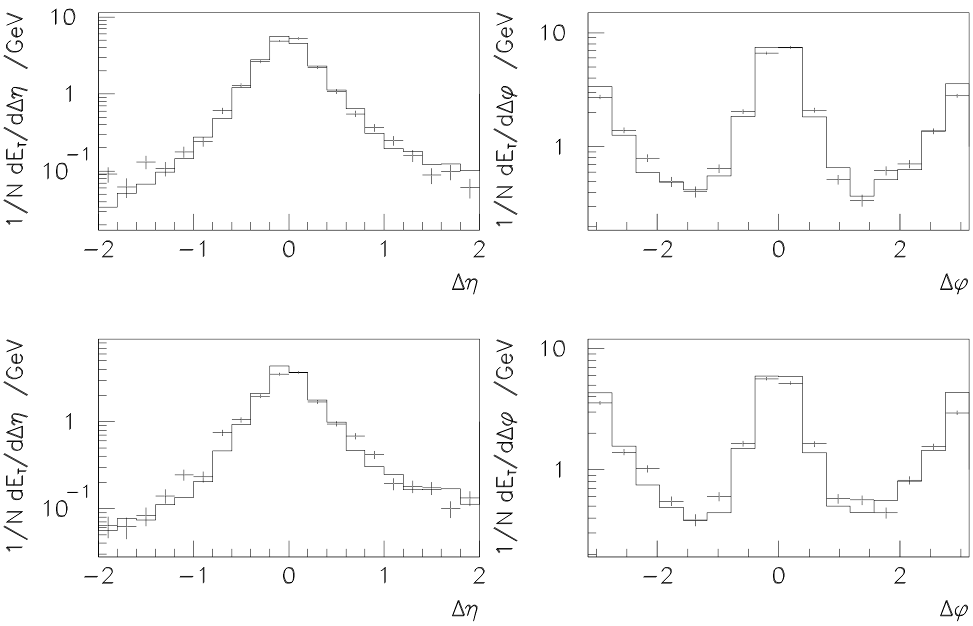


**Abbildung 5.19**: Jetprofile in $\eta$ (*links*) und $\phi$ (*rechts*) für den ersten (höheres $P_T$,*oben*) und zweiten (*unten*) Jet in diffraktiven Ereignissen der Daten von 1996 (*Kreuze*) und RAPGAP-Ereignissen (*Histogramme*).

## 5.3 Die absoluten Normierungen von Daten und Monte-Carlo

Abschließend sollen noch die Gesamtnormierungen in den verschiedenen untersuchten Daten- und Monte-Carlo-Selektionen verglichen werden.

- Der Django-Datensatz (Luminosität $\mathcal{L} = 4.28\ pb^{-1}$) kann die Ereignisrate pro integrierter Luminosität in den nicht-diffraktiven Daten von 1994 nur bis auf etwa 10% beschreiben (siehe Tabelle 5.1). Pro Luminositätseinheit ergeben sich in den Daten $49650 \pm 169$, im Django-Monte-Carlo $54880 \pm 1090$ Ereignisse. Der große Monte-Carlo-Fehler rührt von der Gewichtung her.

- Die integrierte Luminosität des Rapgap-Datensatzes beträgt $\mathcal{L} = 9.2\ pb^{-1}$. In den Daten von 1994 erhält man $5678 \pm 58$ diffraktive Ereignisse pro Luminositätseinheit, im Rapgap-Datensatz $6317 \pm 47$. Auch hier liegen also die Daten etwa 10% unter dem Monte-Carlo.

- Wie bereits angesprochen wurden die Daten von 1996 dadurch normiert, daß die Anzahl von inklusiven (diffraktiven und nicht-diffraktiven) 2-Jet-Ereignissen im gleichen kinematischen Bereich in den Daten von 1996 und 1994 verglichen wurden. Daraus ergibt sich für die Luminosität von 1996:
$$\mathcal{L}_{1996} = 5.4\ pb^{-1}$$

- Die Ereigniszahlen pro Luminositätseinheit für diffraktive 2-Jet-Ereignisse sind jeweils für die Daten von 1994 und 1996 sowie für die beiden Rapgap-Datensätze im Rahmen der Fehler miteinander kompatibel.

- Die Tatsache, daß die diffraktive 2-Jet-Rate in den 1996er Daten um etwa 30% kleiner ist (1994: 15%) als die aufgrund der inklusiven Messungen diffraktiver Ereignisse erwartete Ereigniszahl, ist nur bedingt relevant. Diese beruht fast nur auf Quark-induzierten Ereignissen und der Gluonanteil wird nur indirekt aus Skalenverletzungen erhalten. Eine Änderung der Gluondichte um 30% würde die 2-Jet-Rate beschreiben, ohne das Ergebnis der inklusiven Messungen in Frage zu stellen.

| Datensatz | Jahr | $N$ | $N_{true}$ | $\mathcal{L}\ /pb^{-1}$ | $(N/\mathcal{L})\ /pb$ |
|---|---|---|---|---|---|
| nicht-diffraktive Daten | 1994 | 85200 | - | 1.72 | $49650 \pm 169$ |
| nicht-diffraktives Django | 1994 | 234890 | 51675 | 4.28 | $54880 \pm 1090$ |
| diffraktive Daten | 1994 | 9743 | - | 1.72 | $5678 \pm 58$ |
| diffraktives Rapgap | 1994 | 58120 | 39982 | 9.2 | $6317 \pm 47$ |
| diffr. 2-Jet, Daten ($\theta_{el} < 170^o$) | 1994 | 108 | - | 1.72 | $63 \pm 6$ |
| diffr. 2-Jet, Daten ($\theta_{el} < 170^o$) | 1996 | 292 | - | 5.41 | $54 \pm 3$ |
| diffr. 2-Jet, Rapgap ($\theta_{el} < 170^o$) | 1994 | 672 | 650 | 9.2 | $73 \pm 3$ |
| diffr. 2-Jet, Rapgap ($\theta_{el} < 170^o$) | 1996 | 709 | 680 | 9.2 | $77 \pm 3$ |

**Tabelle 5.1**: Absolute Normierung: Gezeigt sind für die verschiedenen Sätze von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen die Anzahl der Ereignisse $N$, die Anzahl statistisch unabhängiger Ereignisse bei gewichteten MC-Datensätzen $N_{true}$, die integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ in $pb^{-1}$ sowie die Ereigniszahl pro Luminositätseinheit $(N/\mathcal{L})$ in $pb$.

## 5.4 Zusammenfassung

Im ersten Teil dieses Kapitels wurde die Rekonstruktion der kinematischen Variablen, des hadronischen Endzustandes und der 2-Jet-Kinematik erläutert. Die kinematischen Variablen $Q^2$,$y$ und das für die Bestimmung der diffraktiven Kinematik wichtige $M_X$ können relativ gut rekonstruiert werden. Hierbei spielen die gemeinsame Verwendung von Spuren und Kalorimeter-Clustern (kombinierte Objekte) sowie die „y-weighted-averaging"-Methode eine wichtige Rolle. Durch die Anwendung eines Konus-Algorithmus im hadronischen Schwerpunktsystem wird eine gute räumliche Korrelation zwischen den Partonen aus dem harten Subprozeß und den gemessenen Jets erreicht. In $P_T^*$ ist die Korrelation schlechter. Dies ist auch einer der Gründe dafür, daß die Rekonstruktion von $\xi_{IP}$, dem Impulsbruchteil relativ zum Pomeron, nicht optimal ist.

Im zweiten Teil des Kapitels wurden die diffraktiven und nicht-diffraktiven Datensätze von 1994 und 1996 auf ihre Beschreibung durch QCD-Modelle untersucht. Die Beschreibung der diffraktiven tiefinelastischen Streuung in einem faktorisierbaren Modell, bei dem die Pomeron- und Reggeon-Flußfaktoren sowie die Partonverteilungen aus einer QCD-Analyse der inklusiven Messung der diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(x_{IP}, \beta, Q^2)$ erhalten wurden, ist in der Lage, die inklusiven diffraktiven Daten sehr gut zu beschreiben. Die Verteilungen der 2-Jet-Kinematik und die Jet-Profile werden ebenfalls gut beschrieben. Es handelt sich bei den diffraktiven 2-Jet-Ereignissen also um harte Streuprozesse. In dem gemessenen $\xi_{IP}$-Spektrum sind sowohl kleine als auch große Impulsbruchteile vertreten. Mit einer Entfaltung in $\xi_{IP}$ kann die wahre Impulsverteilung und damit die Gluondichte im Pomeron in den Daten gemessen werden.

Aufgrund der Probleme im Verständnis des Energieflusses im Vorwärtsbereich des Detektors in 1996 sind die Verteilungen von $M_X$ und $\xi_{IP}$ in den Daten von 1994 und 1996 leicht unterschiedlich. Für die weiteren Untersuchungen werden die Daten von 1996 verwendet. Die daraus abgeleiteten Ergebnisse müssen aber bis zur Klärung dieses Problems mit einer zusätzlichen Unsicherheit versehen werden.

Die absolute Normierung der 1996er Daten wurde anhand der inklusiven 2-Jet-Rate relativ zu den Daten von 1994 durchgeführt. Die Tatsache, daß die diffraktive 2-Jet-Rate der 1996er Daten etwa 30% unter der des Monte-Carlos, aber kompatibel mit der in 1994 ist, steht nicht im Widerspruch zu den inklusiven Messungen, da diese im Gegensatz zu den 2-Jet-Ereignissen kaum von der Gluondichte im Pomeron abhängen.

# Kapitel 6

# Vergleiche Diffraktiv - Nicht-Diffraktiv

In der Anfangsphase dieser Arbeit wurden Unterschiede in den Verteilungen kinematischer Variablen zwischen diffraktiven und nicht-diffraktiven Ereignissen untersucht mit dem Ziel, zwischen verschiedenen Modellvorstellungen der diffraktiven Streuung zu unterscheiden. In Modellen der diffraktiven tiefinelastischen Streuung wie etwa dem von Buchmüller wird vorhergesagt, daß diffraktive und nicht-diffraktive Ereignisse bei kleinem $x_{Bj}$ in gleicher Weise auf Boson-Gluon-Fusion, den in diesem Bereich dominanten Prozeß, zurückzuführen sind. In beiden Fällen streut das Photon also hart an einem Gluon aus dem Proton. Bei den diffraktiven Ereignissen wird danach die Farbneutralität lediglich durch eine weiche Wechselwirkung mit dem Farbfeld des Protons hergestellt, was keine Änderungen an der Impulskonfiguration der harten Partonen bewirkt. Dieses Modell wird durch die Tatsache gestützt, daß etwa 10% der Ereignisse diffraktiver Natur sind, was sich im Buchmüller-Modell zwanglos aus der 1/9-Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Farb-Singuletts ergibt.

Eine Möglichkeit für Vergleiche von diffraktiven und nicht-diffraktiven Ereignissen ist die Bildung von Verhältnissen („Ratios“)

$$\frac{dR}{dx} = \frac{(dN/dx)^{diffr.}}{(dN/dx)^{nicht-diffr.}} \tag{6.1}$$

von Verteilungen diffraktiver und nicht-diffraktiver Ereignisse. Dies hat den Vorteil, daß die so gebildeten Verhältnisse weitgehend frei von Detektor-Effekten wie Effizienz oder Akzeptanz sind, wenn man davon ausgeht, daß diese für diffraktive und nicht-diffraktive Ereignisse gleich sind.

## 6.1 Verhältnisse in $x$ und $Q^2$

Für die inklusiven diffraktiven und nicht-diffraktiven Ereignisse des Jahres 1994 wurden Verhältnisse in den kinematischen Variablen $x_{Bj}$ und $Q^2$ gebildet (siehe Abbildung 6.1). Eine solche Untersuchung ist bereits in [5] vorgestellt worden, jedoch mit einer weitaus geringeren Statistik. Man erkennt zunächst, wenn man den kinematischen Bereich nicht weiter unterteilt, daß der Anteil der diffraktiven Ereignisse, der im Mittel etwa bei 10% liegt, zu kleinen $x$ und $Q^2$ hin zunimmt. Aufgrund des Zusammenhanges

$$Q^2 = sxy \tag{6.2}$$

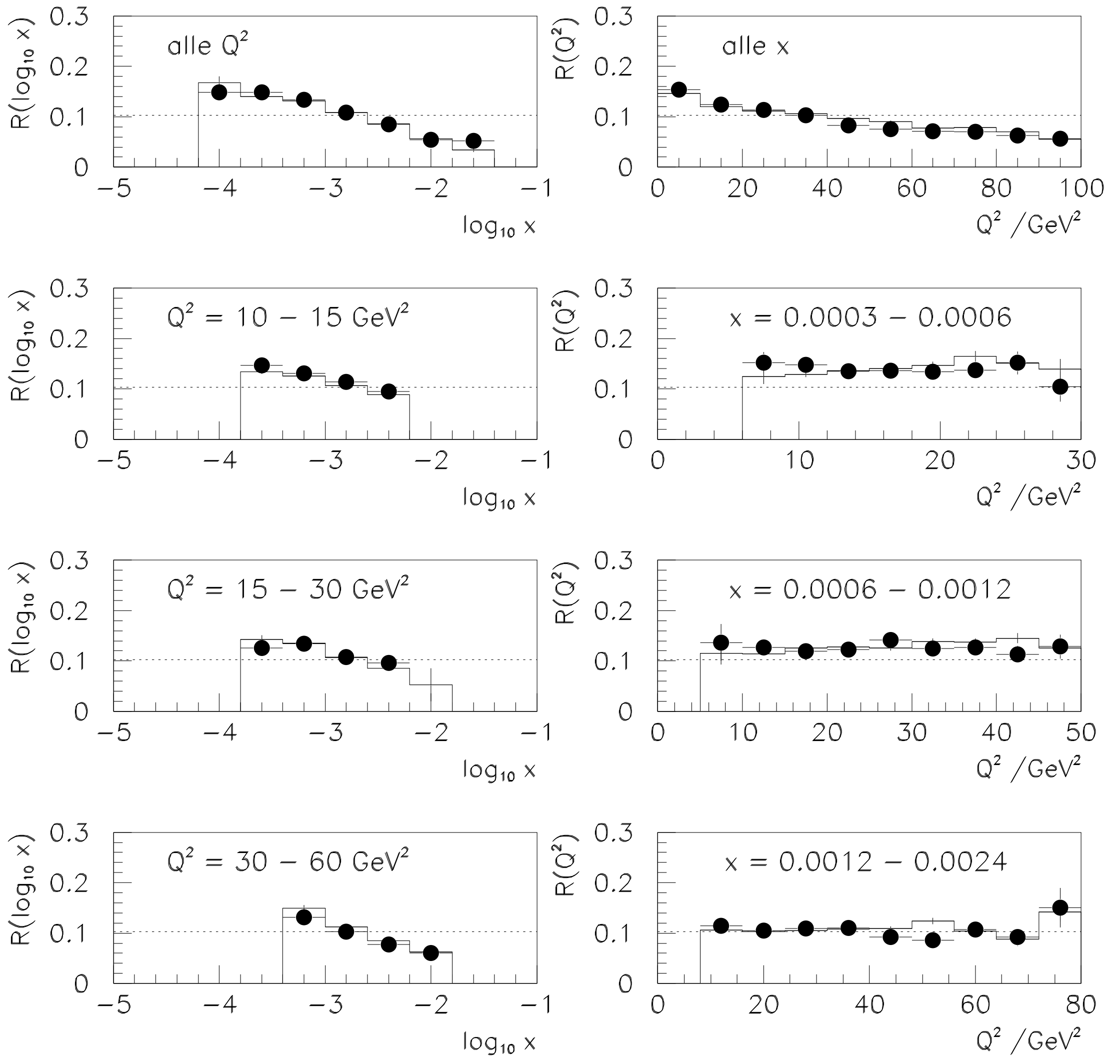


**Abbildung 6.1**: Verhältnisse der inklusiven Daten: Gezeigt sind Verhältnisse als Funktion von $\log_{10}(x)$ (*links*) und $Q^2$ (*rechts*) der inklusiven Daten von 1994 (*schwarze Punkte*) und der Monte-Carlo-Datensätze (*Histogramm*). Die horizontale Linie zeigt das totale Verhältnis an.

zwischen $Q^2$ und $x$ sind die beiden Effekte miteinander korreliert. Um zu untersuchen, in welcher der beiden Größen nun die wirkliche Abhängigkeit besteht, wurde das Verhältnis der $x$-Verteilungen in verschiedenen $Q^2$-Intervallen und das der $Q^2$-Verteilungen in verschiedenen $x$-Intervallen betrachtet. Es zeigt sich, daß das Verhältnis als Funktion von $Q^2$ bei festgehaltenem $x$ flach wird. Lediglich insgesamt steigt der diffraktive Anteil von 10% bei großen auf 14% bei kleinen $x$. Das Verhältnis als Funktion von $x$ steigt jedoch nach wie vor zu kleinen Werten von $x$ hin an. Die eigentliche Abhängigkeit ist also die von $x$. Dies wird von dem auf einem faktorisierbaren Modell der diffraktiven Streuung basierenden Monte-Carlo nachvollzogen.

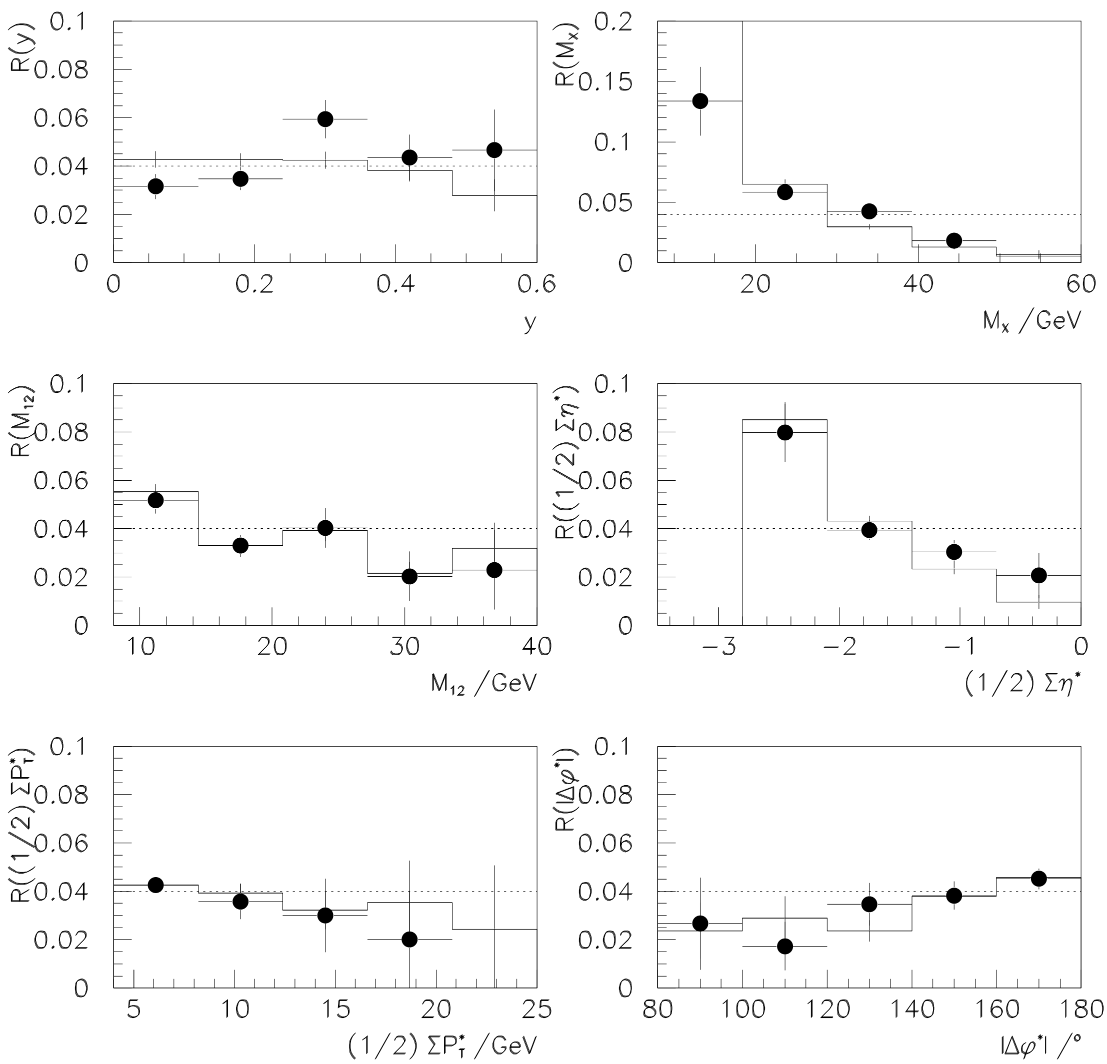


**Abbildung 6.2**: Verhältnisse der 2-Jet-Daten: Gezeigt sind Verhältnisse verschiedener kinematischer 2-Jet-Größen der Daten von 1994 (*schwarze Punkte*) und der Monte-Carlo-Datensätze (*Histogramm*).

Der Effekt kann dahingehend interpretiert werden, daß die diffraktive Streuung im Mittel an weicheren Partonen aus dem Proton stattfindet. Dies steht im Gegensatz zum Buchmüller-Modell, das ein flaches Verhältnis in allen Verteilungen vorhersagt.

Andererseits kann der Effekt aber auch durch die Auswahl diffraktiver Ereignisse über eine Rapiditätslücke erklärt werden, da bei großen $x$ der Boost des hadronischen Systems in Vorwärtsrichtung größer ist, was zu einer geringeren Akzeptanz für diffraktive Ereignisse führt. Der bobachtete Effekt kann also ebenso als die Akzeptanzfunktion diffraktiver Ereignisse interpretiert werden.

## 6.2 Verhältnisse in 2-Jet-Verteilungen

Abbildung 6.2 zeigt Verhältnisse als Funktion verschiedener kinematischer Variablen für 2-Jet-Ereignisse. Zunächst erkennt man, daß der Anteil der diffraktiven Ereignisse auf 4% abgenommen hat.

Das Verhältnis in $y$ ist erwartungsgemäß flach, da der diffraktive Mechanismus keinen Einfluß auf den Elektron-Photon-Vertex hat. Das $M_X$-Verhältnis zeigt, daß die diffraktiven Ereignisse deutlich kleinere Werte der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes bevorzugen. Dies ergibt sich alleine schon aus der diffraktiven Selektion, die zwangsläufig kleine $M_X$ zur Folge hat. Die Form des $M_X$-Spektrums eignet sich daher ebenso wie ein $\eta_{max}$-Kriterium zur Selektion diffraktiver Ereignisse. Ein Beispiel hierfür findet sich in [28]. Die $M_{12}$- und $< P_T^* >$-Verhältnisse zeigen einen leichten Trend dazu, daß diffraktive Ereignisse weichere Jets produzieren. Diffraktive Ereignisse haben deutlich kleinere Werte der mittleren Jet-Pseudorapidität $< \eta^* >$. Da dies auch der „Boost“ des hadronischen Schwerpunktsystems gegenüber dem Parton-Parton-Ruhesystem ist und dieser direkt mit $x$ korreliert ist, spiegelt sich hier die $x$-Abhängigkeit des Verhältnisses wieder. Schließlich zeigt die $|\Delta\phi^*|$-Verteilung einen leichten Trend zu größeren Werten für diffraktive Ereignisse. Dies kann durch die geringeren Farbstring-Effekte erklärt werden.

Auch die 2-Jet-Verhältnisse können dahingehend interpretiert werden, daß durch diffraktive Streuprozesse im Mittel an weicheren Partonen als bei nicht-diffraktiven Ereignissen gestreut wird. Im hier verwendeten RAPGAP-Monte-Carlo für diffraktive Streuung wird dies durch eine weiche Verteilung von $x_{IP}$ erzeugt. Auch der deutlich geringere Anteil diffraktiver Streuprozesse an 2-Jet-Ereignissen von 4% kann durch die im Mittel weicheren Partonen erklärt werden, da die 2-Jet-Rate sehr stark vom $P_{T,Jet}$-Schnitt abhängt. Andererseits ist es jedoch auch hier möglich, die gezeigten Effekte auf rein durch die Auswahl diffraktiver Ereignisse bedingte Unterschiede in der Kinematik zurückzuführen.

## 6.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Verhältnisse von diffraktiven und nicht-diffraktiven Ereignissen in Abhängigkeit von verschiedenen kinematischen Variablen für inklusive und 2-Jet-Ereignisse untersucht. Der Anteil von diffraktiven Ereignissen steigt zu kleinen Werten von $x_{Bj}$ hin an. Damit korreliert ist ein Anstieg zu kleinen $Q^2$. Auch bei den Verhältnissen kinematischer Verteilungen von 2-Jet-Ereignissen zeigen sich Unterschiede. Die Rate diffraktiver 2-Jet-Ereignisse ist mit $\sim 4\%$ deutlich kleiner als bei den inklusiven Ereignissen.

Diese Unterschiede können so interpretiert werden, daß bei diffraktiven Prozessen die harte Streuung im Mittel an weicheren Partonen aus dem Proton erfolgt als bei nicht-diffraktiven. Dies wird interessant durch die Vorhersage des Buchmüller-Modells, bei dem der partonische Prozeß in beiden Fällen gleich sein sollte. Genauso können die Unterschiede aber auch durch Effekte der diffraktiven Auswahl erklärt werden.

Mit der Methode der Verhältnisse lassen sich also keine eindeutigen Aussagen über die Realisierung eines bestimmten Modells der diffraktiven tiefinelastischen Streuung erzielen.

# Kapitel 7

# Die $\Phi^+$-Verteilung

In Kapitel 2 wurde das Modell von Bartels et al. der diffraktiven tiefinelastischen Streuung vorgestellt. In diesem Modell wird die diffraktive Erzeugung von zwei harten Jets über einen perturbativen 2-Gluon-Austausch dargestellt. Das Modell macht eine konkrete Aussage über die Verteilung des Winkels $\Phi^+$, dem Azimuthwinkel zwischen der Lepton-Streuebene und der von den beiden harten auslaufenden Partonen definierten Ebene.

## 7.1 Grundlagen

Vorausgesagt wird eine Asymmetrie in $\Phi^+$ in der Art, daß die Jet-Ebene im Mittel eher senkrecht zur Leptonstreuebene steht als parallel:

$$\frac{d\sigma}{d\Phi^+} \sim A - C\cos 2\Phi^+ \qquad (2-\mathrm{Gluon}) \tag{7.1}$$

Auch die QCD-Matrixelemente für Boson-Gluon-Fusion und QCD-Compton-Effekt beinhalten eine Asymmetrie in dieser Variablen. Bei der Boson-Gluon-Fusion wird eine Asymmetrie mit einem dem des 2-Gluon-Modelles entgegengesetzten Vorzeichen vorhergesagt. Hier liegt die Jet-Ebene im Mittel eher parallel zur Leptonstreuebene:

$$\frac{d\sigma}{d\Phi^+} \sim A' + C'\cos 2\Phi^+ \qquad (\mathrm{BGF}) \tag{7.2}$$

Das Matrixelement für QCD-Compton-Effekt beinhaltet für Quarks und Gluonen eine Asymmetrie mit verschiedenen Vorzeichen. Da Quark- und Gluonjets experimentell nicht unterschieden werden können, ist die $\Phi^+$-Abhängigkeit hier flach. Im faktorisierbaren Ingelman-Schlein-Modell der diffraktiven tiefinelastischen Streuung erfolgt die Erzeugung von zwei Jets über die QCD-Matrixelemente von BGF und QCDC. Daher bietet die Messung des Vorzeichens einer Asymmetrie in $\Phi^+$ ein eindeutiges Signal zur Unterscheidung zwischen diesem Modell und der QCD-Rechnung über 2-Gluon-Austausch (siehe Abbildung 7.1). Das Modell von Buchmüller beruht ebenfalls auf der Boson-Gluon-Fusion als zugrundeliegendem Prozeß. Hierfür gilt daher dasselbe wie für das Ingelman-Schlein-Modell.

Aufgrund der Korrelation zwischen den Partonen und den im Detektor gefundenen Jets kann $\Phi^+$ gemessen werden. Experimentell gestaltet sich der Nachweis einer Asymmetrie jedoch als schwierig, da der zu beobachtende Effekt sehr klein ist. Zudem spielen hier Detektor-Akzeptanzeffekte eine große Rolle. In [29] und [30] wird gezeigt, daß üblicherweise angewandte Analyseschnitte wie etwa auf die Pseudorapidität der Jets im Laborsystem oder auf deren

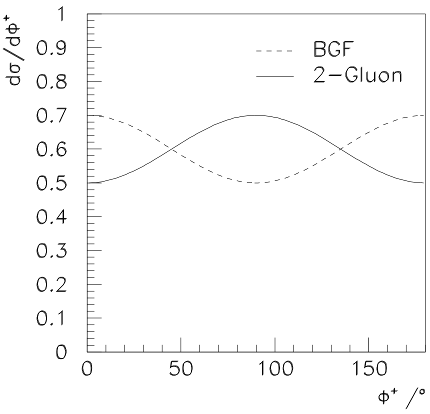


**Abbildung 7.1**: $\Phi^+$-Verteilung: Gezeigt ist die vorausgesagte Asymmetrie des differentiellen Wirkungsquerschnittes (in willkürlichen Einheiten und willkürlich gewählten Werten für $A$ und $C$) als Funktion von $\Phi^+$ für das QCD-Matrixelement der Boson-Gluon-Fusion (BGF) (*gestrichelt*) und das perturbative 2-Gluon-Modell von Bartels et al. (*durchgezogen*).

Transversalimpuls einen großen Einfluß auf die $\Phi^+$-Verteilung haben. Insbesondere führt ein Schnitt auf $\eta_{Jet}$ zu einem Verlust an Akzeptanz bei $\Phi^+ = 0^o$ bzw. $180^o$.

In [31] wurde der auf das Niveau stabiler Hadronen korrigierte differentielle diffraktive 2-Jet-Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\Phi^+$ gemessen, extrahiert aus den H1-Daten von 1994. Aufgrund eines Schnittes von $P^*_{T,Jet} > 5\ GeV$ standen dort nur 55 Ereignisse zur Verfügung. Es konnte keine signifikante Asymmetrie beobachtet werden.

Die im Rahmen dieser Analyse erstellte Selektion von 2-Jet-Ereignissen aus den Daten des Jahres 1996 bietet mit etwa 300 Ereignissen eine Steigerung der Datenmenge um einen Faktor 6 und damit eine deutlich größere Sensitivität auf eine $\Phi^+$-Asymmetrie.

## 7.2 Die gemessenen $\Phi^+$-Verteilungen

Die in diesem Kapitel gezeigten $\Phi^+$-Verteilungen wurden, um die vorhandene Datenmenge optimal zu nutzen und aufgrund des bloßen Interesses an dem Vorzeichen der Asymmetrie, auf die folgende Weise erstellt:

- Für jedes Ereignis werden beide Jets in das Histogramm eingetragen.
- Das $\Phi^+$-Intervall von $\pi/2$ bis $2\pi$ wird auf das von 0 bis $\pi/2$ zurückgefaltet, da hierdurch keine Information über das Vorzeichen der Asymmetrie verloren geht.
- Jedes Histogramm enthält nur 2 Bins, entsprechend:

$$\begin{array}{rcl} \Phi^+ = 0^o \ldots 45^o & \Longleftrightarrow & \text{Jetebene} \parallel \text{Leptonstreuebene} \Longleftrightarrow \text{„BGF – Signal“} \\ \Phi^+ = 45^o \ldots 90^o & \Longleftrightarrow & \text{Jetebene} \perp \text{Leptonstreuebene} \Longleftrightarrow \text{„2 – Gluon – Signal“} \end{array}$$

- Die Verteilungen sind auf Eins normiert worden.

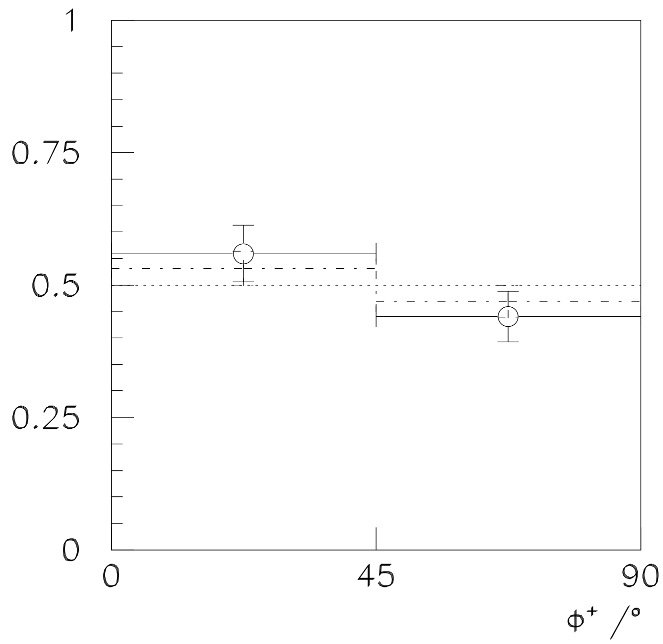


**Abbildung 7.2**: $\Phi^+$-Verteilung: Gezeigt ist die $\Phi^+$-Verteilung für diffraktive 2-Jet-Ereignisse von 1996 (*weiße Punkte*) und die Vorhersage des Ingelman-Schlein-Modells mit Rapgap(1996) (*strichpunktiert*).

Abbildung 7.2 zeigt die $\Phi^+$-Verteilung aller diffraktiven 2-Jet-Ereignisse von 1996 im Vergleich zu der Vorhersage des Ingelman-Schlein-Modells. Man erkennt eine leichte BGF-artige Asymmetrie sowohl bei den Daten als auch im Monte-Carlo. Diese ist jedoch im Rahmen der statistischen Fehler mit Null verträglich.

Um zu untersuchen, ob in einem bestimmten kinematischen Bereich größere Effekte vorhanden sind, wurden die Datensätze in verschiedene Bereiche unterteilt und die $\Phi^+$-Verteilung separat studiert. Im Szenario des 2-Gluon-Austausches gibt es keinen Pomeron-Remnant. Dies bedeutet, daß der gesamte vom diffraktiv erzeugten System getragene Impuls in die beiden Jets geht, also

$$\xi_{IP} \approx 1 \tag{7.3}$$

Abbildung 7.3 zeigt daher $\Phi^+$-Verteilungen für vier Intervalle von $\xi_{IP}$. Bei keiner Verteilung ist eine signifikante Asymmetrie erkennbar. Es fällt jedoch auf, daß der bei kleinen $\xi_{IP}$ sichtbare Trend zu einer BGF-artigen Asymmetrie sich bei großen $\xi_{IP}$ umkehrt. Allerdings wird dieses Verhalten vom Ingelman-Schlein Monte-Carlo reproduziert. Es dürfte sich daher um einen rein kinematischen Effekt handeln.

Schließlich wurde $\Phi^+$ noch in Intervallen der invarianten 2-Jet-Masse $M_{12}$ untersucht (Abbildung 7.4). Auch hier zeigt sich bei großen Massen ein leichter Trend zu einer 2-Gluon-artigen Asymmetrie in den Daten, während das Monte-Carlo BGF-artiges Verhalten zeigt. Der Effekt ist jedoch sehr klein und nicht signifikant.

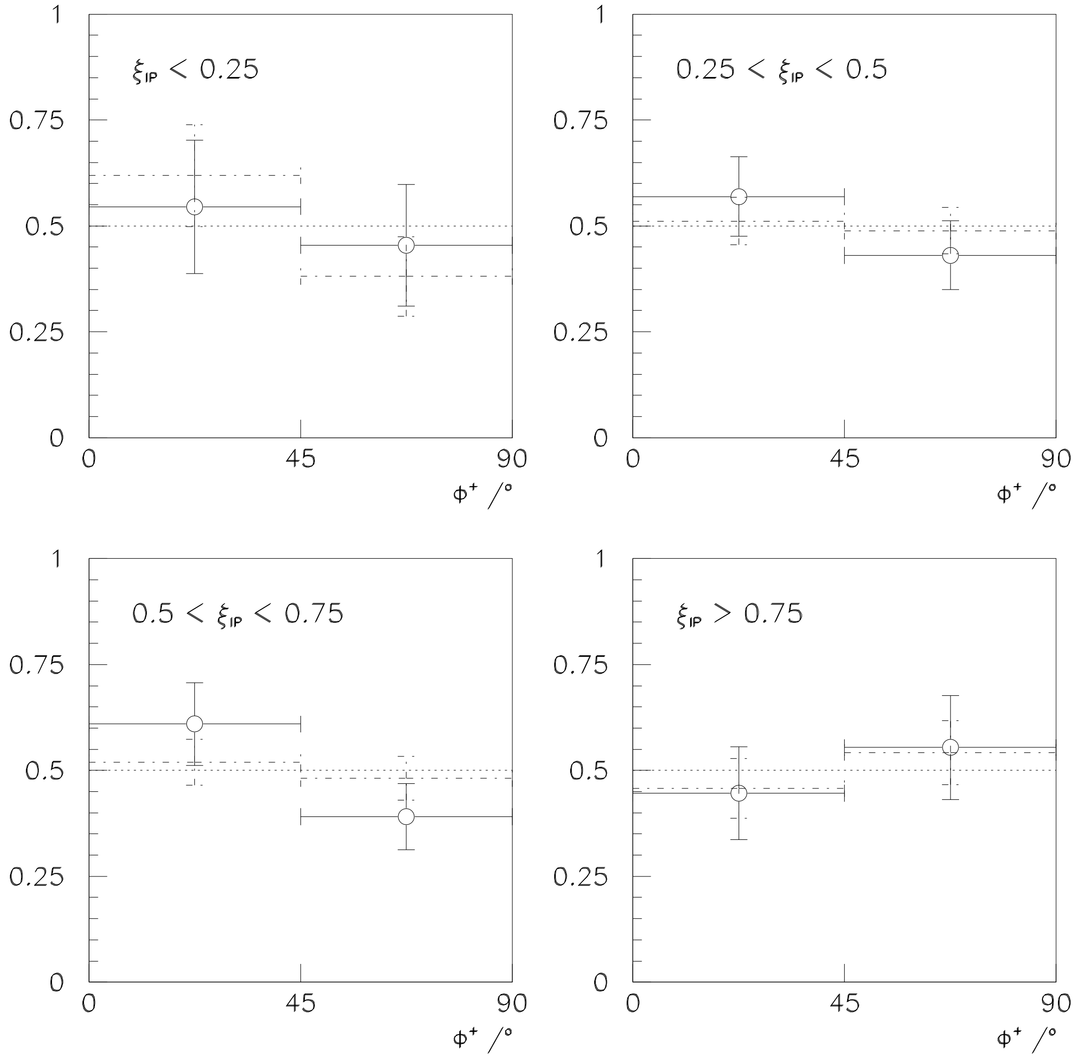


**Abbildung 7.3**: $\Phi^+$-Verteilung: Gezeigt ist die $\Phi^+$-Verteilung in vier Intervallen von $\xi_{IP}$ für diffraktive 2-Jet-Ereignisse von 1996 (*weiße Punkte*) und die Vorhersage des Ingelman-Schlein-Modells mit Rapgap(1996) (*strichpunktiert*).

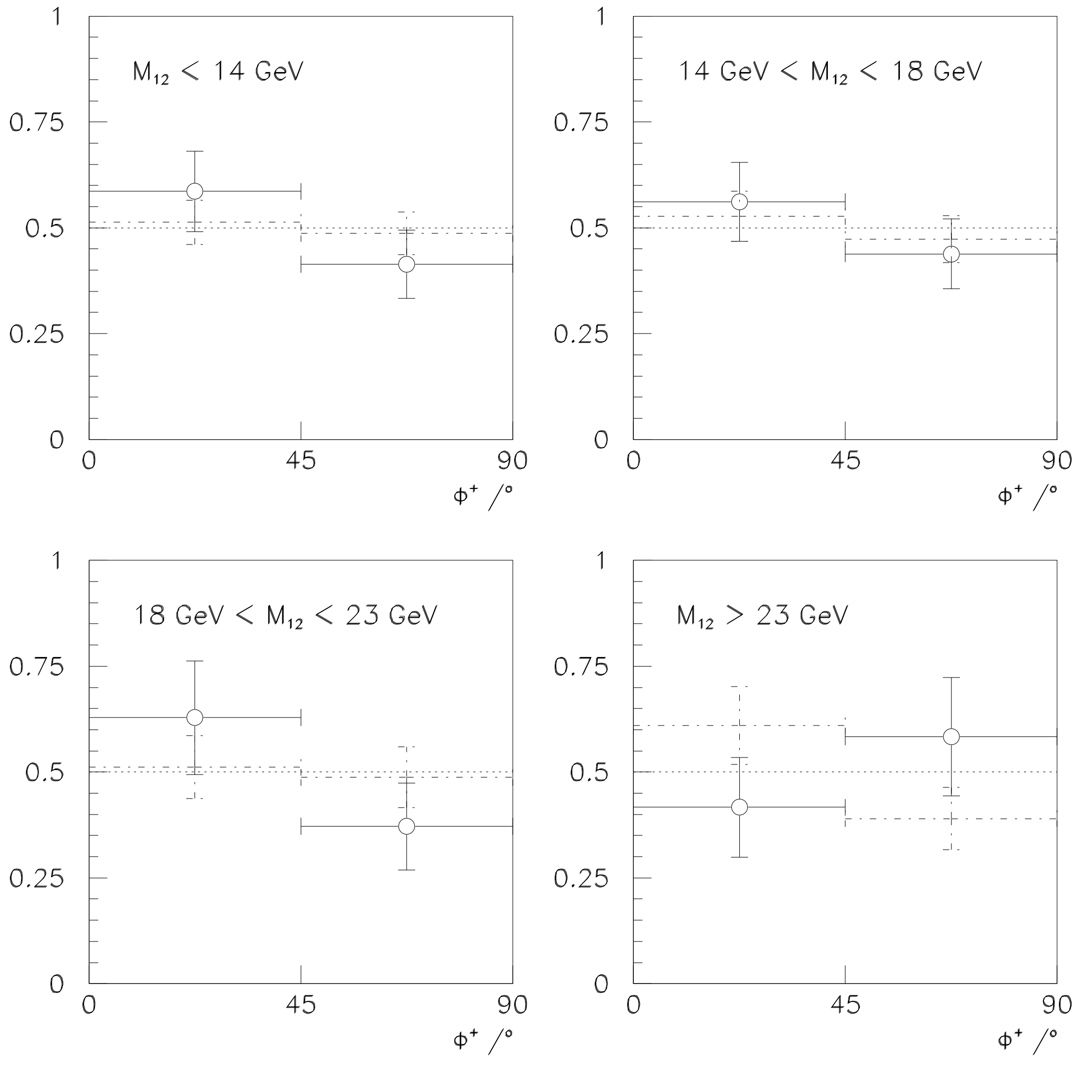


**Abbildung 7.4**: $\Phi^+$-Verteilung: Gezeigt ist die $\Phi^+$-Verteilung in vier Intervallen von $M_{12}$ für diffraktive 2-Jet-Ereignisse von 1996 (*weiße Punkte*) und die Vorhersage des Ingelman-Schlein-Modells mit Rapgap(1996) (*strichpunktiert*).

## 7.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Verteilungen von $\Phi^+$, dem Azimuthwinkel zwischen Leptonstreuebene und Jetebene im hadronischen Schwerpunktsystem, in den diffraktiven 2-Jet-Daten vorgestellt. Eine Asymmetrie in dieser Verteilung wäre ein klares Signal zur Unterscheidung zwischen konkurrierenden Modellen der diffraktiven tiefinelastischen Streuung.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß auch mit der hier genutzten wesentlich höheren Datenmenge als bei den bisherigen Untersuchungen [31] keine signifikante Asymmetrie in $\phi^+$ beobachtet werden konnte.

Darüberhinaus ist die dem Bartels-Modell zugrundeliegende QCD-Rechnung unter der Annahme durchgeführt worden, daß die beiden diffraktiv erzeugten Jets den gesamten Impuls des diffraktiven Systems tragen, es also keinen Remnant gibt. Die Daten zeigen jedoch typischerweise einen Energiefluß außerhalb der Jets. Im Bartels-Modell könnte dies durch die Berücksichtigung von Korrekturen höherer Ordnung QCD erklärt werden. In der jetzigen Form des Modells ist es jedoch zweifelhaft, ob dieses im betrachteten kinematischen Bereich eine Anwendung finden kann. Zudem ist der erwartete Effekt sehr klein, so daß eine noch wesentlich höhere Datenstatistik benötigt werden wird, um eine Sensitivität dieser Messung auf verschiedene Modelle der diffraktiven Streuung zu erhalten.

# Kapitel 8

# Die Messung der Gluondichte

In diesem Kapitel wird die erste direkte Messung der Gluondichte im Pomeron mit dem H1-Detektor mittels Zwei-Jet-Ereignissen vorgestellt. Bereits in Kapitel 2 wurde dargelegt, daß bei den bisherigen H1-Messungen diffraktiver Prozesse die Gluondichte nur indirekt aus den Skalenverletzungen der inklusiv gemessenen Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(x_{IP}, Q^2, \beta)$ bestimmt wurde. Die 2-Jet-Ereignisse jedoch bieten einen direkten Zugang zur Gluondichte. Mit der Methode der Entfaltung in der Variablen $\xi_{IP}$, dem Impulsbruchteil des Partons relativ zum Pomeron, wird eine effektive Gluondichte $\xi g_{IP}(\xi)$ aus den Daten von 1996 extrahiert.

Im ersten Abschnitt werden die Grundannahmen und Vorausetzungen zur Messung der Gluonverteilung besprochen. Die gemessenen diffraktiven 2-Jet-Ereignisse werden mit den aus der inklusiven Messung vorausgesagten Anteilen an Pomeron- und Reggeon-induzierten Quark- und Gluon-Ereignissen verglichen. Dann werden die Daten auf Kompatibilität mit einigen einfachen Parametrisierungen der Gluonverteilung untersucht, auch um die Sensitivität der Messung zu belegen. Danach wird die verwendete Methode der Entfaltung und deren Durchführung erläutert. Weiterhin wird der Einfluß möglicher systematischer Fehler abgeschätzt, bevor die gemessene Gluondichte vorgestellt wird. Schließlich wird untersucht, ob eine Aussage über die für diesen Prozeß relevante harte Skala getroffen werden kann.

## 8.1 Grundannahmen

Die Messung der Gluondichte durch Entfaltung wird in der Variablen

$$\xi_{IP} = \frac{Q^2 + M_{12}^2}{Q^2 + M_X^2} = \frac{x_{Bj}}{x_{IP}} \left(1 + \frac{s_{12}}{Q^2}\right) \tag{8.1}$$

durchgeführt, die in einem faktorisierbaren Modell den relativen Impulsbruchteil des Partons aus dem Pomeron, das in den harten Streuprozeß eingeht, bezeichnet. Das $\xi_{IP}$-Spektrum mißt also die Partonverteilungen.

### 8.1.1 Der Faktorisierungsansatz

Alle in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen gehen von einem faktorisierbaren Modell der diffraktiven tiefinelastischen Streuung, wie etwa dem von Ingelman und Schlein, aus. Das bedeutet, daß sich der Wirkungsquerschnitt als Produkt schreiben läßt aus einem Flußfaktor, den jeweiligen Partondichten und QCD-Matrixelementen, die zu einem Parton-Elektron-

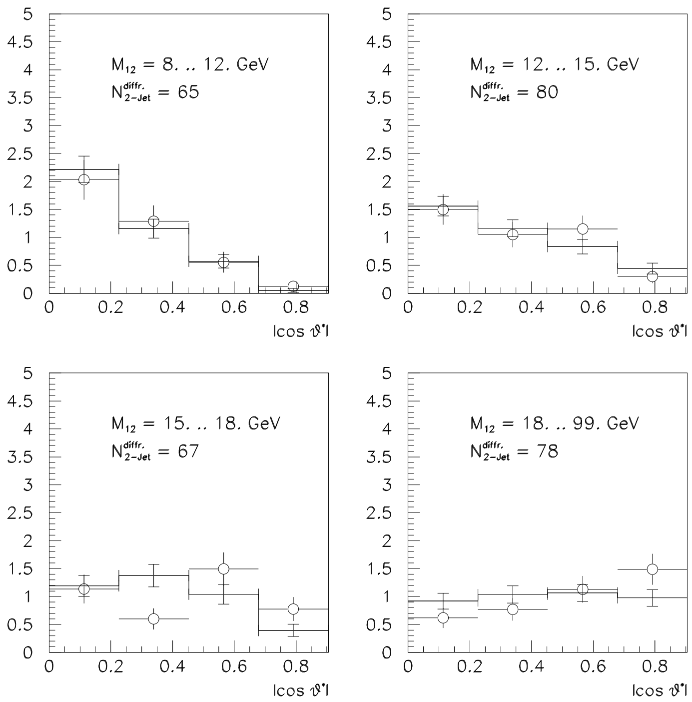


**Abbildung 8.1**: $\cos(\theta^*)$-Verteilungen: Gezeigt sind Verteilungen von $|\cos(\theta^*)|$ in vier Intervallen der invarianten 2-Jet-Masse für diffraktive 2-Jet-Ereignisse in Daten (*weiße Kreise*) und RAPGAP(1996)-Datensatz (*Histogramm*). Bei großen $M_{12}$ beginnt der Anstieg zu kleinen $\theta^*$ hin sichtbar zu werden. Daten und Monte-Carlo stimmen im Rahmen der Fehler überein.

Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma'}{d\cos(\theta^*)}$ führen:

$$\frac{d\sigma}{dx_{IP}dtd\xi dQ^2 d\cos(\theta^*)} \sim \sum_{j=IP,IR} f_{j/p}(x_{IP},t)\; p_{i/j}(\xi,Q^2)\; \frac{d\sigma'}{d\cos(\theta^*)} \tag{8.2}$$

Dies ist die Voraussetzung dafür, überhaupt von einer Gluon-Strukturfunktion zu sprechen. Für Vergleiche mit der Messung wird der RAPGAP(1996)-Datensatz benutzt. Wie bereits in Abschnitt 2.5 gezeigt, ist dort der diffraktive Streuprozeß als Überlagerung von Pomeron- und Reggeon-Komponente parametrisiert. Die beiden Komponenten erfüllen die Forderung nach Faktorisierbarkeit separat.

### Das Matrixelement

Es soll nun überprüft werden, ob die beobachteten 2-Jet-Ereignisse als harte QCD-Prozesse in der Ordnung $\alpha_s$ beschrieben werden können, das heißt als Überlagerung von Boson-Gluon-Fusion und QCD-Compton-Effekt. Charakteristisch hierfür ist die Polarwinkelverteilung $\theta^*$ im Schwerpunktsystem. Diese hängt nach Gleichung (5.20) mit der Rapiditätsdifferenz der Partonen zusammen, die über die gute räumliche Korrelation der Jets mit den Partonen gemessen werden kann.

Abbildung 8.1 zeigt Verteilungen von $|\cos(\theta^*)|$ in verschiedenen Intervallen der invarianten 2-Jet-Masse $M_{12} = \sqrt{s_{12}}$ für die diffraktiven 2-Jet-Ereignisse der Daten und des RAPGAP-

Datensatzes. Die Verteilungen sind jeweils auf Eins normiert, um einen Vergleich der Form zu ermöglichen. Bei kleinen $M_{12}$ erkennt man einen Abfall der Verteilungen mit $|\cos(\theta^*)|$. Dieser ist durch die Ereignisauswahl bedingt und durch den Zusammenhang

$$P_T^* = \frac{\sqrt{s_{12}}}{2}\sin(\theta^*) \tag{8.3}$$

über das steil abfallende $P_T$-Spektrum erklärbar. Erst bei größeren Massen beginnt der für die meisten QCD-Matrixelemente charakteristische Anstieg zu kleinen $\theta^*$ zutage zu treten. Der Schnitt auf das Rapiditätsintervall der Jets im Laborsystem

$$-0.5 \leq \eta_{Jet} \leq 2.5 \qquad \Longleftrightarrow \qquad \Delta\eta \leq 3 \qquad \Longleftrightarrow \qquad |\cos(\theta^*)| \leq 0.905 \tag{8.4}$$

schränkt das zugängliche $\cos(\theta^*)$-Intervall ein, so daß der Anstieg nur schwach sichtbar ist. Insgesamt sind die Daten mit einer Beschreibung durch QCD-Matrixelemente kompatibel. Die beobachteten 2-Jet-Ereignisse können also als das Ergebnis der harten QCD-Streuprozesse aufgefaßt werden, wie sie im Modell implementiert sind.

### Die Flußfaktoren

Unter der Annahme, daß die harte Streuung in Daten wie Monte-Carlo durch die gleichen Matrixelemente vermittelt wird, gibt eine Messung der $\xi_{IP}$-Verteilung Aufschluß über

$$\frac{d\sigma}{dx_{IP}dtd\xi dQ^2} \sim f_{IP}(x_{IP},t)\ \xi p_{i,IP}(\xi,Q^2) + f_{IR,t}(x_{IP},t)\ \xi p_{i/IR}(\xi,Q^2) \tag{8.5}$$

Das $t$-Spektrum der selektierten Ereignisse ist aufgrund der kinematischen Auswahl stark von Werten $t \approx 0$ dominiert. Die $x_{IP}$-Verteilung hat für die hier betrachteten 2-Jet-Ereignisse einen Mittelwert von etwa $x_{IP} \approx 0.03$ und eine Breite von nur etwa einer Größenordnung. In Abbildung 2.15 erkennt man, daß die Pomeron- und Reggeon- Flußfaktoren der H1-EILAT-Parametrisierung in diesem Bereich von vergleichbarer Größe sind. Da die absolute Normierung der Flußfaktoren im weiteren keine Rolle spielt, wird für die weiteren Untersuchungen

$$f_{IP}(x_{IP},t) \ \approx\ f_{IR}(x_{IP},t) \ =\ 1 \tag{8.6}$$

angenommen. Der hier vorgestellten Messung zugänglich ist lediglich das Produkt aus Flußfaktor (auf Eins gesetzt) und Partondichte. Der Anteil von Reggeon-Ereignissen hängt so nur noch vom Verhältnis der Partondichten ab. Dies ist eine Näherung. Eine Berücksichtigung der exakten Verhältnisse der Flußfaktoren ändert den Anteil an Reggeon-Ereignissen jedoch nur leicht.

### Die effektiven Partondichten

Die gemessene $\xi_{IP}$-Verteilung ist unter den obigen Annahmen proportional zur Summe aus den Pomeron- und Reggeon-Partondichten:

$$\frac{d\sigma}{d\xi dQ^2} \sim \xi q_{IP}(\xi,Q^2) \ +\ \xi g_{IR}(\xi,Q^2) \ +\ \xi q_{IP}(\xi,Q^2) \ +\ \xi q_{IR}(\xi,Q^2) \tag{8.7}$$

Die Partondichten für Quarks und Antiquarks sind in den $q_{IP,IR}$ zusammengefaßt. Aufgrund der geringen Datenstatistik kann die Messung nur einfach differentielle Aussagen machen. Man definiert daher sogenannte effektive Partondichten, die über die $Q^2$-Verteilung der Ereignisse gemittelt sind. Aufgrund der Selektion von Daten des Jahres 1996 mit $Q^2 > 12\ GeV^2$ ist die

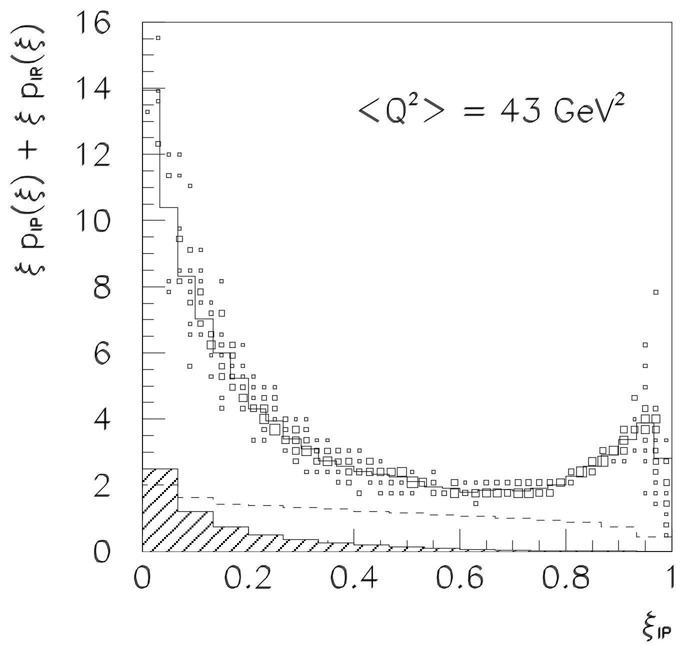


**Abbildung 8.2**: Effektive Partondichten in der H1-EILAT-Parametrisierung: Gezeigt ist die effektive Gluondichte (*durchgezogen*) für die akzeptierten Gluon-induzierten 2-Jet-Ereignisse im Monte-Carlo-Datensatz. Man erkennt die Streuung um die effektive Gluondichte (*Kästchen*), die durch die Skalenabhängigkeit gegeben ist. Außerdem sind die effektive Pomeron+Reggeon-Quarkdichte (*gestrichelt*) sowie der Reggeon-Anteil an der Gluondichte dargestellt (*schraffiert*).

Variation in $Q^2$ in den akzepierten Ereignissen jedoch nicht sehr groß. Das mittlere $Q^2$ für die selektierten Ereignisse ist

$$< Q^2 > \approx \ 43 \ GeV^2. \tag{8.8}$$

Abbildung 8.2 zeigt die effektiven Partondichten (Pomeron+Reggeon) für die im Monte-Carlo akzepierten Ereignisse. Eingezeichnet ist auch der Reggeon-Anteil an der Gluondichte. Dieser trägt nur bei kleinen Werten von $\xi_{IP,true}$ signifikant mit etwa 20% bei. Aus der Näherung $f_{IP}(x_{IP},t) \approx f_{IR}(x_{IP},t)$ ergibt sich eine Unsicherheit in der Form der Pomeron-Gluondichte, da die Form der Summe aus Pomeron- und Meson-Gluonverteilungen über das Verhältnis der Flußfaktoren von der $x_{IP}$-Verteilung abhängt. Diese wird als systematischer Fehler berücksichtigt.

Die Messung der Gluondichte im Pomeron $\xi\ g_{IP}(\xi)$ beruht auf der Annahme, daß die Flußfaktoren, die Quarkdichten (Pomeron und Reggeon) sowie die Reggeon-Gluondichte durch die inklusiven Messungen der diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}$ sowie anderer Messungen gut bekannt sind.

### 8.1.2 Die Behandlung des Untergrundes

Eine durch verschiedene Schnitte präparierte Ereignisklasse ist durch unvermeidbare Ineffizienzen des Detektors prinzipiell nicht frei von Untergrundereignissen, die nicht in den selektierten

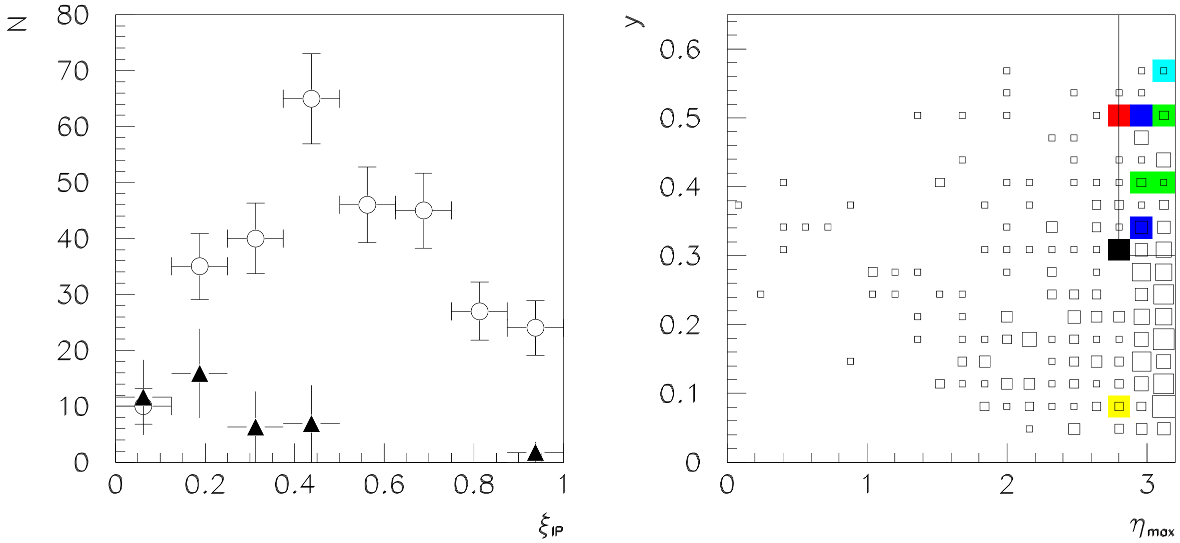


**Abbildung 8.3**: Nicht-diffraktiver Untergrund in der $\xi_{IP}$-Verteilung (*links*) und in der ($\eta_{max}$,$y$)-Ebene (*rechts*): Gezeigt sind im Bild links Daten (*weiße Kreise*) und DJANGO-Ereignisse (*schwarze Dreiecke*). Im Bild rechts eingetragen sind Daten (*weiße Vierecke*) und DJANGO-Ereignisse (*graue Vierecke*). Der Untergrund wurde mit dem DJANGO(1994)-Datensatz abgeschätzt. Er ist vor allem bei kleinen Werten von $\xi_{IP}$ von Bedeutung. Der große Fehler rührt von der starken Gewichtung der DJANGO-Ereignisse her. Die Konzentration in der ($\eta_{max}$,$y$)-Ebene bei großen $y$ und $\eta_{max}$ wurde durch den eingezeichneten Schnitt zur Unterdrückung des Untergrundes benutzt.

Datensatz gehören und die Messung verfälschen. Dieser Untergrund muß mit Modellen, die solche Ereignisse simulieren, abgeschätzt und gegebenenfalls von den Daten subtrahiert werden. Die hier in Frage kommenden Klassen von Untergrundereignissen sind:

- **Diffraktive QPM-Prozesse**: Diese Prozesse der Ordnung $\alpha_{em}$, bei denen nur ein hartes Parton im Endzustand vorhanden ist, machen einen Anteil von 1% der selektierten 2-Jet-Ereignisse aus und werden daher im folgenden vernachlässigt. Das Ergebnis aus Abschnitt 5.1.3, daß bei einem $P_T^*$-Schnitt von $4GeV$ die Reinheit etwa 77% beträgt, steht hierzu nicht im Widerspruch, da dort die Reinheit mit einem zusätzlichen Schnitt auf die Pseudorapidität der Partonen definiert wurde. Dies ist hier nicht der Fall.

- **Photoproduktion**: Prinzipiell kann bei einem Photoproduktions-Ereignis, bei dem das Elektron im Strahlrohr verschwindet, ein in das Rückwärts-Kalorimeter gestreutes Hadron oder Photon ein Elektron vortäuschen. Durch die bei der Selektion tiefinelastischer Streuprozesse angewandten Schnitte auf die Schauerform des Elektron-Kandidaten sowie auf $\Sigma_i(E - p_{z,i})$ wird aber der Großteil dieser Ereignisse herausgefiltert. Dieser Untergrund stellt sich daher als vernachlässigbar heraus.

- **Nicht-diffraktive tiefinelastische Streuung**: Die wichtigste Quelle von Untergrundereignissen sind solche der nicht-diffraktiven Streuung. Die Größe dieses Untergrundes wurde mit dem DJANGO-Datensatz abgeschätzt. Da dieser aber nur in einer für die Konfiguration des Detektors im Jahr 1994 simulierten Version zur Verfügung stand, ist dies nur eine recht grobe Abschätzung. Außerdem war die zur Verfügung stehende Menge an DJANGO-Ereignissen relativ klein und daher mit großen statistischen Fehlern behaftet.

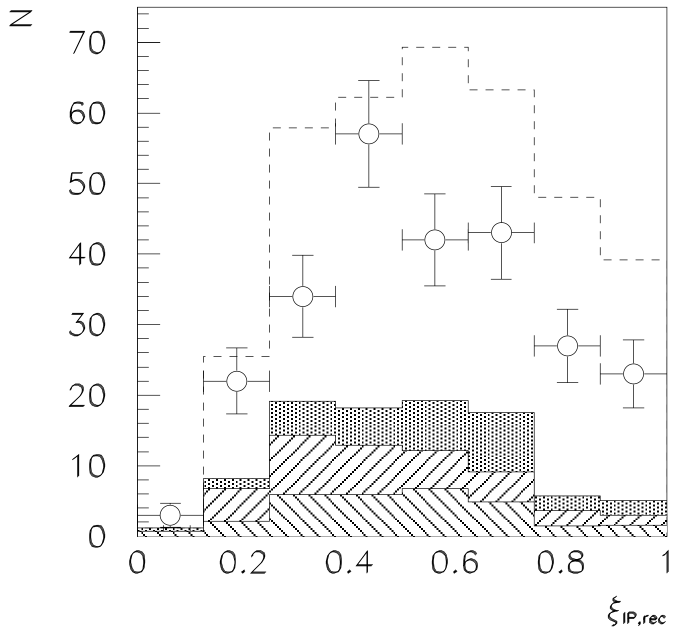


**Abbildung 8.4**: Verteilung der Ereignistypen: Gezeigt ist die $\xi_{IP}^{rec}$-Verteilung der akzeptierten diffraktiven 2-Jet-Ereignisse für die Daten (*weiße Kreise*) und den Rapgap(1996)-Datensatz (*gestrichelt*). Eingezeichnet sind ebenfalls die im Modell vorhergesagten Anteile von Reggeon-Ereignissen (*schraffiert: unten Quarks, oben Gluonen*) und der Quark-Anteil an den Pomeron-Ereignissen (*grau*).

Abbildung 8.3 links zeigt den so abgeschätzten nicht-diffraktiven Untergrund in der $\xi_{IP}$-Verteilung. Dieser macht etwa 13% der selektierten Ereignisse aus. Die Subtraktion dieses Untergrundes von den Daten wäre aufgrund der großen statistischen Fehler und der Unsicherheiten aufgrund der Normierung und der Simulation einer anderen Datennahme-Periode problematisch. Es wurde daher ein anderer Weg eingeschlagen: Abbildung 8.3 rechts zeigt die Verteilung der Daten- und der Untergrund-Ereignisse in der ($\eta_{max}$,$y$)-Ebene. Man erkennt, daß sich der Untergrund bei großen $\eta_{max}$ und $y$ konzentriert. Diese Konfiguration sollte sich auch bei einem für 1996 simulierten Modell nur wenig ändern. Auf die selektierten Daten wurde daher ein weiterer Schnitt angewandt, um den Untergrund weitgehend zu entfernen:

$$\neg((\eta_{max} > 2.8) \wedge (y > 0.3)) \tag{8.9}$$

Dies reduziert die Anzahl der 2-Jet-Ereignisse in den Daten um etwa 15% auf 251. Es verbleiben nur etwa $10 \pm 5$ Untergrundereignisse, entsprechend einem Anteil von 4%, der im folgenden vernachlässigt wird.

## 8.2 Die Verteilung der Ereignistypen

Abbildung 8.4 zeigt die gemessene $\xi_{IP}$-Verteilung der Daten von 1996 zusammen mit den akzeptierten Monte-Carlo-Ereignissen und dem vorausgesagten Anteil an Reggeon- und Quark-induzierten Ereignissen. Da diese Anteile gut aus den inklusiven Messungen bekannt sind, zeigen die Verteilungen signifikant einen großen Anteil von Gluon-induzierten Ereignissen des Pomeron-Austausches. Die relativen Anteile der verschiedenen Ereignisklassen sind für die akzeptierten Monte-Carlo-Ereignisse:

$$\epsilon_{g/IP} = 0.76 \qquad \epsilon_{q/IP} = 0.10 \qquad \epsilon_{g/IR} = 0.07 \qquad \epsilon_{q/IR} = 0.07 \tag{8.10}$$

Die gemessenen Daten enthalten

$$N_{Daten} = 251 \pm 16 \tag{8.11}$$

Ereignisse. Die Anzahl der aus den selektierten Ereignissen im Monte-Carlo unter Berücksichtigung der integrierten Luminositäten in den Daten vorausgesagten Ereignisse beträgt

$$N_{Daten}^{erw.} = N_{MC} * \frac{\mathcal{L}_{Daten}}{\mathcal{L}_{MC}} \;=\; 624 * \frac{5.4}{9.2} \;=\; 367 \pm 15 \;=\; \frac{N_{Daten}}{0.68} \tag{8.12}$$

und liegt damit um etwa 30% höher. Für den vorausgesagten Anteil von Gluon-induzierten Pomeron-Ereignissen ergibt sich daraus:

$$N_{Daten}^{erw.g/IP} \;= \epsilon_{g/IP}\; N_{Daten}^{erw.} \;=\; 0.76 * 367 \;=\; 279 \tag{8.13}$$

Gemessen werden

$$N_{Daten}^{gem.g/IP} \;= N_{Daten} - (1 - \epsilon_{g/IP}) * N_{Daten}^{erw.} \;=\; 163 \pm 10(stat.) \pm 41(syst.) \tag{8.14}$$

Ereignisse, also etwa 3.2 Standardabweichungen von Null verschieden und 40% weniger als vorhergesagt. Der systematische Fehler für diese Zahl wird zu 25% abgeschätzt, wie später noch gezeigt werden wird. Der relative Gluonanteil im Pomeron (bezogen auf Ereigniszahlen) ergibt sich im Monte-Carlo zu

$$\left(\frac{N_g}{N_q + N_g}\right)_{IP}^{H1-EILAT} = \frac{\epsilon_{g/IP}}{\epsilon_{q/IP} + \epsilon_{g/IP}} = 0.88 \tag{8.15}$$

Für die Daten erhält man:

$$\left(\frac{N_g}{N_q + N_g}\right)_{IP}^{Daten} = \frac{N_{Daten}^{gem.g/IP}}{(\epsilon_{q/IP} * N_{Daten}^{erw.}) + N_{Daten}^{gem.g/IP}} = 0.82\ ^{+0.03}_{-0.05} \tag{8.16}$$

Die Daten belegen also eindeutig, daß es einen großen relativen Anteil von Gluonen im Pomeron geben muß.

## 8.3 Tests auf einfache Gluondichten

Um zu zeigen, daß die gemessene $\xi_{IP}$-Verteilung auf die Form der Gluondichte sensitiv ist, wurden zunächst die Monte-Carlo-Ereignisse auf verschiedene simple, aber deutlich unterschiedliche, Gluondichten umgewichtet. Für diese Tests wurde eine $Q^2$-unabhängige Gluondichte angenommen. Die verwendeten Parametrisierungen sind (siehe auch Abbildung 8.5):

$$\xi g'(\xi) \;\sim\; (1-\xi)^5 \tag{8.17}$$
$$\xi g'(\xi) \;\sim\; \xi(1-\xi) \tag{8.18}$$
$$\xi g'(\xi) \;\sim\; const. \tag{8.19}$$
$$\xi g'(\xi) \;\sim\; \delta(1-\xi) \tag{8.20}$$

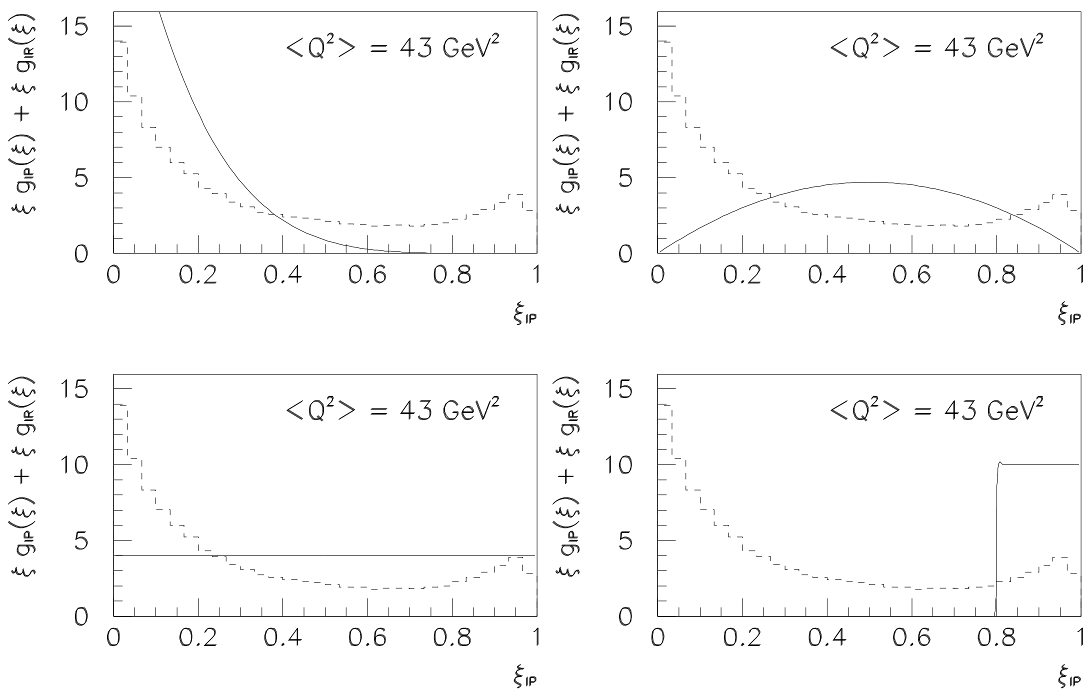


**Abbildung 8.5**: Umgewichtung der Gluondichte: Gezeigt sind die neuen effektiven Gluondichten (*durchgezogene Linien*), über die ursprüngliche effektive H1-EILAT-Gluondichte ($< Q^2 >= 43\ GeV^2$) gelegt (*gestrichelt*), für die Umgewichtung auf $\xi\ g'(\xi) = (1-\xi)^5$ („soft gluon", *links oben*), $\xi\ g'(\xi) = \xi(1-\xi)$ („hard gluon", *rechts oben*), $\xi\ g'(\xi) = const.$ („flat gluon", *links unten*) und $\xi\ g'(\xi) = const.$ ($\xi > 0.8$) („superhard gluon", *rechts unten*).

Die Umgewichtung wurde unter Beibehaltung der Quarkdichten von Pomeron und Reggeon durchgeführt. Die Monte-Carlo-Ereignisse wurden mit Gewichten versehen entsprechend:

$$w_i = \frac{\xi_i g'(\xi_i)}{\xi_i g_{IP}(\xi_i, Q_i^2) + \xi_i g_{IR}(\xi_i, Q_i^2)} \tag{8.21}$$

Um einen Formvergleich der Verteilungen zu ermöglichen, wurden die Monte-Carlo-Ereignisse vor und nach der Umgewichtung auf die Anzahl der Ereignisse in den Daten normiert.

- **Umgewichtung auf** $(1-\xi)^5$**:** Diese Gluonverteilung, auch „soft gluon"-Parametrisierung genannt, beschreibt einen Fall, bei dem die Gluonen im Mittel nur einen kleinen Impulsbruchteil tragen. Diese Form der Gluondichte ist an die des Protons angelehnt. Das Ergebnis der Umgewichtung zeigt Abbildung 8.6. Man erkennt, insbesondere in der $\xi_{IP}$-Verteilung, aber auch in $M_X$ und $y$ sehr deutliche Unterschiede zu den Daten. Dies belegt zunächst die Sensitivität der Messung auf Unterschiede in der Gluondichte. Weiterhin ist damit bereits hier ein Hinweis darauf erkennbar, daß eine harte Komponente in der Gluonverteilung benötigt wird.

- **Umgewichtung auf** $\xi(1-\xi)$**:** Diese Gluonverteilung wird auch „hard gluon"-Parametrisierung genannt. Hier trägt ein einzelnes Gluon im Mittel 50% des Gluonen zur

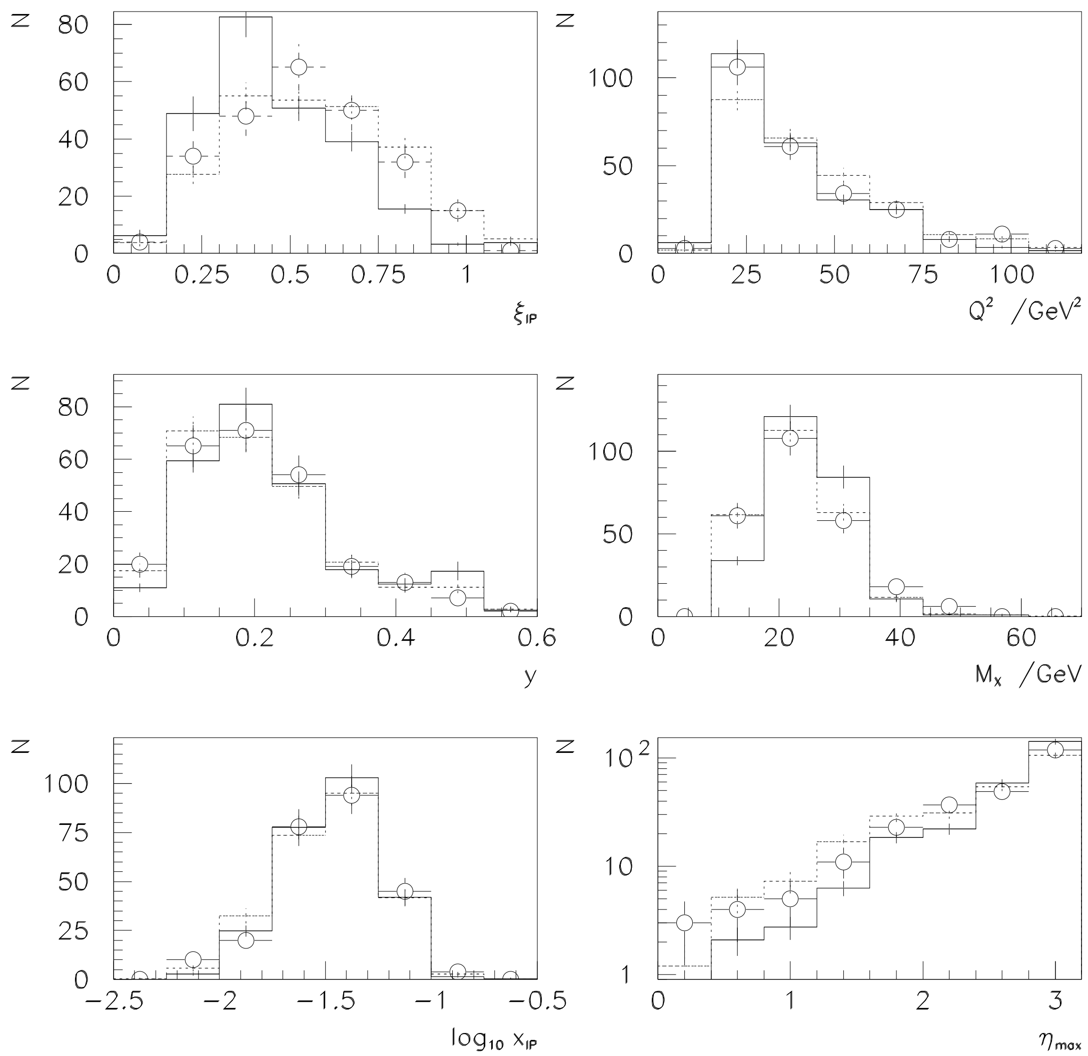


**Abbildung 8.6**: Umgewichtung auf $(1-\xi)^5$ („soft gluon"): Gezeigt sind kinematische Verteilungen für Daten (*weiße Kreise*), Monte-Carlo-Ereignisse mit der H1-Eilat-Parametrisierung der Gluondichte (*gepunktetes Histogramm*) und solche mit der umgewichteten Gluondichte (*durchgezogenes Histogramm*).

Verfügung stehenden Gesamtimpulses. Das Ergebnis der Umgewichtung zeigt Abbildung 8.7. Die Daten werden wesentlich besser beschrieben.

- **Umgewichtung auf eine konstante Gluondichte:** Diese Gluonverteilung, auch „flat gluon"-Parametrisierung genannt, hat wohl wenig mit der Realität zu tun, ist aber die simpelste Annahme, die man über eine Partonverteilung machen kann. Das Ergebnis der Umgewichtung zeigt Abbildung 8.8. Auch hier werden die Daten deutlich besser beschrieben als mit der „soft gluon"-Parametrisierung.

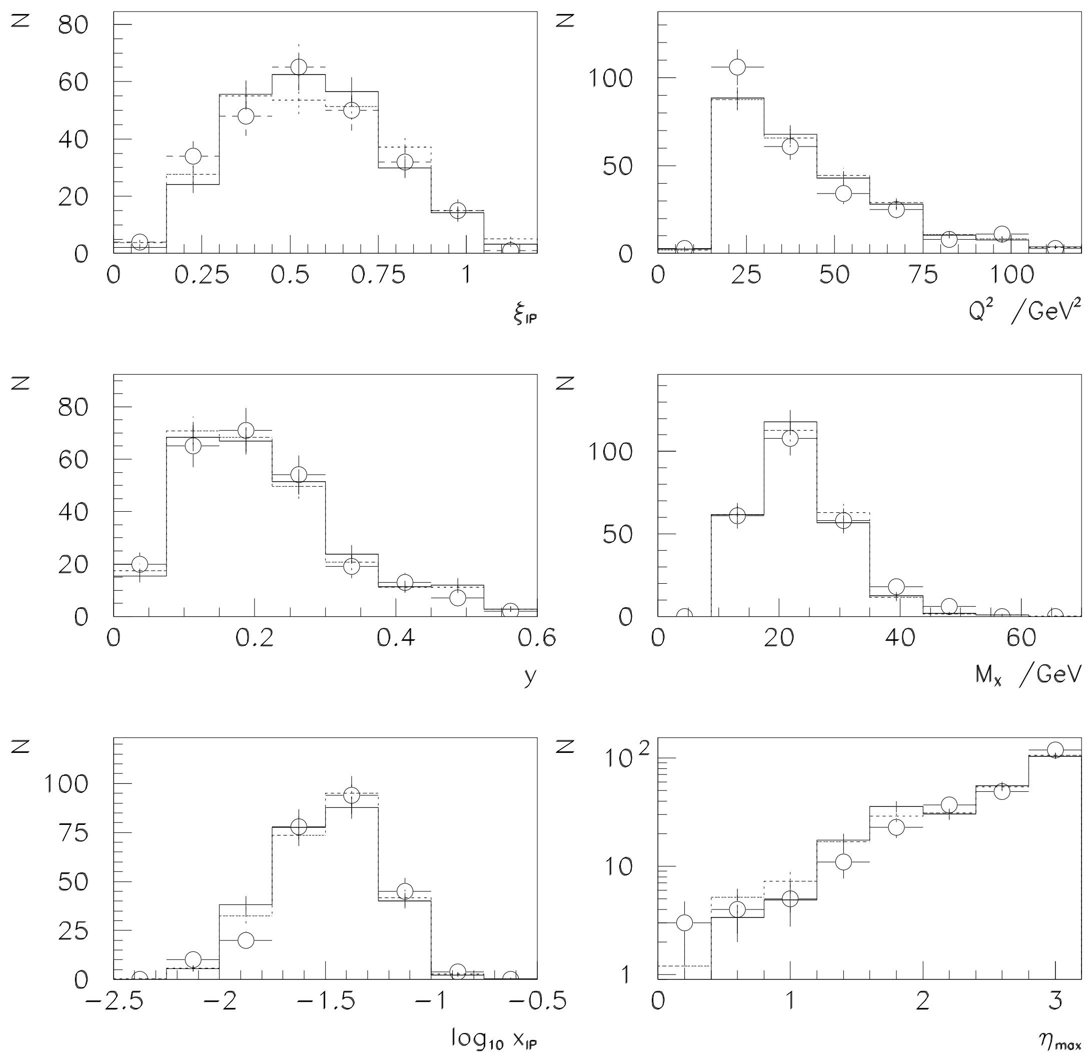


**Abbildung 8.7**: Umgewichtung auf $\xi(1-\xi)$ („hard gluon"): Gezeigt sind kinematische Verteilungen für Daten (*weiße Kreise*), Monte-Carlo-Ereignisse mit der H1-Eilat-Parametrisierung der Gluondichte (*gepunktetes Histogramm*) und solche mit der umgewichteten Gluondichte (*durchgezogenes Histogramm*).

Der Grund dafür, daß die Diskriminierung zwischen „hard gluon"- und „flat gluon"-Modell nicht sehr gut ist, sind die großen Migrationen von sehr kleinen und sehr großen wahren Werten von $\xi_{IP}$ zu mittleren gemessenen Werten (siehe dazu den nächsten Abschnitt).

- **Umgewichtung auf eine „superharte" Gluondichte:** Eine solche Gluonverteilung wird im Rahmen von Modellen ohne Remnant, bei denen das gesamte diffraktiv erzeugte System nur aus den beiden Jets besteht, erwartet. Sie wird im Monte-Carlo simuliert, indem nur Gluon-induzierte Ereignisse mit $\xi_{IP}^{true} > 0.8$ zugelassen werden (aufgrund der begrenzten Monte-Carlo-Statistik). Man erkennt in Abbildung 8.9, daß diese Gluonverteilung von den Daten klar ausgeschlossen wird. Keine der Kontrollverteilungen wird beschrieben.

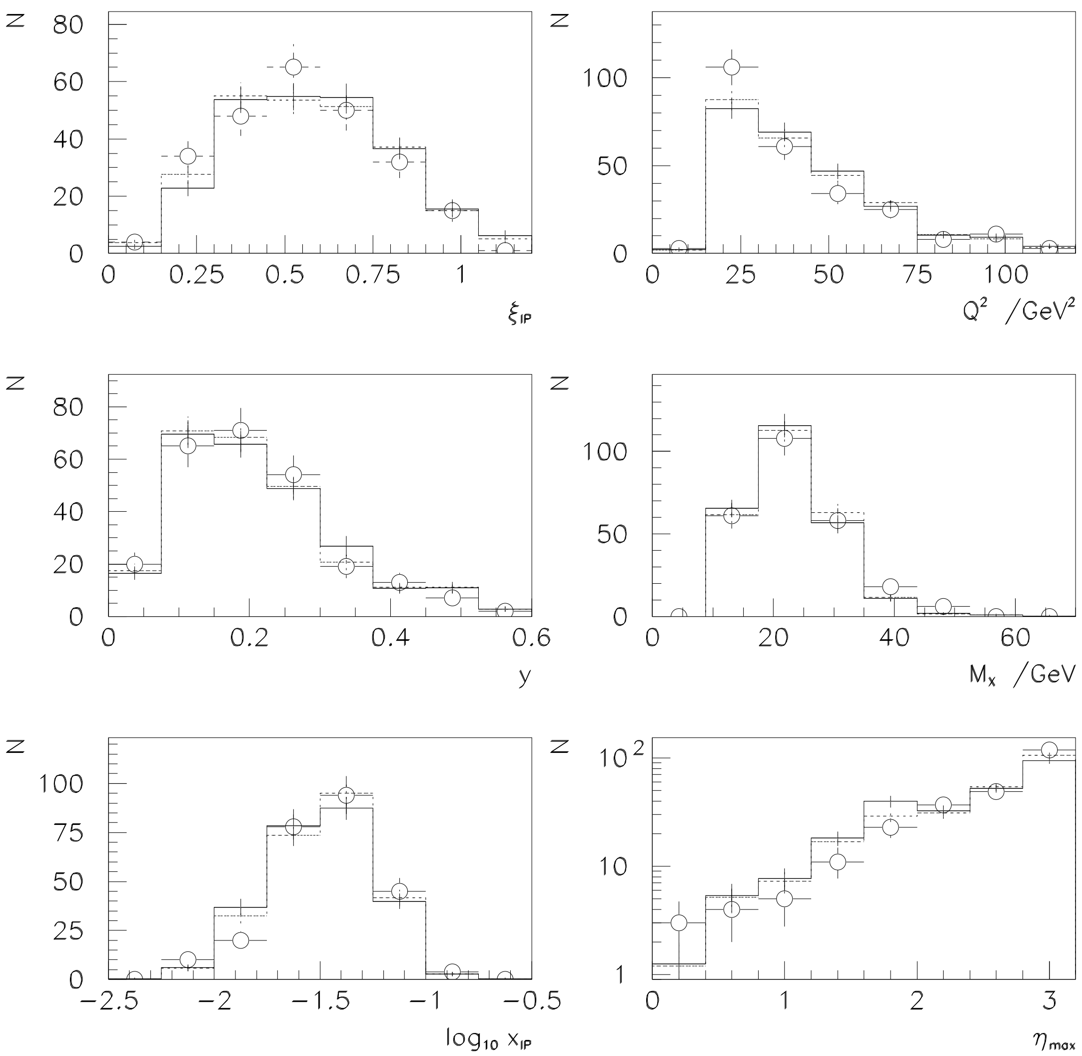


**Abbildung 8.8**: Umgewichtung auf eine konstante Gluondichte („flat gluon"): Gezeigt sind kinematische Verteilungen für Daten (*weiße Kreise*), Monte-Carlo-Ereignisse mit der H1-EILAT-Parametrisierung der Gluondichte (*gepunktetes Histogramm*) und solche mit der umgewichteten Gluondichte (*durchgezogenes Histogramm*).

Zusammenfasssend kann zunächst festgestellt werden, daß die Messung wirklich sensitiv auf Unterschiede in der Gluonverteilung ist. Desweiteren bevorzugen die Daten klar Modelle, bei denen neben einer weichen auch eine harte Gluon-Komponente vorhanden ist. Eine superharte Gluonverteilung kann allerdings ebenfalls die Daten nicht beschreiben.

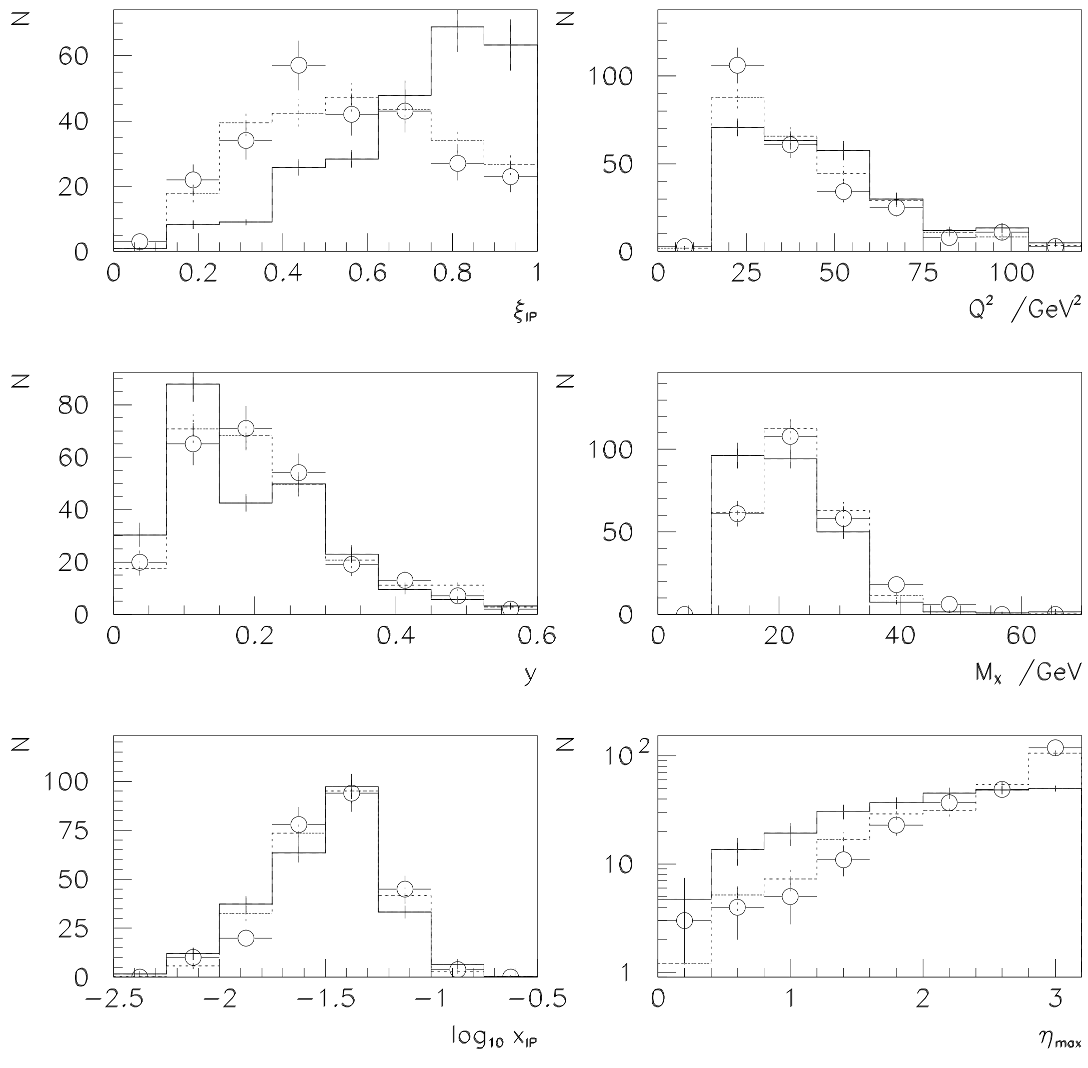


**Abbildung 8.9**: Umgewichtung auf eine „superharte" Gluondichte ($\xi_{IP} > 0.8$): Gezeigt sind kinematische Verteilungen für Daten (*weiße Kreise*), Monte-Carlo-Ereignisse mit der H1-Eilat-Parametrisierung der Gluondichte (*gepunktetes Histogramm*) und solche mit der umgewichteten Gluondichte (*durchgezogenes Histogramm*).

## 8.4 Die Entfaltung

### 8.4.1 Die Methode

Mit der Methode der Entfaltung soll die wahre Verteilung einer physikalischen Größe

$$f(x_{wahr})$$

bestimmt werden. Die im Experiment gemessene Verteilung

$$g(y_{gem})$$

ist jedoch, bedingt durch Akzeptanz- und Auflösungseffekte, oft von der wahren Verteilung sehr verschieden. Außerdem wird die gemessene Verteilung im allgemeinen auch durch Untergrundereignisse $b(y)$ verfälscht sein. Mathematisch kann man diesen Zusammenhang als Integralgleichung formulieren:

$$g(y) = \int A(y,x)f(x)dx \;+\; b(y) \tag{8.22}$$

$A(y,x)$ repräsentiert die Effekte des Detektors, mit der die wahre Verteilung $f(x)$ gefaltet ist. Das Problem der Entfaltung besteht nun darin, unter Kenntnis von $g(y)$, $b(y)$ und $A(y,x)$ die Verteilung von $f(x)$ zu bestimmen. Für gemessene Daten ist lediglich $g^{Daten}(y)$ zugänglich. Daher wird ein Monte-Carlo-Modell (MC) benötigt, bei dem neben $g^{MC}(y)$ auch $f(x)$ und $A(y,x)$ bekannt sind. Die Detektor-Antwort $A(y,x)$ beinhaltet die Korrelation zwischen der wahren und der gemessenen Größe.

Bei einer konkreten Analyse sind gemessene und wahre Verteilungen in der Regel in Form von diskreten Histogrammen der Daten- und Monte-Carlo-Ereignisse gegeben:

$$g(y) \to g(y_i) \tag{8.23}$$

$$b(y) \to b(y_i) \tag{8.24}$$

$$f(x) \to f(x_j) \tag{8.25}$$

Die Detektor-Antwort wird aus dem Monte-Carlo-Modell extrahiert. Sie besteht aus der Korrelationsmatrix

$$A(y,x) \to A_{ij}(y_i,x_j) \tag{8.26}$$

In der Korrelationsmatrix sind implizit alle Auflösungseffekte enthalten. Der simple Ansatz der Invertierung der Matrix $A$:

$$f(x_j) = \sum_i \; A_{ji}^{-1} \; (g(y_i) - b(y_i)) \tag{8.27}$$

stößt jedoch auf große mathematische Schwierigkeiten.

Bei der hier verwendeten Methode der Entfaltung werden durch eine Anpassung der aus dem MC-Modell bekannten Verteilung $g^{MC}(y_i)$ an die $g^{Daten}(y_i)$-Verteilung über die Korrelationsmatrix $A$ Koeffizienten $C_j$ an die wahre Verteilung $f^{MC}(x_j)$ bestimmt, so daß:

$$f^{Daten}(x_j) = C_j \; f^{MC}(x_j) \tag{8.28}$$

und

$$g'^{MC}(C_j,y_i) = \sum_j C_j \; A_{ij} \; f^{MC}(x_j) \;+\; b(y_i) \tag{8.29}$$

Die Koeffizienten $C_j$ werden bestimmt aus einer Anpassung von $g'^{MC}$ an $g^{Daten}$:

$$[\; g'^{MC}(C_j,y_i) \;-\; g^{Daten}(y_i) \;] \longrightarrow Minimum \tag{8.30}$$

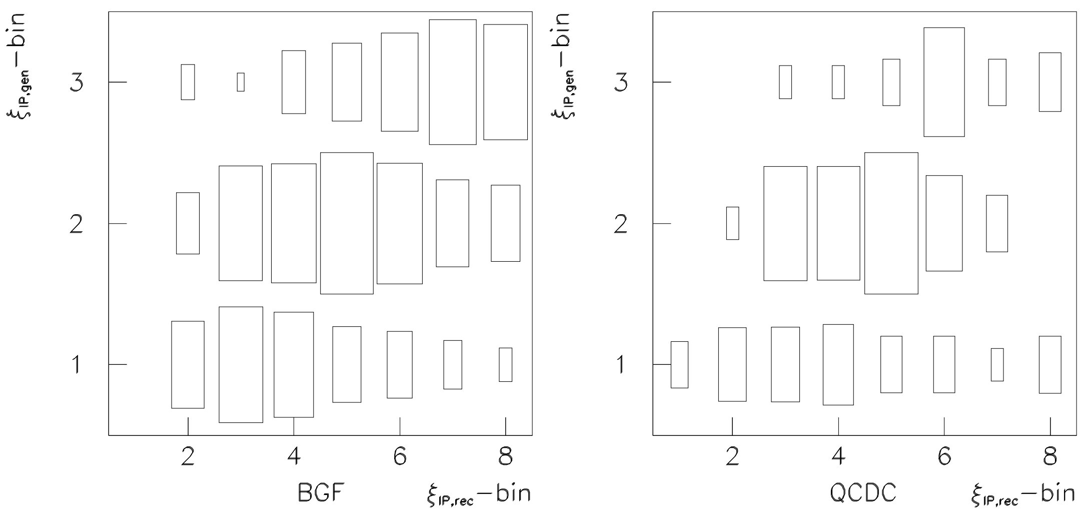


**Abbildung 8.10**: $\xi_{IP}$-Korrelationsmatrizen: Gezeigt sind die bei der Entfaltung verwendeten Korrelations-Matrizen für BGF-(*links*) und QCDC-(*rechts*) Ereignisse.

Für den Fit wurde hier die $\chi^2$-Methode verwendet. $\chi^2$ ist definiert als:

$$\chi^2(\{C_j\}) = \sum_{i=1}^{n} \frac{(g'^{MC}(\{C_j\}, y_i) - g^{Daten}(y_i))^2}{\sigma_i^{2(Daten)} + \sigma_i^{2(MC)}} \tag{8.31}$$

Die $\sigma_i$ sind die Fehler der $g^{Daten}(y_i)$ und der $g'^{MC}(y_i)$. Der Fit bestimmt unter Variation der $C_j$ das minimale $\chi^2$. Für den Fit wurde das Programm MINUIT [32] verwendet.

### 8.4.2 Die Durchführung

Bei der Entfaltung werden der Quark- und der Reggeonanteil als bekannt vorausgesetzt und somit festgehalten, so daß direkt die Gluondichte im Pomeron extrahiert wird. Die Ausgangsverteilungen für die Entfaltung wurden bereits in Abbildung 8.4 gezeigt. Man erkennt neben dem 30%-Unterschied in der Gesamtzahl der Ereignisse, daß bei großen $\xi_{IP}$ die Daten eine stärkere Reduzierung der Gluondichte im Monte-Carlo verlangen als bei kleinen $\xi_{IP}$. Man kann dies dahingehend interpretieren, daß die Daten eine Gluon-Impulsverteilung im Pomeron bevorzugen, die etwas weicher ist als die in H1-Eilat angenomme. Die für den Fit verwendeten Korrelations-Matrizen für Gluon- und Quark-induzierte Ereignisse (Pomeron und Reggeon) sind in Abbildung 8.10 gezeigt. Aufgrund der limitierten Daten-Statistik und der Form der generierten $\xi_{IP}$-Verteilung wurden für die rekonstruierten Verteilungen 8 gleich große Bins und für die generierte Verteilung 3 asymmetrische Bins gewählt:

$$\xi_{IP,gen} = 0.0 \ldots 0.25 \qquad \xi_{IP,gen} = 0.25 \ldots 0.75 \qquad \xi_{IP,gen} = 0.75 \ldots 1.0 \tag{8.32}$$

### 8.4.3 Das Ergebnis

Abbildung 8.11 zeigt das Ergebnis der Entfaltung, die Korrekturfaktoren an die Gluondichte. Das $\chi^2$ des Fits ist

$$\chi^2/ndf = 4.8/5 \tag{8.33}$$

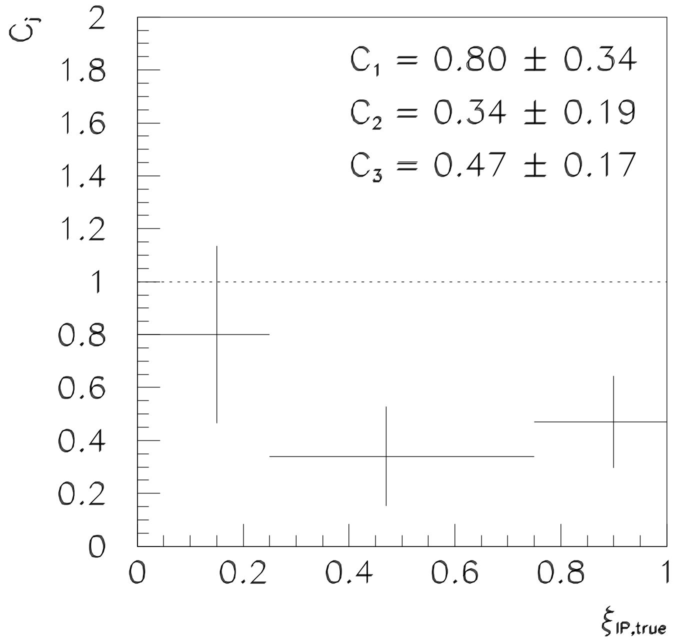


**Abbildung 8.11**: Ergebnis der Entfaltung: Gezeigt sind die ermittelten Koeffizienten $C_j$ an die Gluondichte im Modell und ihre Fehler. Die $\xi_{IP}$-Kooridnaten der Koeffizienten entsprechen den Schwerpunkten der rekonstruierten Ereignisse in jedem Bin.

wobei *ndf* die Anzahl der Freiheitsgrade bedeutet. Vor dem Fit ist das $\chi^2$ von gemessener und Monte-Carlo-Verteilung, wenn auf gleiche Eventzahlen normiert wird, $\chi^2/ndf = 6.2/5$. Man sieht, daß die Daten eine etwas weichere Gluonverteilung als die in der H1-Eilat-Parametrisierung angenommene bevorzugen. Die Entfaltungs-Fehler liegen jedoch aufgrund der großen Nicht-Diagonalelemente in den Korrelationsmatrizen und der relativ geringen Datenstatistik bei $37 - 55\%$.

Ein mit den so ermittelten Koeffizienten umgewichteter MC-Datensatz sollte eine bessere Beschreibung der Daten-Verteilungen liefern. Andernfalls hätte der Fit kein sinnvolles Resultat erbracht. In den Abbildungen 8.12 und 8.13 werden die Verteilungen von $\xi_{IP}$ und weiteren Variablen der Daten mit dem nach dem Entfaltungsergebnis umgewichtetem Monte-Carlo verglichen. Um beurteilen zu können, ob das umgewichtete Monte-Carlo die Form der Daten-Verteilungen besser beschreibt, sind die gezeigten Original-MC-Verteilungen auf die gleiche Eventzahl wie die Daten normiert worden. Man erkennt, daß die $\xi_{IP}$-Verteilung der Daten etwas besser beschrieben wird. Aber auch bei den anderen Verteilungen zeigen sich leichte Verbesserungen in der Beschreibung. Bildet man als Maß für die Beschreibung ein globales $\chi^2$ über alle gezeigten Kontrollverteilungen, wobei nur solche Bins berücksichtigt werden, bei denen Daten und Monte-Carlo Einträge verschieden von Null besitzen, so verbessert sich dieses von

$$\chi^2_{Global}/ndf = 66.3/85 \tag{8.34}$$

nach der Umgewichtung auf

$$\chi^2_{Global}/ndf = 61.1/85 \; . \tag{8.35}$$

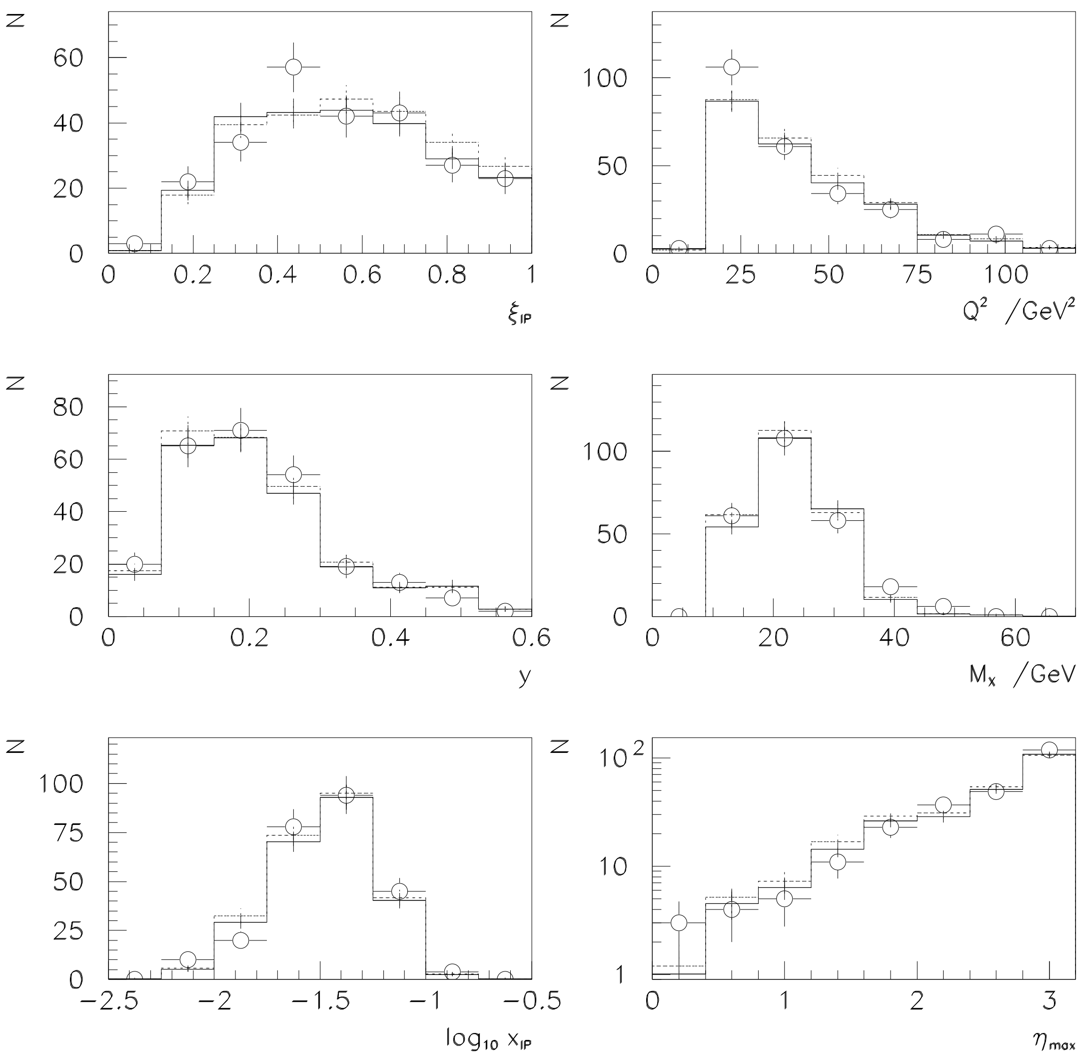


**Abbildung 8.12**: Ergebnis der Entfaltung: Gezeigt sind Kontrollverteilungen für Daten (*weiße Kreise*), Original-MC-Datensatz (normiert auf Eventzahl in den Daten) (*gestricheltes Histogramm*) und umgewichteten MC-Datensatz (*durchgezogenes Histogramm*).

Dies belegt, daß der Fit die Anpassung des MC-Datensatzes an die Daten insgesamt verbessert hat.

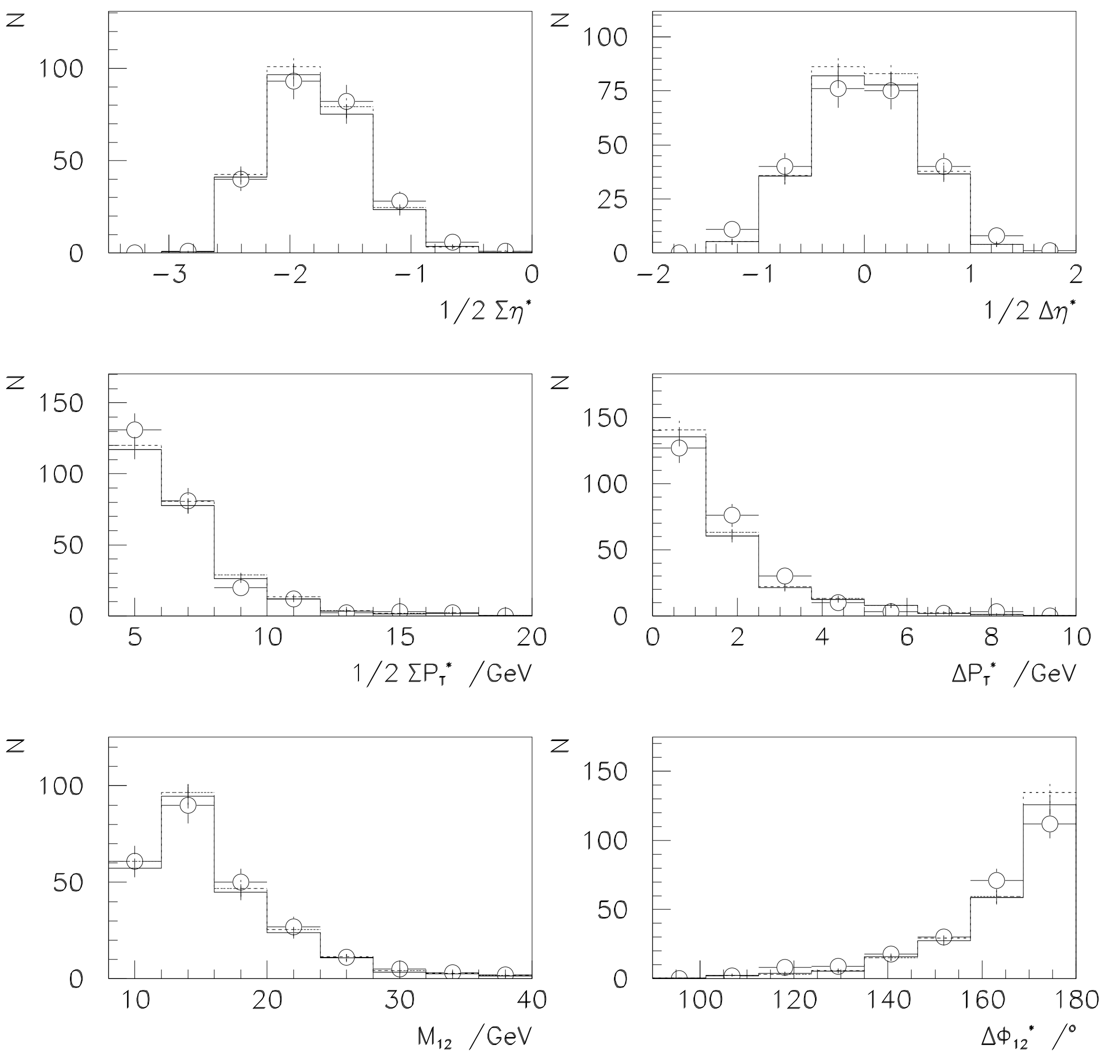


**Abbildung 8.13**: Ergebnis der Entfaltung: Gezeigt sind Kontrollverteilungen für Daten (*weiße Kreise*), Original-MC-Datensatz (normiert auf Eventzahl in den Daten) (*gestricheltes Histogramm*) und umgewichteten MC-Datensatz (*durchgezogenes Histogramm*).

## 8.5 Systematische Fehler

Es wird nun der Effekt von einigen systematischen Fehlerquellen auf die extrahierten Koeffizienten $C_j$ und damit die Form der Gluonverteilung sowie ein gemeinsamer Fehler auf die Anzahl der gemessenen Ereignisse bestimmt.

#### Fehler auf die Form der Gluondichte

Dazu wurde die komplette Entfaltungsprozedur unter den unten aufgeführten Bedingungen wiederholt und die Auswirkung auf das Entfaltungsergebnis untersucht. Als Quellen systematischer Fehler wurden behandelt:

- Eine Unsicherheit der absoluten Energiekalibration des LAr-Kalorimeters von $\pm 5\%$.
- Eine Variation des $\eta_{max}$-Schnittes um $\pm 0.1$.
- Eine Variation des Energieschnittes bei der Bestimmung von $\eta_{max}$ um $\pm 0.4\ GeV$[1].
- Eine Variation des PLUG-Energieschnittes um $+2.5/-4\ GeV$.

Abbildung 8.14 und Tabelle 8.1 zeigen die Variation der extrahierten Koeffizienten $C_j$ als Funktion der systematischen Tests.

| Nr. | Variation | $\Delta C_1/C_1$ /% | $\Delta C_2/C_2$ /% | $\Delta C_3/C_3$ /% |
|---|---|---|---|---|
| 2 | LAr $+5\%$ | 6 | -1 | -26 |
| 3 | LAr $-5\%$ | 0 | -36 | 34 |
| 4 | $\eta_{max} < 3.3$ | -16 | -14 | 21 |
| 5 | $\eta_{max} < 3.1$ | 1 | -4 | 7 |
| 6 | $E^{Cut}_{\eta_{max}} = 0.0 GeV$ | -6 | -10 | -1 |
| 7 | $E^{Cut}_{\eta_{max}} = 0.8 GeV$ | -12 | 4 | 3 |
| 8 | $E_{PLUG} < 3.5 GeV$ | 10 | -27 | -15 |
| 9 | $E_{PLUG} < 10 GeV$ | 4 | 4 | -2 |

**Tabelle 8.1**: Systematische Tests: Gezeigt sind die relativen Änderungen der extrahierten Koeffizienten $C_j$ für die im Text besprochenen veränderten Bedingungen.

Man erkennt, daß der größte Effekt von der Unsicherheit der LAr-Energieskala herrührt. Dieser wirkt sich besonders bei großen $\xi_{IP}$ aus. Die systematischen Fehler der Koeffizienten $C_j$ wurden durch quadratische Addition bestimmt zu

$$(\Delta C_1/C1)_{Form} = +17/-22\%$$
$$(\Delta C_2/C2)_{Form} = +39/-48\%$$
$$(\Delta C_3/C3)_{Form} = +43/-37\%$$

[1] $E^{Cut}_{\eta_{max}} = 0.0\ GeV$ bedeutet, daß außer der Energie zur Bildung eines Clusters keine zusätzliche Mindestenergie verlangt wird

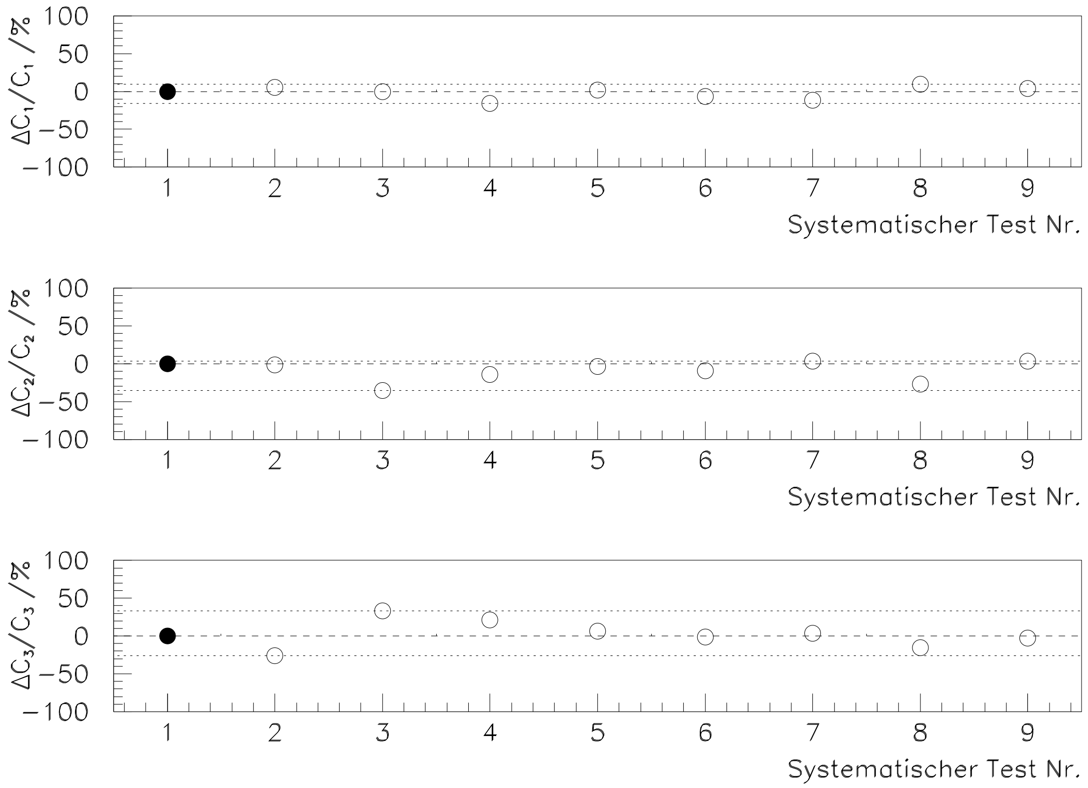


**Abbildung 8.14**: Systematische Tests: Gezeigt ist die relative Variation der Koeffizienten der Entfaltung gegenüber den Original-Werten (*schwarze Kreise*) für die in Tabelle 8.1 erläuterten Tests. Die gepunkteten horizontalen Linien geben die minimale bzw. maximale relative Änderung des Koeffizienten an.

### Fehler auf die Gesamtnormierung

Als weitere Quellen von systematischen Fehlern, die sich auf die Anzahl der selektierten Ereignisse in den Daten relativ zum Monte-Carlo auswirken (Normierungsfehler), wurden berücksichtigt:

- Eine Unsicherheit von 10% durch die Normierung der Daten durch den Vergleich mit der Rate von inklusiven 2-Jet-Ereignissen in den Daten von 1994.

- Eine Variation des Reggeon-Anteils in den Daten um ±50%, was einen systematischen Fehler von 7% ergibt.

- Eine Variation des Anteils der Quark-induzierten Pomeron-Ereignisse um ±20%, was einen systematischen Fehler von 2% bedeutet.

- Eine Variation der absoluten Energieskala des LAr-Kalorimeters um ±5%, was einen systematischen Fehler von 5% ergibt.

- Die Änderung der diffraktiven Selektionsschnitte in der oben aufgeführten Weise. Dies ergibt eine Normierungsunsicherheit von 10%.

Addiert man diese systematischen Fehler quadratisch, so ergibt sich ein systematischer Fehler auf die Normierung von 16%. Um auch andere mögliche Quellen systematischer Fehler zu berücksichtigen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden konnten, wie etwa:

- Unsicherheiten in der Impulsmessung der Spuren
- Unsicherheiten in der absoluten hadronischen Energieskala des SPACAL
- Rauschen in den Vorwärtsdetektoren
- Die noch ungeklärten Änderungen im Vorwärts-Energiefluß zwischen den Daten von 1994 und 1996

wurde dieser systematische Fehler in einer konservativen Schätzung auf

$$(\Delta C_i/Ci)_{Normierung} = 25\%$$

erhöht. Die systematischen Fehler der Form der Gluonverteilung und der Normierungsfehler wurden quadratisch zu den Entfaltungs-Fehlern der extrahierten Koeffizienten $C_j$ addiert. Die so bestimmten Gesamtfehler der Koeffizienten sind:

$$\begin{aligned}(\Delta C_1/C1)_{total} &= +52/-54\% \\ (\Delta C_2/C2)_{total} &= +72/-77\% \\ (\Delta C_3/C3)_{total} &= +62/-58\%\end{aligned}$$

## 8.6 Die Bestimmung der effektiven Gluondichte

Die Verteilung für $\xi_{IP,gen}$ für Gluon-induzierte Ereignisse in den selektierten Monte-Carlo-Ereignissen gibt nicht direkt die Gluondichte wieder, da diese noch mit einer Detektorakzeptanz- und Auflösungsfunktion gefaltet ist. Die gute Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo-Verteilungen zeigt jedoch, daß diese Effekte gut vom Monte-Carlo wiedergegeben werden. Die effektive Gluondichte wird daher dadurch erhalten, daß die im MC benutzte effektive Gluondichte mit den aus dem Fit bestimmten Koeffizienten multipliziert wird. Dazu muß diese zunächst entsprechend der Koeffizienten-Bins gemittelt werden. Dazu wird der Wert der effektiven Gluondichte am Schwerpunkt des $\xi_{IP,gen}$-Bins ermittelt. Da die Ereignisse nicht gleichverteilt sind, liegt dieser Schwerpunkt nicht in der Binmitte.

Das Ergebnis zeigt Abbildung 8.15. Die Normierung wurde wieder so gewählt, daß die Flußfaktoren für Pomeron und Reggeon auf Eins gesetzt wurden. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehler der Entfaltung, die äußeren Fehlerbalken den statistischen und systematischen Fehler an. Die mittlere Skala der gemessenen Gluondichte liegt bei

$$< Q^2 > = 43\ GeV^2 \tag{8.36}$$

Die hier direkt gemessenen Gluondichte ist bei kleinen $\xi_{IP}$ im Rahmen der Fehler kompatibel mit der Gluondichte, wie sie aus der QCD-Analyse der inklusiven Messungen bestimmt wurde. Bei großen $\xi_{IP}$ liegen die Daten jedoch unter der indirekten Messung. Die Fehler in den gezeigten Gluonverteilungen sind jedoch dominiert durch die großen Fehler der Koeffizienten aus der Anpassung der Form der $\xi_{IP}$-Verteilung an die Daten. Diese rühren von den starken

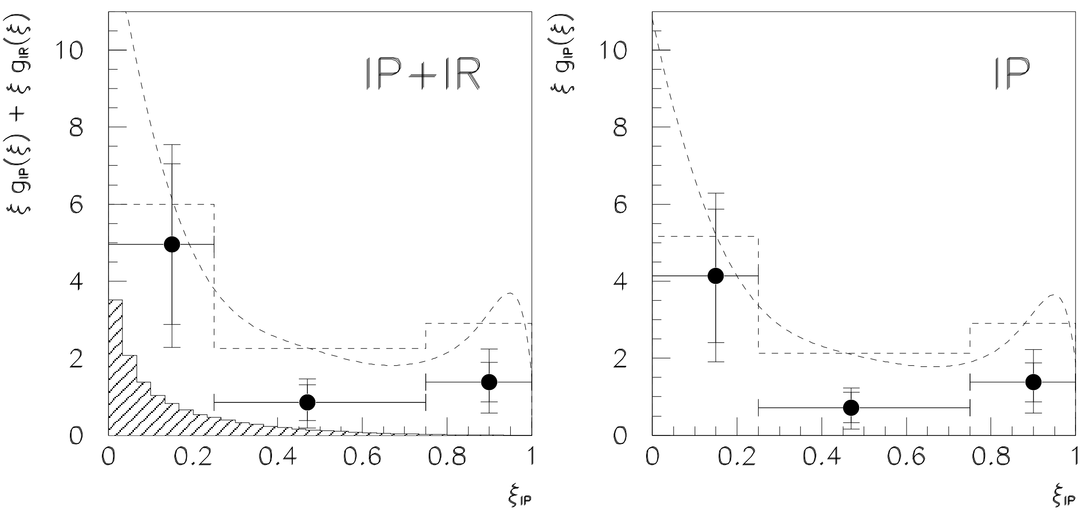


**Abbildung 8.15**: Die gemessene Gluondichte: Gezeigt ist die gemessene Gluondichte (*schwarze Datenpunkte*), verglichen mit der effektiven Gluondichte aus der inklusiven Analyse: Das linke Histogramm zeigt die effektive Pomeron-Reggeon-Gluondichte in den drei Bins von $\xi_{IP}$, die gestrichelte Kurve die effektive Gluonverteilung im Monte-Carlo. Die inneren Fehlerbalken an den Meßpunkten stellen den statistischen Fitfehler, die äußeren Fehlerbalken die quadratische Summe aus statistischem und systematischem Fehler dar. Der Reggeonanteil ist schraffiert unterlegt. Das rechte Histogramm zeigt die Gluondichte im Pomeron.

Migrationen aufgrund der relativ schlechten Korrelation zwischen generiertem und rekonstruiertem $\xi_{IP}$ her.

Abbildung 8.16 zeigt im oberen Teil den relativen Gluonanteil im Pomeron als Funktion der zur Entfaltung benutzten Bins in $\xi_{IP,gen}$. Die Fehler entsprechen der quadratischen Summe aus statistischem Fitfehler und systematischem Fehler. Der Gluonanteil bezogen auf Ereigniszahlen ist größer als der auf die Partondichten bezogene. Dies hat seine Ursache darin, daß in dieser Darstellung das Verhältnis der QCD-Matrixelemente für Boson-Gluon-Fusion und QCD-Compton-Effekt eingeht, für das gilt:

$$\frac{|M_{BGF}|^2}{|M_{QCDC}|^2} > 1 \tag{8.37}$$

In dem unteren Teil der Abbildung ist das Verhältnis von Gluonen zu Quarks im Pomeron dargestellt. Integriert über $\xi_{IP}$ ergibt sich für die akzeptierten Ereignisse im Monte-Carlo der relative Gluonanteil im Pomeron zu

$$\left(\frac{\xi g(\xi)}{\xi q(\xi) + \xi g(\xi)}\right)_{IP}^{H1-EILAT} = 0.82 \tag{8.38}$$

Für die Daten erhält man

$$\left(\frac{\xi g(\xi)}{\xi q(\xi) + \xi g(\xi)}\right)_{IP}^{Daten} = 0.73^{+0.04}_{-0.06} \tag{8.39}$$

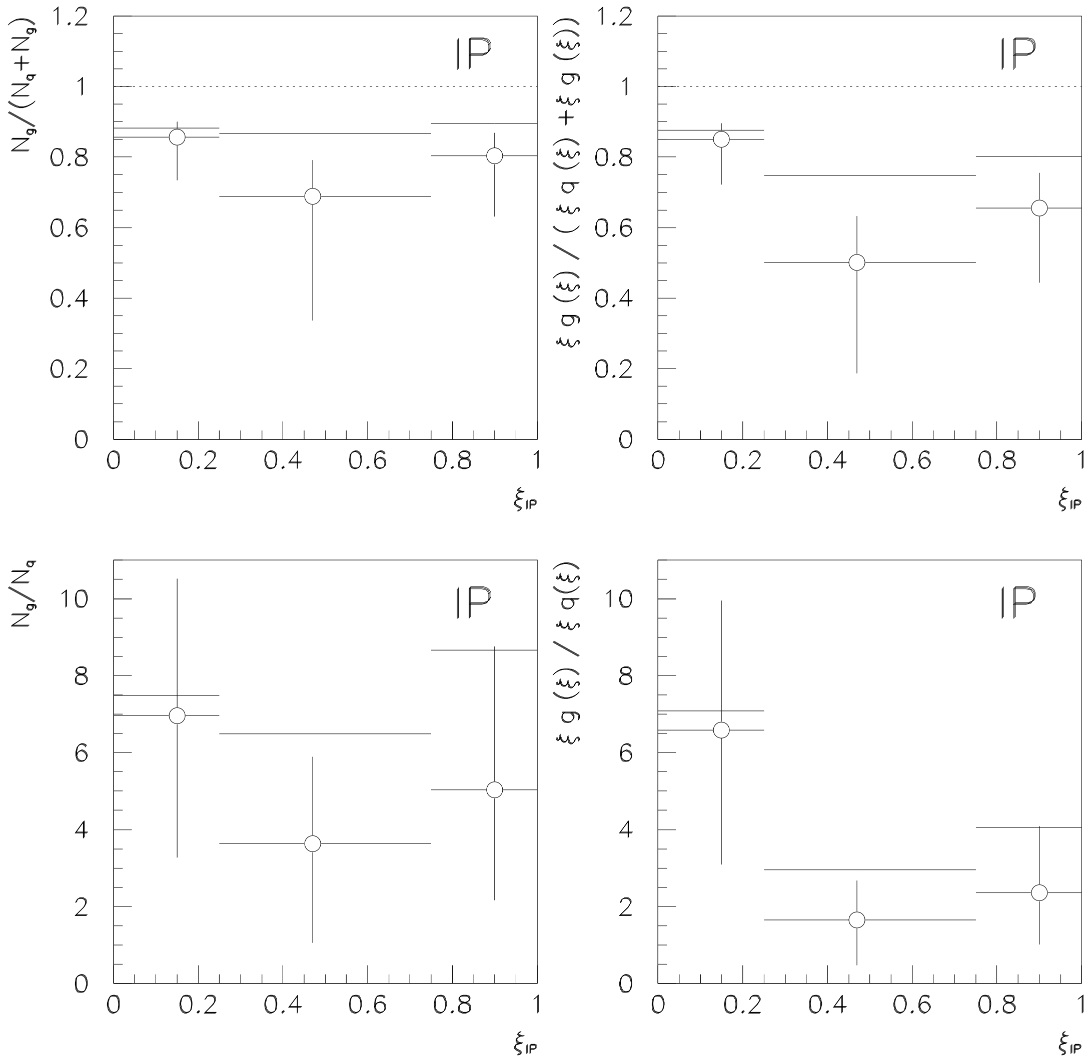


**Abbildung 8.16**: Die gemessene Gluondichte: Gezeigt ist oben der relative Gluonanteil im Pomeron für Daten (*weiße Punkte*) und die H1-EILAT-Parametrisierung (*Histogramm*) (akzeptierte Ereignisse). In der linken Darstellung ist der Gluonanteil auf Ereigniszahlen bezogen, in der rechten Darstellung auf die Partondichten. Unten ist in der gleichen Weise das Verhältnis von Gluonen zu Quarks gezeigt.

Der Fehler enthält nur den Normierungsfehler von 25%, da hier die großen Fehler aus der Anpassung der Form der Gluonverteilung nicht eingehen. Die Signifikanz der totalen Messung eines großen Gluonanteils im Pomeron ist also sehr deutlich.

## 8.7 Die Skalenabhängigkeit

Es soll nun versucht werden, die Frage zu klären, ob die Daten eine andere harte Skala als die im Modell verwendete $Q^2$-Skala bevorzugen. Außerdem wird gezeigt, wie groß der Effekt

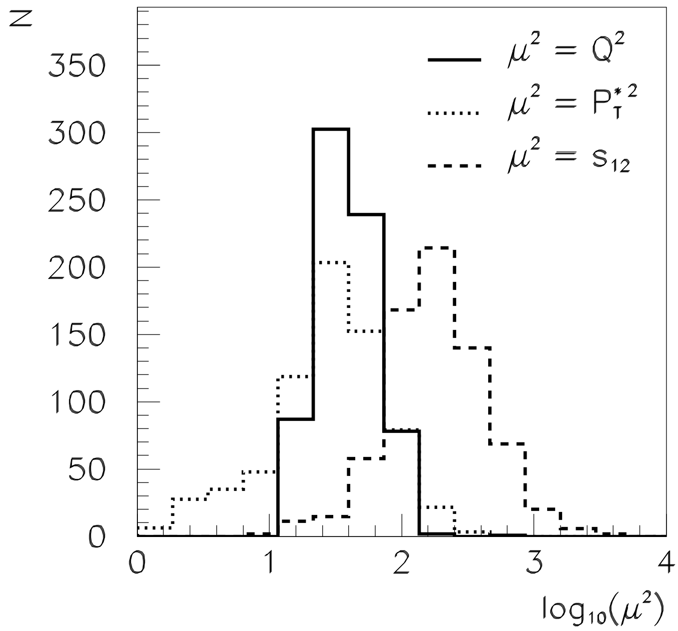


**Abbildung 8.17**: Verteilung von möglichen Skalen im MC-Datensatz: Gezeigt sind die Verteilungen von $Q^2$, $P_T^{*2}$ und $s_{12}$ (wahre Größen) für selektierte Monte-Carlo-Ereignisse. Man erkennt, daß $Q^2$ hier eine mittlere Wahl der Skala darstellt.

einer anderen Skala auf das Fitresultat ist. In der H1-EILAT-Parametrisierung wird diese Skala verwendet, da sie aus der inklusiven Messung der diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}$ erhalten wurde, wo $Q^2$ sicherlich eine sinnvolle Wahl der Skala darstellt. Bei 2-Jet-Ereignissen jedoch sind neben $Q^2$ noch andere harte Skalen vorhanden. A priori ist nicht klar, welche Skala für diesen Prozeß die beste Skala für die Evolution der Partonverteilungen in nächsthöherer Ordnung QCD (NLO) darstellt.

Abbildung 8.17 zeigt die Verteilungen von verschiedenen als harte Skala in Frage kommenden Größen für selektierte Monte-Carlo-Ereignisse. $s_{12}$ wäre eine wesentlich härtere Skala als $Q^2$. Das bedeutet, daß die Partonverteilungen (siehe Abbildungen 2.16 und 2.17) im Schnitt bei höheren Werten von $\mu^2$ zu betrachten wären, so daß die resultierende Gluonverteilung deutlich weicher wäre. Wäre $P_T^{*2}$ die relevante Skala, so wären die Partonverteilungen bei etwas niedrigeren Werten von $\mu^2$ zu betrachten und die Gluondichte wäre etwas härter. Die Monte-Carlo-Ereignisse wurden für diese Untersuchung mit einem Faktor

$$w_i = \frac{\xi_i p_{IP}(\xi_i, \mu_i^2) \ + \ \xi_i p_{IR}(\xi_i, \mu_i^2)}{\xi_i p_{IP}(\xi_i, Q_i^2) \ + \ \xi_i p_{IR}(\xi_i, Q_i^2)} \tag{8.40}$$

gewichtet, gebildet aus dem Verhältnis der Partondichten (Quark oder Gluon, je nach Subprozeß), bei neuer und bei Original-Skala. Die Umgewichtung führt zu Faktoren

$$C_{Norm}^{s_{12}} = 1.15 \qquad C_{Norm}^{P_T^{*2}} = 0.86 \tag{8.41}$$

in der Gesamt-Normierung des Monte-Carlos. Da in diesem Zusammenhang jedoch nur die Beschreibung der Form der Gluonverteilung untersucht werden soll, wurde der umgewichtete

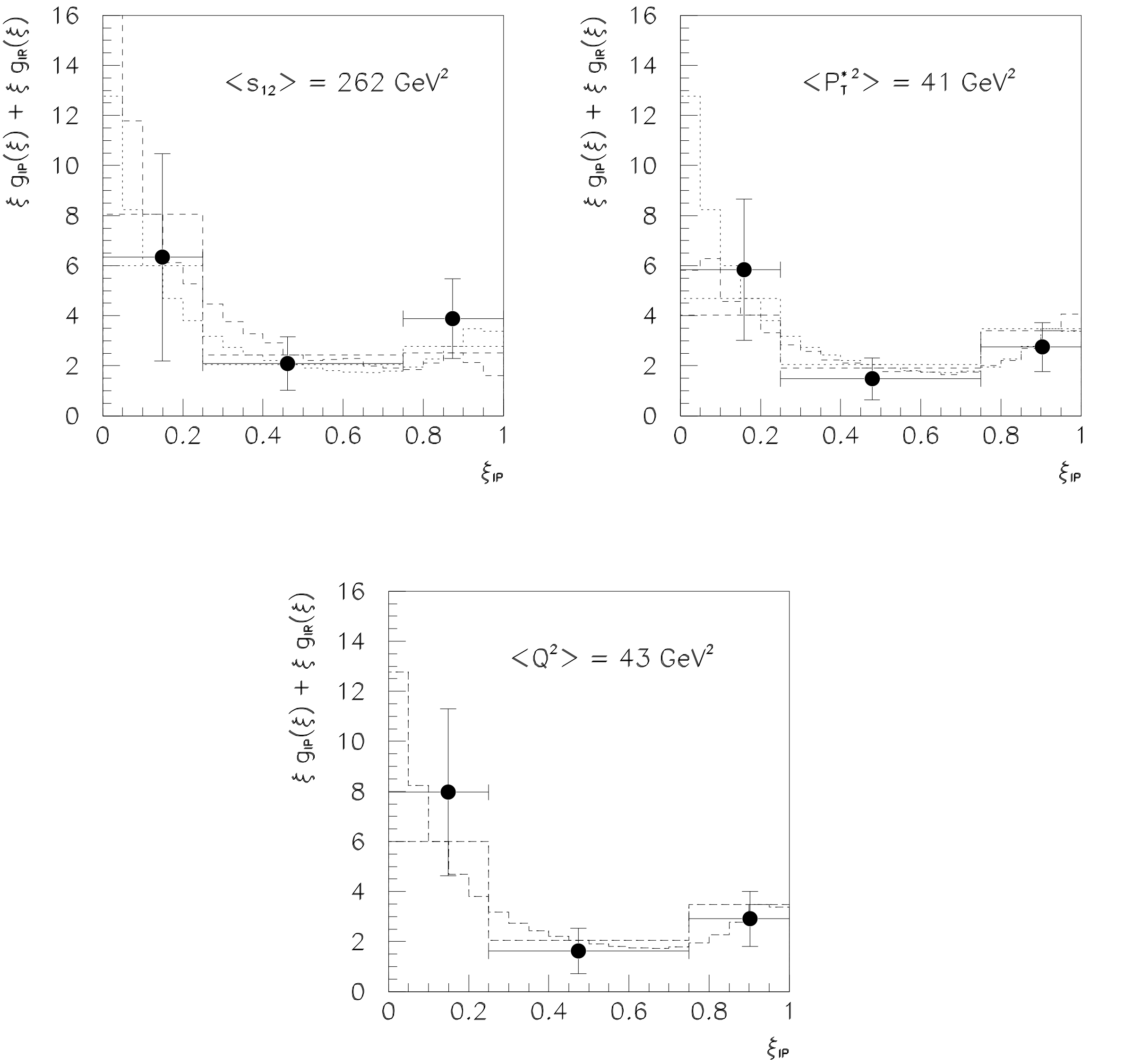


**Abbildung 8.18**: Ergebnisse der Entfaltung bei Skalen-Umgewichtung: Gezeigt sind die extrahierten Gluonverteilungen bei Umgewichtung des MC-Datensatzs auf $s_{12}$ (*links*) und $P_T^{*2}$ (*rechts*) als Skala und anschließende Normierung der Eventanzahl auf die der Daten. Dargestellt sind jeweils die Original-Gluonverteilung im MC-Datensatz (*gepunktet*), die umgewichtete Gluonverteilung im MC-Datensatz (*gestrichelt*), die gemittelten Original- und umgewichteten Verteilungen (*Histogramme*) sowie das Entfaltungsergebnis (*schwarze Punkte*). Zum Vergleich ist auch das Ergebnis mit der Originalskala $Q^2$ gezeigt. Die Fehlerbalken enthalten nur die statistischen Fehler der Entfaltung.

Monte-Carlo-Datensatz vor der Entfaltung auf die gleiche Eventanzahl wie die Daten normiert. Mit den so umgewichteten MC-Ereignissen wurde die gesamte Entfaltungsprozedur erneut durchgeführt. Für die Umgewichtung auf die Skala $s_{12}$ liefert der Fit:

$$\chi^2/ndf = 5.3/5 \qquad \chi^2_{Global}/ndf = 74/85 \tag{8.42}$$

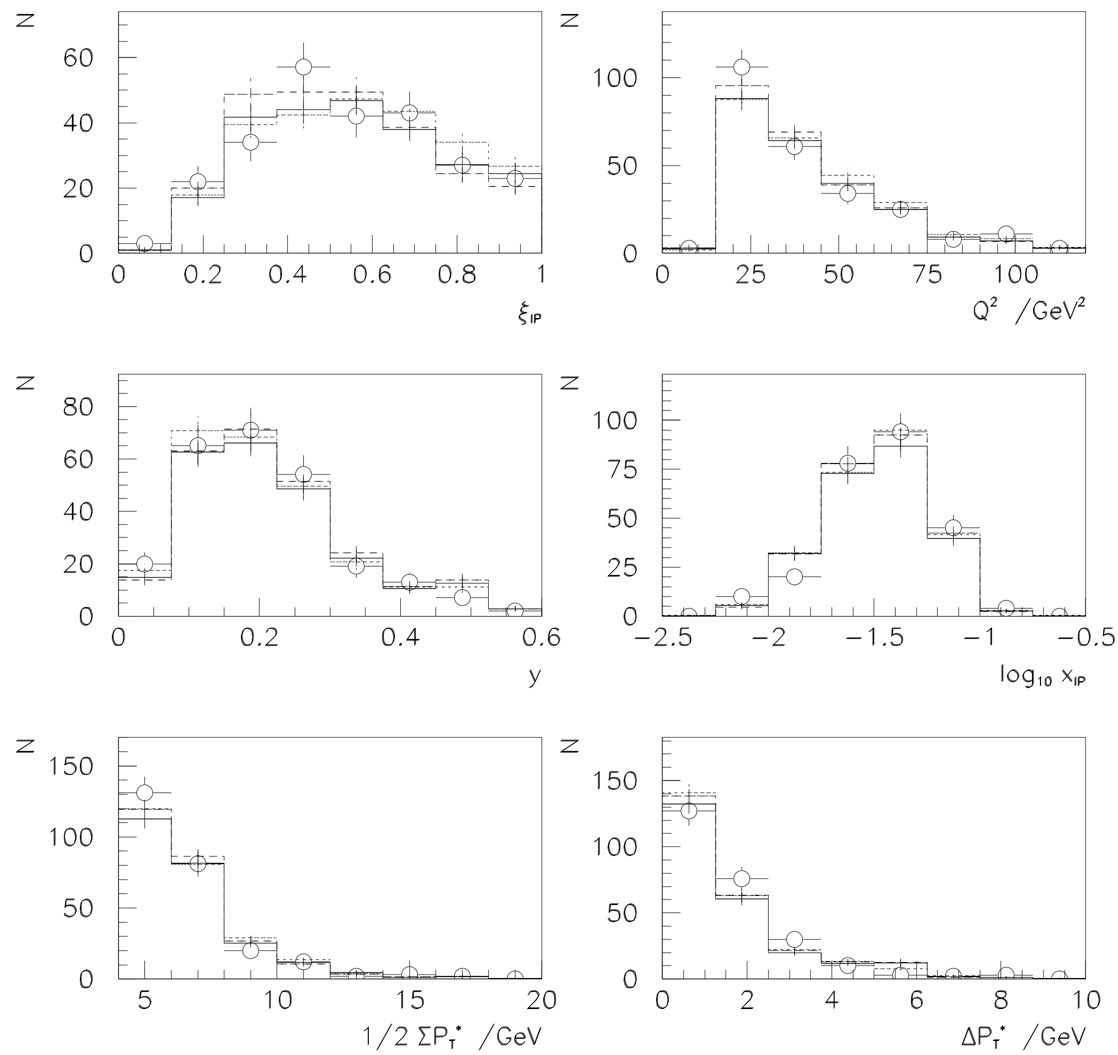


**Abbildung 8.19**: Skalen-Umgewichtung auf $s_{12}$: Gezeigt sind einige Kontrollverteilungen für Daten (*weiße Kreise*, Original-MC-Datensatz (*gepunktetes Histogramm*), auf die neue Skala umgewichteten MC-Datensatz (*gestricheltes Histogramm*) und mit dem Entfaltungsergebnis umgewichteten MC-Datensatz (*durchgezogenes Histogramm*).

Für die Umgewichtung auf die Skala $P_T^{*2}$ ist das Ergebnis:

$$\chi^2/ndf = 8.2/5 \qquad \chi^2_{Global}/ndf = 85/85 \tag{8.43}$$

Einige Kontrollverteilungen zeigen die Abbildungen. Für beide Skalen sind die Werte von $\chi^2$ sowohl für den Fit als auch für den globalen Vergleich der Kontrollverteilungen etwas schlechter als für die Skala $Q^2$. Bei $\chi^2_{Global}$ muß beachtet werden, daß die hierfür herangezogenen Kontrollverteilungen teilweise miteinander korreliert sind, so daß es sich nicht um ein echtes $\chi^2$ handelt.

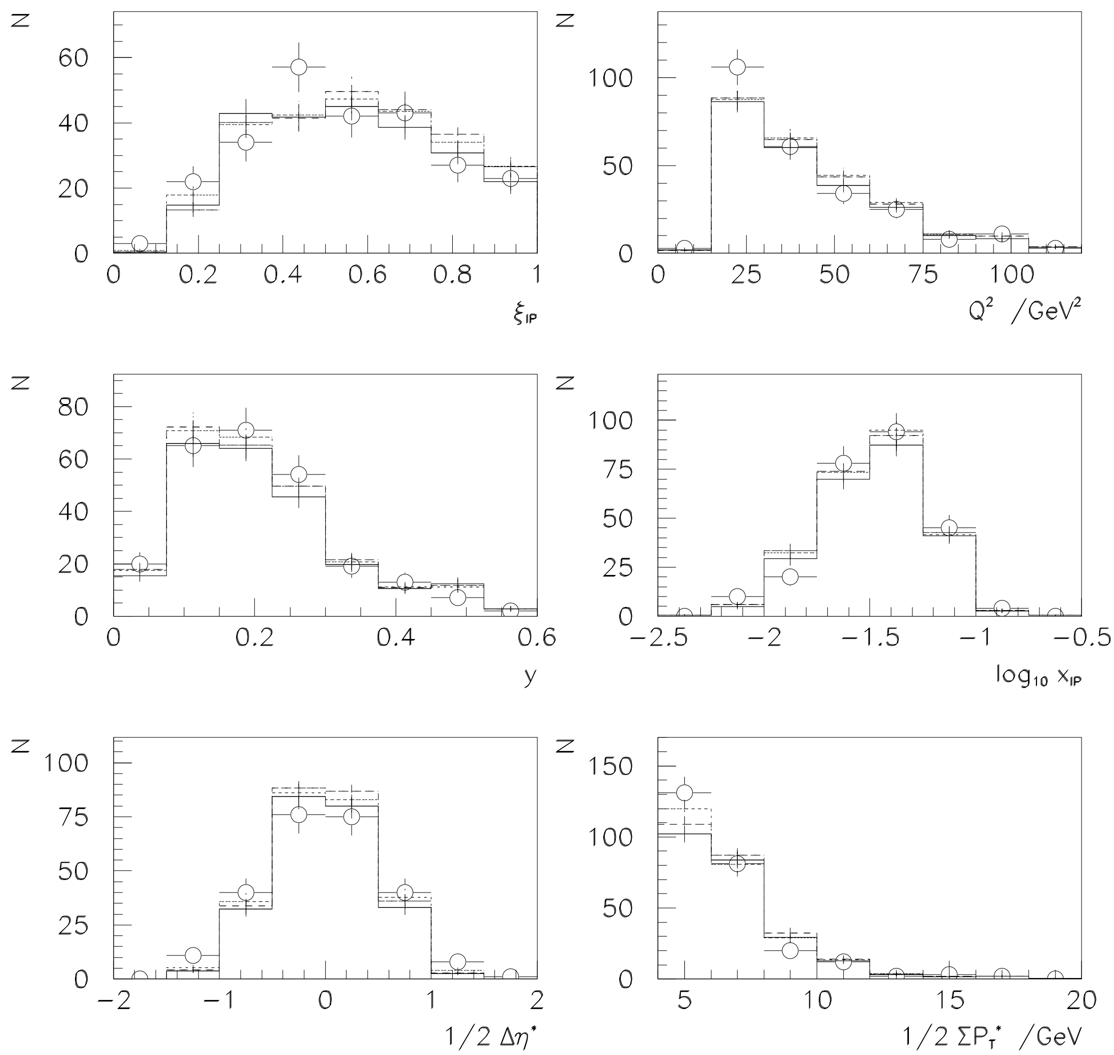


**Abbildung 8.20**: Skalen-Umgewichtung auf $P_T^{*2}$: Gezeigt sind einige Kontrollverteilungen für Daten (*weiße Kreise*, Original-MC-Datensatz (*gepunktetes Histogramm*), auf die neue Skala umgewichteten MC-Datensatz (*gestricheltes Histogramm*) und mit dem Entfaltungsergebnis umgewichteten MC-Datensatz (*durchgezogenes Histogramm*).

Der Fit hat die Tendenz, die weiche Verteilung der Skala $s_{12}$ härter zu machen und die harte Verteilung von $P_T^{*2}$ weicher. Dies belegt zunächst die Stabilität des Fits. Die extrahierten effektiven Gluonverteilungen (Abbildung 8.18) unterscheiden sich um maximal 25% in jedem Bin. Dieser Unterschied ist klein gegen die Summe aller anderen Fehler. Es läßt sich also kein signifikanter Hinweis in den Daten finden, daß $Q^2$ nicht im Bereich der relevanten Skala liegt. Die Gluonverteilung wird also für eine Skala $Q^2$ evaluiert. Insgesamt gesehen gibt es keinen eindeutigen Beleg für die Präferenz der Daten für eine bestimmte Wahl der Skala. Eine bessere Antwort ist möglicherweise durch eine Erweiterung des kinematischen Bereichs auf $Q^2 < 12\ GeV^2$ zu erreichen, da in diesem Bereich ein starkes Anwachsen der Gluondichte bei großen $\xi_{IP}$ vorhergesagt wird und auch die Datenstatistik deutlich zunimmt.

## 8.8 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurde die erste direkte Messung der Gluondichte im Pomeron mit diffraktiven Zwei-Jet-Ereignissen vorgestellt. Indirekte Messungen der diffraktiven Strukturfunktion bei H1 legen einen hohen Gluonanteil nahe, können diesen jedoch nur indirekt über Skalenverletzungen bestimmen.

Zur Messung der Gluondichte wurde mit den H1-Daten von 1996 eine Entfaltung in der Variablen $\xi_{IP}$, dem Parton-Impulsbruchteil aus dem Pomeron (oder Meson) durchgeführt. Die hierzu gemachten Annahmen sind die Faktorisierung des Wirkungsquerschnittes und die Kenntnis der Pomeron- und Reggeon-Flußfaktoren, der Quarkdichten sowie des Reggeonanteils für diffraktive Ereignisse im betrachteten kinematischen Bereich. Diese Informationen werden aus der inklusiven H1-Messung der diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}$ übernommen. Unter diesen Voraussetzungen enthalten die Daten

$$N_{Daten}^{g/IP} = 163 \pm 10(stat.) \pm 41(syst.)$$

Gluon-induzierte Ereignisse des Pomeron-Austausches. Dies entspricht einem relativen Gluonanteil im Pomeron, bezogen auf die Ereigniszahl, von

$$\left(\frac{N_g}{N_q + N_g}\right)_{IP}^{Daten} = 0.82^{+0.03}_{-0.05}$$

Bezogen auf die Partondichten ergibt sich:

$$\left(\frac{\xi g(\xi)}{\xi q(\xi) + \xi g(\xi)}\right)_{IP}^{Daten} = 0.73^{+0.04}_{-0.06}$$

Ein großer Gluonanteil im Pomeron ist also mit hoher Signifikanz direkt nachgewiesen worden.

Vergleiche der Daten mit Monte-Carlo-Datensätzen, die auf verschiedene Annahmen über die Form der Gluonverteilung umgewichtet wurden, zeigen, daß es in den Daten eine klare Präferenz für eine Gluonverteilung mit einer harten und einer weichen Komponente gibt. Modelle mit einer weichen Gluonverteilung alleine können die Daten ebensowenig beschreiben wie eine „superharte“ Gluonverteilung, bei der das diffraktiv erzeugte System $X$ ausschließlich aus den beiden Jets besteht. Das Ergebnis für die entfaltete Gluonverteilung im Pomeron ist (gültig für die akzeptierten Ereignisse):

$$\begin{aligned}
\xi\ g_{IP}(\xi = 0.15, Q^2 = 41 GeV^2) &= 4.14\ ^{+1.74}_{-1.74}(stat.)\ ^{+0.41}_{-0.50}(syst.) \\
\xi\ g_{IP}(\xi = 0.47, Q^2 = 45 GeV^2) &= 0.72\ ^{+0.39}_{-0.39}(stat.)\ ^{+0.12}_{-0.16}(syst.) \\
\xi\ g_{IP}(\xi = 0.90, Q^2 = 52 GeV^2) &= 1.38\ ^{+0.51}_{-0.51}(stat.)\ ^{+0.34}_{-0.29}(syst.)
\end{aligned}$$

Die extrahierte effektive Gluondichte wurde mit derjenigen, die aus der inklusiven Messung der diffraktiven Strukturfunktion indirekt über Skalenverletzungen extrahiert wurde, verglichen. Die Gluondichten sind bei kleinen $\xi_{IP}$ miteinander kompatibel, während bei großen $\xi_{IP}$ die hier vorgestellte Messung einen geringeren Gluonanteil liefert. Die Gesamtnormierung der Daten liegt etwa 30% unter der Voraussage aus der inklusiven Messung. Das stellt diese jedoch nicht in Frage, da dort der Gluonanteil nur indirekt und mit großen Unsicherheiten gemessen werden kann.

Untersuchungen zur Frage der für den betrachteten Prozeß relevanten harten Skala, wobei neben $Q^2$ auch $s_{12}$ und $P_T^{*2}$ als mögliche Skalen untersucht wurden, liefern noch kein eindeutiges Ergebnis.

Das Ergebnis zeigt, daß in einem faktorisierbaren Modell der diffraktiven tiefinelastischen Streuung ein großer Teil des Pomeron-Impulses von Gluonen getragen wird. Die Daten bevorzugen eine Gluonverteilung mit einer weichen und einer harten Komponente, die dazu führt, daß bei kleinen $Q^2$ der Großteil des Pomeron-Impulses von einem einzigen Gluon getragen wird. Dies führt zu Modellen der diffraktiven tiefinelastischen Streuung, bei denen der Haupt-Prozeß die Boson-Gluon-Fusion ist, bei der das einlaufende Gluon einen großen Teil des Pomeron-Impulses trägt.

Das Ergebnis dieser Analyse ist in einigen Punkten vorläufig und bedarf noch weiterer Untersuchungen:

- Die Abschätzung des Untergrundes konnte aufgrund der geringen zur Verfügung stehenden Monte-Carlo-Statistik nicht mit ausreichender Genauigkeit erfolgen.
- Ein Teil der verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse enthält eine Parametrisierung der Pomeron- und Reggeon-Trajektorien, bei der diese beiden Komponenten interferieren können. Der daraus resultierende Effekt auf die Gluondichte ist jedoch sehr klein.
- Eine Lösung des Problems des Unterschiedes im Vorwärts-Energiefluß zwischen den Daten von 1994 und 1996 steht noch aus.
- Weitere mögliche systematische Fehlerquellen, die bisher noch nicht berücksichtigt wurden. Dazu zählen beispielsweise:
  - Eine Unsicherheit in der absoluten Kalibration der hadronischen Energieskala im Rückwärts-Kalorimeter SPACAL
  - Unsicherheiten bei der Energiemessung der Spuren
  - Unsicherheiten bei der Energie- und Winkelmessung des gestreuten Elektrons

  Aufgrund des großen Fehlers der Entfaltung und der konservativen Schätzung des systematischen Fehlers ist allerdings nicht zu erwarten, daß diese Unsicherheiten einen großen Beitrag zum Gesamtfehler liefern.

# Kapitel 9

# Zusammenfassung und Ausblick

In der weichen Hadron-Hadron-Wechselwirkung, bei der die perturbative QCD nicht anwendbar ist, werden der Anstieg des totalen Wirkungsquerschnittes bei hohen Energien sowie die elastische Streuung, bei nur Vakuum-Quantenzahlen ausgetauscht werden, im Rahmen der Regge-Phänomenologie durch den Austausch der Pomeron-Trajektorie parametrisiert. Streuprozesse mit Pomeron-Austausch, bei denen keine Netto-Farbladung übertragen wird, bezeichnet man als diffraktiv. Der Pomeron-Trajektorie konnte bisher jedoch, im Gegensatz zu den Meson-Trajektorien, noch kein physikalisches Teilchen zugeordnet werden. Auch bei der Elektron-Proton-Streuung, wie etwa bei HERA, tragen diffraktive Streuprozesse mit etwa 10% zum Gesamt-Wirkungsquerschnitt bei. Charakteristisches Merkmal ist eine Lücke im hadronischen Endzustand ohne Teilchenproduktion aufgrund der Erzeugung zweier getrennter farbneutraler Systeme.

Aufgrund der mit dem Viererimpulsübertrag $Q^2$ des ausgetauschten Photons vorhandenen harten Skala kann bei HERA die Struktur der diffraktiven Streuung untersucht werden. In einem faktorisierbaren Modell der diffraktiven tiefinelastischen Streuung wird eine partonische Struktur des aus dem Proton erzeugten Pomerons postuliert.

Inklusive Messungen der diffraktiven Streuung bei H1 beobachten zunächst ein Skalenverhalten der diffraktiven Strukturfunktion, das analog zum Proton als die Streuung an punktförmigen Konstituenten im Pomeron interpretiert werden kann. Ein weiterer Hinweis hierauf ist auch die Erzeugung von harten Jets. Bei verbesserter Meßgenauigkeit werden Skalenverletzungen der Strukturfunktion beobachtet. Aus diesen können über eine QCD-Analyse Partonverteilungen des Pomerons extrahiert werden. Ein Hauptergebnis der inklusiven Messungen ist ein hoher Gluonanteil im Pomeron (etwa 80%). Die Gluondichte zeigt eine große Skalenabhängigkeit. Bei kleinen Skalen besitzt die Gluonverteilung eine ausgeprägte harte Komponente. Die beobachtete Brechung der Faktorisierung von Pomeronfluß und -Strukturfunktion wird interpretiert als eine Überlagerung von Pomeron- und Meson-Austausch. Bei den inklusiven Messungen kann nur indirekt über die Skalenverletzungen auf die Gluondichte geschlossen werden. Der Wirkungsquerschnitt ist dominiert von Quark-induzierten Prozessen.

Diffraktive 2-Jet-Ereignisse bieten über Prozesse der Ordnung $\alpha_s$ (Boson-Gluon-Fusion) einen direkten Zugang zur Gluondichte im Pomeron und ermöglichen so eine direkte Messung des relativen Gluonanteils und der Form der Gluonverteilung.

In dieser Arbeit wurden diffraktive 2-Jet-Ereignisse, die mit dem H1-Detektor bei HERA aufgezeichnet wurden, untersucht. Ein Vergleich mit den Ergebnissen der inklusiven Messungen ergibt einen Anteil von Gluon-induzierten Pomeron-Ereignissen von

$$\left(\frac{N_g}{N_q+N_g}\right)_{IP}^{Daten} = 0.82^{+0.03}_{-0.05}$$

Bezogen auf die Partondichten ist der gemessene Gluonanteil im Pomeron:

$$\left(\frac{\xi g(\xi)}{\xi q(\xi)+\xi g(\xi)}\right)_{IP}^{Daten} = 0.73^{+0.04}_{-0.06}$$

Ein großer Gluonanteil im Pomeron ist also mit hoher Signifikanz direkt nachgewiesen worden.

Um eine Aussage über die Form der Gluonverteilung zu erhalten, wurden die Daten mit Monte-Carlo-Datensätzen, die auf verschiedene Annahmen über die Form der Gluonverteilung umgewichtet wurden, verglichen. Diese Vergleiche zeigen, daß es in den Daten eine klare Präferenz für eine weiche und eine harte Komponente in der Gluondichte gibt. Modelle mit einer weichen Gluonverteilung alleine können die Daten ebensowenig beschreiben wie eine „superharte" Gluonverteilung, bei der das diffraktiv erzeugte System $X$ ausschließlich aus den beiden Jets besteht. Über eine Entfaltung in der Variablen $\xi_{IP}$, die dem Impulsbruchteil des Partons aus dem Pomeron entspricht, wurde eine effektive Pomeron-Gluondichte in führender Ordnung QCD direkt gemessen. Dazu wurden diffraktive 2-Jet-Ereignisse, die 1996 gemessen wurden, verwendet. Sie entsprechen einer integrierten Luminosität von 5.4 $pb^{-1}$ und decken den kinematischen Bereich

$$Q^2 > 12\ GeV^2 \qquad 0.05 < y < 0.55 \qquad P^*_{T,Jet} > 4/GeV$$

ab. Nach allen Schnitten sind dies 251 Ereignisse. Das Ergebnis ist (gültig für die akzeptierten Ereignisse):

$$\begin{aligned}
\xi\ g_{IP}(\xi = 0.15, Q^2 = 41GeV^2) &= 4.14\ {}^{+1.74}_{-1.74}(stat.)\ {}^{+0.41}_{-0.50}(syst.)\\
\xi\ g_{IP}(\xi = 0.47, Q^2 = 45GeV^2) &= 0.72\ {}^{+0.39}_{-0.39}(stat.)\ {}^{+0.12}_{-0.16}(syst.)\\
\xi\ g_{IP}(\xi = 0.90, Q^2 = 52GeV^2) &= 1.38\ {}^{+0.51}_{-0.51}(stat.)\ {}^{+0.34}_{-0.29}(syst.)
\end{aligned}$$

Die gemessene Gluonverteilung ist bei kleinen $\xi_{IP}$ kompatibel mit der aus den inklusiven Messungen indirekt erhaltenen. Bei großen $\xi_{IP}$ liegt die gemessene Gluondichte tiefer.

Durch einen Vergleich der gemessenen Daten mit auf andere harte Skalen als $Q^2$ umgewichteteten Monte-Carlo-Daten wurde untersucht, ob eine Aussage über die für diesen Prozeß relevante harte Skala getroffen werden kann. Aufgrund der Selektion der Daten ist die beobachtete Skalenabhängigkeit jedoch nur schwach. Daher kann diese Frage nicht abschließend beantwortet werden. Die Skalen-Unsicherheit ist in der Summe der anderen Fehler enthalten.

Weiterhin wurde nach einer azimuthalen Asymmetrie in der Winkelverteilung zwischen der Lepton-Streuebene und der Jetebene gesucht. Eine solche wird von einem alternativen Modell der diffraktiven 2-Jet-Produktion vorhergesagt, bei dem zwei pertubative Gluonen ausgetauscht werden. Das Vorzeichen dieser Asymmetrie ist dem des Matrixelementes der Boson-Gluon-Fusion entgegengesetzt, so daß es zwischen den konkurrierenden Modellen diskriminieren kann. Eine solche Asymmetrie konnte jedoch nicht signifikant nachgewiesen werden. Da in dem Modell des 2-Gluon-Austausches das diffraktive System nur aus den beiden Jets besteht ($\xi_{IP} \approx 1$), ein solches Varhalten in den Daten aber nicht beobachtet wird, ist es auch fraglich, ob dieses Modell in seiner jetzigen Form zur Beschreibung der selektierten Ereignisse geeignet ist.

Vergleiche zwischen kinematischen Verteilungen von diffraktiven und nicht-diffraktiven Ereignissen lassen keine eindeutigen Schlußfolgerungen über die Natur des diffraktiven Austausches zu, da die beobachteten Unterschiede durch Effekte der diffraktiven Selektion erklärbar sind.

Zusammenfassend zeigt sich, daß ein faktorisierbares Modell der diffraktiven tiefinelastischen Streuung, bei dem ein Großteil des Pomeronimpulses von Gluonen getragen wird und die Gluonverteilung bei kleinen Skalen neben einer weichen auch eine harte Komponente besitzt, eine gute Beschreibung der Daten liefert. Modelle, bei denen das diffraktiv erzeugte System nur aus den beiden Jets besteht ([8],[10]), werden von den Daten nicht bevorzugt.

In Zukunft wird mit einer deutlich erhöhten Datenstatistik und der Miteinbeziehung eines zu kleineren $Q^2$ hin erweiterten kinematischen Bereiches sowohl eine genauere Aussage über die Form der Gluonverteilung als auch deren Skalenabhängigkeit möglich sein.

# Literaturverzeichnis


[1] P. D. B. Collins: „Hadron Interactions“, Adam Hilger, Brighton (1984)

[2] P. V. Landshoff in: „Hadronic Aspects of Collider Physics“ (1994), 135

[3] P. R. Newman: „A Study of the Dynamics of Diffractive Photoproduction at HERA“, Dissertation, University of Birmingham, Großbritannien (1996)

[4] A. Donnachie, P. V. Landshoff: „Total Cross Sections“, Phys. Lett **B 296** (1992), 227

[5] H1-Collaboration: „Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA“, Nucl. Phys. **B 429** (1994), 477

[6] H1-Collaboration: „First measurement of the deep-inelastic structure of proton diffraction“, Phys. Lett. **B 348** (1995), 681

[7] G. Ingelman, P. Schlein: „Jet structure in high mass diffractive scattering“, Phys. Lett. **B 152** (1985), 256

[8] W. Buchmüller, A. Hebecker: „A parton model for diffractive processes in deep inelastic scattering“, DESY-Report 95-077 (1995), *hep-ph/9504374*

[9] A. Edin, G. Ingelman, J. Rathsman: „Soft colour interactions as the origin of rapidity gaps in DIS“, DESY-Report 95-163 (1995), *hep-ph/9508386*

[10] J. Bartels, C. Ewerz, H. Lotter, M. Wüsthoff, M. Diehl: „Quark-Antiquark-Jets in DIS diffractive dissociation“, Future Physics at HERA (Proceedings), Vol. 2 (1996), 668, *http://www.desy.de/ heraws96*

[11] J. Bartels, H. Lotter, M. Wüsthoff: „Quark-Antiquark-Production in DIS diffractive dissociation“, DESY-Report 96-026 (1996), *hep-ph/9602363*

[12] J. Bartels, C. Ewerz, H. Lotter, M. Wüsthoff: „Azimuthal Distribution of Quark-Antiquark-Jets in DIS diffractive dissociation“, DESY-Report 96-085 (1996), *hep-ph/9605356*

[13] M. Diehl: „Diffractive Production of Dijets at HERA“, Z. Phys. **C 66** (1995), 181

[14] H1-Collaboration: „A Measurement and QCD Analysis of the Diffractive Structure Function $F_2^{D(3)}$“, 28th International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warschau, Polen (1996), *pa02-061*

[15] H1-Collaboration: „Inclusive Measurement of Diffractive Deep-inelastic ep Scattering“, Z. Phys. **C 76** (1997), 613

[16] G. Altarelli, G. Parisi: Nucl. Phys. **B 126** (1977), 298

[17] H. Jung: „Hard diffractive scattering in high energy *ep* collisions and the Monte Carlo Generator RAPGAP“, DESY-Report 93-182 (1993)

[18] T. Sjöstrand: „PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4“, CERN-Preprint CERN-TH-7112/93 (1993)

[19] G. Ingelman: „LEPTO version 6.1“, Physics at HERA (Proceedings), Vol. 3 (1991), 1366

[20] L. Lönnblad, Comp. Phys. Commun. **71** (1992), 15

[21] H1-Collaboration: „The H1-Detector at HERA“, Nucl. Instr. and Meth. **A386** (1996), 310

[22] J. Spiekermann: „Die Messung der Rate von 2-Jet-Ereignissen in tiefinelastischer Streuung bei HERA“, Dissertation, Universität Dortmund (1997)

[23] M. Werner: Dissertation in Vorbereitung, Universität Heidelberg (1998)

[24] H. Albrecht, M. Erdmann, P. Schleper et al.: „A guide to PHAN - an H1 physics analysis package“, H1-interner Bericht (1996)

[25] H1-Kollaboration, Arbeitsgruppe für diffraktive Physik: *interne Kommunikation*

[26] S. Tapprogge: „Diffraktive Phänomene in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA“, Dissertation, Institut f. Hochenergiephysik, Universität Heidelberg (1996)

[27] H1-Collaboration: „Energy Flow in the Hadronic Final State of Diffractive and Non-Diffractive Deep-Inelastic-Scattering at HERA“, DESY-Report 96-014 (1996), *hep-ex/9602001*

[28] ZEUS-Collaboration: „Measurement of the Diffractive Cross-Section in Deep Inelastic Scattering“, DESY-Report 96-018, Z. Phys. **C 70** (1996), 391

[29] C. Jacobsson: „Jet Azimuthal Angle Asymmetries in Deep Inelastic Scattering as a test of QCD“, Dissertation, University of Lund, Schweden (1994)

[30] E. Mirkes, S. Willfahrt: „Effects of Jet Azimuthal Angular Distributions on Dijet Production Cross Sections in DIS“, Inst. f. Theor. Teilchenphysik, Univerität Karlsruhe (1997), *hep-ph/9708231*

[31] B. Laforge: „Étude des événements à di-jets dans la diffusion profondément inelastique avec large intervalle de rapidité dans l'expérience H1 auprès de l'accélérateur HERA“, Dissertation, L'Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, Frankreich (1997)

[32] F. James: „MINUIT - Function Minimization and Error Analysis“, CERN Computing and Networks Division, Geneva (1994)

# Danksagung

An dieser Stelle geht mein Dank an all diejenigen, von denen ich während dieser Arbeit profitieren konnte, besonders an

- Herrn Prof. F. Eisele, für die Aufnahme in die H1-Arbeitsgruppe am Physikalischen Institut und für seine große Diskussionsbereitschaft
- Frau Prof. J. Stachel, für die Übernahme der Zweitkorrektur
- Dr. Martin Erdmann, für die motivierende Betreuung während der ersten Phase dieser Arbeit
- Dr. Peter Schleper, für die Betreuung während der zweiten Phase und besonders für den Endspurt
- Marco Werner, für seine große Hilfs- und Diskussionsbereitschaft
- die anderen Mitglieder der H1-Arbeitsgruppe am Physikalischen Institut
- und an die Arbeitsgruppe für diffraktive Physik der H1-Kollaboration, besonders an B. Laforge und P. R. Newman für ihre wertvollen Hinweise

## Erklärung:

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

Heidelberg, den .......... Januar 1998 ..........................................................................

(Unterschrift)