

Untersuchung der Nachweisbarkeit von  
QCD-Instantonen mit schweren Quarks in  
 $e^\pm p$ -Kollisionen bei HERA

Study of verifying QCD-Instantons with heavy flavours in  
 $e^\pm p$ -collisions at HERA

Deutsches Elektron Synchrotron DESY Hamburg

Diplomarbeit

Danny Bot  
Universität Hamburg

Hamburg, April 2008

*Das Bemühen, das Universum zu verstehen, herauszufinden wie es funktioniert und woher es kommt, gehört zu den beständigsten und größten Abenteuern der menschlichen Geschichte. Man kann sich kaum vorstellen, daß die paar Bewohner eines winzigen Planeten, der einen bedeutungslosen Stern in einer kleinen Galaxie umkreist, sich das ehrgeizige Ziel gesteckt haben, das gesamte Universum zu verstehen, daß sich ein winziges Körnchen der Schöpfung wahrhaftig einbildet, es könne das Ganze begreifen.*

Murray Gell-Mann (Nobelpreis für Physik im Jahr 1969)

## Kurzfassung

Diese Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung der Nachweisbarkeit von QCD-Instantonen mit schweren Quarks in  $e^\pm p$ -Kollisionen bei HERA. Dabei handelt es sich im Rahmen des Standardmodells um perturbativ nicht beschreibbare Tunnelprozesse zwischen topologisch nichtäquivalenten QCD-Vakua.

Im Rahmen einer Monte-Carlo-Studie wurden Instanton-induzierte Ereignisse in Photoproduktion, die zusätzlich ein  $c\bar{c}$ - und ein  $b\bar{b}$ -Paar enthalten, mit dem Generator QCDINS in der Version 2.0, der für diese Zwecke modifiziert wurde, simuliert. Mit Hilfe eines Zwei- bzw. Dreifach-Tags, also zwei bzw. drei Leptonen aus dem Zerfall der vier schweren Quarks, wurde versucht, solche Prozesse nachzuweisen und von normalen Photoproduktionsereignissen zu trennen. Gleichzeitig ließ sich der  $c\bar{c}$ - und light-Flavour-Untergrund auflösen, sodaß nur noch eine Differenzierung zwischen Instanton- und  $b\bar{b}$ -Photoproduktionsereignissen nötig war. Hierfür wurden bestimmte Observablen verwendet, um den hadronischen Endzustand Instanton-induzierter Prozesse und Untergrund-Ereignisse zu charakterisieren und voneinander zu unterscheiden.

Abschließend wurde das Trennungsvermögen von Instanton- und Untergrund-Ereignissen ermittelt sowie die Ereignisanzahl nach Anwendung kinematischer Schnitte auf die ZEUS-Luminosität von 2002 bis 2007 normiert, um eine Obergrenze von Instanton-induzierten Ereignissen ohne Massen-Unterdrückungsfaktor vorherzusagen. Sie liegt bei  $N_{INS} \simeq 12.600$  Ereignissen. Tatsächlich wird davon ausgegangen, daß die erwartete Anzahl deutlich kleiner ist.

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Instantonen</b>	<b>5</b>
2.1	Quantenmechanische Beschreibung . . . . .	5
2.2	Instantonen in der QCD . . . . .	7
<b>3</b>	<b>HERA und ZEUS</b>	<b>11</b>
3.1	HERA . . . . .	11
3.2	Der ZEUS-Detektor . . . . .	13
<b>4</b>	<b>Physik bei HERA</b>	<b>16</b>
4.1	Kinematische Variablen . . . . .	16
4.2	Das naive Quark-Parton-Modell . . . . .	18
4.3	Quantenchromodynamik . . . . .	20
4.4	Faktorisierung und Parton-Evolution . . . . .	21
4.5	Photoproduktion . . . . .	23
4.6	Die Erzeugung schwerer Quarks . . . . .	23
4.6.1	Prozesse in führender Ordnung . . . . .	24
4.6.2	Prozesse in nächstführender Ordnung . . . . .	25
<b>5</b>	<b>Eigenschaften Instanton-induzierter Prozessen bei HERA</b>	<b>27</b>
5.1	Kinematik des Instantonprozesses . . . . .	27
5.2	Wirkungsquerschnitt Instanton-induzierter Prozesse in tiefinelastischer Streuung . . . . .	28
5.3	Instanton-induzierte Prozesse in Photoproduktion mit schweren Quarks	30
5.4	Baryonenzahl-, Leptonzahl- und Chiralitätsverletzung . . . . .	32
<b>6</b>	<b>Monte-Carlo-Simulationen</b>	<b>35</b>
6.1	Der Monte-Carlo-Generator QCDINS . . . . .	36
6.2	Modifikation von QCDINS 2.0 . . . . .	37
6.3	Simulation des Untergrundes mit PYTHIA . . . . .	38
<b>7</b>	<b>Kinematische Rekonstruktion des Instanton-Prozesses</b>	<b>40</b>
7.1	Einleitung . . . . .	40
7.2	Verwendete Bezugssysteme . . . . .	40
7.3	Identifizierung und Rekonstruktion des Stromjets . . . . .	42
7.4	Rekonstruktion kinematischer Variablen . . . . .	44
7.4.1	Die Elektron-Methode . . . . .	44
7.4.2	Die Doppelwinkel- Methode . . . . .	45

7.4.3	Die Jaquet-Blondel-Methode . . . . .	45
7.5	Rekonstruktion von $Q^2$ . . . . .	46
7.6	Rekonstruktion des Instanton-Bandes . . . . .	47
7.7	Trennung zwischen Instanton- und Untergrund-Ereignissen . . . . .	48
7.7.1	Trennung von Signal und Untergrund mittels Instanton-Variablen	49
7.7.2	Trennung von Signal und Untergrund mit Hilfe von drei Leptonen aus dem Zerfall der schweren Quarks . . . . .	56
7.7.3	Trennung von Signal und Untergrund mit Hilfe der Instanton- Variablen und Forderung von mindestens zwei gleichgeladenen Leptonen . . . . .	60
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>63</b>
<b>9</b>	<b>Danksagung</b>	<b>65</b>
<b>10</b>	<b>Literaturliste</b>	<b>66</b>
<b>11</b>	<b>Anhang A</b>	<b>73</b>
<b>12</b>	<b>Anhang B</b>	<b>75</b>
<b>13</b>	<b>Anhang C</b>	<b>76</b>

# 1 Einleitung

Nach dem Standardmodell der Teilchenphysik bilden die Grundbausteine jeglicher Materie zwölf Elementarteilchen mit Spin<sup>1</sup>  $\frac{1}{2}$ , die als *Fermionen* bezeichnet werden. Dabei unterscheidet man zwischen Leptonen und Quarks, die sich jeweils in drei Generationen unterteilen lassen, wie man aus folgender Tabelle entnehmen kann:

Lepton	Ladung [e]	Masse [MeV]	Quarksorte	Ladung [e]	Masse [GeV]
$e^\pm$	$\pm 1$	0,511	$u, \bar{u}$	$\pm \frac{2}{3}$	$(1,5 - 4,5) \cdot 10^{-3}$
$\nu_e, \bar{\nu}_e$	0	$< 3 \cdot 10^{-6}$	$d, \bar{d}$	$\mp \frac{1}{3}$	$(5 - 8,5) \cdot 10^{-3}$
$\mu^\pm$	$\pm 1$	105,9	$c, \bar{c}$	$\pm \frac{2}{3}$	1,3 - 1,5
$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	0	$< 0,19$	$s, \bar{s}$	$\mp \frac{1}{3}$	$(80 - 155) \cdot 10^{-3}$
$\tau^\pm$	$\pm 1$	1777	$t, \bar{t}$	$\pm \frac{2}{3}$	$\sim 174,3$
$\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$	0	$< 18$	$b, \bar{b}$	$\mp \frac{1}{3}$	4,3 - 4,7

Tabelle 1: Liste der Leptonen und Quarks mit ihren jeweiligen Ladungen und Massen [1]

Nur Quarks der ersten Generation sind in der Lage, ein stabiles Hadron wie das Proton und zusammen mit dem Elektron ein Atom zu bilden, die Quarks und Leptonen (außer den Neutrinos) der beiden anderen Generationen besitzen eine sehr geringe Lebensdauer und zerfallen in die leichteren Fermionen der ersten Generation.

Diese Elementarteilchen können auf vier verschiedene Arten miteinander wechselwirken:

Kraft	Eichboson	Masse [GeV]	Spin	Reichweite
Gravitation	Graviton	0	2	$\infty$
Elektromagnetisch	Photon $\gamma$	0	1	$\infty$
Schwach	$Z^0$	91	1	$\sim 10^{-18}$
	$W^\pm$	82	1	
Stark	8 Gluonen $g$	0	1	$\sim 10^{-15}$

Tabelle 2: Die vier fundamentalen Wechselwirkungen sowie ihre Austauscheteilchen [1]

Mit Ausnahme der Gravitation, die kein Bestandteil des Standardmodells ist, können die anderen drei Kräfte mittels Quantenfeldtheorien beschrieben werden. Der Austausch eines Photons bei der elektromagnetischen Kraft wird mit Hilfe der *Quantenelektrodynamik* (QED) beschrieben und als sogenannte *abelsche Eichtheorie*<sup>2</sup> bezeichnet.

<sup>1</sup>Genaugenommen beträgt der Spin  $s = \frac{1}{2}\hbar$ , in dieser Diplomarbeit werden der Einfachheit halber Naturkonstanten wie  $c, \hbar, \mu_0, \epsilon_0$  usw. gleich 1 gesetzt.

<sup>2</sup>Als abelsch bezeichnet man Gruppen, für die das Kommutativgesetz gilt

net. Die schwache Wechselwirkung, bei denen die massiven Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  ausgetauscht werden, kann, zusammen mit der elektromagnetischen Wechselwirkung (elektroschwache Vereinigung nach Glashow, Salam und Weinberg [2]) durch die *Quantenflavourdynamik* (QFD) beschrieben werden. Als letztes wird die starke Wechselwirkung, dessen Austauscheteilchen das Gluon  $g$  ist, mit Hilfe der *Quantenchromodynamik* (QCD) erklärt. Sowohl QFD als auch QCD werden als sogenannte *nicht-abelsche* Eichtheorien bezeichnet.

Nun gibt es in der QCD Effekte, die in gewöhnlicher Störungstheorie nicht erklärt werden können, z.B. das Tunneln zwischen topologisch verschiedenen Vakuumzuständen. Solche Tunnelprozesse werden als *Instantonen* bezeichnet [3, 4]. Obwohl sie Bestandteil des Standardmodells sind, bewiesen durch QCD-Gitterrechnungen, konnten sie experimentell noch nicht nachgewiesen werden. Frühere Analysen [5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12] für die Suche nach Instantonen bei HERA mit dem 6-Quark-Endzustand  $u\bar{u}+d\bar{d}+s\bar{s}$ , also den leichten Quarks, welcher ungefähr 1 % des gesamten Wirkungsquerschnittes von HERA ausmachen sollte, konnte bisher keine eindeutigen Ergebnisse liefern. Bei dieser Diplomarbeit soll nun untersucht werden, ob und ab welcher Produktionsrate ein Nachweis von Instanton-induzierten Prozessen, die zusätzlich zu den drei leichten Quark-Antiquark-Paaren sowohl ein  $c\bar{c}$  als auch ein  $b\bar{b}$ -Paar enthalten, möglich ist. Dies soll mit Hilfe eines Zwei- bzw. Dreifach-Tags des Endzustandes geschehen, z.B. zwei oder drei Leptonen aus dem Zerfall der vier schweren Quarks. Desweiteren werden sogenannte *Eventshape*-Variablen, die den hadronischen Endzustand charakterisieren, als weitere Möglichkeit zur Unterscheidung zwischen Instanton-induzierten Prozessen und dem Standard-QCD-Untergrund betrachtet.

Diese Diplomarbeit gliedert sich wie folgt auf: In **Kapitel 2** folgt eine Beschreibung über Instantonen, sowohl quantenmechanisch als auch in nicht-abelschen Eichtheorien. **Kapitel 3** befaßt sich kurz mit der Speicherringanlage HERA sowie dem ZEUS-Detektor, das darauffolgende **Kapitel 4** mit der Kinematik der tiefinelastischen  $e^\pm p$ -Streuung bei HERA und **Kapitel 5** mit Instanton-induzierten Prozessen in  $e^\pm p$ -Streuung. Die Beschreibung des verwendeten Monte-Carlo Generators zur Simulation Instanton-induzierter Prozesse wird in **Kapitel 6** wiedergegeben und in **Kapitel 7** die Rekonstruktion der kinetischen Instantonvariablen. Eine Zusammenfassung der Analyse sowie ein Ausblick darauf, ob und wie Instantonen mit schweren Quarks nachweisbar sein könnten, wird in **Kapitel 8** aufgeführt.

## 2 Instantonen

In diesem Kapitel soll erklärt werden, was Instantonen überhaupt sind, wie man sie beschreiben kann und welche Eigenschaften sie haben. Dies soll zuerst anhand eines quantenmechanischen Beispiels verdeutlicht werden, denn viele Eigenschaften von Instantonen in der Quantenmechanik lassen sich auf Instantonen in der QCD anwenden. Die Kinematik sowie einige weitere Eigenschaften von Instanton-induzierten Prozessen in tiefinelastischer  $e^\pm p$ -Streuung werden in Kapitel 5 präsentiert.

### 2.1 Quantenmechanische Beschreibung

Einige grundlegende Eigenschaften von Instantonen kann man in der Quantenmechanik schon feststellen. Dazu betrachten wir das Doppelmuldenpotential

$$V(x) = g(x^2 - x_0^2)^2, \quad (1)$$

bei dem die Minima bei  $x = \pm x_0$  liegen, wie in *Abbildung 1a*) dargestellt. Die Gesamtenergie und die Lagrangefunktion eines Teilchens in diesem Potential ist dann

$$E = \frac{1}{2} \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 + V(x), \quad L \left( x, \frac{dx}{dt} \right) = \frac{1}{2} \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 - V(x) \quad (2)$$

wobei hier von einem Teilchen ohne Spin ausgegangen und dessen Masse der Einfachheit halber gleich 1 gesetzt wird. Klassisch gesehen ist der Grundzustand zweifach entartet, d.h. das Teilchen befindet sich entweder bei  $x = x_0$  oder bei  $x = -x_0$ . Betrachtet man dies nun quantenmechanisch, können diese beiden Zustände  $x_0$  und  $-x_0$  durch Tunneleffekte miteinander vermischt werden, sodaß der Grundzustand als Superposition beider Zustände aufgefaßt werden kann:

$$|x\rangle_{E=0} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|-x_0\rangle + |x_0\rangle)$$

Der Erwartungswert  $\langle x \rangle_{E=0}$  für den Grundzustand ist dann Null und die Entartung somit aufgehoben.

Dieser Tunneleffekt kann auch klassisch beschrieben werden, dazu betrachten wir nochmal die Gleichung (2). Mittels einer *Wick-Rotation* ersetzt man nun die reelle Zeit  $t$  im Minkowski-Raum durch die imaginäre (*Euklidische*) Zeit  $\tau$ , also  $t \rightarrow -i\tau$ . Damit erhält man für die Gesamtenergie

$$E = -\frac{1}{2} \left( \frac{dx}{d\tau} \right)^2 + V(x) \quad (3)$$

oder aber auch

$$-E = \frac{1}{2} \left( \frac{dx}{d\tau} \right)^2 - V(x), \quad (4)$$



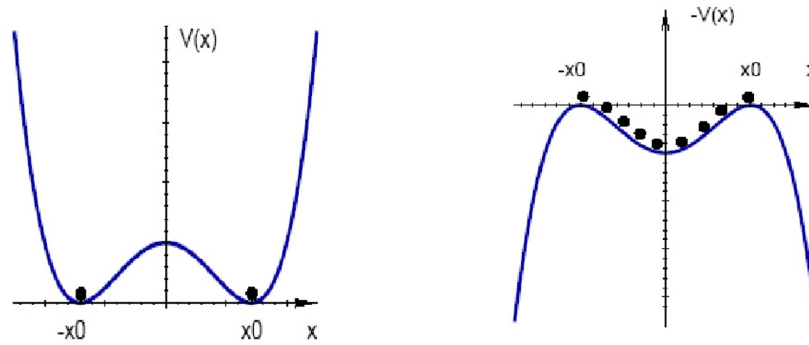


Abbildung 1: **a)** Das Doppelmuldenpotential: Die beiden Punkte bei  $-x_0$  und  $x_0$  stellen die klassischen Lösungen eines Teilchens in diesem Potential dar. **b)** Nach der *Wick – Rotation* erhält man ein Doppelhügelpotential und beide Lösungen können nun mit einer Trajektorie verbunden werden, an der sich das Teilchen entlang bewegt [13].

d.h. man führt eine "Rotation" des Potentials  $V(x)$  zu  $-V(x)$  aus, was in *Abbildung 1b)* dargestellt ist. Aus dem Doppelmuldenpotential wird nun ein "Doppelhügelpotential" und das Teilchen kann sich zwischen beiden Maxima bewegen. Für den Grundzustand  $E = 0$  erhält man dann als Lösung

$$x^{(I)}(\tau) = \pm x_0 \tanh \left[ \sqrt{2g} x_0 (\tau - \tau_0) \right], \quad (5)$$

die man auch als *Instantonlösung* bei positivem bzw. *Anti-Instantonlösung* bei negativem Vorzeichen bezeichnet.

Wenn man nun die Instantonlösung sowie deren Ableitung als Funktion von  $\tau$  (s. *Abbildung 2)* graphisch darstellt, so erkennt man bei 2a), daß Instantonen den Tunnelprozeß zwischen den klassisch entarteten Grundzuständen  $x = \pm x_0$  beschreiben können, identisch zur Quantenmechanik.

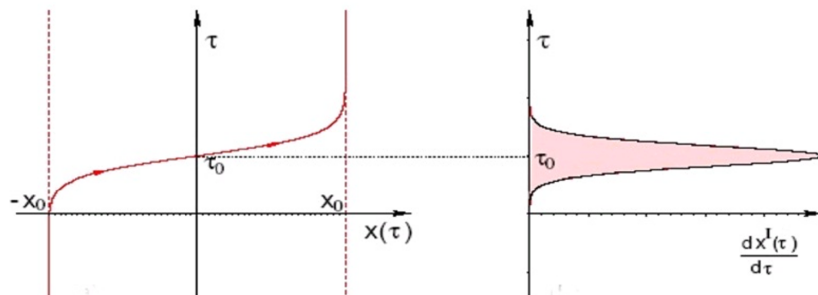


Abbildung 2: **a)** Instantonlösung der Bewegungsgleichung (5) in imaginärer Zeit **b)** Zeitliche Ableitung von  $x$  als Funktion der Euklidischen Zeit  $\tau$  [13].

In *Abbildung 2b)* erkennt man, daß die zeitliche Ableitung der Instantonlösung bei  $\tau_0$  lokalisiert ist, d.h. dort ein stark ausgeprägtes Zentrum besitzt. In der reellen Zeit würde das bedeuten, daß der Tunnelprozeß also fast instantan geschieht, darum auch die Bezeichnung *Instanton*.

Nun kann man zum einen mit Hilfe der *Feynmanschen Wegintegral-Methode* die Wahrscheinlichkeit für den Instantonprozeß im Doppelmuldenpotential berechnen. Danach ergibt sich die Übergangsamplitude zwischen dem Anfangszustand  $x(t_i) = x_i$  und dem Endzustand  $x(t_f) = x_f$  als Integral über alle Wege  $[Dx]$ , die mit ihrer entsprechenden Wirkung  $S(x)$  gewichtet sind:

$$\langle x_f | e^{-iH(t_f - t_i)} | x_i \rangle = N \int_{x_i}^{x_f} [Dx] e^{iS(x)} \quad (6)$$

wobei  $H$  der Hamiltonoperator und  $N$  ein Normierungsfaktor ist. In euklidischer Zeit ergibt sich dann:

$$\langle x_f | e^{H(\tau_f - \tau_i)} | x_i \rangle = N \int_{x_i}^{x_f} [Dx] e^{-S_E(x)} \quad (7)$$

mit  $S_E$  als *euklidische Wirkung*, die man aus der des Minkowski-Raumes erhält:

$$S = \int dt L(x, \dot{x}) \xrightarrow{t \rightarrow -i\tau} i \cdot S_E \quad (8)$$

Mit der Lagrangefunktion des Doppelmuldenpotentials in Gleichung (2) erhält man dann für die euklidische Wirkung:

$$S_E = \frac{4}{3} \sqrt{2g} x_0^3,$$

d.h. die Wirkung hat einen endlichen Wert und die Instanton- bzw. Anti-Instantonlösung besitzt eine endliche Übergangswahrscheinlichkeit. Die klassischen Lösungen, also die des Instantons, entsprechen bei der Wegintegralmethode demnach den Wegen, bei denen die Wirkung minimal in euklidischer Raum-Zeit ist und liefern somit den dominanten Anteil beim Wegintegral. In der Quantenmechanik bzw. in der Minkowski-Metrik hingegen müßte man über zahlreiche kleinere Beiträge integrieren, was in der Regel nicht machbar ist.

## 2.2 Instantonen in der QCD

Die QCD ist eine *nicht-abelsche* Eichtheorie, in der das Eichfeld das Transformationsverhalten

$$\vec{A}' = U(\vec{x}) \vec{A} U^\dagger(\vec{x}) - iU(\vec{x}) \nabla U^\dagger(x) \quad (9)$$

hat, wobei  $U(\vec{x})$  eine Transformationsmatrix der  $SU(3)$ -Gruppe ist. Anders als in der Quantenelektrodynamik (QED), die eine abelsche Eichtheorie darstellt, muß hier das Eichfeld für das Vakuum, also dem Zustand minimaler Feldenergie, nicht verschwinden, sondern nur aus einer *reinen Eichung*

$$\vec{A}_{Vac} = -iU(\vec{x})\nabla U^\dagger(\vec{x}) \quad (10)$$

resultieren.

Weiterhin kann man in der  $SU(3)$  die verschiedenen Eichtransformationen  $U(\vec{x})$  voneinander unterscheiden: Einige lassen sich kontinuierlich ineinander überführen, bei den anderen ist dies nicht möglich. Alle Eichtransformationen, die sich fortlaufend ineinander umformen lassen, bilden eine sogenannte *Homotopieklasse*. Da es unendlich vieler solcher Klassen gibt, unterscheidet man diese mit Hilfe ihrer topologischen Windungszahl

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Desweiteren gibt es neben den verschiedenen Eichtransformationen  $U(\vec{x})$  auch verschiedene Vakuumszustände in den Homotopieklassen. Darum führt man die sogenannte *Chern-Simons-Zahl* [14], also die Windungszahl eines Eichfeldes  $A$  ein:

$$N_{CS} = \frac{g^2}{16\pi^2} \int d^3x \varepsilon_{ijk} \left( A_i^a \partial_j A_k^a - \frac{g}{3} \varepsilon_{abc} A_i^a A_j^b A_k^c \right) \quad (11)$$

wobei  $\varepsilon$  der total antisymmetrische Tensor ist:

$$\varepsilon = \begin{cases} +1, & \text{wenn } ijk \text{ eine gerade Permutation von } 1,2,3 \text{ ist} \\ -1, & \text{wenn } ijk \text{ eine ungerade Permutation von } 1,2,3 \text{ ist} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Jede Homotopieklasse stellt demnach ein spezielles Vakuum mit ausgezeichneter Topologie dar, d.h. man kann nicht von einem Vakuum zu einem anderen mit Hilfe von kontinuierlichen Eichtransformationen gelangen, bei der die Feldlinie stets null ist. Die Vakua sind durch Energiebarrieren  $E_B$  voneinander getrennt [15] (s. *Abbildung 3*).

Instantonlösungen der klassischen Feldgleichungen sind also in der Yang-Mills-Theorie<sup>3</sup> *nichttriviale* Eichfelder ( $A_\mu^{(I)}$ ,  $\mu = 1, 2, 3, 4$ ) mit endlicher Wirkung, die topologisch unterschiedliche Vakua miteinander verbinden. Die Lösungen erhält man, indem man wie im quantenmechanischen Beispiel wieder von der reellen in die imaginäre Zeit übergeht. Berechnet man mit der somit berechneten Instantonlösung die Lagrangedichte  $\mathcal{L}$  der euklidischen Eichfelder der QCD [4], so erhält man:

$$\mathcal{L}[A_\mu^{(I)}(x, \rho)] = \frac{12}{\pi\alpha_s} \cdot \frac{\rho^4}{(x^2 + \rho^2)^4} \quad (12)$$

<sup>3</sup>Yang-Mills-Theorie bezeichnet das gleiche wie nicht-abelsche Eichtheorie

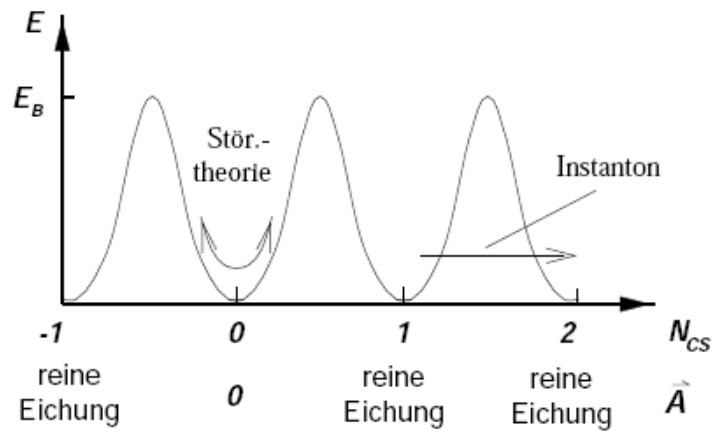


Abbildung 3: Darstellung der topologisch verschiedenen QCD-Vakua als Abhängigkeit der Energiedichte der Eichfelder von der Chern-Simons Zahl  $N_{CS}$

Dabei ist  $\alpha_s$  die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung und  $\rho$  die Instantongröße<sup>4</sup>. Die Lagrangedichte  $\mathcal{L}$  ist nur vom Abstandsquadrat  $x^2$  abhängig, d.h. es liegt eine sphärische Symmetrie vor (s. *Abbildung 4*).

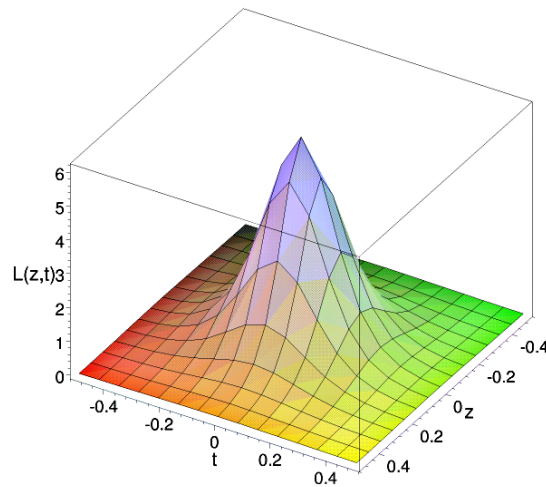


Abbildung 4: Lagrangedichte des Instantons bei  $x_0=0$  (aus [16]).

Durch raumzeitliche Integration von Gleichung (12) erhält man die Euklidische Wirkung  $S_E$ :

$$S_E = \frac{2\pi|Q|}{\alpha_s}, \quad (13)$$

<sup>4</sup>Bei der Instantongröße  $\rho$  handelt es sich um die raumzeitliche Ausdehnung des Eichfeldes vom Instanton

die von der Instantongröße  $\rho$  unabhängig ist.  $Q$  ist hierbei die topologische Ladung, für die gilt:

$$Q = \Delta N_{CS} = \begin{cases} +1, & \text{Instanton} \\ -1, & \text{Anti - Instanton} \end{cases}$$

Nun läßt sich mit Hilfe der Feynman - Wegintegralmethode die Tunnelamplitude  $T$  berechnen:

$$T = f(\alpha_s) \cdot \exp(-S_E)(1 + \text{Korrekturen}) \quad (14)$$

und damit der Wirkungsquerschnitt von Instanton-induzierten Prozessen:

$$\sigma \sim \exp\left(-\frac{4\pi}{\alpha_s}\right) \quad (15)$$

Man stellt somit fest, daß der Tunnelprozess zwar exponentiell unterdrückt, aber der Wirkungsquerschnitt aufgrund der großen Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung dennoch meßbar sein sollte.<sup>5</sup> Dies wird dann in Kapitel 5 behandelt.

---

<sup>5</sup>In der QFD hingegen ist  $\alpha_w \ll \alpha_s$ , somit erfährt der Tunnelprozess eine viel stärkere Unterdrückung. Desweiteren beträgt die erforderliche Energiegrößenordnung zur Beobachtung von QFD-Instanton(Sphaleron)-induzierten Prozessen (s. Abschnitt 5.2)  $\sim \mathcal{O}(10)$  TeV, sodaß eine Entdeckung mit den jetzigen Beschleunigern nicht möglich ist.

### 3 HERA und ZEUS

In diesem Kapitel wird hier kurz auf den Speicherring HERA eingegangen sowie der ZEUS-Detektor und ein paar seiner wichtigsten Komponenten vorgestellt, da zukünftige auf dieser Arbeit basierende Analysen mit den aufgenommenen ZEUS-Daten durchgeführt werden sollen.

#### 3.1 HERA

Die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA (s. Abb. 5) am DESY (**D**eutsches **E**lektron-**S**ynchrotron) in Hamburg - Bahrenfeld besteht aus zwei übereinanderliegenden Speicherringen, die sich in einem 6,3 km langen Tunnel 10 bis 25 m unter der Erde befinden. 1984 erbaut und 1990 fertiggestellt, ging die Anlage im Jahr 1992 in Betrieb bis zum 30. Juni 2007. In dem einen Speicherring konnten die Elektronen bzw. Positronen<sup>6</sup> von 12 GeV auf 27,5 GeV und in dem anderen die Protonen von 40 GeV auf 820 GeV (seit 1998 auf 920 GeV) beschleunigt und an zwei Wechselwirkungspunkten mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \approx \sqrt{4E_p E_e} = 300$  GeV (bzw. 318 GeV seit 1998) zur Kollision gebracht werden, was man mit Hilfe der sich (noch) dort befindlichen Detektoren H1 und ZEUS beobachten und analysieren konnte. Später kamen noch zwei weitere Detektoren, HERMES (1995) und HERA-B (1999 bis 2003), hinzu.

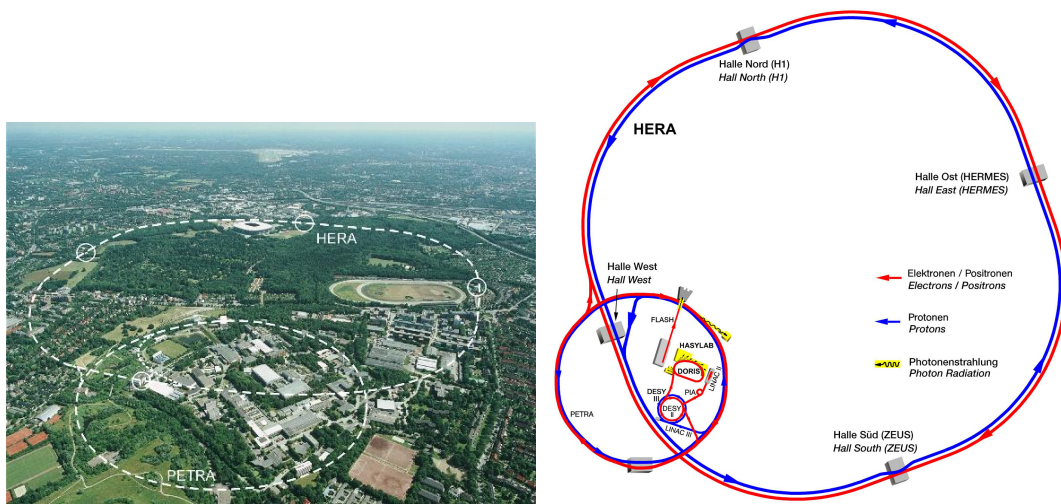


Abbildung 5: **links:** Das DESY-Gelände aus der Luftperspektive **rechts:** Schematische Darstellung des HERA-Speicherrings [17]

Bei HERMES untersuchte man die Spinstruktur des Protons und Neutrons, indem man den (hier longitudinal polarisierten) Elektronenstrahl mit einem internen polarisierten

<sup>6</sup>Im weiteren Verlauf werden sowohl Elektron als auch Positron als Elektron bezeichnet

Gas-Target kollidieren lässt, bei HERA-B die CP-Verletzung im  $B^0\overline{B}^0$  System mit Hilfe des Protonenstrahls, der an einem Aluminium-Draht-Target gestreut wurde, um große Mengen an  $b$ -Quarks zu erzeugen. Dieses Ziel wurde aber bei HERA-B nicht erreicht.

Zwischen 2000 und 2001 wurde bei HERA ein Upgrade durchgeführt, um mehr Luminosität, also die Anzahl der Teilchen pro Fläche und pro Zeit, zu liefern. Die Laufphase vor dem Upgrade wird als "HERA I" bezeichnet, dementsprechend die Laufphase danach als "HERA II". *Abbildung 6* zeigt die von HERA gelieferte Luminosität über den gesamten Zeitraum bis zum 30. Juni 2007.

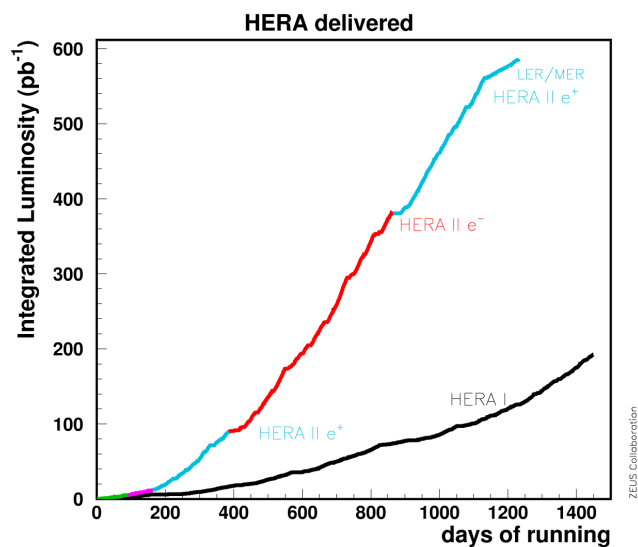


Abbildung 6: Gelieferte Luminosität für HERA I (1992 bis 2000) und HERA II (2002 bis 30. Juni 2007) [18]

### 3.2 Der ZEUS-Detektor

Der ZEUS-Detektor ist ein Multifunktionsdetektor, dessen Aufgabe es ist, Energie, Impuls und Art aller erzeugten Teilchen zu ermitteln. Er wiegt 3600 Tonnen und hat ein Ausmaß von 12 m x 10 m x 19 m. Aufgrund der unterschiedlichen Energien von Proton und Elektron ist das Schwerpunktsystem um  $\beta \approx 0,94$  in Richtung des Protons verschoben, was einen asymmetrischen Aufbau des Detektors nötig macht. Für die Datenbeschreibung verwendet man das ZEUS-Koordinatensystem (siehe *Abbildung 8b*), dessen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt im Zentrum des Detektors liegt. Die Flugrichtung der Protonen zeigt in Richtung der  $z$ -Achse, die  $x$ -Achse zur Mitte von HERA und die  $y$ -Achse steht orthogonal auf der  $x$ - und  $z$ -Achse. Desweiteren werden der Azimuthwinkel  $\varphi$  sowie der Polarwinkel  $\theta$  bezüglich zur  $x$ -Achse bzw.  $y$ -Achse gemessen. Statt des Polarwinkels  $\theta$  wird meistens die sogenannte *Pseudorapidität*  $\eta$  verwendet, die gegeben ist durch:

$$\eta = -\ln \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (16)$$

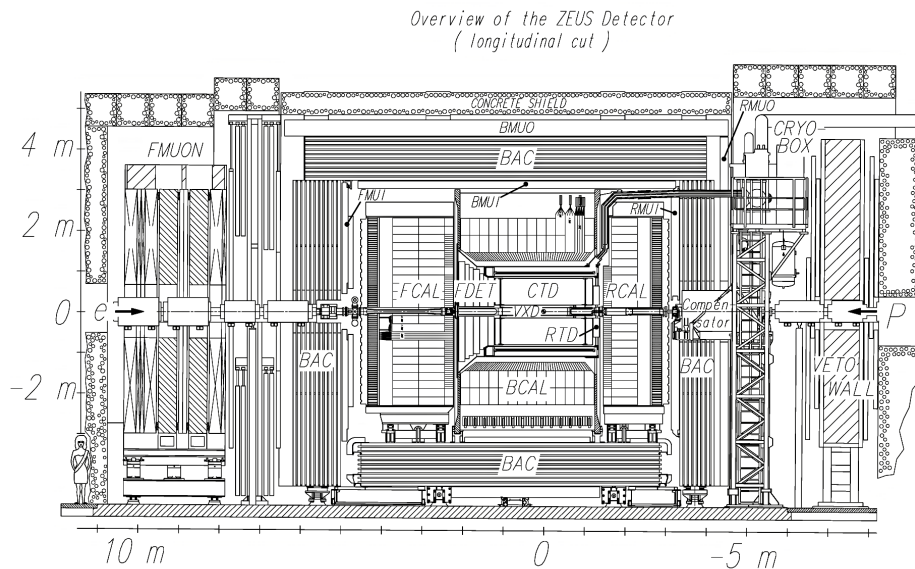


Abbildung 7: Querschnitt vom Aufbau des ZEUS-Detektors [19]

Der Vorteil dieser Definition liegt darin, dass die Differenz zweier Werte von  $\eta$  Lorentz-invariant unter Translation in  $z$ -Richtung ist. Im Folgenden werden einige Detektor-komponenten hier kurz beschrieben, weitere Informationen findet man unter [20].



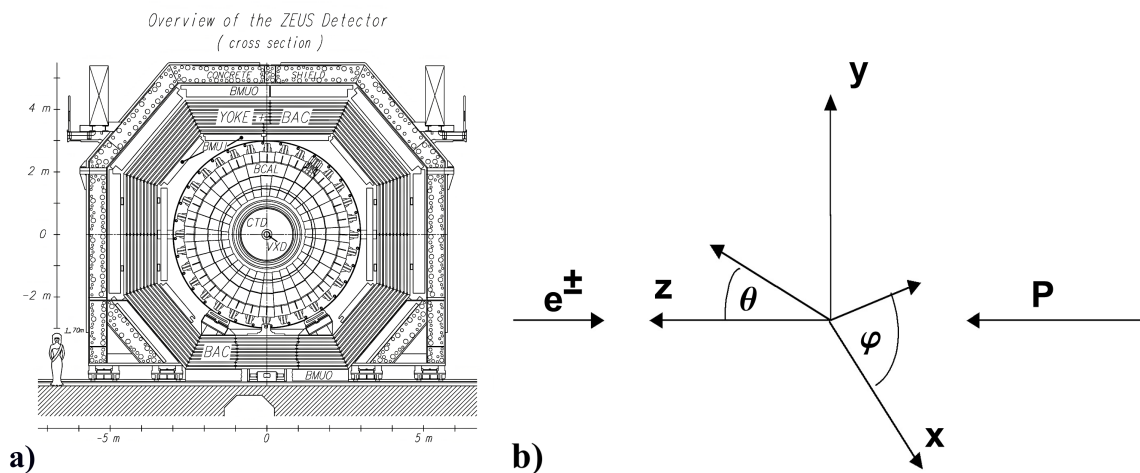


Abbildung 8: a) Vorderansicht des ZEUS-Detektors [19] b) Das ZEUS-Koordinatensystem

- **VXD:** Der *Vertex-Detektor* (VXD), beim HERA-Upgrade durch einen *Mikro-Vertex-Detektor* ersetzt, ist dem Zentrum und somit dem Wechselwirkungspunkt am nächsten. Er ist zylinderförmig um das Strahlrohr aufgebaut und dient zum einen zur Bestimmung des primären Wechselwirkungspunktes und zum anderen zur Rekonstruktion von Sekundärvertices aus Zerfällen durch die schwache Wechselwirkung.
- **CTD:** Beim *zentralen Spurdetektor* (CTD<sup>7</sup>) [21], handelt es sich um eine zylindrische Driftkammer, die den Azimutwinkel  $\varphi$  komplett und den Polarwinkel  $\theta$  in einem Bereich von  $15^\circ < \theta < 164^\circ$  (das entspricht einem Pseudorapiditätsbereich von  $-2,03 < \eta < 1,96$ ) abdeckt. Er ist umgeben von einem Solenoiden, der ein Magnetfeld von 1,43 Tesla erzeugt, mit dessen Hilfe man Impuls, Richtung und den Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  von geladenen Teilchen messen und diese somit identifizieren kann.
- **FTD und TRD:** In der Vorwärtsrichtung befinden sich aufgrund der Asymmetrie des ZEUS-Detektors 3 planare Spurkammern (FTD<sup>8</sup>) und 4 Übergangsstrahlungsdetektoren (TRD<sup>9</sup>), später ersetzt durch den *Straw Tube Tracker* (STT), die zusammen als zusätzlicher Spurdetektor (FDET, s. *Abbildung 7*) agieren.
- **RTD:** In der Rückwärtsrichtung befindet sich eine planare Spurkammer (RTD<sup>10</sup>),

<sup>7</sup>Central Tracking Detector

<sup>8</sup>Forward Tracking Detector

<sup>9</sup>Transition Radiation Detector

<sup>10</sup>Rear Tracking Detector

die zur Rekonstruktion der Elektron-Spur dient. Unmittelbar davor befindet sich der SRTD<sup>11</sup>, mit dem es möglich ist, die Spur des gestreuten Elektrons unter sehr kleinen Winkeln zu rekonstruieren.

- **CAL:** Die zentrale Spurkammer des ZEUS-Detektors wird von dem *Uran-Szintillator-Kalorimeter* (CAL) umgeben, das fast vollständig (99,7 %) den Raumwinkel um den nominellen Wechselwirkungspunkt abdeckt, nur im Bereich des Strahlrohres können Teilchen aufgrund der Öffnungen nicht nachgewiesen werden. Das Uran-Kalorimeter wird in drei Komponenten unterteilt: das Vorwärtskalorimeter (FCAL), das zentrale Barrelkalorimeter (BCAL) sowie das Rückwärtskalorimeter (RCAL). Ein Joch aus 7,3 cm dicken Eisenplatten, welches das CAL umgibt, dient zum einen als Rückweg für das Magnetfeld des Solenoiden und zum anderen als *Backing Calorimeter* (BAC), mit dem man die restliche Energie der Teilchen, die nicht vom CAL erfaßt wurden, messen kann, sowie als Myon-Detektor.
- **MU:** Innerhalb und außerhalb des BAC befindet sich jeweils ein System aus Myonkammern, das analog zum Kalorimeter unterteilt ist. Das innere System besteht aus FMUI, BMUI und RMUI, das äußere aus FMUO, BMUO und RMUO (s. *Abbildung 7*). Sie dienen als Myon-Detektoren.
- **LUMI:** Bei  $z = -107$  m befindet sich der Luminositätsdetektor (LUMI<sup>12</sup>). Zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten benötigt man die über die Zeit integrierte Luminosität  $L_{int}$ , die mit Hilfe des Bethe-Heitler-Prozesses  $ep \rightarrow e'p\gamma$  ermittelt wird. Desweiteren kann mit weiteren Detektoren bei  $z = -34$  m und  $z = -44$  m ein kleiner Teil der Elektronen aus Photoproduktionsereignissen nachgewiesen werden, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden und das Kalorimeter durch die Strahlöffnung verlassen.

---

<sup>11</sup>Small Angle Rear Tracking Detector

<sup>12</sup>Luminosity Monitor

## 4 Physik bei HERA

### 4.1 Kinematische Variablen

Im Standard-Modell erfolgt die tiefinelastische Streuung von Leptonen (bei HERA Elektronen) an Protonen durch Austausch von Vektorbosonen. Dieser Austausch kann entweder durch Austausch eines Photons oder aber eines  $W^\pm$ - bzw.  $Z^0$ -Bosons, also den Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung, geschehen. Der Austausch eines  $W^\pm$ -Bosons wird als *geladenes Stromereignis* (*charged current, CC*) bezeichnet; bei diesem Prozeß ist das Lepton im Endzustand ein Neutrino bzw. Antineutrino:

$$e^\pm p \rightarrow \bar{\nu} X$$

Der Austausch eines Photons oder eines  $Z^0$ -Bosons wird als *neutrales Stromereignis* (*neutral current, NC*) bezeichnet, d.h. die Ladung des gestreuten Leptons ändert sich nicht:

$$e^\pm p \rightarrow e'^\pm X$$

Dies ist auch der dominierende Prozess bei HERA. Der Feynman - Graph der Elektron - Proton - Streuung in niedrigster Ordnung ist in *Abbildung 9* dargestellt:

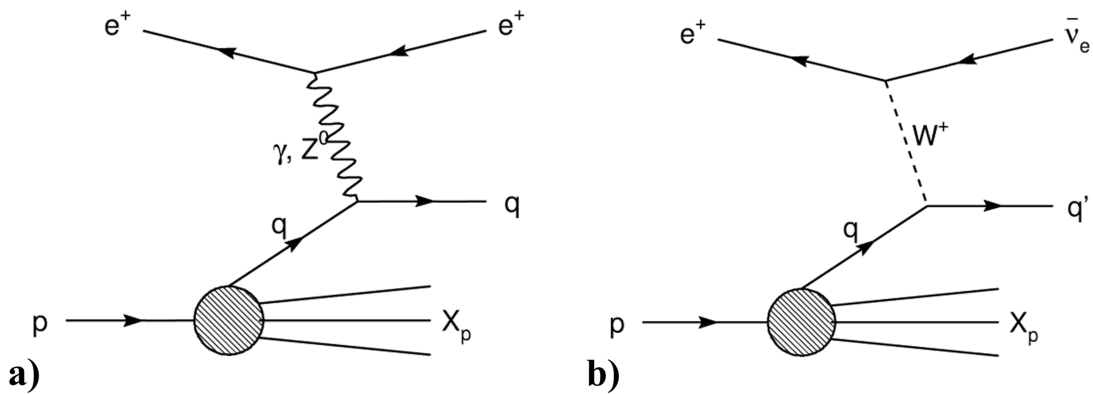


Abbildung 9: Feynmangraph der  $e^\pm p$ -Streuung bei HERA. **a)** Neutraler Strom, **b)** Geladener Strom

Seien nun  $e$  und  $e'$  die Vierervektoren des einlaufenden und gestreuten Elektrons sowie  $P$  der Vierervektor des Protons, so kann man folgende Lorentz-invariante Größen definieren:

Das Quadrat des Viererimpulsübertrages des Elektrons auf das Proton ist gegeben durch:

$$Q^2 = -q^2 = -(e - e') \quad (17)$$

$Q^2$  wird auch als *Virtualität* des ausgetauschten Bosons bezeichnet und man unterscheidet dabei zwei Bereiche:

$Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  ist der Bereich der tiefinelastischen Streuung (D.I.S.)

$Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$  ist der Bereich der Photoproduktion (PHP, s. Abschnitt 4.5)

Für die kleinste im Proton noch auflösbare Struktur  $\Delta b$  erhält man mittels Heisenbergscher Unschärferelation:

$$\Delta b \sim \frac{\hbar c}{\sqrt{Q^2}} = \frac{0,197}{\sqrt{Q^2}} \text{ GeV} \cdot \text{fm}$$

Der Bruchteil des Proton-Viererimpulses, der von dem herausgeschlagenene Quark getragen wird, wird durch die *Bjorken-Skalenvariable*  $x$  beschrieben<sup>13</sup>:

$$x = \frac{Q^2}{2 \cdot P \cdot q}; \quad 0 \leq x \leq 1, \quad (18)$$

der Bruchteil des Energieübertrages des Elektrons im Proton-Ruhesystem durch die *Inelastizität*  $y$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot e}; \quad 0 \leq y \leq 1, \quad (19)$$

und  $s$ , das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems, ist gegeben durch:

$$s = (e + P)^2 \quad (20)$$

Da die Massen des Elektrons und des Protons deutlich kleiner sind als deren Impulse bzw. Energien, kann man diese vernachlässigen und erhält:

$$s = (e + P)^2 = m_e^2 + m_p^2 + 2eP \approx 2ep \approx 4E_p E_e \quad (21)$$

Somit ist  $s$  nur von den Stahlenergien abhängig und damit bei gegebenen Strahlbedingungen konstant.

Als letztes definiert man noch die invariante Masse  $W$  des Photon - Proton - Systems:

$$W = \sqrt{(P + q)^2} = \sqrt{ys - Q^2}. \quad (22)$$

<sup>13</sup>Dies gilt nur für tiefinelastische Streuung, in Photoproduktion (s. Abschnitt 4.5) ist  $x \approx 0$  und hat dort keine physikalische Bedeutung

Sie ist immer kleiner als die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  und im Gegensatz dazu nicht konstant.

Nun kann man die Virtualität  $Q^2$  auch durch die drei Lorentz-invarianten Größen  $x$ ,  $y$  und  $s$  ausdrücken:

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s \quad (23)$$

Da  $\sqrt{s}$  konstant ist, kann die Kinematik eines D.I.S.-Ereignisses durch nur zwei unabhängige Variablen beschrieben werden, in der Regel verwendet man dabei  $x$  und  $Q^2$ .

## 4.2 Das naive Quark-Parton-Modell und der Wirkungsquerschnitt tiefinelastischer Streuung

Im naiven Quark-Parton-Modell (QPM) [22] besteht das Proton aus quasifreien, punktförmigen Konstituenten, genannt *Partonen* (später Quarks [23]), mit denen das Elektron in der tiefinelastischen Streuung wechselwirkt. Die Verteilung der Quarks im Proton, genauer gesagt, die Wahrscheinlichkeit, ein Quark vom Typ  $i$  mit dem Impulsbruchteil  $x$  im Proton zu finden, wird mit Hilfe von Dichtefunktionen  $f_i(x)$  beschrieben. Für die Protonstrukturfunktionen  $\mathcal{F}_1$  und  $\mathcal{F}_2$  ergibt sich dann:

$$\mathcal{F}_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 f_i(x), \quad (24)$$

$$\mathcal{F}_2(x) = x \sum_i e_i^2 f_i(x), \quad (25)$$

wobei  $e_i$  die elektrische Ladung des Teilchens  $i$  ist. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für neutrale Stromereignisse schließlich ist dann gegeben durch:

$$\frac{d^2\sigma^{\epsilon\pm p}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}}{xQ^4} (xy^2\mathcal{F}_1(x) + (1-y)\mathcal{F}_2(x)) \quad (26)$$

Nun kann man noch beide Strukturfunktionen in Relation setzen und erhält für Teilchen mit Spin  $\frac{1}{2}$  die sogenannte *Callan-Gross-Relation* [24]:

$$\mathcal{F}_2(x) = 2x\mathcal{F}_1(x) \quad (27)$$

Man erkennt, daß die beiden Strukturfunktionen nur vom Impulsbruchteil  $x$  des Partons aber nicht vom Impulsübertrag  $Q^2$  abhängen. Dies wird auch als *Skaleninvarianz* oder auch *Bjorken scaling* [25] bezeichnet, was auch experimentell beim SLAC [26] beobachtet wurde. In späteren Messungen stellte sich zum einen heraus, daß die Skaleninvarianz für  $x \ll 0,1$  verletzt ist (*Abbildung 10*) und zum anderen, daß der gesamte

von den *Valenzquarks*<sup>14</sup> getragene Impulsanteil vom Proton etwa nur die Hälfte des Protonsimpulses beträgt, während das Quark-Parton-Modell davon ausgeht, daß die Quarks im Proton den gesamten Impuls tragen:

$$\sum_i \int x f_i(x) dx = \begin{cases} 1 & \text{QPM} \\ \approx 0,5 & \text{experimentell} \end{cases} \quad (28)$$

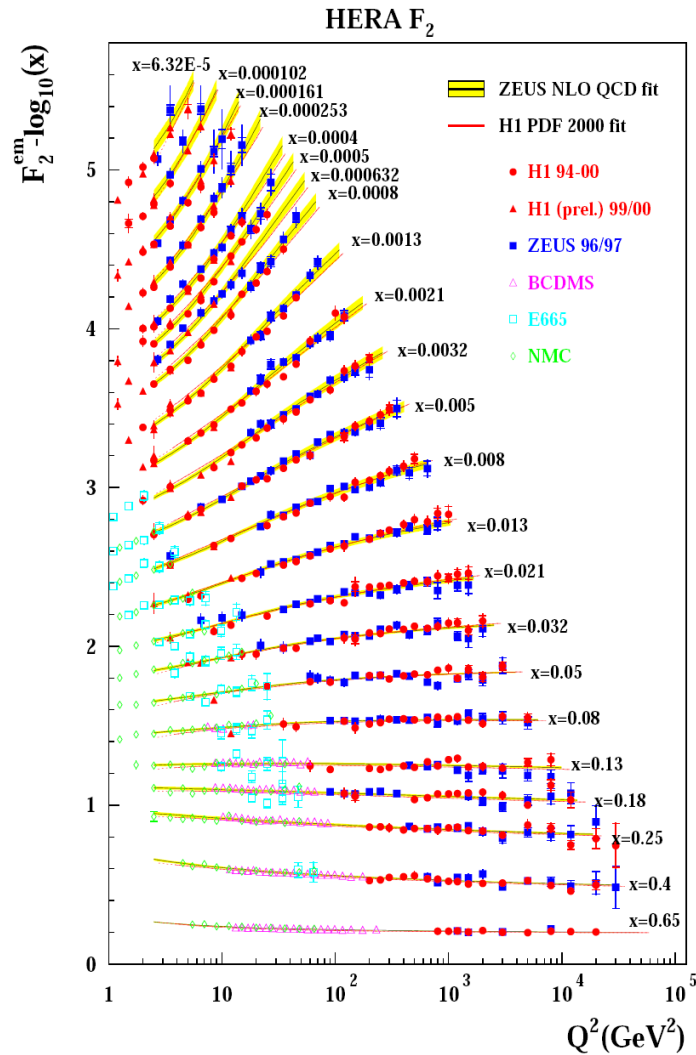


Abbildung 10: Proton-Strukturfunktion  $F_2^{em}(x, Q^2)$  in Abhängigkeit von  $Q^2$  für verschiedene Werte von  $x$  (aus [27])

Eine Erklärung liefert die Quantenchromodynamik, die Theorie der starken Wechselwirkung.

<sup>14</sup>Valenzquarks sind die drei Quarks ( $uud$ ) des Protons

### 4.3 Quantenchromodynamik

In der Quantenchromodynamik (QCD) werden die Quarks nicht als freie Teilchen behandelt, sondern tauschen untereinander masselose *Gluonen* aus und bilden entweder *Mesonen*, bestehend aus einem Quark und einem Antiquark (z.B. das Pion), oder *Baryonen*, welche aus drei Quarks oder drei Antiquarks zusammengesetzt sind wie zum Beispiel das Proton. Mesonen und Baryonen werden als *Hadronen* bezeichnet. Jedes Quark erhält eine Farbladung ("rot", "grün" oder "blau")<sup>15</sup>, wobei die Farbkombination so gewählt wird, daß die aus den Quarks gebildete Hadronen farbneutral ("weiß") sind. Mit Hilfe dieses zusätzlichen Freiheitsgrades konnte auch die Existenz von "besonderen" Hadronen wie zum Beispiel das  $\Omega^-$  erklärt werden<sup>16</sup>: Es besteht aus drei *strange*-Quarks, deren Quantenzahlen identisch sind und somit dürfte es dieses Hadron aufgrund des Pauli-Prinzips eigentlich nicht geben. Durch den Farbfreiheitsgrad unterscheiden sich die drei Fermionen wieder in einer Quantenzahl und das Pauli-Prinzip wird nicht verletzt. Wie in Kapitel 1 schon erwähnt, handelt es sich bei der QCD um eine nicht-abelsche Eichtheorie mit der dazugehörigen Symmetriegruppe  $SU(3)$ , d.h. daß die Gluonen, die an die Quarks koppeln, ebenfalls Farbladung tragen (genauer gesagt bilden sie ein Farboktett<sup>17</sup>) und somit auch untereinander wechselwirken können.

Berechnungen der Wirkungsquerschnitte in der QCD können innerhalb der Störungstheorie durchgeführt werden. Man entwickelt dabei um die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung und summiert die Feynmandiagramme der einzelnen Ordnung auf. Die nullte Ordnung entspricht QPM-Prozessen, höhere Ordnungen beinhalten zusätzlich Gluon- und Quark-Schleifen, die als *virtuelle Korrekturen* bezeichnet werden. Bei der Wirkungsquerschnittsberechnung höherer Ordnungen muß über die Impulse in solchen Schleifendiagrammen integriert werden, wobei Singularitäten auftreten, wenn der Impuls gegen unendlich geht und somit der Wirkungsquerschnitt divergiert. Man spricht dabei von *Ultraviolettdivergenzen*. Bei der Abstrahlung eines weichen Gluons oder unter sehr kleinem Winkel erhält man *Infrarot-* bzw. *kollineare* Divergenzen. Mittels *dimensionaler Regularisierung* und *Renormierung* [30, 31] können diese Divergenzen behoben werden. Bei der Regularisierung werden die vierdimensionalen Integrale um eine Dimension  $\epsilon$  erweitert, wodurch sich die Singularitäten größtenteils gegenseitig aufheben. Mit Hilfe der Renormierung werden die restlichen Divergenzen entfernt. Dabei wird ein neuer Parameter, die *Renormierungsskala*  $\mu$ , eingeführt. Aufgrund der *Renormierungsgruppeninvarianz* müssen physikalisch meßbare Größen unabhängig von der Wahl von  $\mu$  sein, weshalb man Parameter wie Feldstärke und Kopplung durch

<sup>15</sup>Antiquarks besitzen dementsprechend eine *Anti-Farbladung*

<sup>16</sup>Desweiteren existieren noch das  $\Delta^{++}$ , bestehend aus drei up-Quarks, sowie das  $\Delta^-$ , bestehend aus drei down-Quarks

<sup>17</sup>Relativ gute Lehrbücher dazu sind z.B. [28, 29, 30]

entsprechende renormierte Größen, die mit den physikalischen Meßgrößen übereinstimmen, ersetzt. Somit sind diese Parameter skalenabhängige Größen, die durch sogenannte *Renormierungsgruppengleichungen*, beschrieben werden können:

$$\mu \frac{d\alpha_s(\mu)}{d\mu} = \beta(\alpha_s) = -\frac{\beta_0}{4\pi} \alpha_s + \mathcal{O}(\alpha_s^2) \quad (29)$$

Integration von (29) liefert in erster Ordnung Störungstheorie von  $\alpha_s$ :

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda_{QCD}^2)}, \quad (30)$$

wobei  $\beta_0$  gegeben ist durch:

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f \quad (31)$$

$n_f$  steht für die Anzahl der Quarkflavour mit  $m_q < \mu$  und  $\Lambda_{QCD}$  für einen Skalenparameter, der die Kopplungsstärke festlegt und zwischen 200 MeV und 300 MeV liegt. Für  $\mu \rightarrow \infty$  verschwindet  $\alpha_s$  und die Quarks können als quasi-freie Teilchen behandelt werden. Dies wird als Bereich der *asymptotischen Freiheit* bezeichnet und man kann perturbative QCD anwenden. Vergrößert sich der Abstand zwischen den farbgeladenen Partonen, so erhöht sich auch die Kopplungsstärke  $\alpha_s$ , was zur Folge hat, daß die Quarks in farbneutrale Hadronen eingeschlossen sind und eine Anwendung perturbativer QCD nicht mehr möglich ist. Man spricht hierbei vom Bereich des *Confinements*.

#### 4.4 Faktorisierung und Parton-Evolution

Mit Hilfe des *Faktorisierungstheorems* läßt sich die  $ep$ -Streuung in zwei Bereiche unterteilen: Der eine Bereich wird von kurzreichweitigen Prozessen bei großer Energieskala gebildet, der andere von langreichweitigen, niederenergetischen Prozessen. Die Strukturfunktion  $\mathcal{F}_2$  kann dann ausgedrückt werden als Verknüpfung von einem störungstheoretisch berechenbaren Anteil, beschrieben durch die *Koeffizientenfunktion*  $C_2^i$ , und einem nicht-perturbativen Anteil, den *Partondichtefunktionen* (PDFs)  $f_i(\xi, \mu_f, \mu)$  [32], die experimentell bestimmt werden müssen:

$$\mathcal{F}_2 = \sum_i \int_x^1 C_2^i \left( \frac{x}{\xi}, \frac{Q^2}{\mu^2}, \frac{\mu_f^2}{\mu^2}, \alpha_s(\mu) \right) f_i(\xi, \mu_f, \mu) d\xi \quad (32)$$

$\mu_f$  ist dabei eine *Faktorisierungsskala*, die den störungstheoretischen von dem nicht-störungstheoretischen Bereich trennt.



Die Evolution der Partondichtefunktionen in  $Q^2$  kann mit Hilfe der *Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi*-Gleichungen, kurz DGLAP [33], beschrieben werden und sind gegeben durch:

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left[ q_i(\xi, Q^2) P_{qq} \left( \frac{x}{\xi} \right) + g(\xi, Q^2) P_{qg} \left( \frac{x}{\xi} \right) \right] \quad (33)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left[ \sum_i q_i(\xi, Q^2) P_{gq} \left( \frac{x}{\xi} \right) + g(\xi, Q^2) P_{gg} \left( \frac{x}{\xi} \right) \right] \quad (34)$$

Die Funktionen  $P_{pp'} \left( \frac{x}{\xi} \right)$  sind die sogenannten *Splittingfunktionen* und geben die Wahrscheinlichkeit wieder, daß ein Parton  $p'$  ein Parton  $p$  mit Impulsanteil  $z = \frac{x}{\xi}$  vom Parton  $p'$  erzeugt. Die Splittingfunktionen können in perturbativer QCD berechnet werden und sind in niedrigster Ordnung gegeben durch:

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \cdot \frac{1+z^2}{1-z} \quad (35)$$

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \cdot \frac{1+(1-z)^2}{z} \quad (36)$$

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2}(z^2 + (1-z)^2) = P_{gq}(1-z) \quad (37)$$

$$P_{gg}(z) = 6 \left( \frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z) \right) \quad (38)$$

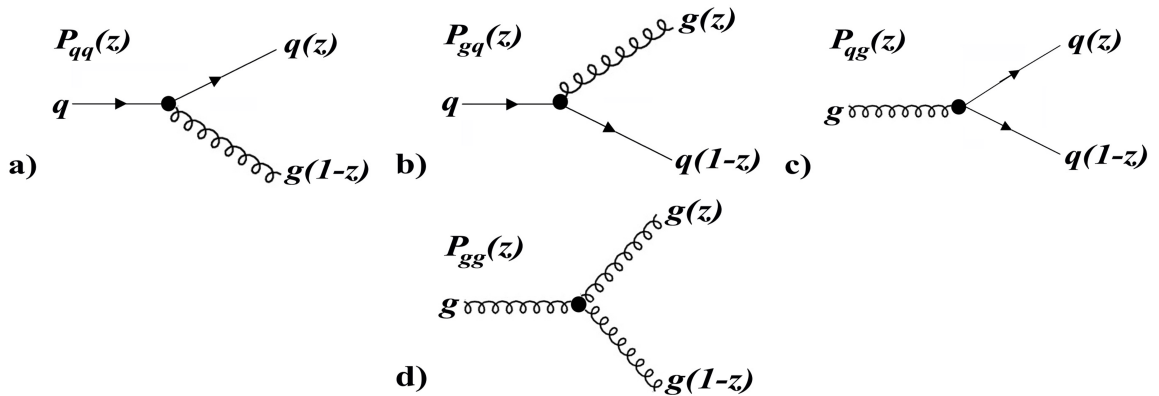


Abbildung 11: Die DGLAP-Splittingfunktionen

## 4.5 Photoproduktion

Der größte Anteil des Wirkungsquerschnitts von HERA liegt im Bereich der Photoproduktion, bei der die Photon-Virtualität wie oben erwähnt  $Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$  beträgt, das Photon ist damit "quasi"-reell. Im Vergleich zur tiefinelastischen Streuung wird hier das Elektron aufgrund des geringen transversalen Impulsübertrages praktisch gar nicht oder nur unter sehr kleinem Winkel gestreut und ist im Detektor nicht nachweisbar. Der Austausch eines schweren Vektorbosons, also  $W^\pm$  oder  $Z^0$ , ist aufgrund des Propagatorterms  $\frac{Q^2}{(M_{Z,W}^2 + Q^2)^2}$  bei niedrigen Impulsen sehr stark unterdrückt. Darum kann man diese Wechselwirkung auch als Streuung eines reellen Photons an dem Proton betrachten. Für  $Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$  gilt nach Gleichung (18), daß auch  $x \approx 0$  ist, d.h. die Bjorken-Skalenvariable hat für die Photoproduktion keine physikalische Bedeutung. Nach Gleichung (22) erhält man dann für die invariante Masse des Photon-Proton-Systems:

$$W \approx \sqrt{y \cdot s}, \quad (39)$$

somit läßt sich die Kinematik mit nur einer Variablen beschreiben. Die Inelastizität  $y$  ist dann gegeben durch:

$$y \approx 1 - \frac{E'_e}{E_e} = \frac{E_\gamma}{E_e} \quad (40)$$

Dabei ist  $E_\gamma = E_e - E'_e$  die Energie des Photons, d.h.  $y$  stellt den Anteil der Elektronenergie dar, den das Photon in den harten Subprozeß einbringt. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der  $e^\pm p$ -Streuung erhält man:

$$\frac{d^2 \sigma^{ep}}{dy dQ^2} = f_\gamma^e(y, Q^2) \cdot \sigma_{tot}^{\gamma p}(y, Q^2), \quad (41)$$

wobei  $\sigma^{\gamma p}$  der Wirkungsquerschnitt der  $\gamma p$ -Streuung und  $f_\gamma^e$  der Photonfluß ist. Der Photonfluß ist durch die *Weizsäcker-Williams-Approximation* [34]

$$f_\gamma^e(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi Q^2} \left( \frac{1 - (1 - y)^2}{y} - 2 \cdot \frac{1 - y}{y} \frac{Q_{min}^2}{Q^2} \right) \quad (42)$$

gegeben und gibt die Wahrscheinlichkeit wieder, im Elektron ein Photon mit der Energie  $E_\gamma = y \cdot E_e$  zu finden.

## 4.6 Die Erzeugung schwerer Quarks

Die sechs Quarks bzw. Antiquarks des Standardmodells können in Bezug auf ihre Masse in zwei Gruppen eingeteilt werden und zwar in leichte und schwere Quarks<sup>18</sup>. Zu den leichten Quarks zählt man das Up-, Down- und Strange-Quark, kurz  $u$ ,  $d$  und  $s$ , und

<sup>18</sup>Für die schweren Quarks gilt, daß ihre Masse viel größer ist als die QCD-Skala  $\Lambda_{QCD}$

zu den schweren Quarks das Charm-, Beauty- (oder auch Bottom-) und Top-Quark, kurz  $c$ ,  $b$  und  $t$ . Bis auf das Top-Quark, das aufgrund seiner Masse von  $m_t \approx 174$  GeV zu schwer ist, können alle anderen Quarksorten bei HERA erzeugt werden.

Im Quark-Parton-Modell kann die Erzeugung von Charm- und Beauty-Quarks nicht so einfach erklärt werden, da die Masse des Protons deutlich kleiner ist als die der beiden schweren Quarks, die somit kein dauerhafter Bestandteil des Protons sein können.

#### 4.6.1 Prozesse in führender Ordnung

In führender Ordnung der QCD, also  $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$ , wobei  $\alpha$  die Kopplungskonstante der QED ist, ist der dominante Prozeß für die Erzeugung schwerer Quarks die *Boson-Gluon-Fusion* (BGF) bzw. *Photon-Gluon-Fusion*. Dabei strahlt das Photon ein hartes Gluon ab, welches über ein durchlaufendes Quark  $q$  mit dem Photon wechselwirkt. In *Abbildung 12* ist dies in niedrigster Ordnung dargestellt.

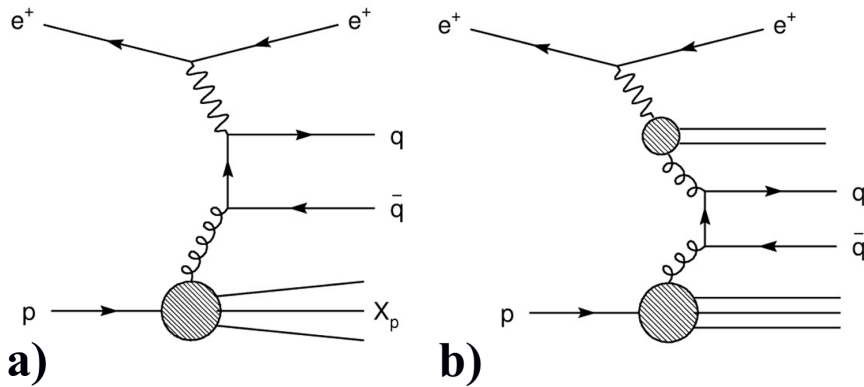


Abbildung 12: Feynman-Graph der **a)** Photon-Gluon-Fusion. Das Gluon  $g$  aus dem Proton koppelt über das Quark-Antiquark-Paar  $q\bar{q}$  an das vom Elektron emittierte, quasi-reelle Photon  $\gamma$ , **b)** Gluon-Gluon-Fusion

Der Wirkungsquerschnitt der Boson-Gluon-Fusion ergibt sich zu [35]:

$$\hat{\sigma}_{BGF} = \frac{\pi e_q^2 \alpha \alpha_s}{\hat{s}} \left[ (2 + 2w - w^2) \ln \frac{1 + \chi}{1 - \chi} - 2\chi(1 + \chi) \right], \quad (43)$$

wobei  $e_q$  die elektrische Ladung des Charm- bzw. Beauty-Quarks ist,  $\hat{s} = (\vec{p}_q + \vec{p}_{\bar{q}})^2$  das Quadrat der Schwerpunktsenergie des  $q\bar{q}$ -Paares und  $w$  sowie  $\chi$  definiert sind durch:

$$w = \frac{4m_q^2}{\hat{s}}, \quad \chi = \sqrt{1 - w} \quad (44)$$

Die Entstehung von Beauty-Quarks ist im Vergleich zu dem der Charm-Quarks um einen Faktor von ca. 200 unterdrückt, was zwei Gründe hat: Erstens verursacht der

Ladungsunterschied beider Quarks ein Produktionsverhältnis von  $e_c^2 : e_b^2 = 4 : 1$  und zweitens ist das Beauty-Quark ungefähr dreimal so schwer wie das Charm - Quark, was die Erzeugung von  $b$  - Quarks nochmals unterdrückt. Der kinematische Bereich nahe der Produktionsschwelle ist jeweils erheblich begünstigt, was sich in den meist geringen Transversalimpulsen  $p_{t,q}$  der schweren Quarks relativ zur Strahlachse bemerkbar macht.

Neben der direkten Photon-Gluon-Fusion können auch Prozesse mit einem sogenannten aufgelösten Photon zum Wirkungsquerschnitt beitragen. In *Abbildung 12 b)* ist der Feynman-Graph der Gluon-Gluon-Fusion dargestellt, bei dem nicht das gesamte Photon, sondern nur ein Gluon aus dem Photon am harten Subprozess teilnimmt.

#### 4.6.2 Prozesse in nächstführender Ordnung

Für die Produktion schwerer Quarks sind perturbative QCD-Rechnungen auch in nächstführender Ordnung (engl. *next-to-leading order*, kurz: NLO) verfügbar, wobei man signifikante NLO-Beiträge zu den Wirkungsquerschnitten findet. In *Abbildung 13 a)* und *b)* sind entsprechende Graphen für die nächstführende Ordnung dargestellt:

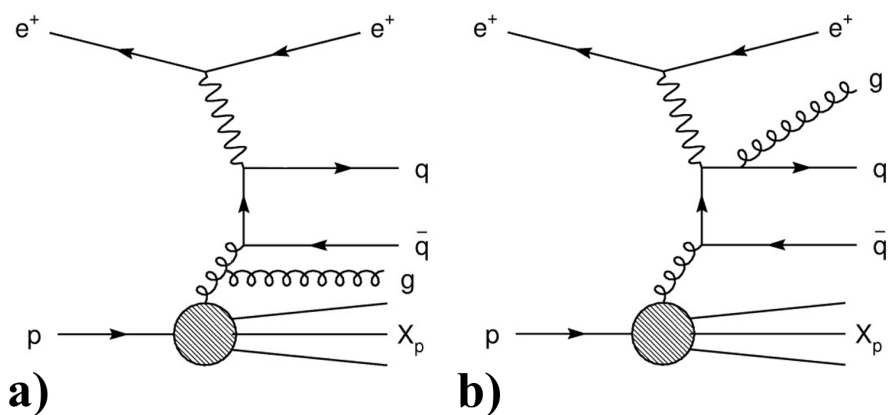


Abbildung 13: Feynman-Graphen der NLO Prozesse, die zur Erzeugung schwerer Quarks beitragen: **a)** Gluonabstrahlung im Anfangszustand, **b)** Gluonabstrahlung im Endzustand

Man kann zwischen zwei konzeptionell verschiedenen Zugängen in den Rechnungen differenzieren:

- **Massives Schema:** Im massiven Schema [36] betrachtet man nur die leichten Quarks  $u$ ,  $d$  und  $s$  sowie die Gluonen als aktive Partonen des Anfangszustandes. In der störungstheoretischen Erweiterung des Wirkungsquerschnittes  $\hat{\sigma}$  der harten Streuung berücksichtigt man alle Terme bis zur Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ , was auch als *fixed*

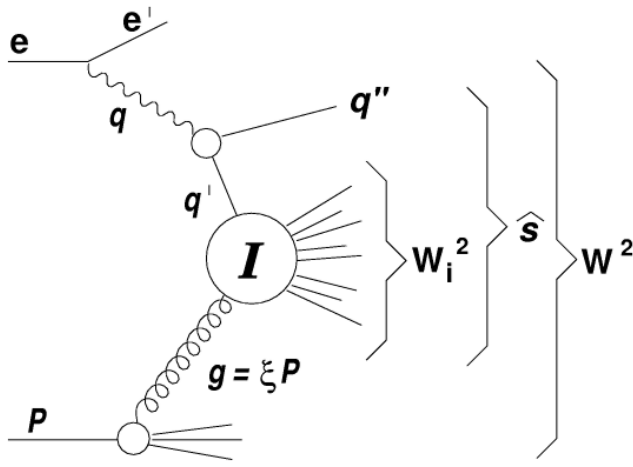
*order approach* bezeichnet wird. Dieses Verfahren ist in der Phasenraumregion zuverlässig anwendbar, in der der Transversalimpuls  $p_t$  des schweren Quark von der selben Größenordnung wie seine Masse ist.

- **Masseloses Schema:** Ist der Transversalimpuls des schweren Quarks deutlich größer als seine Masse, so werden die Terme, die proportional zu  $\ln(p_{t,q}^2/m_q^2)$  sind, so groß, daß sie in der Lage sind, die Konvergenz der perturbativen Rechnung zunichte zu machen. Dabei stellen diese Terme den Beitrag einer kollinearen Gluonabstrahlung von einem schweren Quark und die Aufspaltung eines Gluons oder Photons in ein  $q\bar{q}$ -Paar dar. Solche Beiträge werden in einer sogenannten Resummation auch jenseits der Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$  hinzugezogen. Dies kann man dadurch erreichen, indem die mit dem schweren Quark verbundenen kollinearen Singularitäten in die Fragmentations- und Partondichtefunktionen absorbiert werden, was voraussetzt, daß die Quarkmassen gleich Null gesetzt werden, weswegen man diese Methode auch *masseloses Schema* [36] nennt. Im Gegensatz zum massiven Schema, bei dem die schweren Quarks nur mittels des harten Subprozesses erzeugt werden können, werden im masselosen Schema die Quarks als intrinsische Bestandteile von Photon und Proton betrachtet, d.h. auch sogenannte *Quark-Excitation*-Prozesse mit einem Beauty- oder Charm-Quark im Anfangszustand sind erlaubt, während sie im massiven Schema per Definition nicht vorkommen, sondern durch explizite Aufspaltung eines Gluons beschrieben werden.

## 5 Eigenschaften Instanton-induzierter Prozessen bei HERA

### 5.1 Kinematik des Instantonprozesses

Instanton-induzierte Prozesse finden sowohl in tiefinelastischer  $e^\pm p$ -Streuung als auch in Photoproduktion hauptsächlich mittels Boson-Gluon-Fusion statt. Dabei tritt das vom einlaufenden Elektron virtuelle bzw. quasi-reelle Photon in Wechselwirkung mit einem Gluon aus dem Proton.



DIS-Variablen:

$$Q^2 = -q^2 = -(e - e')^2$$

$$x_{BJ} = Q^2 / (2 \cdot P \cdot q)$$

$$W^2 = (q + P)^2 = Q^2(1 - x_{BJ})/x_{BJ}$$

$$\hat{s} = (q + g)^2$$

$$\xi = x_{BJ}(1 + \hat{s}/Q^2)$$

Variablen des Instanton-Subprozesses:

$$Q'^2 = -q'^2 = -(q - q'')^2$$

$$x' = Q'^2 / (2 \cdot g \cdot q')$$

$$W_i^2 = (q' + g)^2 = Q'^2(1 - x')/x'$$

Abbildung 14: Feynmangraph eines Instanton-induzierten Ereignisses bei HERA

Mit Hilfe des Feynmandiagramms für Instanton-induzierte Prozesse bei HERA kann man analog zu den D.I.S - Prozessen ebenfalls kinematische Variablen definieren. Sei  $q$  wie in Gleichung (17) der Viererimpulsvektor des Photons,  $q'$  der des in den Instanton-Subprozeß eintretenden und  $q''$  der Viererimpuls des aus dem  $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ -Prozeß auslaufenden Quarks. Dann ist Virtualität des in den Instanton-Subprozeß eintretenden Quarks gegeben durch:

$$Q'^2 = -q'^2 = -(q - q'')^2 \quad (45)$$

Das Analogon der D.I.S.-Bjorken-Skalenvariable  $x_{BJ}$  ist wie folgt definiert:

$$x' = \frac{Q'^2}{2 \cdot g \cdot q'}, \quad (46)$$

hat aber keine anschauliche Bedeutung. Als letztes läßt sich noch die invariante Masse des Quark-Gluon-Systems ( $q'g$ ) definieren:

$$W_i^2 = (q' + g)^2 = \frac{Q'^2(1 - x')}{x'} \quad (47)$$

## 5.2 Wirkungsquerschnitt Instanton-induzierter Prozesse in tiefinelastischer Streuung

Innerhalb der Instanton-Störungstheorie läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt Instanton-induzierter Prozesse schreiben als

$$\frac{d\sigma_{e^\pm p}^{(I)}}{dx' dQ'^2} \simeq \frac{d\mathcal{L}_{q'g}^{(I)}}{dx' dQ'^2} \cdot \sigma_{q'g}^{(I)}(Q', x') \quad \text{für} \quad \begin{cases} Q'^2 = -q'^2 > 0 & \text{groß} \\ 0 \leq x' = \frac{Q'^2}{2p \cdot q'} \leq 1 & \text{fest} \end{cases} \quad (48)$$

Dabei gibt die differentielle Luminosität  $\mathcal{L}_{q'g}^{(I)}$  die Anzahl der  $q'g$ -Kollisionen pro  $e^\pm p$ -Kollision wieder<sup>19</sup>.  $\mathcal{L}_{q'g}^{(I)}$  wurde in [37] vollständig berechnet. Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{q'g}^{(I)}(Q', x')$  des Instanton-Subprozesses läßt sich berechnen, indem über alle freien Parameter der Instanton-Lösung, die sogenannten *kollektiven Koordinaten*, integriert wird, d.h. über die Instantongröße  $\rho$  bzw. die Anti-Instantongröße  $\bar{\rho}$  (s. Abschnitt 2.2), den raum-zeitlichen Instanton-Anti-Instantonabstand  $R_\mu$  und die relative Instanton-Anti-Instanton-Farborientierungsmatrix  $U$ :

$$\sigma_{q'g}^{(I)}(Q', x') = \int d\rho d\bar{\rho} \int d^4 R e^{i(P+q')R} \int dU e^{-(\rho+\bar{\rho})Q'} D(\rho, \mu_r) D(\bar{\rho}, \mu_r) \dots e^{-\frac{4\pi}{\alpha_s(\mu_r)} \Omega(U, \frac{R^2}{\rho\bar{\rho}}, \frac{\rho}{\bar{\rho}})} \quad (49)$$

Die Funktion  $\Omega(U, \frac{R^2}{\rho\bar{\rho}}, \frac{\rho}{\bar{\rho}})$  ist das Resultat der Emission zusätzlicher Gluonen und reduziert die exponentielle Unterdrückung des Wirkungsquerschnitts.  $\Omega(U, \frac{R^2}{\rho\bar{\rho}}, \frac{\rho}{\bar{\rho}})$  läßt sich mit Hilfe der *II-Valley-Methode* [38] näherungsweise berechnen. Die Instantondichte  $D(\rho, \mu_r)$  kann ebenfalls störungstheoretisch [3, 39, 40] berechnet werden und ist gegeben durch:

$$D(\rho, \mu_r) = d \left( \frac{2\pi}{\alpha_s(\mu_r)} \right)^{2N_C} e^{-\frac{2\pi}{\alpha_s(\mu_r)} \frac{(\rho\mu_r)^{\beta_0\Delta_1 - \Delta_2}}{\rho^5}}, \quad (50)$$

wobei  $d$  eine vom Renormierungsschema abhängige Konstante ist,  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$  von  $\mu_r$  abhängige Konstanten und  $\beta_0 = \frac{11}{3}N_C - \frac{2}{3}n_f$ . In 1. Ordnung<sup>20</sup> sind  $\Delta_1 = 1$  und  $\Delta_2 = 0$ , somit ergibt sich für die Instantondichte die Relation  $D \sim \rho^6$ , was zur Folge hat, daß das Integral über die Instanton- bzw. Anti-Instantongröße im allgemeinen für große Werte von  $\rho$  bzw.  $\bar{\rho}$  divergiert. Für große Virtualitäten  $Q'^2$  aber gehen nur kleine Instantonen aufgrund des exponentiellen Faktors  $e^{-(\rho+\bar{\rho})Q'}$  [41] in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts ein.

Um sichere Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt von Instanton-induzierten Ereignissen liefern zu können, ist es wichtig zu wissen, in welchem kinematischen Bereich von

<sup>19</sup>Anders gesagt kann die differentielle Luminosität  $\mathcal{L}_{q'g}^{(I)}$  aufgefaßt werden als eine Faltung der Gluondichte des Protons, des Photonenflusses  $P_{\gamma^*}$  und der Wahrscheinlichkeit, daß das Photon im Instantonhintergrund sich in ein Quark-Antiquark-Paar aufspaltet

<sup>20</sup>Man spricht hierbei von 1-loop level

$x'$  und  $Q'$  Instanton-Störungstheorie relativ problemlos angewendet werden kann. Dies ist mit Hilfe von QCD-Gitter-Rechnungen möglich, wobei Wechselwirkungen zwischen den Gluonfeldern auf einem diskreten Gitter simuliert werden [37, 42]. In *Abbildung 15* ist die Instantondichte  $D(\rho)$  in Abhängigkeit von der Instantongröße  $\rho$  sowie das perturbativ errechnete  $D \sim \rho^6$ -Verhalten der Instantondichte dargestellt.

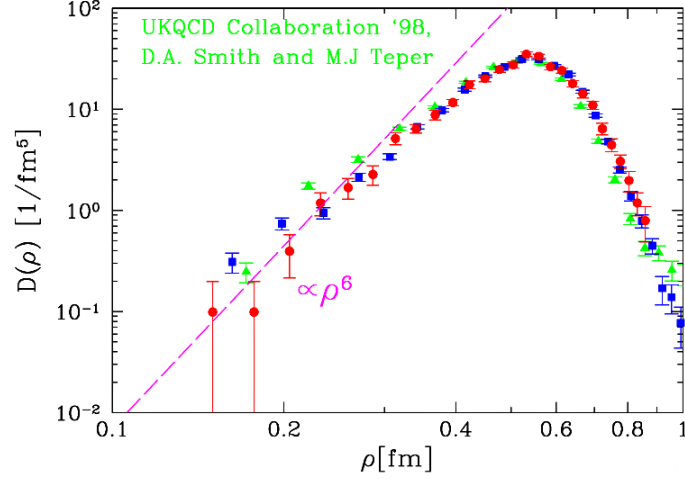


Abbildung 15: Vergleich der perturbativ errechneten Instantondichte  $D(\rho, \mu_r) \sim \rho^6$  (gestrichelte Linie) mit denen aus diversen Gitterrechnungen [37, 42] (Punkte). Die Gültigkeitsgrenze für die Instanton-Störungsrechnungen liegt bei  $\rho \leq 0,35$  fm.

Für den Gültigkeitsbereich findet man schließlich [37]:

$$\left. \begin{array}{l} \rho \leq \rho_{max} \simeq 0,35 \text{ fm} \\ \frac{R}{\rho} \geq \left(\frac{R}{\rho}\right)_{min} \simeq 1,05 \end{array} \right\} \implies \left\{ \begin{array}{l} Q'^2 \geq Q'_{min}{}^2 = \left(30,8 \Lambda_{\overline{MS}}^{(n_f=3)}\right)^2 \simeq 113 \text{ GeV}^2 \\ x' \geq x'_{min} \simeq 0,35 \end{array} \right. \quad (51)$$

Der Skalenparameter  $\Lambda_{QCD}$  ist abhängig von der Anzahl der beteiligten Flavours  $n_f$  und resultiert aus dem Mittelwert der starken Kopplungskonstante [43]

$$\alpha_s(M_Z) = 0.119 \pm 0.002,$$

somit besitzt  $\Lambda_{QCD}$  für drei Flavours den Wert

$$\Lambda_{\overline{MS}}^{(n_f=3)} = 0.346^{+0.031}_{-0.029} \text{ GeV}.$$

*Abbildung 16* zeigt die Abhängigkeit des Instanton-Wirkungsquerschnittes von den kinematischen Instanton-Variablen  $x'$  und  $Q'^2$ . Innerhalb des kinematischen Gültigkeitsbereiches aus Gleichung (51) und mit den zusätzlichen Schnitten auf die Bjorken-Skalenvariable  $x > 10^{-3}$  und Inelastizität  $0.1 < y < 0.9$ , was einer Photon-Virtualität



von  $Q_{min} \geq 9$  GeV entspricht, ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt Instanton-induzierter Prozesse für die drei leichten Flavours in tiefinelastischer Streuung bei HERA

$$\sigma_{HERA}^{(I)} \approx 89^{+18}_{-15} \text{ pb} \quad (52)$$

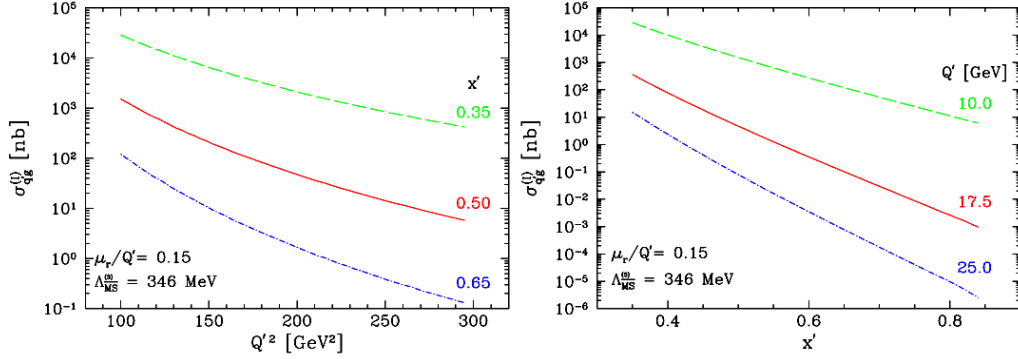


Abbildung 16: Wirkungsquerschnitt des Instanton-Subprozesses in Abhängigkeit von  $Q'^2$  und  $x'$  (aus [45])

Die Unsicherheiten bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes beruhen dabei einzig und allein auf den Unsicherheiten des Skalenparameters  $\Lambda_{QCD}$ . Um weitere theoretische Unsicherheiten zu unterdrücken, vor allem durch nicht-planare Feynman-Graphen, wird noch ein zusätzlicher Schnitt auf die Photon-Virtualität  $Q'^2$  eingeführt [41]:

$$Q'^2 \geq Q'^2_{min} = Q'^2_{min}, \quad (53)$$

wodurch sich für den Instanton-Wirkungsquerschnitt bei HERA

$$\sigma_{HERA}^{(I)} \approx 29^{+10}_{-8} \text{ pb} \quad (54)$$

ergibt. Dies macht ungefähr 1 % des gesamten Wirkungsquerschnittes der tiefinelastischen Streuung bei HERA aus.

### 5.3 Instanton-induzierte Prozesse in Photoproduktion mit schweren Quarks

Ein experimenteller Nachweis von QCD-Instantonen in tiefinelastischer  $e^\pm p$ -Streuung bei HERA mit Hilfe der leichten Quark-Antiquark-Paare  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$  und  $s\bar{s}$  bleibt leider bis heute aus [11, 12], da die angewandten Analysen und Suchmethoden keine eindeutigen Ergebnisse liefern konnten. Dies liegt zum einen an der exponentiellen Unterdrückung des Wirkungsquerschnitts Instanton-induzierter Prozesse und zum anderen daran, daß

auch normale tiefinelastische Ereignisse instantonähnliche Eigenschaften aufweisen können.

In dieser Analyse soll nun ein neuer Weg für den Nachweis von Instanton-induzierter Prozesse eingeschlagen werden. Zum einen werden Instanton-Prozesse untersucht, die zusätzlich die beiden schweren Quark-Antiquark-Paare  $c\bar{c}$  und  $b\bar{b}$  enthalten. Die Motivation für diesen Schritt liegt in der sogenannten *Flavourdemokratie* (s. Abschnitt 5.4), die besagt, daß in jedem Instanton-induzierten Ereignis genau ein Quark-Antiquark-Paar jedes kinematisch erlaubten Flavours<sup>21</sup>, d.h. bei HERA  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$ ,  $c\bar{c}$  und  $b\bar{b}$ , erzeugt wird. Dennoch wurden sämtliche vorhergegangenen Analysen nur mit den leichten Quarks  $u$ ,  $d$  und  $s$  durchgeführt, da diese als masselos angenommen werden können und somit auch die Instanton-Störungstheorie anwendbar ist. In [8] wurde schon die Anmerkung gemacht, daß prinzipiell auch schwere Quarks am Prozeß beteiligt sein können, solange das Instanton klein ist, sodaß gilt  $\rho m_q \ll 1$ , wobei  $\rho \leq 0,35$  fm.

Desweiteren wird diese Analyse nicht in tiefinelastischer Streuung, sondern in Photoproduktion durchgeführt<sup>22</sup>. Dieser Schritt hat mehrere Gründe: Erstens wurde in den ZEUS- und H1-Daten jeweils ein interessantes Photoproduktionsereignis (s. *Abbildung 17* und Anhang A) gefunden, welches sämtliche Instanton-Eigenschaften aufweist. Zweitens ist man für die Rekonstruktion der Quarkvirtualität  $Q'^2$ , die zur Beschreibung Instanton-induzierter Prozesse nötig ist, nicht mehr auf die Photon-Virtualität  $Q^2$  angewiesen, stattdessen läßt sich dies, wie man in Kapitel 7 feststellen wird, mit Hilfe der Massen und Transversalimpulse der schweren Quarks bewerkstelligen. Und der dritte Grund ist einfach, daß der größte Anteil der Boson-Gluon-Fusion, in der Instanton-induzierte Ereignisse hauptsächlich erzeugt werden, im Bereich der Photoproduktion liegt, weswegen auch mehr Statistik zugrunde liegt.

Allerdings ist dieser neue Weg nicht ganz unproblematisch, denn der Instanton-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{HERA}^{(I)}$  läßt sich in diesem Fall nicht explizit berechnen, sondern ist um einen unbekanntem Faktor, der exponentiell von der Masse der schweren Quarks abhängt, unterdrückt. Dafür aber kann die erwartete Topologie und somit eine Obergrenze des Wirkungsquerschnitts vorhergesagt werden. Desweiteren läßt sich ebenfalls eine Untergrenze für die Quark-Virtualität  $Q'^2$  ermitteln. Durch Erhöhung der aktiven Flavourzahl auf  $n_f = 5$  besitzt der Skalenparameter  $\Lambda_{QCD}$  den Wert

$$\Lambda \frac{(n_f = 5)}{MS} = 0.219 \begin{matrix} +0.025 \\ -0.023 \end{matrix} \text{ GeV},$$

<sup>21</sup>Wegen der hohen Masse des top-Quarks ist folglich auch keine  $t\bar{t}$ -Erzeugung möglich

<sup>22</sup>Eine frühere Überlegung zur Vorhersage von Instanton-Ereignissen in Photoproduktion findet sich in [44]

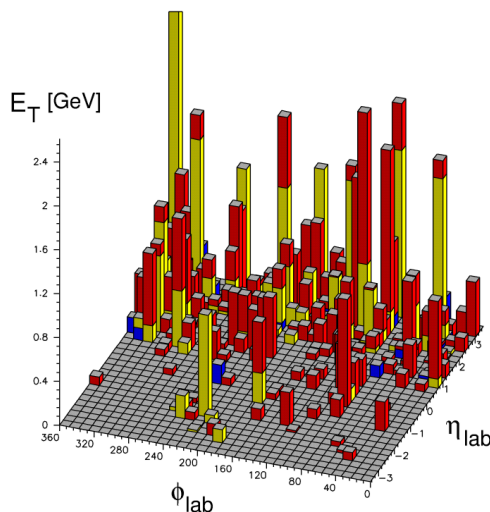


Abbildung 17: Photoproduktionsereignis in den ZEUS-Daten. Dieses Ereignis weist sämtliche Eigenschaften Instanton-induzierter Prozesse auf, d.h. einen hochenergetischen Jet, die Bandstruktur mit hoher Teilchenmultiplizität und die homogene Verteilung der Teilchen im Band (aus [13])

womit sich für die Quark-Virtualität  $Q'^2$  nach Gleichung (51)

$$Q'^2 \geq Q'^2_{min} \approx 50 \text{ GeV}^2$$

ergibt. Die Instanton-Bjorken-Variable  $x'$  behält den unteren Schnitt von  $x'_{min} \geq 0.35$ , sodaß auf jeden Fall zu erwarten ist, daß der Wirkungsquerschnitt aufgrund der verringerten Quark-Virtualität  $Q'^2$  ansteigt (s. *Abbildung 16*), was einen möglichen Nachweis Instanton-induzierter Prozesse vielversprechender aussehens läßt. Doch wie lassen sich Instanton-Ereignisse von gewöhnlichen  $e^\pm p$ -Streueignissen unterscheiden und nachweisen? Dies soll im nächsten Abschnitt erläutert werden.

#### 5.4 Baryonenzahl-, Leptonzahl- und Chiralitätsverletzung

Eine besondere Eigenschaft von Instantonen ist die Verletzung von fermionischen Quantenzahlen, die in normaler Störungstheorie erhalten sind. Im Fall der schwachen Wechselwirkung wird die  $B + L$  - Erhaltung verletzt, während  $B - L$  erhalten ist:

$$\Delta L_e = \Delta L_\mu = \Delta L_\tau = \frac{\Delta B}{3} = -\Delta N_{CS} \quad (55)$$

Dabei ist  $B$  die Baryonenzahl,  $L_e, L_\mu$  und  $L_\tau$  stellen die jeweilige Leptonzahl vom Elektron, Myon und Tau bzw deren Antiteilchen dar und  $N_{CS}$  gibt die Chern-Simons-Windungszahl wieder.

$$\Delta(B + L) = -6 \cdot \Delta N_{CS}, \quad \Delta(B - L) = 0 \quad (56)$$

Analog dazu ist in der QCD die Chiralität verletzt, welche durch die axiale Ladung  $Q_5$  beschrieben wird. Sie gibt die Differenz der Anzahl von rechts- und linkshändigen Fermionen an:

$$Q_5 = \#(f_r + \bar{f}_r) - \#(f_l + \bar{f}_l) \quad (57)$$

Daraus folgt dann:

$$\Delta Q_5^{(u)} = \Delta Q_5^{(d)} = \Delta Q_5^{(s)} = \Delta Q_5^{(c)} = \Delta Q_5^{(b)} = 2\Delta N_{CS} \quad (58)$$

Summiert man über alle betrachteten Quark-Flavours  $n_f$ , dann erhält man

$$\Delta Q_5 = 2n_f \cdot \Delta N_{CS} \quad (59)$$

Dies bedeutet, daß in Instanton-induzierten Prozessen alle im harten Subprozeß erzeugten Quarks und Antiquarks dieselbe *Helizität* (Händigkeit) aufweisen, was in gewöhnlicher QCD verboten ist, denn dort gilt  $\Delta Q_5 = 0$ , also Chiralitätserhaltung. In *Abbildung 18a)* und *18b)* werden diese quantenzahlverletzenden Prozesse dargestellt.

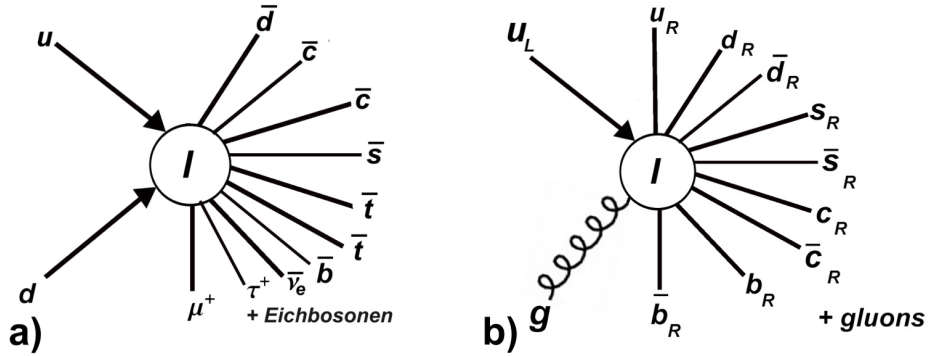


Abbildung 18: Beispiele Instanton-induzierter Prozesse: **a)** Instanton-induzierter Prozeß in der schwachen Wechselwirkung mit  $\Delta(B+L) = -6$ , **b)** QCD-Instanton-induzierter Prozeß mit  $\Delta Q_5 = 10$

Neben der Chiralitätsverletzung gibt es noch weitere Eigenschaften, die vor allem den hadronischen Endzustand von Instanton-induzierten Ereignissen betreffen:

- **Isotropie:**

Aufgrund der sphärisch symmetrischen Form der Lagrangedichte des Instanton-Feldes (Gleichung (12)) ist bei der Erzeugung der aus dem Instanton-Subprozeß entstehenden Teilchen keine Raumrichtung ausgezeichnet, stattdessen liegt eine isotrope Verteilung der Gesamtenergie des Subprozesses in seinem Schwerpunktsystem vor, was eine eingeschränkte Energieverteilung auf einen bestimmten Bereich in  $\eta$  zur Folge hat. Dieser Bereich wird  $\eta$  - Band (im weiteren Verlauf nur noch *Instanton-Band*) genannt und ist im Instanton-Ruhesystem um  $\eta = 0$  lokalisiert.

- **Flavour-Demokratie:**

Aufgrund der Auswahlregel (59) werden in jedem Instanton-induzierten Ereignis genau ein Quark-Antiquark-Paar jedes kinematisch möglichen Flavors erzeugt. Dies sollte sich durch eine erhöhte Anzahl von Hadronen mit Strange-, Charm und und Beauty-Quarks, verglichen mit normalen D.I.S - und Photoproduktionser-eignissen, bemerkbar machen, z.B.  $K^0$ ,  $\Lambda^0$ , c- und b-Hadronen.

- **Hohe Teilchenmultiplizität mit hohem  $E_t$ :**

Da  $2n_f - 1$  Quarks aus dem Instanton fragmentieren bzw. hadronisieren, wird dementsprechend auch eine große Anzahl von Hadronen aus dem Subprozeß erwartet, die sich dann im Instanton-Band isotrop verteilen<sup>23</sup>. Zudem wird erwartet, daß diese Hadronen im Vergleich zu normalen D.I.S.- bzw. Photoproduktions-Ereignissen in der Summe eine hohe Transversalenergie aufweisen [13].

- **Stromjet:**

Neben dem Instanton-Band gibt es einen Stromjet, der sich durch das Stromquark  $q''$  bildet. Dieser *Stromquark-Jet* weist in der Regel eine hohe Transversalenergie bzw. einen hohen Transversalimpuls auf. In *Abbildung 19* werden diese beiden Merkmale von Instanton-induzierten Ereignissen dargestellt.

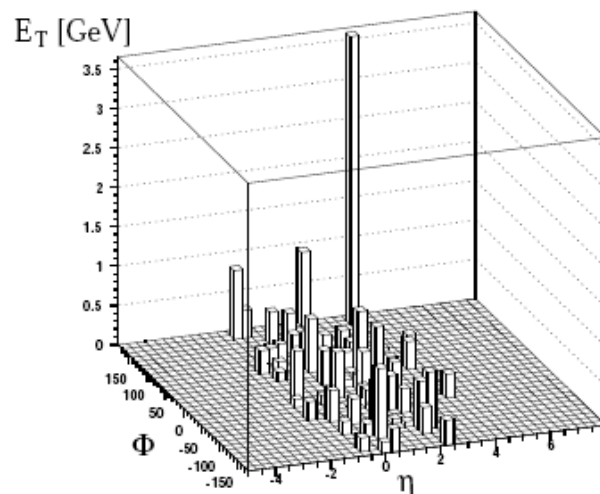


Abbildung 19: Verteilung der Transversalenergie in der  $\eta - \phi$ -Ebene eines Instanton-Ereignisses. Neben dem *Instanton-Band* zwischen  $-1 \leq \eta \leq +1$  ist auch der *Stromjet* mit hohem  $E_t$  bei  $\eta \approx 3$ ,  $\phi \approx 170$  zu erkennen

<sup>23</sup>In der  $\eta - \phi$ -Ebene ist das Instanton-Band in Richtung des Azimuthwinkels  $\phi$  mehr oder weniger homogen besetzt

## 6 Monte-Carlo-Simulationen

Um Streuereignisse in der Hochenergiephysik wie zum Beispiel die  $e^\pm p$ -Streuung simulieren zu können, verwendet man sogenannte *Monte-Carlo-Generatoren*<sup>24</sup>.

In der Regel gliedert man solche Simulationen in drei Teile: Zuerst wird der *harte Subprozeß* generiert, danach erfolgt die *Fragmentation*, sprich, die Erzeugung von Partonschauern, und als letztes wird die Simulation von der *Hadronisierung* abgeschlossen.

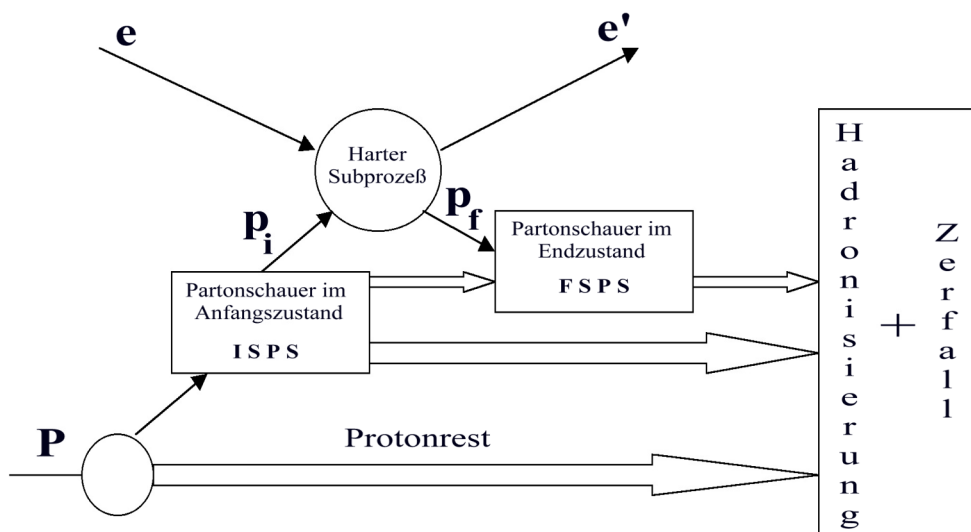


Abbildung 20: Schematische Darstellung des Aufbaus eines Monte-Carlo-Generators für  $e^\pm p$ -Streuung. **ISPS** steht für Initial State Parton Shower, **FSPS** für Final State Parton Shower.

Sämtliche MC-Generatoren, die bei ZEUS verwendet werden, sind unter AMADEUS zusammengefaßt. Anschließend simuliert das auf Geant 3.21 basierende Programm MOZART die Wechselwirkung der Teilchen in Materie sowie Detektorgeometrie und -antwort. Die verschiedenen MOZART-Versionen sind so gestaltet, daß die Detektorconfiguration jeder Datennahmepériode simuliert werden kann. Zum Schluß wird die Ereignisrekonstruktion mit Hilfe des Rekonstruktionsprogramms ZEPHYR vorgenommen. Sie ist für Daten und Monte-Carlo identisch, die Monte-Carlo-Datensätze enthalten jedoch zusätzlich die wahren Variableninformationen. Ein Monte-Carlo-Ereignis hat dieselbe Struktur wie ein Datenereignis, beide können also auf die gleiche Weise analysiert werden. Der gesamte Simulationsprozeß, also die Kombination aus MOZART,

<sup>24</sup>Die Bezeichnung Monte Carlo für die Generatoren hat seinen Ursprung im gleichnamigen monegassischen Stadtteil, der durch seine Spielbank bekannt wurde

CZAR und ZEPHYR, wird als *Funnel* bezeichnet. In dieser Arbeit wird sich auf die Verwendung der Monte-Carlo Informationen auf Generator-Niveau beschränkt.

## 6.1 Der Monte-Carlo-Generator QCDINS

Instanton-induzierte Ereignisse können mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators QCDINS [45] in der zur Zeit existierenden Version 2.0 simuliert werden. In seiner Standard-Einstellung geschieht dies in den drei folgenden Schritten:

- **Harter Subprozeß**

Beim harten Subprozeß der tiefinelastischen Streuung, wie in *Abbildung 18b*) dargestellt, werden neben dem (mehr oder weniger) gestreuten Elektron die neun Quarks sowie im Mittel drei Gluonen im Endzustand erzeugt. Zuerst ermittelt QCDINS den totale Wirkungsquerschnitt im verfügbaren  $x'$ - $Q'^2$ -Phasenraum und generiert danach Instanton-Ereignisse mit zufälligen Werten von  $x'$  und  $Q'^2$  entsprechend dem differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma_{Ins}}{dx'dQ'^2}$ . Dabei legen  $x'$  und  $Q'^2$  die Grenzen fest, in denen die Bjorken-Skalenvariable  $x$ , die Photonvirtualität  $Q^2$  sowie der Protonimpulsanteil  $\xi$  des Gluons ermittelt werden. Mit Hilfe von  $x$  und  $Q^2$  kann der Viererimpulsvektor  $q$  des Photons und mit  $\xi$  sowie dem Protonviererimpuls  $P$  der Viererimpulsvektor  $g = \xi P$  des Gluons bestimmt werden. Den Viererimpulsvektor  $q'$  des in den Instanton-Subprozeß eintretenden Quarks erhält man aus  $x'$ ,  $Q'$ ,  $x$  und  $q$ , woraus sich schließlich der Instanton-Viererimpulsvektor durch  $g + q' = \xi P + q'$  berechnen läßt. Schließlich läßt man das Instanton in seinem Ruhesystem isotrop "zerfallen"<sup>25</sup>, wobei im Schnitt drei Gluonen<sup>26</sup> sowie aufgrund der Flavourdemokratie genau ein Quark-Antiquark-Paar (minus dem einlaufenden Quark) jedes kinematisch erlaubten Flavours erzeugt werden.

- **Partonschauer**

Nachdem in QCDINS der harte Subprozeß generiert wurde, kann nun mit Hilfe des integrierten Monte-Carlo-Generators HERWIG (**H**adron **E**mission **R**eactions **W**ith **I**nterfering **G**luons)[46] in der Version 5.9 Partonschauer in *leading logarithm approximation* (LLA) erzeugt werden. Dabei werden die Terme aufsummiert, die proportional zu  $(\alpha_s \log \frac{Q^2}{Q_0^2})^n$  sind. Danach teilt man den Partonschauer in zwei Teile auf, der erste resultiert aus dem Anfangszustand und der zweite aus dem Endzustand.

- **Hadronisierung**

Desweiteren kann mit Hilfe von HERWIG durch das *Cluster-Fragmentations-*

---

<sup>25</sup>Im Grunde genommen handelt es sich nicht um einen richtigen Zerfall, da das Instanton kein Teilchen, sondern einen Tunnelprozeß darstellt.

<sup>26</sup>Die Anzahl der Gluonen ergibt sich aus einer Poisson-Verteilung  $\langle n_g \rangle \approx 1/\alpha_s \approx 3$

*Modell* [47] der nichtperturbative Übergang der Partonen in sichtbare Hadronen beschrieben werden. Nach der Theorie des *Preconfinements* [48] tendieren farbverbundene Partonen dazu, am Ende der störungstheoretischen Phase im Phasenraum nahe beieinander zu liegen.

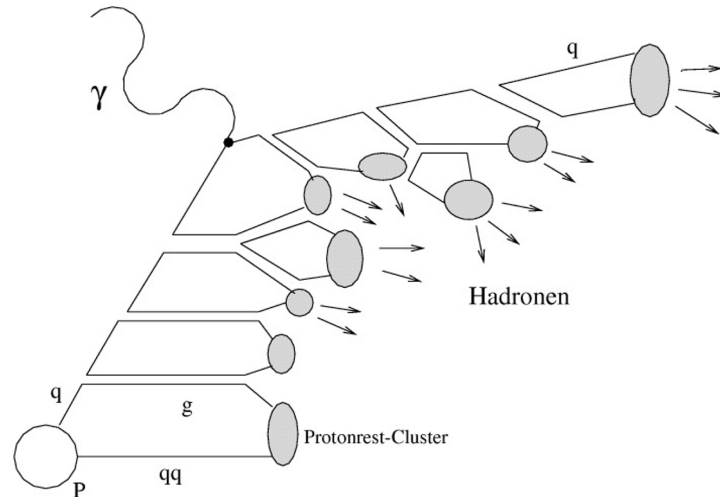


Abbildung 21: Darstellung des Cluster-Fragmentationsmodells

Basierend darauf werden beim Cluster-Fragmentations-Modell alle Gluonen am Ende der perturbativen Kaskadenentwicklung in Quark-Antiquark-Paare überführt, welche anschließend zu Farbsingulett-Clustern kombiniert werden. Diese Cluster zerfallen, entsprechend dem zur Verfügung stehenden Phasenraum, danach in Hadronen.

## 6.2 Modifikation von QCDINS 2.0

Der MC-Generator QCDINS 2.0 ist in seiner momentanen Version überwiegend dazu gedacht, tiefinelastische Streueignisse im Hintergrund eines Instantons zu simulieren, und das auch nur für die 3 leichten Quarkflavours  $u, d$  und  $s$ . Da bei dieser Diplomarbeit aber Instanton-induzierte Ereignisse in Photoproduktion mit schweren Quarks untersucht werden sollen, waren ein paar Modifikationen nötig:

Der erste (und relativ einfache) Schritt bestand darin, die Anzahl der teilnehmenden Flavour auf  $n_f = 5$  zu erhöhen, sodaß Instanton-Ereignisse erzeugt werden sollten, die zusätzlich ein  $c\bar{c}$ - und ein  $b\bar{b}$ -Paar enthalten, was auch überprüft wurde. Der zweite (und etwas kompliziertere) Schritt war die Photon-Virtualität  $Q^2$  so zu verringern, daß QCDINS Photoproduktionsereignisse generieren kann. Dazu war es, mit Absprache



che und Hilfe von F. Schrempp, nötig, die Kopplung zwischen der Photon-Virtualität  $Q^2$  und der Quark-Virtualität  $Q'^2$ , wie sie in Gleichung (53) auftritt, zu lösen, sodaß die untere Grenze für die Photonvirtualität auf  $Q^2 = (m_e)^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$  gesetzt werden konnte. Aufgrund der Erhöhung der Flavourzahl von  $n_f=3$  auf  $n_f=5$  verringert sich, wie in Abschnitt 5.3 schon erwähnt, auch dementsprechend der Schnitt von  $Q'^2$  von  $113 \text{ GeV}^2$  auf ca.  $50 \text{ GeV}^2$ . Im Anhang B sind nochmal alle kinematischen Schnitte für QCDINS nach dessen Modifizierung aufgeführt.

### 6.3 Simulation des Untergrundes mit PYTHIA

Bei PYTHIA [49] handelt es sich um einen Allzweck-Monte-Carlo-Generator zur Simulation von  $ep$ -,  $p\bar{p}$ - und  $e^+e^-$ -Ereignissen. PYTHIA rechnet die QCD-Prozesse perturbativ in führender Ordnung, für höhere Ordnungen wird das Parton-Schauer-Modell verwendet. Mit Hilfe des JETSET-Paketes [50], welches das sogenannte *Lund-String-Modell* [51] beinhaltet (s. *Abbildung 22*), wird die Fragmentation der Partonen simuliert.

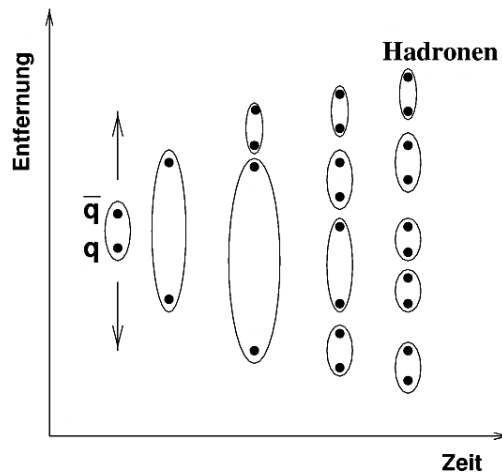


Abbildung 22: Schematische Darstellung des Hadronisierungsvorganges beim Lund-String-Modell

In diesem Modell herrscht zwischen dem Quark und Antiquark ein Farbfeld, das als sogenannter *String* mit konstanter Energiedichte pro Längeneinheit modelliert wird. Wenn der Abstand des auseinanderlaufenden Quark-Antiquark-Paares so groß wird, daß die Energie in dem Farbfeld einen bestimmten Wert überschreitet, so kann der String aufbrechen und ein neues Quark-Antiquark-Paar erzeugen. Die neu entstandenen Quarks verbinden sich mit den vorherigen durch einen neuen String wieder zu einem Quark-Antiquark-Paar. Dies kann sich solange wiederholen, bis die verfügbare

Energie zu klein ist, um neue Quark-Antiquark-Paare zu erzeugen, danach bilden sie Hadronen. Die mit PYTHIA generierten Ereignisse werden verwendet, um den nicht-Instanton-Untergrund für diese Analyse zu simulieren.

## 7 Kinematische Rekonstruktion des Instanton-Prozesses

### 7.1 Einleitung

Die gesamte Rekonstruktion des Instanton-Prozesses geschieht auf Hadron-Niveau ohne Detektorsimulation. Wie schon in Kapitel 5.1 erwähnt wurde, ist für die Beschreibung der Kinematik Instanton-induzierter Ereignisse die Virtualität  $Q'^2$  des Quarks, welches in den Instanton-Subprozeß eintritt, nötig (siehe Gleichung (45)). Zur Rekonstruktion von  $Q'^2$  ist man auf die Viererimpulsvektoren  $q$  des Photons und  $q''$  des Stromquarks angewiesen, deren Werte ebenfalls rekonstruiert werden müssen. Beim Photonviererimpuls ist dies entweder mit Hilfe des gestreuten Elektrons oder des hadronischen Endzustandes möglich. Dazu sollen kurz drei allgemeine Rekonstruktionsverfahren vorgestellt und danach die geeignetste Methode für diese Analyse verwendet werden. Die Rekonstruktion des Stromquark-Viererimpulses läßt sich bewerkstelligen, indem der Jet mit der höchsten Transversalenergie bzw. dem höchsten Transversalimpuls gesucht und als Stromjet identifiziert wird. Auf eine Rekonstruktion der Instanton-Bjorken-Variable  $x'$  hingegen wird in dieser Arbeit verzichtet, da schon in vorangegangenen Analysen diese Variable sehr schlecht rekonstruierbar war.

Der zweite Teil dieses Kapitels beschäftigt sich mit der Rekonstruktion des Instanton-Bandes (s. Abschnitt 5.4), welches in der Regel eine hohe Teilchenmultiplizität und Transversalenergie aufweist. Zudem verteilen sich die Hadronen relativ homogen in diesem in  $\eta$  eingeschränkten Band aufgrund des isotropen "Zerfalls" des Instantons in dessen Ruhesystem. Dieses Verhalten läßt sich mit Hilfe von sogenannten *Eventshape*-Variablen beschreiben, zugleich dienen sie zur Unterscheidung zwischen Instanton-induzierten und Untergrundereignissen, z.B. gewöhnliche Photoproduktionsereignisse mit schweren Quarks, was hier ebenfalls untersucht wird.

Abgeschlossen wird dieses Kapitel, indem versucht wird, die beiden schweren Quark-Antiquark-Paare  $c\bar{c}$  und  $b\bar{b}$ , die ebenfalls im Instanton enthalten sind, mit Hilfe von zwei oder drei Leptonen aus dem Zerfall der vier schweren Quarks nachzuweisen.

### 7.2 Verwendete Bezugssysteme

Bevor mit der Rekonstruktion des Instanton-Prozesses begonnen wird, sollten zuerst die Bezugssysteme für diese Analyse festgelegt werden. In [5, 6, 7, 8, 9] wurde bevorzugt das hadronische Schwerpunktsystem (kurz: hCMS<sup>27</sup>) gewählt, da in diesem Referenzsystem die Bandstruktur Instanton-induzierter Ereignisse erkennbar sein sollte, wie es in *Abbildung 19* dargestellt ist. Das hCMS wird definiert durch die Bedingung

$$q + P = 0,$$

---

<sup>27</sup>Hadronic Center-of-Mass System

d.h. der Photon- und Protonimpuls müssen sich ausgleichen. Man findet für die Viererimpulse  $q$  und  $P$  dann:

$$q = \left( \frac{W^2 - Q^2}{2W}, 0, 0, \frac{W^2 + Q^2}{2W} \right), \quad P = \left( \frac{W^2 + Q^2}{2W}, 0, 0, -\frac{W^2 + Q^2}{2W} \right)$$

Bei Photoproduktionsereignissen unterscheidet sich das Laborsystem, welches dem ZEUS-Koordinatensystem entspricht (s. Abschnitt 3.2), vom hCMS nur durch einen longitudinalen Boost<sup>28</sup>. Die Pseudorapidität  $\eta$  ist bis auf eine additive Konstante Lorentz-invariant bezüglich dieser Boostichtung, sodaß auch im Laborsystem die (in  $\eta$  verschobene) Bandstruktur in der  $\eta - \phi$ -Ebene erkennbar sein sollte und somit eine Lorentz-Transformation ins hCMS nicht zwingend notwendig ist.

Zur Betrachtung der isotropen Verteilung der Hadronen im Instanton-Band hingegen muß eine Lorentz-Transformation ins Instanton-Ruhesystem durchgeführt werden. Dieses Referenzsystem wird durch die Bedingung

$$q' + g = 0$$

definiert, wobei  $q'$  der Viererimpulsvektor des virtuellen Quarks, welches in den Instanton-Subprozeß eintritt, und  $g$  der Viererimpulsvektor des Gluons aus dem Proton ist (s. *Abbildung 23*).

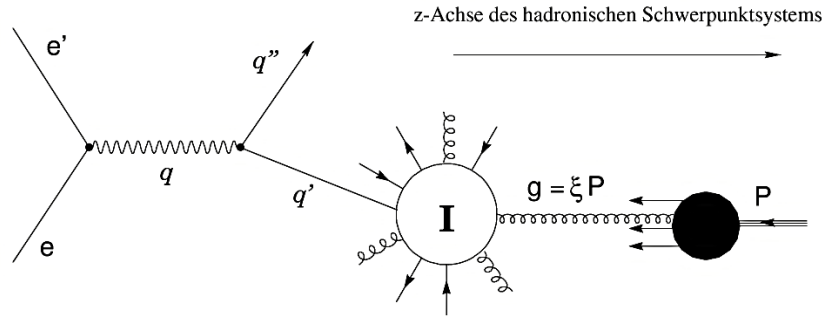


Abbildung 23: Graphik zur Erklärung des hadronischen Schwerpunktsystems und Instanton-Ruhesystems

Vernachlässigt man zudem den Transversalimpuls des Gluons, so gilt  $g = \xi P$ . In [5] wurde gezeigt, daß der Proton-Longitudinalimpulsanteil  $\xi$  des Gluons nur im Mittel gut rekonstruierbar ist, deswegen wird wie in [8, 9] der Mittelwert der von QCDINS generierten Werte von  $\xi$  gebildet, wobei sich ein Wert von  $\bar{\xi} \approx 0.039$  ergibt. Mit dieser Annahme für  $\xi$  und mittels Rekonstruktion von  $q'$  kann man eine Lorentz-Transformation

<sup>28</sup>Das bedeutet eine Lorentz-Transformation in  $z$ -Richtung

in das Instanton-Ruhesystem durchführen.

Der letzte Schritt der Vorbereitung und zugleich der erste Schritt der Rekonstruktion Instanton-induzierter Prozesse liegt in der Identifizierung des Protonrestes, dem sogenannten *Proton-Remnant*. Dieser fliegt in der Regel durch das Strahlrohr undetektiert heraus. Den Bereich des Protonrestes für das jeweilige Ereignis ermittelt man mit Hilfe der Rapidität  $Y$  für das gesamte System:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2 \cdot E_p}{2 \cdot E_e \cdot y} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E_p}{E_e \cdot y} \right)$$

Damit ergibt sich ein Rapiditätsintervall von  $1,75 \leq Y \leq 3,5$  für  $0,03 \leq y \leq 1$ . Für das jeweilige Ereignis werden dann die Hadronen dem Proton-Remnant zugeordnet, deren Pseudorapidität  $\eta$  größer ist als die Rapidität  $Y$  des gesamten Systems.

### 7.3 Identifizierung und Rekonstruktion des Stromjets

Wie man dem Feynmandiagramm in *Abbildung 14* entnehmen kann und es auch schon in Abschnitt 5.4 erwähnt wurde, bildet das Stromquark  $q''$  einen sogenannten Stromjet mit hohem  $E_t$  bzw.  $p_t$ . Nimmt man an, daß das Stromquark unter vollständiger Viererimpulserhaltung hadronisiert, so entspricht die Summe der Viererimpulsvektoren der Hadronen, die den Jet bilden, dem Viererimpuls des Stromquarks  $q''$ , also:

$$q'' = \sum_{\substack{\text{Jet-} \\ \text{Hadronen}}} q_{\text{Hadron}}$$

Die Hadronen, die zu dem Jet gehören, lassen sich mit Hilfe des Jet-Kegel-Algorithmus ermitteln. Im einfachsten Fall führt man ein Abstandsmaß  $\Delta R$  in der  $\eta - \phi$ -Ebene ein:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (60)$$

Der Impulsvektor jedes Hadrons wird dann nacheinander als Achse eines Kegels mit Radius  $\Delta R \approx 0.7$  betrachtet<sup>29</sup>. Dabei wird die Transversalenergie  $E_t$  aller Hadronen in einem solchen Kegel aufsummiert und der  $E_t$ -gewichtete Mittelwert von  $\eta$  und  $\phi$  bildet die neue Jet-Achse. Dieses Verfahren wiederholt sich solange, bis die Jet-Achse sich nicht mehr ändert. Falls ein bestimmter Minimalwert  $E_{t,min}$  der Transversalenergie überschritten wird, so wird der Jet beibehalten und mit dem gleichen Verfahren für die restlichen Hadronen nach weiteren Jets gesucht. Bei mehr als einem Jet wird derjenige mit der höchsten Transversalenergie bzw. dem höchsten Transversalimpuls als Kandidat für die Identifizierung des Stromjets gewählt.

<sup>29</sup>Für die Rekonstruktion wurden verschiedene Kegelradien von  $\Delta R = 0.5$  bis  $\Delta R = 1$  ausprobiert, wobei der Kegelradius  $\Delta R \approx 0.7$  sich am besten bewährt hat.

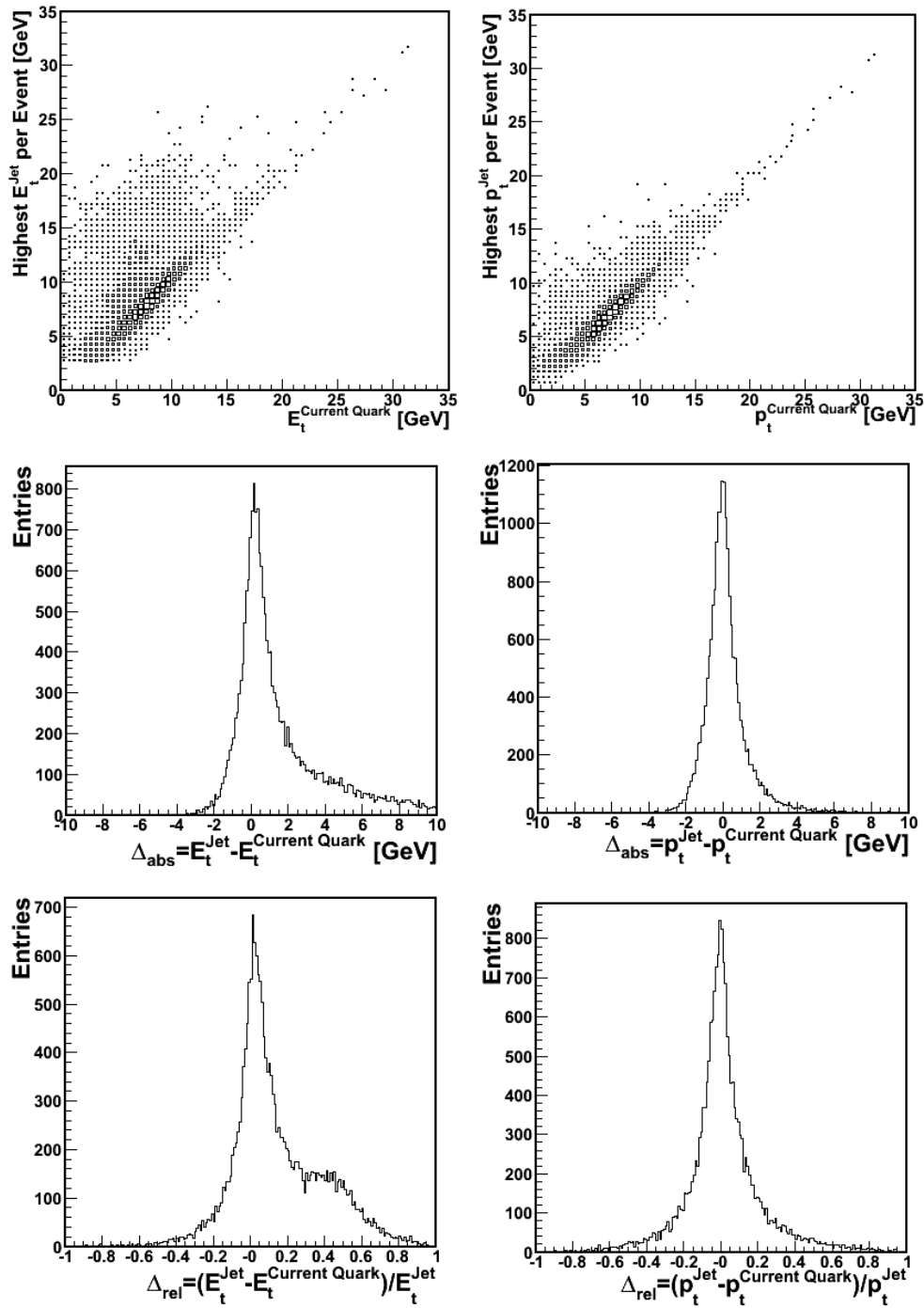


Abbildung 24: Korrelation zwischen dem Jet mit höchstem  $E_t$  und  $E_t$  des Stromquarks sowie Korrelation zwischen dem Jet mit höchstem  $p_t$  und  $p_t$  des Stromquarks

Die Verteilungen in *Abbildung 24* geben die Transversalenergie- bzw. Transversalimpuls-Korrelationen zwischen dem Jet und dem Stromquark sowie deren relative und absolute

Differenz wieder. Im Falle der Transversalenergie zwischen Jet und Stromquark ergibt sich eine Korrelation von ca. 73 % und beim Transversalimpuls eine Korrelation von ca. 85 %. Somit kann der gefundene Jet mit hoher Wahrscheinlichkeit mit dem Stromjet identifiziert werden.

## 7.4 Rekonstruktion kinematischer Variablen

Bevor mit der Rekonstruktion der Quarkvirtualität  $Q^2$  begonnen wird, sollen drei Verfahren vorgestellt und danach dasjenige gewählt werden, das für die Rekonstruktion von  $Q^2$  am besten geeignet ist.

### 7.4.1 Die Elektron-Methode

Bei der Elektron-Methode verwendet man die Energie  $E_{e'}$  sowie den Polarwinkel  $\theta_{e'}$  des gestreuten Elektrons, falls dieses nachgewiesen werden kann. Damit ergibt sich für die kinematischen Variablen  $Q^2$ ,  $y$  und  $x$  unter Vernachlässigung der Elektronenmasse:

$$y = 1 - \frac{E'_{e'}}{2E_e}(1 - \cos \theta'_{e'}) \quad (61)$$

$$Q^2 = 2E_e E'_{e'}(1 + \cos \theta'_{e'}) \quad (62)$$

$$x = \frac{E'_{e'}(1 + \cos \theta'_{e'})}{2yE_p} \quad (63)$$

Dabei wird der Polarwinkel  $\theta_{e'}$  von der positiven Flugrichtung des Protons aus gemessen. Fehler in der Messung von der Energie bzw dem Streuwinkel wirken sich auf  $y$  und  $Q^2$  aus. Für dessen Fehlerterme erhält man:

$$\frac{\delta y_e}{y_e} = \frac{y_e - 1}{y_e} \cdot \frac{\delta E'_{e'}}{E'_{e'}} \oplus \frac{1 - y_e}{y_e} \cot \frac{\theta'_{e'}}{2} \quad (64)$$

$$\frac{\delta Q_e^2}{Q^2} = \frac{\delta E'_{e'}}{E'_{e'}} \oplus \tan \frac{\theta'_{e'}}{2} \cdot \delta \theta'_{e'} \quad (65)$$

Prinzipiell stellt die Elektron-Methode eine gute und relativ einfache Möglichkeit zur Rekonstruktion kinematischer Ereignisse dar, allerdings besitzt sie auch zwei Nachteile: Zum einen ist sie auf Photoproduktions- und geladenen Stromereignissen nicht anwendbar, da das Elektron bzw. Neutrino nicht nachgewiesen werden kann, und zum anderen muß die Kalorimeter-Energieskala sehr genau bekannt sein.

### 7.4.2 Die Doppelwinkel- Methode

Kann man sowohl den Winkel des gestreuten Elektrons als auch den des hadronischen Systems messen, so ergeben sich mit der Doppelwinkel-Methode [52] für die kinematischen Variablen:

$$y = \frac{E_e \sin \gamma + \sin \theta + \sin(\theta + \gamma)}{E_p \sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (66)$$

$$Q^2 = 4E_e^2 \frac{\sin \gamma(1 + \cos \theta)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (67)$$

$$x = \frac{\sin \theta(1 - \cos \gamma)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (68)$$

Im Gegensatz zur Elektron-Methode benötigt man hier keine genaue Kenntnis der Energieskala des Kalorimeters.

### 7.4.3 Die Jaquet-Blondel-Methode

Diese Methode [53] kommt zur Anwendung, wenn kein gestreutes Elektron gemessen werden konnte, wie es bei geladenen Strom- oder Photoproduktionsereignissen der Fall ist. Zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen verwendet man hier die Informationen des hadronischen Endzustandes:

$$y = \frac{\sum_i (E^i - p_z^i)}{2E_e} \quad (69)$$

$$Q^2 = \frac{\left(\sum_i p_x^i\right)^2 + \left(\sum_i p_y^i\right)^2}{1 - y} \quad (70)$$

$$x = \frac{\left(\sum_i p_x^i\right)^2 + \left(\sum_i p_y^i\right)^2}{sy(1 - y)} \quad (71)$$

Da hauptsächlich Instanton-induzierte Ereignisse in Photoproduktion, in denen das einlaufende Elektron praktisch kaum gestreut und somit nicht nachweisbar ist, untersucht werden sollen, eignen sich weder die Elektron- noch die Doppelwinkel-Methode für die Rekonstruktion der Instanton-Variable  $Q'^2$ , sodaß nur die Methode nach Jaquet-Blondel in Frage kommt.



## 7.5 Rekonstruktion von $Q'^2$

Anhand von Gleichung (45) gilt für die Quark-Virtualität  $Q'^2$  :

$$Q'^2 = -q'^2 = -(q - q'')^2 = -q^2 + 2qq'' - q''^2 \quad (72)$$

Da nur Photoproduktionsereignisse betrachtet werden, ist  $-q^2 = Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$ . Somit ist man mit diesem neuen Ansatz im Vergleich zu vorangegangenen Studien nicht mehr auf die Photon-Virtualität für die Rekonstruktion von  $Q'^2$  angewiesen. Mit den Vierervektoren  $q = (E_\gamma, 0, 0, -E_\gamma)$  und  $q'' = (E_{q''}, q''_x, q''_y, q''_z)$  ergibt sich dann:

$$Q'^2 = 2 \cdot E_\gamma \cdot (E_{q''} + q''_z) - \underbrace{q''^2}_{=m_{q''}^2} \quad (73)$$

Nun benutzt man Gleichung (69) sowie die Relation  $y_{JB} \cdot E_e = E_\gamma$ , sodaß man

$$y_{JB} = \frac{\sum(E_i - p_{z,i})}{2 \cdot E_e} \iff 2 \cdot E_\gamma = \sum(E_i - p_{z,i}) \quad (74)$$

und somit

$$Q'^2 = \sum(E_i - p_{z,i}) \cdot (E_{q''} + q''_z) - m_{q''}^2 \quad (75)$$

erhält. Wie in Abschnitt 7.3 gezeigt wurde, läßt sich der Stromjet, der vom Stromquark  $q''$  gebildet wird, mit dem Jet mit der höchsten Transversalenergie bzw. mit dem höchsten Transversalimpuls identifizieren. Dadurch ergibt sich

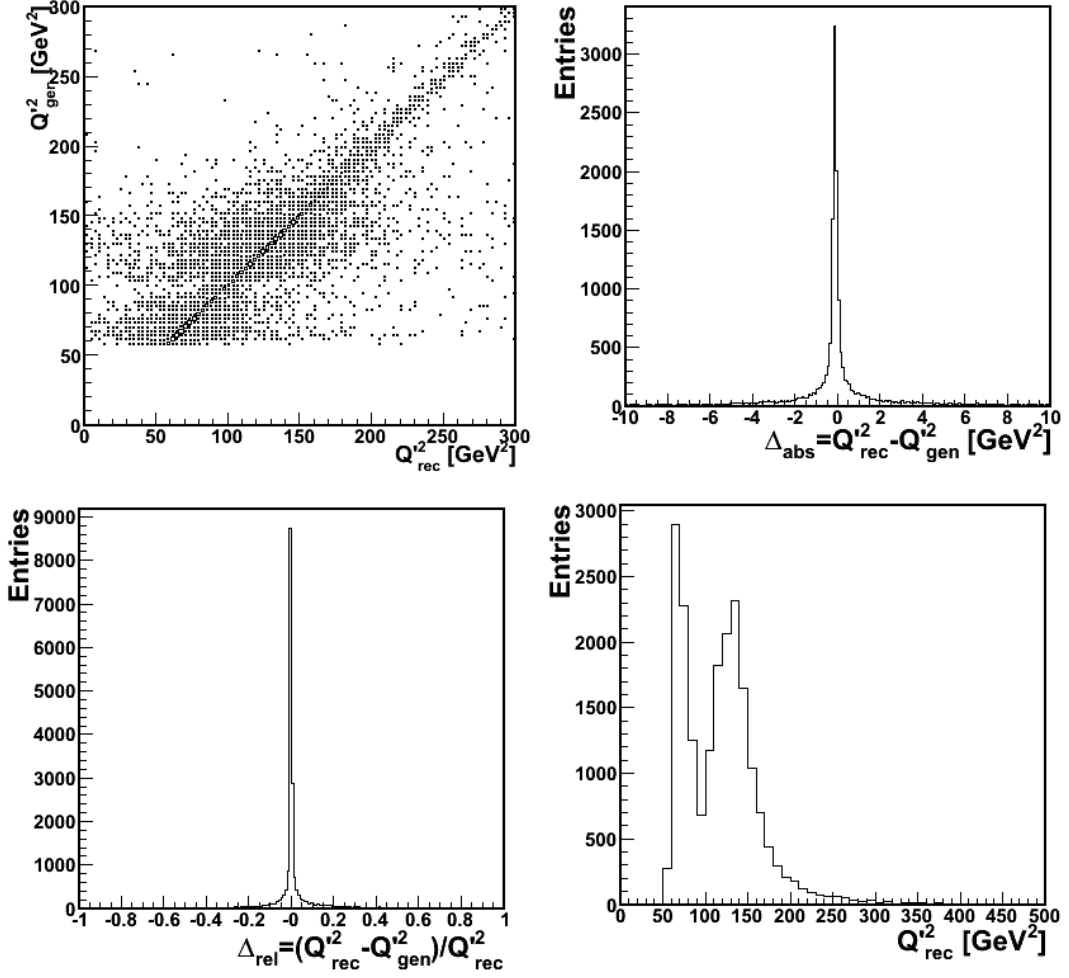
$$E_{q''} = E_{Jet}, \quad q''_z = p_{z,Jet}, \quad m_{q''}^2 = m_{Jet}^2$$

und man erhält schließlich für die Quark-Virtualität:

$$Q'^2 = \sum(E_i - p_{z,i}) \cdot (E_{Jet} + p_{z,Jet}) - m_{Jet}^2 \quad (76)$$

In *Abbildung 25* ist die Korrelation zwischen dem generierten und dem rekonstruierten  $Q'^2$  sowie dessen relative und absolute Differenz dargestellt. Man erkennt, daß der generierte und der rekonstruierte Wert sehr gut übereinstimmen.

Betrachtet man nun die Verteilung des rekonstruierten  $Q'^2$ , so fällt im Bereich zwischen 60 und 100  $\text{GeV}^2$  sowie 100 und 200  $\text{GeV}^2$  die Doppel-Peak-Struktur in dieser Verteilung auf. Der Grund dafür liegt darin, welche Quark-Antiquark-Paare im Hintergrund des Instantons erzeugt werden und folglich welches Quark den Stromjet bildet. Bei einer genaueren Untersuchung der beiden  $Q'^2$ -Intervalle stellt sich folgendes heraus: Im Bereich zwischen 60 und 100  $\text{GeV}^2$  wird der Stromjet hauptsächlich vom Beauty-Quark gebildet, d.h. im Instanton-Hintergrund werden neben den leichten Quark-Antiquark-Paaren ein  $c\bar{c}$ -Paar sowie ein Beauty-Quark erzeugt, während der Stromjet im Bereich zwischen 100 und 200  $\text{GeV}^2$  von Charm- bzw. den leichten Quarks gebildet wird, was bedeutet, daß das Instanton sowohl ein  $b\bar{b}$ -Paar als auch mindestens ein Charm-Quark oder gar ein  $c\bar{c}$ -Paar enthält, für deren Erzeugung eine höhere Quark-Virtualität notwendig ist als für ein  $c\bar{c}$ -Paar und ein Beauty-Quark.

Abbildung 25: Korrelation zwischen dem rekonstruierten und dem generierten  $Q'^2$ 

## 7.6 Rekonstruktion des Instanton-Bandes

Nachdem nun sowohl die Teilchen, die zum Proton-Remnant gehören, als auch die Teilchen des Stromjets ausgesondert wurden, bilden die restlichen Hadronen im Endzustand quasi das Instanton. Wie in Abschnitt 5.4 erwähnt wurde, folgt aus der erwarteten isotropen Energie- und Teilchen-Verteilung im Instanton-Ruhsystem eine Band-Struktur in der  $\eta - \phi$ -Ebene, dem sogenannten Instanton-Band. Dieses lässt sich wie folgt rekonstruieren: Man bildet mit Hilfe der übriggebliebenen Hadronen einen  $E_t$ -gewichteten Mittelwert  $\bar{\eta}$ , welcher der Mitte des Instanton-Bandes entsprechen soll:

$$\bar{\eta} = \frac{\sum E_{t,h} \eta_h}{\sum E_{t,h}} \quad (77)$$

Für die ideale Breite des Bandes wurde in [5] herausgefunden, daß sie bei  $\pm 1,1$  Einheiten um  $\bar{\eta}$  liegt. Dieses Resultat wird in dieser Analyse für die Definition des Instanton-Bandes übernommen. In *Abbildung 26* ist die Korrelation zwischen dem Mittelwert  $\bar{\eta}$  des Instanton-Bandes für das jeweilige Ereignis und der Rapidität  $Y$  des Instantons<sup>30</sup> dargestellt.

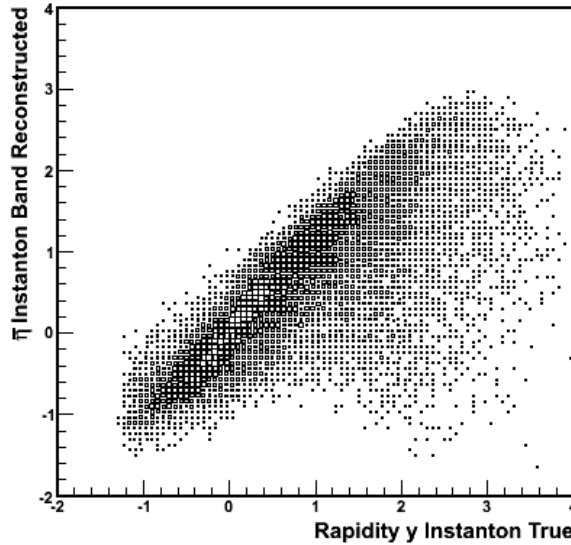


Abbildung 26: Korrelation zwischen der Pseudorapidität  $\bar{\eta}$  des rekonstruierten Instanton-Bandes und der Rapidität  $Y$  des Instantons

Man erkennt eine überwiegend gute Übereinstimmung zwischen beiden Variablen im Bereich  $-1 < \eta < 1$ . Diskrepanzen in und außerhalb dieses Intervalles resultieren daher, daß Hadronen des Stromjets eigentlich zum Instanton-Band gehören, d.h. es kann in vielen Fällen möglich sein, daß der Stromjet im Band liegt. Gleiches gilt auch, wenn das Instanton-Band sehr nahe am Bereich des Proton-Remnants ist, denn dann werden die dort befindlichen Instanton-Hadronen ebenfalls "herausgeschnitten".

## 7.7 Trennung zwischen Instanton- und Untergrund-Ereignissen

In diesem Abschnitt soll darauf eingegangen werden, wie man nun Instanton-induzierte Ereignisse von Untergrund-Ereignissen unterscheiden kann, wobei der Untergrund von  $b\bar{b}$ -,  $c\bar{c}$ - und light-Flavour-Photoproduktionsereignissen gebildet wird. In dieser Analyse wird lediglich der  $b\bar{b}$ -Untergrund betrachtet, da der restliche Untergrund sich, wie man in Abschnitt 7.7.2 und 7.7.3 feststellen wird, beseitigen läßt.

<sup>30</sup>Es wird hier bewußt die Rapidität und nicht die Pseudorapidität des Instantons genommen, da letzteres im Grunde genommen nur für masselose Teilchen Gültigkeit besitzt.

Bei der Trennung zwischen Instanton- und Untergrund-Ereignissen wird hier in drei Schritten vorgegangen: Zuerst wird der hadronische Endzustand Instanton-induzierter Prozesse und Photoproduktionsereignissen mit Hilfe von bestimmten Observablen beschrieben und verglichen. Dabei haben sich in diversen Analysen [5, 6, 7, 8] unter anderem sogenannte *Eventshape-Variablen*, die ursprünglich aus  $e^+e^-$ - Analysen stammen, als nützlich erwiesen. Danach wird versucht, die beiden schweren Quark-Antiquark-Paare  $c\bar{c}$  und  $b\bar{b}$  des Instanton-Prozesses mit Hilfe eines Dreifach-Tags, also drei Leptonen mit relativ hohem Transversalimpuls aus dem Zerfall der vier schweren Quarks, nachzuweisen und ebenfalls mit dem Untergrund verglichen. Für die Eliminierung der  $c\bar{c}$ - und light-Flavour-Photoproduktionsereignisse im Untergrund wird schließlich versucht, mindestens zwei gleichgeladene Leptonen aus dem Zerfall der schweren Hadronen nachzuweisen, da diese nur in  $b\bar{b}$ -Photoproduktionsereignissen vorkommen. Mit Hilfe dieser Forderung werden die oben erwähnten Observablen erneut untersucht, da man nur noch zwischen Instanton-induzierten und reinen  $b\bar{b}$ -Photoproduktionsereignissen differenzieren muß.

### 7.7.1 Trennung von Signal und Untergrund mittels Instanton-Variablen

Im Folgenden werden nun charakteristische *Instanton-Variablen* aufgelistet, mit denen in dieser Arbeit versucht wurde, Instanton- und Untergrund-Ereignisse zu beschreiben und voneinander zu unterscheiden.

- **Transversalenergie  $E_t$  und Transversalimpuls  $p_t$  des Stromjets:**  
Die Identität zwischen dem Stromjet und dem Jet mit der höchsten Transversalenergie bzw. dem höchsten Transversalimpuls wurde in Abschnitt 7.3 gezeigt.
- **Quark-Virtualität  $Q'^2$ :**  
Die kinematische Variable  $Q'^2$ , also die Virtualität des Quarks, das in den Instanton-Subprozeß eintritt, wurde in Abschnitt 7.5 behandelt.
- **Band-Multiplizität  $n_B$ :**  
Die Anzahl der neutralen und geladenen Teilchen im Endzustand<sup>31</sup>, die sich im Instanton-Band befinden. Das Instanton-Band besitzt, wie in Abschnitt 7.6 erwähnt, eine Breite von  $\pm 1,1$  Einheiten um den mit Gleichung (77) ermittelten  $\bar{\eta}$ -Wert in der  $\eta - \phi$ -Ebene.

---

<sup>31</sup>Zu den neutralen Teilchen im Endzustand zählen ebenfalls Photonen und Neutrinos

- **$E_{t,B}$  und  $p_{t,B}$  des Instanton-Bandes:**

Die Transversalenergie und der Transversalimpuls des Instanton-Bandes ist definiert als skalare Summe der Transversalenergien respektive Transversalimpulse aller Hadronen im Endzustand, die im Band liegen.

- **Sphärizität  $S$ :**

Die Sphärizität [54, 55] ist ein Maß dafür, wie isotrop eine Ansammlung von Viererimpulsen in drei Dimensionen verteilt ist. Sie wird für alle Hadronen im Endzustand berechnet, die weder zum Proton-Remnant noch zum Stromjet gehören. Dazu verwendet man den *Sphärizitäts-Tensor*

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_i |p_i|^2} \quad (78)$$

mit  $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ , was den Ortskoordinaten  $x, y, z$  und  $i$  dem  $i$ -ten Hadron entspricht. Mittels Diagonalisierung erhält man in der Regel drei verschiedene positive Eigenwerte  $\lambda_j$  mit

$$0 \leq \lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3,$$

wobei die Eigenwerte so normiert seien, daß

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1.$$

Damit wird die Sphärizität dann wie folgt definiert:

$$S := \frac{3}{2}(\lambda_1 + \lambda_2), \quad 0 \leq S \leq 1 \quad (79)$$

Für isotrope Ereignisse, also solche mit sphärischer Form ist  $S$  sehr nahe 1. Liegt ein 2-Jet Ereignis vor, ist  $S$  nahe 0.

- **Isotropie-Variable  $\Delta_B$  [56]:**

Diese wird für alle Hadronen im Instanton-Band berechnet, nachdem diese ins rekonstruierte Instanton-Ruhsystem geboostet wurden. Die Isotropie ist definiert durch:

$$\Delta_B := \frac{E_{in,B} - E_{out,B}}{E_{in,B}}, \quad (80)$$

wobei

$$E_{in,B} := \max_{\substack{h \in \text{Hadronen} \\ \text{im Band}}} \sum |\vec{p}_h \cdot \vec{i}| \quad \text{und} \quad E_{out,B} := \min_{\substack{h \in \text{Hadronen} \\ \text{im Band}}} \sum |\vec{p}_h \cdot \vec{i}| \quad (81)$$

Dabei ist  $\vec{p}_h$  der Impulsvektor der im Instanton-Band befindlichen Hadronen im Endzustand. Das Maximum bzw. Minimum erhält man, indem man alle Richtungen des Einheitsvektors  $\vec{i}$  betrachtet, also  $(1,0,0)$ ,  $(0,1,0)$  und  $(0,0,1)$ . Für Jet-artige Ereignisse ist  $\Delta_B \approx 1$ , da es in dem Fall immer einen Achsenvektor  $\vec{i}$  gibt, für den  $E_{out,B}$  sehr klein ist. Für isotrope Ereignisse existiert keine solche Achse, sodaß  $E_{in,B} \approx E_{out,B}$  und somit  $\Delta_B \approx 0$ . In *Abbildung 27* ist dies dargestellt.

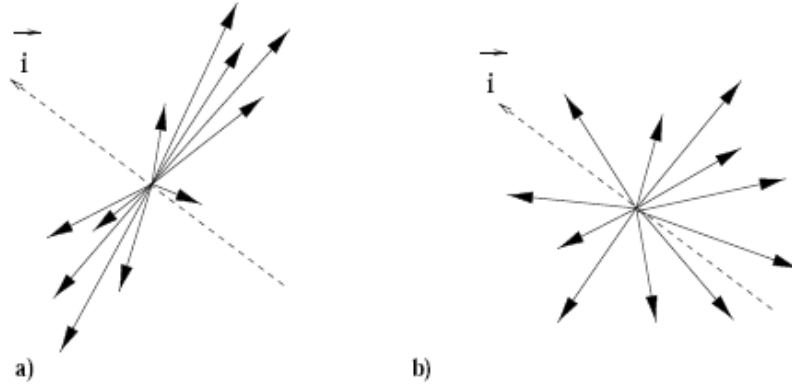


Abbildung 27: Veranschaulichung des Isotropieverhaltens **a)** eines 2-Jet- und **b)** eines Instanton-induzierten Ereignisses

*Abbildung 28* und *Abbildung 29* zeigen die Verteilungen der acht Instanton-Variablen für Instanton-induzierte (durchgezogene schwarze Linie) und Untergrund-Ereignisse (blau-gestrichelt), wobei bei allen Variablen ein Schnitt auf die Quark-Virtualität von  $Q^2 > 50 \text{ GeV}^2$  gemacht wurde. Bei genauerer Betrachtung der einzelnen Verteilungen der Instanton-Variablen stellt man fest, daß wie erwartet die Multiplizität, also die Anzahl der Hadronen im Endzustand, die sich im Instanton-Band befinden, bei den Instanton-induzierten Ereignissen höher ist als bei den Untergrund-Ereignissen. Dies erscheint leicht nachvollziehbar, da beim Untergrund nur ein  $b\bar{b}$ -Paar, welches hadronisiert, und beim Instanton-Prozess ein  $u\bar{u}$ -,  $d\bar{d}$ -,  $s\bar{s}$ -,  $c\bar{c}$ - und ein  $b\bar{b}$ -Paar erzeugt wird, weshalb man auch erwartet, daß bei Instanton-induzierten Ereignissen mehr Pionen, Kaonen, Protonen, Hyperonen und Leptonen entstehen als bei der  $b\bar{b}$ -Photoproduktion. Nimmt man die Transversalenergie bzw. den Transversalimpuls des Instanton-Bandes hinzu, so zeigt sich, daß hier sich Signal- und Untergrund sehr ähneln. Der Grund dafür liegt vermutlich darin, daß bei den Untergrund-Ereignissen die geringere Anzahl der Hadronen bzw. Leptonen, die beim Zerfall der  $b$ -Quarks entstehen, im Vergleich zu denen des Instanton-Prozesses im einzelnen viel mehr Transversalimpuls und somit Transversalenergie tragen (höchstwahrscheinlich aufgrund des zur Verfügung stehenden Phasenraumes) und somit die skalare Summe beider Variablen ungefähr gleich

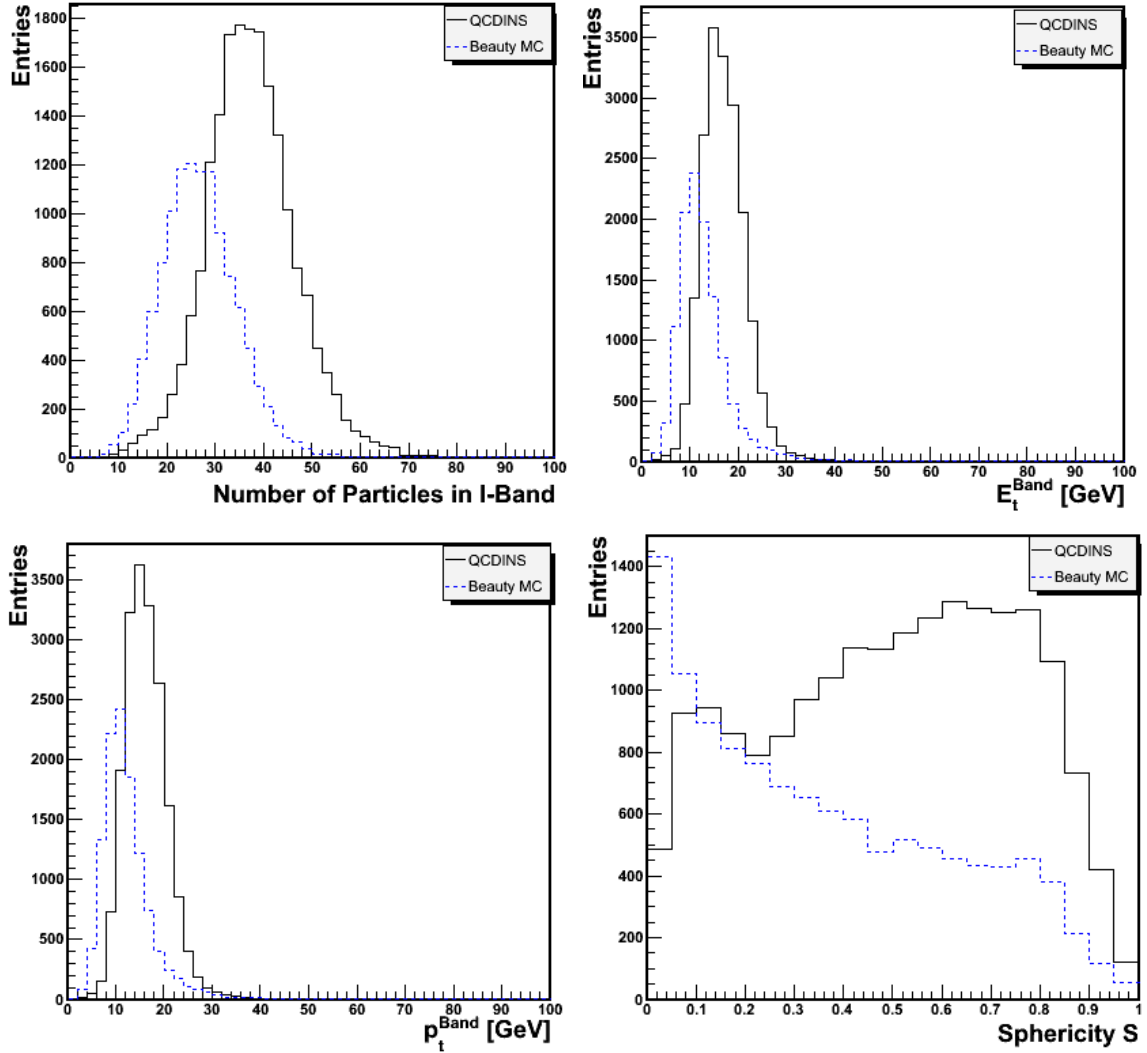


Abbildung 28: Verteilung der Instanton-Variablen für Instanton-induzierte und Untergrund-Ereignisse. Von links oben nach rechts unten dargestellt: Teilchenanzahl im Band,  $E_t^{\text{Band}}$ ,  $p_t^{\text{Band}}$ , Sphärizität  $S$

sein können.

Die *Sphärizitäts*-Verteilung liefert für Instanton-induzierte Prozesse ein ungewohntes Bild. Zwar erkennt man, daß sich ein Großteil der Ereignisse sphärisch verhält, doch leider liegen auch relativ viele Ereignisse bei kleinen Sphärizitätswerten. Die Verteilung der Sphärizität beim Untergrund verhält sich wie erwartet 2-Jet-artig. Ein besseres Ergebnis läßt sich mit Hilfe der *Isotropie*  $\Delta_B$  erzielen. Im Gegensatz zu den normalen Photoproduktion-Ereignissen, die eine anisotrope bzw. jetartige Verteilung aufweisen,

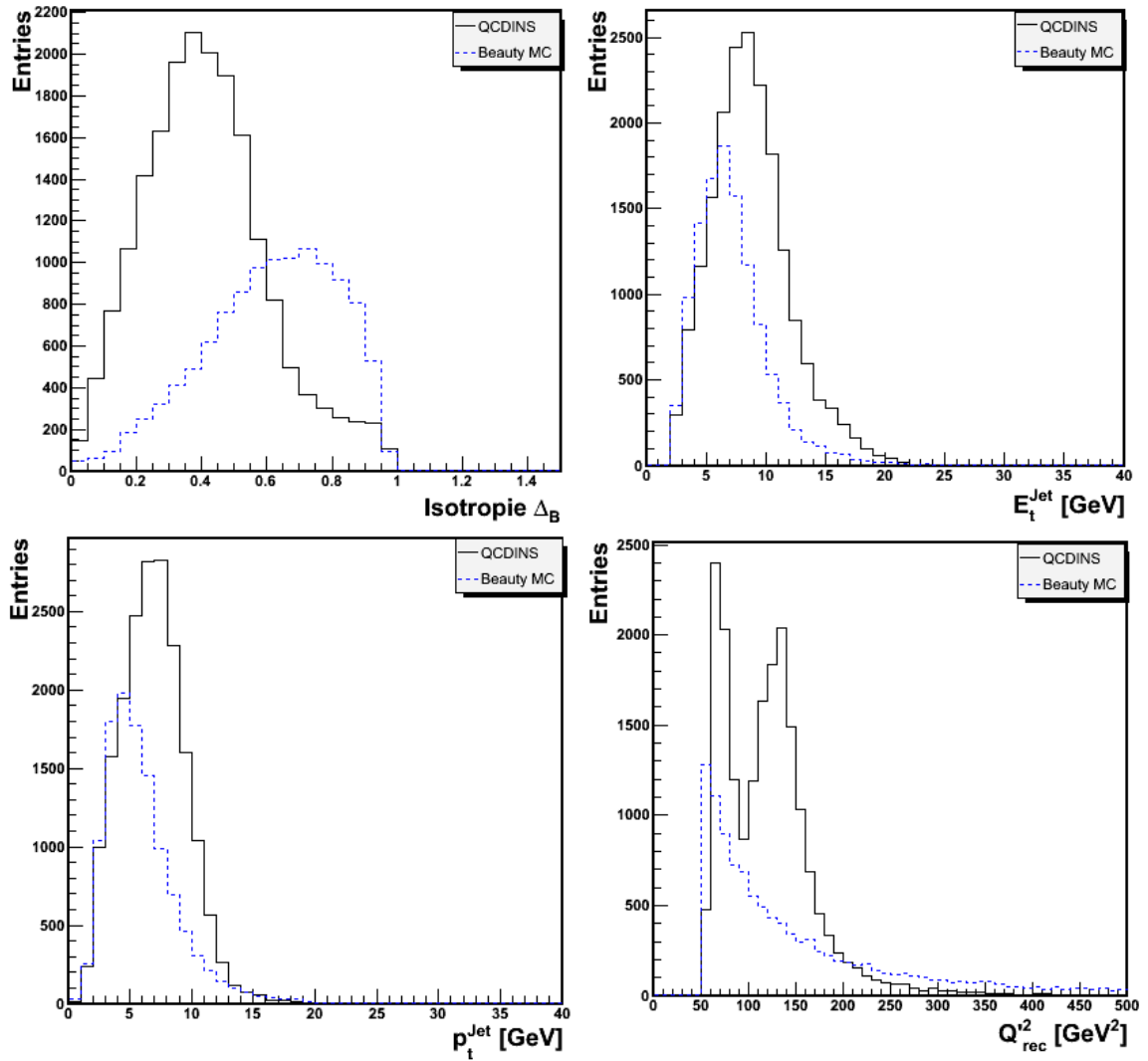


Abbildung 29: Verteilung der Instanton-Variablen für Instanton-induzierte und Untergrund-Ereignisse. Von links oben nach rechts unten dargestellt: Isotropie  $\Delta_B$ ,  $E_t^{Jet}$ ,  $p_t^{Jet}$  und die rekonstruierte Quark-Virtualität  $Q_{rec}^2$

verhalten sich die Instanton-Ereignisse erwartungsgemäß relativ isotrop.

Eine Betrachtung der Transversalenergie- sowie Transversalimpuls-Verteilung des Stromjets zeigt keine signifikanten Unterschiede zwischen Instanton-induzierten und Untergrund-Ereignissen. Dies ist auch nicht verwunderlich, da bei den Untergrund-Ereignissen der Stromjet ausschließlich vom Beauty-Quark gebildet wird, so wie es auch oft beim Instanton-Stromjet der Fall ist. Eine Doppel-Peak-Struktur bei der rekonstruierten Virtualität  $Q_{rec}^2$ , wie es beim Instanton-Prozess der Fall ist, ist bei den Untergrund-



Ereignissen wie erwartet nicht vorhanden, da dort neben dem  $b\bar{b}$ -Paar keine weiteren Quark-Antiquark-Paare im Vergleich zum Instanton-Prozeß erzeugt werden.

Da sich in den Verteilungen der acht Instanton-Variablen nur bei der Multiplizität, der Sphärizität  $S$ , der Isotropie  $\Delta_B$  und der Quark-Virtualität  $Q^2$  signifikante Unterschiede zwischen Instanton-induzierten und normalen Photoproduktionsereignissen zeigen, wurden bei dieser Analyse verschiedene Schnitte auf  $\Delta_B$  und  $Q^2$  getestet, um das Verhalten der restlichen Instanton-Variablen ohne und mit Schnitt auf den Transversalimpuls des Stromjets zu untersuchen (s. Anhang C). Im Folgenden werden die angewandten Schnitte aufgelistet:

- **Quark-Virtualität (ohne  $p_t^{Jet}$ -Schnitt):**
  - $60 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$
  - $100 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$
  - $100 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$  mit Charm als Stromquark
  - $Q^2 \geq 200 \text{ GeV}^2$
- **Isotropie  $\Delta_B$  (ohne  $p_t^{Jet}$ -Schnitt):**
  - $\Delta_B \leq 0.5, 0.6$  und  $0.7$
- **Jet-Transversalimpuls:**
  - Die gleichen Schnitte auf  $Q^2$  und  $\Delta_B$  wurden für einen Transversalimpuls des Stromjets von  $p_t \geq 5 \text{ GeV}$  gemacht.

Im Großen und Ganzen scheint es qualitativ keinen wirklichen Unterschied zu machen, ob auf den Transversalimpuls des Stromjets geschnitten wird oder nicht, gleiches gilt für die Virtualitätsschnitte zwischen 60 und 100  $\text{GeV}^2$  sowie 100 und 200  $\text{GeV}^2$ , denn bis auf eine Verringerung der Statistik bei Instanton-induzierten und Untergrund-Ereignissen bleibt das jeweilige Verhalten der Instanton-Variablen bei den Verteilungen überwiegend erhalten. Nur bei sehr hohen Quark-Virtualitäten über 200  $\text{GeV}^2$  dominiert der Untergrund, was aber für die weitere Analyse nicht von Interesse ist.

Auf den ersten Blick scheinen auch die Isotropie-Schnitte keine qualitative Auswirkung auf die Instanton-Variablen zu haben, doch bei genauerer Betrachtung der Multiplizität für die verschiedenen Isotropie-Schnitte liegt die Vermutung nahe, daß je isotroper ein Ereignis ist, desto größer ist die Anzahl der Hadronen, die sich im Instanton-Band befinden. Daß dies der Fall zu sein scheint, zeigt die Korrelation zwischen der Isotropie  $\Delta_B$  und der Multiplizität in der *Abbildung 30*.

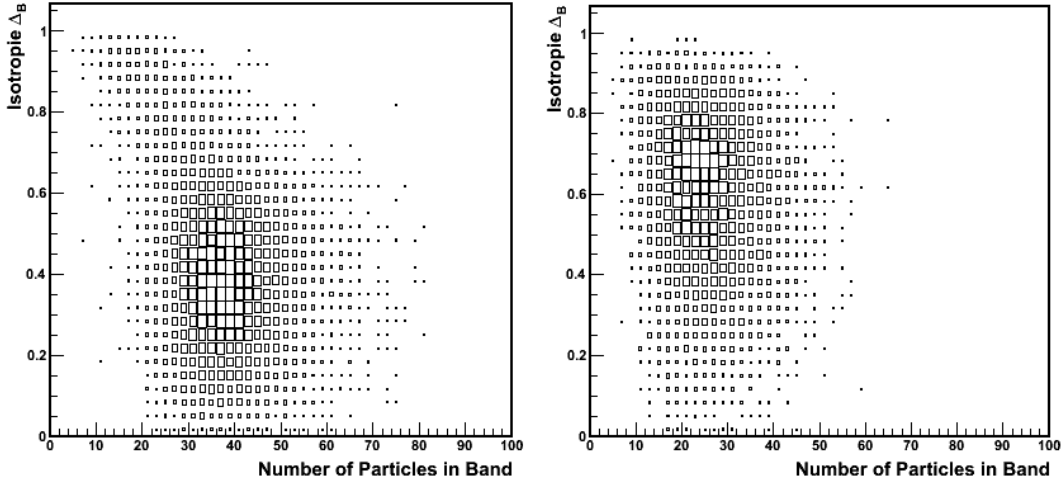


Abbildung 30: Korrelation zwischen der Isotropie  $\Delta_B$  und der Teilchenanzahl im Instanton-Band für **links**: Instanton-induzierte und **rechts**: Untergrund-Ereignisse

Somit könnte man anstatt auf die Isotropie-Variablen  $\Delta_B$  auf die Teilchenanzahl im Band schneiden, um die Anzahl der Untergrund-Ereignisse zu unterdrücken und gleichzeitig eine Kombination der drei Instanton-Variablen  $S$ ,  $\Delta_B$  und  $Q^2$  zur Unterscheidung zwischen Instanton-induzierten und Untergrund-Ereignissen anwenden. Dies wurde ebenfalls getestet und zwar für

- Anzahl der Teilchen im Instanton-Band:  $n_B \geq 40$
- Quark-Virtualität:  $60 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$

In der *Abbildung 31* sind die entsprechenden Verteilungen für die eben aufgelisteten Schnitte dargestellt. Wie man den Verteilungen entnehmen kann, bieten diese vier Instanton-Variablen eine gute Möglichkeit zur Trennung zwischen Instanton-induzierten und Untergrund-Ereignissen. Desweiteren läßt sich mit Hilfe der oben angegebenen Schnitte auf die Teilchenmultiplizität und auf die Quark-Virtualität der Untergrund stark unterdrücken.

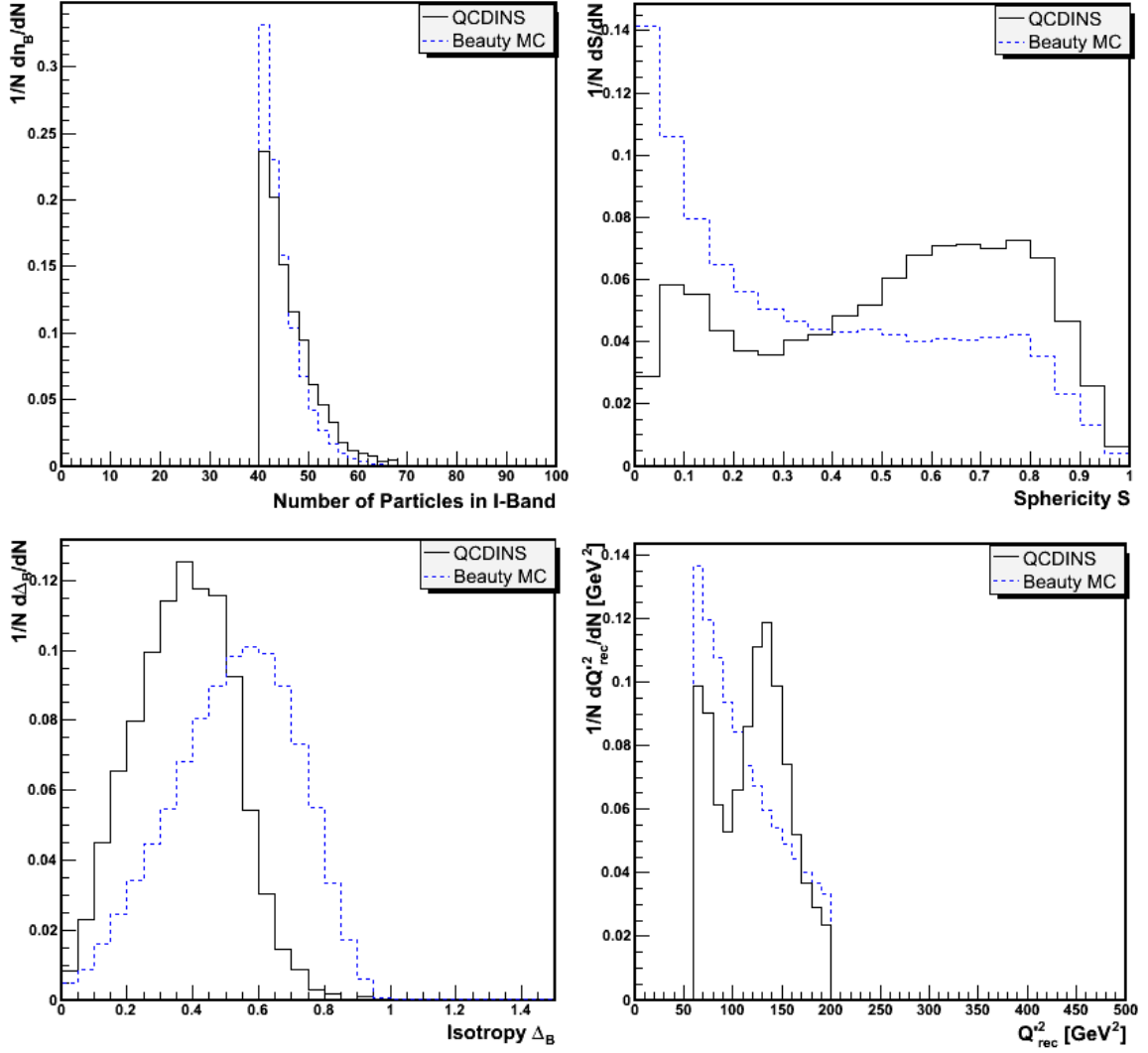


Abbildung 31: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $60 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$  für eine Teilchenmultiplizität  $n_B \geq 40$

### 7.7.2 Trennung von Signal und Untergrund mit Hilfe von drei Leptonen aus dem Zerfall der schweren Quarks

Aufgrund der in Abschnitt 5.4 erwähnten Flavour-Demokratie wird in jedem Instanton-induzierten Ereignis genau ein Quark-Antiquark-Paar jedes kinematisch erlaubten Flavours erzeugt. Dadurch entsteht auch eine erhöhte Anzahl von Hadronen, die ein  $s$ -,  $c$ - bzw.  $b$ -Quark enthalten, d.h. Kaonen,  $\Lambda$ -Hyperonen,  $c$ - und  $b$ -Hadronen. Da vorangegangene Suchen nach Instanton-Ereignissen mit einer erhöhten Anzahl von Hyperonen [7] ohne Erfolg blieben, wird auch bei dieser Analyse darauf verzichtet, das  $s\bar{s}$ -Paar im Instanton mit Hilfe von Kaonen und  $\Lambda$ -Hyperonen nachzuweisen. Stattdessen sollen

in diesem Abschnitt die c- und b-Hadronen, die bei der Hadronisierung des  $c\bar{c}$ - und  $b\bar{b}$ -Paares entstehen, nachgewiesen werden. Dies läßt sich mit Hilfe des semileptonischen Zerfalles der schweren Quarks bewerkstelligen. Dabei zerfällt ein b-Hadron (bzw. c-Hadron) über die schwache Wechselwirkung in ein Lepton und in ein c-Hadron (bzw. Hadron mit strange-Quark). In der folgenden Tabelle ist eine Auswahl von c- und b-Hadronen, die am häufigsten bei der Hadronisierung der schweren Quarks entstehen, sowie deren leptonische bzw. semileptonische Zerfallsrate aufgelistet:

Hadron	Quark-Inhalt	Masse [MeV]	Zerfallsprodukte	Zerfallsrate
$B^+$	$u\bar{b}$	$5279,0 \pm 0,5$	$l^+\nu_l X$	$10,9 \pm 0,4 \%$
$B^0$	$d\bar{b}$	$5279,4 \pm 0,5$	$l^+\nu_l X$	$10,4 \pm 0,4 \%$
$B_s^0$	$s\bar{b}$	$5367,5 \pm 1,8$	$D_s^- l^+ \nu_l X$	$7,9 \pm 2,4 \%$
$\Lambda_b$	$udb$	$5624 \pm 9$	$\Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l X$	$9,1 \pm 2,3 \%$
			$\Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$	$5,0^{+1,9}_{-1,4} \%$
			$\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- l^- \bar{\nu}_l$	$5,6 \pm 3,1 \%$
$D^0$	$\bar{u}c$	$1864,5 \pm 0,4$	$e^+ X$	$6,71 \pm 0,29 \%$
			$\mu^+ X$	$6,5 \pm 0,7 \%$
			$K^- e^+ \nu_e$	$3,51 \pm 0,11 \%$
			$K^- \mu^+ \nu_\mu$	$3,19 \pm 0,16 \%$
$D^+$	$\bar{d}c$	$1869,3 \pm 0,4$	$\bar{K}^0 e^+ \nu_e$	$8,6 \pm 0,5 \%$
			$\bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu$	$9,5 \pm 0,8 \%$
			$e^+ X$	$17,2 \pm 1,9 \%$
$D_s^+$	$\bar{s}c$	$1968,2 \pm 0,5$	$e^+ X$	$8^{+6}_{-5} \%$
			$\phi l^+ \nu_l$	$2,4 \pm 0,4 \%$
			$\eta l^+ \nu_l$	$3,1 \pm 0,6 \%$
$\Lambda_c^+$	$udc$	$2286,5 \pm 0,14$	$\Lambda l^+ \nu_l$	$2,0 \pm 0,6 \%$
$J/\psi$	$c\bar{c}$	$3096,9 \pm 0,011$	$l^+ l^-$	$5,94 \pm 0,06 \%$

Tabelle 3: Liste der c- und b-Hadronen sowie ihre Zerfallsprodukte und Zerfallsraten [1]

Aufgrund der durch die Flavour-Demokratie bedingten erhöhten Anzahl der c- und b-Hadronen wird auch eine große Anzahl von Leptonen mit großem Transversalimpuls aus dem Zerfall der schweren Hadronen erwartet. Auf den ersten Blick erscheint es auch aufgrund der relativ hohen Zerfallsraten der schweren Hadronen sehr vielversprechend, eine entsprechende Anzahl von Leptonen pro Ereignis zu finden. Um später auf Detektor- bzw. Datenniveau Elektronen und Myonen eindeutig nachweisen und identifizieren zu können, müssen diese einen bestimmten Transversalimpuls aufweisen. Je

nach Detektorbereich können Elektronen und Myonen bis zu einem unteren Transversalimpulsbereich von  $p_t \geq 0,5$  GeV bzw. 1 GeV rekonstruiert werden. In *Abbildung 32* ist die Anzahl der Elektronen und Myonen pro Ereignis, die aus c- und b-Hadronen stammen, für Instanton-induzierte und Untergrund-Ereignisse für verschiedene Schnitte auf die Transversalimpulse der Leptonen dargestellt.

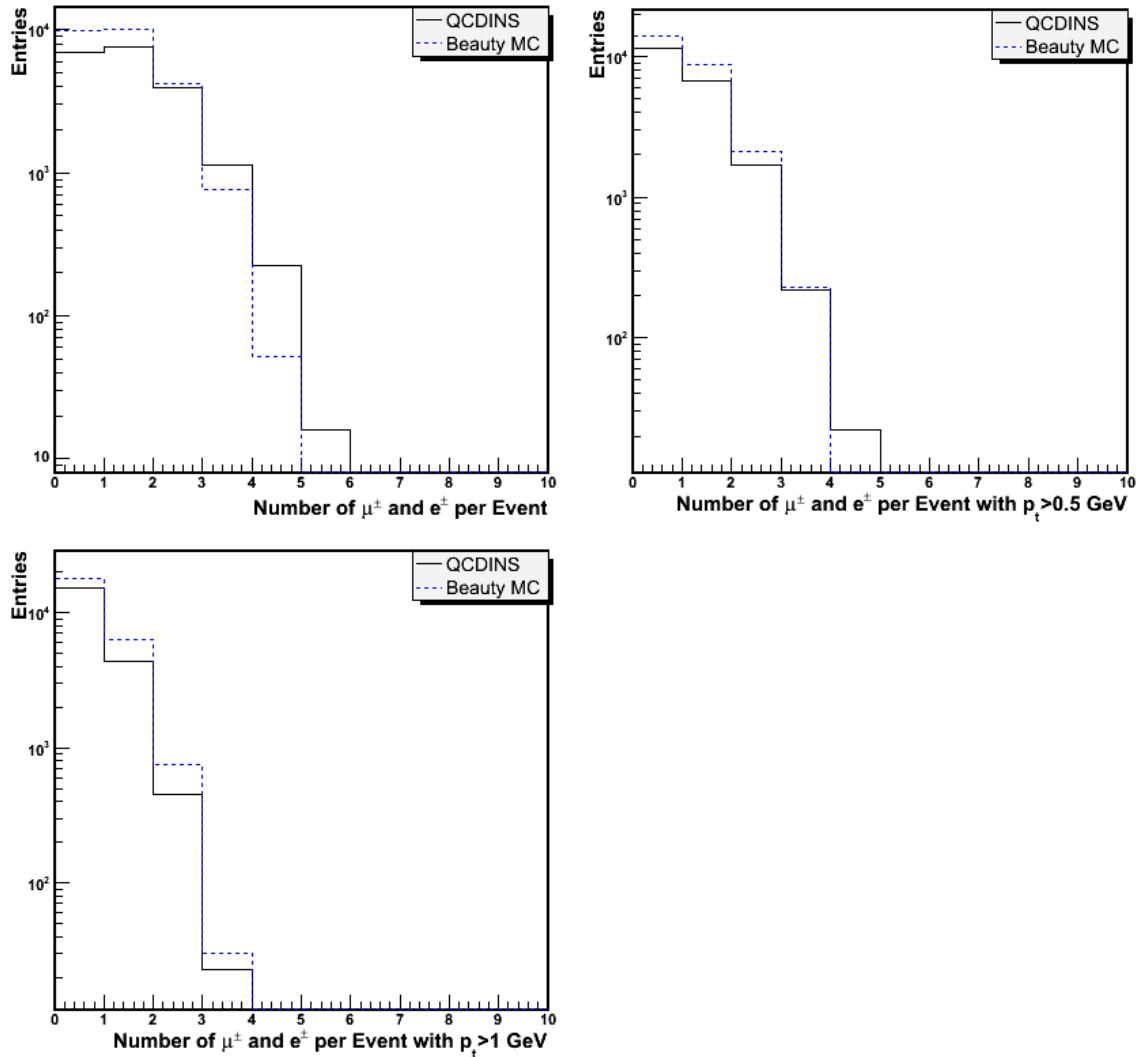


Abbildung 32: Anzahl der Leptonen pro Ereignis aus dem Zerfall der c- und b-Hadronen für verschiedene Transversalimpulse

Die Verteilung links oben besitzt noch keinen Schnitt und man erkennt, daß das Instanton-Signal bis zu fünf Leptonen aus dem Zerfall der schweren c- und b-Hadronen aufweist, während es bei den Untergrund-Ereignissen maximal vier Leptonen pro Ereignis sind. Erhöht man die untere Grenze des Transversalimpulses auf 0,5 GeV bzw. 1

GeV, so nimmt die Anzahl der Ereignisse stark ab und von 20.000 generierten Instanton-Ereignissen bleiben nur noch gut 20 übrig, die drei Leptonen aus den schweren Hadronen aufweisen, zudem zeigt sich beim Untergrund ein ähnliches Bild. Um bei diesen wenigen Instanton-Ereignissen sicherzustellen, daß die Leptonen nicht aus dem gleichen b-Hadron stammen<sup>32</sup>, wird die sogenannte  $\Delta m$ -Methode angewandt. Dabei verlangt man, daß die kleinste invariante Masse zweier Leptonen größer als die des  $J/\psi$ -Mesons sein soll, da dieses das schwerste c-Hadron darstellt<sup>33</sup>, in das ein b-Hadron zerfallen kann, und zum anderen in ein Lepton und ein Anti-Lepton mit relativ hohem Transversalimpuls zerfallen kann. Leider erfüllt kein einziges dieser Instanton-Ereignisse dieses Kriterium. Der Grund für die relativ starke Abnahme der Ereignisse, die drei und mehr Leptonen aus den schweren Hadronen aufweisen, bei Erhöhung des Transversalimpulses liegt vermutlich darin, daß beim semileptonischen Zerfall des Charm-Quarks die Elektronen bzw. Myonen nicht genügend Transversalimpuls übertragen bekommen, d.h. dieser Zerfall geschieht fast in Ruhe. Beim Zerfall des Beauty-Quarks in Ruhe ist ein Transversalimpulsübertrag bis zu  $\frac{m_q}{2} \approx 2,5$  GeV möglich, beim Charm-Quark nicht einmal 1 GeV. Desweiteren hat sich herausgestellt, daß die Zerfallsraten der Hadronen bei HERWIG (wahrscheinlich, weil die in QCDINS implementierte Version 5.9 veraltet ist) kleiner sind als bei PYTHIA und bei der Particle Data Group, weswegen weniger b-Hadronen in Leptonen zerfallen als erwartet. Man kann dies beheben, indem die Zerfallsraten von HERWIG an die von PYTHIA angeglichen werden, womit sich zwar die Anzahl der Instanton-Ereignisse in *Abbildung 32* erhöhen, aber qualitativ nichts am Verhalten der Verteilungen ändern würde.

Ein direkter Nachweis von Instantonen, die zusätzlich ein  $c\bar{c}$ - und  $b\bar{b}$ -Paar enthalten, durch einen Dreifach-Tag ist aufgrund des geringen Transversalimpulses der Leptonen daher wohl nicht möglich. Betrachtet man aber die Verteilungen in *Abbildung 32* nochmal genauer, so ist selbst nach einem Schnitt auf den Transversalimpuls der Leptonen noch eine beträchtliche Anzahl von Ereignissen mit zwei Leptonen aus dem Zerfall der schweren c- und b-Hadronen vorhanden. Fordert man dabei, daß die Leptonen gleichgeladen sind und einen Transversalimpuls von  $p_t \geq 0,5$  GeV besitzen, so läßt sich zumindest der  $c\bar{c}$ -Untergrund sowie der light-Flavour-Untergrund bei den normalen Photoproduktionsereignissen eliminieren, da bei solchen Ereignissen keine gleichgeladenen Leptonen vorkommen. Darauf wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

---

<sup>32</sup>Das b-Hadron kann schwach in ein Lepton und in ein c-Hadron und dieses wiederum in ein Lepton und in ein Hyperon zerfallen, man spricht hierbei von einem Kaskadenzerfall.

<sup>33</sup>Im Grunde genommen gibt es noch weitere Charmonium-Zustände wie das  $\psi'$ , deren Masse etwas größer als die des  $J/\psi$  sind, deren Zerfallsrate in Leptonen ist aber deutlich geringer und werden deswegen nicht berücksichtigt.

### 7.7.3 Trennung von Signal und Untergrund mit Hilfe der Instanton-Variablen und Forderung von mindestens zwei gleichgeladenen Leptonen

Wie schon erwähnt bilden nicht nur Beauty-Photoproduktionsereignisse, sondern auch Charm- und light-Flavour-Ereignisse den Untergrund, welche sich aber eliminieren lassen. Dazu fordert man Ereignisse mit mindestens zwei gleichgeladenen Leptonen, die wenigstens einen Transversalimpuls von  $p_t \geq 0,5$  GeV oder  $p_t \geq 1$  GeV aufweisen. Somit machen nur noch Beauty-Photoproduktionsereignisse den Untergrund aus, welcher von Instanton-induzierten Ereignissen unterschieden werden muß. Die entsprechenden Verteilungen sind in *Abbildung 33* dargestellt. Man kann erkennen, daß eine Trennung zwischen Signal und Untergrund nach diesem Schnitt weiterhin gewährleistet ist.

Schließlich gilt es noch das Trennungsvermögen zwischen Instanton-induzierten und normalen Photoproduktions-Ereignissen vor und nach Anwendung der kinematischen Schnitte, also  $n_B \geq 40$ ,  $60 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$  sowie mindestens zwei gleichgeladene Leptonen mit einem Transversalimpuls von  $p_t \geq 0,5$  GeV bzw. 1 GeV, zu ermitteln. Dazu verwendet man die *Instanton-* bzw. *Untergrund-Effizienz*

$$INS_{eff} = \frac{N_{INS_{Schnitt}}}{N_{INSTotal}} \approx 0,010 \quad PHP_{eff} = \frac{N_{PHP_{Schnitt}}}{N_{PHPTotal}} \approx 0,00083$$

Damit ergibt sich eine Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund für den Beauty-Untergrund von  $INS_{eff}/PHP_{eff} \approx 12$ , also von einer Größenordnung. Zur Bestimmung der Obergrenze von Instanton-Prozessen in Photoproduktion mit schweren Quarks (ohne Unterdrückungsfaktor für die c- und b-Quark-Massen im Instanton-Wirkungsquerschnitt) werden die Ereigniszahlen auf die vom ZEUS-Detektor aufgenommene Luminosität von 2002 bis 2007 normiert, da für diesen Zeitraum eine hohe Statistik vorliegt. In der nachfolgenden Tabelle sind die Ereigniszahlen für Instanton-induzierte und normale Photoproduktions-Ereignisse vor und nach den bereits genannten kinematischen Schnitten aufgelistet. Dabei muß beachtet werden, daß der dort aufgeführte Wirkungsquerschnitt für Instanton-induzierte Prozesse, der von QCDINS angegeben wird, keinen Unterdrückungsfaktor enthält und dementsprechend die erwartete Anzahl von Instanton-Ereignissen nicht bei ca. 12.600 bzw. 2.300 liegt, sondern deutlich kleiner sein wird. Für ein deutliches Signal darf dieser Unterdrückungsfaktor nicht mehr als zwei Größenordnungen betragen.

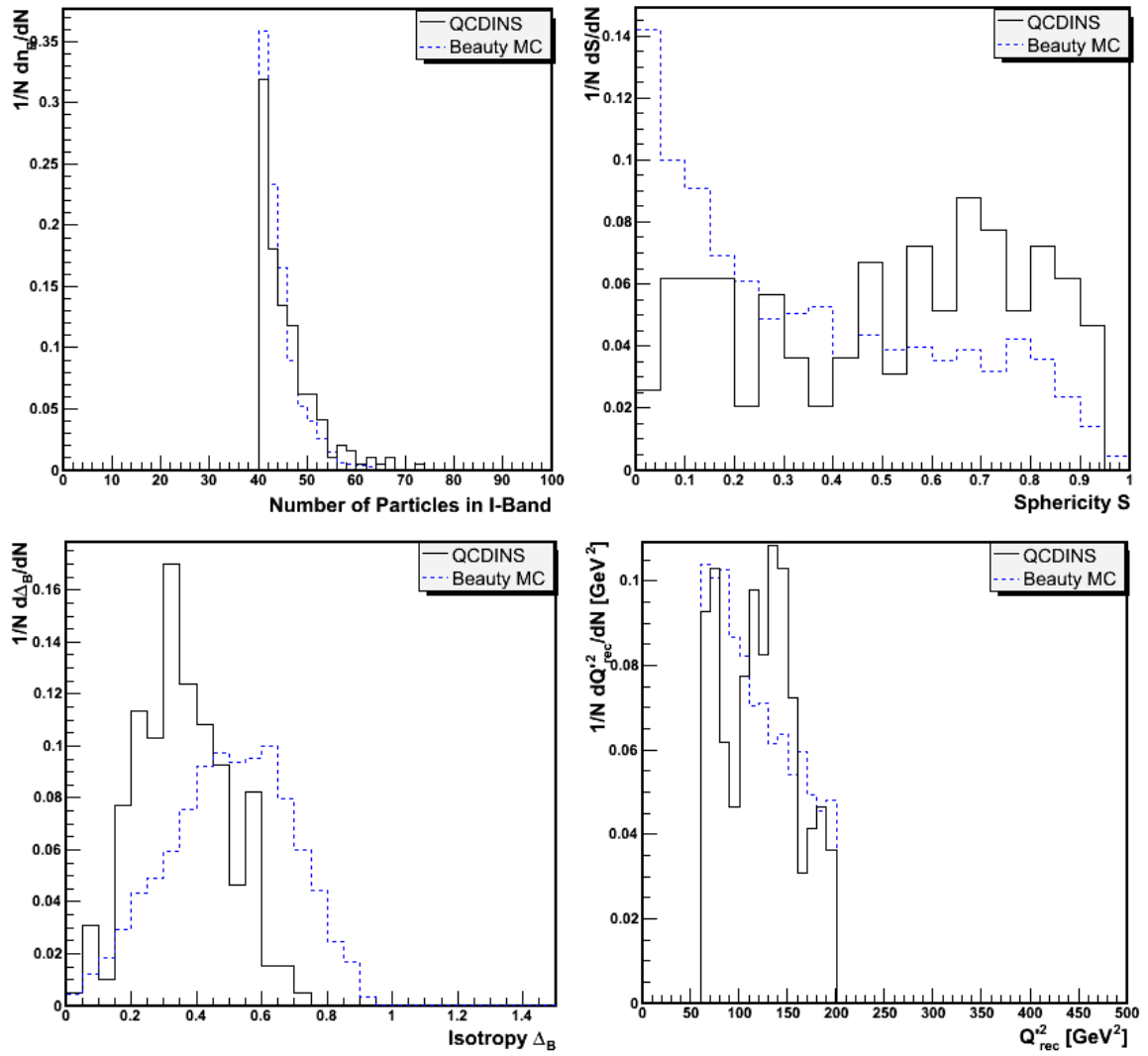


Abbildung 33: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $60 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$  für eine Teilchenmultiplizität  $n_B \geq 40$  und mindestens zwei gleichgeladenen Leptonen mit  $p_t \geq 0,5 \text{ GeV}$  pro Ereignis



	<b>normale Photoproduktions- Ereignisse</b>	<b>Instanton- Ereignisse</b>
<b>Vorausgewählte Schnitte</b> $Q^2 \geq 50 \text{ GeV}^2$ , $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ $0,03 < y < 1$	$N_{PHP} \simeq 3.700.000$ $\sigma \simeq 15.000 \text{ pb}$	$N_{INS} \simeq 20.000$ $\sigma \simeq 3.200 \text{ pb}$
<b>Kinematische Schnitte</b> $60 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$ $n_B \geq 40$	$N_{PHP} \simeq 182.000$ $\sigma \simeq 730 \text{ pb}$	$N_{INS} \simeq 6.000$ $\sigma \simeq 960 \text{ pb}$
<b>Zusätzliche Forderung</b> Mind. 2 gleichgeladene Leptonen im Endzustand mit $p_t \geq 0,5 \text{ GeV}$ aus dem Zerfall der schweren Quarks	$N_{PHP} \simeq 3.000$ $\sigma \simeq 12 \text{ pb}$	$N_{INS} \simeq 200$ $\sigma \simeq 31 \text{ pb}$
Auf ZEUS-Luminosität '02-'07 $\mathcal{L} = 406,7 \text{ pb}^{-1}$ normiert	$N_{PHP} \simeq 5.000$	$N_{INS} \simeq 12.600$
<b>Zusätzliche Forderung</b> Mind. 2 gleichgeladene Leptonen im Endzustand mit $p_t \geq 1 \text{ GeV}$ aus dem Zerfall der schweren Quarks	$N_{PHP} \simeq 700$ $\sigma \simeq 3 \text{ pb}$	$N_{INS} \simeq 35$ $\sigma \simeq 5 \text{ pb}$
Auf ZEUS-Luminosität '02-'07 $\mathcal{L} = 406,7 \text{ pb}^{-1}$ normiert	$N_{PHP} \simeq 1.200$	$N_{INS} \simeq 2.300$

Tabelle 4: Anzahl der Ereignisse der verwendeten Photoproduktions- und Instanton-Datensätze vor und nach Anwendung kinematischer Schnitte und normiert auf die integrierte ZEUS-Luminosität von 2002 bis 2007. Der angegebene Wirkungsquerschnitt von  $\sigma \approx 3200 \text{ pb}$  für die Instanton-Ereignisse enthält noch keinen Unterdrückungsfaktor für die c- und b-Quark-Massen.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde im Rahmen einer Monte-Carlo Studie eine Untersuchung der Nachweisbarkeit von QCD-Instantonen mit schweren Quarks in  $e^\pm p$ -Kollisionen bei HERA durchgeführt. Dabei handelt es sich um Tunnelprozesse zwischen topologisch verschiedenen QCD-Vakua, die zwar perturbativ nicht beschreibbar, aber Bestandteil des Standardmodells sind. Besondere Merkmale von Instanton-induzierten Prozessen sind ein Stromjet mit hoher Transversalenergie bzw. Transversalimpuls sowie ein Band in der  $\eta - \phi$ -Ebene, in dem eine hohe Anzahl von Hadronen im Endzustand homogen verteilt ist aufgrund der isotropen Transversalenergieverteilung der Hadronen im Instanton-Ruhsystem.

In dieser Arbeit wurde ein neuer Ansatz zum Nachweis von Instantonen angewendet, wofür der Monte-Carlo-Generator QCDINS in der Version 2.0 zur Simulation Instanton-induzierter Ereignisse entsprechend modifiziert wurde. Im Vergleich zu früheren Analysen wurden in dieser Arbeit Instanton-Ereignisse untersucht, die zusätzlich zu den drei leichten Quark-Antiquark-Paaren  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$  und  $s\bar{s}$  die beiden schweren Quark-Antiquark-Paare  $c\bar{c}$  und  $b\bar{b}$  beinhalten, zugleich wurde diese Analyse nicht in tiefinelastischer Streuung, sondern in Photoproduktion durchgeführt.

Durch die Wahl der Photoproduktion ist man für die Rekonstruktion der Virtualität  $Q'^2$  des Quarks, welches in den Instanton-Subprozeß eintritt, nicht mehr auf die Photon-Virtualität  $Q^2$  angewiesen. Stattdessen läßt sich dies mit Hilfe der Transversalimpulse und Massen der schweren Quarks bewerkstelligen. Hierbei ließ sich der Jet mit der höchsten Transversalenergie bzw. mit dem höchsten Transversalimpuls mit dem Stromquark identifizieren. Auch die Rekonstruktion der Quark-Virtualität  $Q'^2$  mit Hilfe dieser neuen Vorgehensweise erweist sich als vielversprechend.

Um Instanton-induzierte Prozesse von gewöhnlichen Photoproduktionsereignissen unterscheiden zu können, wurden folgende charakteristische *Instanton-Variablen* verwendet:

- Transversalenergie  $E_t^{Band}$  und Transversalimpuls  $p_t^{Band}$  des Instanton-Bandes
- Anzahl der Hadronen im Endzustand, die sich im Instanton-Band befinden
- Sphärizität  $S$  und Isotropie  $\Delta_B$
- Transversalenergie  $E_t^{Jet}$  und Transversalimpuls  $p_t^{Jet}$  des Stromjets
- Quark-Virtualität  $Q'^2$

Dabei ließen sich signifikante Unterschiede zwischen Instanton- und Untergrund-Ereignissen in der Sphärizität, in der Isotropie, in der Multiplizität und in der Quark-Virtualität

feststellen. Desweiteren wurden verschiedene kinematische Schnitte getestet. Als finale Schnitte wurden dann

- Quark-Virtualität:  $60 \text{ GeV}^2 \leq Q'^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$
- Multiplizität  $n_B \geq 40$

angewandt, womit sich der Untergrund sehr stark unterdrücken läßt.

Obwohl es sich als Fehlschlag erwies, Instanton-induzierte Prozesse, die zusätzlich die beiden schweren Quark-Antiquark-Paare  $c\bar{c}$  und  $b\bar{b}$  enthalten, mit Hilfe eines Dreifach-Lepton-Tags nachzuweisen, so ist doch eine beträchtliche Anzahl von Ereignissen mit zwei Leptonen, die aus dem Zerfall der c- und b-Hadronen stammen, vorhanden. Fordert man zwei gleichgeladene Leptonen mit wenigstens  $p_t \geq 0,5 \text{ GeV}$ , so lassen sich bei den normalen Photoproduktionsereignissen der  $c\bar{c}$ - sowie der light-Flavour-Untergrund eliminieren, wobei die Verteilungen der betrachteten Variablen sich qualitativ nicht ändern und somit nur noch zwischen Instanton-induzierten und reinen  $b\bar{b}$ -Ereignissen differenziert werden muß.

Die ermittelte Obergrenze für die Anzahl Instanton-induzierter Ereignisse ohne Unterdrückungsfaktor für die Massen des c- und b-Quarks im Instanton-Wirkungsquerschnitt, normiert auf die ZEUS-Luminosität  $\mathcal{L} = 406,7 \text{ pb}^{-1}$  von 2002 bis 2007, liegt bei  $N_{Ins} \simeq 12.600$  (bzw. 2.300, wenn der Transversalimpuls der Leptonen  $p_t \geq 1 \text{ GeV}$  ist). Sollte dieser Unterdrückungsfaktor von einer bis maximal zwei Größenordnungen sein, so bliebe eine ausreichende Anzahl von Instanton-Ereignissen übrig, sodaß eine künftige Messung basierend auf diesem neuen Ansatz auf die HERA-Daten angewandt werden kann.

## 9 Danksagung

Zuallererst möchte ich bei meinem Betreuer, Herrn Dr. Achim Geiser, für die Möglichkeit, diese Diplomarbeit bei ZEUS unter seiner Betreuung zu schreiben, bedanken. In vielen Gesprächen, darunter auch ein gemeinsames Treffen mit Frigder Schrempp, dem ebenfalls mein Dank gilt, habe ich eine Menge über QDC-Instantonen, den Monte-Carlo-Generator QCDINS, die Produktion schwerer Quarks und Physik bei HERA allgemein gelernt.

Mein nächster Dank geht an Herrn Prof. Peter Schleper, der sich als Zweitkorrekteur für diese Diplomarbeit bereit erklärte.

Desweiteren gilt mein Dank meinen Bürokollegen Philipp und Sven, die mir in programmiertechnischen Fragen immer gern zur Seite standen, aber auch vielen anderen ZEUS- bzw. DESY-Mitarbeitern und Kommilitonen, die zur selben Zeit ihre Diplomarbeit beim DESY geschrieben haben.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Freunden, die mir immer, auch in schweren Zeiten, während der Diplomarbeit zur Seite standen und mich unterstützt haben.

## 10 Literaturliste

### Literatur

- [1] Particle Data Group: W.-M. Yao et al., J. Phys. **G 33**, (2006) 1.
- [2] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, (1961) 579.  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.  
A. Salam, Proc of the 8th Nobel Symposium on 'Elementary Particle Theory, Relativistic Groups and Analyticity', Stockholm, ed. by N. Svartholm, (1969), 367-377.
- [3] G. 't Hooft, Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 8; Phys. Rev. **D 14** (1976) 3432; Phys. Rev. **D 18** (1978) 2199 (Erratum); Phys. Rep. **142** (1986) 357.
- [4] A. Belavin et al., Phys. Lett. **B 59**, (1975) 85.
- [5] Johannes Gerigk, "*QCD - Instanton induzierte Prozesse in tiefinelastischer  $e^\pm p$  - Streuung bei HERA*", Diplomarbeit, Universität Hamburg (1998).
- [6] Sonja Hillert, "*A search for QCD-instantons in deep inelastic ep scattering with the ZEUS detector at HERA*", DESY-THESIS-2002-052, Dissertation, Universität Hamburg (2002).
- [7] Michael Sievers, "*Search for QCD - Instanton-induced Processes in Deep inelastic Scattering at HERA*", DESY-THESIS-2000-027, Dissertation, Universität Hamburg (2000).
- [8] Birger Koblitz, "*Search for Instanton-Induced Processes with the H1 Detector in Deep Inelastic Electron-Proton Collisions at HERA*", DESY-THESIS-2002-015, Dissertation, Universität Hamburg (2002).
- [9] Frank Winklmeier, "*Analysis of Instanton-Induced Processes with the H100 Framework in Deep-Inelastic Scattering at the H1 Detector*", DESY Summer Student Program 2002, Universität Ulm, (2002).
- [10] T. Carli, J. Gerigk, A. Ringwald, F. Schrempp, "*QCD Instanton - induced Processes in Deep-inelastic Scattering - Search Strategies and Model Dependencies*" (1999), DESY-PROC-1999-02, 329.
- [11] C. Adloff et al, H1 Collaboration, "*Search for QCD Instanton induced Events in Deep-Inelastic Scattering at HERA*", Eur. Phys. J. **C 25** (2002) 495.
- [12] ZEUS Collaboration, "*Search for QCD-instanton induced events in deep-inelastic ep scattering at HERA*", Eur. Phys. J. **C 34** (2004) 255.

- [13] A. Ringwald, F. Schrempp, "*Auf der Spur von Instantonen - grundlegenden Tunnelprozessen in der Teilchenphysik*", Allgemeines Kolloquium in Würzburg (1999).  
<http://www.desy.de/~t00fri/talks.html>
- [14] A. Ringwald, F. Schrempp, "*Towards the Phenomenology of QCD-instanton induced Particle Production at HERA*", hep-ph/9411217, in: *Quarks '94*, Proc 8th Int. Seminar, Vladimir, Russia (1994), ed. by. D. Grigoriev et al. (World Scientific, Singapore 1995), 170.
- [15] R. Jackiw, C. Rebbi, Phys. Rev. Lett. **37**, (1976) 172.
- [16] F. Schrempp, "*Tracking QCD-Instantons*" DESY-01-012, Talk presented at the Ringberg Workshop on *New Trends in HERA Physics 2001*, Ringberg Castle, Tegernsee, hep-ph/0109032 (2001).
- [17] [http://zms.desy.de/press/photo\\_archive/index\\_eng.html](http://zms.desy.de/press/photo_archive/index_eng.html)
- [18] <http://www-zeus.desy.de/physics/lumi>
- [19] <http://www-zeus.desy.de/pictures.php3>
- [20] U. Holm et al., ZEUS Collaboration, "*The ZEUS Detector*" (unveröffentlicht), Status Report (1993).  
<http://www-zeus.desy.de/bluebook/bluebook.html>
- [21] N. Harnew et al., "*Vertex Triggering using time difference measurements in the ZEUS Central Tracking Detector*", Nucl. Instr. and Meth. **A 279**, (1989) 290  
B. Foster et al., "*The performance of the ZEUS central tracking detector z-by-timing electronics in a transputer based data acquisition system*" Nucl. Phys. Proc. Suppl. **B 32**, (1993) 181.  
B. Foster et al., "*The design and construction of the ZEUS central tracking detector*" Nucl. Instr. and Meth. **A 336**, (1994) 254.
- [22] R. P. Feynman, "*Photon Hadron interactions*", W. A. Benjamin, New York (1972).
- [23] M. Gell-Mann, "*A schematic model of baryons and mesons*", Phys. Lett. **8**, (1964) 241.  
G. Zweig, "*An SU(3) model for strong interactions symmetry and its breaking*" (1964), CERN-TH-401.
- [24] C. G. Callan, D. J. Gross, "*High energy electroproduction and the constitution of the electric current*", Phys. Rev. Lett. **B 22**, (1969) 156.

- [25] J.D. Bjorken, "*Asymptotic sum rules at infinite momentum*", Phys. Rev. **179**, (1969) 1547.
- [26] M. Breidenbach et al., "*Observed behaviour of highly inelastic electron-proton scattering*", Phys. Rev. Lett. **23**, (1969) 935.
- [27] [http://www-zeus.desy.de/physics/sfew/PUBLIC/sfew\\_results/preliminary/moriond04/zeush1.php](http://www-zeus.desy.de/physics/sfew/PUBLIC/sfew_results/preliminary/moriond04/zeush1.php)
- [28] E. Lohrmann, "*Hochenergiephysik*", 5. Auflage, Teubner Verlag (2005).
- [29] P. Schmöser, "*Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*", 2. Auflage, Springer Verlag (1995).
- [30] M. E. Peskin, D. V. Schroeder, "*An Introduction to Quantum Field Theory*", Addison Wesley (1995).
- [31] J. C. Collins, "*The problem of scales: Renormalization and all that*" (1995), hep-ph/9510276.
- [32] J. C. Collins, D. E. Soper "*The Theorems Of Perturbative QCD*", Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37**, (1987) 383.
- [33] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B **126** (1977) 298.  
V. N. Gribov, L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys **15** (1972) 438.  
Y. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.
- [34] C. F. Weizsäcker, Z. Phys. **88** (1934) 612; E.J. Williams, Phys. Rev. **45** (1934) 729.
- [35] L. Jones, H. Wyld, "*Charmed-particle production by photon-gluon-fusion*", Phys. Rev. **D 17** (1978).
- [36] B. A. Kniehl, M. Krämer, G. Kramer, M. Spira, Phys. Lett. **B 356** (1995) 539.
- [37] A. Ringwald, F. Schrempp, Phys. Lett. **B 438** (1998) 217.
- [38] V. V. Khoze, A. Ringwald, Phys. Lett. **B 259** (1991) 106.  
J. Verbaarschot, Nucl. Phys. **B 362** (1991) 33.
- [39] C. Bernard, Phys. Rev. **D 19** (1979) 3013.
- [40] T. Morris, D. Ross, D. Sachradja, Nucl. Phys. **B 255** (1985) 115.
- [41] S. Moch et al., Nucl. Phys. **B 507** (1997) 134.

- [42] D. A. Smith, M. J. Teper, UKQCD Collaboration, Phys. Rev. **D 85** (1998) 014505.  
A. Ringwald, F. Schrempp, "Confronting Instanton Perturbation Theory with QCD Lattice Results", DESY 98-201, hep-lat/9903039, Phys. Lett. **B 459** (1999) 219.
- [43] Particle Data Group, C. Caso et al., Eur. Phys. J., **C 3** (1998) 1.
- [44] F. Schrempp, "Instanton-Events in Hard Photoproduction - Can they be predicted? - ", 3rd UK Phenomenology Workshop on HERA Physics, Durham (GB) (1998).  
<http://www.desy.de/~t00fri/talks/talks.html>
- [45] A. Ringwald, F. Schrempp, "QCDINS 2.0 - A Monte Carlo generator for instanton - induced processes in deep inelastic scattering", Comput. Phys. Commun. **132** (2000) 267.
- [46] G. Marchesini et al., Comp. Phys. Commun., **67** (1992) 465.
- [47] B. Webber, Nucl. Phys. **B 238**, (1982) 492.
- [48] D. Amato, G. Veneziano, Phys. Lett. **B 83** (1979) 87; A. Bassetto et al., Phys. Lett. **B 83** (1979) 207; G. Marchesini et al., Nucl. Phys. **B 181** (1980) 335 .
- [49] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. **135** (2001) 238.
- [50] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. **82** (1994) 74.
- [51] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Phys. Rep. **97** (1983) 33.  
B. Andersson, G. Gustafson, B. Söderberg, Z. Phys **C 20** (1983) 317.
- [52] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman, "Reconstruction of  $(x, Q^2)$  and extraction of structure functions at HERA", PHYSICS AT HERA vol. **1**, W. Buchmüller and G. Ingelman (eds.), Hamburg 1991.
- [53] F. Jacquet, A. Blondel, "Proceedings of the Study of an ep facility for Europe", Ed. U. Amaldi, DESY 79/48, 391.
- [54] J. Bjorken, S. Brodsky, Physical Review **D 1** (1970), 1416.
- [55] G. Hanson, "Proceeding of the 18th Int. Conf. on High Energy Physics", **B 1**, Tbilisi (1976).
- [56] M. Gibbs et al., "Future Physics at HERA", (1996).  
G. Ingelman, A. de Roeck, R. Klanner, Eds., vol **1**, 509.
- [57] <http://www.desy.de/~t00fri/instanton.html>



## Abbildungsverzeichnis

1	Das Doppelmulden- und Doppelhügelpotential . . . . .	6
2	Instantonlösung und deren zeitliche Ableitung . . . . .	6
3	Darstellung der topologisch verschiedenen QCD-Vakua als Abhängigkeit der Energiedichte der Eichfelder von der Chern-Simons Zahl $N_{CS}$ . . . . .	9
4	Lagrangedichte des Instantons bei $x_0=0$ . . . . .	9
5	Das DESY-Gelände aus der Luftperspektive und HERA . . . . .	11
6	HERA Luminosität von 1992 bis 2007 . . . . .	12
7	Querschnitt vom Aufbau des ZEUS-Detektors . . . . .	13
8	Vorderansicht des ZEUS-Detektors und das ZEUS-Koordinatensystem . . . . .	14
9	Feynmangraph der $e^\pm p$ -Streuung bei HERA . . . . .	16
10	Proton-Strukturfunktion $F_2^{em}(x, Q^2)$ in Abhängigkeit von $Q^2$ für verschiedene Werte von $x$ . . . . .	19
11	Die DGLAP-Splittingfunktionen . . . . .	22
12	Feynman-Graphen der Photon-Gluon- und Gluon-Gluon-Fusion . . . . .	24
13	NLO-Feynman-Graphen als Beitrag zur Erzeugung schwerer Quarks . . . . .	25
14	Feynmangraph eines Instanton-induzierten Ereignisses bei HERA . . . . .	27
15	Instantondichte . . . . .	29
16	Instanton-Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $x'$ und $Q'^2$ . . . . .	30
17	Photoproduktionsereignis bei ZEUS als Instantonkandidat . . . . .	32
18	Instanton-induzierter Prozeß in der QFD und QCD . . . . .	33
19	Instantonband und Stromjet in der $\eta - \phi$ - Ebene . . . . .	34
20	Schemenhafte Darstellung des Aufbaus eines MC-Generators . . . . .	35
21	Darstellung des Cluster-Fragmentationsmodells . . . . .	37
22	Schematische Darstellung des Hadronisierungsvorganges beim Lund-String-Modell . . . . .	38
23	Graphik zur Erklärung des hadronischen Schwerpunktsystems und Instanton-Ruheystems . . . . .	41
24	Korrelation zwischen dem Jet mit höchstem $E_t$ und $E_t$ des Stromquarks sowie Korrelation zwischen dem Jet mit höchstem $p_t$ und $p_t$ des Stromquarks . . . . .	43
25	Korrelation zwischen dem rekonstruierten und dem generierten $Q'^2$ . . . . .	47
26	Korrelation zwischen der Pseudorapidität $\bar{\eta}$ des rekonstruierten Instanton-Bandes und der Rapidität $Y$ des Instantons . . . . .	48
27	Veranschaulichung des Isotropie-Verhaltens <b>a)</b> eines 2-Jet- und <b>b)</b> eines Instanton-induzierten Ereignisses . . . . .	51
28	Verteilung der Instanton-Variablen für Instanton-induzierte und Untergrund-Ereignisse . . . . .	52

29	Verteilung der Instanton-Variablen für Instanton-induzierte und Untergrund-Ereignisse . . . . .	53
30	Korrelation zwischen der Isotropie $\Delta_B$ und der Teilchenanzahl im Instanton-Band . . . . .	55
31	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $60 \text{ GeV}^2 \leq Q'^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$ für eine Teilchenmultiplizität $n_B \geq 40$ . . . . .	56
32	Anzahl der Leptonen pro Ereignis aus dem Zerfall der c- und b-Hadronen	58
33	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $60 \text{ GeV}^2 \leq Q'^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$ für eine Teilchenmultiplizität $n_B \geq 40$ und mindestens zwei gleichgeladenen Leptonen mit $p_t \geq 0,5 \text{ GeV}$ pro Ereignis . . . . .	61
34	ZEUS-Photoproduktionsereignis als Instantonkandidat . . . . .	73
35	H1-Photoproduktionsereignis als Instantonkandidat . . . . .	74
36	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $60 \text{ GeV}^2 \leq Q'^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$ .	76
37	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $60 \text{ GeV}^2 \leq Q'^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$ mit $p_t^{Jet} > 5 \text{ GeV}$ . . . . .	77
38	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $100 \text{ GeV}^2 \leq Q'^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$ .	78
39	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $100 \text{ GeV}^2 \leq Q'^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$ mit $p_t^{Jet} > 5 \text{ GeV}$ . . . . .	79
40	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $100 \text{ GeV}^2 \leq Q'^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$ mit einem Charm - Stromquark . . . . .	80
41	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $100 \text{ GeV}^2 \leq Q'^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$ mit einem Charm - Stromquark mit $p_t^{Jet} > 5 \text{ GeV}$ . . . . .	81
42	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $Q'^2 \geq 200 \text{ GeV}^2$ . . . . .	82
43	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $Q'^2 \geq 200 \text{ GeV}^2$ mit $p_t^{Jet} > 5 \text{ GeV}$ . . . . .	83
44	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $\Delta_B \leq 0,5$ . . . . .	84
45	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $\Delta_B \leq 0,5$ mit $p_t^{Jet} > 5 \text{ GeV}$ .	85
46	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $\Delta_B \leq 0,6$ . . . . .	86
47	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $\Delta_B \leq 0,6$ mit $p_t^{Jet} > 5 \text{ GeV}$ .	87
48	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $\Delta_B \leq 0,7$ . . . . .	88
49	Verteilungen der Instanton-Variablen bei $\Delta_B \leq 0,7$ mit $p_t^{Jet} > 5 \text{ GeV}$ .	89

## Tabellenverzeichnis

1	Liste der Leptonen und Quarks . . . . .	3
2	Die vier fundamentalen Wechselwirkungen sowie ihre Austauschteilchen	3
3	Liste der c- und b-Hadronen . . . . .	57
4	Ereigniszahlen der Instanton- und normalen Photoproduktions-Datensätze vor und nach Anwendung bestimmter kinematischer Schnitte . . . . .	62

# 11 Anhang A

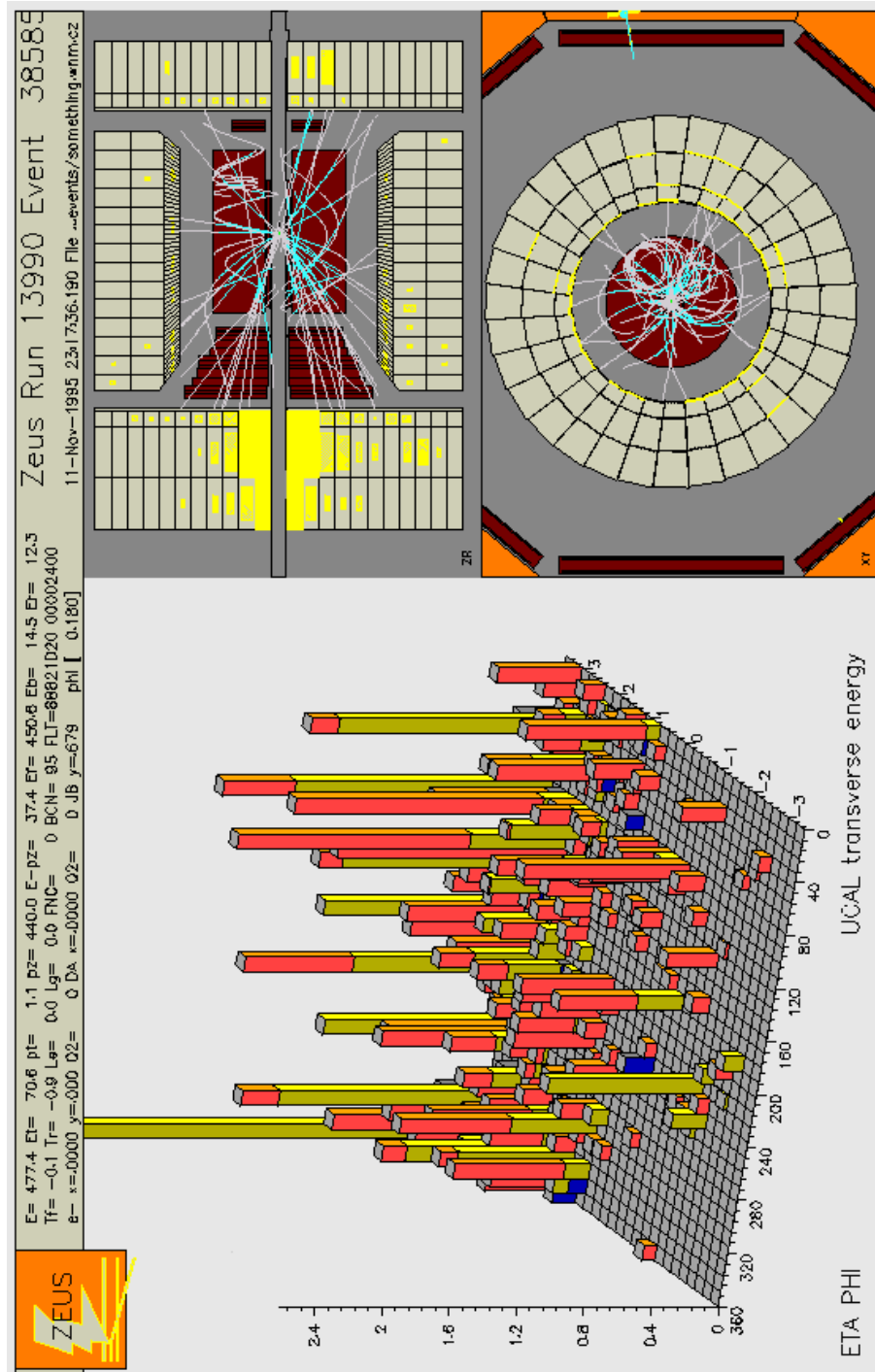


Abbildung 34: ZEUS-Photoproduktionsereignis als Instantonkandidat (aus [57])

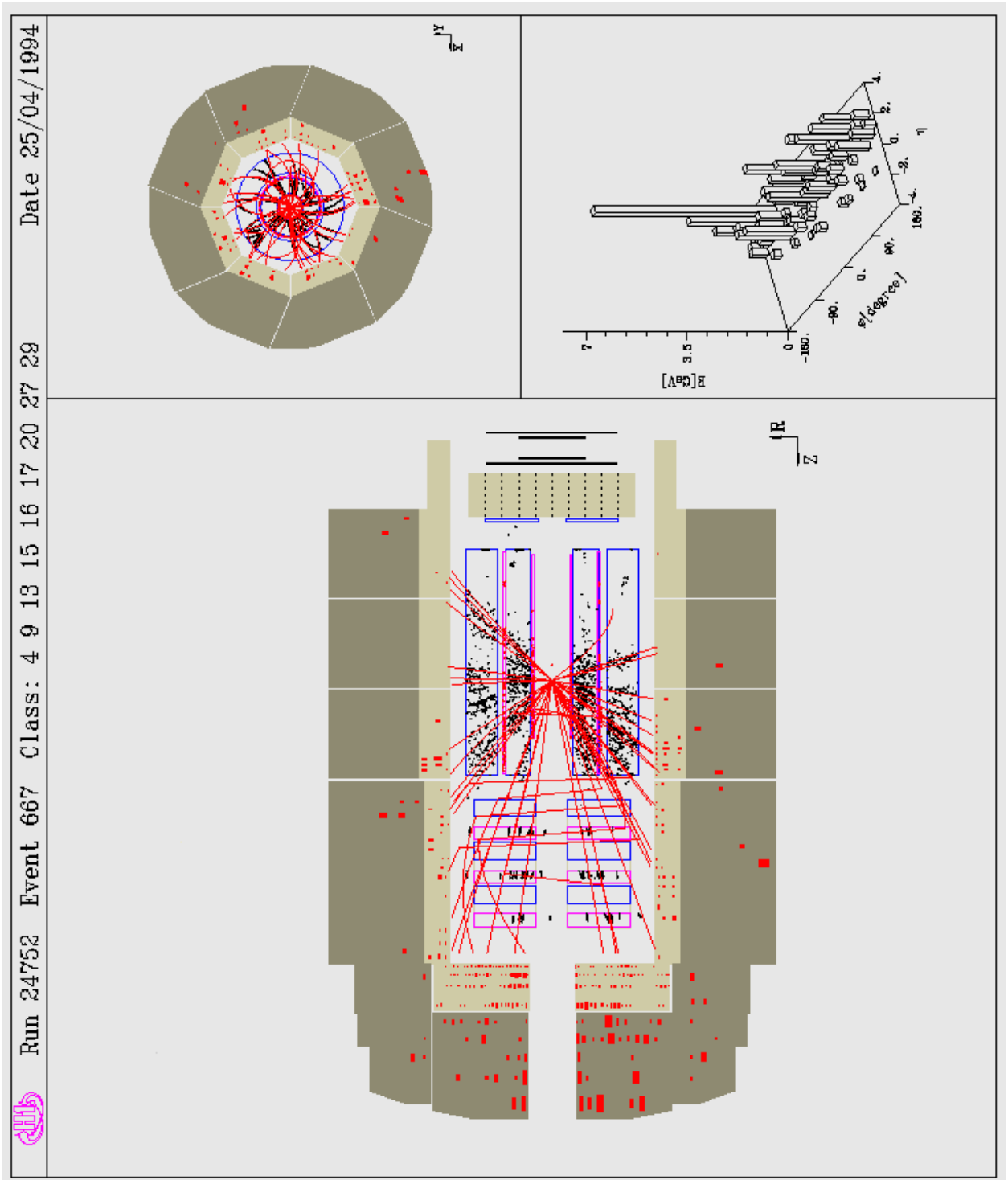


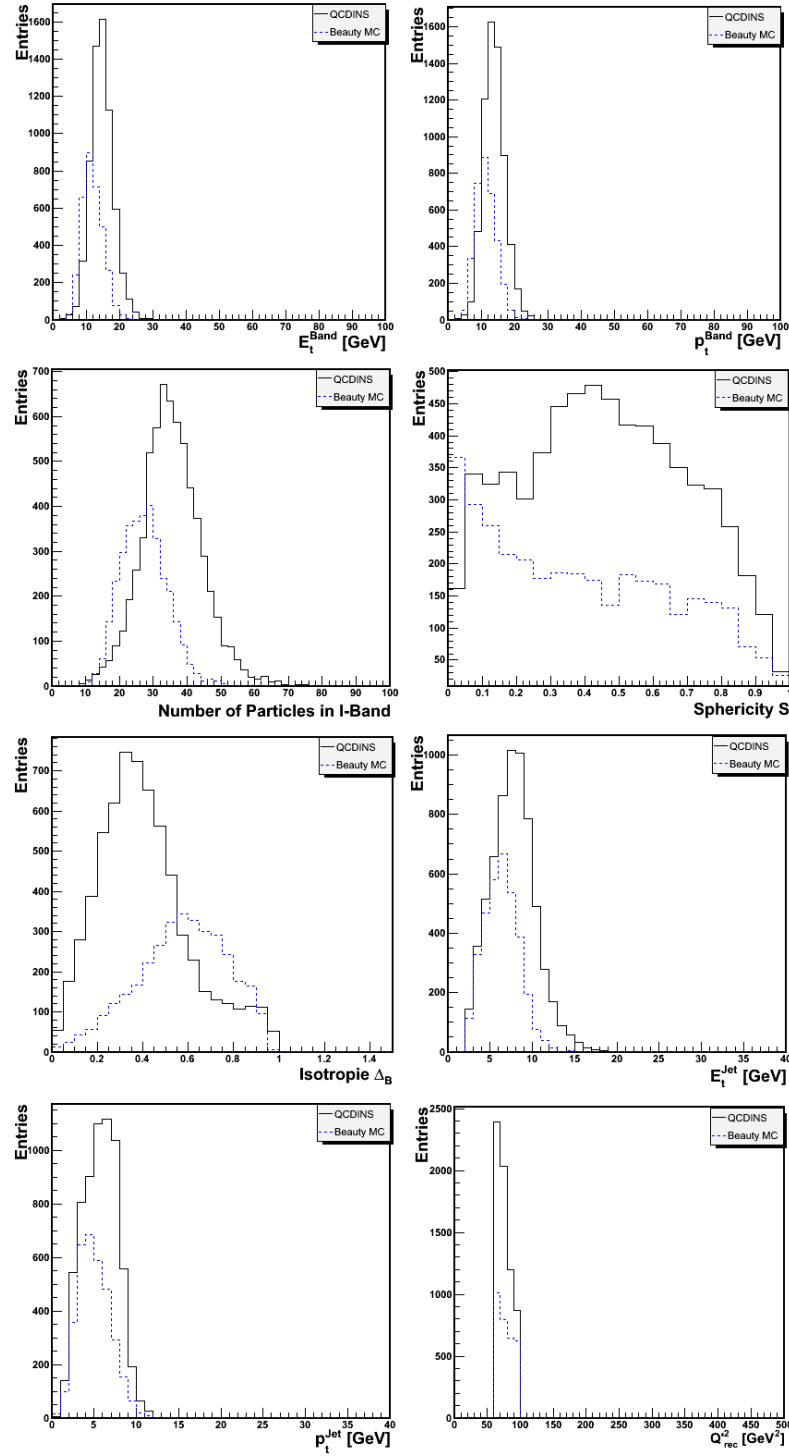
Abbildung 35: H1-Photoproduktionsereignis als Instantonkandidat (aus [57])

## 12 Anhang B

Im Folgenden werden nochmals die kinematischen Schnitte für den Monte-Carlo-Generator QCDINS aufgelistet, nachdem dieser für diese Analyse entsprechend modifiziert wurde.

- Inelastizität  $y$  :  $0,03 \leq y \leq 1$
- Photonvirtualität  $Q^2$  :  $Q_{min}^2 = (m_e)^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$
- Quark-Flavour-Anzahl  $n_f$  :  $n_f=5$
- QCD-Skalenparameter  $\Lambda_{\overline{MS}}^{(n_f)}$  :  $\Lambda_{\overline{MS}}^{(n_f=5)}=0,219 \text{ GeV}$
- Quark-Virtualität  $Q'_{min}=7 \text{ GeV}$
- Instanton-Bjorken-Skalenvariable  $x'$  :  $x'_{min} \geq 0,35$

## 13 Anhang C

Abbildung 36: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $60 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$

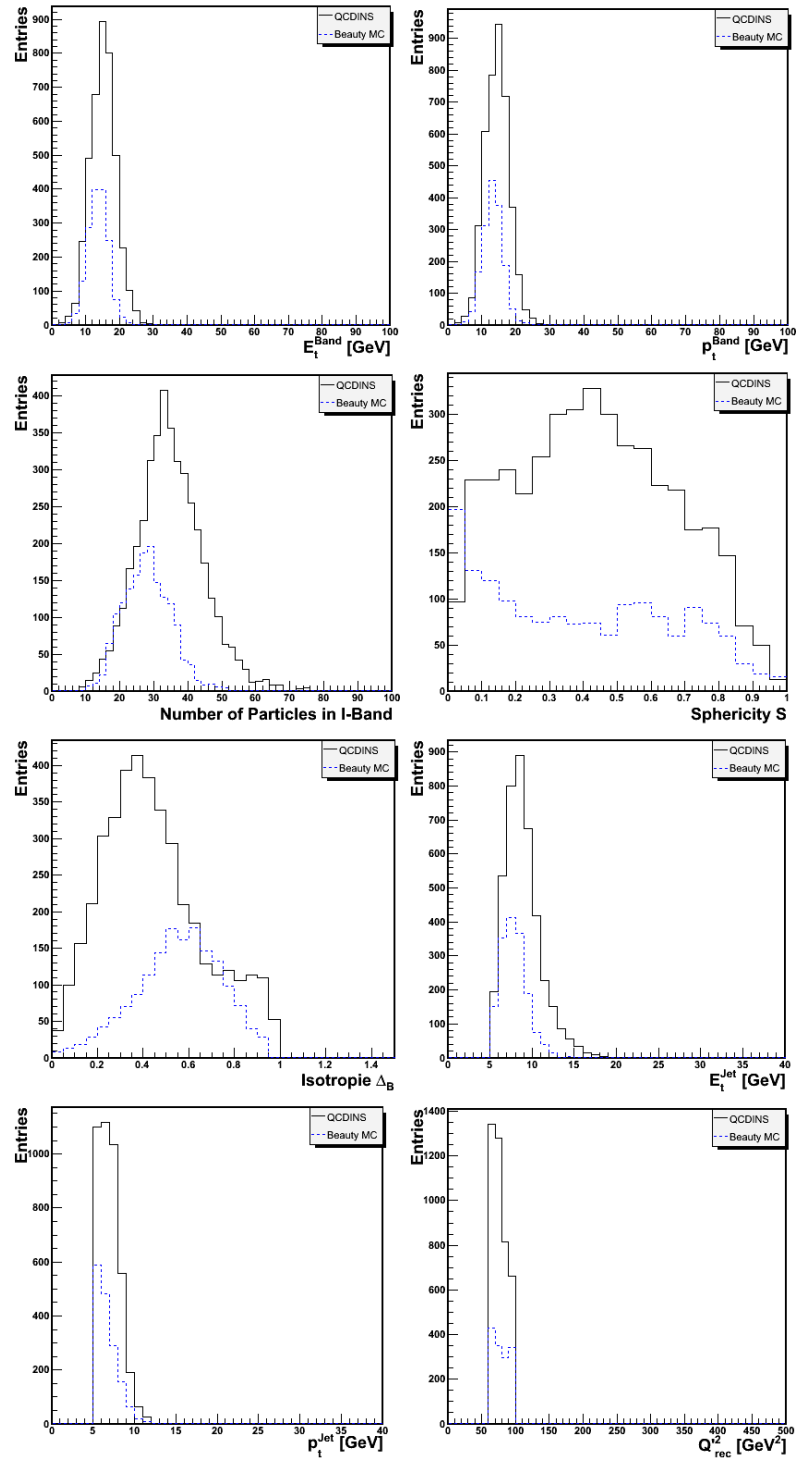
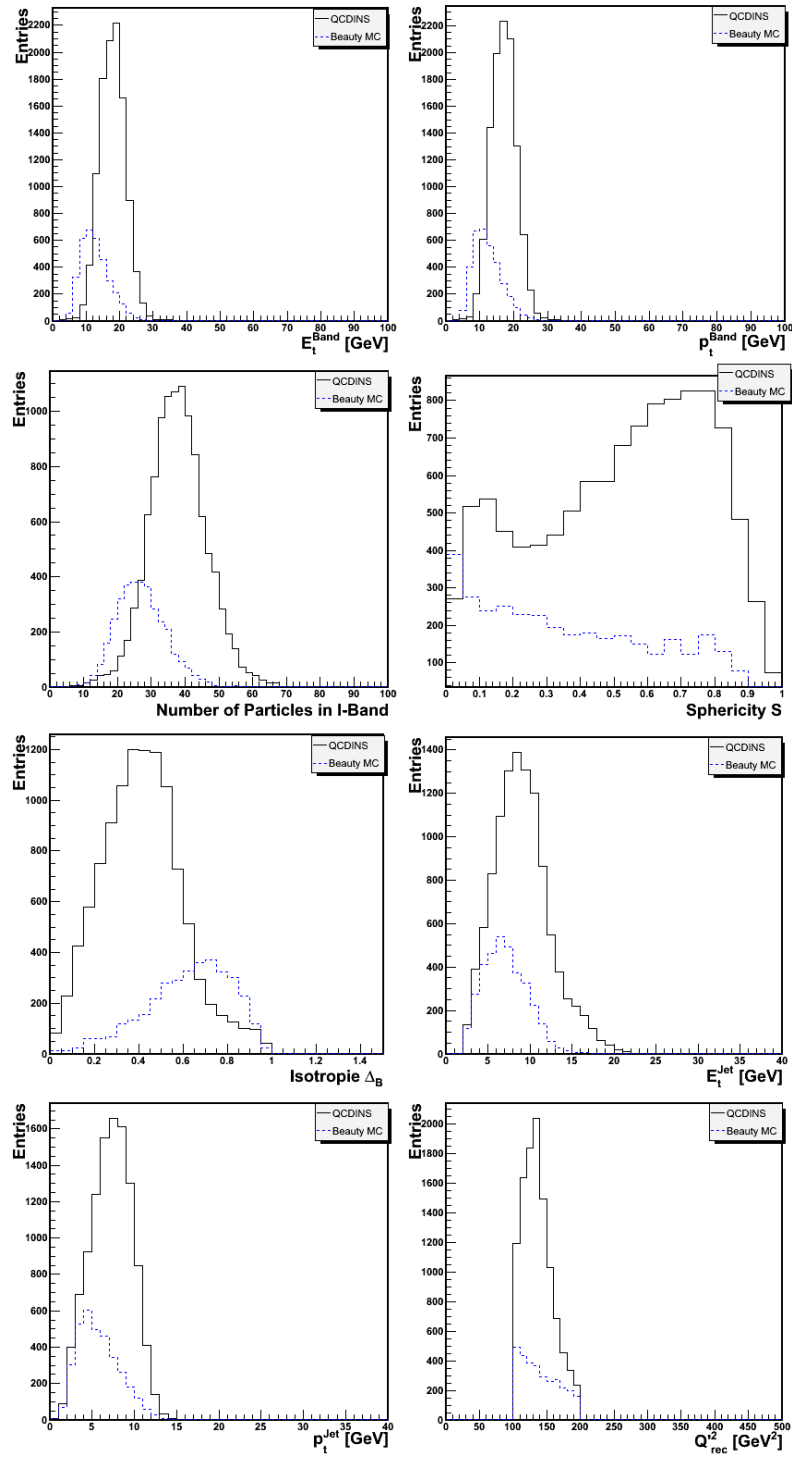


Abbildung 37: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $60 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$  mit  $p_t^{\text{Jet}} > 5 \text{ GeV}$



Abbildung 38: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $100 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$

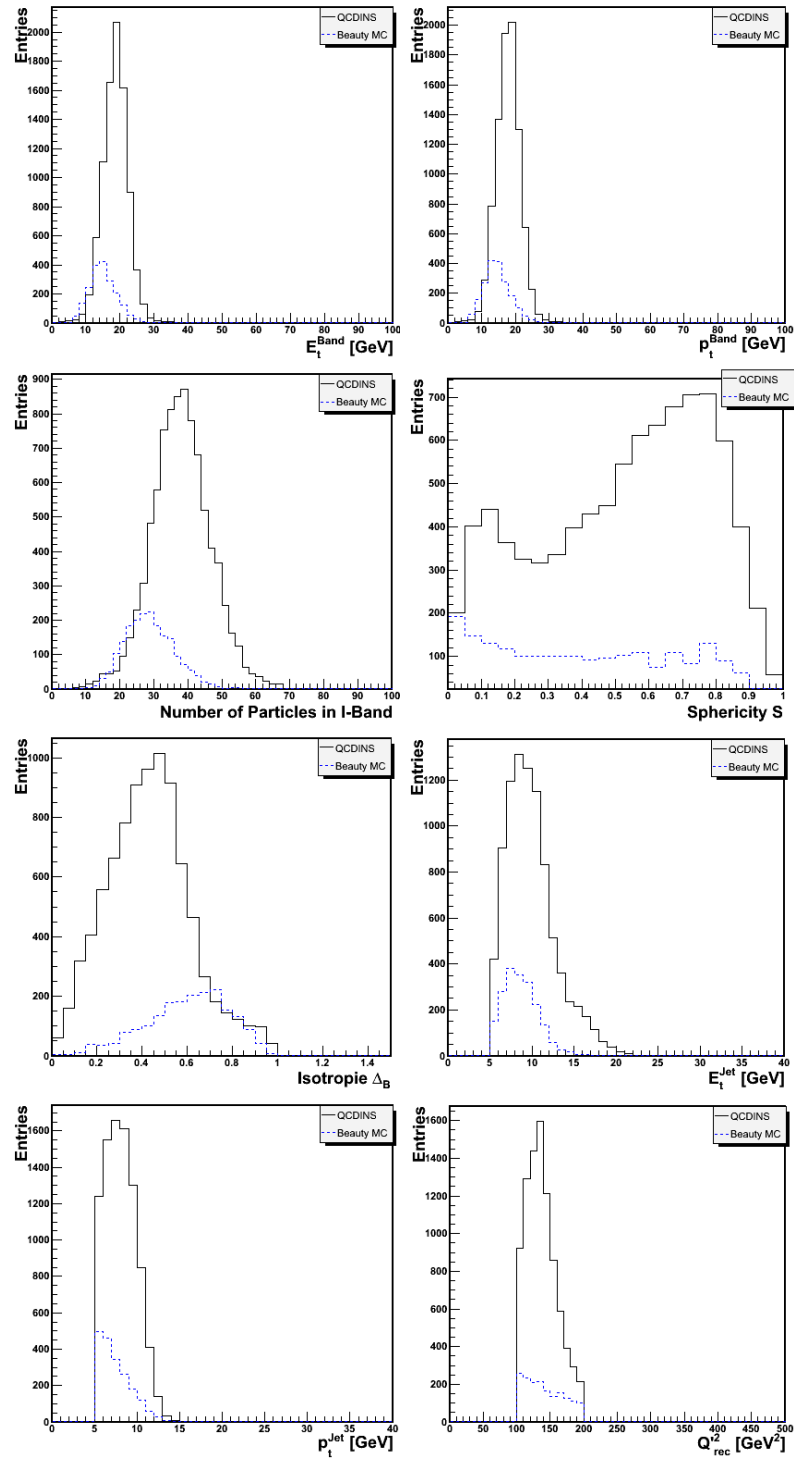


Abbildung 39: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $100 \text{ GeV}^2 \leq Q'^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$  mit  $p_t^{\text{Jet}} > 5 \text{ GeV}$

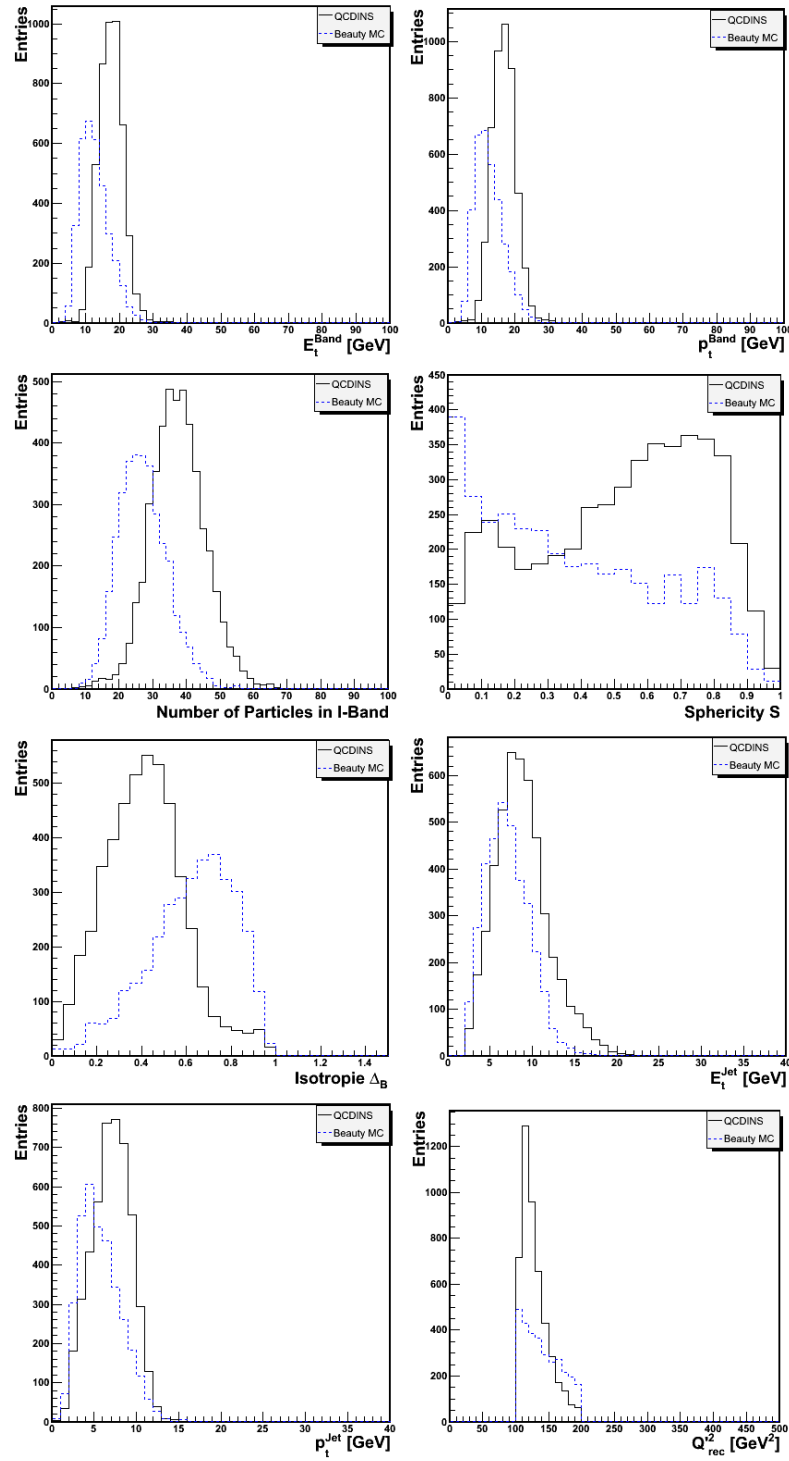


Abbildung 40: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $100 \text{ GeV}^2 \leq Q'^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$  mit einem Charm - Stromquark

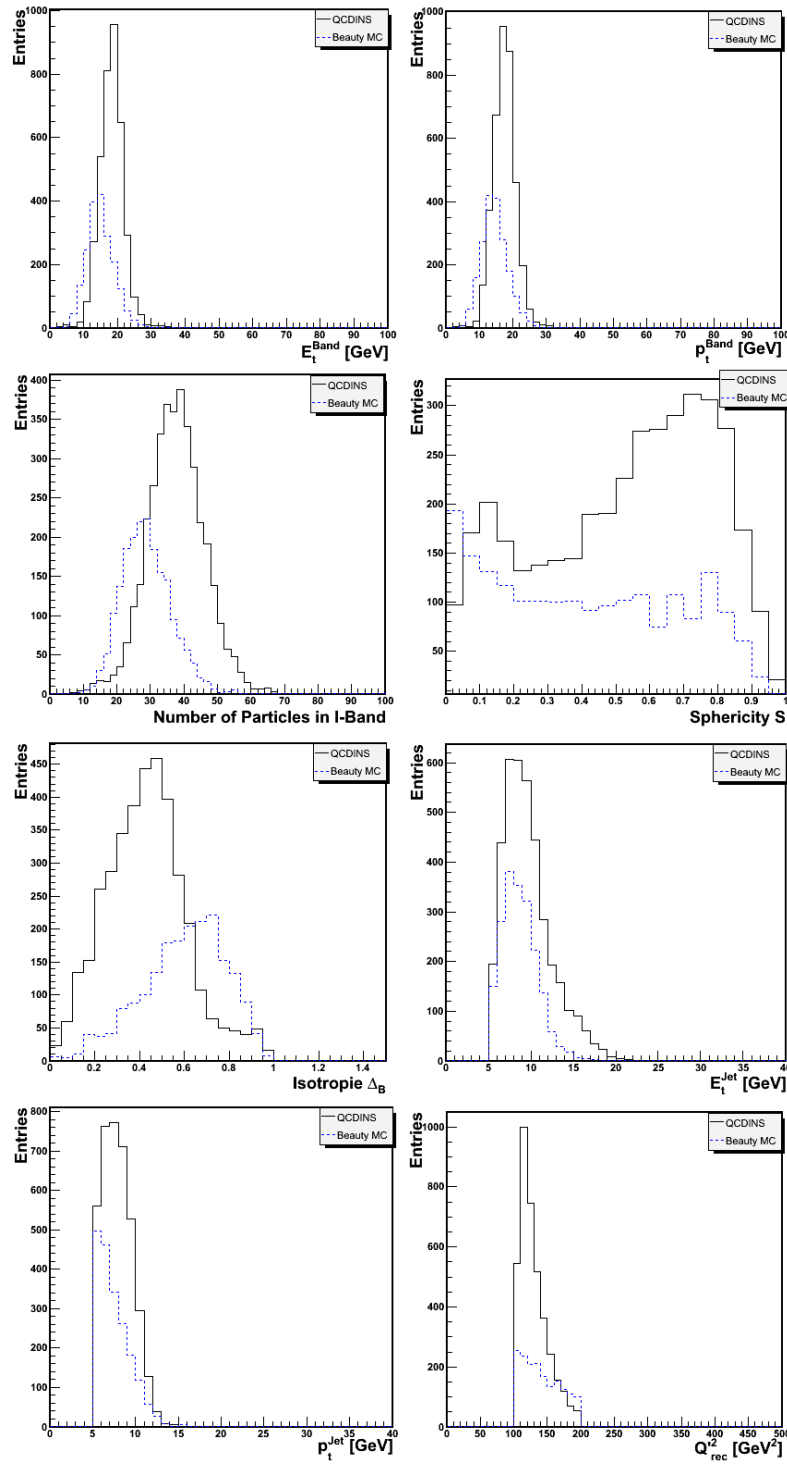
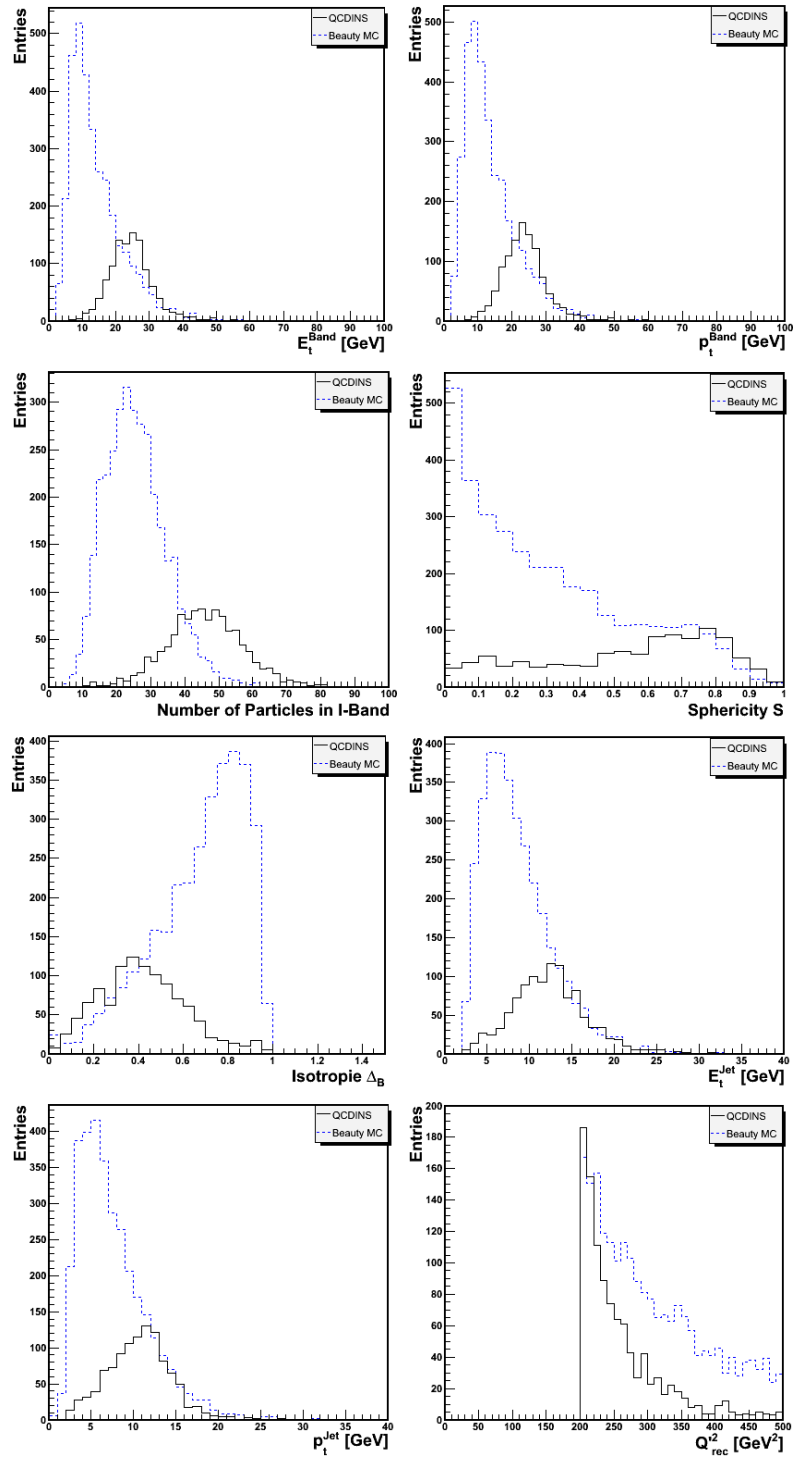


Abbildung 41: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $100 \text{ GeV}^2 \leq Q'^2 \leq 200 \text{ GeV}^2$  mit einem Charm - Stromquark mit  $p_t^{Jet} > 5 \text{ GeV}$

Abbildung 42: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $Q'^2 \geq 200 \text{ GeV}^2$

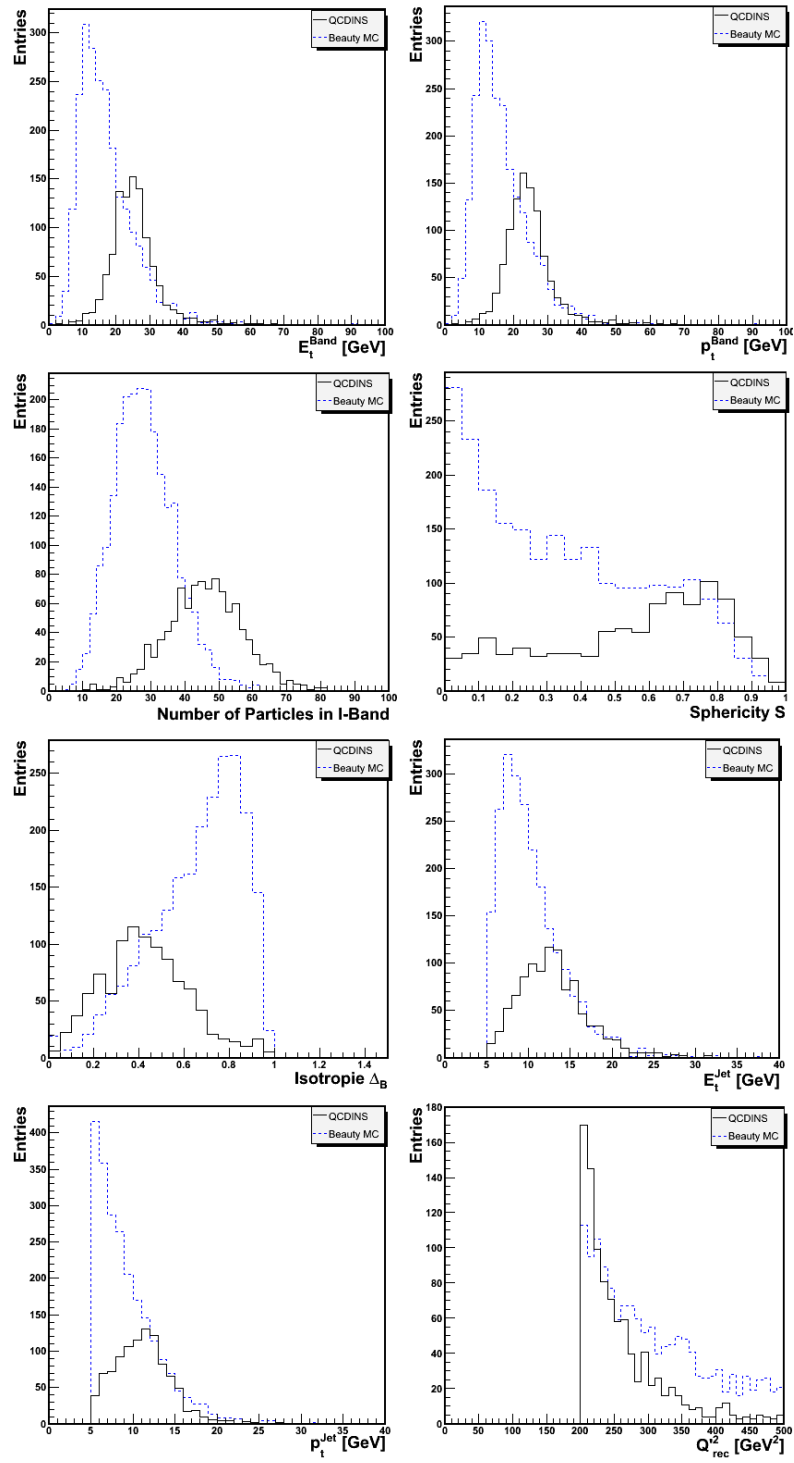
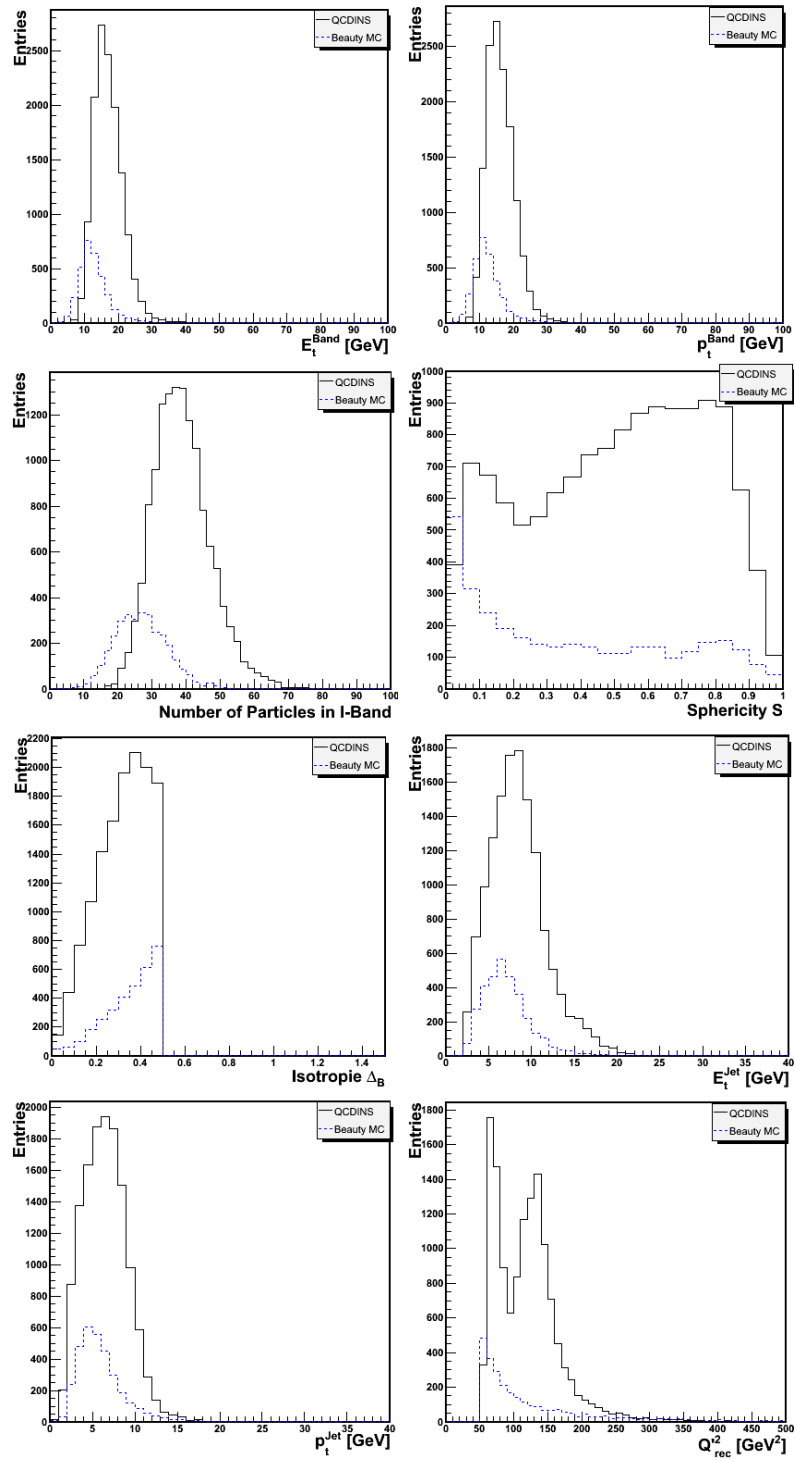


Abbildung 43: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $Q^2 \geq 200 \text{ GeV}^2$  mit  $p_t^{\text{Jet}} > 5 \text{ GeV}$

Abbildung 44: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $\Delta_B \leq 0,5$

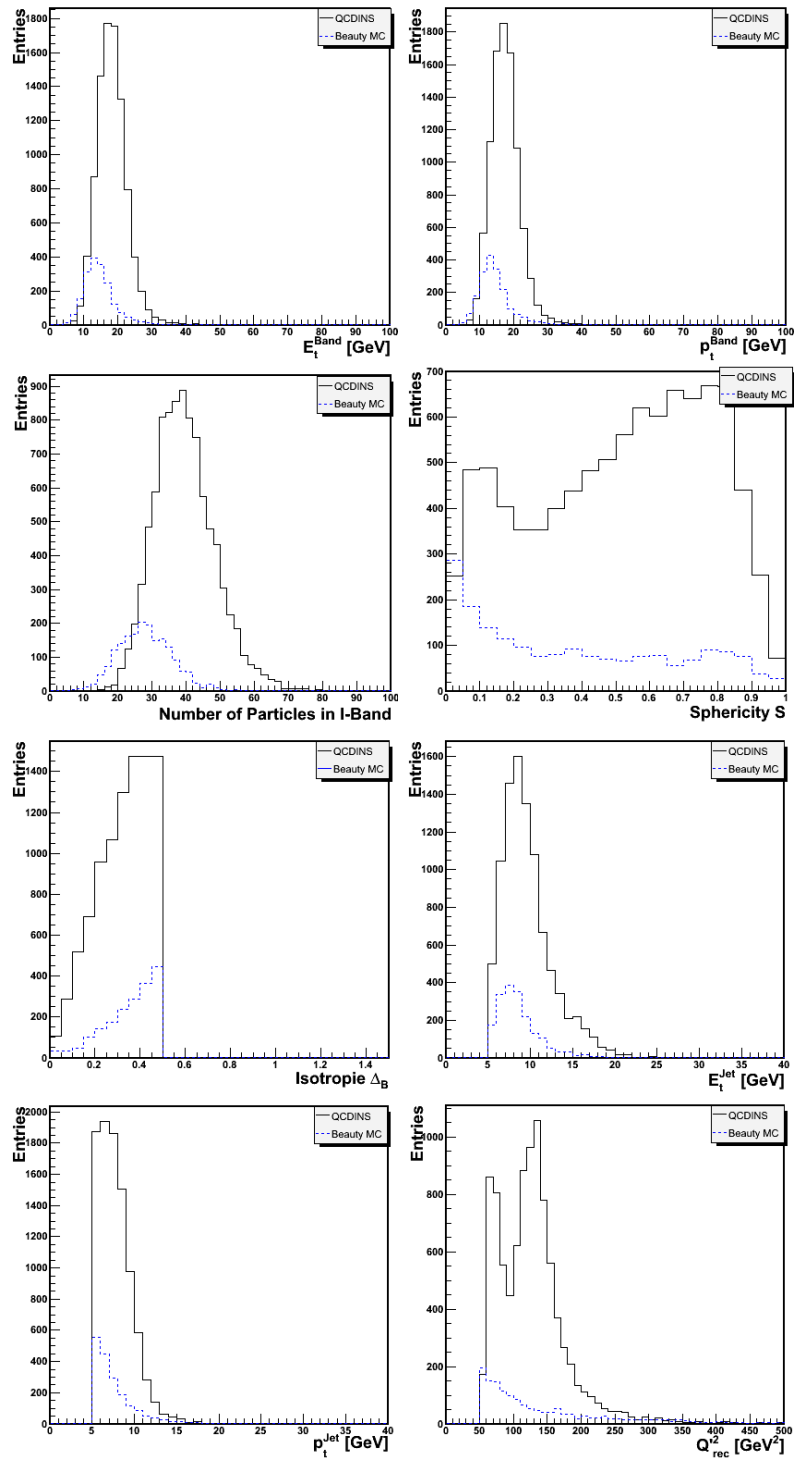
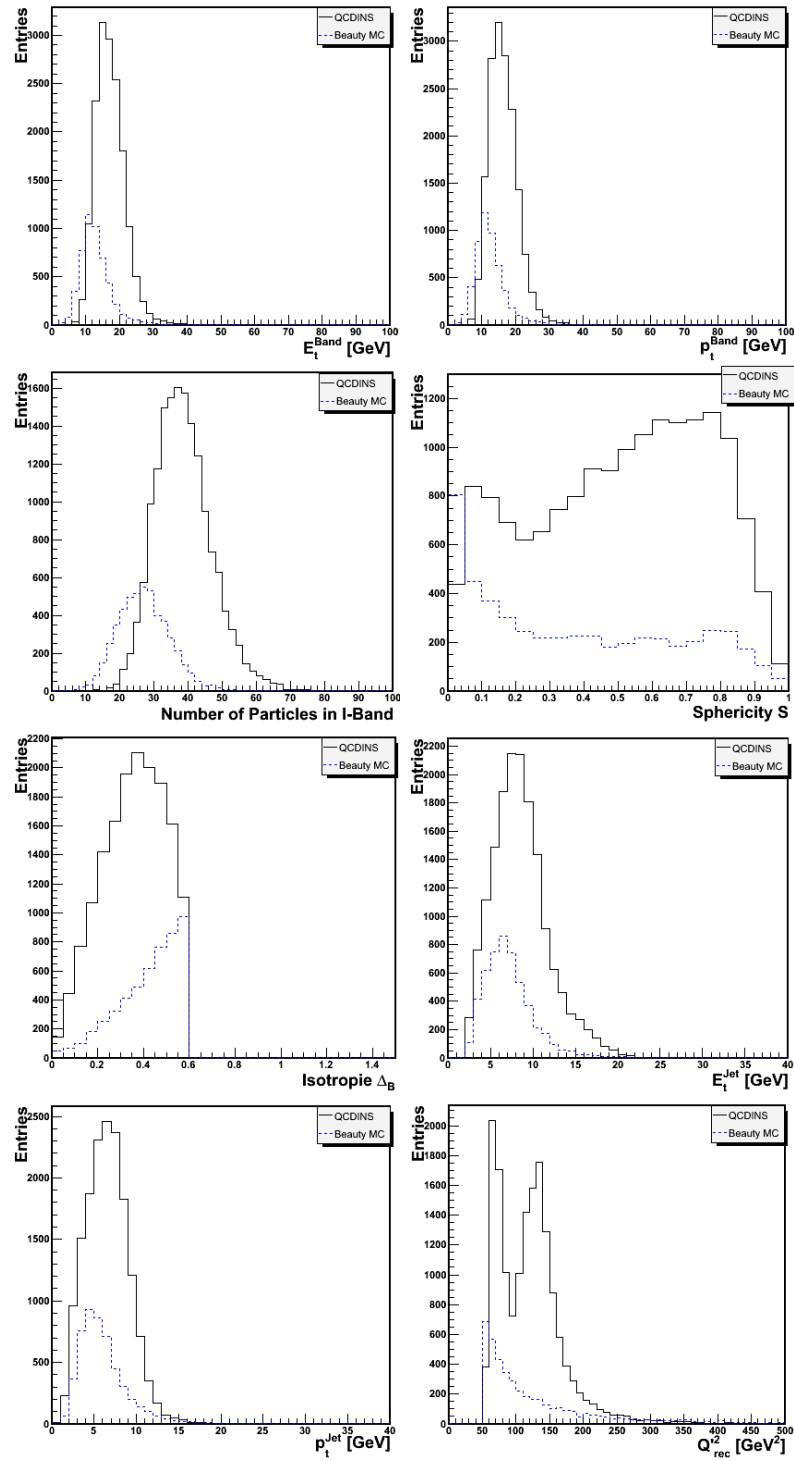


Abbildung 45: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $\Delta_B \leq 0,5$  mit  $p_t^{\text{Jet}} > 5$  GeV



Abbildung 46: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $\Delta_B \leq 0,6$

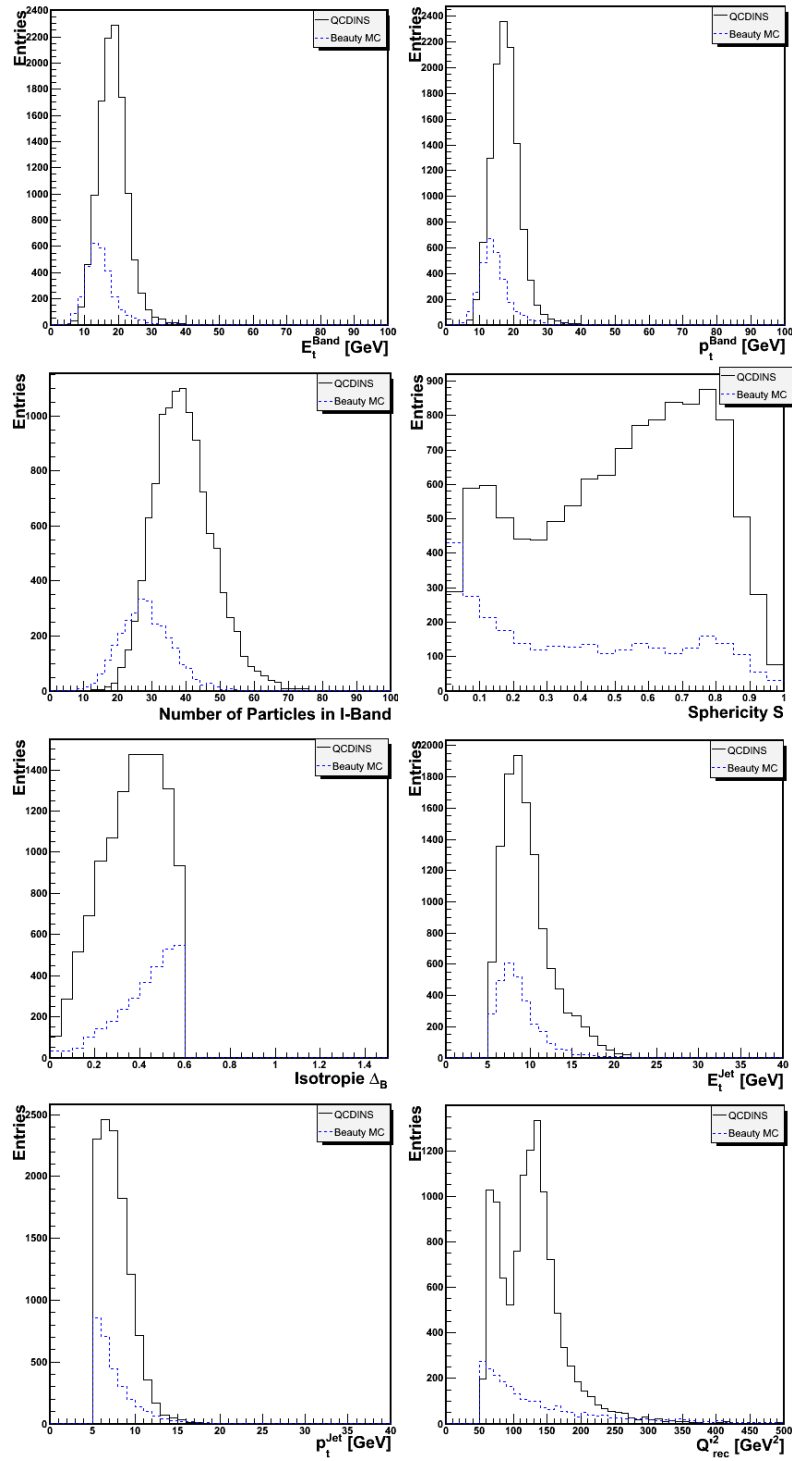
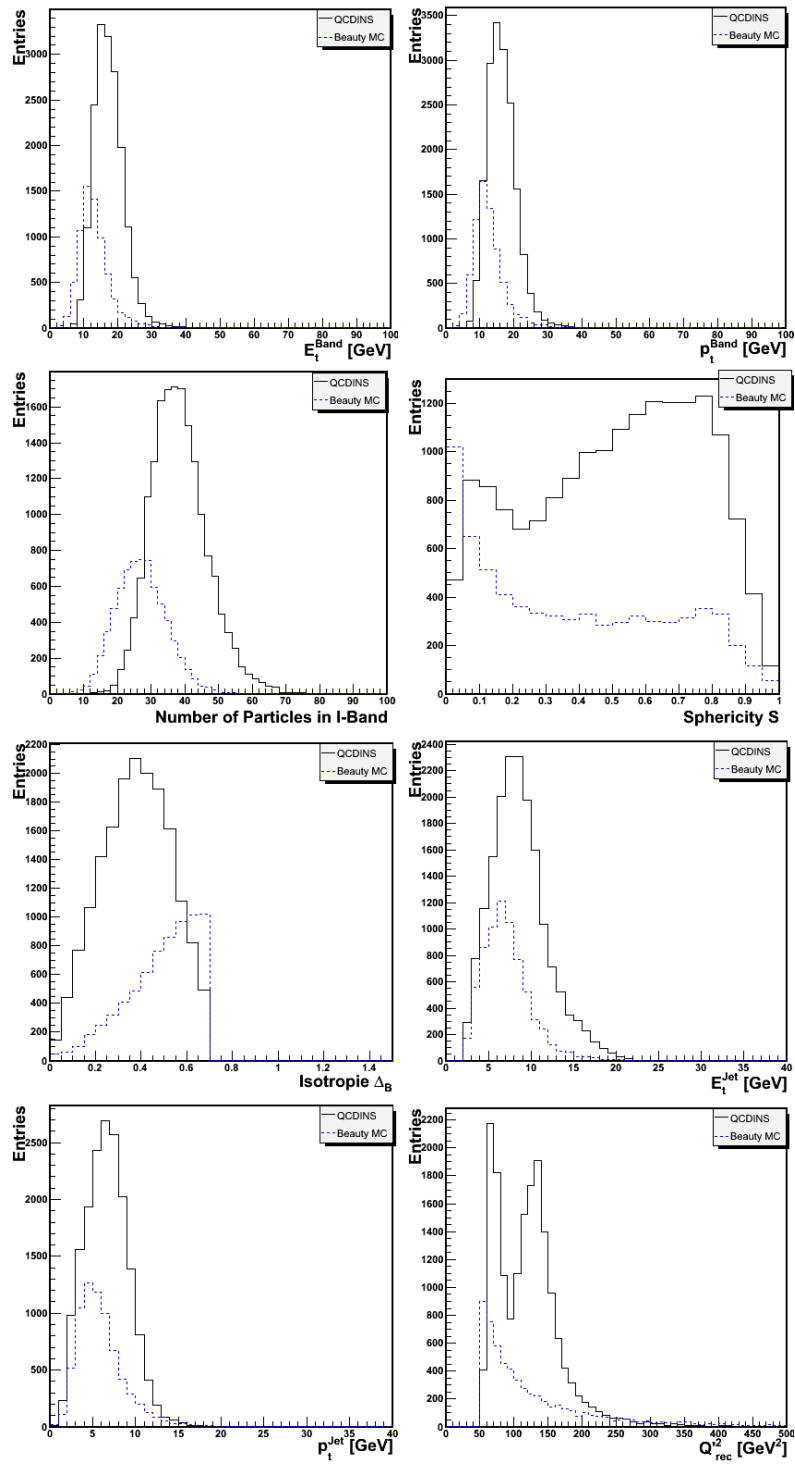


Abbildung 47: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $\Delta_B \leq 0,6$  mit  $p_t^{Jet} > 5$  GeV

Abbildung 48: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $\Delta_B \leq 0,7$

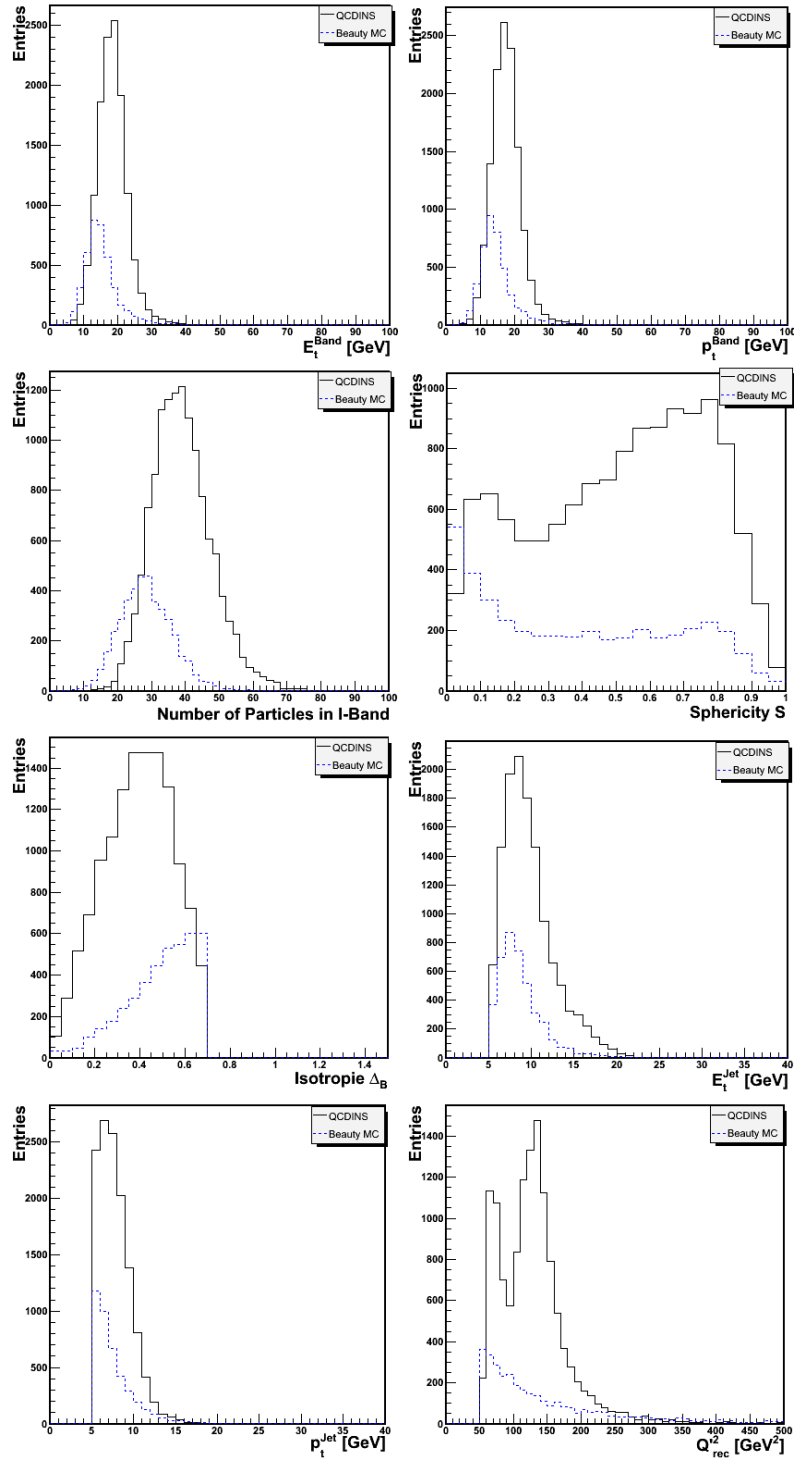


Abbildung 49: Verteilungen der Instanton-Variablen bei  $\Delta_B \leq 0,7$  mit  $p_t^{\text{Jet}} > 5$  GeV

## Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig verfaßt und keine weiteren als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen verwendet habe.

Mit einer Veröffentlichung meiner Diplomarbeit erkläre ich mich einverstanden.

Hamburg, April 2008

Danny Bot