

PITHA 92/1

---

Dezember 1991

*M. Wielers*

Erzeugung schwerer Quarks in ep-Kollisionen.  
Ein Vergleich verschiedener Ereignisgeneratoren.

Monika Wielers

III. Physikalisches Institut B der Technischen Hochschule Aachen  
D-5100 Aachen, Germany

---

PHYSIKALISCHE INSTITUTE  
RWTH AACHEN  
Sommerfeldstr.  
51 AACHEN, GERMANY

Olsson

F11

PITHA 9211

Erzeugung schwerer Quarks in ep-Kollisionen.  
Ein Vergleich verschiedener Ereignisgeneratoren.

42x

von  
Monika Wielers

Diplomarbeit in Physik  
vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule  
Aachen

im Dezember 1991

angefertigt im  
III. Physikalischen Institut (Prof. Dr. G. Flügge)

# Heavy-Flavor-Production in ep-Collisions. A Comparison between different MC-Eventgenerators.

## Abstract

This thesis is split into two parts. In the first part the main production mechanisms for heavy flavors in ep-collisions at HERA-energies are presented, namely the  $\gamma g$ -fusion and the resolved photon processes. Estimates on their cross-sections are given and the theoretical uncertainties in the calculation of the cross-sections are discussed.

In the second part several MC-eventgenerators for heavy flavor production in ep-collisions are presented, namely AROMA 1.2, HERWIG 5.1 and PYTHIA 5.6. The influence of initial and final state radiation and the 'soft underlying event' on the event signatures are studied. For the  $\gamma g$ -fusion the generators AROMA and PYTHIA without initial state radiation are compared. For the  $\gamma g$ -fusion and the resolved photon processes PYTHIA and HERWIG are compared.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 HERA und das H1-Experiment</b>	<b>2</b>
1.1 HERA . . . . .	2
1.2 Der H1-Detektor . . . . .	2
1.3 Physik bei HERA . . . . .	6
<b>2 Theoretischer Überblick</b>	<b>7</b>
2.1 Standardmodell . . . . .	7
2.2 Elektroschwache Wechselwirkung . . . . .	8
2.3 Starke Wechselwirkung . . . . .	10
2.3.1 „Rennende“ Kopplungskonstante $\alpha_s$ . . . . .	11
2.3.2 Quarkmassen . . . . .	12
2.3.3 Protonstrukturfunktion . . . . .	13
<b>3 Phänomenologie der Parton Fragmentation</b>	<b>17</b>
3.1 Näherungen der QCD . . . . .	18
3.1.1 Matrixelementansatz . . . . .	18
3.1.2 Partonschaueransatz . . . . .	20
3.2 Fragmentationsmodelle . . . . .	22
3.2.1 Independent-Fragmentation . . . . .	22
3.2.2 String-Fragmentation . . . . .	25
3.2.3 Cluster-Fragmentation . . . . .	29
<b>4 Erzeugung schwerer Quarks</b>	<b>32</b>
4.1 Tiefinelastische Streuung . . . . .	32
4.2 Boson-Gluon-Fusion . . . . .	34
4.3 Resolved Photon Prozesse . . . . .	41
4.4 Wirkungsquerschnitte . . . . .	43
4.5 Zusammenfassung . . . . .	48
<b>5 Ereignisgeneratoren</b>	<b>51</b>
5.1 Generatoren . . . . .	52
5.1.1 AROMA . . . . .	52
5.1.2 PYTHIA . . . . .	52



5.1.3	HERWIG . . . . .	54
5.2	Wahl der Parameter für den Anfangspartonschauer . . . . .	57
5.3	Theoretische Unsicherheiten . . . . .	60
5.3.1	Wahl der $Q^2$ -Skala . . . . .	60
5.3.2	Wert der Kopplungskonstante $\alpha_s$ . . . . .	61
5.3.3	Behandlung des Protonrestes . . . . .	61
5.3.4	Wahl der Protonstrukturfunktion . . . . .	62
5.4	Zusammenfassung . . . . .	64
<b>6</b>	<b>Einflüsse auf die Ereignissignaturen</b>	<b>66</b>
6.1	Einfluß des Partonschauers . . . . .	67
6.2	Einfluß des „soft underlying event“ . . . . .	71
6.2.1	Gamma-Gluon-Fusion . . . . .	71
6.2.2	Resolved Photon Prozesse . . . . .	72
6.3	Zusammenfassung . . . . .	73
<b>7</b>	<b>Vergleich der Ereignisgeneratoren</b>	<b>75</b>
7.1	Gamma-Gluon-Fusion . . . . .	75
7.1.1	Vergleich: PYTHIA – AROMA . . . . .	75
7.1.2	Vergleich: PYTHIA – HERWIG . . . . .	77
7.2	Resolved Photon Prozesse . . . . .	79
7.2.1	Vergleich: PYTHIA – HERWIG . . . . .	79
7.3	Zusammenfassung . . . . .	83
<b>8</b>	<b>Triggereffizienzen</b>	<b>85</b>
8.1	Der H1-Trigger . . . . .	85
8.2	Die Detektorsimulation H1PSI . . . . .	86
8.3	Triggereffizienzen . . . . .	87
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>91</b>
	<b>A Partonschauerentwicklung</b>	<b>93</b>
	<b>B Wirkungsquerschnitte der <math>\gamma g^-</math>, <math>gg^-</math>, und <math>q\bar{q}</math>-Fusion</b>	<b>96</b>

# Einleitung

Im Laufe des Jahres 1991 wurde beim DESY<sup>1</sup> in Hamburg der Testbetrieb des Elektron-Proton-Speicherrings HERA<sup>2</sup> aufgenommen. Bei HERA wird es zum ersten Mal möglich sein, hochenergetische Protonen mit Elektronen kollidieren zu lassen. Die Schwerpunktsenergie bei den Teilchenzusammenstößen beträgt  $314 \text{ GeV}$ , was Impulsüberträge bis zu  $Q_{max}^2 = 98400 \text{ GeV}^2$  zuläßt. Dies entspräche bei einem Experiment am ruhenden Target einer Elektronenstrahlenergie von  $51 \text{ TeV}$ . Bislang konnten Elektronen nur an ruhenden Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu  $\approx 20 \text{ GeV}$  gestreut werden. Die bei HERA zur Verfügung stehende Energie erlaubt tiefere Einblicke in das Innere des Protons als je zuvor möglich waren, da höhere Schwerpunktsenergien kleineren Abständen zwischen den beteiligten Stoßpartnern entsprechen.

Zur Untersuchung der bei HERA stattfindenden physikalischen Prozesse wurden sowohl neue Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren (MC) geschrieben als auch die physikalischen Prozesse bei ep-Kollisionen in bestehende Generatoren implementiert. Im Rahmen dieser Arbeit werden verschiedene Ereignisgeneratoren zur Erzeugung von schweren Quarks<sup>3</sup> in Elektron-Proton-Kollisionen vorgestellt und miteinander verglichen. Zu Anfang dieser Arbeit wird ein kurzer Überblick über den Speicherring HERA, den H1-Detektor und die Physik bei HERA gegeben. Die wichtigsten Prozesse zur Erzeugung schwerer Quarks einschließlich ihrer zu erwartenden Wirkungsquerschnitte werden in Kap. 4 vorgestellt. Dort werden auch die theoretischen Unsicherheiten, die bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte auftauchen, diskutiert. Die hierzu benötigten theoretischen Grundlagen werden zuvor in Kap. 2 behandelt. Innerhalb der MC-Ereignisgeneratoren ist man auf phänomenologische Modelle angewiesen, da es nicht möglich ist, die Erzeugung und Fragmentation von Quarks und Gluonen in stabile Hadronen im Rahmen der QCD exakt zu beschreiben. Einige dieser Modelle sind in Kap. 3 beschrieben. Anschließend werden die in dieser Arbeit verwendeten Generatoren vorgestellt und erläutert. In Kap. 7 werden die Generatoren miteinander verglichen und der Einfluß der unterschiedlichen Modelle auf die Ereignissignaturen untersucht. Am Schluß werden dann noch die bei H1 zu erwartenden Triggereffizienzen für Heavy-Flavor-Ereignisse<sup>4</sup> angegeben.

---

<sup>1</sup>DESY ist die Abk. für Deutsches Elektronen SYnchrotron

<sup>2</sup>HERA ist die Abk. für Hadron-Elektron-Ring-Anlage

<sup>3</sup>c- und b-Quarks werden aufgrund ihrer Masse auch als schwere Quarks bezeichnet.

<sup>4</sup>Heavy-Flavor-Ereignisse: Ereignisse, bei denen schwere Quarks erzeugt werden.

# Kapitel 1

## HERA und das H1-Experiment

### 1.1 HERA

Anfang des Jahres 1992 wird am DESY in Hamburg der Elektron-Proton-Speicherring HERA in Betrieb gehen. HERA besteht aus zwei Speicherringen, die einen Umfang von 6.3 km haben. In einem Ring werden Elektronen auf 30 GeV beschleunigt und im anderen Ring werden Protonen auf 820 GeV beschleunigt, wobei die Magnete für diesen Ring supraleitend sind. Der HERA-Speicherring mit den verschiedenen Vorbeschleunigern ist in Abb. 1.1 dargestellt. Die Elektronen und Protonen werden zu bunches (engl.: Paket, Bündel) zusammengefaßt und können an vier Stellen zur Kollision gebracht werden. An den Kreuzungspunkten treffen die Teilchen unter einen Winkel von  $0^\circ$  aufeinander. Die Schwerpunktsenergie bei den Teilchenzusammenstößen beträgt 314 GeV, was Impulsüberträgen bis zu  $Q_{max}^2 = 98400 \text{ GeV}^2$  entspricht. Dabei wird es neben elastischen Prozessen auch inelastische Prozesse geben, die Aufschluß über die Struktur der Materie zulassen. Diese Wechselwirkungen sollen mit Hilfe der Detektoren H1 und ZEUS untersucht werden. Die Elektron- und Protonbunches werden alle 96 ns miteinander kollidieren, was einer Kollisionsrate von 10 MHz entspricht. Dies ist ca. 200 mal öfter als bei LEP<sup>1</sup>. Die geplante Luminosität beträgt  $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

### 1.2 Der H1-Detektor

Bei den Experimenten H1 und ZEUS handelt es sich um universelle Detektoren. Ihre Aufgabe ist es, physikalisch interessante Ereignisse nachzuweisen und zu analysieren. Dabei sollen die Impulse und Energien möglichst aller an dem Ereignis beteiligten Teilchen gemessen werden. Da die Teilchen in alle Richtungen wegfliegen, sollen die Detektoren einen möglichst großen Raumwinkel überdecken. Bei einer Kollisionsrate von 10 MHz und einem Speicherplatzbedarf von ca. 100–150 KByte pro Ereignis, ist es nicht mehr möglich, alle Ereignisse auf Band zu schreiben. Aufgabe

---

<sup>1</sup>LEP: Large Electron Positron Collider (CERN)



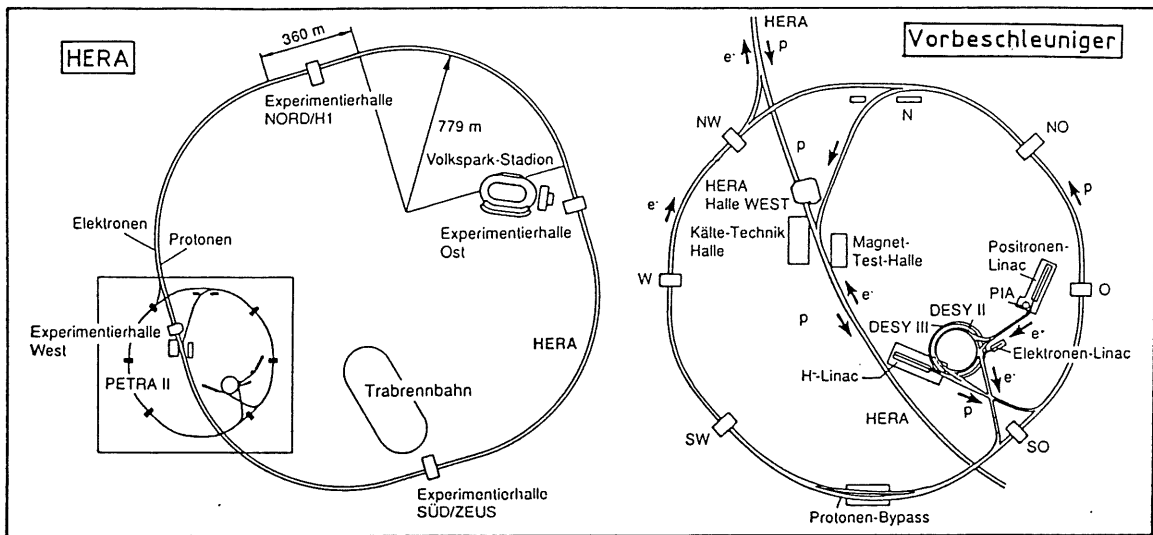


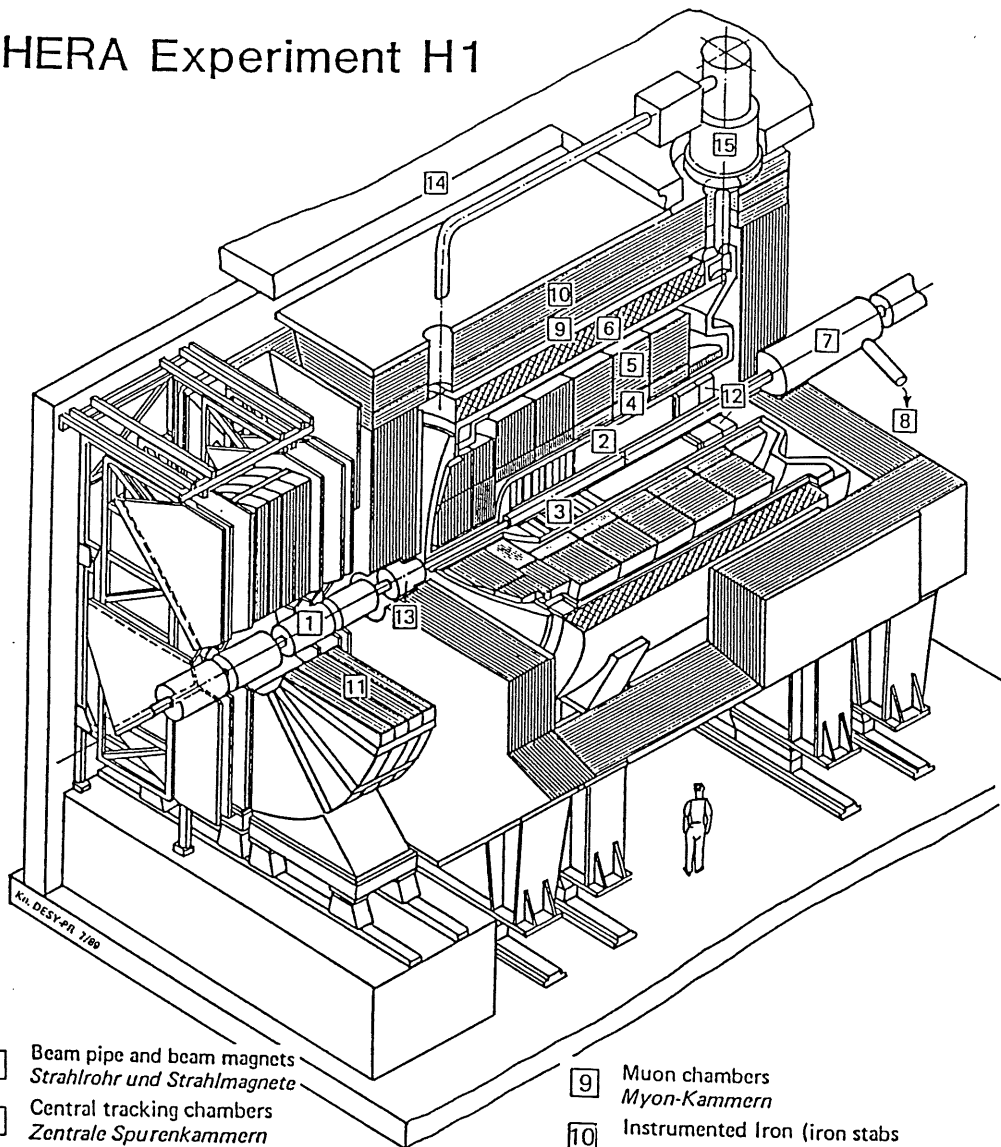
Abbildung 1.1: Übersicht über den Speicherring HERA und der zugehörigen Vorbeschleuniger

des Triggers ist es „physikalische“ Ereignisse<sup>2</sup> mit hoher Effizienz zu akzeptieren. Untergrundereignisse, wie z. B. Proton-Gas-Wechselwirkungen und Wechselwirkungen zwischen dem Protonen und dem Strahlrohr, hingegen sollen unterdrückt werden. Aufgrund der unterschiedlichen Energien der kollidierenden Teilchen, fliegen die bei einer Wechselwirkung entstehenden Teilchen vorwiegend in den Vorwärtsbereich des Detektors, d. h. in Richtung des einlaufenden Protons. Aus diesem Grund sind die beiden Detektoren asymmetrisch aufgebaut. Sowohl H1 als auch ZEUS bestehen aus einer Reihe von Einzeldetektoren, die den Wechselwirkungspunkt schalenartig umgeben. Die wichtigsten Komponenten des H1-Detektors sind in Abb. 1.2 zu sehen. Die groben Eigenschaften der einzelnen Detektorelemente werden im Folgenden kurz erläutert. Nähere Einzelheiten zum Aufbau des H1-Detektors sind in [H1P86] zu finden. Von innen nach außen ist der Detektor wie folgt aufgebaut:

- (1) **Strahlrohr** Das Strahlrohr dient zur Strahlführung und ist evakuiert, um unerwünschte Reaktionen mit Gasatomen zu unterdrücken.
- (2) **zentrale Spurenkammern** Die zentrale Spurenkammer besteht aus einer inneren und einer äußeren Driftkammer. Mit Hilfe dieser Kammern werden die Spuren von geladenen Teilchen verfolgt, die sich in der Nähe des Wechselwirkungspunktes im Winkelbereich von  $25^\circ < \theta < 155^\circ$  befinden. Die Kammern haben eine gute  $r$ - $\phi$ -Auflösung, die bei  $\sigma_{r\phi} \lesssim 100 \mu\text{m}$  liegt. Die Auflösung in  $z$ -Richtung beträgt  $\sigma_z = 24 \text{ mm}$ . Zur genaueren Bestimmung der  $z$ -Koordinaten werden zwei weitere Driftkammern („Z-Kammern“) verwendet, die eine Auflösung  $\sigma_z < 350 \mu\text{m}$  und  $\sigma_{r\phi} = 25 \text{ mm}$  haben. Zusätzlich

<sup>2</sup>Ereignisse, die aus Elektron-Proton-Wechselwirkungen stammen.

# HERA Experiment H1



- |   |   |    |   |
|---|---|----|---|
| 1 | Beam pipe and beam magnets<br><i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i>   | 9  | Muon chambers<br><i>Myon-Kammern</i>  |
| 2 | Central tracking chambers<br><i>Zentrale Spurenkammern</i>  | 10 | Instrumented Iron (iron slabs<br>+ streamer tube detectors)<br><i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +<br/>Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators<br><i>Vorwärtspurkammern und Übergangstrahlungsmodul</i> | 11 | Muon toroid magnet<br><i>Myon-Toroid-Magnet</i>   |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)<br><i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i>                         | 12 | Warm electromagnetic calorimeter<br><i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i>   |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)<br><i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i>                       | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)<br><i>Vorwärts-Kalorimeter</i>  |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)<br><i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i>  | 14 | Concrete shielding<br><i>Betonabschirmung</i>   |
| 7 | Compensating magnet<br><i>Kompensationsmagnet</i>   | 15 | Liquid Argon cryostat<br><i>Flüssig Argon Kryostat</i>  |
| 8 | Helium cryogenics<br><i>Helium Kälteanlage</i>  |    |   |

Abbildung 1.2: Schema des H1-Detektors. Der Elektronenstrahl kommt in dieser Darstellung von links unten und der Protonenstrahl von rechts oben. Aus [H1P86].

gibt es zwei Vieldrahtproportionalkammern für das Triggersystem.

- (4) **Elektromagnetisches LAr-Blei-Kalorimeter** In diesem Kalorimeter werden Photonen und Elektronen vollständig absorbiert. Man kann somit die Energie der schauerbildenden Teilchen messen. Das Kalorimeter ist aus mehreren Segmenten aufgebaut und deckt den Zentral- und Vorwärtsbereich ab ( $4^\circ < \theta < 150^\circ$ ). Die Energieauflösung wurde aus Testmessungen zu  $\Delta E/E \approx 0.13/\sqrt{E}$  bestimmt.
- (5) **Hadronisches LAr-Eisen-Kalorimeter** Dieses Kalorimeter dient zur Energiebestimmung von Hadronen und Jets mittels hadronischer Schauerbildung. Wie das elektromagnetische Kalorimeter ist es aus Segmenten aufgebaut und deckt den Bereich zwischen  $4^\circ < \theta < 150^\circ$  ab. Die Energieauflösung für Hadronen und Jets wurde bei Testmessungen zu  $\Delta E/E \approx 0.45 - 0.5/\sqrt{E}$  ermittelt.
- (6) **Spule** Die supraleitende Spule erzeugt in ihrem Inneren ein homogenes zum Strahlrohr paralleles Magnetfeld von 1.2 T. Über die Spurkrümmung ist es möglich, die Impulse von geladenen Teilchen zu bestimmen.
- (10) **Instrumentiertes Eisen** Das Eisen dient zur Rückführung des magnetischen Flusses der Spule (6) und ist mit Streamerkammern bestückt. Es dient daher auch zur Myonidentifikation. Desweiteren können die Reste von hadronischen Schauern, die nicht mehr im Kalorimeter (5) registriert werden, nachgewiesen werden. Dieser Teil des Detektors wird deshalb auch als „Tail-Catcher“ bezeichnet.
- (9) **Myonkammern** Myonen können sowohl das Kalorimeter als auch das instrumentiert Eisen (10) passieren und werden in den Myonkammern nachgewiesen. Bei H1 werden Streamerkammern verwendet und zur besseren Ortsauflösung zusätzlich Streifendetektoren.

Zur Abdeckung des Vorwärtsbereiches des H1-Detektors (d. h. in Protonrichtung) dienen die folgenden Detektorelemente:

- (3) **Vorwärtsspurkammern** Dieses System besteht aus einer ebenen und einer radialen Driftkammer sowie einer weiteren Vieldrahtproportionalkammer. Hier werden die Spuren von geladenen Teilchen verfolgt. Es liegt eine gute Auflösung in  $r$ - $\phi$ -Richtung ( $\theta \lesssim 25^\circ$ ) vor. Die Winkelauflösung soll bei  $\sigma_\phi < 1 \text{ mrad}$  liegen. Die  $z$ -Koordinate läßt sich über den Abstand  $r$  bestimmen.
- (13) **Vorwärtskalorimeter** Hiermit soll die Energie von Teilchen gemessen werden, die unter sehr kleinen Winkeln ( $1^\circ < \theta < 3.6^\circ$ ) das Strahlrohr verlassen. Das aktive Material ist Silizium-Halbleiter, die Absorberplatten bestehen aus Kupfer.



(11) **Eisentoroid** Mittels einer weiteren Spule und den davor und dahinter aufgestellten Myonkammern kann der Impuls der Myonen im Vorwärtsbereich ermittelt werden. Er deckt den Winkelbereich  $5^\circ < \theta < 20^\circ$  ab.

Der Rückwärtsbereich (d. h. die Elektronrichtung) wird abgedeckt durch das Rückwärtskalorimeter:

(12) **Rückwärtskalorimeter** Hierbei handelt es sich um ein Blei-Szintillator-Kalorimeter, welches die Energie des gestreuten Elektrons unter kleinen Winkeln mißt. Die Energieauflösung liegt bei  $\sigma/E \approx 0.1/\sqrt{E}$ .

Nicht abgebildet sind die Komponenten, die die Luminosität bestimmen sollen, sowie Veto-Zähler, die das Triggersystem bei der Erkennung von Untergrundereignissen unterstützen sollen.

### 1.3 Physik bei HERA

Die Hauptaufgabe von HERA wird die Untersuchung der Quark- und Gluonverteilungen des Protons sein. Besonders im Bereich kleiner  $x$  (s. Tab. 4.1), wo die Grenzen der perturbativen QCD sichtbar werden, stellt sich die Frage, nach der Gluondichte im Proton. Um sie experimentell zu bestimmen, eignet sich besonders der Prozeß der  $\gamma g$ -Fusion in schwere Quarks (s. Kap. 4.2). Weiterhin können die Modelle zur Erzeugung und Fragmentation von schweren Quarks untersucht werden. Aufgrund der hohen zu erwartenden Raten für  $c$ -Quarks, wird es möglich sein, die Grenzen für seltene oder verbotenen Zerfälle von Charm-Mesonen zu verbessern. Dazu gehören die Suche nach neutralen Strömen, bei denen sich der Flavor ändert (z. B.  $D^0 \rightarrow e^+e^-$ ,  $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ ) und nach Zerfällen, die die Lepton-Familien-Zahl verletzt (z. B.  $D^0 \rightarrow \mu^+e^-$ ) und innerhalb des Standardmodells verboten sind. Weitere Arbeitsgebiete bei HERA sind:

- Bestimmung der Photonstrukturfunktion
- Suche nach exotischen Teilchen (z. B. HIGGS, SUSY's, Leptoquarks)
- Suche nach neuen Strömen (z. B. weitere  $Z^0$ 's oder  $W$ 's, Links-Rechtshändige Ströme)

# Kapitel 2

## Theoretischer Überblick

### 2.1 Standardmodell

Die in der Natur vorkommenden Kräfte können durch die folgenden Wechselwirkungen beschrieben werden:

- die elektromagnetische Wechselwirkung
- die schwache Wechselwirkung
- die starke Wechselwirkung
- die Gravitation

Wesentlich für die Entwicklung der Theorie der Elementarteilchen war das Konzept der Feldquantisierung, das seit 1927 zunächst für das elektromagnetische Feld, und bald darauf auch für das Materiefeld verfolgt wurde. In den sechziger Jahren gelang es Glashow, Salam und Weinberg die schwache Wechselwirkung mit der elektromagnetischen Wechselwirkung (QED) zu vereinheitlichen. Zusammen mit der Eichtheorie der starken Wechselwirkung (QCD) bildet sie das sogenannte Standardmodell der Hochenergiephysik. Die Gravitation ist bisher noch nicht auf Quantenbasis entwickelt. Die Eichtheorien werden in vielen Lehrbüchern erläutert, z. B. [HAL84, NAC86].

Die elementaren Teilchen des Standardmodells sind die folgenden zwölf Fermionen (Spin 1/2-Teilchen):

Generation	1	2	3
Leptonen	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$
	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$
Quarks	u	c	t ?
	d	s	b

Sie treten in drei Generationen auf, wobei in jeder Generation ein Duplett von Leptonen und ein Duplett von Quarks existiert. Das Top-Quark ist bisher noch nicht

gefunden worden. Das untere Massenlimit liegt derzeit bei [ABE91]:

$$m_{Top} > 91 \text{ GeV}$$

Charm und Bottom-Quarks werden aufgrund ihrer hohen Masse als schwere Quarks bezeichnet.

Die Austauschteilchen, die für die verschiedenen Wechselwirkungen verantwortlich sind, sind die folgenden Bosonen (Spin 1-Teilchen):

QED	schwache Wechselwirkung	QCD
Photon	Z- und W-Teilchen	Gluonen
$\gamma$	$Z^0, W^+, W^-$	$G_{b\bar{r}}, G_{b\bar{g}}, \dots$

## 2.2 Elektroschwache Wechselwirkung

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird beschrieben durch die Quantenelektrodynamik (QED). Dabei handelt es sich um eine abelsche Eichtheorie. Das Eichboson ist das masselose Photon. Alle elektrisch geladenen Teilchen können an das Photon koppeln, wobei die Kopplung proportional zur elektrischen Ladung ist. Da Photonen elektrisch neutral sind, können sie nicht untereinander wechselwirken.

Durch das Glashow-Salam-Weinberg-Modell, welches auf der nicht abelschen Yang-Mills-Theorie beruht, wird die QED mit der schwachen Wechselwirkung vereinheitlicht. Schwache Vorgänge können nur gemeinsam mit elektromagnetischen Vorgängen konsistent beschrieben werden. Die Austauschteilchen  $W^+, W^-$  und  $Z^0$  erhalten ihre Masse über den „Higgs-Mechanismus“, durch den die lokale Isospin-Symmetrie verdeckt wird („spontane Symmetriebrechung“). Ihre Massen hängen vom Weinbergwinkel  $\theta_W$  ab, der das Verhältnis zwischen elektromagnetischer und schwacher Kopplung angibt:

$$m_{W^\pm} = \left( \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F} \right)^{-\frac{1}{2}} \frac{1}{\sin \theta_W}$$

$$m_{Z^0} = m_{W^\pm} \frac{1}{\cos \theta_W}$$

$$G_F : \text{ Fermikonstante}$$

Desweiteren erhält man aus der Theorie noch zwei weitere Teilchen: das Photon und das Higgs-Teilchen. Für die Masse des Higgs gibt es keine genauen theoretischen Vorhersagen.

Die Kopplungskonstante  $\alpha$  ergibt sich zu  $\alpha = \frac{1}{137}$ . Berücksichtigt man „Strahlungskorrekturen“, so findet man, daß  $\alpha$  abhängig vom Impulsübertrag  $Q^2$  ist. Die Korrekturen in 1. Ordnung zur Streuung eines Elektrons an einem äußeren Potential sind in Abb. 2.1 zu sehen. Die Beiträge der Selbstenergie und der Vertexkorrektur addieren sich zu Null („Ward-Identität“). Der Beitrag der  $e^+e^-$ -Schleife („Loop“)



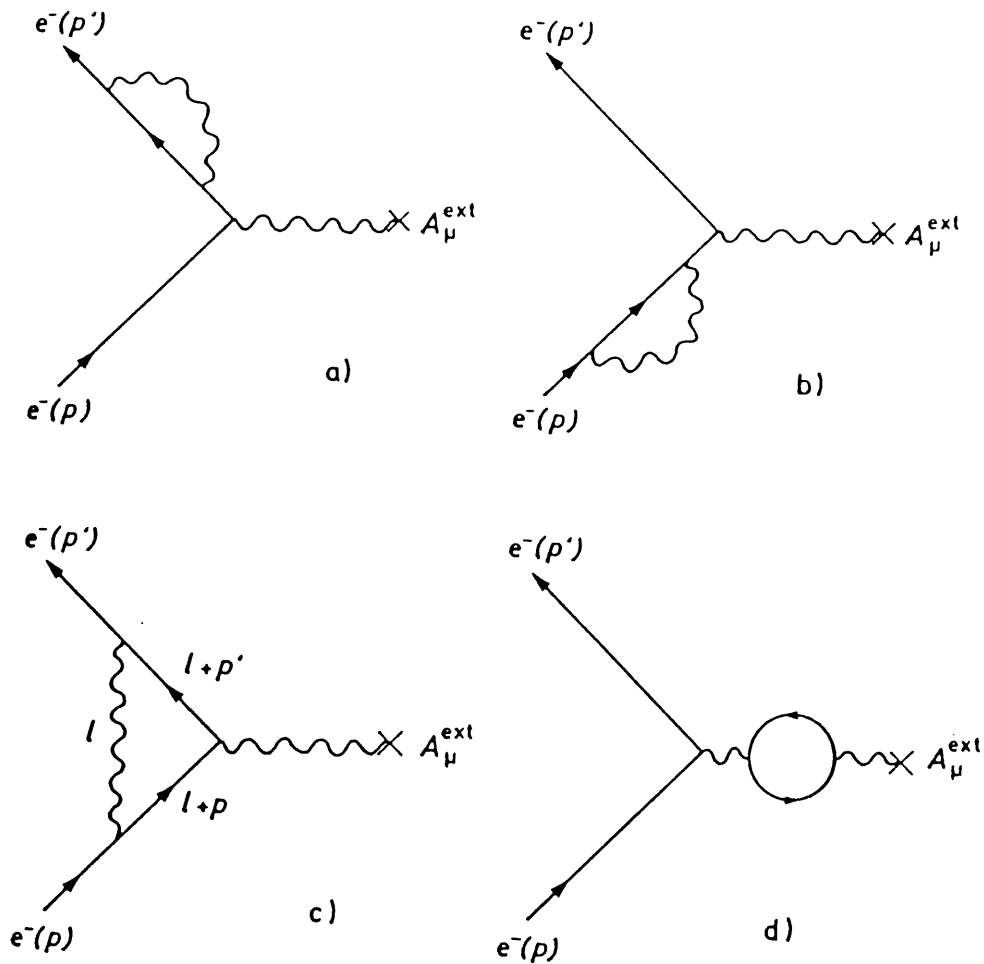


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramme für die Strahlungskorrekturen der Ordnung  $\alpha$  zur Streuung eines Elektrons an einem äußeren Potential. (a), (b) Selbstenergie, (c) Vertexkorrektur, (d) Vakuumpolarisation. Aus [NAC86].

führt zur Abschirmung der reinen Ladung  $e_0$ . Anschaulich wird die „reine“ Ladung  $e_0$  von einer Wolke aus virtuellen  $e^+e^-$ -Paaren umgeben, wobei die virtuellen Positronen vom Elektron angezogen und die virtuellen Elektronen abgestoßen werden. Dies ist das Analogon zur elektrostatischen Abschirmung durch ein Dielektrikum ( $Q_{\text{eff}} = Q/\epsilon$ ). Um die Ergebnisse der Störungstheorie physikalisch zu interpretieren, muß man  $e_0$  durch die physikalisch beobachtbare Größe ersetzen. Dieser Vorgang wird Renormalisierung genannt. Der Betrag der  $e^+e^-$ -Schleife ist divergent. Durch die Umdefinition der Ladung durch ihre physikalischen (und damit endlichen) Werte können die unendlichen Beiträge jedoch beseitigt werden, so daß endliche Strahlungskorrekturen übrig bleiben. Hierzu wird die Integration über den Schleifenimpuls nur bis zum Abschneidewert  $Q^2 = \mu^2$  durchgeführt. Dieser Punkt

wird Renormalisierungspunkt genannt.

$$e_R = e_0 \left( 1 - \frac{e^2}{12\pi} \ln \frac{\mu^2}{m_e^2} \right)$$

Berücksichtigt man „Loop“-Korrekturen höherer Ordnung, so ergibt sich  $\alpha$  zu:

$$\alpha(Q^2) = \frac{e_R^2}{4\pi} = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi} \ln \frac{Q^2}{\mu^2}} \quad (2.1)$$

Hierbei wurden nur die  $e^+e^-$ -Schleifen mitberücksichtigt. Bei sehr hohen  $Q^2$ -Werten liefern auch die  $\mu\bar{\mu}, \tau\bar{\tau}, u\bar{u}, d\bar{d}\dots$ -Schleifen Beiträge zu  $\alpha$ . Das „-“ Zeichen im Nenner bewirkt, daß die Kopplungsstärke bei größer werdenden  $Q^2$ -Werten d. h. bei kleineren Abständen zunimmt.

## 2.3 Starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung wird im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Hierbei handelt es sich um eine nicht abelsche Eichtheorie mit einer  $SU(3)$ -Gruppenstruktur. Sie beschreibt die Wechselwirkung von Quarks und Gluonen. Quarks tragen die Farbladung rot (r), grün (g) oder blau (b); Gluonen tragen Kombinationen von Farb-Antifarbzuständen:

$$r\bar{b}, r\bar{g}, b\bar{g}, b\bar{r}, g\bar{r}, g\bar{b}, \frac{r\bar{r} - b\bar{b}}{\sqrt{2}}, \frac{r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g}}{\sqrt{6}}$$

Da Gluonen selbst Träger von Farbe sind, können sie auch untereinander wechsel-

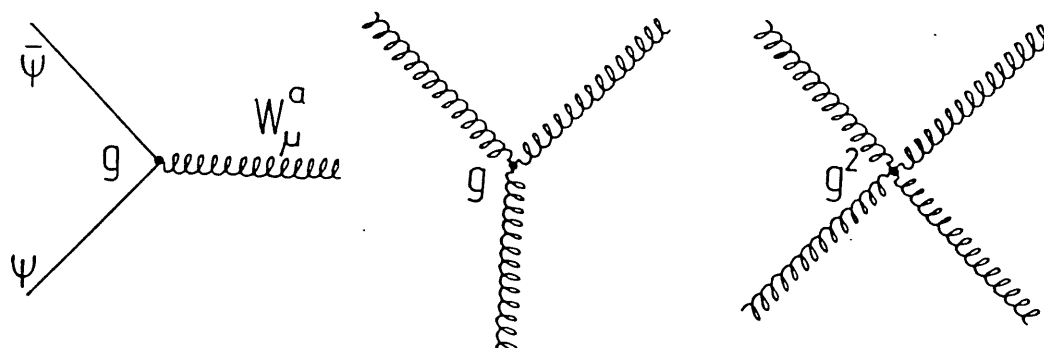


Abbildung 2.2: Selbstwechselwirkungen des Gluons: (a) freies Gluon, (b,c) 3- und 4-Gluonvertex. aus [BET86].

wirken (s. Abb. 2.2b, c).

### 2.3.1 „Rennende“ Kopplungskonstante $\alpha_s$

Wie bei der QED ist auch die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung von der verwendeten Skala  $Q^2$  abhängig und wird daher als „rennende“ oder „laufende“ Kopplungskonstante bezeichnet [DUK85, ELL90, FAI90]. Der Verlauf von  $\alpha_s(Q^2)$  als Funktion von  $Q^2$  ist in Abb. 2.3 zu sehen. Mit steigendem  $Q^2$  nimmt die

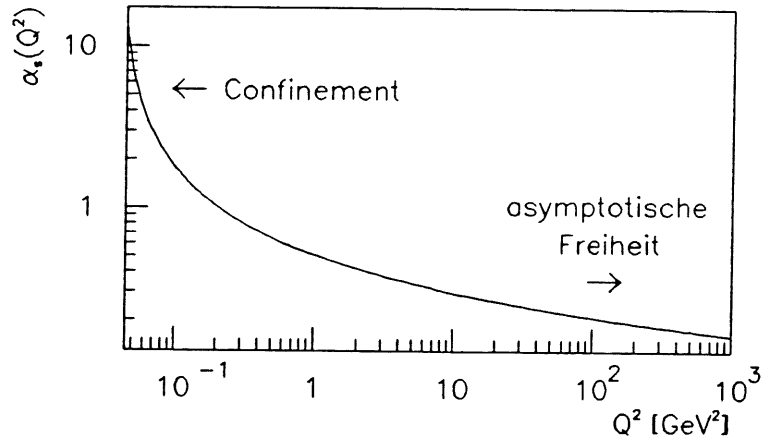


Abbildung 2.3: Verlauf von  $\alpha_s(Q^2)$  als Funktion von  $Q^2$ . Für die Berechnung von  $\alpha_s(Q^2)$  wurde 2.2 verwendet mit  $\Lambda = 0.2 \text{ GeV}$  und  $N_f = 5$ .

Kopplung ab („asymptotische Freiheit“), während sie für  $Q^2 \rightarrow 0$  divergiert („Confinement“). Dies ist eine Folge der Gluonselfwechselwirkung. Die Korrekturen erster Ordnung zu  $\alpha_s$  sind in Abb. 2.4 veranschaulicht. Beiträge liefern die Quark-

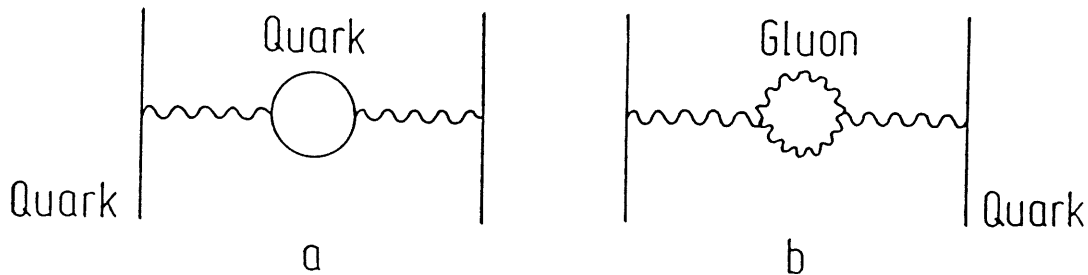


Abbildung 2.4: Beiträge in 1. Ordnung zu  $\alpha_s$ . Neben der Quarkschleife (a) tragen auch die Gluonen zur Vakuumpolarisation bei (b) und bewirken dadurch eine Antiabschirmung der Farbladungen. Aus [BET86].

und die Gluonschleife. Da diese Beiträge divergent sind, integriert man nur bis zum Renormalisierungspunkt  $-q^2 = \mu^2$ . In erster Ordnung ergibt sich  $\alpha_s$  zu:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi} (33 - 2N_f) \ln \frac{Q^2}{\mu^2}}$$



$$\begin{aligned}
&= \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad (2.2) \\
\Lambda^2 &= \mu^2 \exp \left\{ -\frac{12\pi}{\alpha_s(\mu^2)(33 - 2N_f)} \right\} \\
N_f &: \text{Anzahl der Flavor}
\end{aligned}$$

Der Skalenparameter  $\Lambda$  stellt anschaulich die Grenze zwischen quasifreien Quarks und Gluonen und den gebundenen Zuständen d. h. den Hadronen dar.  $\Lambda$  ist abhängig von der Zahl der Flavor<sup>1</sup>. Von daher ist es günstiger  $\Lambda$  durch  $\Lambda^{(N_f)}$  zu ersetzen.  $\Lambda^{(N_f)}$  erhält man durch die Forderung, daß  $\alpha_s(Q^2)$  an der Grenze, wo eine neue Quarksorte erzeugt werden kann, stetig ist. Als Grenze benutzt man i. a. die Masse des neu hinzugekommenen Flavors. Bei der Wahl von  $\Lambda$  tauchen folgende Probleme auf:

- $\Lambda$  ist abhängig vom Renormalisierungsschema.
- $\Lambda$  ist davon abhängig, in welcher Ordnung  $\alpha_s(Q^2)$  bestimmt wurde.
- Die Grenze zur Erzeugung eines neuen Flavors ist abhängig von der verwendeten  $Q^2$ -Skala.
- Die Quarkmassen sind nur ungenau bekannt und ihre Definition ist nicht eindeutig (s. Kap. 2.3.2).

Häufig wird das „modified minimal subtraction“-Renormalisierungsschema ( $\overline{MS}$ ) [YND83] benutzt. Dieses Schema ist eichinvariant und kann leicht auf Loopkorrekturen höherer Ordnung erweitert werden. In diesem Schema wird  $\alpha_s(Q^2)$  bis zur zweiten Ordnung entwickelt und man erhält:

$$\begin{aligned}
\alpha_s(Q^2) &= \frac{12\pi}{33 - 2N_f t} \left\{ 1 - \frac{918 - 114 N_f}{(33 - 2 N_f)^2} \frac{\ln t}{t} + O\left(\frac{1}{t^2}\right) \right\} \quad (2.3) \\
t &= \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{\overline{MS}}^2}
\end{aligned}$$

Aus experimentellen Daten erhält man für  $\Lambda_{\overline{MS}}^{(5)}$ :

$$100 \text{ MeV} < \Lambda_{\overline{MS}}^{(5)} < 250 \text{ MeV}$$

### 2.3.2 Quarkmassen

Eine  $Q^2$ -Abhängigkeit taucht auch bei der Bestimmung der Quarkmassen auf [FAI90, GAS82]. Quarks sind von einer Wolke aus Gluonen und virtuellen  $q\bar{q}$ -Paaren umgeben. Die effektive Masse („constituent“-Masse) ergibt sich aus den reinen Quarkmassen  $m_q$  („current“-Masse) plus dem Korrekturterm  $a_0$ .  $a_0$  beinhaltet die Quark-Gluon-Wechselwirkung und die Nullpunktenergie des Quarks im Hadron.

$$M_q = m_q + a_0$$

<sup>1</sup>Flavor ist ein Sammelbegriff für solche Quantenzahlen, wie Ladung, Isospin, usw., die zur Kennzeichnung der verschiedenen Quarktypen  $u, d, s \dots$  dienen.

Flavor	„current“-Masse	„constituent“-Masse
d	15 MeV	330 MeV
u	7 MeV	330 MeV
s	200 MeV	500 MeV
c	1.3 GeV	1.5 GeV
b	4.8 GeV	5.0 GeV
t	??	??

Tabelle 2.1: Quarkmassen. Aus [KAN87].

In niedrigster Ordnung Störungstheorie erhält man für die „current“-Masse:

$$\overline{m}_q(Q^2) = m_q^*(\Lambda) \left( \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \right)^{\frac{12}{33-2N_f}}$$

wobei  $m_q^*(\Lambda)$  die invariante Masse innerhalb des Renormalisierungsschemas ist. Die „current“-Masse ist stark abhängig von  $\Lambda$  [GAS82].

Für schwere Quarks wird vielfach die „Pol“-Masse verwendet, die man durch Lösen der Gleichung:

$$M_q = \overline{m}_q(Q^2 = M_q^2)$$

erhält. In Tabelle 2.1 sind die Werte der „current“- und „constituent“-Massen aufgelistet. Die Werte können sowohl von der Theorie her, als auch aus Experimenten nur ungenau bestimmt werden und sind nur als ungefähre Werte zu verstehen. Bei leichten Quarks spielen nichtperturbative Effekte eine große Rolle, da für  $Q^2 < 1 \text{ GeV}$  die Störungsrechnung nicht mehr anwendbar ist.

### 2.3.3 Protonstrukturfunktion

Im Rahmen der QCD ist es nicht mehr möglich, das Proton als ein Gebilde bestehend aus drei Partonen anzusehen. Ein Proton besteht aus Quarks und Gluonen, wobei die Gluonen in virtuelle  $q\bar{q}$ -Paare („Seequarks“) aufspalten können.

$$p = \underbrace{uud}_{\text{Valenzquarks}} + \underbrace{u\bar{u} + d\bar{d} + \dots}_{\text{Seequarks}} + \underbrace{g + g + \dots}_{\text{Gluonen}}$$

Die Valenzquarks machen ca. 45 % des Protonimpulses aus. Der Rest steckt in den Gluonen und zu einem kleinen Bruchteil in den Seequarks. Für die Partonverteilungsfunktionen lassen sich die Quarkstrukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  und die Gluonstrukturfunktion  $G(x, Q^2)$  definieren. Sie geben die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark bzw. Gluon mit dem Viererimpulsbruchteil  $x$  im Nukleon zu finden. In erster Ordnung von  $\alpha_s$  tragen zu  $F_2(x)$  neben den Gluonbremsstrahlungstermen die Prozesse bei, bei denen das Gluon in ein  $q\bar{q}$ -Paar aufspaltet.

$$\begin{aligned}
\frac{F_2(x, Q^2)}{x} &= \left| \begin{array}{c} \text{Diagram 1} \\ \text{Diagram 2} \end{array} \right|^2 + \left| \begin{array}{c} \text{Diagram 3} \\ \text{Diagram 4} \end{array} \right|^2 \\
&+ \left| \begin{array}{c} \text{Diagram 5} \\ \text{Diagram 6} \end{array} \right|^2 \\
&= \sum_i e_i^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} \left\{ q_i(y, t) \left( \delta \left( 1 - \frac{x}{y} \right) \right) + \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} P_{q \rightarrow qg} \left( \frac{x}{y} \right) t \right. \\
&\quad \left. + g(y, t) P_{g \rightarrow q\bar{q}} \left( \frac{x}{y} \right) t \right\} \quad (2.4) \\
t &= \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \\
\alpha_s(t) &:= \alpha_s(Q^2)
\end{aligned}$$

Hierbei sind  $q_i(x, t)$ ,  $i = 1, \dots, 2 N_f$  die Quarkdichten und  $g(x, t)$  die (farbsummierte) Gluondichte. Der longitudinale Impuls  $x$  des Tochterpartons ist stets kleiner oder gleich dem longitudinalen Impuls des Mutterpartons ( $x < y < 1$ ).  $P_{a \rightarrow bc}(z)$  nennt man „Splittingfunktion“. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, im Teilchen  $a$  das Parton  $b$  mit dem Impulsbruchteil  $z$  zu finden. Teilchen  $c$  erhält demzufolge den Impulsbruchteil  $1 - z$ . Die Splittingfunktionen<sup>2</sup> ergeben sich zu:

$$P_{q \rightarrow qg}(z) = \frac{4}{3} \frac{1 + z^2}{1 - z} \quad (2.5)$$

$$P_{g \rightarrow gg}(z) = \frac{6(1 - z(1 - z))^2}{z(1 - z)} \quad (2.6)$$

$$P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) = \frac{z^2 + (1 - z)^2}{2} \quad (2.7)$$

$$P_{q \rightarrow gq}(z) = P_{q \rightarrow qg}(1 - z) \quad (2.8)$$

Die Strukturfunktionen sind nicht nur von  $x$ , sondern auch von  $Q^2$  abhängig. Bei höheren  $Q^2$ -Werten passiert es häufiger, daß ein Quark oder Gluon ein Bremsstrahlungsgluon emittiert. Hieraus ergibt sich ein größerer Wert für die Protonstrukturfunktion bei kleinen  $Q^2$ . Die  $Q^2$ -Entwicklung der Partonverteilungsfunktionen werden durch die Altarelli-Parisi-Integro-Differentialgleichungen (AP) beschrieben. In erster Ordnung von  $\alpha_s$  lauten sie:

$$\frac{dq(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \sum_i e_i^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} \left\{ q_i(y, t) P_{q \rightarrow qg} \left( \frac{x}{y} \right) + g(y, t) P_{g \rightarrow q\bar{q}} \left( \frac{x}{y} \right) \right\} \quad (2.9)$$

<sup>2</sup>Ähnliche Funktionen tauchen in der QED im Zusammenhang mit der „Weizsäcker-Williams-Näherung“ (s. Kap. 4.2) auf.

$$\frac{dg(x,t)}{dt} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left\{ \sum_i e_i^2 q_i(y,t) P_{q \rightarrow qg} \left(1 - \frac{x}{y}\right) + g(y,t) P_{g \rightarrow gg} \left(\frac{x}{y}\right) \right\} \quad (2.10)$$

Für  $x \rightarrow 0$  tauchen bei den Splittingfunktionen  $P_{q \rightarrow qg}(1 - \frac{x}{y})$  und  $P_{g \rightarrow gg}(\frac{x}{y})$  Pole erster Ordnung auf. Die Gluondichte  $g(x,t)$  ist somit für kleine  $x$  und damit auch für  $F_2(x, Q^2)$  nicht berechenbar. Man ist deshalb auf Parametrisierungen der Protonstrukturfunktion angewiesen, wobei die Parameter aus experimentellen Daten ermittelt wurden. Hierbei werden die Partondichten bei einem  $Q_0^2$ -Wert<sup>3</sup> entwickelt. Für die Parametrisierung der Gluonstrukturfunktion  $G(x, Q^2)$  kann man beispielsweise den Ansatz:

$$x G(x, Q^2) = A_G x^\delta (1-x)^{\eta_G} (1 + \gamma_G x)$$

wählen. Je nach Verhalten der Gluonen bei kleinen  $x$  verändert sich der Verlauf der Gluonstrukturfunktion  $G(x, Q^2)$ . In Abb. 2.5 ist dies für die Parametersätze:

- (1) :  $\delta = 0, \eta_G = 5, \gamma_G = 0$ , „weiches“ Gluon ( $\Lambda_{\overline{MS}}^{(4)} = 100 \text{ MeV}$ )
- (2) :  $\delta = 0, \eta_G = 4, \gamma_G = 9$ , „hartes“ Gluon ( $\Lambda_{\overline{MS}}^{(4)} = 250 \text{ MeV}$ )
- (2) :  $\delta = -0.5, \eta_G = 4, \gamma_G = 9, 1/\sqrt{x}$  – Gluon ( $\Lambda_{\overline{MS}}^{(4)} = 180 \text{ MeV}$ )

zu sehen. Je nach Verlauf der Gluondichte bei kleinen  $x$  ergeben sich unterschiedliche Werte für den Skalenparameter  $\Lambda$ , der in  $\alpha_s$  eingeht. Aus experimentellen Daten kann man für  $x \gtrsim 0.25$  die Protonstrukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  und die Ableitung  $dF_2(x, Q^2)/d \ln Q^2$  bestimmen, die sich nach Gl. 2.4 zu:

$$\frac{dF_2(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 dy \left\{ F_2(y, Q^2) P_{q \rightarrow qg} \left(\frac{x}{y}\right) + G(y, Q^2) P_{g \rightarrow q\bar{q}} \left(\frac{x}{y}\right) \right\} \quad (2.11)$$

ergibt. Verändert man nun die „Härte“ der Gluonstrukturfunktion, d. h. vergrößert man  $G(y, Q^2) P_{g \rightarrow q\bar{q}}(\frac{x}{y})$ , so muß sich der Wert von  $\Lambda$  ändern, damit Gl. 2.11 erfüllt wird.

Einige wichtige Parametrisierungen für die Protonstrukturfunktion sind:

EHLQ	Eichten, Hinchliffe, Lane und Quigg [EIC84]
DO	Duke und Owens [DUK84]
MT	Morfin und Tung [MOR90]
GRV	Glück, Reya und Vogt [GLU90]
DFLM	Diemoz, Ferroni, Longo und Martinelli [DIE88]

<sup>3</sup> $Q_0^2$  sollte so gewählt sein, daß  $O(\alpha_s^2)$ -Korrekturen vernachlässigbar sind.

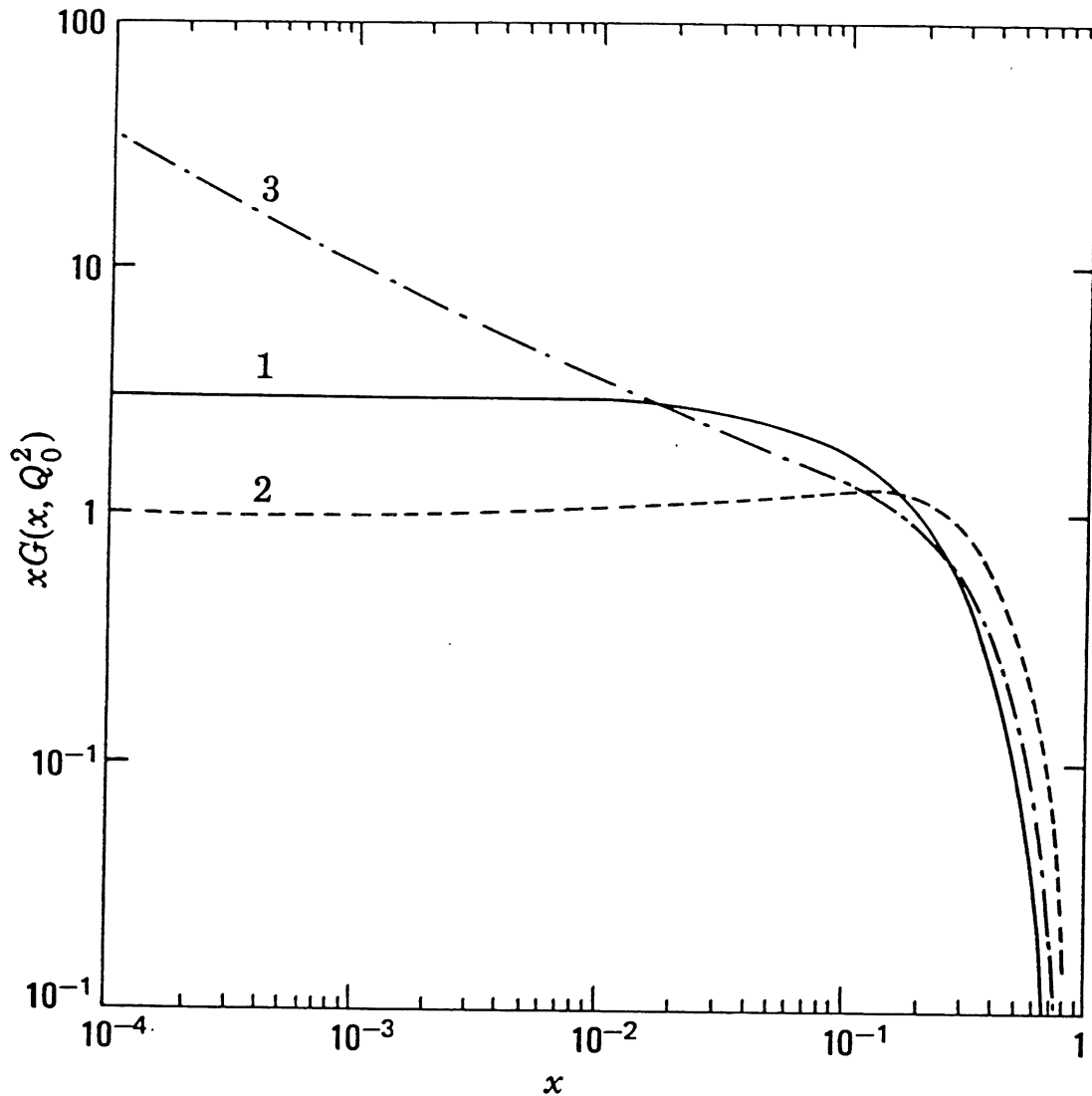


Abbildung 2.5: Verlauf der Gluonstrukturfunktion für die Parametrisierungen 2.11 - 2.11 bei  $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}$ . Aus [ROB90].

**KMRS** Kwiecinsky, Martin, Roberts und Stirling [KWI90]

Sie beruhen zum einen auf der  $Q^2$ -Entwicklung in den Altarelli-Parisi-Gleichungen und zum anderen auf experimentellen Daten. Bei den älteren Parametrisierungen (EHLQ, DO) wird die  $Q^2$ -Entwicklung nur in niedrigster Ordnung Störungsrechnung durchgeführt. Bei den anderen oben genannten Parametrisierungen wird die  $Q^2$ -Entwicklung in der nächst höheren Ordnung in  $t = \ln(Q^2/\Lambda^2)$  („next to leading logarithm“ (NLL)) gerechnet, wobei die Entwicklung vom verwendeten Renormalisierungsschema abhängt. Die größten Unterschiede zwischen den Parametrisierungen kommen durch die unterschiedlichen Ansätze für das Verhalten der Gluonstrukturfunktion bei kleinem  $x$  zustande.

## Kapitel 3

# Phänomenologie der Parton Fragmentation

In diesem Kapitel werden Modelle vorgestellt, welche die Erzeugung von Hadronen in hochenergetischen Teilchenkollisionen beschreiben. Diesen Vorgang nennt man „Fragmentation“. Bei „harten“ Teilchenzusammenstößen, d. h. bei Prozessen mit hohen Energie- und Impulsüberträgen, können die dabei entstehenden farbigen Quarks und Gluonen als quasifrei betrachtet werden. Der Übergang dieser Partonen in die farbneutralen Hadronen wird als „Hadronisation“ bezeichnet. Dies ist ein Prozeß bei dem kleine  $Q^2$ -Werte dominieren. Es ist daher nicht möglich, die Fragmentation mit Hilfe der QCD exakt zu berechnen. Bei kleinen Impulsüberträgen ( $Q^2 \lesssim 1 \text{ GeV}$ ) wird die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s(Q^2) \gtrsim 0.5 - 1$  (s. Gl. 2.2), so daß die Störungstheorie nicht mehr anwendbar ist. Deshalb ist man auf phänomenologische Modelle angewiesen, die den Fragmentationsprozeß beschreiben. Üblicherweise wird die Fragmentation in verschiedene  $Q^2$ -Bereiche unterteilt. Dies ist in Abb. 3.1 am Beispiel der  $e^+e^-$ -Annihilation veranschaulicht. In der ersten Phase kann störungstheoretisch gerechnet werden. In dieser Phase findet der Vernichtungsprozeß  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  statt. Mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit können die erzeugten Quarks Energie durch Emission von Gluonen verlieren, welche dann in  $q\bar{q}$ -Paare aufspalten oder weitere Gluonen abstrahlen können. Bei Impulsüberträgen  $Q^2 \lesssim 1 \text{ GeV}$  setzt die zweite Phase ein. Die Farbkräfte sind nun so groß, daß die erzeugten Partonen nicht mehr als frei betrachtet werden dürfen. Es bilden sich farbneutrale Systeme. In der dritten Phase findet der Zerfall der gebildeten Partonen in stabile Teilchen statt. Da der Zerfall der Quarks in die Hadronen ein Prozeß ist, der bei kleinen Impulsüberträgen stattfindet, haben die entsprechenden Hadronen bezogen auf die Quark-Richtung nur kleine Transversalimpulse. Diese Teilchenbündel nennt man Jets.

Zur Beschreibung des ersten Gebietes werden in der Regel zwei verschiedene Näherungen benutzt, die im Folgenden vorgestellt werden: der Matrixelementansatz und die Partonschauerermethode.

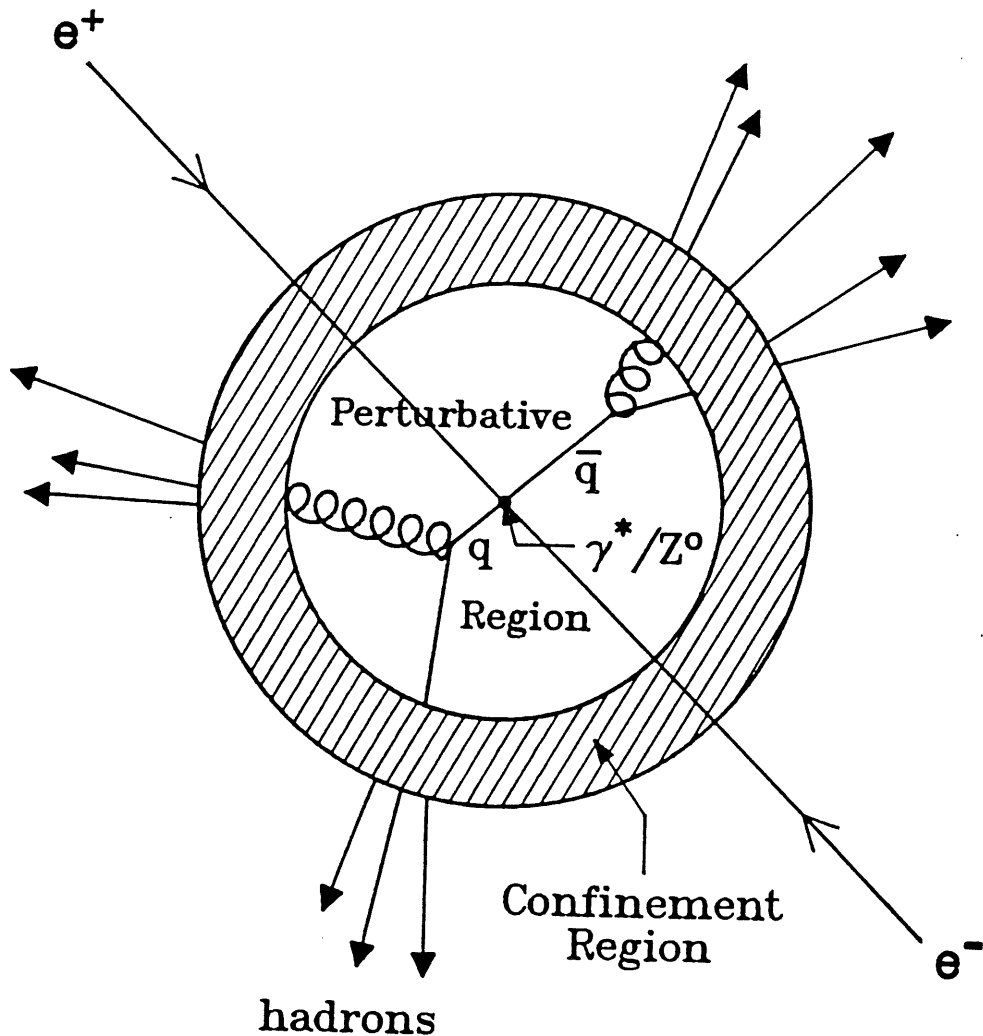


Abbildung 3.1: Die verschiedenen Phasen der Partonfragmentation: (i) perturbative Phase, (ii) Bildung von farbneutralen Systemen, (iii) Zerfall der Partonen in Hadronen. Aus [GAR85].

## 3.1 Näherungen der QCD

### 3.1.1 Matrixelementansatz

Bei diesem Ansatz werden die exakten Matrixelemente (ME) der QCD benutzt, um die Parton-Entwicklung zu beschreiben. Bisher wurden die ME bis maximal dritter Ordnung in  $\alpha_s$  berechnet. Es können also maximal sechs Partonen im Endzustand vorkommen, deren Viererimpulse und Richtungen durch die QCD festgelegt sind. Somit können maximal sechs Jets entstehen.



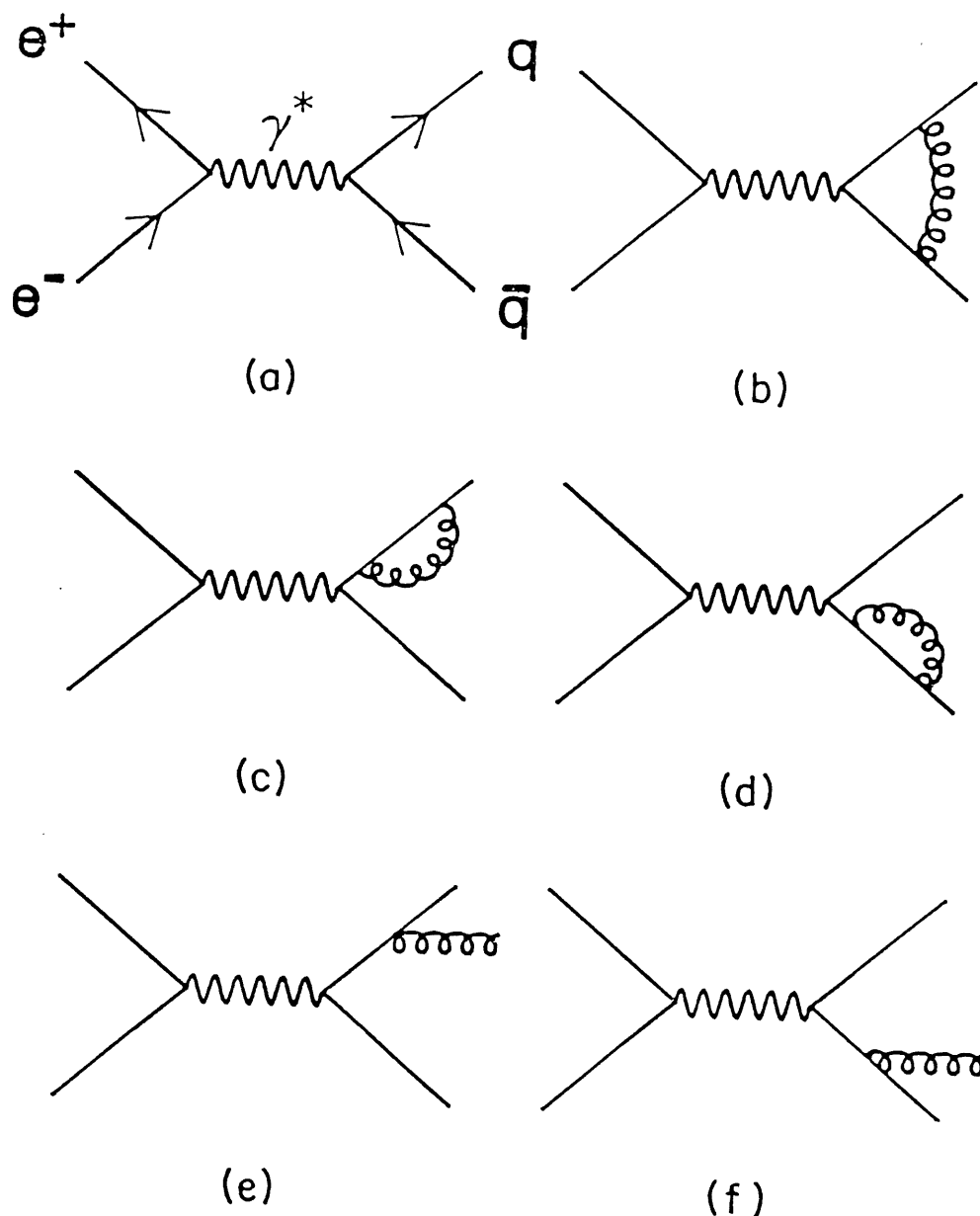


Abbildung 3.2: Feynman-Graphen der  $e^+e^-$ -Vernichtung 0. und 1. Ordnung in  $\alpha_s$ . (a) Term 0. Ordnung, (b-d) Loop-Korrekturen 1. Ordnung, (e,f) Bremsstrahlungsterme. Aus [GAR85].

Das Ergebnis der Störungsrechnung liefert einen endlichen Wert für das Matrixelement, welches sich aus der Summe der einzelnen Feynman-Diagramme zusammensetzt. In Abb. 3.2 sind beispielsweise die Diagramme der  $e^+e^-$ -Vernichtung in 0. und 1. Ordnung in  $\alpha_s$  zu sehen. Dennoch können die Beiträge von einzelnen Feynman-Graphen divergieren [NAC86, MAR88]. Es treten „kollineare Singularitäten“ auf, falls eines der Partonen in zwei Partonen aufspaltet, die fast in dieselbe Richtung

fliegen. Sieht man sich beispielsweise den Beitrag des Diagramms 3.2c an, so erhält man für masselose Quarks eine Massensingularität, falls eines der Quarks ein kollineares Gluon abstrahlt. Die Summe über alle kollinearen Zustände hingegen liefert ein endliches Resultat. „Infrarote Singularitäten“ treten auf, falls der Energiebruchteil des abgestrahlten Partons  $x \approx 0$  ist. Sie sind eng mit der Emission von weichen Gluonen<sup>1</sup> verbunden. Da Gluonen masselos sind, liefert beispielsweise der Feynmangraph 3.2b ein unendliches Resultat. Summiert man jedoch über alle Diagramme, so heben sich die Infrarotdivergenzen der Loop-Korrekturen gegen die Infrarotdivergenzen der Bremsstrahlungsterme weg.

Physikalisch gesehen bedeuten die oben erwähnten Singularitäten, daß es unmöglich ist ein isoliertes Quark von einem Quark zu unterscheiden, welches ein weiches oder kollineares Gluon emittiert hat. In der QED gibt es den analogen Effekt bei der Emission von Photonen.

### 3.1.2 Partonschaueransatz

Bei diesem Ansatz werden die Prozesse höherer Ordnung Störungstheorie durch die „leading-logarithm-approximation“ (LLA) angenähert, d. h. es werden von allen Ordnungen der Störungsreihe jeweils die führenden Terme mitgenommen z. B. alle Terme vom Typ  $[\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}]^n$ . Die nichtführenden Terme werden vernachlässigt. Im

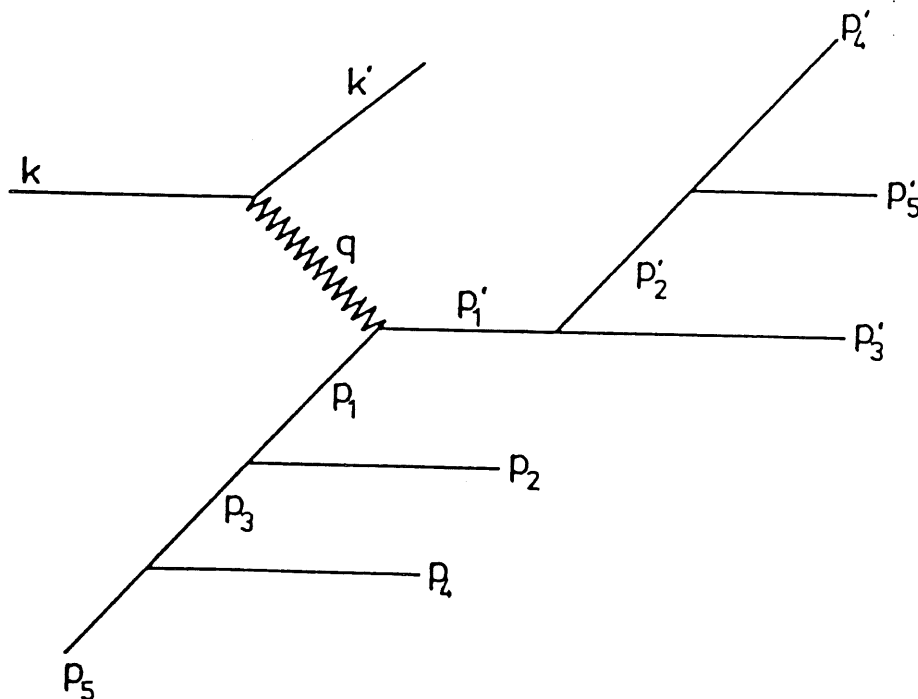


Abbildung 3.3: schematische Darstellung der Partonschauerentwicklung bei der DIS. Aus [BEN88].

<sup>1</sup>Gluonen mit einer Energie, die verglichen mit der Skala des harten Prozesses klein ist.

Gegensatz zum exakten ME können die Partonen „off-mass-shell“ d. h.  $Q^2 < 0$  sein. Somit wird eine höhere Parton-Multiplizität erreicht. Innerhalb dieses Modells zerfallen die bei einem harten Prozeß erzeugten Partonen über die Prozesse  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow gg$  und  $g \rightarrow q\bar{q}$ . Die Partonschauerentwicklung ist in Abb. 3.3 dargestellt. Die Verzweigungen werden über die Altarelli-Parisi-Gleichungen (s. Gl. 2.9) bestimmt. Bei jeder Verzweigung nimmt die Virtualität  $Q^2$  ab. Der Partonschauer endet, falls die minimale Parton-Masse  $Q_0$  erreicht wird.  $Q_0$  muß so gewählt werden, daß Störungsrechnung anwendbar ist. Weiterhin dient  $Q_0$  als Abschneideparameter für die kollinearen Singularitäten. Auch ein Teil der infraroten Singularitäten werden hierdurch unterdrückt. Der Cut-off liegt für Quarks ungefähr bei der jeweiligen Quarkmasse, für Gluonen bei einer fiktiven Gluonmasse, die so gewählt wird, daß das Gluon anschließend noch in ein  $q\bar{q}$ -Paar dissoziieren kann.

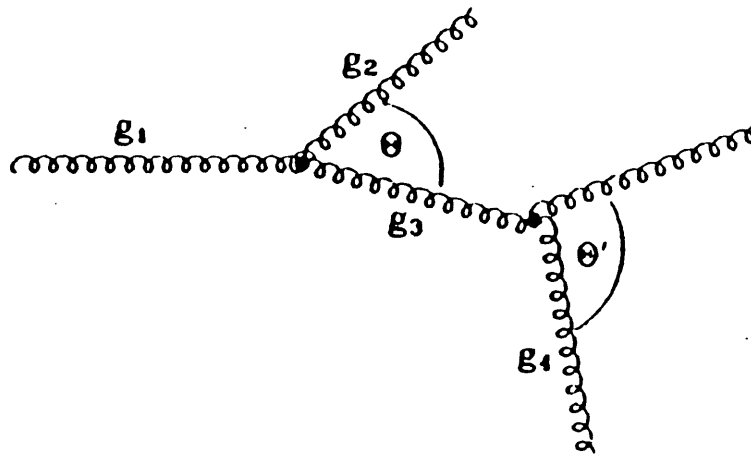


Abbildung 3.4: „Angular ordering“ bei der Abstrahlung von Partonen. Aus [POD88].

Durch die Abstrahlung von weichen Gluonen kommt es unter bestimmten Winkeln zu einer destruktiven Interferenz. Ein ähnlicher Effekt taucht in der QED bei der Emission eines weichen Photons von einem der Elektronen eines  $e^+e^-$ -Konversionspaares auf. Dort ist die Einschränkung des Abstrahlungswinkels als „Chudakov-Effekt“ bekannt. Anschaulich kann man sich dies anhand Abb. 3.4 klarmachen. Wir nehmen an, daß das Gluon  $g_4$  unter dem Winkel  $\theta' > \theta$  abgestrahlt wird. Aufgrund der Unschärferelation ist die Wellenlänge des Gluons  $g_4$  größer als der Abstand zu  $g_2$  und  $g_3$ . Das Gluon kann also die beiden Gluonen  $g_2$  und  $g_3$  nicht auflösen und kann dementsprechend nicht zwischen dem Gluon  $g_1$  und der Summe  $g_2 + g_3$  unterscheiden. Da die Wahrscheinlichkeit der Gluonemission schon bei  $g_1$  berücksichtigt wird, kann  $g_4$  nicht unter einem Winkel  $\theta' > \theta$  emittiert worden sein. Bei Berücksichtigung der infraroten Singularitäten wird die Partonabstrahlung weiterhin durch sukzessive Verzweigungen beschrieben, aber der vorhandene Phasenraum wird verkleinert und die Teilchen werden in bestimmte Winkelbereiche emittiert, z. B. bei zeitartigen Partonkaskaden wie in Abb. 3.4 nehmen die Emissionswinkel vom ersten bis

zum letzten abgestrahlten Gluon ab. Außerhalb dieser „angular ordered“-Bereiche führt die Kohärenz der verschiedenen Emissionsdiagramme in „leading order“ zu vollständiger destruktiver Interferenz.

## 3.2 Fragmentationsmodelle

Die zur Zeit erfolgreichsten Beschreibungen des Fragmentationsprozesses sind das String-Modell, welches von der LUND-Gruppe entwickelt wurde und das Cluster-Modell von Marchesini und Webber. Desweiteren gibt es noch das Independent-Fragmentation-Modell, welches als erstes erfolgreich in Monte-Carlo-Studien Verwendung fand. Heutzutage ist dieses Modell unpopulär geworden, da es gewisse Schwächen aufweist, auf die später eingegangen wird. Übersichten über diese Modelle sind in [GAR85, MÄT88, POD88, SJO88] zu finden.

### 3.2.1 Independent-Fragmentation

Das Independent Jet Modell (IF) basiert auf Annahmen von Field und Feynman [FEY78], die die Quarkfragmentation als einen hierarchischen Prozeß ansehen. Es wurde von Hoyer et al. [HOY79] und Ali et al. [ALI80] weiterentwickelt.

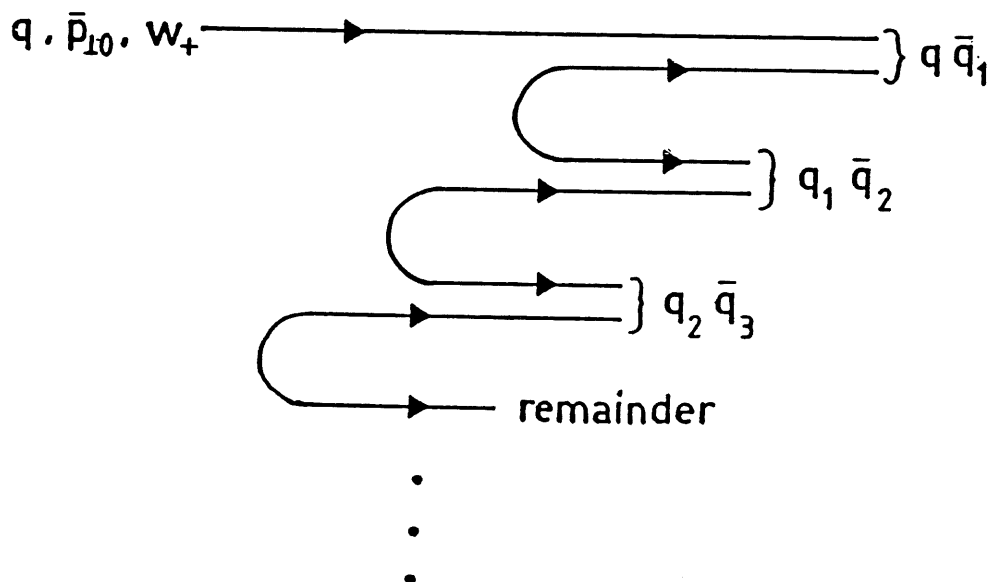


Abbildung 3.5: Meson-Erzeugung im Modell von Field und Feynman. Aus [GAR85].

Ausgangspunkt dieses Modells ist ein isoliertes Quark  $q_0$  mit der Energie  $E_0$  (s. Abb. 3.5). Im Farbfeld dieses Quarks wird ein  $q_i \bar{q}_i$ -Paar aus dem Vakuum erzeugt. Nun kann sich das Meson  $M_0(q_0 \bar{q}_i)$  bilden, welches den Anteil  $z$  der Energie  $E_0$  davonträgt. Dieses Meson nennt man „1st rank“ oder „leading particle“. Übrig bleibt das Quark

$q_i$  mit der Energie  $(1 - z)E_0$ . Jetzt kann wiederum im Feld dieses Quarks ein  $q_j\bar{q}_j$ -Paar erzeugt werden, und der Vorgang wiederholt sich. Dies dauert so lange an bis das  $n$ -te Quark  $q_n$  nicht mehr genügend Energie besitzt, um ein weiteres  $q\bar{q}$ -Paar zu erzeugen. Dieses  $n$ -te Quark wird entweder vernachlässigt oder aus den übriggebliebenen Quarks von verschiedenen Jets wird ein weiches Hadron gebildet. Das Grundpostulat dieses Schemas ist das sogenannte Rekursionsprinzip. Es besagt, daß der Jet, der durch das Quark  $q_i$  entsteht, die gleiche Struktur besitzt wie der Jet, der mit dem ursprünglichen Quark  $q_0$  verbunden ist, sofern man die unterschiedliche Energie berücksichtigt. Dieses Prinzip wird durch die Primärmesonenverteilungsfunktion  $F_i^h(z)$  in das Modell implementiert. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß das Quark  $q_i$  in das Hadron  $h$  zerfällt, welches den Energieanteil  $z$  erhält.  $F_i^h(z)$  erfüllt die Integralgleichung:

$$F_i^h(z) = f(z) + \int_z^1 \frac{d\eta}{\eta} f(1 - \eta) F_i^h\left(\frac{z}{\eta}\right) \quad (3.1)$$

$z = (E + p_{\parallel})$  : Bruchteil der ursprünglichen Quarkenergie, die auf das Meson übertragen wird.

$f(z)$  : Fragmentationsfunktion (Wahrscheinlichkeit, daß das „1st rank“-Meson den Energiebruchteil  $z$  erhält.)

$f(1 - \eta)$  : Wahrscheinlichkeit, daß der „Restjet“ den Energiebruchteil  $\eta$  erhält.

$F_i^h\left(\frac{z}{\eta}\right)$  : Wahrscheinlichkeit, daß der „Restjet“ ein Hadron mit dem Anteil  $\frac{z}{\eta}$  der ursprünglichen Quarkenergie erzeugt.

Für leichte Quarks ist  $z$  klein (s. Abb. 3.6), so daß  $F_i^h(z) \propto \frac{dz}{z}$  ist. Für die Fragmentationsfunktion erhält man dann die parabolische Lösung:

$$f(z) = 1 - \alpha + 3 \alpha (1 - z)^2 \quad (3.2)$$

Aus experimentellen Daten wurde  $\alpha \approx 0.88$  ermittelt. Für schwere Quarks gilt die Näherung nicht mehr, da Hadronen, die  $c$ - oder  $b$ -Quarks enthalten, einen größeren Anteil der ursprünglichen Energie wegtragen (s. Abb. 3.6). Nach Peterson et al. [PET83] gilt für schwere Quarks:

$$f(z) = \left[ z \left( 1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_i}{1 - z} \right) \right]^{-1} \quad (3.3)$$

$$\epsilon_{i=c,b} \sim \left( \frac{m_i}{M_i} \right)^2$$

$m_i$  = leichte Quarkmasse des Hadrons  $i$

$M_i$  = schwere Quarkmasse des Hadrons  $i$

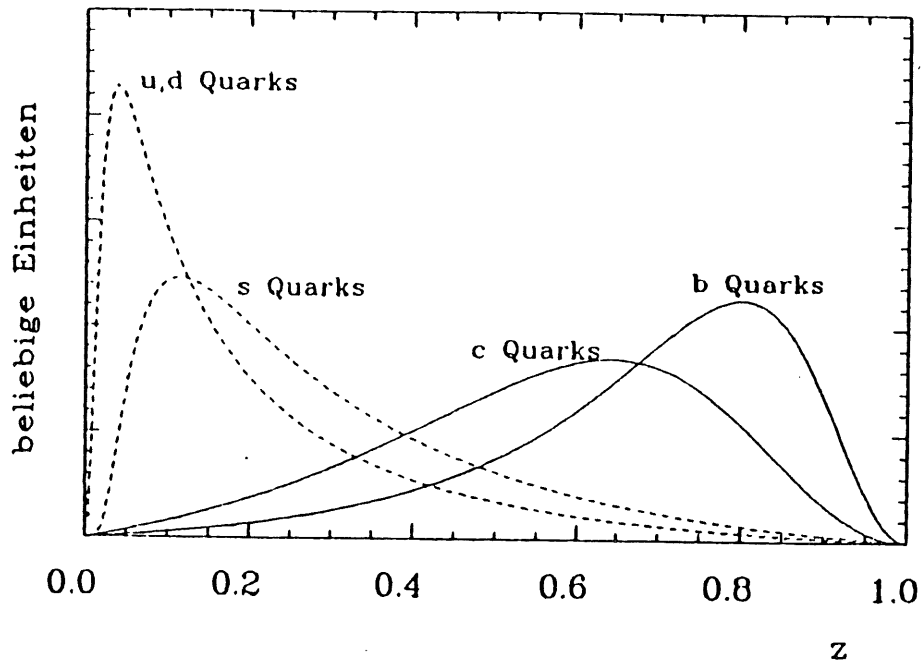


Abbildung 3.6: Fragmentationsfunktionen für leichte und schwere Quarks. Aus [POD88].

Vergleicht man die Vorhersagen des Field und Feynman Modells mit experimentellen Daten, so ergeben sich die folgenden Verhältnisse:

- Aufgrund der größeren Masse werden  $s\bar{s}$  und  $c\bar{c}$ -Paare nicht so häufig aus dem Vakuum erzeugt. Die Wahl des Flavours des  $q\bar{q}$ -Paares wird geregelt über das empirische Verhältnis:

$$u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c} : b\bar{b} = 1 : 1 : 0.33 : 10^{-11} : 0$$

- Das Verhältnis von Vektor- zu Pseudoskalarteilchen ergibt sich aus den möglichen Spineinstellungen zu:

$$r = \frac{3}{1}$$

- Die transversale Impulsverteilung der entstehenden Quarks und Antiquarks wird durch eine Gaußverteilung der Breite  $\sigma$  beschrieben.

$$\sigma = 350 \text{ MeV}$$

Sie ist eine Folge der Unschärferelation.

- Die Baryonproduktion wird bestimmt durch die Diquark-Antidiquark-Erzeugung. Das Verhältnis von Diquark- zu Quarkpaarerzeugung ist aufgrund der

unterschiedlichen Massen durch folgenden Faktor unterdrückt:

$$\frac{(qq)}{q} = 0.09$$

Im ursprünglichen Modell von Field und Feynman wird nur die Fragmentation eines isolierten Quarks beschrieben. Eine Modifikation des Modells ist die Gluonfragmentation. Hierbei spaltet das Gluon in ein  $q\bar{q}$ -Paar auf, wobei die Flavorquantenzahlen

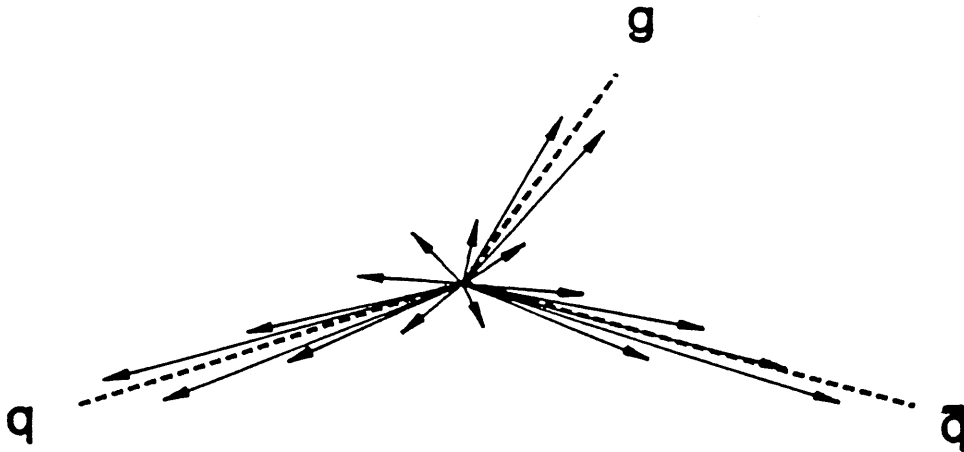


Abbildung 3.7: *Drei Jet Ereignis im IF-Modell. Die Pfeile geben die Richtung der Impulse der Hadronen an; die gestrichelten Linien die Impulsrichtung der Partonen. Aus [GAR85].*

$u, d, s$  mit derselben Wahrscheinlichkeit vorkommen. Je nach verwendetem Schema wird entweder die gesamte Gluonenergie auf ein Quark übertragen (d. h. Gluonfragmentation  $\equiv$  Quarkfragmentation) oder die Energie wird nach den Altarelli-Parisi-Gleichungen (s. Gl. 2.9) auf die Quarks verteilt.

Mit Hilfe des IF-Modells werden experimentelle Daten gut beschrieben. Es treten aber auch einige Probleme auf. Innerhalb des Modells werden Korrelationen zwischen den Jets nicht mitberücksichtigt. Somit kann der „String-Effekt“ [PET80], der im nächsten Abschnitt erläutert wird, nicht reproduziert werden. Außerdem ist das Modell nicht lorentz-invariant und die Flavor-, Energie-, und Impulserhaltung folgt nicht automatisch, sondern wird in der Regel nach der Fragmentation wiederhergestellt.

### 3.2.2 String-Fragmentation

Ausgangspunkt des String-Fragmentations-Modells (SF) ist das Farbfeld, welches sich zwischen  $q\bar{q}$ -Paaren ausbildet. Dies wird als „String“ aufgefaßt, der ein masseloses, relativistisches Gebilde ohne transversalen Freiheitsgrad ist (s. Abb. 3.8). Er

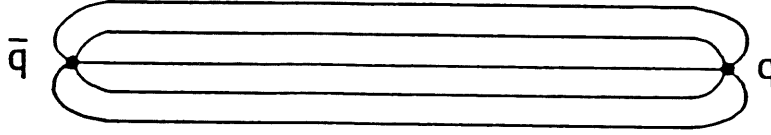


Abbildung 3.8: Farbfeldlinien zwischen einem Quark und einem Antiquark. Aus [SJO88].

beschreibt den Energie- und longitudinalen Impulsfluß zwischen zwei Partonen. Die Energie, die in einem String enthalten ist, ist proportional zur Länge.

$$U = \kappa l \quad (3.4)$$

wobei die Konstante  $\kappa$  aus der Untersuchung von Charmonium- und Bottomoniumspektren zu  $\kappa \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm} \approx 0.2 \text{ GeV}^2$  bestimmt wurde.

Die Stringfragmentation beruht auf dem Modell von Artru und Mennessier [ART74]. Die Kinematik ist in Abb. 3.9 im Raum-Zeit-Diagramm zu sehen. Das Quark  $q_0$  und das Antiquark  $\bar{q}_0$ , welche bei  $z = t = 0$  erzeugt werden, bewegen sich in entgegengesetzte Richtung. Schließlich ist die potentielle Energie des Strings so groß, daß es energetisch günstiger ist, wenn der String aufbricht und bei  $x(t_1, z_1)$  das  $q_1\bar{q}_1$ -Paar erzeugt. Dies geschieht typischerweise bei einer Entfernung zwischen den Quarks von 2 - 5 fm. Analog zur Kopplung eines gleichförmigen konstanten elektrischen Feldes an ein Teilchen, läßt sich die  $q\bar{q}$ -Paar Erzeugung als Tunnelprozeß verstehen mit der Tunnelwahrscheinlichkeit:

$$\exp\left(-\frac{\pi m_{\perp}^2}{\kappa}\right) = \exp\left(-\frac{\pi m^2}{\kappa}\right) \exp\left(-\frac{\pi p_{\perp}^2}{\kappa}\right) \quad (3.5)$$

$$m_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2} \quad : \text{ transversale Masse des erzeugten } q\bar{q}\text{-Paares}$$

Der Faktor  $\exp(-\frac{\pi m^2}{\kappa})$  gibt die Unterdrückung von  $s\bar{s}$  und  $c\bar{c}$ -Paaren aus dem Vakuum an und macht Vorhersagen für die Baryonproduktion. Es bilden sich nun Strings zwischen  $q_0\bar{q}_1$  und  $q_1\bar{q}_0$  aus, die wiederum aufbrechen und weitere  $q_i\bar{q}_i$ -Paare bei  $x(t_i, z_i)$  bilden. An den Kreuzungspunkten der Quarks  $q_i$  und  $\bar{q}_{i+1}$  im Raum-Zeit-Diagramm bilden sich die Hadronen. Dieser Prozeß dauert so lange bis die potentielle Energie im String nicht mehr ausreicht, um noch weitere  $q\bar{q}$ -Paare zu erzeugen. Die im Meson  $M_j$  enthaltenen Quarks führen dann im Raum-Zeit-Diagramm Oszillationen um ihren Schwerpunkt aus. Die Energie und der Impuls der Hadronen ist gegeben durch:

$$E(q_i, \bar{q}_{i+1}) = \kappa (z_{i+1} - z_i) \quad (3.6)$$

$$p(q_i, \bar{q}_{i+1}) = \kappa (t_{i+1} - t_i) \quad (3.7)$$

Um ein Hadron der Masse  $m$  zu bilden, müssen aus Energie- und Impulserhaltungsgründen die Punkte, an denen der String aufbricht, auf einer Hyperbel im



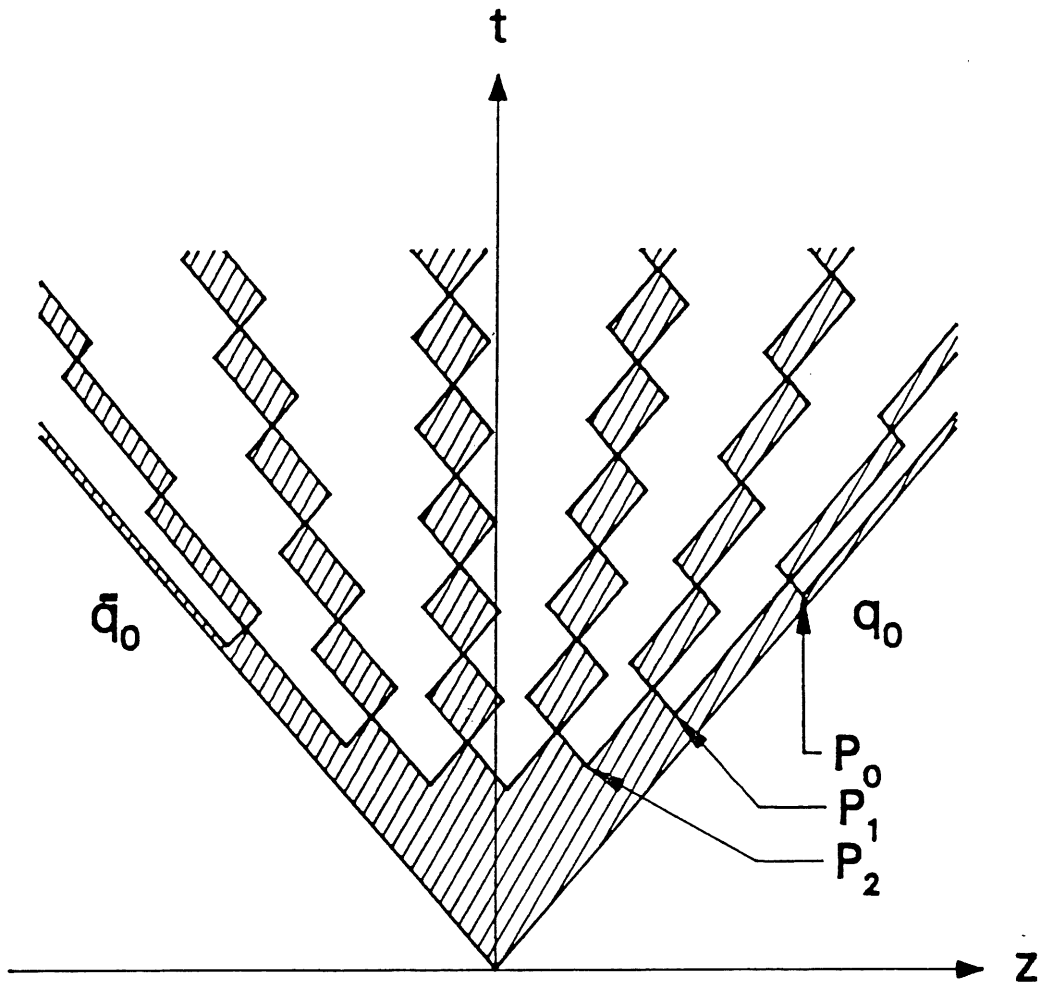


Abbildung 3.9: Raum-Zeit-Diagramm eines  $q\bar{q}$ -Paares im String-Modell. Aus [GAR85].

Raum-Zeit-Diagramm liegen, mit:

$$(z_{i+1} - z_i)^2 - (t_{i+1} - t_i)^2 = \frac{m^2}{\kappa^2} \quad (3.8)$$

Für die Fragmentationsfunktion ergibt sich aufgrund der eindimensionalen Gleichförmigkeit:

$$f(z) = z^{-1} \exp \frac{-b m_{\perp}^2}{z} \quad (3.9)$$

Verlangt man zusätzlich Links-Rechts-Symmetrie, so erhält man die symmetrische Fragmentationsfunktion:

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \exp \frac{-b m_{\perp}^2}{z} \quad (3.10)$$

$$z = \frac{(E + p_{||})_{Mf}}{(E + p_{||})_q}$$

Die Lichtkegelvariable  $z$  ist invariant unter einer longitudinalen Lorentztransformation. Die Parameter  $a$  und  $b$  werden aus experimentellen Daten bestimmt. Diese Funktion genügt dem Rekursionsprinzip und gilt auch für schwere Quarks. Bei der Hadronisation schwerer Quarks werden experimentelle Daten aber durch die Fragmentationsfunktion von Peterson et al. (s. Gl. 3.3) besser beschrieben.

Im SF-Modell bleiben die Quantenzahlen (Energie, Impuls, Flavor ...) an jeder Stelle des Fragmentationsprozesses erhalten. Desweiteren ist der Prozeß lorentz-invariant. Die „phänomenologischen“ Parameter dieses Modells sind dieselben wie bei der IF:

- Unterdrückung der schweren Quarks:  
 $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c} : b\bar{b} = 1 : 1 : 0.33 : 10^{-11} : 0$
- Breite des  $p_t$ -Spektrums der erzeugten Hadronen:  $\sigma_q = 350 \text{ MeV}$
- Verhältnis von Vektor- zu Pseudoskalarteilchen:  $r = \frac{3}{1}$
- Diquark zu Quark-Rate:  $\frac{(qq)}{q} = 0.09$

In Abb. 3.10 ist die Gluonfragmentation dargestellt. Ein Gluon wird als Anregung des Strings verstanden. Er wird gewöhnlich als „Knick“ auf dem String dargestellt.

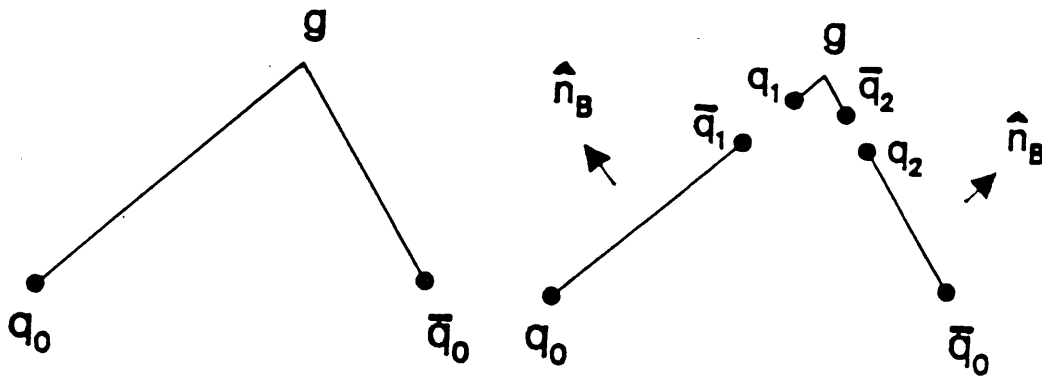


Abbildung 3.10: Gluonfragmentation im LUND Modell. Aus [GAR85].

Entlang der Stringstücke entstehen  $q\bar{q}$ -Paare, so daß der „Knick“ auf ein Feldsegment isoliert wird, wobei dieses Segment die Masse eines physikalischen Teilchens haben muß. Die verbliebenen Stringstücke zerfallen nun jeweils in ihrem Ruhesystem d. h. bezogen auf das Laborsystem sind sie in Bewegung. Der damit verbundene Lorentzboost führt zu einer asymmetrischen Teilchenverteilung. Dies ist in Abbildung 3.11 zu sehen. Man findet eine größere Teilchendichte zwischen den Quark- und

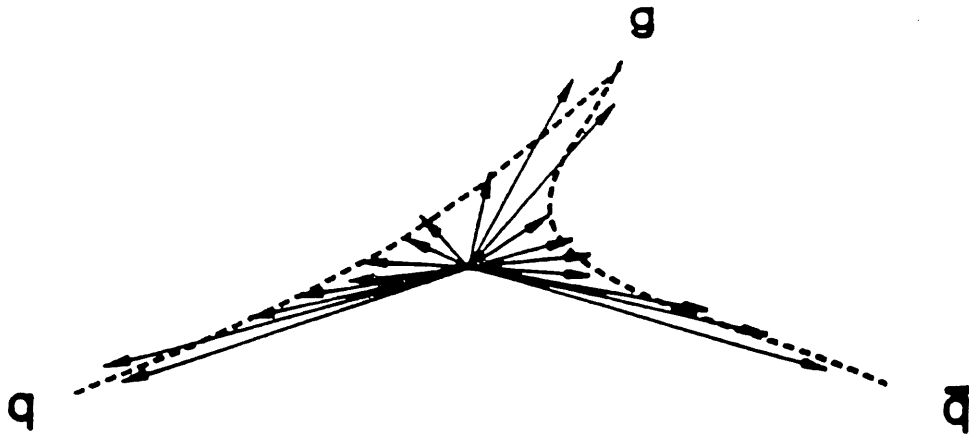


Abbildung 3.11: *Drei Jet Ereignis im SF-Modell. Die Pfeile geben die Richtung der Impulse der Hadronen wieder. Die gestrichelte Linie repräsentiert den Verlauf der Strings zwischen den Partonen. Aus [GAR85].*

Gluon-Jets als zwischen den Quark-Jets. Dies wird als „String-Effekt“ bezeichnet. Er wurde erstmals 1980 von der JADE-Kollaboration beobachtet [PET80]. Dieser Effekt kann durch das IF-Modell nicht reproduziert werden. Wie in Abb. 3.7 dargestellt, ist im IF-Modell die Teilchendichte zwischen den Quark- und Gluonjet genauso groß wie zwischen den Quarkjets.

### 3.2.3 Cluster-Fragmentation

Bei der Cluster-Fragmentation müssen als erstes die an dem „physikalischen“ Prozeß beteiligten Gluonen in  $q\bar{q}$ -Paare zerfallen. Anschließend bilden sich aus benachbarten Quarks und Antiquarks farbneutrale Cluster. Dies wird als „Preconfinement“ bezeichnet. Ein Cluster kann als String betrachtet werden, der zwischen den beiden Quarks des Systems gespannt ist. Ist die Clustermasse größer als die maximal zulässige Masse  $M_{Clust}^{max}$ , zerfällt das System über  $q\bar{q}$ -Erzeugung in zwei Cluster. Dieses Aufspalten ist notwendig, da der Ansatz des Clusterzerfalls für große Massen ungültig ist. Bottom- und Topquarks zerfallen erst über die schwache Wechselwirkung (s. Abb. 3.13), bevor die endgültigen Cluster gebildet werden, d. h. die Farbsingulets, die anschließend in die Hadronen fragmentieren, enthalten nur u, d, s oder c-Quarks. Hierbei zerfällt jedes dieser Systeme isotrop entsprechend dem verfügbaren Phasenraum und den möglichen Resonanzen. Dabei wird ein Quarkpaar oder ein Diquarkpaar über ein statistisches Modell erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der verschiedenen Flavor wird über die Quarkmassen geregelt. Die wichtigsten Parameter dieses Modells sind:

- Skalenparameter  $\Lambda_{QCD}$

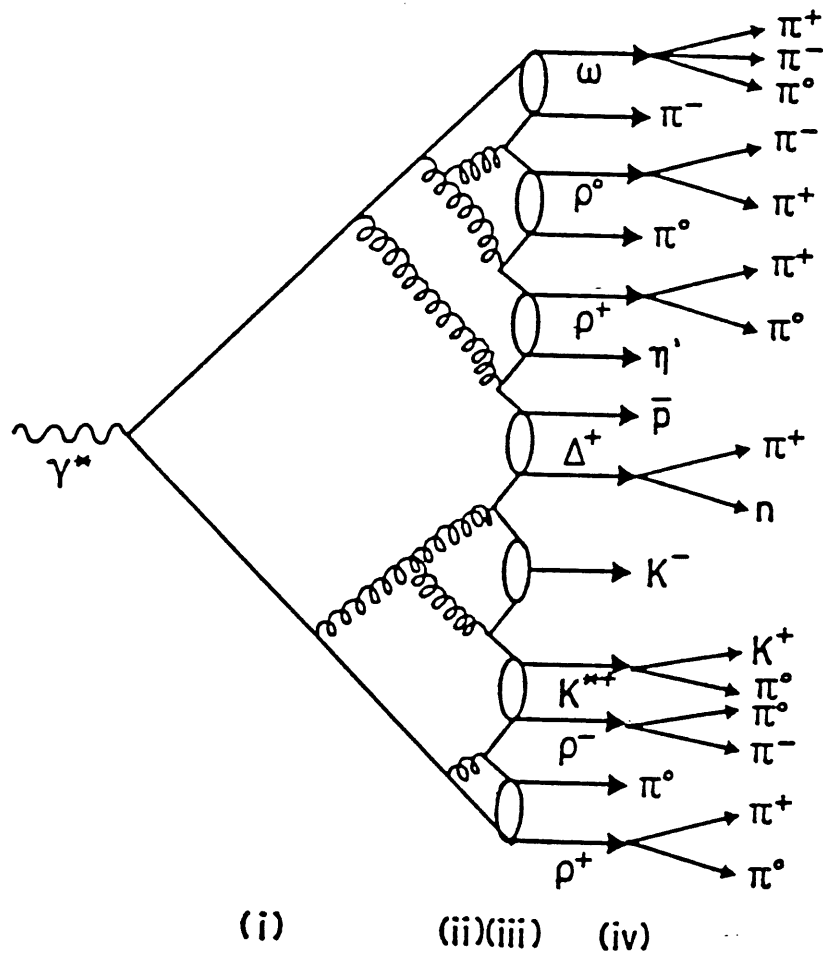


Abbildung 3.12: Der Clusterzerfall: (i) Schauer-Entwicklung, (ii) erzwungene Gluonaufspaltung  $g \rightarrow q\bar{q}$ , (iii) Clusterbildung und (iv) Clusterzerfälle. Aus [SJO88].

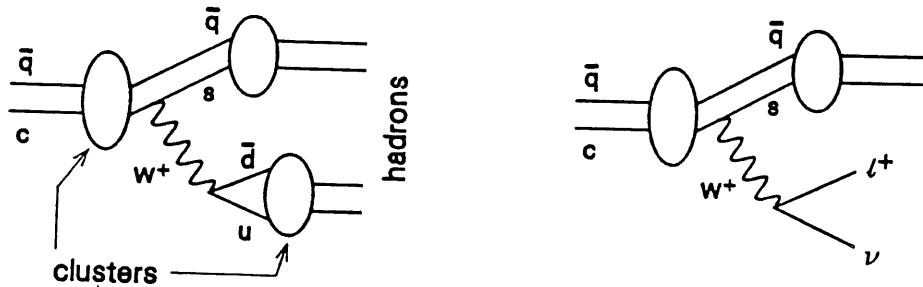


Abbildung 3.13: Zerfall von schweren Quarks über die schwache Wechselwirkung. Aus [GAR85].

- minimale Masse  $Q_0$

- maximale Clustermasse  $M_{Clust}^{max}$
- Quarkmassen  $m_q$

Dieses Modell benötigt keine phänomenologischen Parametrisierungen wie die Fragmentationsfunktion und weniger Annahmen als das IF- oder SF-Modell. Der String-Effekt wird durch Interferenz weicher Gluonen (s. Abb. 3.11) erzeugt. Es ist das einzige Modell, in dem der Transversalimpuls der Hadronen langsam mit der Schwerpunktsenergie steigt.

# Kapitel 4

## Erzeugung schwerer Quarks

In diesem Kapitel werden als erstes die kinematischen Größen der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung (engl.: deep inelastic scattering (DIS)) erläutert. Anschließend werden die wichtigsten Prozesse zur Erzeugung von schweren Quarks in Elektron-Proton-Kollisionen vorgestellt.

### 4.1 Tiefinelastische Streuung

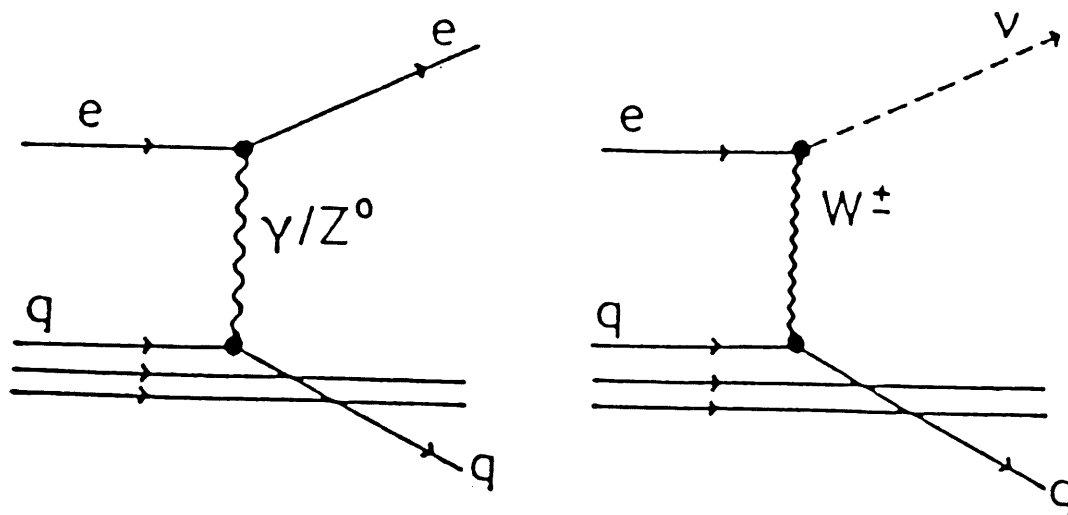


Abbildung 4.1: Feynman-Graphen der DIS der Ordnung  $(\alpha^2)$  im neutralen und geladenen Strom. Aus [ING87].

Die Feynman-Graphen der tiefinelastischen ep-Streuung in niedrigster Ordnung ( $O(\alpha^2)$ ) sind in Abbildung 4.1 zu sehen. Der Vorgang lässt sich mit Hilfe des Quark-Parton-Modells (QPM) beschreiben. In diesem Modell wird das Proton als ein System aus drei Partonen mit drittelzahliger Ladung beschrieben. Das Elektron strahlt

virtuelle Photonen,  $Z^0$  oder  $W^-$ -Bosonen ab, welche mit einem der Partonen des Protons wechselwirken können, wobei die restlichen Partonen nicht beeinflusst werden. Die Emission von  $Z^0$ - oder  $W^-$ -Bosonen ist allerdings aufgrund ihrer hohen Masse stark unterdrückt. Handelt es sich bei dem Austauscheteilchen um ein neutrales Teilchen ( $\gamma, Z^0$ ), so spricht man von einem Ereignis des neutralen Stroms (engl.: neutral current (NC)):

$$e^- + q \rightarrow e^- + q \quad (4.1)$$

Wird ein geladenes Teilchen ( $W^\pm$ ) ausgetauscht, so handelt es sich um ein Ereignis des geladenen Stroms (engl.: charged current (CC)):

$$e^- + q \rightarrow \nu_e + q'$$

Hierbei muß sich aufgrund der Ladungserhaltung der Flavor des gestreuten Quarks ändern.

Die wichtigsten kinematischen Größen dieser Reaktionen sind in Tabelle 4.1 zu finden. Die Kinematik wird durch drei unabhängige Variablen festgelegt. Ein Freiheitsgrad fällt allerdings weg, da die Schwerpunktsenergie durch den Beschleuniger vorgegeben ist. Die kinematischen Größen hängen bei Vernachlässigung der Elektron- und Protonmasse durch folgende Beziehungen voneinander ab:

$$\begin{aligned} Q^2 &= s x y \\ W^2 &= s y (1 - x) = \frac{1 - x}{x} Q^2 \end{aligned}$$

Der Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Streuung läßt sich über folgende Formel berechnen:

$$\sigma(Q) = \sum_q V_{Qq}^2 \sigma(q)$$

mit

$\sigma(Q)$  : Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung eines Quarks mit Flavor Q

$V_{Qq}$  : Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrixelement (CKM) für den Übergang eines Quarks mit Flavor q in ein Quark mit Flavor Q

Aufgrund der kleinen Mischungswahrscheinlichkeit zwischen leichten und schweren Quarks [GIL90]:

$$\begin{aligned} |V_{cd}| &= 0.204 \pm 0.017 \\ |V_{ub}| &= 0.005 \pm 0.003 \end{aligned}$$

ist der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von schweren Quarks in niedrigster Ordnung vernachlässigbar klein.

Größe	Bezeichnung der Größe
$E_p; M$	Energie und Masse des Protons
$P$	Viererimpuls des einlaufenden Protons
$l$	Viererimpuls des einlaufenden Elektrons
$l'$	Viererimpuls des gestreuten Leptons
$E = \frac{P \cdot l}{M}$	Energie des einlaufenden Elektrons im Laborsystem
$E' = \frac{P \cdot l'}{M}$	Energie des gestreuten Leptons im Laborsystem
$\Theta$	Streuwinkel des Leptons im Laborsystem ( $\Theta$ bezieht sich auf die Protonenrichtung)
$q = l - l'$	Viererimpulsübertrag vom Elektron zum Proton
$\nu = \frac{P \cdot q}{M} = E - E'$	Energieübertrag im Laborsystem
$Q^2 = -q^2 = 4 E E' \sin^2 \left( \frac{\Theta}{2} \right)$	Quadrat des Viererimpulsübertrages
$W^2 = (P + q)^2$	Invariantes Massenquadrat der Hadronen im Endzustand
$x = \frac{Q^2}{2 P \cdot q}$	Bjorkens SkalenvARIABLE ( $0 \leq x \leq 1$ ): Bruchteil des Viererimpulses des Protons, welches an der Wechselwirkung teilnimmt
$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot l} = \frac{W^2 + Q^2}{s}$	Energieübertrag ( $0 \leq y \leq 1$ ): relativer Energieverlust des Elektrons bei der Wechselwirkung im Ruhesystem des Protons
$s = (l + P)^2 \approx 4 E_p E_e$	Quadrat der Schwerpunktsenergie

Tabelle 4.1: *Kinematische Größen der Elektron-Proton-Streuung*

## 4.2 Boson-Gluon-Fusion

Die größte Quelle für die Erzeugung von schweren Quarks bei HERA ist die Boson-Gluon-Fusion (BGF). Die entsprechenden Feynman-Graphen sind in Abbildung 4.2



dargestellt. Dies ist ein Prozeß der Ordnung  $O(\alpha_s\alpha^2)$ , d. h. ein Prozeß in niedrigster

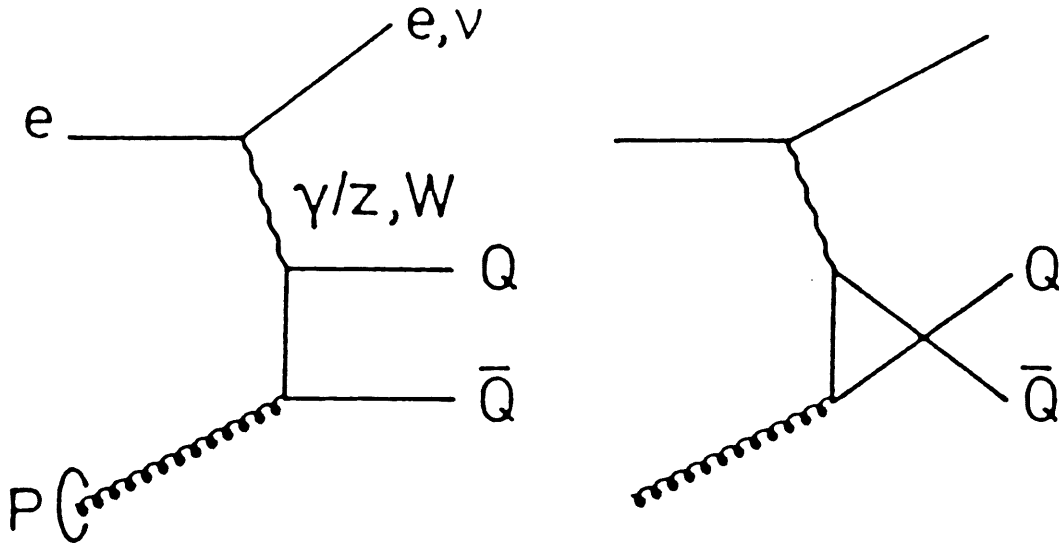


Abbildung 4.2: Feynman-Graphen niedrigster Ordnung für den Prozeß der Boson-Gluon-Fusion in schwere Quarks. Aus [ALI88].

Ordnung, in dem QCD-Effekte auftreten können. Hierbei spaltet ein Gluon (mit Viererimpuls  $g$ ), welches vom Proton abgestrahlt wurde, in ein schweres Quark-Antiquark-Paar auf. Handelt es sich um ein Ereignis des neutralen Stroms,

$$e(l_e) + p(P) \rightarrow e'(l') + Q_f(p_f) + \overline{Q}_f(p'_f) + X \quad (4.2)$$

so haben das erzeugte Quark und Antiquark denselben Flavor. Der Anteil der Ereignisse, bei dem das Austauschboson ein  $Z^0$ -Teilchen oder eine  $\gamma/Z^0$ -Interferenz ist, ist vernachlässigbar klein. Der Prozeß wird durch den Austausch von Photonen dominiert. Wie man in Abbildung 4.3 sehen kann, ist in den meisten Fällen  $Q^2 \approx 0$ , d. h. die Photonen sind „quasireell“. Daher spricht man bei der Boson-Gluon-Fusion auch von direkter Photoproduktion. Bei einem Ereignis des geladenen Stroms

$$e(l_e) + p(P) \rightarrow \nu(l') + Q_f(p_f) + \overline{Q}'_f(p'_f) + X \quad (4.3)$$

müssen die erzeugten Quarks aufgrund der Ladungserhaltung unterschiedliche Flavor haben. Im Vergleich zu Ereignissen des neutralen Stromes ist der Wirkungsquerschnitt vernachlässigbar klein.

Der Prozeß der Boson-Gluon-Fusion ist durch fünf Freiheitsgrade gekennzeichnet. Zur Charakterisierung der Ereignisse werden die kinematischen Variablen der tiefinelastischen Streuung übernommen. Dadurch können aber nur zwei unabhängige Variablen festgelegt werden. Die weiteren Parameter sind:

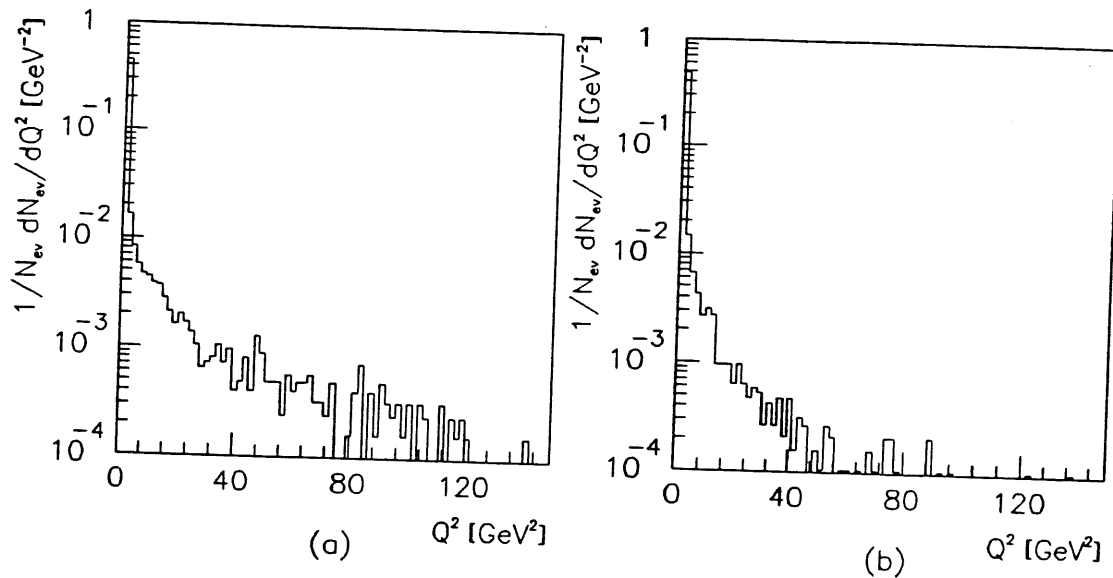


Abbildung 4.3:  $Q^2$ -Verteilung für (a)  $b\bar{b}$ - und (b)  $c\bar{c}$ -Ereignisse

- der Impulsbruchteil  $x_g$  des Gluons vom Proton.

$$g = x_g P$$

Wahlweise kann man die Mandelstamvariable  $\hat{s}$  verwenden, welche das invariante Massenquadrat des Quark-Antiquark-Untersystems angibt.

$$\begin{aligned} \hat{s} &= (p_f + p'_f)^2 \\ &= Q^2 \frac{x_g - x}{x} \end{aligned}$$

- der Winkel zwischen der  $Q\bar{Q}$ -Achse und der Boson-Gluon-Achse im Boson-Gluon-Schwerpunktsystem.

$$z = \frac{P \cdot p_f}{P \cdot q}$$

- der Azimutwinkel zwischen der Lepton und Hadronebene im Boson-Gluon-Schwerpunktssystem,

$$\cos \phi = \frac{(\vec{p} \times \vec{l}_e) \cdot (\vec{p} \times \vec{p}_f)}{|\vec{p} \times \vec{l}_e| |\vec{p} \times \vec{p}_f|}$$

Hierbei ist  $\vec{p}$  der Impuls des Gluons.

Ein Satz von unabhängigen Variablen ist demnach:

$$y, Q^2, x_g, z, \phi$$

Den Wirkungsquerschnitt für die BGF erhält man durch Integration des Wirkungsquerschnittes für den Prozeß  $eg \rightarrow e'Q\bar{Q}$  multipliziert mit der Gluondichte im Proton (s. Kap. 2.3.3).

$$\sigma(ep \rightarrow Q\bar{Q}X) = \int dy \int dQ^2 \int dx_g \int dz \int d\phi g(x_g, M_g^2) \hat{\sigma}(y, Q^2, x_g, z, \phi) \quad (4.4)$$

- $g(x_g, M_g^2)$  : Gluondichte im Proton  
 $M_g^2$  : verwendete Massenskala in  $g(x_g, M_g^2)$   
 $\hat{\sigma}$  : Wirkungsquerschnitt für den Prozeß  $eg \rightarrow e'Q_f\bar{Q}_{f'}$

Für die kinematischen Grenzen ergeben sich nach [ALI88]:

$$y_{max,min} = \frac{s + W_1^2 \pm \sqrt{(s - W_1^2)^2 - 4m_e^2 W_1^2}}{2(s + m_e^2)} \quad (4.5)$$

$$W_1^2 = (m_f + m_{f'} + m_p)^2 - m_p^2 \quad (4.6)$$

$$Q_{min}^2 = m_e^2 \frac{y^2}{1-y} \quad (4.7)$$

$$Q_{max}^2 = ys - W_1^2 \quad (4.8)$$

$$x_{g,min} = \frac{(m_f + m_{f'})^2 + Q^2}{ys} \quad (4.9)$$

$$x_{g,max} = 1 \quad (4.10)$$

$$z_{max,min} = \frac{\hat{s} + m_f^2 - m_{f'}^2 \pm \sqrt{(\hat{s} - m_f^2 - m_{f'}^2)^2 - 4m_f^2 m_{f'}^2}}{2\hat{s}} \quad (4.11)$$

$$\phi_{min} = 0 \quad (4.12)$$

$$\phi_{max} = 2\pi \quad (4.13)$$

Die Berechnung des Integrals 4.4 wird in [SCH88] durchgeführt. Dabei werden bei der Rechnung die Massen der schweren Quarks und die elektroschwache Struktur der Wechselwirkung mitberücksichtigt.

Die BGF wird durch den Photonaustausch bei kleinen  $Q^2$ -Werten dominiert. Der Wirkungsquerschnitt läßt sich auch über die „equivalent photon approximation“ (EPA) berechnen. Hierbei vernachlässigt man den Beitrag der virtuellen skalaren Photonen und nimmt an, daß die Photonen „on-mass-shell“ (d. h.  $Q^2 \rightarrow 0$ ) sind. Der Wirkungsquerschnitt kann somit in zwei Prozesse faktorisiert werden:

- Wahrscheinlichkeit für das Aussenden eines quasireellen Photons vom Elektron ( $e \rightarrow e'\gamma$ )
- Wirkungsquerschnitt  $\hat{\sigma}_\gamma(\hat{s})$  der Gamma-Gluon-Fusion ( $\gamma g \rightarrow Q_f\bar{Q}_{f'}$ ) (s. Anhang B).

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/(dQ^2 dy)$  für  $e \rightarrow e'\gamma$  lautet [COU91]:

$$\frac{d\sigma(e \rightarrow e'\gamma)}{dQ^2 dy} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1 + (1-y)^2}{y} \frac{1}{Q^2} + \frac{m_e^2}{Q^4} \quad (4.14)$$

Integration über  $Q^2$  und  $y$  liefert für  $\sigma(ep \rightarrow e'Q\bar{Q})$ :

$$\sigma(ep \rightarrow e'Q\bar{Q}) = \int_{y_{\min}}^1 dy \int_{Q_{\min}^2}^{Q_{\max}^2} dQ^2 \frac{d\sigma(e \rightarrow e'\gamma)}{dQ^2 dy} \int_{x_{g,\min}}^1 dx_g g(x_g, M_g^2) \hat{\sigma}_\gamma(\hat{s} = yx_g s) \quad (4.15)$$

Integriert man  $d\sigma(e \rightarrow e'\gamma)/(dQ^2 dy)$  über  $Q^2$ , so erhält man die Wahrscheinlichkeit  $P_\gamma(y)$ , ein Photon mit Bruchteil  $y$  vom Elektronimpuls im Elektron zu finden. Vernachlässigt man Terme der Ordnung  $O(m_e^2)$ , so erhält man:

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

Nimmt man weiterhin an, daß es sich um reelle Photonen handelt (d. h.  $Q^2 = 0$ ), die in die  $\gamma g$ -Fusion einlaufen, so erhält man die „Weizsäcker-Williams-Näherung“<sup>1</sup> (WWA). Für  $Q^2 = 0$  vereinfachen sich die Ausdrücke für  $y$  und  $x_g$  zu:

$$y = \frac{W^2}{s}$$

$$x_g = \frac{\hat{s}}{y s}$$

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma(ep \rightarrow e'Q\bar{Q})$  berechnet sich nach:

$$\sigma(ep \rightarrow e'Q\bar{Q}) = \int_{y_{\min}}^1 dy P_\gamma(y) \int_{x_{g,\min}}^1 dx_g g(x_g, M_g^2) \hat{\sigma}_\gamma(\hat{s} = yx_g s) \quad (4.16)$$

$$y_{\min} = \frac{(m_f + m_{f'} + m_p)^2}{s}$$

$$x_{g,\min} = \frac{(m_f + m_{f'})^2}{y s}$$

Die Grenzen der Anwendbarkeit der EPA und WWA sind in Abb. 4.4 aufgezeigt. Dort ist der Wirkungsquerschnitt für  $c\bar{c}$ -Ereignisse als Funktion des Abschneideparameters  $Q_{\max}^2$  aufgetragen. Man erkennt, daß die EPA eine gute Näherung ist. Die Abweichung des Wirkungsquerschnittes von den exakten Werten liegt bei einigen Prozent. Ab  $Q_{\max}^2 \approx 10 \text{ GeV}$  nimmt die Steigung  $d\sigma/dQ^2$  ab und man erhält

<sup>1</sup>In der Literatur wird oftmals nicht zwischen der EPA und WWA unterschieden und beide Näherungen als WWA bezeichnet. In dieser Arbeit ist bei Benutzung der WWA immer die „kollineare“ Näherung ( $Q^2 = 0$ ) gemeint.

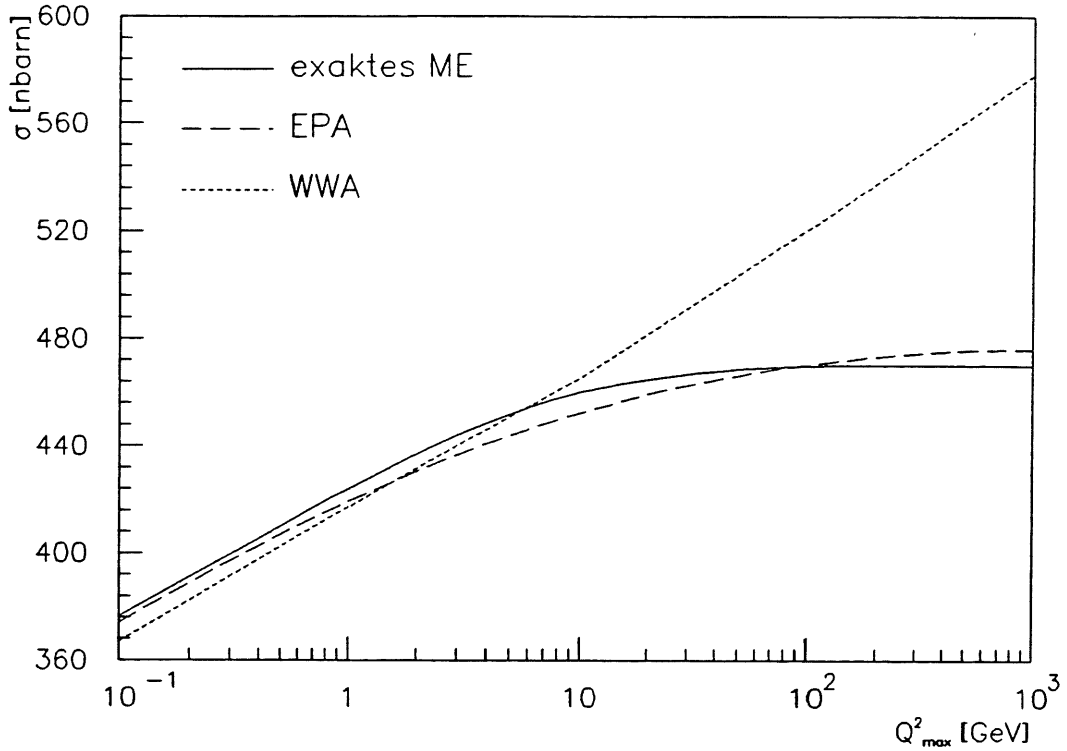


Abbildung 4.4: Abweichung der WWA und EPA vom exakten ME. Die Wirkungsquerschnitte für den Prozeß  $eg \rightarrow e'c\bar{c}$  sind als Funktion von  $Q^2_{max}$  aufgetragen. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma(Q^2_{max})$ , den man bei Verwendung des exakten ME erhält, wurden mit dem AROMA-Generator (s. Kap. 5.1.1) ermittelt. Bei den anderen beiden Kurven wurde für das ME der  $\gamma g$ -Fusion die Formel aus Anhang B benutzt.

einen flachen Verlauf von  $\sigma(Q^2_{max})$ , falls man das exakte ME oder die EPA verwendet. Dies ist eine Folge der kinematischen Einschränkungen. Bei hohen  $Q^2$ -Werten kann es vorkommen, daß

$$x_{g,min} = \frac{(m_f + m_{f'})^2 + Q^2}{ys} > 1$$

ist, und somit ein unphysikalisches Ereignis liefern würde. Der Beitrag hoher  $Q^2$ -Werte zum totalen Wirkungsquerschnitt wird also entsprechend kleiner. Benutzt man die WWA, so ist der Wirkungsquerschnitt  $\sigma(\gamma g \rightarrow Q\bar{Q})$  unabhängig von  $Q^2$ . Die einzige  $Q^2$ -Abhängigkeit steckt in  $\sigma(e \rightarrow e'\gamma)$ . Somit ist

$$\sigma(eg \rightarrow e'Q\bar{Q}) \propto P_\gamma(y) \propto \ln Q^2_{max}$$

und der Wirkungsquerschnitt für die  $\gamma g$ -Fusion steigt auch bei großen  $Q^2$ -Werten weiterhin an. Ab  $Q^2 > 10 \text{ GeV}$  ist die Annahme, daß es sich um ein quasireelles Photon handelt, nicht mehr aufrecht zu erhalten und die WWA wird ungültig. Nimmt

man  $Q_{max}^2 = 10000$  an und vergleicht die Wirkungsquerschnitte mit den Wirkungsquerschnitten, die über die EPA berechnet wurden, so erhält man für  $b\bar{b}$ -Ereignisse Abweichungen von ca. 35 % und für  $c\bar{c}$ -Ereignisse von ca. 45 %.

Korrekturen der Ordnung  $O(\alpha_s)$  zur BGF liefern die Prozesse

$$\gamma g \rightarrow Q \bar{Q} g$$

und

$$\gamma q \rightarrow Q \bar{Q} q.$$

Die zugehörigen Feynmangraphen sind in Abbildung 4.5 zu sehen. Diese Prozesse

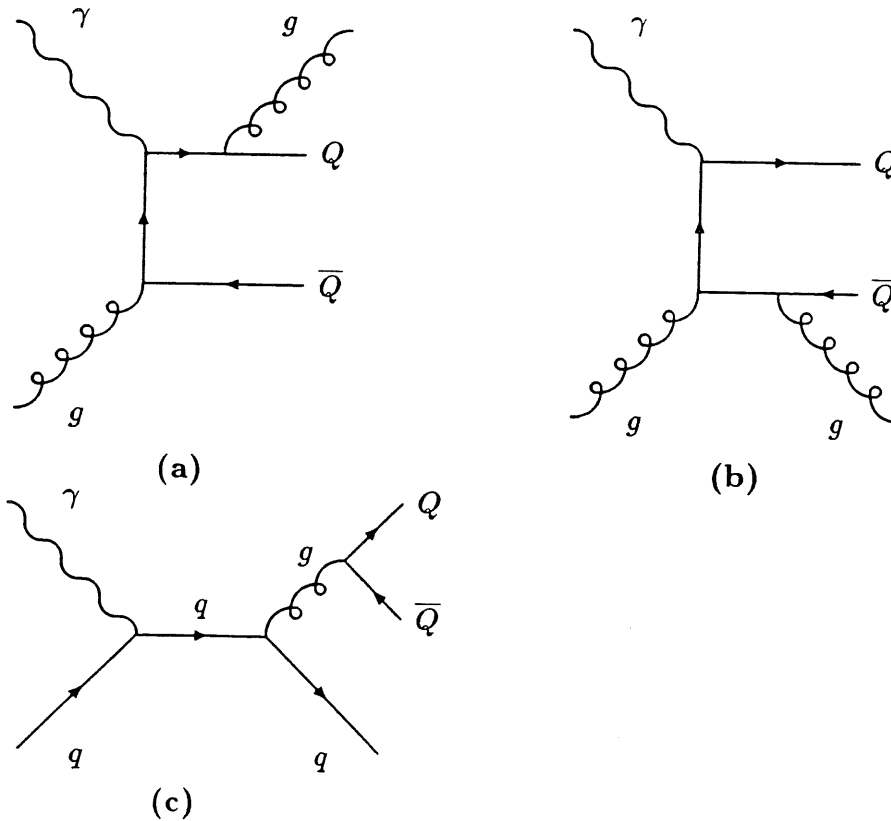


Abbildung 4.5: Korrekturen der Ordnung  $O(\alpha_s)$  zur BGF: (a) und (b):  $\gamma g \rightarrow Q \bar{Q} g$ ; (c):  $\gamma q \rightarrow Q \bar{Q} q$ .

liefern zusätzliche Beiträge zum totalen Wirkungsquerschnitt. Die Wirkungsquerschnitte wurden von Ellis und Kunszt [ELL88] mit der WWA berechnet. Zur Vermeidung von Divergenzen wurde für das schwere Quarksystem ein Mindesttransversalimpuls von  $p_{\perp}^{min}(Q\bar{Q}) = 5 \text{ GeV}$  gefordert. Die Wirkungsquerschnitte für die Prozesse  $\gamma g \rightarrow b\bar{b}g$  und  $\gamma q \rightarrow b\bar{b}q$  sind verglichen mit  $\gamma g \rightarrow b\bar{b}$  um den Faktor

10 bzw. 100 unterdrückt. Man erwartet dementsprechend, daß der sogenannte K-Faktor entsprechend klein ist. Unter dem K-Faktor versteht man das Verhältnis der gemessenen Wirkungsquerschnitte zu den theoretischen Erwartungen in niedrigster Ordnung Störungstheorie, wobei der Wert von  $m_Q/\sqrt{s}$  abhängig ist. Er gibt den Einfluß von Korrekturen höherer Ordnung auf die Wirkungsquerschnitte an. Bei HERA erwartet man für die Bottom-Quarkproduktion einen K-Faktor von ca. 1.5.

Verlangt man hingegen nur  $p_{\perp}^{min}(b\bar{b}) \approx 1.5 \text{ GeV}$ , so ist der totale Wirkungsquerschnitt der  $O(\alpha_s)$ -Korrekturen genauso groß wie der Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung. Für  $c\bar{c}$ -Ereignisse ist der totale Wirkungsquerschnitt der  $O(\alpha_s)$ -Korrekturen mit dem Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung vergleichbar, falls man  $p_{\perp}^{min} \approx 1 \text{ GeV}$  verlangt.

### 4.3 Resolved Photon Prozesse

Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung von schweren Quarks sind die Resolved Photon Prozesse. Hierbei zerfällt das Photon in ein leichtes  $q\bar{q}$ -Paar, wobei die erzeugten Quarks wiederum Gluonen abstrahlen können. Schwere Quarks werden somit über die Prozesse:

$$\begin{aligned} q \bar{q} &\rightarrow Q \bar{Q} \\ g g &\rightarrow Q \bar{Q} \end{aligned}$$

erzeugt. Dies sind Prozesse der Ordnung  $O(\alpha^2\alpha_s)$ . Die zugehörigen Feynmangraphen sind in Abbildung 4.6 zu sehen und die zu erwartenden Wirkungsquerschnitte in Tabelle 4.2. Sie liegen ca. um den Faktor zehn unterhalb denen der direkten Photoproduktion.

Die Strukturfunktion des Photons gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark, Antiquark oder Gluon im Photon zu finden. Zur Herleitung dieser Funktion gibt es zwei Vorgehensweisen [ABR91]:

- Die Strukturfunktion wird in einen „punktartigen“ Teil ( $F_2^{PL}$ ) und einen hadronischen Teil ( $F_2^{HAD}$ ) aufgeteilt.

$$F_2^{\gamma} = F_2^{PL} + F_2^{HAD}$$

$F_2^{PL}$  läßt sich über QCD-Störungsrechnung bestimmen und wurde von Duke und Owens [DUK82] parametrisiert. Bei  $F_2^{HAD}$  hingegen ist die Störungsrechnung nicht anwendbar und somit modellabhängig. Es basiert i. a. auf dem Vektor-Dominanz-Modell<sup>2</sup> (VDM). Die „punktartige“ Struktur dominiert für

---

<sup>2</sup>VDM: Die Kopplung von Hadronen und Photonen geschieht über den Austausch eines Vektormesons mit denselben Spin-, Paritäts- und C-Paritätsquantenzahlen wie beim Photon ( $J^{PC} = 1^{--}$ ).

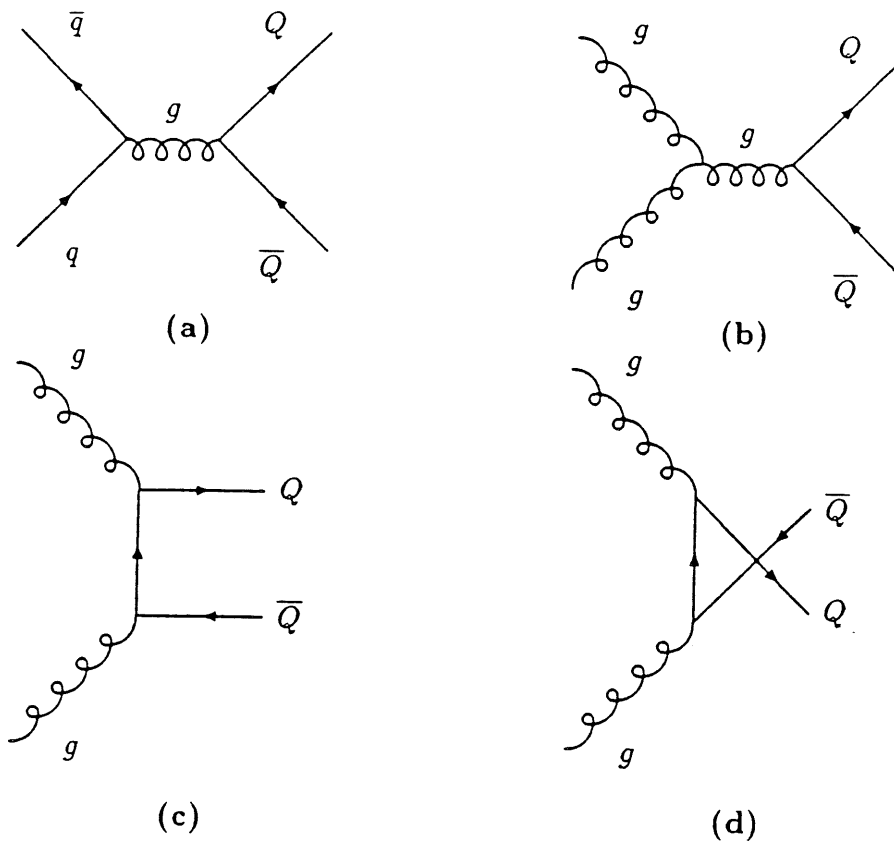


Abbildung 4.6: Feynman-Graphen für Resolved Photon Prozesse: (a)  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$   
 (b-d)  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$

große  $Q^2$ -Werte. Aber auch in diesem Bereich darf man die hadronische Komponente nicht vernachlässigen, da  $F_2^{PL}$  bei  $x = 0$  singularär ist.  $F_2^{HAD}$  wird benötigt, um diese Singularität zu beseitigen.

- Ein anderer Ansatz zur Parametrisierung der Photonstrukturfunktion stammt von Drees und Grassie [DRE85]. Analog zur Strukturfunktion des Protons lösten sie in erster Ordnung in  $\alpha_s$  die AP-Gleichungen, welche aufgrund der „punktartigen“ Kopplung des Photons inhomogen sind. Die Anfangsbedingungen wurden aus experimentellen Daten bestimmt<sup>3</sup>.

Für die Photonstrukturfunktionen existieren die folgenden Parametrisierungen:

DO Duke und Owens [DUK82]

DG Drees und Grassie [DRE85]

LAC Abramowicz, Charcula und Levy [ABR91]

<sup>3</sup>Aus Mangel an experimentellen Daten konnten bei der DG-Parametrisierung [DRE85] die 13 freien Parameter nur mit 7 Datenpunkten bei einem  $Q^2$ -Wert bestimmt werden.



## 4.4 Wirkungsquerschnitte

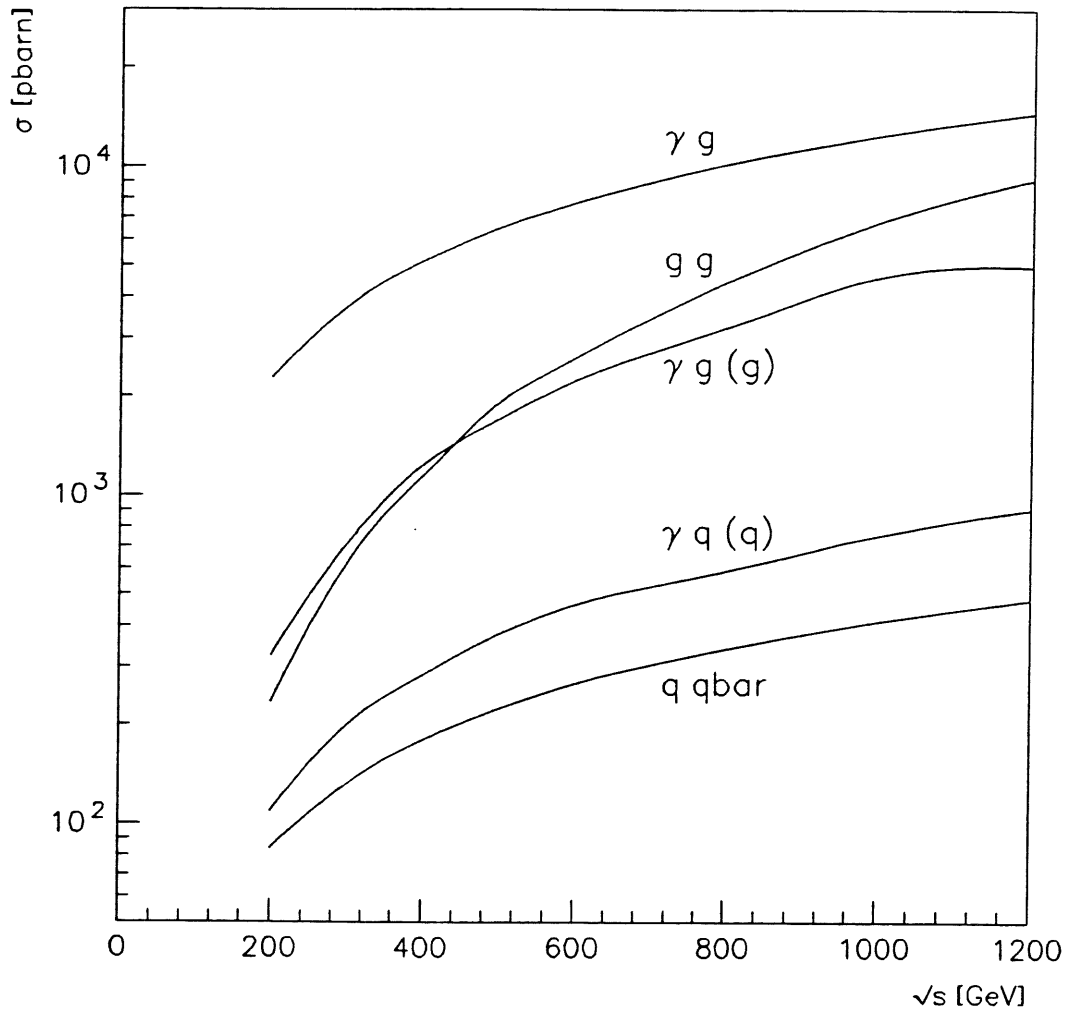


Abbildung 4.7: Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Bottom-Quarks in  $ep$ -Kollisionen als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die Beiträge der Prozesse 4.17-4.21 sind separat aufgetragen.

Die wichtigsten Prozesse zur Erzeugung von schweren Quarks bei HERA sind:

$$\gamma g \rightarrow Q \bar{Q} \quad (4.17)$$

$$\gamma g \rightarrow Q \bar{Q} g \quad (4.18)$$

$$\gamma q \rightarrow Q \bar{Q} q \quad (4.19)$$

$$g g \rightarrow Q \bar{Q} \quad (4.20)$$

$$q \bar{q} \rightarrow Q \bar{Q} \quad (4.21)$$

$$\gamma g \rightarrow J/\psi g \quad (4.22)$$

$$g g \rightarrow J/\psi g \quad (4.23)$$

Prozeß	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$
	$\sigma$ [pb]	$\sigma$ [pb]
$\gamma g \rightarrow Q \bar{Q}$	468000	3200
$g g \rightarrow Q \bar{Q}$	77000	560
$q \bar{q} \rightarrow Q \bar{Q}$	6100	120

Tabelle 4.2: Erwartete Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Prozesse zur Erzeugung von schweren Quarks bei HERA. Für die Prozesse  $\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}g$  und  $\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}q$  wurde  $p_{\perp}(Q\bar{Q}) > 5 \text{ GeV}$  verlangt.

Größe	Wert
Quarkmassen	$m_c = 1.5 \text{ GeV}$ $m_b = 5.0 \text{ GeV}$
Protonstrukturfunktion	EHLQ1
Photonstrukturfunktion	DG
Ausdruck für $\alpha_s$	1. Ordnung
Anzahl der Flavor in $\alpha_s(Q^2)$	$N_f = 5$
$Q^2$ -Skala in $\alpha_s(Q^2)$ und der Protonstrukturfunktion	$Q^2 = m_{\perp Q}^2$
Berechnung von $\sigma$	EPA

Tabelle 4.3: Parameter bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte

In Abb. 4.7 sind die Wirkungsquerschnitte der Prozesse 4.17–4.21 in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  dargestellt. Man erkennt, daß mit zunehmender Energie die Prozesse  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$  und  $\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}g$  an Bedeutung gewinnen. Die Wirkungsquerschnitte für die  $\gamma g$ -Fusion und die Resolved Photon Prozesse 4.20 und 4.21 bei HERA-Energien sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Die dabei verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.3 zu finden.

Als nächstes werden die theoretischen Unsicherheiten bei der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes für die Prozesse zur Erzeugung von schweren Quarks diskutiert. Vergleicht man die Wirkungsquerschnitte, die man mit verschiedenen Programmen erhält (s. Tab. 4.4), so ergeben sich insbesondere für  $c\bar{c}$ -Ereignisse große Unterschiede. Diese werden hauptsächlich durch die unterschiedlichen Eingangsparameter wie z. B. Quarkmassen, Ausdruck für  $\alpha_s$ ,  $Q^2$ -Skalen hervorgerufen. Die größte Unsicherheit bei der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes kommt durch die Unkenntnis der Gluondichte im Proton  $g(x, Q^2)$  (s. 2.3.3) zustande.

Prozeß	ME+EPA	PYTHIA	HERWIG	AROMA
$\gamma g \rightarrow c \bar{c}$	468000 pb	582000 pb	236000 pb	327000 pb
$g g \rightarrow c \bar{c}$	77000 pb	128000 pb	32000 pb	
$q \bar{q} \rightarrow c \bar{c}$	6100 pb	7500 pb	3100 pb	
$\gamma g \rightarrow b \bar{b}$	3200 pb	4700 pb	2800 pb	3700 pb
$g g \rightarrow b \bar{b}$	560 pb	1020 pb	470 pb	
$q \bar{q} \rightarrow b \bar{b}$	120 pb	163 pb	112 pb	

Tabelle 4.4: Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von schweren Quarks bei HERA-Energien. Es sind die Wirkungsquerschnitte aufgelistet, die mit verschiedenen Programmen berechnet wurden. ME+EPA bedeutet, daß für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte die EPA benutzt wurde und für das ME die Terme aus Anhang B. Bei den anderen Programmen handelt es sich um Monte-Carlo-Generatoren, die in 5 erläutert werden. Bei den Generatoren wurden jeweils die Standardeinstellungen verwendet. Für die Protonstrukturfunktion wurde bei allen Programmen EHLQ1 verwendet und für die Photonstrukturfunktion DG.

#### – Wahl der Protonstrukturfunktion

Wie in Kap. 2.3.3 schon erwähnt, ist die Gluondichte bei kleinen  $x_g$ -Werten unbekannt. Je nach Verhalten der Gluondichte für  $x \rightarrow 0$  führt dies teilweise zu großen Unterschieden bei den verschiedenen Parametrisierungen der Protonstrukturfunktion. Weiterhin geht der Skalenparameter  $\Lambda$ , der bei der Parametrisierung verwendet wurde, als Skala in  $\alpha_s$  ein. Im Folgenden soll der Einfluß der Protonstrukturfunktion auf den Wirkungsquerschnitt grob abgeschätzt werden. Wählt man unterschiedliche Parametrisierungen<sup>4</sup>, so ergeben sich für die Wirkungsquerschnitte die relativen Abweichungen:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sigma(\text{Protonstrukturfunktion}) - \sigma(\text{EHLQ1})}{\sigma(\text{EHLQ1})}$$

wenn man den Wirkungsquerschnitt mit der Protonstrukturfunktion EHLQ1 als Referenzskala verwendet. Die Werte für die maximalen Änderungen sind in Tab. 4.5 zu finden. Für  $b\bar{b}$ -Ereignisse liegen die Unsicherheiten bei ca.  $\pm 30\%$ . Extreme Änderungen ergeben sich für  $c\bar{c}$ -Ereignisse<sup>5</sup>.

<sup>4</sup>EHLQ Sätze 1 und 2, DO Satz 1 und 2; MT Sätze S1, B1, B2, E1; GRV Sätze LO, HO

<sup>5</sup>Zur Vermeidung von divergenten Termen bei den Parametrisierungen wird  $Q^2 > Q_{min}^2$  verlangt. Ist  $Q^2 < Q_{min}^2$  wird  $Q^2 = Q_{min}^2$  gesetzt. Bei  $c\bar{c}$ -Ereignissen kann dies zu Problemen bei der

Prozeß	$b\bar{b}$		$c\bar{c}$	
	$\frac{\Delta\sigma_{max}}{\sigma} [\%]$		$\frac{\Delta\sigma_{max}}{\sigma} [\%]$	
$\gamma g \rightarrow Q \bar{Q}$	-15	+30	-23	+216
	DO1	GRV LO	DO1	GRV LO
$g g \rightarrow Q \bar{Q}$	-27	+37	-19	+37
	GRV HO	DO2	DO1	DO2
$q \bar{q} \rightarrow Q \bar{Q}$	-6	79	-18	171
	MT E1	DO2	MT E1	DO2

Tabelle 4.5: Maximale Abweichung bei Verwendung verschiedener Protonstrukturfunktionen. Weiterhin wird die Parametrisierung angegeben, bei der die maximalen Abweichungen auftreten. Die Wirkungsquerschnitte wurden mit PYTHIA 5.6 ermittelt, wobei bei PYTHIA die Standardeinstellungen benutzt wurden und für die Quarkmassen  $m_b = 5 \text{ GeV}$  und  $m_c = 1.5 \text{ GeV}$  angenommen wurde.

#### – Quarkmassen

Die Massen der schweren Quarks sind nicht eindeutig definiert („current“- oder

Prozeß	$b\bar{b}$		$c\bar{c}$	
	$\frac{\Delta\sigma_{max}}{\sigma} [\%]$		$\frac{\Delta\sigma_{max}}{\sigma} [\%]$	
$\gamma g \rightarrow Q \bar{Q}$	-19	23	-40	80
$g g \rightarrow Q \bar{Q}$	-23	31	-49	95
$q \bar{q} \rightarrow Q \bar{Q}$	-17	28	-42	93

Tabelle 4.6: maximale Abweichungen bei Variation der Quarkmassen um  $\pm 0.3 \text{ GeV}$ . Die Wirkungsquerschnitte wurden mit PYTHIA 5.6 ermittelt.

„constituent“-Masse) und nur ungenau bestimmt (s. Kap 2.3.2). Die Massen der schweren Quarks gehen in die Matrixelemente und damit in die Wirkungsquerschnitte der  $\gamma g$ -,  $g g$ - und  $q\bar{q}$ -Fusion explizit ein (s. Anhang B). Nimmt man für schwere Quarks die Massen  $m_b = 5 \text{ GeV}$  und  $m_c = 1.5 \text{ GeV}$  an, und variiert diese

Berechnung der Wirkungsquerschnitte führen, bei  $b\bar{b}$ -Ereignissen hingegen ist die Bedingung  $Q^2 > Q_{min}^2$  bei allen Parametrisierungen erfüllt.

Massen um  $\pm 0.3 \text{ GeV}$ , so erhält man für die maximalen Abweichungen  $\Delta\sigma_{max}/\sigma$  die Werte aus Tabelle 4.6. Besonders groß sind die Unsicherheiten bei der Charm-Masse<sup>1</sup>. Die Abweichungen liegen bei 80 % – 100%.

– verwendete Massenskalen

In den Ausdruck für  $\alpha_s(Q^2)$  und in die Entwicklung der Strukturfunktion  $F_2(x_g, Q^2)$

Prozeß	$b\bar{b}$		$c\bar{c}$	
	$\frac{\Delta\sigma_{max}}{\sigma} [\%]$		$\frac{\Delta\sigma_{max}}{\sigma} [\%]$	
$\gamma g \rightarrow Q \bar{Q}$	-2	+1	0	+29
$Q^2$ -Skala	(3)	(1)		(3)
$g g \rightarrow Q \bar{Q}$	-24	+11	-11	+8
$Q^2$ -Skala	(3)	(1)	(3)	(2)
$q \bar{q} \rightarrow Q \bar{Q}$	-11	+20	-24	+26
$Q^2$ -Skala	(3)	(1)	(3)	(1)

Tabelle 4.7: maximale Abweichungen bei Verwendung unterschiedlicher  $Q^2$ -Skalen in  $\alpha_s(Q^2)$  und  $F_2(x_g, Q^2)$ . Weiterhin wird die  $Q^2$ -Skala angegeben, bei der die maximale Abweichung auftritt. Dabei bedeutet (1)  $Q^2 = (2\hat{s}\hat{t}\hat{u})/(\hat{s}^2 + \hat{t}^2 + \hat{u}^2)$ ; (2)  $Q^2 = \min(-\hat{t}, -\hat{u})$ ; (3)  $Q^2 = \hat{s}$ . Die Wirkungsquerschnitte wurden mit PYTHIA 5.6 ermittelt.

geht die Massenskala  $Q^2$  ein. Von der Theorie her ist  $Q^2$  nicht eindeutig definiert. Berechnungen von Loop-Korrekturen weisen jedoch darauf hin, daß bei der Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  die Skala  $Q^2 = p_1^2$  verwendet werden sollte [BAS83]. Aus Konsistenzgründen sollten sowohl in  $\alpha_s(Q^2)$  als auch in  $F_2(x_g, Q^2)$  dieselben Skalen verwendet werden. Die relativen Unsicherheiten in den Wirkungsquerschnitten, die man durch die Wahl unterschiedlicher  $Q^2$ -Skalen<sup>2</sup> erhält, sind in Tabelle 4.7 aufgelistet. Als Referenzskala wurde  $Q^2 = (m_{11}^2 + m_{12}^2)/2$  benutzt. Die Unsicherheiten liegen bei ca.  $\pm 30\%$ .

– Ausdruck für  $\alpha_s(Q^2)$

In Kap. 2.3.1 wurde bereits erläutert, wie  $\alpha_s(Q^2)$  berechnet wird. Wird der Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung Störungsrechnung berechnet, sollte  $\alpha_s(Q^2)$

<sup>1</sup>Bei PYTHIA wird  $m_c = 1.35 \text{ GeV}$  benutzt und bei HERWIG  $m_c = 1.8 \text{ GeV}$ . Aufgrund dieser unterschiedlichen Massen ändert sich der Wirkungsquerschnitt um den Faktor 2 (!).

<sup>2</sup> $Q^2 = \frac{2\hat{s}\hat{t}\hat{u}}{(\hat{s}^2 + \hat{t}^2 + \hat{u}^2)}$ ;  $Q^2 = \frac{m_{11}^2 + m_{12}^2}{2}$ ;  $Q^2 = \min(-\hat{t}, -\hat{u})$ ;  $Q^2 = \hat{s}$

Ordnung	$N_{fl}$	Renormalisierungsschema	$\gamma g \rightarrow c \bar{c}$ $\sigma$ [nb]	$\gamma g \rightarrow b \bar{b}$ $\sigma$ [pb]
0			2371	3510
1	5	MOM*	2784	3250
1	abh. von $Q^2$	MOM	2788	3250
2	5	MOM	2352	2790
2	abh. von $Q^2$	MOM	2244	2700
2	abh. von $Q^2$	$\overline{MS}^{**}$	2360	2800

\* MOM: „momentum subtraction scheme“

\*\*  $\overline{MS}$ : „minimal subtraction scheme“

Tabelle 4.8: Wirkungsquerschnitte für den Prozeß  $\gamma g \rightarrow Q \bar{Q}$  für verschiedene Formeln für  $\alpha_s(Q^2)$ . Die Werte wurden mit HERWIG 5.1 ermittelt. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte wird das exakte ME der  $eg$ -Fusion verwendet.

in erster Ordnung benutzt werden. Der Ausdruck sollte weiterhin konsistent mit der Parametrisierung der Protonstrukturfunktion sein. Neben dem Skalenparameter  $\Lambda$ , der durch die Strukturfunktion vorgegeben wird, sollte auch dasselbe Renormalisierungsschema und dieselbe Ordnung Störungsrechnung verwendet werden. Um einen Eindruck zu erhalten, wie sich  $\alpha_s(Q^2)$  auf die Wirkungsquerschnitte auswirkt, sind in Tab. 4.8 die Wirkungsquerschnitte der Gamma-Gluon-Fusion für verschiedene Formeln von  $\alpha_s(Q^2)$  aufgelistet. Für die  $Q^2$ -Skala in  $\alpha_s$  wurde  $Q^2 = \hat{s}$  benutzt.

#### – Photonstrukturfunktion

Da die Photonstrukturfunktion bis jetzt nur sehr ungenau bestimmt werden konnte, tauchen bei den Resolved Photon Prozessen weitere große Unsicherheiten auf. Wählt man für die Photonstrukturfunktion (LAC [ABR91], DG [DRE85], DO [DUK82]) unterschiedliche Parametrisierungen, so ergeben sich für die Wirkungsquerschnitte Abweichungen um einen Faktor zwei bis drei.

## 4.5 Zusammenfassung

Schwere Quarks werden bei HERA hauptsächlich über folgende Prozesse erzeugt:

$$\gamma g \rightarrow Q \bar{Q} \quad (4.24)$$

$$\gamma g \rightarrow Q \bar{Q} g \quad (4.25)$$

$$\gamma q \rightarrow Q \bar{Q} q \quad (4.26)$$

$$g g \rightarrow Q \bar{Q} \quad (4.27)$$

Prozeß	$b\bar{b}$		$c\bar{c}$	
	$\frac{\Delta\sigma_{max}}{\sigma} [\%]$		$\frac{\Delta\sigma_{max}}{\sigma} [\%]$	
$g g \rightarrow Q \bar{Q}$	$\pm 0$	+310	$\pm 0$	+233
		LAC3		DO1
$q \bar{q} \rightarrow Q \bar{Q}$	$\pm 0$	33	-4	303
		LAC2	LAC3	DO1

Tabelle 4.9: Maximale Abweichung bei Verwendung verschiedener Photonstrukturfunktionen. Es wurden die Parametrisierungen DO Sätze 1 und 2; DG und LAC Sätze 1–3 (s. Kap. 4.3) benutzt. Für  $c\bar{c}$ -Ereignisse wurden die Parametrisierungen LAC1 und LAC2 nicht verwendet, da dort  $Q_{min}^2 > 4 \text{ GeV}$  verlangt wird, was für  $c\bar{c}$ -Ereignisse nicht immer zutrifft. Weiterhin wird die Parametrisierung angegeben, bei der die maximalen Abweichungen auftreten. Die Wirkungsquerschnitte wurden mit PYTHIA 5.6 ermittelt, wobei bei PYTHIA die Standardeinstellungen benutzt wurden und für die Quarkmassen  $m_b = 5 \text{ GeV}$  und  $m_c = 1.5 \text{ GeV}$  angenommen wurde.

$$q \bar{q} \rightarrow Q \bar{Q} \quad (4.28)$$

$$\gamma g \rightarrow J/\psi g \quad (4.29)$$

$$g g \rightarrow J/\psi g \quad (4.30)$$

Den dominierenden Prozeß bildet die Gamma-Gluon-Fusion (Prozesse 4.24, 4.25, 4.26 und 4.29). Hierüber möchte man bei HERA die Gluonstrukturfunktion bei kleinen  $x$  bestimmen. Dazu kann man die „offene“-Charm oder Bottom-Produktion verwenden oder den gebundenen Zustand des  $J/\Psi$ 's. Die Protonstrukturfunktion läßt sich experimentell über den Wirkungsquerschnitt bestimmen. Neben experimentellen Unsicherheiten tauchen bei den Wirkungsquerschnitte theoretische Unsicherheiten (Quarkmassen,  $Q^2$ -Skala in  $\alpha_s$  und der Protonstrukturfunktion, Ausdruck für  $\alpha_s$ ) auf. Eine weitere Quelle zur Erzeugung von schweren Quarks sind Resolved Photon Prozesse 4.27, 4.28. Die Wirkungsquerschnitte liegen ungefähr eine Größenordnung unterhalb denen der direkten Photoproduktion. Hierüber erhofft man sich, die Photonstrukturfunktion besser bestimmen zu können. Desweiteren bilden sie einen Untergrundprozeß zur BGF. Die Wirkungsquerschnitte zur Erzeugung von schweren Quarks über die DIS ist vernachlässigbar klein. Dasselbe gilt für die BGF, falls es sich bei dem Austauscheteilchen um ein  $W^\pm, Z^0$  oder eine  $Z^0/\gamma$ -Interferenz handelt [ALI88]. Weitere Mechanismen zur Erzeugung von schweren Quarks sind:

- Intrinsische Charm-Komponente im Proton
- diffraktive Erzeugung von schweren Quarks

Diese Mechanismen sind momentan nicht gut verstanden und werden im Folgenden nicht berücksichtigt.



# Kapitel 5

## Ereignisgeneratoren

Im Folgenden werden verschiedene Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren vorgestellt, mit denen es unter anderen möglich ist, Heavy-Flavor-Ereignisse in ep-Kollisionen (s. Kap. 4) zu erzeugen. Mit Hilfe dieser Generatoren wird die Kinematik von physikalischen Ereignissen auf Vierervektorebene simuliert und die zugehörigen Wirkungsquerschnitte berechnet. Die Generatoren bestehen aus den folgenden drei Hauptbestandteilen.

- Berechnung des Wirkungsquerschnittes und die Generierung der Kinematik des harten Prozesses.
- (eventuell) Partonschauerentwicklung
- Hadronisierung

Da die analytische Berechnung der Wirkungsquerschnitte oftmals zu kompliziert ist, werden die Wirkungsquerschnitte durch numerische Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes  $d\sigma/(dx_1\dots dx_n)$  innerhalb der kinematischen Grenzen ermittelt. Zur Bestimmung der Kinematik eines Ereignisses werden die kinematischen Größen  $x_i (i = 1\dots n)$  gewürfelt, wobei die Verteilung einer großen Anzahl von  $x_i$ -Tupeln dem Wirkungsquerschnitt folgt. Ist die Kinematik des harten Prozesses festgelegt, ist es in der Regel möglich, Prozesse höherer Ordnung in der LLA zu simulieren. Anschließend zerfallen die Partonen in Hadronen.

Mit Hilfe dieser Generatoren ist es möglich, Ereignissignaturen von Heavy-Flavor-Ereignissen zu studieren. Man kann untersuchen, inwieweit theoretische Vorhersagen (z. B. über die Gluon- oder Photonstrukturfunktionen) rekonstruiert und vom Untergrund getrennt werden können. Liegen experimentelle Daten vor, ist es möglich, diese Daten mit den theoretischen Vorhersagen zu vergleichen. Dabei ist es sinnvoll mehrere Generatoren zu verwenden, um sicherzustellen, daß man nicht nur das vom Generator verwendete Modell testet.

## 5.1 Generatoren

### 5.1.1 AROMA

Mit diesem Ereignisgenerator können schwere Quarks über den Prozeß der Elektron-Gluon-Fusion in ep-Kollisionen erzeugt werden. Hierzu wird das exakte Matrixelement der Elektron-Gluon-Fusion in erster Ordnung von  $\alpha_s$  verwendet. Das Matrixelement beinhaltet die Massen der schweren Quarks und die elektroschwache Struktur der Wechselwirkung [SCH88]. Bei neutralen Strömen können  $c\bar{c}$ ,  $b\bar{b}$  oder  $t\bar{t}$ -Ereignisse generiert werden und bei geladenen Strömen  $b\bar{c}$ ,  $s\bar{c}$ ,  $s\bar{t}$  oder  $b\bar{t}$ -Ereignisse. Das Gluon, das am harten Prozeß teilnimmt, wird kollinear von einem Quark des Protons emittiert. Ein geringer Transversalimpuls wird durch das intrinsische  $p_\perp$  des Protons hervorgerufen. Anschließend wird für die so erzeugten schweren Quarks eine Partonschauerentwicklung durchgeführt, wobei der Schauer nach  $t = \ln(\frac{m^2}{\Lambda^2})$  entwickelt wird und die Verzweigungen über die Sudakov-Formfaktoren bestimmt werden (s. Anhang A). Der Schauer endet, falls die Partonmasse  $m$  unterhalb der minimalen Masse  $m_{min} = 2 \text{ GeV}$  liegt. Zu diesem Zweck definiert man die effektive Masse  $m_{eff,g} = m_{min}/2$  für Gluonen und  $m_{eff,q} = \sqrt{m_{min}^2/4 + m_q^2}$  für Quarks. Der minimale Wert liegt somit für Gluonen bei  $m_{min,g} = 2m_{eff,g} = m_{min}$  und für Quarks bei  $m_{min,q} = m_{eff,q} + m_{eff,g}$ . Für die bei der Schauerentwicklung maximal zulässige Virtualität der schweren Quarks wird analog zu  $gg \rightarrow q\bar{q}$  Prozessen bei Hadronkollisionen

$$Q_{max} = (m_{\perp q} + m_{\perp \bar{q}})^2$$

verwendet. „Angular ordering“ wird durch Einschränkung der Massen und  $z$ -Werte einer Verzweigung erreicht. Anschließend zerfallen die Partonen über die String-Fragmentation in Hadronen. Die Valenzquarks des Protons werden hierbei in ein Diquark und ein einzelnes Quark aufgeteilt. Die Energie des Protonrestes wird nach einer bestimmten Verteilung auf das Diquark und Quark verteilt. Wie in Abb. 5.1 zu sehen ist, bildet sich ein String zwischen dem Diquark vom Proton und einem der schweren Quarks und ein String zwischen dem Quark vom Proton und dem anderen schweren Quark. Die bei der Schauerentwicklung entstandenen Gluonen werden als „Knick“ auf dem String mitberücksichtigt.

### 5.1.2 PYTHIA

PYTHIA ist ein Programm, das ursprünglich für Hadron-Hadron-Kollisionen geschrieben wurde und für  $e^+e^-$ - und ep-Kollisionen erweitert wurde. Mit diesem Generator können eine Vielzahl von physikalischen Prozessen erzeugt werden. Schwere Quarks können sowohl über den direkten Prozeß der Gamma-Gluon-Fusion erzeugt werden als auch über die Resolved Photon Prozesse. Zur Erzeugung dieser Ereignisse wird die WWA benutzt. Hierbei werden die Matrixelemente der Prozesse  $\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}$ ,  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$  und  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$  in erster Ordnung von  $\alpha_s$  benutzt, wobei die Massen der schweren Quarks explizit mitberücksichtigt werden. Resolved Photon Prozesse werden realisiert, indem man die Wahrscheinlichkeit, ein Photon im Elektron zu finden,

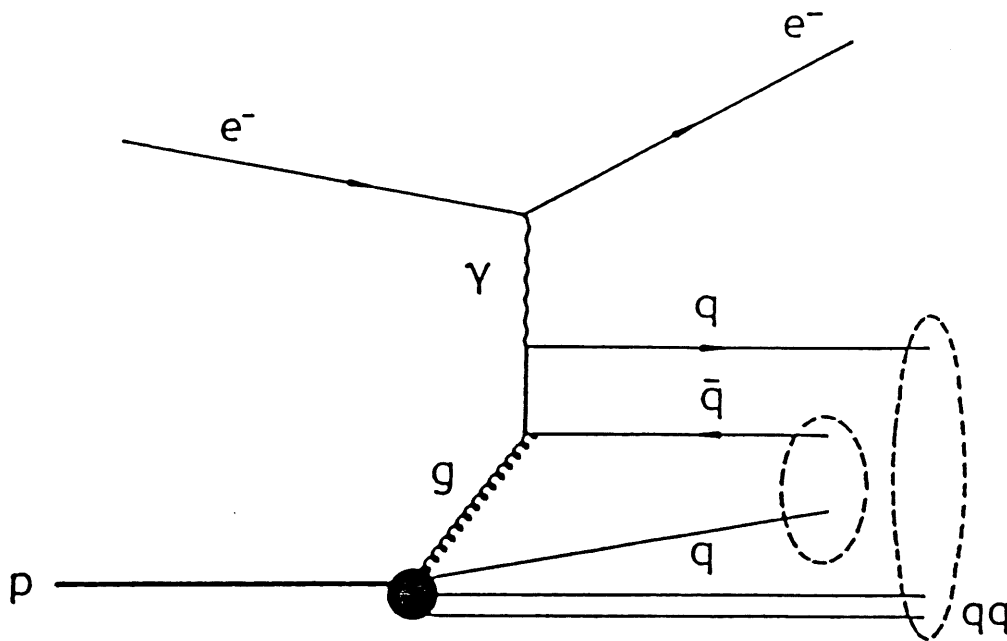


Abbildung 5.1: Feynman-Graph der BGF mit einer möglichen Stringkombination. Aus [BAR87].

mit der Photonstrukturfunktion (s. Kap. 4.3) faltet. Da bei PYTHIA die WWA benutzt wird, hat das gestreute Elektron und das von Elektron abgestrahlte Photon zunächst keinen Transversalimpuls. Bei direkten Photon Prozessen jedoch wird dem Photon während der Partonschauerentwicklung im Anfangszustand nachträglich ein Impulsübertrag  $Q^2$  zugewiesen, der innerhalb des erlaubten kinematischen Bereiches liegt (EPA) [SJO91]. Somit erhalten das Elektron und das Photon bei direkten Prozessen einen Transversalimpuls. Wird der Partonschauer im Anfangszustand unterdrückt, so bleibt  $Q^2 = 0$ .

Nach der Generierung des harten Prozesses findet sowohl für die schweren Quarks, als auch für das einlaufende Gluon oder Quark, welches vom Proton stammt, eine Partonschauerentwicklung statt. Der zeitartige Partonschauer für die schweren Quarks wird nach demselben Prinzip wie beim AROMA-Generator entwickelt und abgebrochen. Das einlaufende Parton wird vom harten Prozeß bis zu seinem Herkunftsort zurückverfolgt. Die Verzweigungen werden mit Hilfe der Sudakov-Formfaktoren für raumartige Partonschauer (s. Anhang A) beschrieben. Nach jeder Verzweigung  $a \rightarrow bc$  wird das Ereignis so geboostet und rotiert, daß das Teilchen  $a$  in  $z$ -Richtung fliegt. Somit fliegt auch das Gluon, welches vom Proton emittiert wurde, in  $z$ -Richtung. Am Ende der Schauerentwicklung wird der Protonrest hinzugefügt, wobei die Energie vom Protonrest nach einer bestimmten Verteilung auf das Quark und Diquark verteilt wird. Aufgrund des intrinsischen  $p_{\perp}$  erhalten das Quark und Diquark vom Protonrest und das Gluon, welches vom Proton abgestrahlt wurde, einen

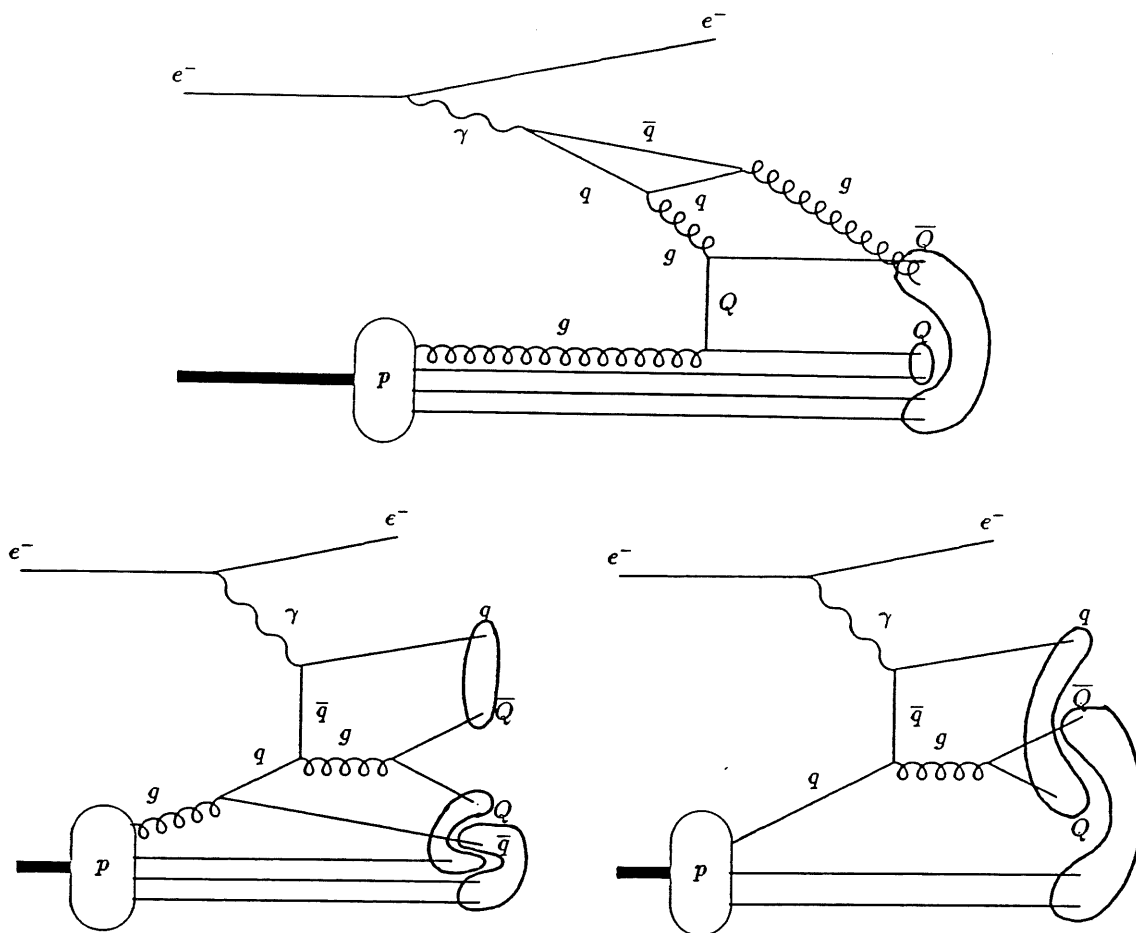


Abbildung 5.2: mögliche Stringkombination bei Resolved Photon Prozessen.

kleinen Transversalimpuls. Bei der Schauerentwicklung im Anfangszustand bleiben die kinematischen Variablen der DIS (s. Tab. 4.1)  $x$  und  $Q^2$  nicht erhalten. Nach der Partonschauerentwicklung zerfallen die Partonen über die String-Fragmentation in Hadronen. Im Falle der BGF werden die Strings wie in Abb. 5.1 gebildet. In Abb. 5.2 ist jeweils eine mögliche Stringkombination für die Resolved Photon Prozesse dargestellt.

### 5.1.3 HERWIG

HERWIG ist ein Generator für Jetfragmentation von Hadronen in harten Prozessen. Schwere Quarks können auch hier entweder über die Elektron-Gluon-Fusion oder über Resolved Photon Prozesse generiert werden. Zur Erzeugung von Heavy-Flavor-Ereignissen über den Mechanismus der  $eg$ -Fusion wird, wie beim AROMA-Generator, das exakte Matrixelement in erster Ordnung in  $\alpha_s$  benutzt. Bei Resolved Photon Prozessen wird die WWA benutzt. Nach der Generierung des harten Pro-

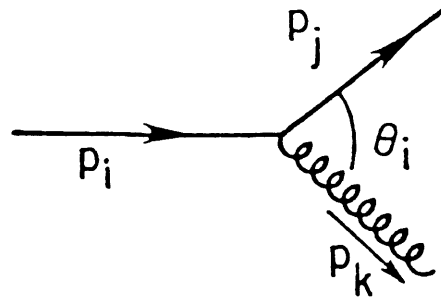
zesses wird eine zeitartige Partonschauerentwicklung für die so erzeugten schweren Quarks durchgeführt. Der Schauer stoppt, wenn die minimale Masse  $Q_0$  erreicht wird. Im Falle von Quarks liegt sie bei

$$Q_0 = m(q) + 0.48 \text{ GeV}$$

und im Falle von Gluonen bei

$$Q_0 = 0.81 \text{ GeV}$$

Desweiteren erzeugen die in den harten Prozeß einlaufenden Partonen einen raumartigen Partonschauer, wobei das Parton eine negative Virtualität bis zur Größenordnung  $\hat{s}$  erhalten kann. Bei HERWIG wird der Schauer nicht wie bei PYTHIA nach Virtualitäten entwickelt, sondern nach der „Winkelvariablen“  $\xi$ , mit:



$$Q_i = E_i \sqrt{\xi_i}$$

$$\xi_i = \frac{k_j k_k}{E_j E_k} \approx 1 - \cos_i \theta,$$

falls die Virtualitäten im Vergleich zu den Energien klein sind. Der Zusammenhang zwischen  $\xi_i$  und der Virtualität  $Q_i^2$  ergibt sich aus:

$$Q_i^2 = Q_j^2 + Q_k^2 + 2 E_j E_k \xi_i$$

Hierdurch werden die infraroten Singularitäten mitberücksichtigt. Zur korrekten Behandlung der „angular-ordering“ muß der Anfangswert, d. h. der maximal zulässige Winkel, festgelegt werden. Im Falle der  $\gamma g$ -Fusion ist dies der Winkel zwischen dem schweren Quark oder Antiquark und dem Gluon (mit dem dieses Quark über die Farbe verknüpft ist). Da der Winkel bei der zeitartigen Schauerentwicklung bei jeder Verzweigung abnehmen muß, breitet sich der Quarkjet in einem Kegel aus, der durch den Quark- und Gluonimpuls definiert ist (s. Abb. 5.3). Im Gegensatz hierzu wird beim AROMA- und PYTHIA-Generator „angular-ordering“ erst nach der ersten Verzweigung mitberücksichtigt. Bei der Schauerentwicklung bleibt der Wert der DIS-Variablen  $x$  und  $Q^2$  erhalten.

Nach der Schauerentwicklung wird der Protonrest hinzugefügt. Dies geschieht am Ende des Schauers des Teilchens, welches von der Protonseite her in den harten Prozeß einläuft. Je nachdem, ob es sich bei dem letzten Teilchen um ein Gluon oder Quark handelt, wird dies folgendermaßen realisiert:

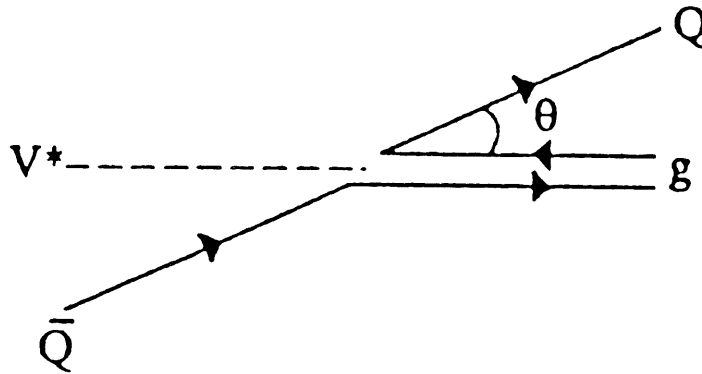


Abbildung 5.3: Farbflußdiagramm für den Prozeß  $V^*g \rightarrow Q\bar{Q}'$ . Aus [ABB90].

- Beim Gluon ist die letzte Verzweigung der Streuprozess:

$$q \rightarrow q'g$$

Anschließend wird das gestreute Quark  $q'$  mit dem Quark des Protonrestes gleichgesetzt und das Quark  $q$  wird mit dem Diquark  $q_1q_2$  identifiziert, wobei Energie- und Impulserhaltung für den gesamten Prozeß mitberücksichtigt werden, d. h. bei einem Protonviererimpuls  $p = (E_p, 0, 0, p_p)$ :

$$\begin{aligned} p_x(q) &\rightarrow p_x(q_1q_2) \\ p_y(q) &\rightarrow p_y(q_1q_2) \\ p_z(q) &\rightarrow p_z(q_1q_2) = p_p - p_z(q) \\ E(q) &\rightarrow E(q_1q_2) = E_p - E(q) \end{aligned}$$

Die mögliche Diquarkkonstellation ( $ud$ ) mit Spin 1 kommt nicht vor.

- Handelt es sich um ein Quark, so gibt es zwei Möglichkeiten:
  - Beim Quark  $q$  handelt es sich um ein Valenzquark des Protons:

$$q \rightarrow q$$

Eines der Quarks wird unter Berücksichtigung der Energie- und Impulserhaltung durch das Diquark ersetzt.

- Es handelt sich um ein virtuelles Quark  $q_i$  aus dem Dirac-See:

$$q \rightarrow q'(q_i\bar{q}_i)$$

Die Quarks  $q$  und  $q'$  werden wie beim Gluon durch das Quark und Diquark vom Protonrest ersetzt.

Zusätzlich zum intrinsischen  $p_{\perp}$  wird das Gluon bzw. Quark mit einem gewissen Transversalimpuls vom Proton abgestrahlt (s. Abb. 5.4d), was ein Effekt der Rückwärtsentwicklung ist. Bei der Verzweigung  $a \rightarrow bc$  während des Partonschauers im Anfangszustand wird das System nicht so geboostet und gedreht, daß das Teilchen  $a$  in  $z$ -Richtung fliegt. Nach der Partonschauerentwicklung zerfallen die Partonen über die Clusterfragmentation in Hadronen. Bottom (Top)-Quarks zerfallen über die schwache Wechselwirkung (s. Abb. 3.13), wobei diese Wechselwirkung als weiterer harter Prozeß angesehen wird mit einer möglichen Partonschauerentwicklung.

Weiterhin ist es beim HERWIG-Generator möglich, sogenannte „soft underlying events“ (SUE) zu simulieren. Dies ist ein Modell, welches aus  $p\bar{p}$ -Kollisionen stammt [ALN87]. Es beruht darauf, daß parallel zur Fragmentation der Partonen des harten Prozesses, weitere Wechselwirkungen stattfinden, die durch die Zuschauerjets hervorgerufen werden. Es handelt sich dabei um Wechselwirkungen mit kleinen Energie- und Impulsüberträgen. Beispielsweise kann es passieren, daß Zuschauerpartonen aneinander gestreut werden. Hierdurch werden „weiche“ Hadronen mit geringen Transversalimpuls erzeugt. Zur Beschreibung dieses Phänomens wird bei HERWIG angenommen, daß es sich um „weiche“ Kollisionen zwischen den Clustern, die die Zuschauerpartonen enthalten, handelt [MAR88]. Gibt es nur ein solches Zuschauercluster, so findet die Kollision zwischen diesem Cluster und dem benachbarten Cluster statt. Bei der Kollision entstehen Cluster, die nur  $u$ - und  $d$ -Quarks enthalten bzw. deren Antiteilchen. Sie haben geringe Transversalimpulse und eine flache Rapiditätsverteilung und zerfallen in „weiche“ Hadronen.

Unterschiede in der Partonschauerentwicklung bei PYTHIA und HERWIG liegen in der Wahl der Eingangsparameter, die den Schauer kontrollieren. Diese Parameter und einige andere theoretische Unsicherheiten werden in den nächsten beiden Abschnitten anhand von BGF-Ereignissen diskutiert.

## 5.2 Wahl der Parameter für den Anfangspartonschauer

Der größte Unterschied in der Behandlung des Anfangspartonschauers bei HERWIG und PYTHIA kommt dadurch zustande, daß bei PYTHIA nach jeder Verzweigung  $a \rightarrow bc$  das Parton  $a$  in  $z$ -Richtung fliegt. Wie sich dies beim Prozeß  $\gamma g \rightarrow b\bar{b}$  auf die Energie- und Impulsverteilung des Gluons auswirkt, wird anhand der Bilder in Abb. 5.4 veranschaulicht. Auf den oberen zwei Bildern ist die Energie- und Impulsverteilung des Gluons, welches in die BGF eingeht, dargestellt. Da an dieser Stelle die Protonstrukturfunktion (hier EHLQ1) entwickelt wird, ist die Energieverteilung für beide Generatoren ähnlich. Die Unterschiede kommen hauptsächlich durch die unterschiedliche Wahl der  $Q^2$ -Skala in der Protonstrukturfunktion zustande. Bei PYTHIA wird standardmäßig eine andere  $Q^2$ -Skala in  $\alpha_s$ , der Protonstrukturfunktion und der maximalen Virtualität bei der Schauerentwicklung gewählt. Für  $c\bar{c}$ -

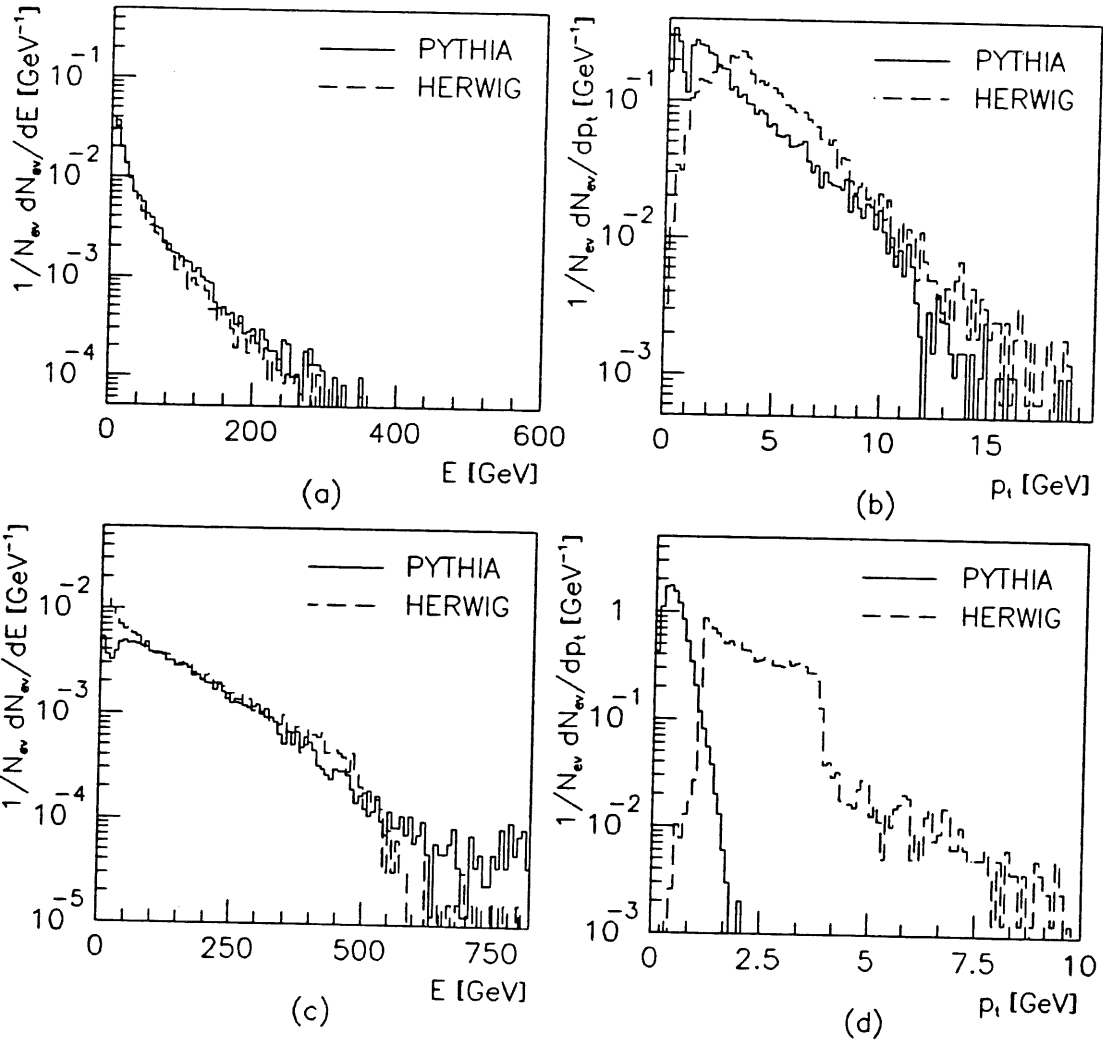


Abbildung 5.4: (a) Energie des Gluons, das in die BGF eintritt, (b)  $p_{\perp}$  des Gluons, das in die BGF eintritt, (c) Energie des Gluons, das vom Proton emittiert wird, (d)  $p_{\perp}$  des Gluons, das vom Proton emittiert wird

Ereignisse sind die Unterschiede in der Energieverteilung des Gluons, das in die BGF eintritt, aufgrund der  $Q^2$ -Skala weitaus größer (s. Tab. 5.1). Bei PYTHIA, wo  $(m_{\perp Q} + m_{\perp \bar{Q}}/2)$  als Skala verwendet wird, ist die Energie des Gluons kleiner als bei HERWIG, wo  $\hat{s}$  als Skala verwendet wird. Der Einfluß der Wahl der  $Q^2$ -Skala auf die Ereignissignaturen wird im nächsten Abschnitt untersucht. Die  $p_{\perp}$ -Verteilung des Gluons, welches mit dem Photon fusioniert, ist bei PYTHIA verglichen mit HERWIG zu kleineren Werten hin verschoben, obwohl bei PYTHIA in der Regel mehr Gluonen im Anfangszustand abgestrahlt werden (s. Tab. 5.1). Dies ist die Folge der unterschiedlichen Vorgehensweise bei der raumartigen Partonschauerentwicklung. Bei PYTHIA wird nach jeder Verzweigung  $a \rightarrow bc$  das Ereignis so gedreht, daß das Teilchen  $a$  in  $z$ -Richtung fliegt. Das Gluon, welches vom Proton abgestrahlt



	$b\bar{b}$		$c\bar{c}$	
	HERWIG	PYTHIA	HERWIG	PYTHIA
< # abgestrahlte Gluonen im Anfangszustand >	1.6	2.1	0.5	1.3
Häufigkeit von Gluonbremsstrahlung im Anfangszustand [%]	76	71	31	63
< # abgestrahlte Gluonen im Endzustand >	0.2	0.4	0.11	0.4
< Energie des Gluons, das in die BGF geht > [GeV]	32.2	37.4	25.7	38.5
< $p_{\perp}$ des Gluons, das in die BGF geht > [GeV]	4.3	2.9	2.3	1.8
< Energie des Gluons, das vom Proton abgestrahlt wird > [GeV]	121.	153.	68.	134.
< $p_{\perp}$ des Gluons, das vom Proton abgestrahlt wird > [GeV]	2.4	0.4	2.2	0.4

verwendete Massen:  $m_b = 5.2 \text{ GeV}$ ;  $m_c = 1.8 \text{ GeV}$

Tabelle 5.1: Mittelwerte für die Anzahl der abgestrahlten Gluonen im Anfangs- und Endzustand, die Energie und den Transversalimpuls des Gluons, das in die BGF geht und die Energie und der Transversalimpuls des Gluons, welches vom Proton abgestrahlt wird. Die Werte wurden mit HERWIG 5.1 und PYTHIA 5.6 ermittelt.

wurde, hat demzufolge nur einen kleinen Transversalimpuls aufgrund des intrinsischen  $p_{\perp}$ . Dies ist in Abb. 5.4d zu sehen. Bei HERWIG hingegen wird das Ereignis nach einer Verzweigung nicht rotiert und geboostet, und das Gluon wird demzufolge mit einem gewissen  $p_{\perp}$  vom Proton abgestrahlt. Bei  $b\bar{b}$ -Ereignissen, die mit HERWIG generiert wurden, erhält man zwischen 1 und 3.5 GeV einen flachen Verlauf in der Gluon- $p_{\perp}$ -Verteilung. Bei ca. 3.5 GeV entsteht ein Knick im Verlauf mit einem anschließenden steilen Abfall. Dieser Knick wird durch den Abschneideparameter des Partonschauer hervorgerufen. Dieser Knick ist auch in der  $p_{\perp}$ -Verteilung des Gluons, welches mit dem Photon fusioniert, zu sehen (s. Abb. 5.4b). In Abb. 5.4c ist die Energieverteilung des Gluons, welches vom Proton abgestrahlt wurde, dargestellt. Bei Ereignissen, die mit PYTHIA generiert wurden, trägt das Gluon einen größeren Bruchteil der Protonenergie als bei HERWIG. Der Grund hierfür ist, daß bei PYTHIA der raumartige Partonschauer bei einem kleineren Wert für den Abschneideparameter  $Q_0$  abgebrochen wird als bei HERWIG, so daß während der Schauerentwicklung mehr Gluonen emittiert werden (s. Tab. 5.1).

## 5.3 Theoretische Unsicherheiten

Innerhalb der Generatoren gibt es einige theoretische Unsicherheiten (Protonstrukturfunktion, Quarkmassen,  $Q^2$ -Skalen, ...), die durch die QCD nicht exakt festgelegt sind. In Kap. 4.4 wurde bereits der Einfluß dieser Unsicherheiten auf die Wirkungsquerschnitte untersucht. Verwendet man die Standardeinstellungen der Ereignisgeneratoren, so ergeben sich aufgrund dieser Unsicherheiten teilweise große Unterschiede in der Berechnung der Wirkungsquerschnitte (s. Tab. 4.2). In diesem Kapitel wird aufgezeigt, wie sich die unterschiedlichen Eingangsparameter bei den Generatoren auswirken, wobei insbesondere der Einfluß auf die Ereignissignaturen untersucht wird.

### 5.3.1 Wahl der $Q^2$ -Skala

Die Massen-Skala  $Q^2$  geht in den Ausdruck für  $\alpha_s$ , und in die Entwicklung der Strukturfunktionen ein. Weiterhin wird sie als Skala bei der Partonschauerentwicklung verwendet. Von der Theorie her ist  $Q^2$  nicht eindeutig definiert. Untersuchungen

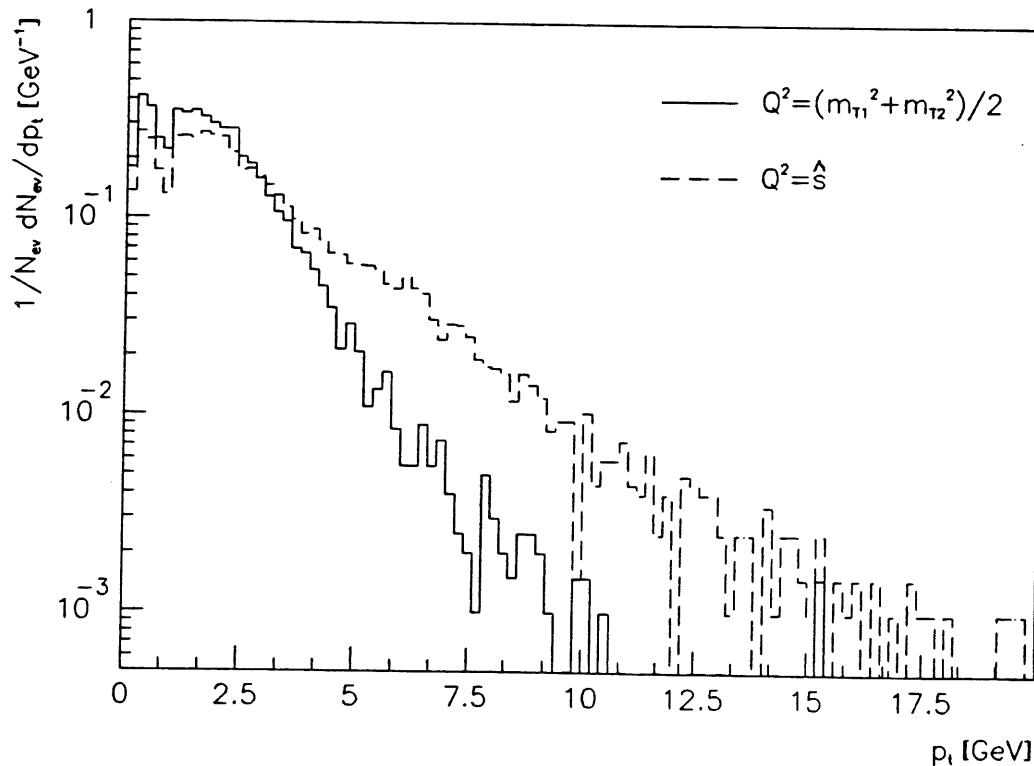


Abbildung 5.5:  $p_{\perp}$ -Verteilung des  $c\bar{c}$ -Systems bei Verwendung unterschiedlicher  $Q^2$ -Skalen. Die Ereignisse wurden mit PYTHIA 5.6 generiert.

über Kohärenzeffekte weisen jedoch darauf hin, daß bei der Verzweigung  $a \rightarrow bc$  das

$p_{\perp}^2$  der Teilchen  $b$  und  $c$  ausschlaggebender ist als die Masse von Teilchen  $a$  [AMA80]. Dementsprechend sollte  $p_{\perp}^2$  in die  $Q^2$ -Skala eingehen. Als  $Q^2$ -Skala in  $\alpha_s$  und den Strukturfunktionen wird bei

$$\begin{aligned} \text{PYTHIA:} \quad Q^2 &= \frac{(m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2)}{2} \\ \text{HERWIG, AROMA:} \quad Q^2 &= \hat{s} \end{aligned}$$

benutzt. Die maximale Virtualität, die bei der Schauerentwicklung auftreten darf, wird folgendermaßen gewählt:

$$\begin{aligned} \text{PYTHIA:} \quad Q_{max}^2 &= 2(m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2) \\ \text{HERWIG:} \quad Q_{max}^2 &= \hat{s} \\ \text{AROMA:} \quad Q_{max}^2 &= (m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2) \end{aligned}$$

Den Einfluß der Wahl von  $Q^2$  auf die Ereignissignaturen sieht man in Abb. 5.5. Dort ist die  $p_{\perp}$ -Verteilung des  $c\bar{c}$ -Systems bei Verwendung unterschiedlicher  $Q^2$ -Skalen dargestellt. Verwendet man  $Q^2 = \hat{s}$  anstelle von  $Q^2 = (m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2)/2$ , so ist der Peak in der  $p_{\perp}$ -Verteilung zu einem höheren Wert hin verschoben. Der Grund hierfür ist, daß bei  $Q^2 = \hat{s}$  die maximal zulässige Virtualität bei der Partonschauerentwicklung größer ist als bei  $Q^2 = (m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2)/2$ , da  $m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2/2 < \hat{s}$ . Von daher ist die Schauerentwicklung bei  $Q^2 = \hat{s}$  stärker ausgeprägt und das  $p_{\perp}$  des Gluons, das mit dem Photon fusioniert, ist größer.

### 5.3.2 Wert der Kopplungskonstante $\alpha_s$

Eng mit der Wahl der  $Q^2$ -Skala verknüpft, ist die Wahl des Ausdrucks für die Kopplungskonstante  $\alpha_s$ . Beim PYTHIA-Generator wird der Ausdruck in erster Ordnung in  $\ln(\frac{(1-z)Q^2}{\Lambda})$  mit  $Q^2 = (m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2)/2$  benutzt. Bei HERWIG wird  $\alpha_s$  im  $\overline{MS}$ -Schema bis zur zweiten Ordnung in  $(\ln(\hat{s}/\Lambda_{\overline{MS}}))$  entwickelt. Man erhält für  $\alpha_s$  kleinere Werte als bei PYTHIA. Dies ist zum einen ein Effekt der „next to leading order“-Terme (NLO) und zum anderen ein Effekt der Wahl der  $Q^2$ -Skala. Wählt man  $Q^2 = (m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2)/2$  statt  $\hat{s}$ , so wird  $\alpha_s$  größer, da  $m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2/2 < \hat{s}$ . Der Einfluß der Wahl des Ausdruckes für  $\alpha_s$  und des zugehörigen Argumentes wird in Abbildung 5.6 aufgezeigt. Dort ist der Wert für  $\alpha_s(\hat{s})$  gegenüber der Skala  $\hat{s}$  für verschiedene Formeln von  $\alpha_s$  aufgetragen. Große Bedeutung hat der Wert von  $\alpha_s$  bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte (s. dazu Kap. 4.4).

### 5.3.3 Behandlung des Protonrestes

Wie die Energie des Protonrestes auf das Quark und Diquark verteilt ist, ist in Abbildung 5.7 zu sehen. Bei HERWIG ist die Quarkenergie in der Regel viel höher als bei PYTHIA, und die Energie des Diquarks ist entsprechend kleiner. Verglichen mit

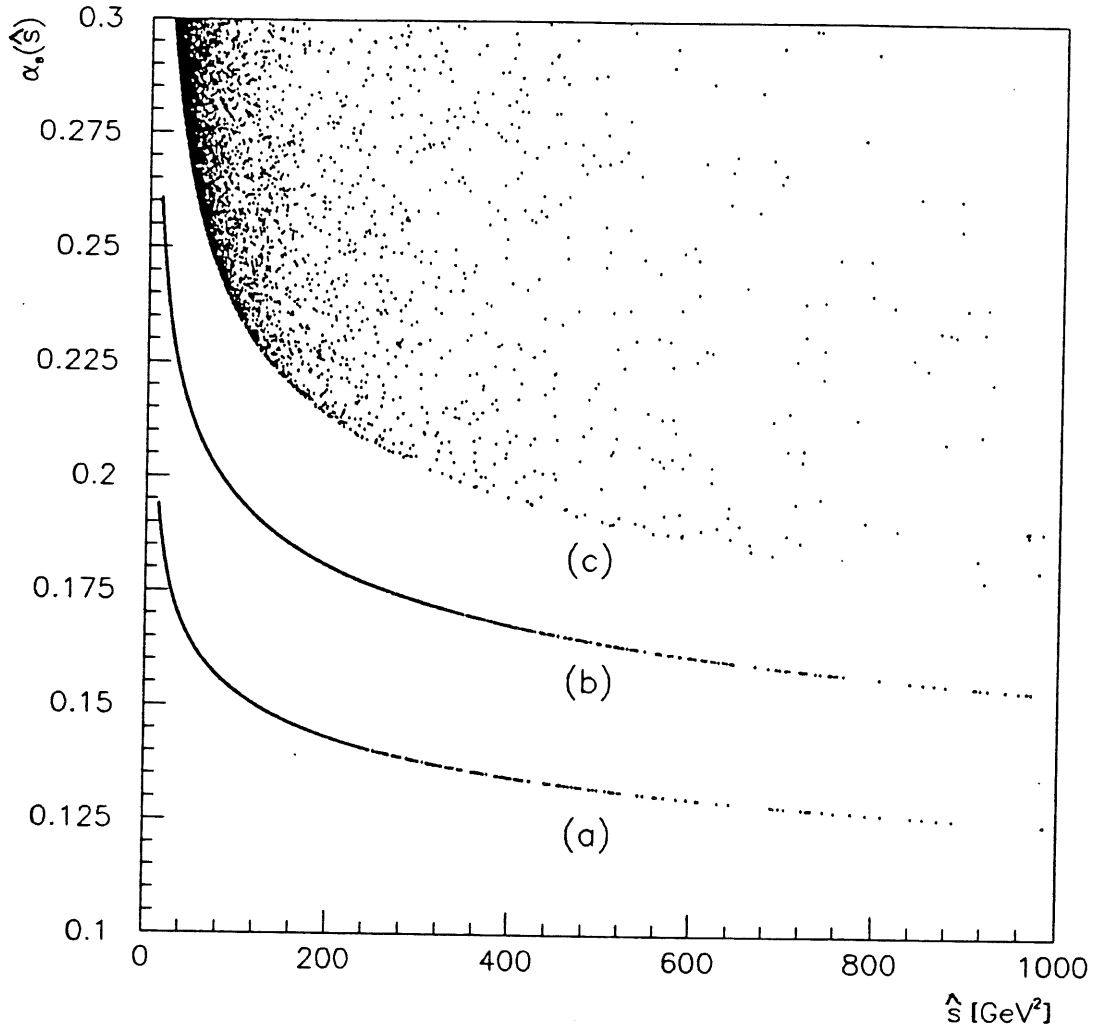


Abbildung 5.6:  $\alpha_s(\hat{s})$  vs.  $\hat{s}$  für verschiedene Ausdrücke von  $\alpha_s$ .

- (a)  $\alpha_s(\hat{s})$  in 2. Ordnung im  $\overline{MS}$ -Schema (HERWIG)
- (b)  $\alpha_s((1-z)(m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2/2))$  in 1. Ordnung (PYTHIA)
- (c)  $\alpha_s((1-z)\hat{s})$  in 1. Ordnung (PYTHIA)

PYTHIA findet man allerdings bei HERWIG mehr Diquarks mit einer hohen Energie. Bei PYTHIA ist weiterhin die Energie des Protonrestes größer als bei HERWIG, da das abgestrahlte Gluon einen höheren Energiebruchteil vom Proton fortträgt.

### 5.3.4 Wahl der Protonstrukturfunktion

In Kap. 2.3.3 wurde bereits der Einfluß der unterschiedlichen Parametrisierungen der Quark- und Gluondichte im Proton auf die Wirkungsquerschnitte aufgezeigt. Der Einfluß auf die Ereignissignatur ist in Abb. 5.8 anhand der  $p_{\perp}$ -Verteilung des

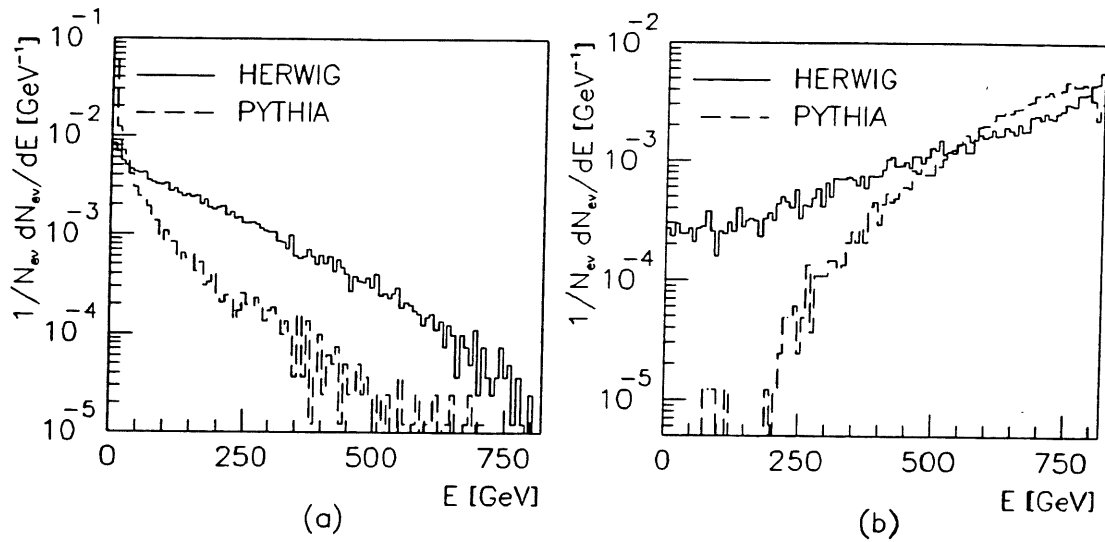


Abbildung 5.7: (a) Energieverteilung des Quarks vom Protonrest, (b) Energieverteilung des Diquarks vom Protonrest.

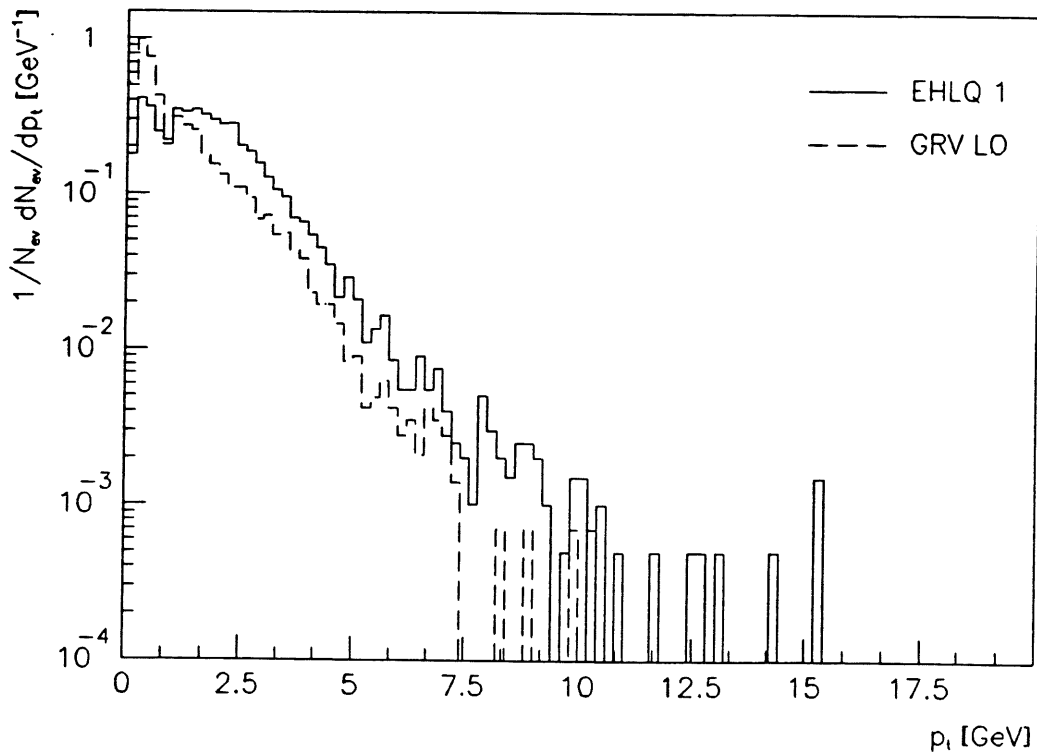


Abbildung 5.8:  $p_{\perp}$ -Verteilung des  $c\bar{c}$ -Systems für die Protonstrukturfunktionen EHLQ1 und GRV LO.

$c\bar{c}$ -Systems aufgezeigt. Für die Protonstrukturfunktion wurden EHLQ1 und GRV

LO gewählt. Mit GRV LO ergaben sich in Kap. 4.4 die größten Änderungen im Wirkungsquerschnitt verglichen mit der Parametrisierung EHLQ1. Man erkennt, daß das  $p_{\perp}$  des  $c\bar{c}$ -Systems bei GRV LO in der Regel kleiner ist als bei EHLQ1.

## 5.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die verschiedenen Generatoren (AROMA, PYTHIA, HERWIG) vorgestellt, die die Prozesse zur Erzeugung von schweren Quarks in ep-Kollisionen beinhalten. Beim AROMA-Generator können schwere Quarks nur über den direkten Prozeß der  $\gamma g$ -Fusion erzeugt werden. Ein Nachteil dieses Generators ist, daß keine Partonschauerentwicklung für das Gluon stattfindet. Die Bedeutung des Partonschauers im Anfangs- und Endzustand auf die Ereignissignaturen wird in Kap. 3.3 diskutiert. Bei PYTHIA und HERWIG können schwere Quarks sowohl über den direkten Prozeß als auch über Resolved Photon Prozesse generiert werden. Bei beiden Generatoren findet eine Partonschauerentwicklung im Anfangs- und Endzustand statt. Die Schauerentwicklung verläuft bei PYTHIA anders als bei HERWIG. Die wichtigsten Eigenschaften der drei Generatoren sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. In der darauffolgenden Tabelle sind einige unterschiedliche Parameter bei PYTHIA, AROMA und HERWIG aufgelistet.

	AROMA	HERWIG	PYTHIA
$\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}$	exaktes ME der $O(\alpha_s)$	exaktes ME der $O(\alpha_s)$	WWA *
$gg \rightarrow Q\bar{Q}$ $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$		WWA	WWA
Partonschauer im Anfangszustand	nein	ja	ja **
Partonschauer im Endzustand	ja	ja	ja
Fragmentation	String	Cluster	String
Gluon, das vom Proton emittiert wird	kollinear	$p_{\perp}$	kollinear

\* Bei der Schauerentwicklung im Anfangszustand wird dem Photon nachträglich ein  $Q^2$ -Wert und damit ein  $p_{\perp}$  zugeordnet.

\*\* Die Schauerentwicklung verläuft anders als bei HERWIG.

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der Eigenschaften der Generatoren AROMA, HERWIG und PYTHIA

	PYTHIA	HERWIG	AROMA
Abschneide-Parameter des Anfangspartonschauers	1 GeV	2.5 GeV	
$Q^2$ -Skala in $\alpha_s$ und Strukturfunktionen	$(m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2)/2$	$\hat{s}$	$\hat{s}$
max. Virtualität bei der Partonschauerentwicklung	$2 (m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2)$	$\hat{s}$	$(m_{\perp 1} + m_{\perp 2})^2$
Ausdruck für $\alpha_s$	$\alpha_s((1-z)Q^2)$ 1. Ordnung	$\alpha_s(Q^2)_{\overline{MS}}$ 2. Ordnung	$\alpha_s((1-z)Q^2)$ 1. Ordnung
$b$ -Masse	5.0 GeV	5.2 GeV	5.0 GeV
$c$ -Masse	1.35 GeV	1.8 GeV	1.6 GeV

Tabelle 5.3: einige wichtige Parameter bei PYTHIA, HERWIG und AROMA.

# Kapitel 6

## Einflüsse auf die Ereignissignaturen

In diesem Kapitel werden die Einflüsse des Partonschauers im Anfangs- und Endzustand und des „soft underlying event“ (SUE) auf die Ereignissignaturen am Beispiel der BGF untersucht. Im darauffolgenden Kapitel werden die eben vorgestellten Heavy-Flavor-Generatoren miteinander verglichen. Bei den folgenden Analysen wurden immer die Einstellungen aus Tab 6.1 benutzt. Ansonsten wurden die Standardeinstellungen des jeweiligen Generators [MAR91, BEN91, ING88] verwendet, falls nichts weiteres angemerkt wird. Bei den Ereignisgeneratoren wurden die fol-

Quarkmassen	$m_c = 1.8 \text{ GeV}$ $m_b = 5.2 \text{ GeV}$
Protonstrukturfunktion	EHLQ1
Photonstrukturfunktion	DG

Tabelle 6.1: *einige verwendete Parametereinstellungen bei den Generatoren.*

genden Versionen benutzt:

- AROMA 1.2
- HERWIG<sup>1</sup> 5.1
- PYTHIA 5.6

Für den Partonschauer im Endzustand und die Hadronisation wird bei AROMA 1.2 das Programmpaket JETSET 6.3 [SJO86] verwendet und bei PYTHIA 5.6 die JETSET Version 7.3 [SJO90].

---

<sup>1</sup>Hierbei handelt es sich um eine modifizierte HERWIG 5.1-Version. In der Originalversion werden die Resolved-Photon-Prozesse  $gg, q_i\bar{q}_i \rightarrow Q\bar{Q}$  falsch gewichtet.



## 6.1 Einfluß des Partonschauers

Im Folgenden wird der Einfluß des Partonschauers im Anfangs- und Endzustand auf die Ereignissignaturen untersucht. Durch den Partonschauer werden Prozesse höherer Ordnung zu den Resultaten in niedrigster Ordnung Störungstheorie mitberück-

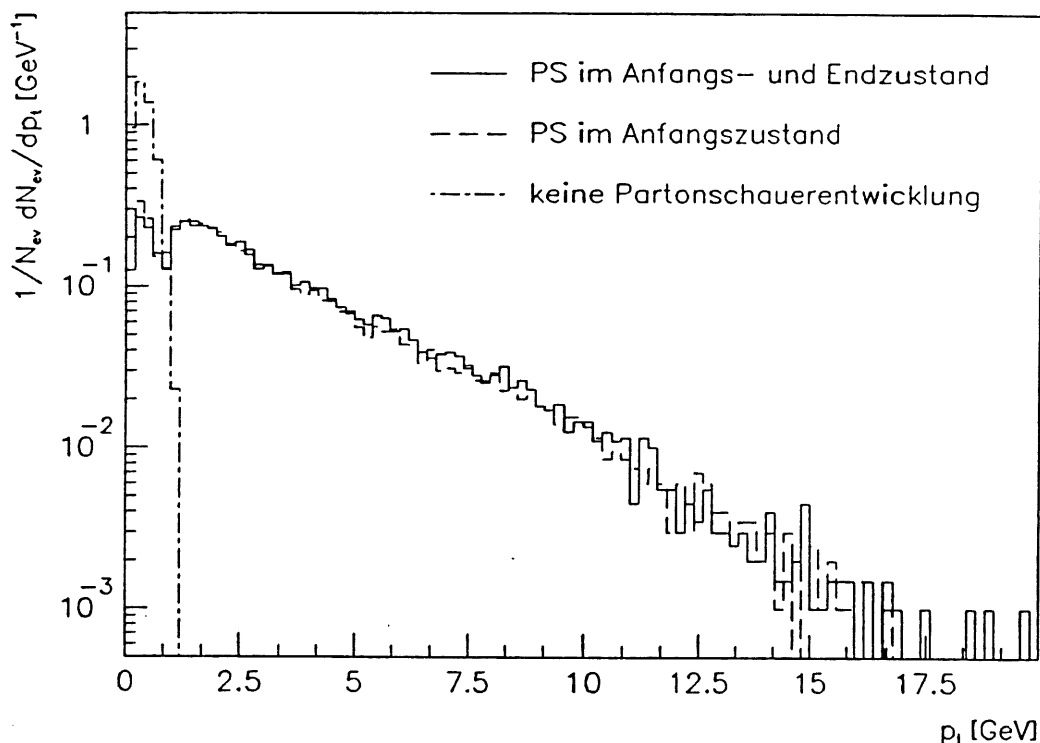


Abbildung 6.1:  $p_{\perp}$ -Verteilung des  $b\bar{b}$ -Systems bei der  $\gamma\gamma$ -Fusion. Es werden die Verteilungen ohne Partonschauerentwicklung, nach dem Partonschauer im Anfangszustand und nach der Schauerentwicklung im Endzustand gezeigt. Die Ereignisse wurden mit PYTHIA 5.6 generiert.

sichtigt. Die in den harten Prozeß einlaufenden und auslaufenden Partonen können „off-mass-shell“ sein und eine negative Virtualität bis zur Größenordnung  $\hat{s}$  erhalten (s. Tab 5.3). Es wird gezeigt, daß der Partonschauer im Anfangszustand einen sehr viel größeren Einfluß auf die Signaturen hat als der Partonschauer im Endzustand. Dies wird am Beispiel der  $p_{\perp}$ -Verteilung des schweren Quark-Antiquark-Systems für den Prozeß  $\gamma g \rightarrow b\bar{b}$  diskutiert. In Abb. 6.1 ist die  $p_{\perp}$ -Verteilung des  $b\bar{b}$ -Systems bzw. des  $\gamma g$ -Systems ohne Partonschauerentwicklung zu sehen. Die Ereignisse wurden mit PYTHIA generiert. Da bei PYTHIA die WWA benutzt wird, besitzt das Photon keinen Transversalimpuls. Das  $p_{\perp}(b\bar{b})$  des  $b\bar{b}$ -Systems ist also gleich dem intrinsischen  $p_{\perp}$ , mit dem das Gluon vom Proton emittiert wird. Weiterhin ist in Abb. 6.1 die  $p_{\perp}(b\bar{b})$ -Verteilung nach dem Partonschauer des Gluons und nach der Schauerentwicklung des Gluons und der erzeugten  $b$ -Quarks zu sehen. Durch die

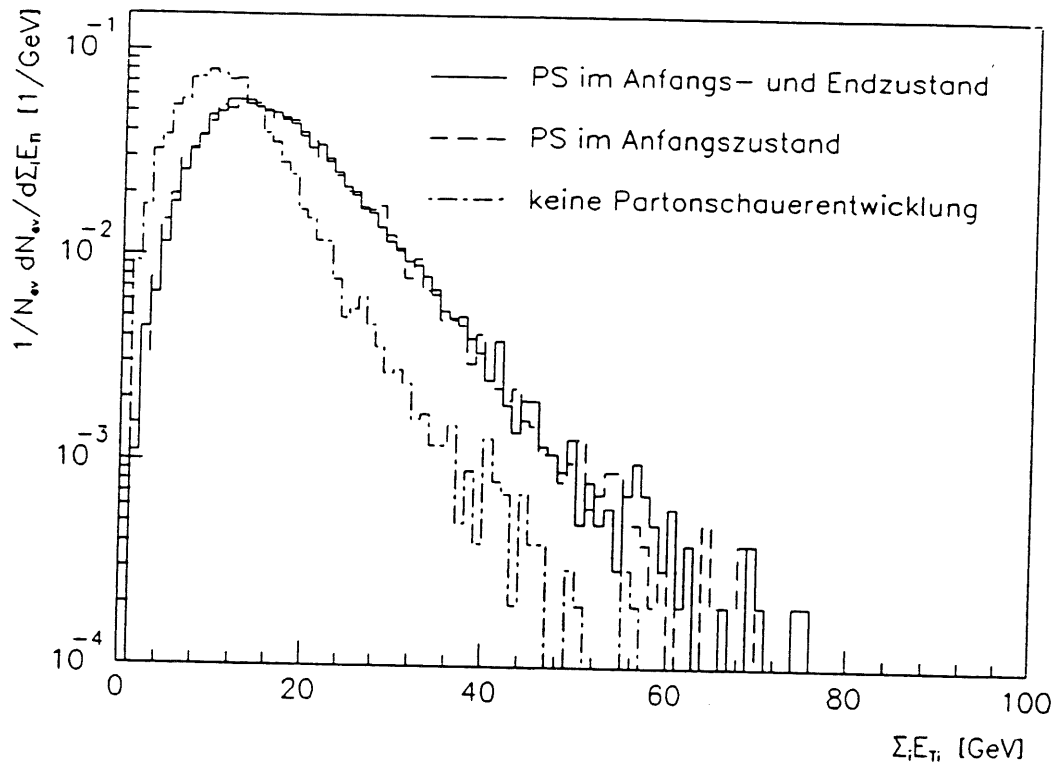


Abbildung 6.2: Verteilung der aufsummierten transversalen Energie der auslaufenden Partonen ( $\sum_i E_{T_i}$ ) beim Prozeß  $\gamma g \rightarrow b\bar{b}$ . Es werden die Verteilungen ohne Partonschauerentwicklung, nach dem Partonschauer im Anfangszustand und nach der Schauerentwicklung der schweren Quarks gezeigt. Die Ereignisse wurden mit PYTHIA 5.6 generiert.

Schauerentwicklung im Anfangszustand erhält das Gluon, welches mit dem Photon fusioniert, ein mittleres  $p_{\perp}(g)$  von ca. 3 GeV. Bei der Partonschauerentwicklung im Anfangszustand wird bei PYTHIA dem Photon ein Impulsübertrag  $Q^2$  zugewiesen, so daß das Photon einen kleinen Transversalimpuls erhalten kann. Das  $p_{\perp}(b\bar{b})$  des  $b\bar{b}$ -Systems setzt sich nun also zusammen aus dem  $p_{\perp}(g)$  des Gluons und dem  $p_{\perp}(\gamma)$  des Photons, wobei  $p_{\perp}(b\bar{b}) \approx p_{\perp}(g)$  ist. Berücksichtigt man zusätzlich den Partonschauer im Endzustand, so ändert sich die  $p_{\perp}(b\bar{b})$ -Verteilung nur geringfügig. Man sieht, daß der Gluon-Partonschauer die Signaturen stark ändert, während der Schauer der  $b$ -Quarks nur eine kleine Korrektur bedeutet. Dieser Effekt wird auch anhand der Verteilung der totalen transversalen Energie der auslaufenden Partonen  $\sum_i E_{T_i}$  deutlich. Die Verteilungen sind in Abb. 6.2 dargestellt. Durch die Schauerentwicklung im Anfangszustand erhält das Gluon, welches mit dem Photon fusioniert, einen nicht vernachlässigbaren Transversalimpuls. Dieses  $p_{\perp}(g)$  und das geringe  $p_{\perp}(\gamma)$  des Photons werden auf die erzeugten schweren Quarks übertragen. Durch das  $p_{\perp}(b\bar{b})$  der schweren Quarks und durch die bei der Schauerentwicklung abgestrahlten Partonen vergrößert sich die totale transversale Energie auf Partone-

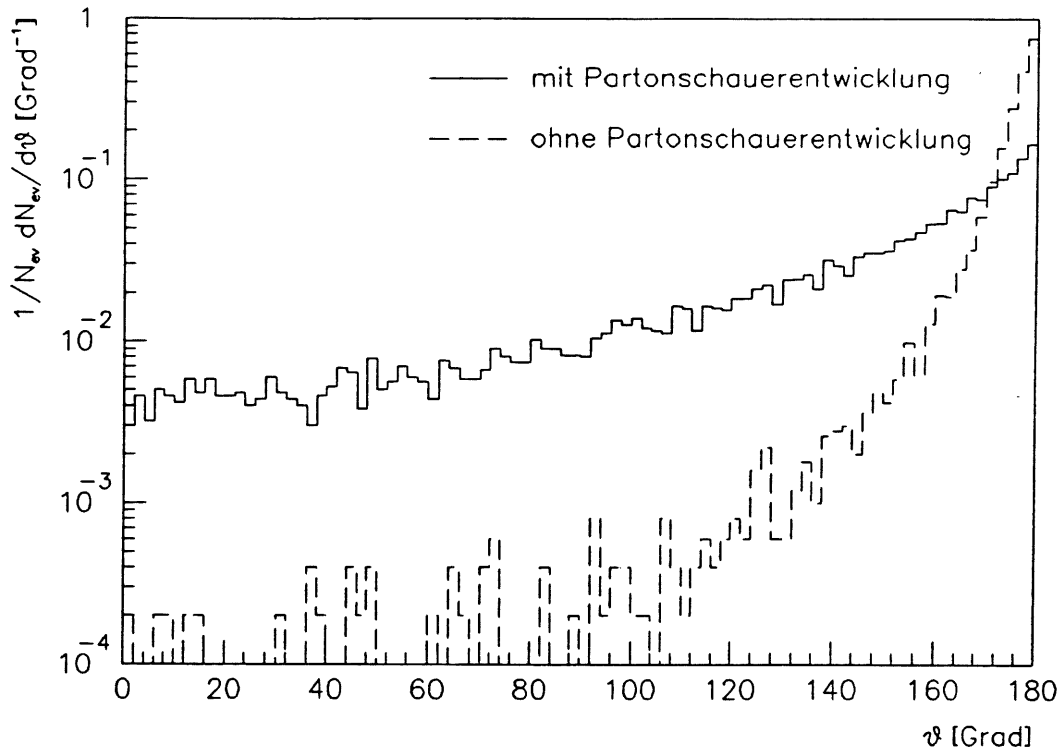


Abbildung 6.3: Winkel zwischen den schweren Quarks in der Transversalebene für den Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$  im Laborsystem. Es werden die Verteilungen ohne und mit Partonschauerentwicklung gezeigt. Die Ereignisse wurden mit PYTHIA 5.6 generiert.

bene. Weitere große Unterschiede ergeben sich für den Winkel zwischen den schweren Quarks in der Transversalebene, d. h. in der Ebene senkrecht zur Richtung des einlaufenden Protons. Ohne Partonschauerentwicklung erhält man eine stärkere „back to back“-Topologie. Im  $\gamma g$ -Schwerpunktsystem werden die erzeugten schweren Quarks in entgegengesetzte Richtung emittiert. Durch den Lorentzboost zwischen dem  $\gamma g$ -System und dem Laborsystem wird der Winkel zwischen den schweren Quarks verkleinert. Durch die raumartige Partonschauerentwicklung erhält das Gluon, welches mit dem Photon fusioniert, ein höheres  $p_{\perp}$ . Damit erhöht sich das  $p_{\perp}$  des  $\gamma g$ -Systems und die „back to back“-Topologie wird gestört. Dieser Effekt ist in Abb. 6.3 zu sehen. Für  $c\bar{c}$ -Ereignisse ist die Schauerentwicklung im Anfangszustand aufgrund der geringeren  $c$ -Masse nicht so stark ausgeprägt wie bei  $b\bar{b}$ -Ereignissen. Wie sich die Energieverteilung auf die verschiedenen Winkelbereiche unter Berücksichtigung von QCD-Prozessen höherer Ordnung auf Hadronebene ändert, ist in Abb. 6.4 dargestellt. Dort ist der totale und transversale Energiefluß für den Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$  einmal mit und einmal ohne Partonschauerentwicklung zu sehen. Man erkennt, daß hauptsächlich mehr Energie im Vorwärtsbereich deponiert wird. Der Anstieg beim totalen Energiefluß im Rückwärtsbereich ist darauf zurückzuführen, daß während der Schauerentwicklung im Anfangszustand das gestreute Elektron nachträglich ein

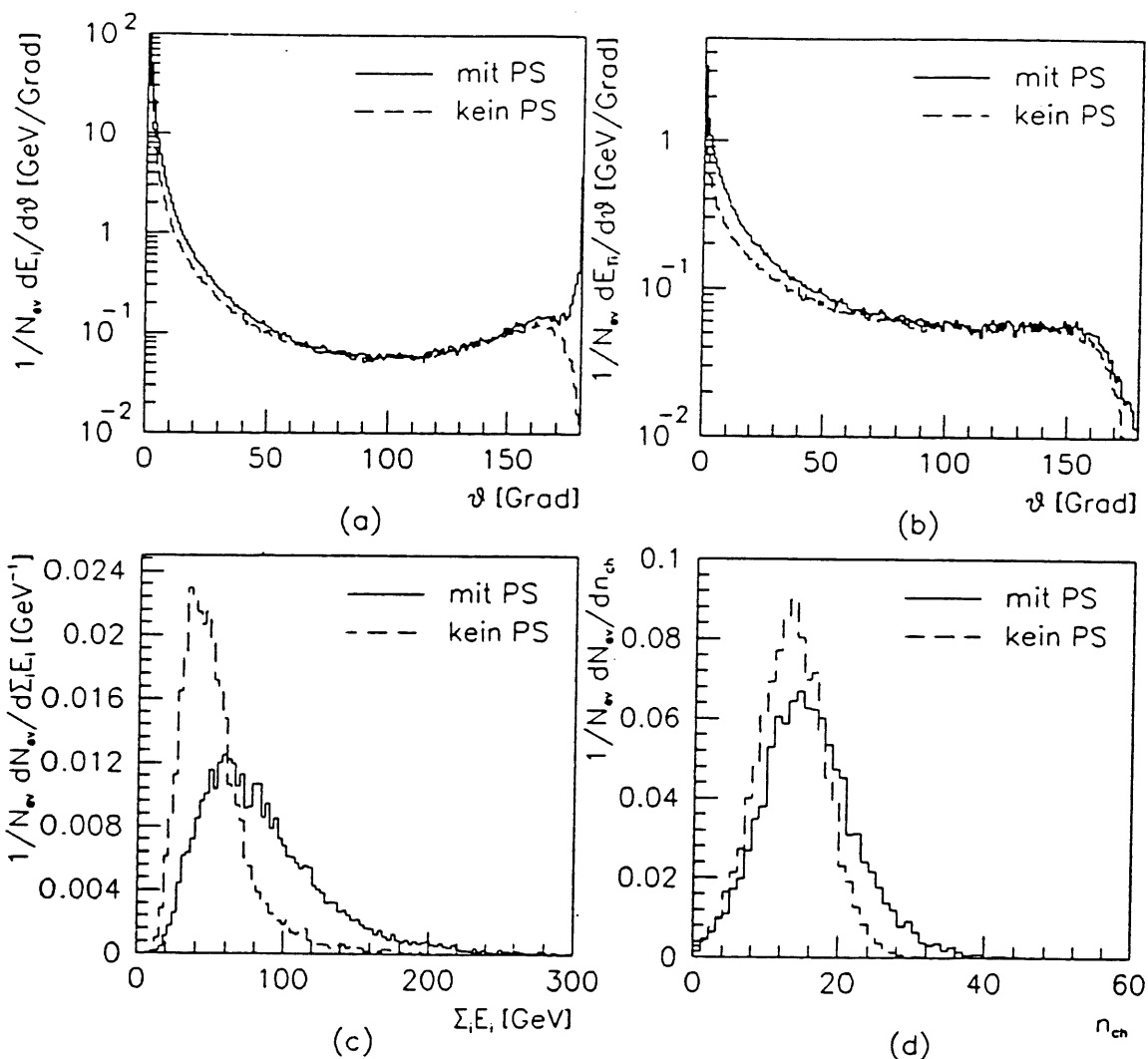


Abbildung 6.4: totaler (a) und transversaler Energiefluß (b) für den Prozeß  $\gamma g \rightarrow b\bar{b}$ . Weiterhin ist in (c) die Anzahl der geladenen Teilchen  $n_{ch}$  und in (d) die totale Energie  $\Sigma_i E_i$  (d) innerhalb der H1-Detektorakzeptanz dargestellt. Es werden die Verteilungen ohne und mit Partonschauerentwicklung (PS) gezeigt. Die Ereignisse wurden mit PYTHIA generiert.

$p_{\perp}$  erhält. Durch die Schauerentwicklung des Gluons, wird das Gluon mit einer höheren Energie vom Proton abgestrahlt (s. Abb. 5.4c). Dieses Gluon emittiert Bremsstrahlungsgluonen und fusioniert schließlich mit dem Photon. Die Bremsstrahlungsgluonen beeinflussen vorwiegend den Vorwärtsbereich. Dementsprechend erhöht sich dort der totale und transversale Energiefluß. Dies wirkt sich auf die Anzahl der geladenen Teilchen innerhalb der „idealen“ H1-Detektorakzeptanz für geladene Teilchen ( $3.4^{\circ} < \theta < 169.0^{\circ}$ ) aus und auf die totale und transversale Energie, die im „idealen“ H1-Kalorimeter ( $1^{\circ} < \theta < 176^{\circ}$ ) deponiert wird. In Abb. 6.4c und d sind die Verteilungen für die Anzahl der geladenen Teilchen und für die to-

tale Energie innerhalb der Akzeptanzen mit und ohne Partonschauerentwicklung dargestellt.

## 6.2 Einfluß des „soft underlying event“

In diesem Unterkapitel wird der Einfluß des „soft underlying event“ (SUE), welches mit HERWIG <sup>2</sup> simuliert werden kann, auf die Ereignissignaturen untersucht. Bei der BGF tritt nur der Protonrest als Zuschauer auf. Bei Resolved Photon Prozessen treten weitere Zuschauerjets auf. Dementsprechend erwartet man für die Resolved-Photon-Prozesse einen größeren Einfluß auf die Signaturen. Im Folgenden wird der Einfluß der Kollisionen zwischen den Zuschauerjets getrennt für die BGF und die Resolved Photon Prozesse untersucht.

### 6.2.1 Gamma-Gluon-Fusion

Größe	$\gamma g \rightarrow b\bar{b}$		$\gamma g \rightarrow c\bar{c}$	
	$N_{soft}=0$	$N_{soft}=0.5$	$N_{soft}=0$	$N_{soft}=0.5$
$\langle n_{ch} \rangle (3.4^\circ < \theta < 169^\circ)$	22.6	23.8	13.8	15.3
$\langle \sum_i E_{\perp i} \rangle (1^\circ < \theta < 176^\circ)$ [GeV]	22.3	23.9	12.1	14.0
$\langle \sum_i E_i \rangle (1^\circ < \theta < 176^\circ)$ [GeV]	162.	194.	110.	141.

Tabelle 6.2: Mittelwerte für die Anzahl der geladenen Teilchen, der totalen und der transversalen Energie innerhalb der H1-Detektorakzeptanz für den Prozeß  $\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}$ . Es werden jeweils die Werte mit ( $N_{soft} = 0.5$ ) und ohne ( $N_{soft} = 0.$ ) SUE angegeben. Die Ereignisse wurden mit HERWIG generiert.

Neben dem harten Prozeß können noch weitere Wechselwirkungen, die durch die Zuschauerjets hervorgerufen werden, stattfinden. Bei HERWIG wird dies simuliert, indem man annimmt, daß Kollisionen zwischen den Clustern, die die Zuschauerpartonen enthalten, stattfinden. Im Fall der BGF gibt es nur ein solches Cluster, nämlich das Cluster, welches das Diquark vom Protonrest beinhaltet. Zur Generierung des SUE nimmt man deshalb weiterhin an, daß die Kollision zwischen diesem Cluster und dem benachbarten Cluster stattfindet. Da das Modell des SUE aus  $p\bar{p}$ -Kollisionen stammt, ist nicht sichergestellt, ob dieses Modell auch bei ep-Kollisionen anwendbar ist. Innerhalb des Modells wird die Stärke der Kollision über den Parameter  $N_{soft}$  gesteuert. Bei  $p\bar{p}$ -Zusammenstößen ist  $N_{soft}=1$ . Für ep-Wechselwirkungen wird im

<sup>2</sup>Bei HERWIG können Resolved Photon Prozesse nur alle zusammen erzeugt werden. Das Programm wurde entsprechend abgeändert, so daß die Prozesse  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$  und  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$  einzeln generiert werden können.

Folgenden  $N_{soft}=0.5$  verwendet. Durch das SUE nimmt die Anzahl der geladenen Teilchen und die Energie innerhalb der Detektorakzeptanz zu. In Tab. 6.2 sind die Mittelwerte für die Anzahl der geladenen Teilchen ( $n_{ch}$ ), der Transversal- ( $\sum_i E_{\perp i}$ ) und der Totalenergie ( $\sum_i E_i$ ) innerhalb der H1-Detektorakzeptanz aufgelistet. Es werden jeweils die Mittelwerte ohne und mit SUE angegeben (mit  $N_{soft}=0.5$ ). Man erkennt, daß das SUE bei der Gamma-Gluon-Fusion keinen sehr großen Einfluß auf die Anzahl der geladenen Teilchen und die Transversalenergie hat. Größere Unterschiede ergeben sich für die gesamte im Kalorimeter deponierte Energie.

## 6.2.2 Resolved Photon Prozesse

Im Gegensatz zur BGF tauchen neben dem Protonrest als Zuschauer weitere Zu-

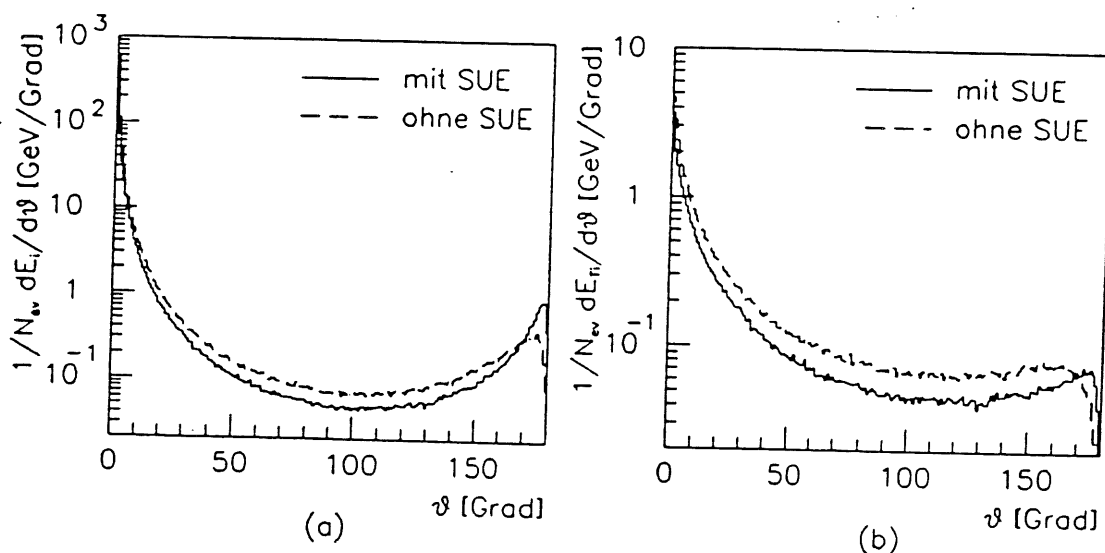


Abbildung 6.5: totaler und transversaler Energiefluß für den Prozeß  $gg \rightarrow b\bar{b}$ . Die Verteilungen wurden mit HERWIG 5.1 erzeugt.

schaupartonen auf (s. Abb. 5.2). Demzufolge erwartet man, daß mehr weiche Kollisionen stattfinden und das SUE einen größeren Einfluß auf die Signaturen im H1-Detektor hat. In Abb. 6.5 ist der Energiefluß mit und ohne SUE für den Prozeß  $gg \rightarrow b\bar{b}$  dargestellt. Der Multiplikationsfaktor  $N_{soft}$  für die Stärke der Kollisionen wurde zu 0.5 gewählt. Bei Berücksichtigung der weichen Kollisionen steigt die Energie im Winkelbereich  $10^0 \lesssim \theta \lesssim 170^0$  an. Es wird folglich mehr Energie im Kalorimeter deponiert und die Anzahl der geladenen Teilchen nimmt zu. Dies ist in Abb. 6.6 veranschaulicht. In Tab. 6.3 und 6.4 sind die Mittelwerte für die Anzahl der geladenen Teilchen, der Transversal- und der Totalenergie innerhalb der H1-Detektorakzeptanz aufgelistet. Es werden jeweils die Mittelwerte mit und ohne SUE angegeben (mit  $N_{soft}=0.5$ ). Die Unterschiede in den Signaturen, die man mit  $N_{soft}=0.5$  und  $N_{soft}=1$  erhält, sind nicht sehr groß. Wählt man  $N_{soft}=1$ , so verschieben sich die Mittelwerte verglichen mit  $N_{soft}=0.5$  zu etwas höheren Werten.

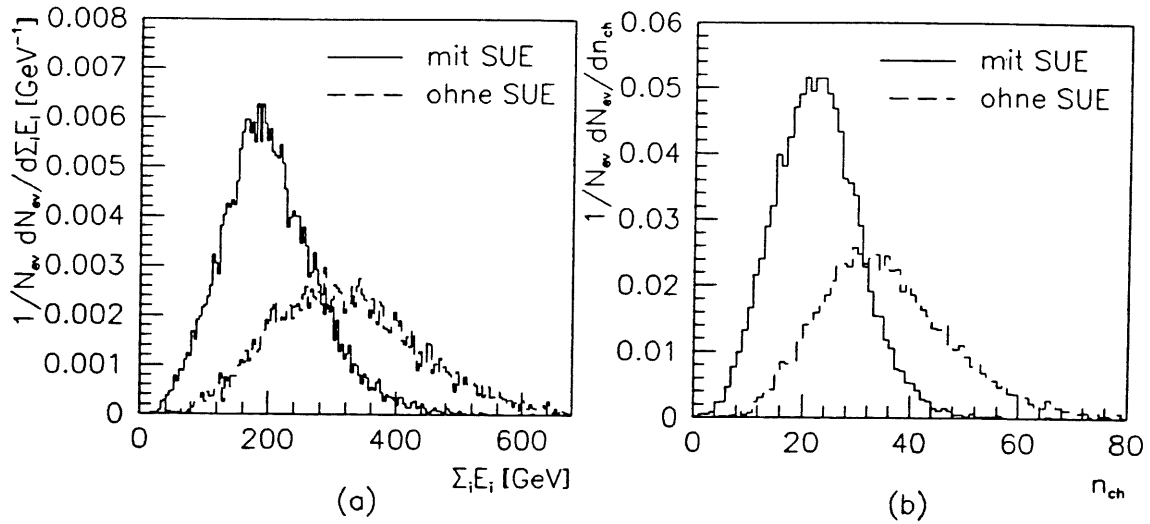


Abbildung 6.6: (a)  $\sum_i E_i$  und (b)  $n_{ch}$  für den Prozeß  $gg \rightarrow b\bar{b}$  innerhalb der H1-Detektorakzeptanz. Die Verteilungen wurden mit HERWIG 5.1 erzeugt.

Größe	$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$		$q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$	
	$N_{soft}=0$	$N_{soft}=0.5$	$N_{soft}=0$	$N_{soft}=0.5$
$\langle n_{ch} \rangle (3.4^\circ < \theta < 169^\circ)$	18.6	26.9	11.6	19.3
$\langle \sum_i E_{T,i} \rangle (1^\circ < \theta < 176^\circ)$ [GeV]	18.8	27.1	10.8	18.4
$\langle \sum_i E_i \rangle (1^\circ < \theta < 176^\circ)$ [GeV]	179.	273.	126.	210.

Tabelle 6.3: Mittelwerte für die Anzahl der geladenen Teilchen, der totalen und der transversalen Energie innerhalb der H1-Detektorakzeptanz für den Prozeß  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ . Es werden jeweils die Werte mit ( $N_{soft} = 0.5$ ) und ohne ( $N_{soft} = 0.$ ) SUE angegeben. Die Ereignisse wurden mit HERWIG generiert.

Für  $c\bar{c}$ -Ereignisse liegt dieser Effekt bei ca. 15 % und für  $b\bar{b}$ -Ereignisse bei ca. 10 %. Man erkennt deutlich, daß die weichen Kollisionen zwischen den Zuschauerjets einen großen Einfluß auf die Ereignissignaturen haben.

### 6.3 Zusammenfassung

Im ersten Teil dieses Kapitels wurde der Einfluß des Partonschauers im Anfangs- und Endzustand am Beispiel der BGF untersucht. Es wurde gezeigt, daß durch die Schauerentwicklung im Anfangszustand der harte Prozeß einen Transversalimpuls von einigen GeV erhält, der im Endzustand auf die erzeugten schweren Quarks

Größe	$gg \rightarrow b\bar{b}$		$gg \rightarrow c\bar{c}$	
	$N_{soft}=0$	$N_{soft}=0.5$	$N_{soft}=0$	$N_{soft}=0.5$
$\langle n_{ch} \rangle (3.4^\circ < \theta < 169^\circ)$	22.7	32.3	12.2	21.7
$\langle \sum_i E_{\perp i} \rangle (1^\circ < \theta < 176^\circ)$ [GeV]	22.7	31.8	11.8	20.7
$\langle \sum_i E_i \rangle (1^\circ < \theta < 176^\circ)$ [GeV]	202.	291.	135.	220.

Tabelle 6.4: Mittelwerte für die Anzahl der geladenen Teilchen, der totalen und der transversalen Energie innerhalb der H1-Detektorakzeptanz für den Prozeß  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ . Es werden jeweils die Werte mit ( $N_{soft} = 0.5$ ) und ohne ( $N_{soft} = 0.$ ) SUE angegeben. Die Ereignisse wurden mit HERWIG generiert.

übertragen wird. Die bei der Schauerentwicklung abgestrahlten Partonen erhöhen den Energiefluß im Vorwärtsbereich des Detektors. Hieraus resultiert ein großer Einfluß des Anfangspartonschauers auf die Signaturen. Der Partonschauer im Endzustand hingegen bedeutet nur eine kleine Korrektur. Für  $c\bar{c}$ -Ereignisse ist die Schauerentwicklung aufgrund der geringeren Masse nicht so stark ausgeprägt. Im zweiten Teil wurde der Einfluß des SUE auf die Ereignissignaturen untersucht. Durch das SUE nimmt die Anzahl der geladenen Teilchen und die totale und transversale Energie innerhalb der H1-Detektorakzeptanz zu. Da bei der  $\gamma g$ -Fusion nur der Protonrest als Zuschauer auftritt, ist der Effekt für diese Ereignisse nicht besonders groß. Bei den Resolved Photon Prozessen hingegen nimmt die Zahl der Zuschauerpartonen zu. Somit hat das SUE einen größeren Einfluß auf die Signaturen. Die Modell der weichen Kollisionen zwischen den Zuschauerpartonen stammt aus  $p\bar{p}$ -Wechselwirkungen. Bei  $e p$ -Wechselwirkungen weiß man bislang nichts über den Einfluß von diesen weichen Kollisionen auf die Signaturen, so daß es schwierig ist, hierüber Aussagen zu machen.



# Kapitel 7

## Vergleich der Ereignisgeneratoren

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Generatoren zur Erzeugung von schweren Quarks verglichen. Schwere Quarks werden bei HERA hauptsächlich über die Gamma-Gluon-Fusion erzeugt. Diese Ereignisse können mit AROMA, PYTHIA und HERWIG generiert werden. Da beim AROMA-Generator keine Partonschauerentwicklung im Anfangszustand stattfindet, wird im Folgenden AROMA mit PYTHIA verglichen, wobei bei PYTHIA der Anfangspartonschauer abgeschaltet wurde. Weiterhin wird HERWIG mit PYTHIA verglichen, wobei bei beiden Generatoren eine Partonschauerentwicklung im Anfangs- und Endzustand stattfindet. Bei HERWIG wird das SUE nicht mitsimuliert. Mit PYTHIA und HERWIG können auch Resolved Photon Prozesse erzeugt werden. Auch für diese Prozesse werden die beiden Generatoren miteinander verglichen.

### 7.1 Gamma-Gluon-Fusion

#### 7.1.1 Vergleich: PYTHIA – AROMA

Beim AROMA-Generator findet keine Partonschauerentwicklung des Gluons im Anfangszustand statt. Um AROMA und PYTHIA miteinander vergleichen zu können, wurden mit PYTHIA Ereignisse ohne Anfangspartonschauer generiert. Da bei PYTHIA die WWA anstelle des exakten ME benutzt wird, besitzt das gestreute Elektron keinen Transversalimpuls. Das Elektron verschwindet also immer im Strahlrohr. Dies hat Auswirkungen auf die Winkelverteilung im Rückwärtsbereich, d. h. in Elektronrichtung. In diesem Bereich nimmt der Energiefluß bei Ereignissen, die mit PYTHIA generiert wurden, ab, während er bei AROMA-Ereignissen zunimmt. Der Energiefluß für den Prozeß  $\gamma g \rightarrow b\bar{b}$  ist in Abb. 7.1 zu sehen. In Tab. 7.1 sind die Mittelwerte einiger wichtiger Größen auf Parton- und Hadronebene zusammengefaßt. Auf Partonebene sind die Mittelwerte der gesamten Transversalenergie ( $\sum_i E_{\perp i}$ ), des Transversalimpulses der erzeugten schweren Quarks ( $p_{\perp}(Q)$ ) und des Winkels  $\phi$  zwischen den schweren Quarks in der Transversalebene, d. h. in der Ebene senkrecht zum Protonstrahl, zu finden. Auf Hadronebene ist die Anzahl der geladenen Teilchen  $n_{ch}$  innerhalb der H1-Detektorakzeptanz für geladene Teilchen ( $3.4^{\circ} < \theta < 169^{\circ}$ ) und die

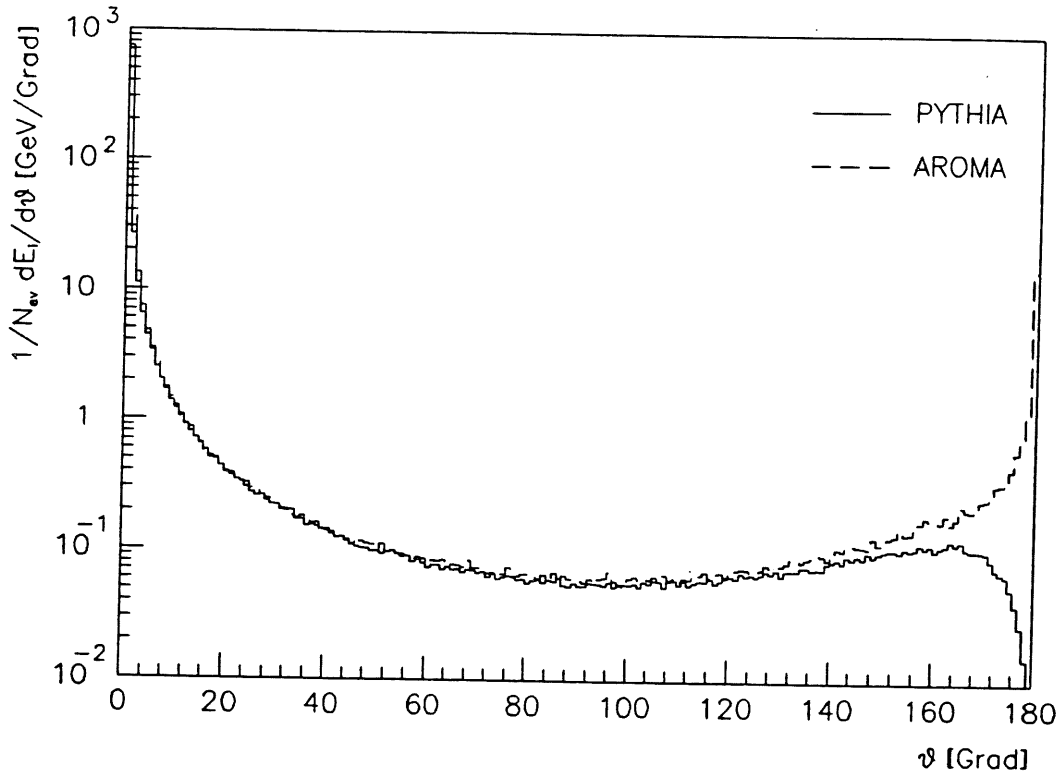


Abbildung 7.1: Energieflußdiagramm für den Prozeß  $\gamma g \rightarrow b\bar{b}$ . Der Winkel  $\theta$  bezieht sich auf die Protonrichtung.

Größe	$\gamma g \rightarrow b\bar{b}$		$\gamma g \rightarrow c\bar{c}$	
	PYTHIA	AROMA	PYTHIA	AROMA
$\langle \sum_i E_{Li} \rangle$ (Partonebene) [GeV]	11.9	12.5	5.4	5.2
$\langle p_{\perp}(Q) \rangle$ [GeV]	4.5	4.4	1.9	1.8
$\langle \phi \rangle$ [Grad]	171.	164.	163.	155.
$\langle n_{ch} \rangle$ ( $3.4^\circ < \theta < 169^\circ$ )	14.9	15.8	9.6	11.3
$\langle \sum_i E_{Li} \rangle$ ( $1^\circ < \theta < 176^\circ$ ) [GeV]	14.7	17.5	8.0	10.6
$\langle \sum_i E_i \rangle$ ( $1^\circ < \theta < 176^\circ$ ) [GeV]	83.	99.	71.	84.

Tabelle 7.1: einige wichtige Mittelwerte für BGF-Ereignisse, die mit AROMA und PYTHIA (ohne PS im Anfangszustand) generiert wurden.

im H1-Kalorimeter ( $1^\circ < \theta < 176^\circ$ ) deponierte Gesamt- und Transversalenergie aufgelistet. Man findet zwischen den beiden Generatoren eine gute Übereinstimmung.

Da bei PYTHIA das gestreute Elektron kollinear ist und dementsprechend das gestreute Elektron immer im Strahlrohr verschwindet, sind bei PYTHIA-Ereignissen die Mittelwerte zu etwas kleineren Werten hin verschoben.

### 7.1.2 Vergleich: PYTHIA – HERWIG

In diesem Abschnitt werden die Generatoren PYTHIA und HERWIG für den Prozeß der Gamma-Gluon-Fusion verglichen. Bei beiden Generatoren findet eine Parton-

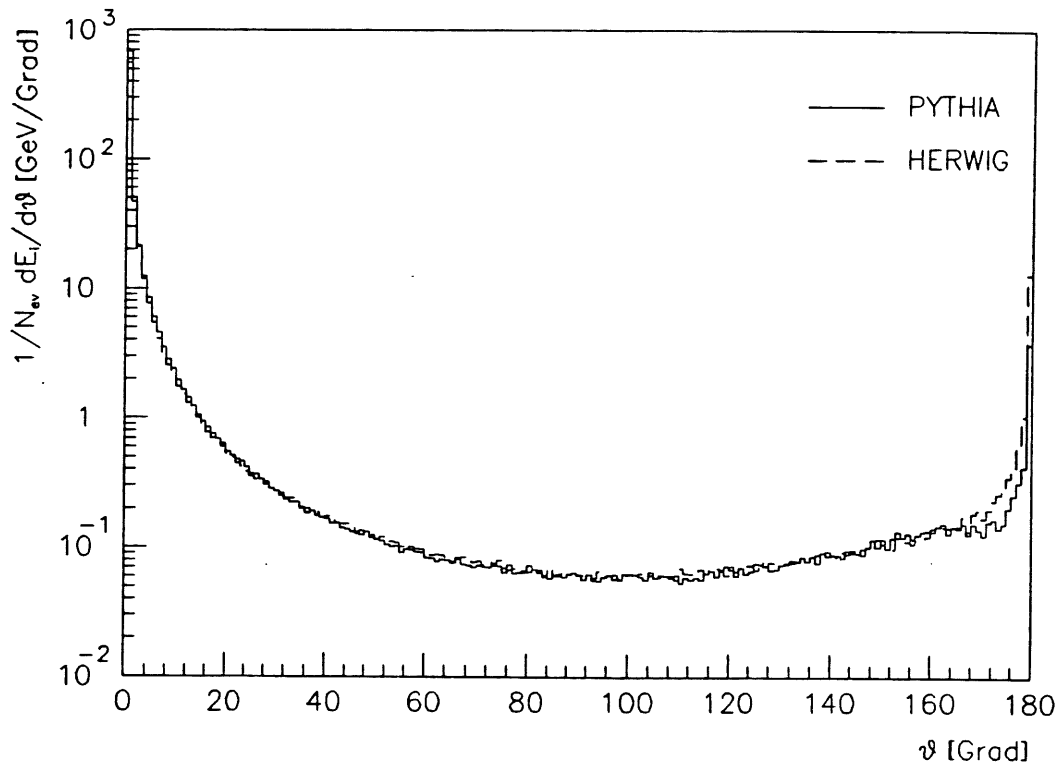


Abbildung 7.2: Energieflußdiagramm für den Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$ . Der Winkel  $\theta$  bezieht sich auf die Protonrichtung.

schauerentwicklung im Anfangs- und Endzustand statt. Da bei PYTHIA weiche Kollisionen zwischen den Zuschauerjets nicht mitberücksichtigt werden, wurde bei HERWIG diese Option abgeschaltet. Bei HERWIG wird das exakte ME verwendet, während bei PYTHIA die WWA benutzt wird. Bei PYTHIA wird das Photon, welches mit dem Gluon fusioniert, über die WWA gewonnen. Anschließend wird diesem Photon ein Impulsübertrag  $Q^2$  zugewiesen, der innerhalb des erlaubten kinematischen Bereiches liegt (EPA). Somit erhalten das Elektron und das Photon einen Transversalimpuls. Dieses  $p_{\perp}$  ist etwas kleiner als das  $p_{\perp}$ , welches man mit Hilfe des exakten ME erhält. Das gestreute Elektron verschwindet also sowohl bei PYTHIA als auch bei HERWIG nicht immer im Strahlrohr und der Energiefluß im

Größe	$\gamma g \rightarrow b\bar{b}$		$\gamma g \rightarrow c\bar{c}$	
	PYTHIA	HERWIG	PYTHIA	HERWIG
$\langle \sum_i E_{\perp i} \rangle$ (Partonebene) [GeV]	17.7	20.2	8.4	9.9
$\langle p_{\perp}(Q) \rangle$ [GeV]	4.8	5.2	2.1	2.4
$\langle p_{\perp}(Q\bar{Q}) \rangle$ [GeV]	3.3	4.5	1.9	3.0
$\langle \phi \rangle$ [Grad]	141.	127.	130.	107.
$\langle n_{ch} \rangle$ ( $3.4^\circ < \theta < 169^\circ$ )	17.7	22.6	10.9	12.5
$\langle \sum_i E_{\perp i} \rangle$ ( $1^\circ < \theta < 176^\circ$ ) [GeV]	29.6	22.3	10.3	12.5
$\langle \sum_i E_i \rangle$ ( $1^\circ < \theta < 176^\circ$ ) [GeV]	139.	162.	107.	111.

Tabelle 7.2: einige wichtige Mittelwerte für BGF-Ereignisse, die mit PYTHIA und HERWIG (ohne SUE) generiert wurden.

Rückwärtsbereich nimmt entsprechend zu. Dies ist in Abb. 7.2 dargestellt.

In Tabelle 7.2 sind für beide Generatoren die Mittelwerte einiger Größen auf Parton- und Hadronebene aufgelistet. Man erkennt, daß bei PYTHIA die Mittelwerte ver-

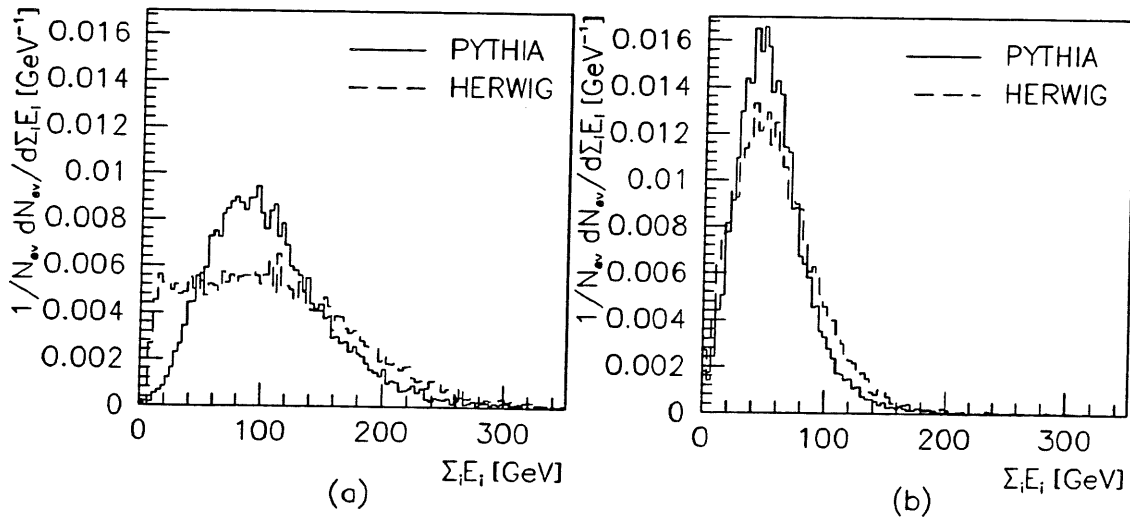


Abbildung 7.3: deponierte Energie im (a) H1-Detektor ( $1^\circ < \theta < 176^\circ$ ) und (b) im ZEUS-Detektor ( $2.2^\circ < \theta < 176.5^\circ$ ) für den Prozeß  $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$ .

glichen mit HERWIG zu kleineren Werten hin verschoben sind. Dies ist eine Folge

der Partonschauerentwicklung im Anfangszustand, die wie im vorigen Kapitel gezeigt wurde, großen Einfluß auf die Signaturen hat. Bei PYTHIA werden zwar mehr Gluonen im Anfangszustand abgestrahlt (s. Tab. 5.1), aber das  $p_{\perp}$  des Gluons, welches mit dem Photon fusioniert, ist bei PYTHIA-Ereignissen kleiner als bei HERWIG-Ereignissen (s. Tab. 7.2). Somit ist der Transversalimpuls des harten Prozesses ( $\approx p_{\perp}(Q\bar{Q})$ ) bei Ereignissen, die mit PYTHIA generiert wurden, kleiner. Unterschiedliche Signaturen ergeben sich für den Winkel zwischen den schweren Quarks in der Ebene senkrecht zur Protonrichtung. Bei Verwendung des PYTHIA-Generators erhält man im Laborsystem eine stärkere „back to back“-Topologie als bei HERWIG. Der Effekt ist für  $c\bar{c}$ -Ereignisse größer als für  $b\bar{b}$ -Ereignisse. Dadurch, daß bei HERWIG das Gluon, welches mit in den Prozeß der  $\gamma g$ -Fusion einläuft, ein größeres  $p_{\perp}$  hat, wird die „back to back“-Topologie stärker gestört. Bei der totalen Energie innerhalb der H1-Detektorakzeptanz macht sich der Einfluß der unterschiedlichen Behandlung des Protonrestes bemerkbar. Dies ist in Abb. 7.3a zu sehen. Bei HERWIG erhält das Quark in der Regel eine höhere Energie und es werden mehr Diquarks mit einer höheren Energie erzeugt als bei PYTHIA (s. Abb. 5.7). Dementsprechend sind die Strahlrohrverluste größer. Die unterschiedliche Energieverteilung hat Auswirkungen auf den Vorwärtsbereich des Detektors. Wählt man beispielsweise die ZEUS-Kalorimeterakzeptanz ( $2.2^{\circ} < \theta < 176.5^{\circ}$ ), so stimmen die beiden Energieverteilungen gut überein (s. Abb. 7.3b). Mit dem H1-Detektor lassen sich folglich die beiden Modelle zur Verteilung der Energie auf das Quark und Diquark vom Protonrest unterscheiden.

## 7.2 Resolved Photon Prozesse

Resolved Photon Prozesse können sowohl mit PYTHIA als auch mit HERWIG generiert werden. Beide Generatoren benutzen die WWA. Im Folgenden sollen nun diese Generatoren für die Prozesse  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$  und  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$  verglichen werden.

### 7.2.1 Vergleich: PYTHIA – HERWIG

Um PYTHIA und HERWIG miteinander zu vergleichen, wurden wie im vorigen Abschnitt mit HERWIG Ereignisse ohne SUE generiert. Die Mittelwerte einiger Größen auf Parton- und Hadronebene sind in Tabelle 7.3 und 7.4 zu finden. In Tab. 7.3 sind die Mittelwerte für den Prozeß  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$  zu finden und in Tab. 7.4 für den Prozeß  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ . Bei beiden Generatoren findet sowohl für die in den harten Prozeß einlaufenden als auch auslaufenden Partonen eine Partonschauerentwicklung statt.

Beim Prozeß  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$  findet man sowohl für  $b\bar{b}$  als auch für  $c\bar{c}$ -Ereignisse eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Generatoren. Bei HERWIG sind die Mittelwerte zu etwas höheren Werten hin verschoben. Bei der totalen Energieverteilung innerhalb der H1-Kalorimeters findet man jedoch bei Ereignissen, die mit PYTHIA

Größe	$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$		$q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$	
	PYTHIA	HERWIG	PYTHIA	HERWIG
$\langle \sum_i E_{\perp i} \rangle$ (Partonebene) [GeV]	13.3	14.0	5.5	6.0
$\langle p_{\perp}(Q) \rangle$ [GeV]	4.3	4.6	1.6	1.9
$\langle p_{\perp}(Q\bar{Q}) \rangle$ [GeV]	2.1	2.3	1.1	1.2
$\langle \phi \rangle$ [Grad]	149.	147.	140.	140.
$\langle n_{ch} \rangle$ ( $3.4^\circ < \theta < 169^\circ$ )	15.1	17.1	8.8	9.8
$\langle \sum_i E_{\perp i} \rangle$ ( $1^\circ < \theta < 176^\circ$ ) [GeV]	16.2	16.6	7.5	8.3
$\langle \sum_i E_i \rangle$ ( $1^\circ < \theta < 176^\circ$ ) [GeV]	138.	129.	83.	77.

Tabelle 7.3: einige wichtige Mittelwerte für den Prozeß  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ . Die Ereignisse wurden mit PYTHIA und HERWIG (ohne SUE) generiert.

Größe	$gg \rightarrow b\bar{b}$		$gg \rightarrow c\bar{c}$	
	PYTHIA	HERWIG	PYTHIA	HERWIG
$\langle \sum_i E_{\perp i} \rangle$ (Partonebene) [GeV]	18.2	19.0	8.0	10.0
$\langle p_{\perp}(Q) \rangle$ [GeV]	4.1	4.6	1.7	2.3
$\langle p_{\perp}(Q\bar{Q}) \rangle$ [GeV]	2.2	4.7	1.3	3.0
$\langle \phi \rangle$ [Grad]	125.	122.	117.	106.
$\langle n_{ch} \rangle$ ( $3.4^\circ < \theta < 169^\circ$ )	23.0	22.7	15.4	12.2
$\langle \sum_i E_{\perp i} \rangle$ ( $1^\circ < \theta < 176^\circ$ ) [GeV]	23.7	22.7	13.0	11.8
$\langle \sum_i E_i \rangle$ ( $1^\circ < \theta < 176^\circ$ ) [GeV]	186.	202.	127.	135.

Tabelle 7.4: einige wichtige Mittelwerte für den Prozeß  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ . Die Ereignisse wurden mit PYTHIA und HERWIG (ohne SUE) generiert.

generiert wurden, mehr deponierte Energie. Dies ist wie bei der BGF eine Auswirkung der unterschiedlichen Behandlung des Protonrestes. In Abb. 7.4 ist die totale Energieverteilung innerhalb der H1 und ZEUS-Detektorakzeptanz zu sehen. Durch die unterschiedliche Energieverteilung auf das Quark und Diquark vom Protonrest sind bei PYTHIA-Ereignissen die Strahlrohrverluste geringer. Auch inner-

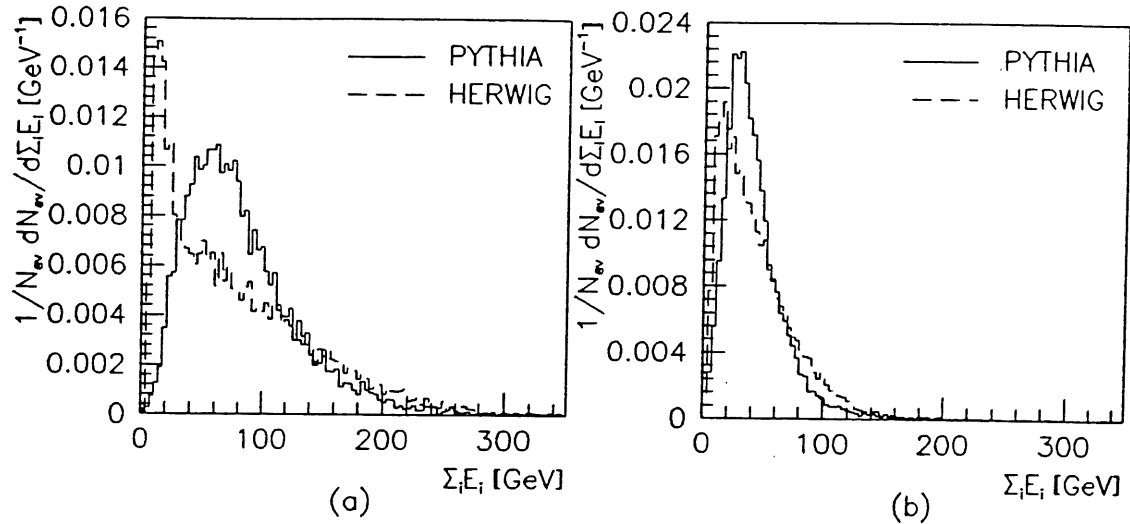


Abbildung 7.4: deponierte Energie im (a) H1-Detektor ( $1^\circ < \theta < 176^\circ$ ) und (b) im ZEUS-Detektor ( $2.2^\circ < \theta < 176.5^\circ$ ) für den Prozeß  $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ .

halb des ZEUS-Kalorimeters wird bei HERWIG-Ereignissen weniger Energie als bei PYTHIA deponiert. Weitere Unterschiede tauchen bei der Rapiditätsverteilung der schweren Quarks auf. In Abb. 7.5 ist diese Verteilung für PYTHIA und HERWIG-Ereignisse dargestellt. Zum Vergleich ist dort auch die Verteilung dargestellt, die man von der Theorie her erwartet, wenn man die Kinematik des Prozesses mit dem ME( $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ ) und der WWA bestimmt<sup>1</sup>. Die Verteilung, die man mit PYTHIA erhält stimmt mit den theoretischen Vorhersagen gut überein. Bei HERWIG jedoch hat diese Verteilung eine andere Form. Besonders groß sind die Abweichungen für  $c\bar{c}$ -Ereignisse. Worauf diese Abweichungen zurückzuführen sind, konnte bislang nicht geklärt werden.

Für den Prozeß  $g\bar{g} \rightarrow Q\bar{Q}$  findet man ebenfalls eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Generatoren für  $b\bar{b}$ -Ereignisse. Für  $c\bar{c}$ -Ereignisse weichen die Signaturen stärker voneinander ab. Auf dem Partonlevel sind die Mittelwerte aus Tab. 7.4 bei PYTHIA kleiner als bei HERWIG. Auf der Hadronebene hingegen sind die Mittelwerte für die Anzahl der geladenen Teilchen im Bereich  $3.4^\circ < \theta < 169^\circ$  und die im Kalorimeter deponierte Transversalenergie bei PYTHIA etwas höher als bei HERWIG. Besonders groß sind die Unterschiede bei der Anzahl der geladenen Teilchen im Bereich  $3.4^\circ < \theta < 169^\circ$  für  $c\bar{c}$ -Ereignisse. Bei HERWIG findet man im Mittel  $\approx 12$  und bei PYTHIA  $\approx 15$  geladene Teilchen. Innerhalb der ZEUS-Akzeptanz ( $6^\circ < \theta < 174^\circ$ ) sind die Unterschiede noch größer. Dort findet man im Mittel bei HERWIG  $\approx 11$  und bei PYTHIA  $\approx 16$  geladene Teilchen. Die zugehörigen

<sup>1</sup>Es findet keine Partonschauerentwicklung der ein- und auslaufenden Partonen statt. Da die Partonschauerentwicklung praktisch keinen Einfluß auf die Rapiditätsverteilung der schweren Quarks hat, kann man die Verteilungen miteinander vergleichen.

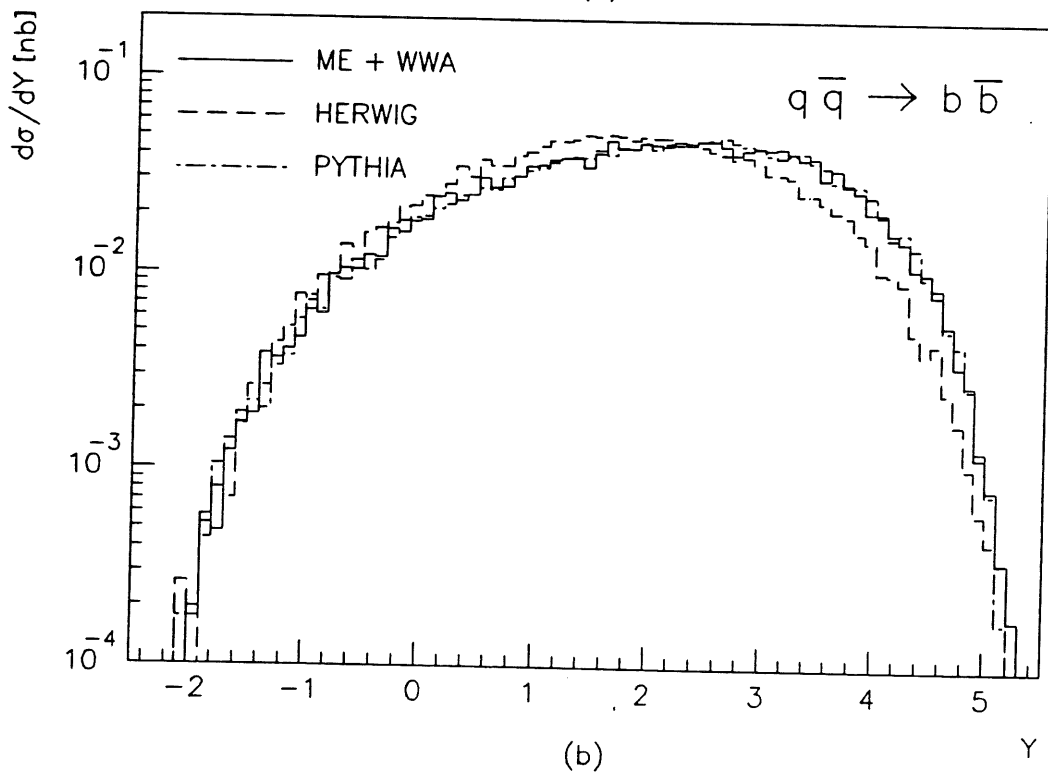
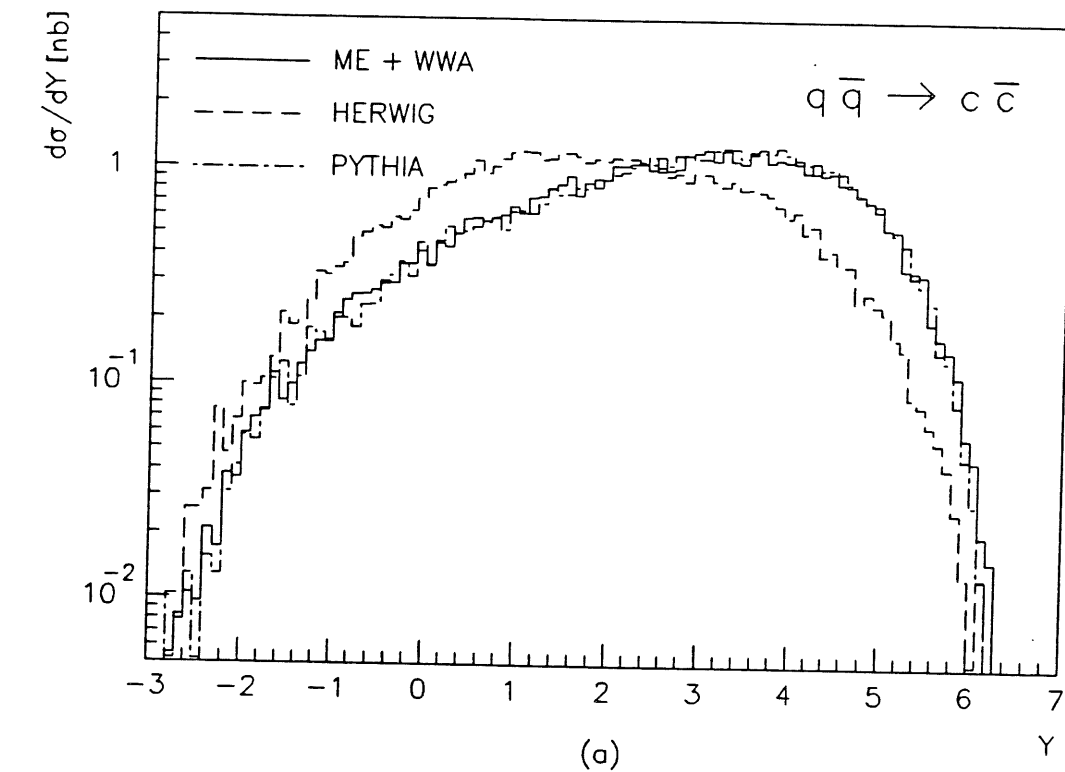


Abbildung 7.5: Rapiditätsverteilung für die Prozesse (a)  $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$  und (b)  $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$ . Es sind jeweils die Verteilungen, die man mit PYTHIA und HERWIG erhält, dargestellt. Zum Vergleich ist der theoretisch erwartete Verlauf ( $ME(q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}) + WWA$ ) zu sehen.



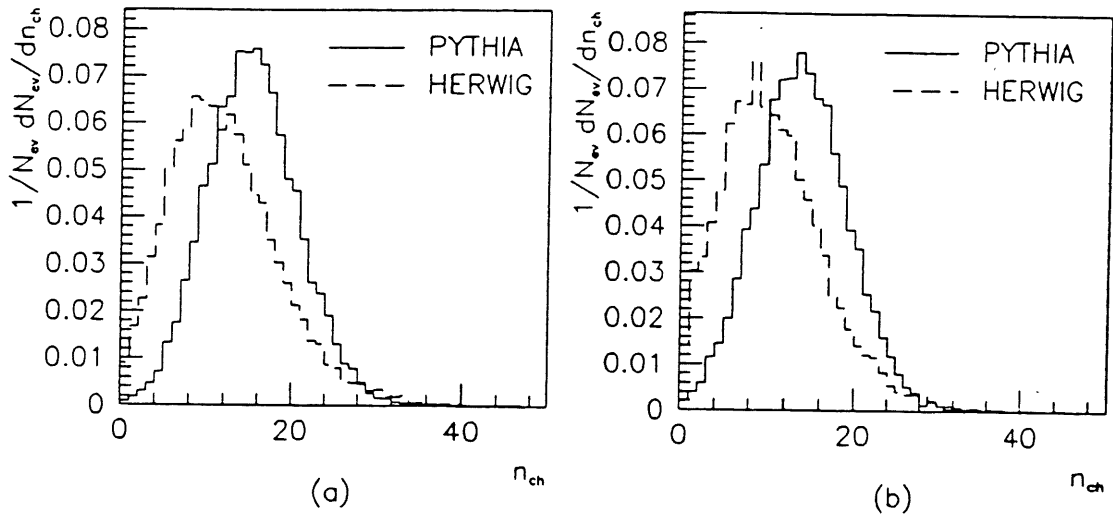


Abbildung 7.6: Anzahl der geladenen Teilchen innerhalb der H1 und ZEUS-Detektorakzeptanz für den Prozeß  $gg \rightarrow c\bar{c}$ . (a) H1-Detektor ( $3.4^\circ < \theta < 169^\circ$ ) und (b) ZEUS-Detektor ( $6^\circ < \theta < 174^\circ$ ).

Verteilungen sind in Abb. 7.6 zu sehen.

### 7.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Generatoren AROMA, PYTHIA und HERWIG miteinander verglichen. Mit diesen Generatoren können schwere Quarks über den Prozeß der  $\gamma g$ -Fusion erzeugt werden. Bei AROMA und HERWIG wird dazu das exakte ME verwendet, während bei PYTHIA die WWA benutzt wird. Demzufolge besitzt das gestreute Elektron zunächst keinen Transversalimpuls. Bei der Partonschauerentwicklung im Anfangszustand wird dem Photon, welches vom Elektron emittiert wird, bei direkten Prozessen nachträglich einen Impulsübertrag  $Q^2$  zugewiesen. Das Photon und das gestreute Elektron besitzen in diesen Fällen einen Transversalimpuls. Berücksichtigt man dies, so findet man, daß zwischen AROMA und PYTHIA ohne Partonschauer im Anfangszustand die Signaturen gut übereinstimmen. Für  $c\bar{c}$ -Ereignisse ist die Übereinstimmung etwas schlechter als für  $b\bar{b}$ -Ereignisse. Weiterhin wurden für den Prozeß der BGF die Generatoren PYTHIA und HERWIG miteinander verglichen. Bei beiden Generatoren findet sowohl eine Partonschauerentwicklung im Anfangs- und Endzustand statt. Bei PYTHIA ist aufgrund der unterschiedlichen Vorgehensweise bei der Partonschauerentwicklung im Anfangszustand das  $p_\perp$  des  $\gamma g$ -Systems kleiner als bei HERWIG. Dementsprechend tendieren die Mittelwerte der Signaturen auf Parton- und Hadronebene zu kleineren Werten. Weitere Unterschiede tauchen bei der totalen Energieverteilung innerhalb des H1-Kalorimeters auf. Dies ist eine Folge der Behandlung des Protonrestes bei PYTHIA und HERWIG.

Sowohl mit PYTHIA als auch mit HERWIG können schwere Quarks über die Resolved Photon Prozesse  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$  und  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$  erzeugt werden. Beide Generatoren benutzen die WWA. Dies bedeutet, daß das gestreute Elektron keinen Transversalimpuls besitzt. Die Signaturen, die man mit PYTHIA und HERWIG erhält stimmen gut überein. Wie bei der BGF tauchen beim Prozeß  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$  Unterschiede bei der im Kalorimeter deponierten Energie aufgrund der unterschiedlichen Verteilung der Energie des Quarks und Diquarks vom Protonrest auf. Bei HERWIG tauchen Probleme im Verlauf der Rapiditätsverteilung auf, die nicht mit den theoretischen Vorhersagen übereinstimmen.

# Kapitel 8

## Triggereffizienzen

In diesem Kapitel wird untersucht, wie gut Heavy-Flavor-Ereignisse vom H1-Trigger akzeptiert werden. Zunächst wird die Funktionsweise des H1-Triggers vorgestellt und anschließend wird kurz das Detektorsimulationsprogramm H1PSI erläutert, mit dem diese Studien gemacht wurden.

### 8.1 Der H1-Trigger

Bei HERA wechselwirken die Elektronen- und Protonenstrahlbunches alle 96 ns miteinander. Dies entspricht einer Rate von 10.4 MHz. Bei einem Speicherplatzbedarf von ca. 100–150 KByte pro Ereignis ist es nicht mehr möglich, alle Ereignisse auf Band abzuspeichern. Aufgabe des Triggers ist es, „physikalische“ Ereignisse mit hoher Effizienz zu akzeptieren, und Untergrundereignisse wie z. B. Beamgas<sup>1</sup> und Beamwallereignisse<sup>2</sup> zu verwerfen. Damit ein Ereignis akzeptiert wird, müssen bestimmte Triggerbedingungen erfüllt werden. Bei den Triggerbedingungen für die Subdetektoren handelt es sich beispielsweise um Energieschwellen für die in bestimmten Kalorimeterbereichen deponierte Energie (totale transversale Energie, Energie im Vorwärtsbereich, Energie im Zentralbereich ...). Andere Triggerelemente nutzen die Informationen der geladenen Spuren aus. Zur Unterdrückung von Beamwall- und Beamgaswechselwirkungen dient vorwiegend das „Time of Flight Veto“ (TOF). Es besteht aus hintereinander liegenden Szintillationszählern, die hinter dem rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter (BEMC) installiert sind. Aus der Ankunftszeit von geladenen Teilchen in diesen Zählern, wird gefolgert, ob das Teilchen aus einem Untergrundprozeß stammt oder aus dem „physikalischen“ Ereignis. In der zentralen Triggerlogik werden die einzelnen Triggerelemente durch logische „und/oder“-Verknüpfungen zu verschiedenen Triggerkombinationen zusammengefaßt. Diese bilden den globalen Trigger, der die Entscheidung trifft, ob das Ereignis akzeptiert wird. Bei H1 besteht der Trigger aus vier Triggerstufen (L1–L4):

---

<sup>1</sup>Beamgasereignisse: Wechselwirkungen zwischen den Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr

<sup>2</sup>Beamwallereignisse: Wechselwirkungen zwischen den Protonen und dem Strahlrohr

- 1. Stufe: Beim ersten Triggerlevel handelt es sich um einen Hardwaretrigger. Die Ereignisrate wird von 10.4 MHz auf max. 1 KHz reduziert. Die Entscheidung, ob ein Ereignis akzeptiert oder verworfen wird, wird nach  $\approx 2 \mu s$  getroffen. Damit keine Totzeit entsteht, werden die Ereignisse im sogenannten „Pipelining-Verfahren“ ausgelesen, d. h. Ereignisse von mehreren aufeinanderfolgenden Strahlkreuzungen werden gleichzeitig und unabhängig voneinander bearbeitet. Nach ca. 1,5 – 2,3  $\mu s$  treffen die Ergebnisse der einzelnen Subdetektoren in der zentralen Triggerlogik ein.
- 2. Stufe: Hierbei handelt es sich um einen Hardwaretrigger, der eine Totzeit von max. 20  $\mu s$  hat. Er läuft parallel zu Triggerlevel 1. Die Ereignisrate wird von max. 1 KHz auf max. 200 Hz reduziert. Auf Triggerlevel 2 kommen die Informationen von weiteren Triggerelementen hinzu, deren Ergebnis aufgrund ihrer Komplexität nicht schon auf Triggerlevel 1 zur Verfügung stand. Wird ein Ereignis akzeptiert, wird es nach 20  $\mu s$  an die Triggerstufe 3 weitergeleitet, und das Datennahmesystem (DAQ) wird gestartet.
- 3. Stufe: Bei der 3. Stufe handelt es sich um einen Softwaretrigger. Die Entscheidungszeit liegt bei max. 800  $\mu s$  und die Rate wird auf max. 50 Hz reduziert. Dies geschieht durch weitere Verknüpfungen unterschiedlicher Subtriggerelemente. Bei dieser Triggerstufe wird die Zeit ausgenutzt, die benötigt wird, um der DAQ die vollständigen Detektordaten zur Verfügung zu stellen. Wird das Ereignis während dieser Zeit verworfen, wird das Datennahmesystem gestoppt und das nächste Ereignis wird eingelesen.
- 4. Stufe: Wird das Ereignis auf Triggerlevel 3 akzeptiert, so werden die Daten an einen Prozessorverbund weitergeleitet. Hier findet eine weitere Selektion der Ereignisse durch Ausnutzung der Informationen des Datensammelsystems statt und die Ereignisrate sinkt auf max. 5 Hz. Bei einer positiven Entscheidung wird das Ereignis auf Band geschrieben.

Weitere Einzelheiten zum H1-Trigger sind in [ELL90, JAN91] zu finden.

## 8.2 Die Detektorsimulation H1PSI

Zur Abschätzung der zu erwartenden Triggereffizienzen für Heavy-Flavor-Ereignisse, welche im nächsten Abschnitt behandelt werden, wurde die schnelle Detektorsimulation H1PSI<sup>3</sup> Version 92 verwendet. Um die Detektorantwort zu berechnen, werden die Vierervektoren des zuvor generierten Ereignisses benutzt. Innerhalb von H1PSI wird eine projektive H1-Detektorgeometrie benutzt. Weiterhin werden die Teilchenspuren nicht im Detail verfolgt. Stattdessen werden Parametrisierungen benutzt, d. h. die Teilchen werden durch Funktionen beschrieben, die die weitere Spurverfolgung ersetzen. Die verwendeten Funktionen wurden durch Testmessungen und durch

---

<sup>3</sup>Parametrized SIMulation for H1

Vergleich mit der detaillierten Detektorsimulation H1SIM bestimmt. Auch innerhalb des Kalorimeters werden die elektromagnetischen und hadronischen Teilchenschauer durch parametrisierte Funktionen beschrieben. In der Driftkammer werden die Spuren von geladenen Teilchen als Helix angenommen, und die Anzahl der getroffenen Drähte wird direkt über die Spurlänge ausgerechnet. H1PSI ist also nicht in der Lage Details anzugeben, z. B. welche einzelnen Drähte angesprochen haben oder wieviel Energie in den einzelnen Kalorimeterzellen deponiert wurde, sondern gibt nur die Anzahl der angesprochenen Drähte oder die Energiesummen in den verschiedenen Bereichen des Kalorimeters an. Mit H1PSI können die Triggerstufen 1 und 2 simuliert werden. Im Experiment wird beim Trigger im Zentralbereich des Kalorimeters die Energie, die in den ersten elektromagnetischen Lagen und der letzten hadronischen Lage deponiert wird, nicht mitberücksichtigt. Dies ist bei der H1PSI-StandardEinstellung nicht der Fall. Dort wird die gesamte im Kalorimeter deponierte Energie bei der Triggersimulation benutzt, was dazu führt, daß die Effizienz der Kalorimetertrigger zu groß ist. Aus diesem Grund wurde anstelle der StandardEinstellung eine Einstellung gewählt, bei der die ersten elektromagnetischen Lagen und die letzte hadronische Lage bei der Bestimmung der Triggereffizienzen nicht mitberücksichtigt werden.

### 8.3 Triggereffizienzen

Bei Ereignissen, in denen schwere Quarks über die BGF oder die Resolved Photon Prozesse entstanden sind, werden in der Regel viele geladene Spuren erzeugt (s. Kap. 7). Dies ist auch in Abb. 8.1 zu sehen. Dort ist simuliertes  $c\bar{c}$ -Ereignis, das über den Prozeß der BGF erzeugt wurde, im H1-Detektor zu sehen.

Heavy-Flavor-Ereignisse sollten somit gut über den den Z-Vertex- und den Driftkammer-Trigger, die die Informationen von geladenen Teilchen auswerten, selektiert werden. Der Driftkammer-Trigger (DC) setzt ein positives Signal, falls mehr als zwei geladene Spuren in den Spurenkammern zu finden sind ( $3.4^\circ < \theta < 169^\circ$ ). Der Z-Vertex-Trigger (ZVTX) akzeptiert Ereignisse, bei denen der Wechselwirkungspunkt durch Zurückverfolgen der Spuren von geladenen Teilchen in den Proportionalkammern gut rekonstruiert werden kann. Die wichtigste Triggerkombination für Heavy-Flavor-Ereignisse ist die Kombination aus DC-Trigger und ZVTX-Trigger. Bei Resolved Photon Prozessen gehen die Zuschauerteilchen des Resolved Photons vorwiegend in den Rückwärtsbereich. Zur Selektion dieser Ereignisse könnte neben der Triggerkombination DC \* ZVTX, der Z-Kammer-Trigger eine wichtige Rolle spielen. Ein Ereignis wird von diesem Trigger akzeptiert, falls im rückwärtigen Teil der inneren Z-Kammer (CIZ) mindestens ein geladenes Teilchen gefunden wird.

In Tab. 8.1 sind die zu erwartenden Triggereffizienzen für Heavy-Flavor-Ereignisse zu finden. Es werden die Effizienzen für BGF-Ereignisse und die Resolved Photon Prozesse  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$  und  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$  angegeben. Die Angaben beziehen sich auf den totalen Wirkungsquerschnitt des jeweiligen Prozesses, d. h. die Detektorakzep-

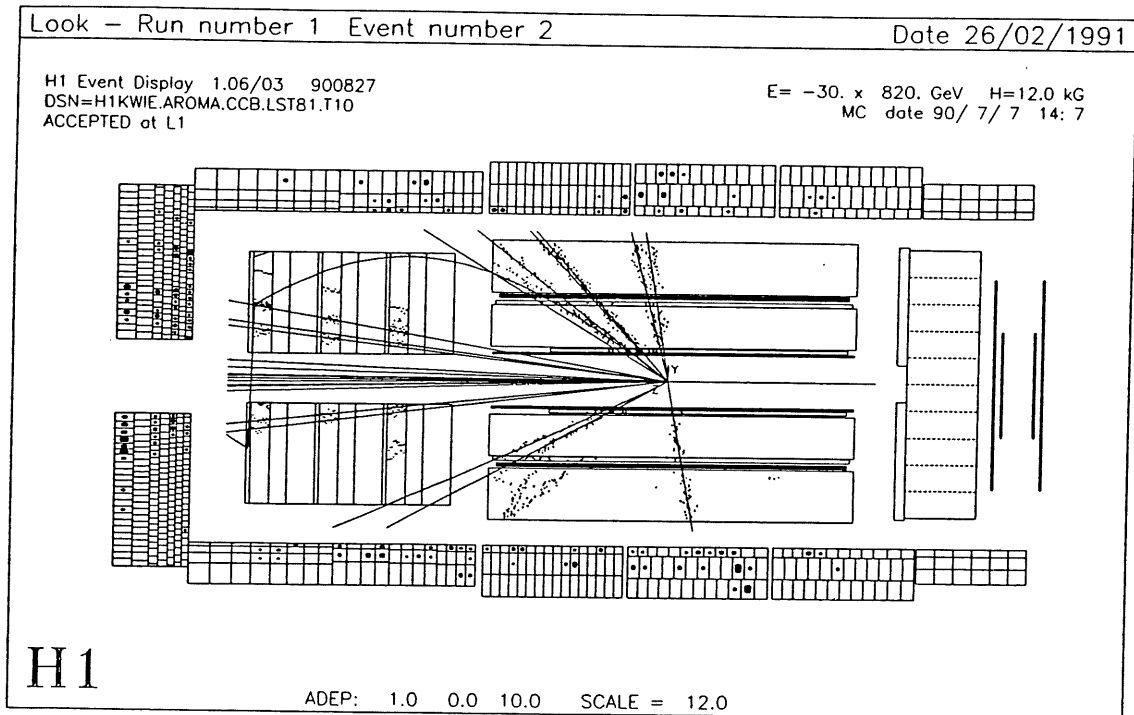


Abbildung 8.1: *Simuliertes Heavy-Flavor-Ereignis im H1-Detektor. Hierbei handelt es sich um ein  $c\bar{c}$ -Ereignis, das bei der  $\gamma g$ -Fusion entstanden ist.*

tanz ist in der angegebenen Effizienz enthalten. Beispielsweise werden 77 % aller  $b\bar{b}$ -Ereignisse, die bei der  $\gamma g$ -Fusion erzeugt wurden, auf Stufe 1 getriggert. Zur Erzeugung und Fragmentation der schweren Quarks wurde der HERWIG-Generator benutzt und für die Detektorsimulation H1PSI. Falls das Modell des SUE richtig sein sollte, so erhöht sich die Anzahl der geladenen Teilchen (s. Tab. 6.2, 6.3 und 6.4), und die Ereignisse werden dementsprechend mit höherer Effizienz getriggert. Da man bislang nichts über das SUE bei ep-Kollisionen weiß, werden in Tab. 8.1 als obere und untere Grenze die Triggerraten mit und ohne SUE angegeben. Bei Berücksichtigung der „weichen“ Kollisionen zwischen den Zuschauerjets wurde der Parameter  $N_{Soft} = 1$ . gewählt. In der Tabelle findet man die die Effizienzen für die folgenden Triggerkombination:

- DC \* ZVTX: Es werden mehr als zwei geladene Spuren in der Driftkammer gefunden und gleichzeitig wird durch Zurückverfolgen der geladenen Spuren in den Proportionalkammern der Wechselwirkungspunkt gut rekonstruiert.
- $E_{Barrel}$ \* DC: Im Zentralbereich des Kalorimeters (Barrel) wird mehr als 4 GeV Energie deponiert und gleichzeitig werden mehr als zwei geladene Spuren in der Driftkammer registriert.
- Z-Kammer-Trigger: In der CIZ-Kammer wird mehr als eine geladene Spur gefunden.

Triggerbedingung	$\gamma g \rightarrow b\bar{b}$		$\gamma g \rightarrow c\bar{c}$	
	$N_{Soft} = 0.$	$N_{Soft} = 1.$	$N_{Soft} = 0.$	$N_{Soft} = 1.$
DC * ZVTX-Trigger	76 %	77 %	40 %	48 %
$E_{Barrel} > 4GeV$ * DC-Trigger	71 %	72 %	33 %	38 %
Z-Kammertrigger	25 %	25 %	22 %	21 %
Standardtrigger Stufe 1	83 %	83 %	57 %	60 %
Standardtrigger Stufe 1 und 2	77 %	77 %	48 %	50 %
Triggerbedingung	$gg \rightarrow b\bar{b}$		$gg \rightarrow c\bar{c}$	
	$N_{Soft} = 0.$	$N_{Soft} = 1.$	$N_{Soft} = 0.$	$N_{Soft} = 1.$
DC * ZVTX-Trigger	72 %	90 %	33 %	76 %
$E_{Barrel} > 4GeV$ * DC-Trigger	60 %	82 %	24 %	60 %
Z-Kammertrigger	51 %	52 %	48 %	53 %
Standardtrigger Stufe 1	89 %	96 %	71 %	92 %
Standardtrigger Stufe 1 und 2	81 %	91 %	62 %	84 %
Triggerbedingung	$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$		$q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$	
	$N_{Soft} = 0.$	$N_{Soft} = 1.$	$N_{Soft} = 0.$	$N_{Soft} = 1.$
DC * ZVTX-Trigger	57 %	78 %	24 %	62 %
$E_{Barrel} > 4GeV$ * DC-Trigger	46 %	68 %	17 %	45 %
Z-Kammertrigger	35 %	31 %	35 %	31 %
Standardtrigger Stufe 1	75 %	85 %	57 %	76 %
Standardtrigger Stufe 1 und 2	65 %	76 %	47 %	62 %

Tabelle 8.1: zu erwartende Triggereffizienzen für BGF-Ereignisse und die Resolved Photon Prozesse. Die Effizienzen beziehen sich auf den totalen Wirkungsquerschnitt des jeweiligen Prozesses. Als obere und untere Grenzen werden die Effizienzen mit und ohne SUE ( $N_{Soft} = 1.$  und  $N_{Soft} = 0.$ ) angegeben. Die Ereignisse wurden mit HERWIG 5.1 generiert und für die Detektorsimulation wurde H1PSI verwendet.

Weiterhin sind die Effizienzen für den globalen Trigger nach Level 1 und nach Level 1 und 2 aufgelistet. Es zeigt sich, daß sowohl  $b\bar{b}$ - als auch  $c\bar{c}$ -Ereignisse auf Level 1 gut gefiltert werden. Insbesondere  $b\bar{b}$ -Ereignisse werden sehr gut selektiert ( $> 75\%$ ). Die wichtigste Triggerbedingung des globalen Triggers auf Stufe 1 ist die Kombination DC- und ZVTX-Trigger. Für  $c\bar{c}$ -Ereignisse, die in Resolved Photon Prozessen erzeugt werden, ist auch der Z-Kammer-Trigger wichtig. Die Ereignisse, die der globale Trigger auf Stufe 1 akzeptiert hat, werden mit einer Effizienz  $> 80\%$  auch von der 2. Triggerstufe akzeptiert.

Weiterhin ist der Einfluß des SUE auf die Triggereffizienz sichtbar. In Kap. 6.2.1 wurde gezeigt, daß das SUE bei der BGF die Ereignissignaturen kaum beeinflusst.

Somit wird auch der H1-Trigger davon wenig beeinflusst. Bei den Resolved Photon Prozessen hingegen nimmt die Zahl der Zuschauerpartonen zu und Kollisionen zwischen den Zuschauerteilchen könnten die Signaturen stark ändern (s. Kap. 6.2.2). Dadurch werden mehr geladene Teilchen im Detektor registriert und im Kalorimeter wird mehr Energie deponiert. Die Effizienz der Triggerelemente, die hierauf reagieren steigt dementsprechend an. Der Z-Kammertrigger hingegen wird durch das SUE kaum beeinflusst. Ist dieses Modell richtig, steigt die Triggereffizienz bei  $b\bar{b}$ -Ereignissen um ca. 10% und bei  $c\bar{c}$ -Ereignissen um ca. 20%.

In diesem Kapitel wurde gezeigt, daß Heavy-Flavor-Ereignisse mit hoher Effizienz vom H1-Trigger akzeptiert werden. Auf der 1. Triggerstufe werden mehr als 75% aller  $b\bar{b}$ -Ereignisse selektiert und mehr als 57% aller  $c\bar{c}$ -Ereignisse. Triggerlevel 2 filtert mehr als 80% der von Level 1 akzeptierte Ereignisse. Ist das Modell des SUE richtig, so erhöht sich die Triggereffizienz für Heavy-Flavor-Ereignisse, die in Resolved Photon Prozessen erzeugt wurden, um ca. 10 - 20 %.



# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die wichtigsten Mechanismen zur Erzeugung von schweren Quarks bei HERA vorgestellt. Dies sind die Elektron-Gluon-Fusion und die Resolved Photon Prozesse  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$  und  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ . Den dominierenden Prozeß bildet die  $\gamma g$ -Fusion. Kennt man den Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses, so läßt sich die Gluondichte im Proton bei kleinen  $x$  bestimmen. Dieses ist eine der Hauptaufgaben von HERA. Neben den experimentellen Unsicherheiten tauchen bei den Wirkungsquerschnitten theoretische Unsicherheiten (Quarkmassen,  $Q^2$ -Skala in  $\alpha_s$  und der Protonstrukturfunktion, Ausdruck für  $\alpha_s$ ) auf. Über die Resolved Photon Prozesse läßt sich die Photonstrukturfunktion bestimmen.

Es ist nicht möglich, die Erzeugung und Fragmentation von schweren Quarks mit Hilfe der QCD analytisch zu berechnen. Man ist daher auf phänomenologische Modelle angewiesen. Diese Modelle bilden die Grundlage für Monte-Carlo-Ereignis-Generatoren. In dieser Arbeit wurden verschiedene Generatoren (AROMA, HERWIG, PYTHIA) für die BGF und die Resolved Photon Prozesse miteinander verglichen. Bei diesen Generatoren werden die Ereignisse nach folgendem Prinzip erzeugt: Nach der Generierung des Prozesses, in dem die schweren Quarks erzeugt werden, findet eine Partonschauerentwicklung für die schweren Quarks (Partonschauer im Endzustand) statt. Bei HERWIG und PYTHIA findet zusätzlich eine Partonschauerentwicklung für die in den harten Prozeß einlaufenden Partonen (Partonschauer im Anfangszustand) statt. Anschließend zerfallen die so erzeugten Partonen in Hadronen. Bei den Vergleichen sollte man berücksichtigen, daß die Generatoren auf phänomenologischen Modellen basieren, die teils von der Theorie her inspiriert sind und teils von Experimenten. Innerhalb der Generatoren existieren eine Reihe von Freiheitsgraden, die mit Hilfe von experimentellen Daten bestimmt wurden. Bei der Auswertung von experimentellen Daten, sollten daher mehrere Generatoren verwendet werden, um sicherzustellen, daß man nicht nur das vom Generator verwendete Modell testet. In Kap. 6.2 wurde gezeigt, daß der Partonschauer im Anfangszustand großen Einfluß auf die Signaturen hat, während der Schauer im Endzustand nur eine kleine Korrektur bedeutet. Aus  $p\bar{p}$ -Kollisionen stammt das Modell der „weichen“ Kollisionen zwischen den Zuschauerteilchen (SUE). Falls sich dieses Modell auf ep-Kollisionen übertragen läßt, kann es bei den Resolved Photon Prozessen großen Einfluß auf die Signaturen haben.

In dieser Arbeit wurden die Generatoren AROMA, PYTHIA und HERWIG für die

Prozesse zur Erzeugung von schweren Quarks in ep-Kollisionen miteinander verglichen. Vergleicht man für die  $\gamma g$ -Fusion die Generatoren AROMA und PYTHIA ohne Partonschauer im Anfangszustand, so erhält man eine gute Übereinstimmung. Beim Vergleich zwischen PYTHIA und HERWIG ohne SUE, ist die Übereinstimmung nicht ganz so gut, da aufgrund der unterschiedlichen Vorgehensweise bei der Partonschauerentwicklung im Anfangszustand bei PYTHIA das  $p_{\perp}$  des  $\gamma g$ -Systems kleiner ist als bei HERWIG. Für die Resolved Photon Prozesse stimmen diese beiden Generatoren sehr gut überein.

Für die BGF und die Resolved Photon Prozesse wird bei H1 eine gute Triggereffizienz erwartet. Auf der 1. Triggerstufe werden mehr als 75% aller  $b\bar{b}$ -Ereignisse selektiert und mehr als 57% aller  $c\bar{c}$ -Ereignisse. Triggerlevel 2 filtert mehr als 80% der von Level 1 akzeptierte Ereignisse. Ist das Modell des SUE richtig, so erhöht sich die Triggereffizienz für die Resolved Photon Prozesse beträchtlich. Der Effekt liegt bei ungefähr 10% für  $b\bar{b}$ -Ereignisse und ungefähr 20% für  $c\bar{c}$ -Ereignisse.

# Anhang A

## Partonschauerentwicklung

Innerhalb von MC-Generatoren wird die Partonschauerentwicklung in der Regel in einen Schauer im Anfangs- und einen Schauer im Endzustand unterteilt. Verglichen mit  $e^+e^-$ -Vernichtungsreaktionen ist die Situation bei Elektron-Hadron- und Hadron-Hadron-Kollisionen komplizierter. Es ist möglich, daß die in den harten Prozeß einlaufenden Partonen schon vor der Wechselwirkung Partonen abgestrahlt haben. Dies wird bei Monte-Carlo-Generatoren in der Regel durch eine Rückwärtsentwicklung vom harten Prozeß bis zum Herkunftsort simuliert. Startet man umgekehrt an diesem Herkunftsort und führt eine Vorwärtsentwicklung durch, hat man beispielsweise das Problem, daß beim harten Prozeß die invariante Masse nicht ausreicht, um den gewünschten Prozeß zu generieren. Daher müssen dann viele Ereignisse verworfen werden und die Methode arbeitet dementsprechend ineffizient. Innerhalb von MC-Generatoren ist im allgemeinen günstiger, den Partonschauer in einen Schauer im Anfangszustand (initial state radiation) und einen im Endzustand (final state radiation) zu unterteilen. Allerdings werden dadurch die Interferenzterme vernachlässigt, so daß Weitwinkelbremsstrahlung nicht ganz korrekt wiedergegeben wird.

Im Folgenden werden die verschiedenen Schauerentwicklungen vorgestellt [BEN88, SJO88].

### – Partonschauer im Anfangszustand

Der Partonschauer im Anfangszustand ist raumartig. Dies bedeutet, daß der Viererimpulsübertrag bei einer Verzweigung positiv ist. Man startet bei den in den harten Prozeß einlaufenden Partonen und führt eine Rückwärtsentwicklung bis zum Ursprungsort durch (s. Abb.3.3). Bei jeder Verzweigung innerhalb dieser Rückwärtskaskade nimmt die Virtualität  $Q^2$  ab, der Öffnungswinkel wird kleiner und die Energie wird größer.

$$Q_1^2 > Q_2^2 > \dots > Q_n^2 \cong 0$$

$$\theta_1 < \theta_2 < \dots < \theta_n$$

$$E_1 < E_2 < \dots < E_n$$

Die Verzweigungen  $a \rightarrow bc$  werden über die Altarelli-Parisi-Gleichungen bestimmt.

Sie geben die Wahrscheinlichkeit an, daß bei einem Anstieg  $dt$  das Parton  $a$  mit Impulsbruchteil  $x_a = x'$  im Teilchen  $b$  mit  $x_b = zx'$  und Teilchen  $c$  mit  $x_c = (1-z)x'$  zerfällt.

$$\frac{df_b(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \sum_a \int \frac{dx'}{x'} f_a(x', t) P_{a \rightarrow bc} \left( \frac{x}{x'} \right) \quad (\text{A.1})$$

mit

$$t = \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}$$

$$\alpha_s(t) \equiv \alpha_s(Q^2)$$

$$f_a(x', t) : \text{Wahrscheinlichkeit, das Partons } a \text{ mit dem Impulsbruchteil } x' \text{ des Hadrons bei der Skala } Q^2 \text{ zu finden.}$$

$$\frac{\alpha_s}{2\pi} P_{a \rightarrow bc} \left( \frac{x}{x'} \right) : \text{Wahrscheinlichkeit, das Parton } b \text{ mit dem Impulsbruchteil } \frac{x}{x'} \text{ des ursprünglichen Partons } a \text{ im Parton } a \text{ zu finden.}$$

Entsprechend kann man die Wahrscheinlichkeit  $dP_b$  angeben, daß bei  $dt < 0$  Parton  $a$  nicht in die Teilchen  $b$  und  $c$  zerfällt:

$$dP_b = \frac{df_b(x, t)}{f_b(x, t)} = |dt| \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \sum_a \int \frac{dx'}{x'} \frac{f_a(x', t)}{f_b(x, t)} P_{a \rightarrow bc} \left( \frac{x}{x'} \right) \quad (\text{A.2})$$

Summiert man über alle kleinen Änderungen  $dt$ , so erhält man die „Sudakov-Formfaktoren“. Sie geben die Wahrscheinlichkeit an, daß das Teilchen  $b$  mit dem Impulsbruchteil  $x$  von  $t_{max}$  bis  $t$  ( $< t_{max}$ ) im Parton  $a$  zu finden ist.

$$S_b(x, t_{max}, t) = \exp \left\{ - \int_t^{t_{max}} dt' \frac{\alpha_s(t')}{2\pi} \sum_a \int dz P_{a \rightarrow bc}(z) \frac{x' f_a(x', t')}{x f_b(x, t')} \right\} \quad (\text{A.3})$$

$$t = \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}$$

$$z = \frac{x}{x'}$$

In MC-Generatoren werden die Verzweigungen in der Regel über die Sudakov-Formfaktoren geregelt. Die Partonen des Seitenastes können im Folgenden einen zeitartigen Partonschauer auslösen.

#### – Partonschauer im Endzustand

Der Partonschauer im Endzustand ist zeitartig, d. h. der Viererimpulsübertrag bei einer Verzweigung ist negativ (s. Abb. 3.3). Er ist charakterisiert durch eine abnehmende Virtualität, kleiner werdende Öffnungswinkel und kleiner werdende Energie.

$$Q_1'^2 > Q_2'^2 > \dots > Q_m'^2$$

$$\theta_1' > \theta_2' > \dots > \theta_m'$$

$$E_1' > E_2' > \dots > E_m'$$

Die Verzweigungen werden auch hier wieder über die Altarelli–Parisi–Gleichungen (s. Gl. A.1) geregelt, wobei wie beim raumartigen Partonschauer die Sudakov–Formfaktoren verwendet werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Teilchen  $b$  mit dem Impulsbruchteil  $x$  von  $t_{min}$  ( $< t$ ) bis  $t$  im Parton  $a$  zu finden ist, lautet:

$$S_a(t) = \exp \left\{ - \int_{t_{min}}^t dt' \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int dz P_{a \rightarrow bc}(z) \right\} \quad (\text{A.4})$$

## Anhang B

### Wirkungsquerschnitte der $\gamma g$ -, $gg$ -, und $q\bar{q}$ -Fusion

Für den Prozeß der  $\gamma g$ -Fusion in schwere Quarks ergibt sich bei Berücksichtigung der Massen der schweren Quarks folgender Wirkungsquerschnitt [DRE85]:

$$\hat{\sigma}(\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}) = \frac{8\pi}{9\hat{s}^2} \alpha_s \left\{ \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \left[ \hat{s} + 4m_Q^2 - \frac{8m_Q^4}{\hat{s}} \right] - \beta [\hat{s} + 4m_Q^2] \right\} \quad (\text{B.1})$$

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_Q^2}{\hat{s}}}$$

Für die Resolved Photon Prozesse ergeben sich für die Unterprozesse  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$  und  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$  [DRE85]:

$$\hat{\sigma}(gg \rightarrow Q\bar{Q}) = \frac{\pi\alpha_s^2}{3\hat{s}} \left\{ -\left(7 + \frac{31m_Q^2}{\hat{s}}\right) \frac{\beta}{4} + \left(1 + \frac{4m_Q^2}{\hat{s}} + \frac{m_Q^4}{\hat{s}^2}\right) \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \right\} \quad (\text{B.2})$$

$$\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}) = \frac{8\pi\alpha_s^2}{27\hat{s}^2} (\hat{s} + 2m_Q^2) \beta \quad (\text{B.3})$$

# Literaturverzeichnis

- [ABB90] G. Abbiendi, L. Stanco,  
*Heavy Flavor Production at HERA, Simulation with a New Monte Carlo Event Generator,*  
DESY 90-112 (1990).
- [ABE91] CDF Kollaboration, F. Abe et al.,  
*A lower limit on the top quark mass with two leptons in ppbar collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV,*  
Fermilab-Pub-91/280-E (1991),
- [ALN87] UA5-Kollaboration, G.J. Alner et al.,  
*The UA5 High Energy anti-p p Simulation Program,*  
Nucl. Phys. **B291** (1987) 445.
- [ABR91] H. Abramowicz, K. Charcula, A. Levy,  
*Parametrization of Parton Distributions in the Photon,*  
DESY 91-069 (1991).
- [ALI80] A. Ali et al.,  
*A QCD Analysis of the high Energy  $e^+e^-$ -Data from PETRA,*  
Phys. Lett. **B93** (1980) 155.
- [ALI88] A. Ali et al.,  
*Heavy Quark Physics at HERA,*  
DESY 88-119 (1988)
- [AMA80] D. Amati et al.,  
*A treatment of hard processes sensitive to the infrared structure of QCD,*  
Nucl. Phys. **B173** (1980) 429.
- [ART74] X. Artru, G. Mennessier,  
*String Model and Multiproduction,*  
Nucl. Phys. **B70** (1974) 93.
- [BAR87] G. Barbagli, G. D'Agostini,  
*Tagging of  $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$  events and direct measurement of the gluon structure function at HERA,*  
Proceedings of the HERA Workshop Vol. 1 (1987) 135.

- [BAR83] JADE Kollaboration, W. Bartel et al.,  
*Particle Distribution in 3-Jet Events produced by  $e^+e^-$ -Annihilation*,  
Z. Phys. **C21** (1983) 37.
- [BAS83] A. Bassetto, M. Ciafaloni, G. Marchesini,  
*Jet structure and infrared sensitive quantities in perturbative QCD*,  
Phys. Rep. **100** (1983) 202.
- [BEN88] M. Bengtsson, T. Sjöstrand,  
*Parton showers in leptonproduction events*,  
Z. Phys. **C37** (1988) 465.
- [BEN91] H.U. Bengtsson, T. Sjöstrand,  
*A Manual to the Lund Monte Carlo for Hadronic Processes - PYTHIA  
version 5.6*,  
DESY, Dokumentation auf der DESY-IBM (1991).
- [BET86] K. Bethge, U.E. Schröder,  
*Elementarteilchen*,  
Wissenschaftliche Buchgesellschaft Darmstadt (1986).
- [COU91] A. Courau,  
*Quasi-real QED compton at HERA*,  
H1-07/91-186 (1991).
- [DIE88] M. Diemoz, F. Ferroni, E. Longo, G. Martinelli,  
*Parton densities from deep inelastic scattering to hadronic processes at  
super collider energies*,  
Z. Phys. **C39** (1988) 21.
- [DRE85] M. Drees, K. Grassie,  
*Parametrizations of the Photon Structure and Application to Supersym-  
metric Particle Production at HERA*,  
Z. Phys. **C28** (1985) 451.
- [DUK82] D.W. Duke, J.F. Owens,  
*Quantum chromodynamics corrections to deep inelastic compton scatter-  
ing*,  
Phys. Rev. **D26** (1982) 1600.
- [DUK84] D.W. Duke, J.F. Owens,  
 *$Q^2$ -dependent parametrizations of parton distribution functions*,  
Phys. Rev. **D30** (1984) 49.
- [DUK85] D.W. Duke, R.G. Roberts,  
*Determination of the QCD strong coupling  $\alpha_s$  and the scale  $\Lambda_{QCD}$* ,  
Phys. Rep. **120** (1985) 275.



- [EIC84] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane, C. Quigg,  
*Super Collider Physics*,  
Rev. Mod. Phys. **56** (1984) 1065.
- [ELL88] R.K. Ellis, Z. Kunszt,  
*Photoproduction and Electroproduction of Heavy Flavours with Gluon  
Bremsstrahlung*,  
Nucl. Phys. **B303** (1988) 633.
- [ELL90] R.K. Ellis, J.W. Stirling,  
*QCD and collider physics*,  
Fermilab-Conf-90/164-T, (1990) 1.
- [FAI90] H. Faissner,  
*Vorlesungsreihe: Quarks und Gluonen*,  
RWTH Aachen, (1990).
- [FEY78] R.P. Feynman, R.D. Field,  
*A Parametrization of the Properties of Quark Jets*,  
Nucl. Phys. **B136** (1978) 1.
- [GAR85] J.W. Gary,  
*Test of Modells for Parton Fragmentation in  $e^+e^-$  Annihilation*,  
Ph.D. Thesis, Lawrence Berkeley Laboratories, LBL-20638 (1985).
- [GAS82] J. Gasser, H. Leutwyler,  
*Quark Masses*,  
Phys. Rep. **87** (1982) 77.
- [GIL90] J.F. Gilman, Y. Nir,  
*Quark Mixing: The CKM Picture*,  
Ann. Rev. Nucl. Part. Phys. **40** (1990) 213.
- [GLU90] M. Glück, E. Reya, A. Vogt,  
*Radiatively generated parton distributions for high-energy collisions*,  
Z. Phys. **C48** (1990) 471.
- [HAL84] F. Halzen, A.D. Martin,  
*Quarks and Leptons*,  
John Wiley and Sons, (1984).
- [HOY79] P. Hoyer et al.,  
*Quantum Chromodynamics and Jets in  $e^+e^-$* ,  
Nucl. Phys. **B161** (1979) 349.
- [H1P86] H1 Kollaboration,  
*Technical Proposal for the H1 Detector*,  
DESY (1986).

- [ING87] G. Ingelman et al.,  
*Deep Inelastic Physics and Simulation*,  
Proceedings of the HERA Workshop Vol. 1 (1987) 1.
- [ING88] G. Ingelman, G. Schuler,  
*HFLGEN version 1.2*,  
DESY, Dokumentation auf der DESY-IBM (1988).
- [JAN91] T. Jansen,  
*Triggerstudien für  $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse im H1-Detektor bei HERA*,  
Diplomarbeit an der RWTH Aachen, in Vorbereitung, (1991).
- [KAN87] G. Kane,  
*Modern Elementary Particle Physics*,  
Addison-Wesley Publishing Company, (1987).
- [KWI90] J. Kwiecinski, A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling,  
*Parton distributions at small  $x$* ,  
Phys. Rev. D **42** (1990) 3645.
- [MÄT88] P. Mättig,  
*The Structure of Jets in  $e^+e^-$  Collisions*,  
DESY 88-125, (1988).
- [MAR88] G. Marchesini, B.R. Webber,  
*Monte Carlo Simulation of general Hard Processes with coherent QCD Radiation*,  
Nucl. Phys. B **310** (1988) 461.
- [MAR91] G. Marchesini et al.,  
*HERWIG - A Monte Carlo Event Generator for Simulating Hadron Emission Reactions with Interfering Gluons*,  
DESY 91-048, (1991).
- [MOR90] J. Morfin, W.K. Tung,  
*Parton Distributions from a Global QCD Analysis of Deep inelastic Scattering and Lepton-Pair Productions*,  
Fermilab Preprint, FNAL-PUB-90/74 (1990).
- [NAC86] O. Nachtmann,  
*Elementarteilchenphysik*,  
Vieweg, (1986).
- [PET80] A. Peterson,  
in *Elementary Constituents and Hadronic Structure*,  
ed. J. Tran Thanh Van (Editions Frontieres, Dreux), (1980) 505.

- [PET83] C. Peterson et al.,  
*Scaling violations in inclusive  $e^+e^-$ -annihilation spectra*,  
Phys. Rev. D **27** (1983) 105.
- [POD88] O. Podobrin,  
*Erzeugung von Strange- und Charm-Mesonen in der  $e^+e^-$ -Annihilation bei 35 GeV*,  
Diplomarbeit an der Universität Hamburg, (1988).
- [ROB90] R.G. Roberts,  
*The structure of the proton*,  
Cambridge University Press, (1990).
- [SCH88] G. Schuler,  
*Heavy Flavor Production at HERA*,  
Nucl. Phys. B **299** (1988) 21.
- [SJO86] T Sjöstrand, M. Bengtsson,  
*JETSET version 6.3*,  
DESY, Dokumentation auf der DESY-IBM (1986).
- [SJO88] T Sjöstrand,  
*Status of Fragmentation Models*,  
Int. J. of Mod. Phys. A **3** 751 (1988).
- [SJO90] T Sjöstrand, M. Bengtsson,  
*JETSET version 7.3*,  
DESY, Dokumentation auf der DESY-IBM (1990).
- [SJO91] T Sjöstrand,  
private Mitteilung
- [YND83] F. Yndurain,  
*Quantum Chromodynamics*,  
Springer-Verlag, (1983).

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht über den Speicherring HERA und der zugehörigen Vorbeschleuniger . . . . .	3
1.2	Schema des H1-Detektors . . . . .	4
2.1	Feynman-Diagramme für die Strahlungskorrekturen der Ordnung $\alpha_s$ .	9
2.2	Selbstwechselwirkungen des Gluons . . . . .	10
2.3	Verlauf von $\alpha_s(Q^2)$ als Funktion von $Q^2$ . . . . .	11
2.4	Beiträge in 1. Ordnung zu $\alpha_s$ . . . . .	11
2.5	Verlauf der Gluonstrukturfunktion für die verschiedene Parametrisierungen bei $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}$ . . . . .	16
3.1	Die verschiedenen Phasen der Partonfragmentation . . . . .	18
3.2	Feynman-Graphen der $e^+e^-$ -Vernichtung . . . . .	19
3.3	Partonschauerentwicklung . . . . .	20
3.4	„Angular ordering“ bei der Abstrahlung von Partonen . . . . .	21
3.5	Meson-Erzeugung im Modell von Field und Feynman . . . . .	22
3.6	Fragmentationsfunktionen für leichte und schwere Quarks . . . . .	24
3.7	Drei Jet Ereignis im IF-Modell . . . . .	25
3.8	Farbfeldlinien zwischen einem Quark und einem Antiquark . . . . .	26
3.9	Raum-Zeit-Diagramm eines $q\bar{q}$ -Paares im String-Modell . . . . .	27
3.10	Gluonfragmentation im LUND Modell . . . . .	28
3.11	Drei Jet Ereignis im SF-Modell . . . . .	29
3.12	Der Clusterzerfall . . . . .	30
3.13	Zerfall von schweren Quarks über die schwache Wechselwirkung . . . . .	30
4.1	Feynman-Graphen der DIS . . . . .	32
4.2	Feynman-Graphen der Boson-Gluon-Fusion . . . . .	35
4.3	$Q^2$ -Verteilung für $b\bar{b}$ - und $c\bar{c}$ -Ereignisse . . . . .	36
4.4	Abweichung der WWA und EPA vom exakten ME . . . . .	39
4.5	Korrekturen der Ordnung $O(\alpha_s)$ zur BGF . . . . .	40
4.6	Feynman-Graphen der Resolved Photon Prozesse . . . . .	42
4.7	Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Bottom-Quarks in ep-Kollisionen als Funktion der Schwerpunktsenergie . . . . .	43
5.1	Feynman-Graph der BGF mit einer möglichen Stringkombination . . . . .	53
5.2	mögliche Stringkombination bei den Resolved Photon Prozessen. . . . .	54

5.3	Farbflußdiagramm für den Prozeß $V^*g \rightarrow Q\bar{Q}'$ . . . . .	56
5.4	Energie und $p_{\perp}$ des Gluons, welches in die BGF geht und des Gluons, welches vom Proton emittiert wurde . . . . .	58
5.5	$p_{\perp}$ -Verteilung des $c\bar{c}$ -Systems . . . . .	60
5.6	$\alpha_s(\hat{s})$ vs. $\hat{s}$ für verschiedene Ausdrücke von $\alpha_s$ . . . . .	62
5.7	Energieverteilung des Quarks und Diquarks vom Protonrest . . . . .	63
5.8	$p_{\perp}$ -Verteilung des $c\bar{c}$ -Systems für die verschiedene Protonstruktur- funktionen . . . . .	63
6.1	$p_{\perp}$ -Verteilung des $b\bar{b}$ -Systems bei der $\gamma g$ -Fusion . . . . .	67
6.2	Verteilung der aufsummierten transversalen Energie der auslaufenden Partonen . . . . .	68
6.3	Winkel zwischen den b-Quarks in der Transversalebene. . . . .	69
6.4	totaler und transversaler Energiefluß, $n_{ch}$ und $\sum_i E_i$ innerhalb der H1-Detektorakzeptanz für den Prozeß $\gamma g \rightarrow b\bar{b}$ . . . . .	70
6.5	totaler und transversaler Energiefluß für den Prozeß $gg \rightarrow b\bar{b}$ . . . . .	72
6.6	$n_{ch}$ und $\sum_i E_i$ für den Prozeß $gg \rightarrow b\bar{b}$ . . . . .	73
7.1	Energieflußdiagramm für den Prozeß $\gamma g \rightarrow b\bar{b}$ . . . . .	76
7.2	Energieflußdiagramm für den Prozeß $\gamma g \rightarrow b\bar{b}$ . . . . .	77
7.3	deponierte Energie im H1 und ZEUS-Detektor für den Prozeß $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$ . . . . .	78
7.4	deponierte Energie im H1 und ZEUS-Detektor für den Prozeß $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ . . . . .	81
7.5	Rapiditätsverteilung für die Prozesse $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c}$ . . . . .	82
7.6	Anzahl der geladenen Teilchen innerhalb der H1 und ZEUS-Detek- torakzeptanz für den Prozeß $gg \rightarrow c\bar{c}$ . . . . .	83
8.1	Heavy-Flavor-Ereignis im H1-Detektor. . . . .	88

# Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Hannes Jung für die gute Betreuung, die vielen Diskussionen und sein ständiges Interesse an dieser Arbeit bedanken.

Weiterhin möchte ich mich bei meinen Zimmerkollegen bzw. „Fast“-Zimmerkollegen im DESY für das gute Arbeitsklima bedanken, namentlich: Eberhard Binder, Kerstin Borrás, Konrad Flamm, Thomas Jansen, Thorsten Kirchoff, Johannes Koll, Christian Leverenz, Peter Loch, Thomas Merz, Joachim Stier. Sie waren immer für eine kleine Ablenkung neben der Arbeit zu haben und haben mich und meine Kommentare geduldig ertragen.

Auch die Mitarbeiter des III. Physikalischen Instituts B, die mich während meiner Arbeit unterstützt haben, sollen nicht unerwähnt bleiben.

Für die Durchsicht einer Vorabversion dieser Arbeit danke ich Thomas Jansen, Dirk Krücker, Thomas Merz und Hans Wenzel.

Peter Loch danke ich für die Anfertigung einiger Feynman-Graphen.

Zum Schluß möchte ich mich noch bei all denjenigen bedanken, die mir während meines Studiums das Leben neben der Physik erträglich gemacht haben.