

IEKP-KA/92-5

Studie zur Messung der  
Gluonselbstkopplung in der Reaktion  
 $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{Hadronen}$

Andreas Seitz

Diplomarbeit

Institut für Experimentelle Kernphysik  
Fakultät für Physik, Universität Karlsruhe (TH)

Karlsruhe, den 6. Mai 1992



## Zusammenfassung

Der Vier-Parton-Wirkungsquerschnitt in der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow$  Hadronen setzt sich aus Beiträgen der Doppel-Gluon-Bremsstrahlung, der Quark-Antiquark-Produktion und des Tripel-Gluon-Vertex zusammen. Diese unterscheiden sich in den zweidimensionalen Verteilungen im verallgemeinerten Nachtmann-Reiter-Winkel  $\theta_{NR}^*$  und dem Winkel zwischen den beiden Sekundärjets von Vier-Jet-Ereignissen. Durch Anpassung dieser Monte-Carlo-Winkelverteilungen an die Verteilung aus DELPHI-Daten können die Casimirfaktoren und somit die Eichgruppe festgelegt werden.

Die zur Analyse am besten geeignete Clusterroutine wird durch Bestimmung des Auflösungsvermögens in den Observablen zu LUCLUS festgelegt. Der bei der Anpassung auftretende Bias und eine systematische Verschiebung des Meßfehlers verschwindet bei 20 Millionen zur Erzeugung der Einzelklassen verwendeten Ereignissen. Der systematische Fehler auf  $N_c/C_f$  durch Unsicherheiten in den Fragmentationsparametern kann zu  $\pm 0.1$  abgeschätzt werden. Die Verteilungen aus dem Matrixelementenschema entsprechen den DELPHI-Daten eher als die aus dem Partonschauermodell.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Die Quantenchromodynamik (QCD)</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Der Vier-Parton-Wirkungsquerschnitt</b>	<b>7</b>
3.1	Das Partonschauermodell . . . . .	7
3.2	Die Matrixelementmethode . . . . .	7
3.3	Der Vier-Parton-Wirkungsquerschnitt . . . . .	9
<b>4</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>15</b>
4.1	Der LEP Speicherring . . . . .	15
4.2	Der DELPHI Detektor . . . . .	17
4.3	DELPHI-Spurdetektoren . . . . .	19
4.4	Weitere DELPHI-Detektorkomponenten . . . . .	26
<b>5</b>	<b>Die Meßmethode</b>	<b>33</b>
5.1	Der Nachtmann-Reiter-Winkel $\theta_{NR}^*$ . . . . .	33
5.2	Der Öffnungswinkel $\alpha_{34}$ . . . . .	35
5.3	Weitere Aufspaltung in die Einzelklassen $A, B, C, D$ und $E$ . . . . .	36
<b>6</b>	<b>Analyse mit einem idealen Detektor</b>	<b>40</b>
6.1	Aufgabe und Funktion einer Clusterroutine . . . . .	40
6.2	Auswahl der Clusterroutine . . . . .	43
<b>7</b>	<b>Die Messung der Casimirfaktoren</b>	<b>49</b>
7.1	Bestimmung der Schneidparameter der Clusterroutine LUCLUS . . . . .	50
7.2	Die Generierung der Datensätze zur Anpassung an DELPHI-Daten . . . . .	52

7.2.1	Der Bias . . . . .	57
7.2.2	Die Vortäuschung kleiner Fehler . . . . .	59
7.2.3	Die Projektionen . . . . .	61
7.2.4	Anpassung an einen abelschen Datensatz . . . . .	65
7.3	Die Berechnung der Korrekturmatrix . . . . .	65
7.4	Ergebnis . . . . .	69
7.5	Fehlerbetrachtung . . . . .	69
<b>8</b>	<b>Fragmentationsmodelle</b>	<b>71</b>
8.1	Unabhängige Fragmentation . . . . .	71
8.2	String-Fragmentation . . . . .	72
8.3	Einfluß der Variation der Fragmentationsparameter auf den Meßwert der Casimirfaktoren . . . . .	74
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>84</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>85</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>89</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Ein wesentliches Ziel der Physik ist es, ein einheitliches Konzept zu finden, mit dem die vielfältigen beobachteten Naturerscheinungen erklärt werden können. Auf der Suche nach diesem Konzept stieß man immer weiter in den Mikrokosmos vor. Der Gedanke fundamentaler Bausteine der Materie entwickelte sich von Demokrit bis zur modernen Elementarteilchenphysik.

Nach dem gegenwärtigen Verständnis sind die Grundelemente der Materie strukturlose Elementarteilchen. Diese lassen sich in zwei Gruppen einteilen, die Fermionen und die Bosonen. Sie unterscheiden sich durch ihren Spin. Die Fermionen bilden die Bausteine der Materie. Sie sind unterteilbar in Leptonen und Quarks. Die Bosonen stellen die Austauschteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen dar, der elektromagnetischen, schwachen und der starken Wechselwirkung. Diese Wechselwirkungen werden im sogenannten Standardmodell als Quantenfeldtheorie beschrieben und sind aus dem Prinzip der lokalen Eichinvarianz ableitbar.

Für die starke Wechselwirkung, die Ursache der Kernkräfte, wurde eine erfolgversprechende Eichtheorie, die Quantenchromodynamik, entwickelt. In dieser Theorie existieren drei verschiedene Ladungen, die 'Farbladungen', im Unterschied zur QED, in der nur die elektrische Ladung existiert. Die starke Wechselwirkung wird dann durch den Austausch von acht masselosen Vektorbosonen, den Gluonen, vermittelt. Diese Gluonen tragen selbst Farbladung. Folge der Farbladungen der Gluonen ist die Gluonselfkopplung. In der Quantenelektrodynamik ist die Selbstkopplung der Eichbosonen nicht möglich, da das Photon keine Ladung trägt.

Erste indirekte Hinweise auf die Existenz von Gluonen lieferten Experimente der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung. Der experimentelle Nachweis von Quarks und Gluonen ist erschwert durch die Tatsache, daß diese Teilchen nicht frei, sondern nur in Hadronen gebunden existieren. Direkte Evidenz für die Existenz von Gluonen ergab die Untersuchung hadronischer Endzustände in der  $e^+e^-$ -Annihilation am Speicherring PETRA des DESY.

Die Gluonselfkopplung führt dazu, daß die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  mit steigender Wechselwirkungsenergie  $Q$  logarithmisch abnimmt. Sie ist deshalb die physikalische Ursache der asymptotischen Freiheit der Quantenchromodynamik. Aus der Messung von  $\alpha_s$  bei unterschiedlichen Energien erhält man daher einen Hinweis, daß es sich bei der QCD um eine nicht-abelsche Theorie handelt, in der die Gluonen mit sich selbst wechselwirken. Die direkte Prüfung dieses Sachverhaltes, Studien zur Messung der Gluonselfkopplung, ist Inhalt dieser Arbeit.

In der Vergangenheit wurden vielfältige Methoden zur Bestimmung der Gluonselfkopplung getestet. Die hier verwendete Methode benützt eine Analyse von Vier-Jet-Endzuständen bei  $Z^0$ -Zerfällen. Der Tripel-Gluon-Vertex tritt erstmals in Ereignissen in zweiter Ordnung in der Störungstheorie auf. Es entstehen verschiedene Endzustände der Vier-Jet-Ereignisse: solche mit Gluonselfkopplung, mit doppelter Gluonbremsstrahlung und solche mit Produktion eines sekundären Quark-Antiquark-Paares. Die Vorhersagen für das Auftreten dieser Zustände und ihre Winkelverteilungen sind für eine abelsche oder nicht-abelsche Theorie unterschiedlich.

Zur experimentellen Prüfung ordnet man zunächst in jedem Ereignis die vier Jets nach absteigender Energie. Mißt man die Verteilung für den Nachtmann-Reiter-Winkel und zusätzlich den Winkel zwischen den Jets 3 und 4, dann lassen sich aus dieser zweidimensionalen Verteilung die Beiträge des Triple-Gluon-Vertex direkt bestimmen.

## Kapitel 2

# Die Quantenchromodynamik (QCD)

Die Theorie der Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen heißt Quantenchromodynamik. Der QCD liegt das Postulat zu Grunde, daß die Farbsymmetrie eine lokale Eichsymmetrie ist. Die lokale Invarianz führt zu dem Schluß, daß ein Oktett von Gluonfeldern mit einer spezifischen Selbstwechselwirkung existiert. Auf diese Weise bestimmt die Symmetrie die gesamte Dynamik der starken Wechselwirkung. Daher kommt der Gluonselbstkopplung eine besondere Bedeutung zu.

Die Lagrangedichte der QCD ist derjenigen der Quantenelektrodynamik sehr ähnlich, man kann ihr sogar die gleiche formale Gestalt geben. Die Unterschiede bestehen lediglich darin, daß an die Stelle der Elementarladung  $e$  die Kopplungskonstante  $g$  der starken Wechselwirkung tritt. Außerdem tragen die den Quarks zugeordneten Spinorfelder im Gegensatz zur Quantenelektrodynamik einen zusätzlichen Farbindex, über den zu summieren ist, und schließlich sind die mit den Gluonen zu identifizierenden Vektorpotentiale  $A_\mu$  als Matrizen im Farbraum darzustellen:

$$\begin{aligned} A_\mu &= A_\mu^i \lambda_i / 2 \\ i &= 1, 2, \dots, 8 \end{aligned} \quad (2.1)$$

Hierbei steht  $A_\mu^i$  für die acht Vektorpotentiale der acht Gluonfelder, und  $\lambda_i$  sind die acht Gell-Mann-Matrizen. Die kovariante Ableitung der QCD hat dann die Gestalt

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu \quad (2.2)$$

Der Feldstärketensor  $F_{\mu\nu}$  hat eine analoge Zerlegung wie  $A_\mu$ :

$$F_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}^i \lambda_i / 2 \quad (2.3)$$

Er hängt aber in komplizierterer Weise von  $A_\mu$  ab, als dies in der QED der Fall ist.

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig(A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu) \quad (2.4)$$

Für Photonen sind die  $A_\mu$  gewöhnliche Zahlen und keine Matrizen, so daß der entsprechende Kommutator in dem Ausdruck für  $F_{\mu\nu}$  gleich Null ist. Im Falle nicht-abelscher Eichfelder, zu denen die Gluonfelder zählen, ist dieser Kommutator von Null verschieden. Er ist es, der den Charakter der nichtlinearen Selbstwechselwirkung der Gluonen und die Eigentümlichkeiten der gluonischen Kräfte bestimmt. Diese Form der Lagrangedichte der QCD und auch die Form des Feldstärketensors  $F_{\mu\nu}$  wird von der Forderung nach Invarianz unter den Eichtransformationen

$$\begin{aligned} q(x) &\rightarrow S(x)q(x) \\ \bar{q}(x) &\rightarrow \bar{q}(x)S^+(x) \\ A_\mu &\rightarrow S(x)A_\mu(x)S^+(x) - \frac{i}{g}(\partial_\mu S(x))S^+(x) \end{aligned} \quad (2.5)$$

bestimmt, wobei  $S(x) = \exp(i\alpha_i(x)\lambda_i/2)$  ist, und  $\alpha_i$  die acht unabhängigen Parameter der Farbtransformationen sind, die von den Koordinaten  $x^\mu$  abhängen.

Wegen der Selbstwechselwirkung der Gluonen gibt es zwei unterschiedliche Beiträge zur Vakuumpolarisation (siehe Abb. 2.1). Der erste, durch Bildung virtueller Quark-Antiquark-Paare erzeugte Beitrag, führt, wie in der QED, zu einer Abschirmung der Farbladung, während der zweite, durch Bildung virtueller Gluonenpaare bedingte Beitrag zum gegenteiligen Effekt, der Ladungsverstärkung (Antiscreening), führt. Folge dieser Effekte ist es, daß im Grenzfall unendlich kleiner Abstände der

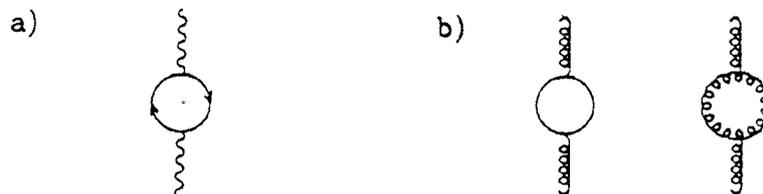


Abbildung 2.1: Schleifen-Graphen der Vakuumpolarisation: a) QED, b) QCD

Quarks deren Farbwechselwirkung schließlich ganz verschwindet. Diese Erscheinung bezeichnet man als asymptotische Freiheit. Sie ist eine direkte Folge des Triple-Gluon-Vertex.

# Kapitel 3

## Der

# Vier-Parton-Wirkungsquerschnitt

Die elektroschwache Wechselwirkung führt bei hadronischen Ereignissen am LEP zur Erzeugung eines primären  $q\bar{q}$ -Paares. Die störungstheoretische Quantenchromodynamik beschreibt die anschließende Entstehung des Multipartonereignisses. Dazu gibt es zwei grundlegend unterschiedliche Modelle:

### 3.1 Das Partonschauermodell

In diesem Modell wird den Partonen erlaubt, in zwei oder mehr Partonen überzugehen. Durch Iteration dieses Vorganges entsteht ein Partonschauer (siehe Abb. 3.1). Dabei wird kein vollständig berechnetes Matrixelement benötigt. Es werden nur die führenden logarithmischen Terme verwendet, d.h. die Kinematik, die Interferenz- und Helizitätseffekte sind nur vereinfacht dargestellt. Diese Näherung beschreibt die Struktur der Jets gut und eignet sich zur Reproduktion von Ereignissen mit hoher Jetmultiplizität.

### 3.2 Die Matrixelementmethode

Diese Methode beruht auf der Berechnung der vollständigen Feynman-Diagramme bis zu einer festgelegten Ordnung. Sie beschreibt die Kinematik sowie die Interferenz- und Helizitätseffekte. In höherer Ordnung wird die Berechnung der Graphen

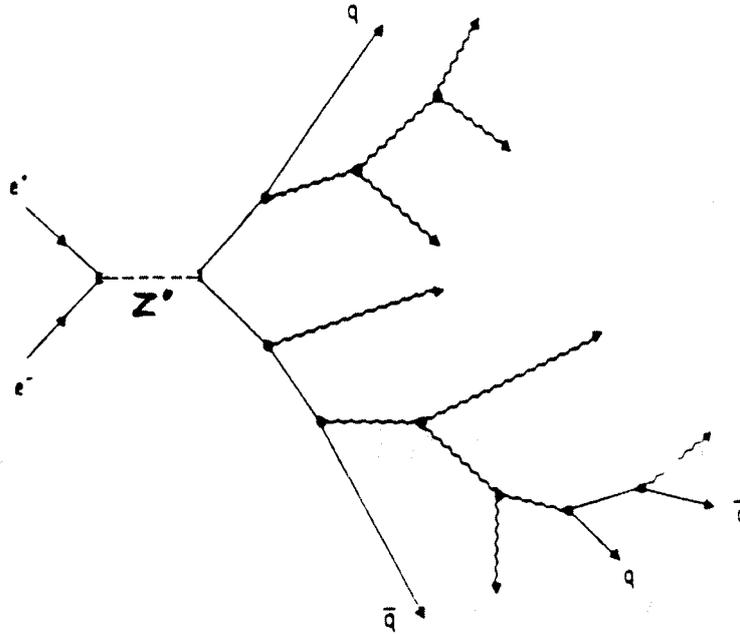


Abbildung 3.1: Entwicklung eines Parton-Schauers

zusehends schwieriger, weshalb sie bisher nur in der Ordnung  $O(\alpha_s^2)$  durchgeführt wurde.

In erster Ordnung der Störungsrechnung wird der Born-Graph  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  durch die Abstrahlung eines Gluons verändert, was zum Prozess  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  führt. Für masselose Quarks lautet der Wirkungsquerschnitt dann:

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \quad (3.1)$$

$C_F$  wird fermionischer Colour-Faktor genannt.  $\sigma_0$  ist der Wirkungsquerschnitt in niederster Ordnung für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow Z_0 \rightarrow \text{Hadronen}$ . Die  $x_i$  entsprechen der skalierten Energie des Quarks bzw. Antiquarks:  $x_i = 2E_i/\sqrt{s}$ .

### 3.3 Der Vier-Parton-Wirkungsquerschnitt

In der zweiten Ordnung der Störungsrechnung treten zusätzlich die Prozesse  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg$  und  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$  auf. Der Wirkungsquerschnitt für Vier-Parton-Endzustände wurde von verschiedenen Autoren berechnet. Eine komplette störungstheoretische Berechnung findet man bei Ellis, Ross und Terano [1]. Für die Entstehung der Vier-Parton-Endzustände gibt es drei prinzipiell unterschiedliche Prozesse (siehe Abb. 3.2 für  $q\bar{q}gg$ - und Abb. 3.5 für  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Endzustände):

- Doppel-Gluonbremsstrahlung
- Tripel-Gluon-Vertex
- sekundäre Quark-Antiquark-Produktion

Bei der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten durch Quadrieren der Amplituden müssen Interferenzterme innerhalb der Gruppe der Graphen gleichen Endzustandes berücksichtigt werden. Die Übergangswahrscheinlichkeit läßt sich parametrisieren, indem man sie in Einzelklassen unterteilt.

Für den  $q\bar{q}gg$ -Endzustand setzt sich der Wirkungsquerschnitt zusammen aus einer Kombination folgender Klassen (siehe Abb. 3.3 und 3.4):

- **A:** planare, QED-artige Klasse
- **B:** nicht-planare, QED-artige Klasse
- **C:** Klasse, die aus Interferenz mit Graphen des Tripel-Gluon-Vertex entsteht

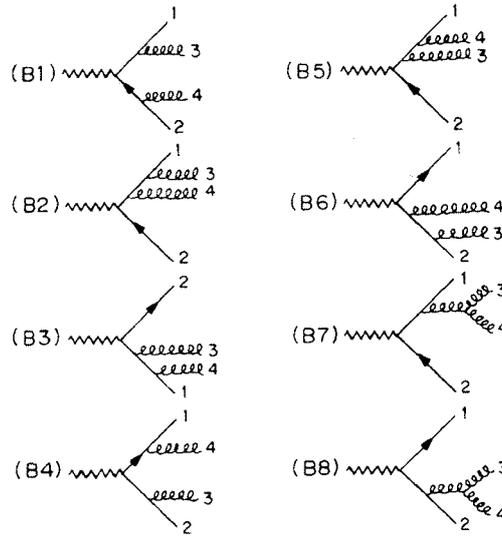


Abbildung 3.2: Feynmangraphen mit qqgg-Endzustand

Permutation of first row	Group weight												
	Class A $C_F^2$				Class B $C_F(C_F - \frac{1}{2}N_C)$				Class C $C_F N_C$				
	B11	B32	B21	B22	B42	B52	B53	B41	B71	B72	B82	B77	B87
(3 ↔ 4)	B44	B65	B54	B55	B51		B62		B74	B75	B85		
(1 ↔ 2)			B64	B66	B61				B84	B86	B76	B88	
(1 ↔ 2), (3 ↔ 4)			B31	B33	B43	B63			B81	B83	B73		

Abbildung 3.3: Zusammensetzung der Klassen A, B und C aus Übergangswahrscheinlichkeiten

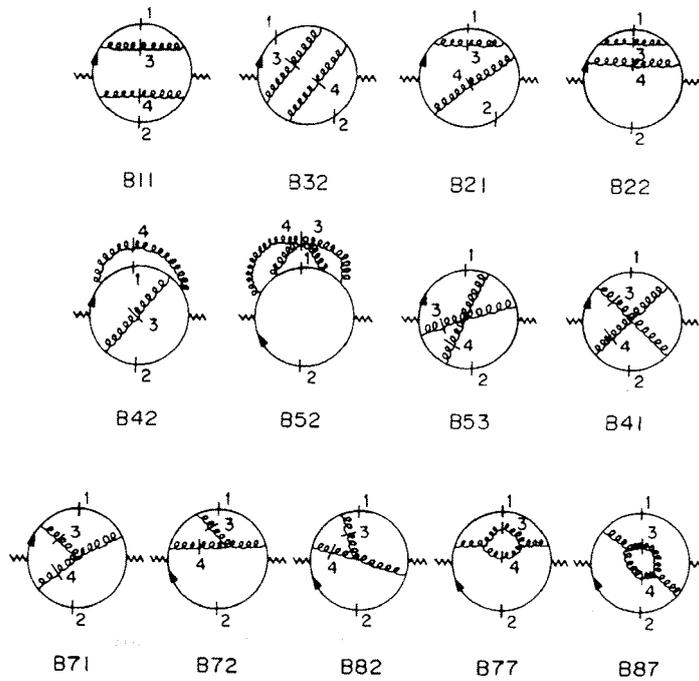


Abbildung 3.4: Graphische Veranschaulichung der Übergangswahrscheinlichkeiten, die in den Klassen  $A$ ,  $B$  und  $C$  zusammengefasst werden

Diese drei Klassen enthalten 36 Interferenzterme.

Für den  $q\bar{q}q\bar{q}$ -Endzustand kann die Übergangswahrscheinlichkeit ebenfalls in drei Klassen separiert werden (siehe Abb. 3.6 und 3.7):

- **D**: planare Klasse
- **E**: nicht-planare Klasse
- **F**: Klasse, die nur bei Bestimmung der Ladung des Partons beiträgt

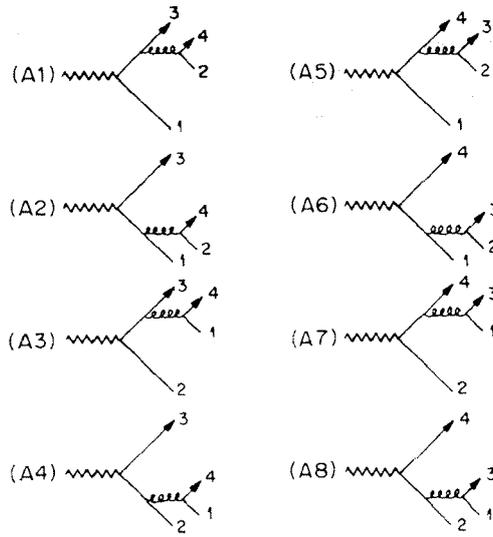


Abbildung 3.5: Feynmangraphen mit qq̄q̄q-Endzustand

Permu- tation of first row	Group weight											
	Class D $C_F T_R$			Class E $C_F(C_F - \frac{1}{2}N_C)$						Class F $C_F$		
$(1 \leftrightarrow 2)$	A77	A88	A87	A83	A76	A73	A86	A84	A75	A81	A82	A53
$(3 \leftrightarrow 4)$	A55	A66	A65	A61	A85	A51		A62		A63	A64	A71
$(1 \leftrightarrow 2), (3 \leftrightarrow 4)$	A11	A22	A21	A52	A41		A42		A31	A54		A72

Abbildung 3.6: Zusammensetzung der Klassen  $D, E$  und  $F$  aus Übergangswahrscheinlichkeiten

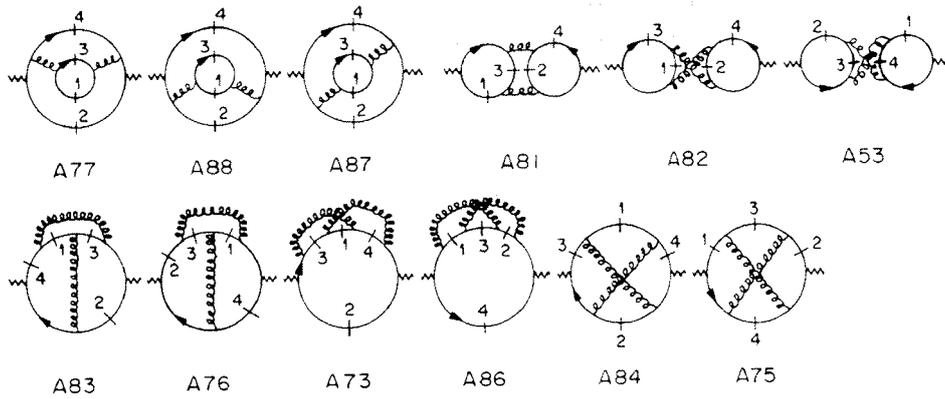


Abbildung 3.7: Graphische Veranschaulichung der Übergangswahrscheinlichkeiten, die in den Klassen  $D$ ,  $E$  und  $F$  zusammengefasst werden

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der beitragenden Diagramme können geschrieben werden als:

- $q\bar{q}gg$ -Endzustand durch Doppel-Bremsstrahlung:

$$\frac{1}{\sigma_0} d\sigma^{AB} = \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 \left[ C_F^2 \mathbf{A}(y_{ij}) + C_F \left( C_F - \frac{1}{2} N_c \right) \mathbf{B}(y_{ij}) \right] \quad (3.2)$$

- $q\bar{q}gg$ -Endzustand durch Tripel-Gluon-Vertex

$$\frac{1}{\sigma_0} d\sigma^C = \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 [C_F N_c \mathbf{C}(y_{ij})] \quad (3.3)$$

- $q\bar{q}q\bar{q}$ -Endzustand durch Sekundär-Quark-Paar-Bildung

$$\frac{1}{\sigma_0} d\sigma^{DE} = \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 \left[ C_F T_f N_f \mathbf{D}(y_{ij}) + C_F \left( C_F - \frac{1}{2} N_c \right) \mathbf{E}(y_{ij}) \right] \quad (3.4)$$

Die Klassen  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  und  $E$  beschreiben die Kinematik und sind Funktionen des Phasenraums.

Der Gesamt-Vierparton-Wirkungsquerschnitt wird beschrieben als Summe der drei Einzelwirkungsquerschnitte:

$$\sigma_{\text{Vierparton}} \sim$$

$$C_F \left[ C_F \mathbf{A}(y) + \left( C_F - \frac{1}{2} N_c \right) \mathbf{B}(y) + N_c \mathbf{C} + T_R \mathbf{D}(y) + \left( C_F - \frac{1}{2} N_c \right) \mathbf{E}(y) \right]$$

Die Wichtungen  $N_c$ ,  $C_F$ , und  $T_R$  werden Casimirfaktoren genannt. Sie sind abhängig von der zugrundeliegenden Modellvorstellung. Für den Fall der Quantenchromodynamik gilt:

Die Casimirfaktoren der QCD		
$N_c$	$C_F$	$T_R$
3	$\frac{4}{3}$	$\frac{1}{2} \cdot n_f$

Dabei gibt  $n_f$  die Zahl der im entsprechenden Energiebereich erzeugbaren Quarkflavour an.

In einem von Gaemers und Vermaseren [2] eingeführten abelschen Modell tragen die Gluonen keine Farbladung. Daher kann keine Gluonselfkopplung existieren. Es ergibt sich:

Die Casimirfaktoren eines abelschen Modells		
$N_c$	$C_F$	$T_R$
0	1	$3 \cdot n_f$

Da der Casimirfaktor  $N_c$  in dieser Theorie gleich Null ist, trägt die Klasse  $C$  nicht zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei. Dies ist die Folge der Nichtexistenz der Gluonselfkopplung. Die relativen Anteile der anderen Klassen verschieben sich.

Die relativen Beiträge der Klassen an $\sigma_{ges}^{Vierparton}$					
	$A$	$B$	$C$	$D$	$E$
QCD	35.0%	-5.8%	64.3%	6.3%	-0.2%
Abelsches Modell	26.0%	34.0%	0%	39.0%	1.0%

# Kapitel 4

## Das Experiment

Die zur Messung der Casimirfaktoren verwendeten Daten wurden mit dem DELPHI-Detektor gewonnen. DELPHI ist einer von vier Großdetektoren am  $e^+e^-$ -Speicherring LEP in Genf.

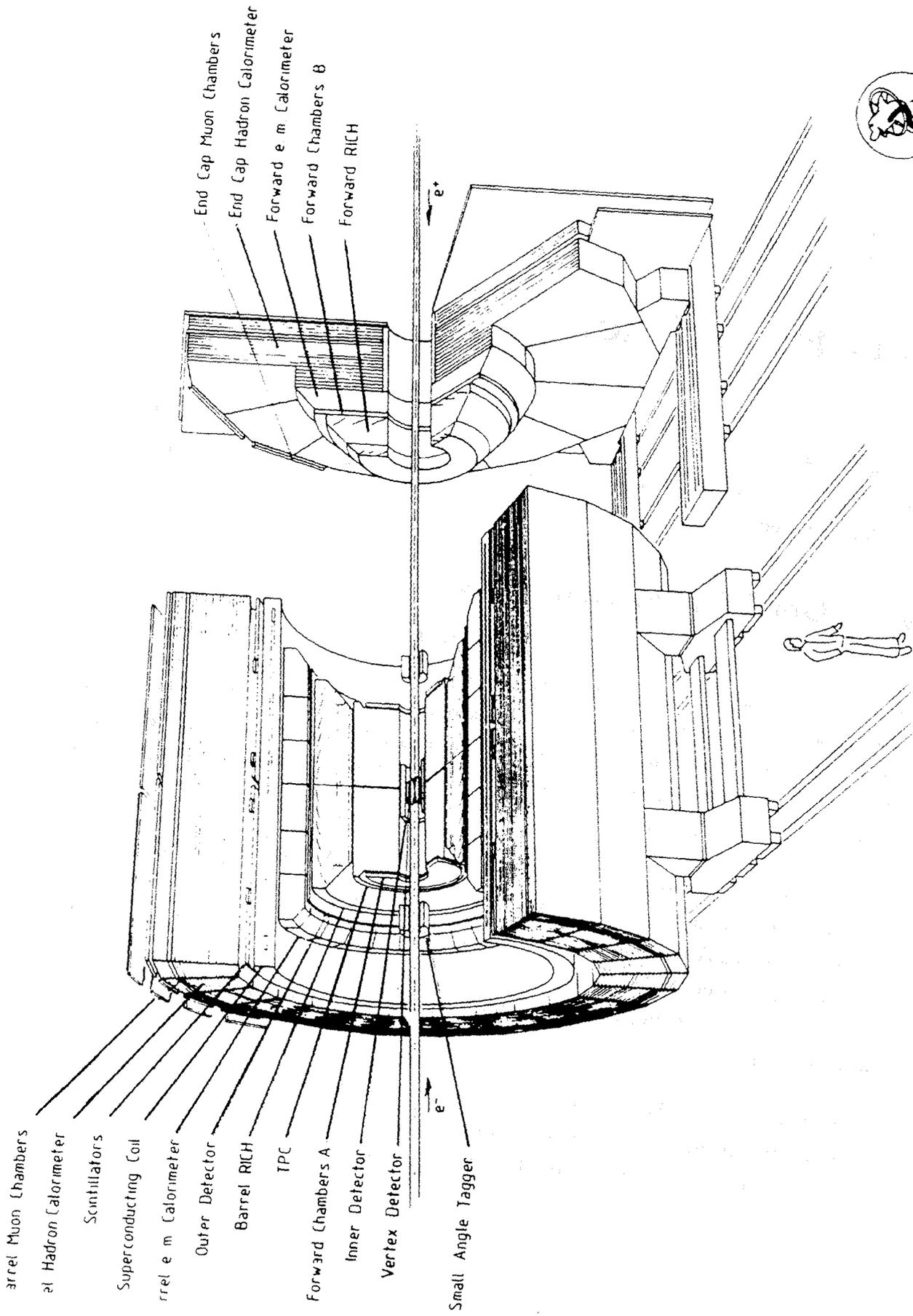
### 4.1 Der LEP Speicherring

LEP wurde von 1982 bis 1989 am CERN in Genf gebaut. Mit etwa 27 km Umfang ist LEP der größte  $e^+e^-$ -Speicherring, der bisher konstruiert wurde. Von den acht Wechselwirkungszonen sind vier mit Detektoren bestückt. Am 14.07.1989 wurde LEP in Betrieb genommen. In dieser Ausbauphase können mit normal-leitenden Kupfer-Resonatoren Schwerpunktennergien von ca. 100 GeV erreicht werden. Das reicht zur Erzeugung reeller  $Z^0$ -Bosonen.

LEP wird bei Schwerpunktennergien von etwa  $\pm 4$  GeV um die  $Z^0$ -Masse herum betrieben. Dadurch konnten z.B. Masse und Zerfallsbreite des  $Z^0$ -Bosons von den Experimenten exakt bestimmt werden. Bis Ende 1989 lief LEP mit einer mittleren Luminosität von etwa  $\mathcal{L} = 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Bei weiteren Messungen soll die geplante Luminosität  $\mathcal{L} = 1.4 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  erreicht werden.

In einer weiteren Ausbaustufe sollen die Kupfer-Resonatoren durch supraleitende Resonatoren ersetzt werden, um Schwerpunktennergien von 200 GeV zu erreichen. Damit ist die Produktion von  $W^+W^-$ -Paaren möglich.



**DELPHI**

## 4.2 Der DELPHI Detektor

DELPHI (**DE**tector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron Identification) ist ein  $4\pi$ -Detektor, der Teilchenidentifizierung, dreidimensionale Information mit hoher Auflösung (besonders bei komplexen Ereignissen) und präzise Vertex-Bestimmung ermöglichen soll. Dieses Kapitel liefert eine kurze Beschreibung des Detektors [20][37].

### Übersicht

Der Detektor besteht aus einem zylindrischen Zentralbereich (*barrel*) und zwei Endkappen (*end caps*), die in axialer Richtung 2.8 m weit geöffnet werden können, um einen schnellen Zugang zu den einzelnen Detektorkomponenten zu ermöglichen.

Die Detektorkomponenten dienen verschiedenen Aufgaben:

- Bestimmung des Impulses geladener Teilchen durch Spurdetektoren
- Messung der Energie in Kalorimetern
- Teilchenidentifizierung
- Geschwindigkeitsbestimmung

### Die supraleitende Spule

Das Magnetfeld zur Impulsmessung wird mit einer supraleitenden Spule erzeugt. Sie ist 7.4 m lang und hat einen inneren Durchmesser von 5.2 m. Die Spule wird mit flüssigem Helium auf 4.5 K gekühlt. Die Hauptspule kann mit einem Strom von bis zu 5000 A betrieben werden und ermöglicht eine Feldstärke von ca. 1.2 T. Mit zwei Kompensationsspulen an den Enden der Hauptspule wird die Homogenität des Feldes verbessert.

Innerhalb des zentralen Spurdetektors, der Zeit-Projektions-Kammer (TPC), wird in longitudinaler Richtung ein Feld von  $1.2334^{+0.0001}_{-0.0010}$  T erreicht (der asymmetrische Fehler deutet auf eine schwache Asymmetrie in axialer Richtung). In azimuthaler Richtung kann man die Feldinhomogenität vernachlässigen; die radiale Komponente ist kleiner als 5 G.

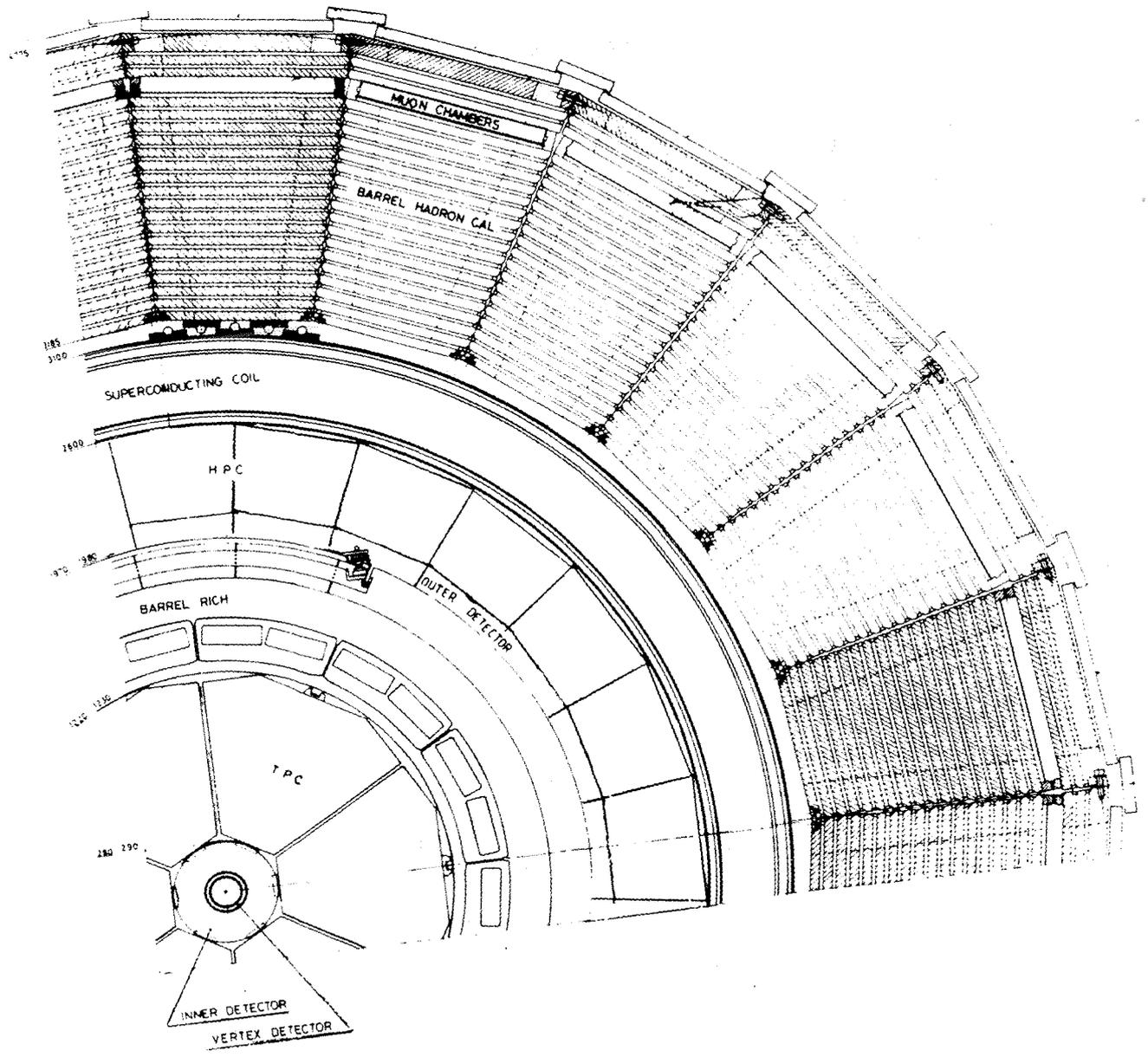


Abbildung 4.1: Der DELPHI-Detektor im Querschnitt

### 4.3 DELPHI-Spurdetektoren

#### Vertex-Detektor (VD)

Direkt im Anschluß an das Vakuumrohr befindet sich der **Vertex-Detektor (VD)**, der aus zwei konzentrischen Lagen Silizium-Micro-Strip Detektoren besteht.

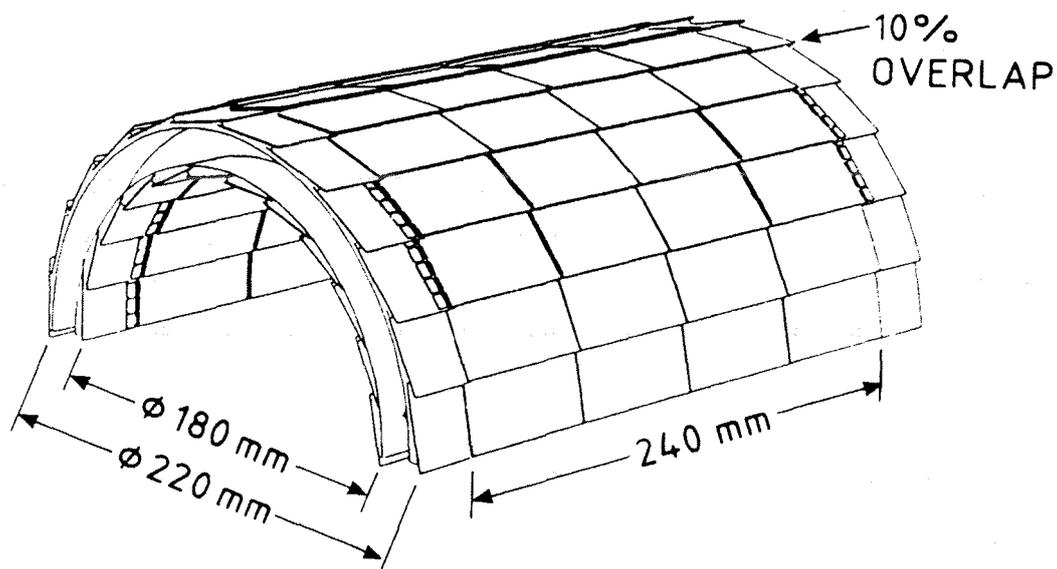


Abbildung 4.2: Schematische Zeichnung des Vertex-Detektors

Die beiden Lagen haben durchschnittliche Radien von 9 bzw. 11 cm und überdecken die zentrale Region in einem Bereich von 24.0 cm. Hauptaufgabe dieses Detektors ist die genaue Bestimmung der  $r\phi$ -Koordinate geladener Teilchen. Die Ortsauflösung beträgt ca.  $5\ \mu\text{m}$  und zwei Spuren können noch bei Abständen  $\leq 100\ \mu\text{m}$  getrennt werden.

Der Vertex-Detektor dient im Wesentlichen der Analyse sekundärer Vertices bei Zerfällen von D- und B-Mesonen.

## Inner Detector (ID)

Der Inner Detektor (ID) besteht aus zwei Teilen:

- einer inneren Jetkammer
- fünf Lagen Proportionalkammern

Die Jet-Kammer ist aus 24 identischen Sektoren mit je 24 Drähten aufgebaut und erstreckt sich von  $r = 11.8$  cm bis  $r = 22$  cm. Die Ortsauflösung pro Draht beträgt ca.  $100 \mu\text{m}$ .

Die Proportionalkammern erstrecken sich von  $r = 22.3$  cm bis  $r = 28$  cm. Sie werden bei der eindeutigen Ortsbestimmung in der Jetkammer benutzt, dienen aber hauptsächlich als Komponente im Triggersystem für geladene Spuren. Außer der  $r\phi$ -Koordinate wird durch Kathodenauslese auch die  $z$ -Koordinate der Teilchen gemessen. Teilchen mit einem Polarwinkel zwischen  $29^\circ$  und  $151^\circ$  werden von allen Lagen des Inner Detektors akzeptiert.

## Zeit-Projektionskammer (TPC)

Die TPC ist der zentrale Spurdetektor des DELPHI Experiments. Die Mustererkennung (*pattern recognition*) beginnt normalerweise mit ihren Informationen. Da die Größe der TPC durch den sie einschließenden RICH beschränkt ist, wurden zur Verbesserung der Impulsauflösung weitere Spurdetektoren hinzugefügt (OD, FCA und B). Die TPC ist  $2 \times 150$  cm lang und erstreckt sich von  $r = 28$  cm bis  $r = 122$  cm in radialer Richtung. Der Detektor besteht aus zwei separaten Hälften, die aus jeweils sechs Sektoren aufgebaut sind.

Jeder Sektor hat 16 Reihen Kathodenpads und 183 Anodendrähte, die alle mit FADCs ausgelesen werden. Die  $r\phi$ -Projektion einer Teilchenspur wird dabei über den Ladungsschwerpunkt auf den Pads und die  $z$ -Koordinate mit Hilfe der Driftzeit gemessen. Aus den Pulsamplituden auf den Drähten wird die spezifische Ionisation  $\frac{dE}{dx}$  bestimmt, die zur Teilchenidentifikation beiträgt. Die Ortsauflösung der TPC beträgt  $\sigma_{r\phi} = 180 - 280 \mu\text{m}$ , abhängig von  $r$  und  $\phi$ ,  $\sigma_z = 0.9$  mm. Trennung zweier Spuren ist ab 1.5 cm Abstand möglich.

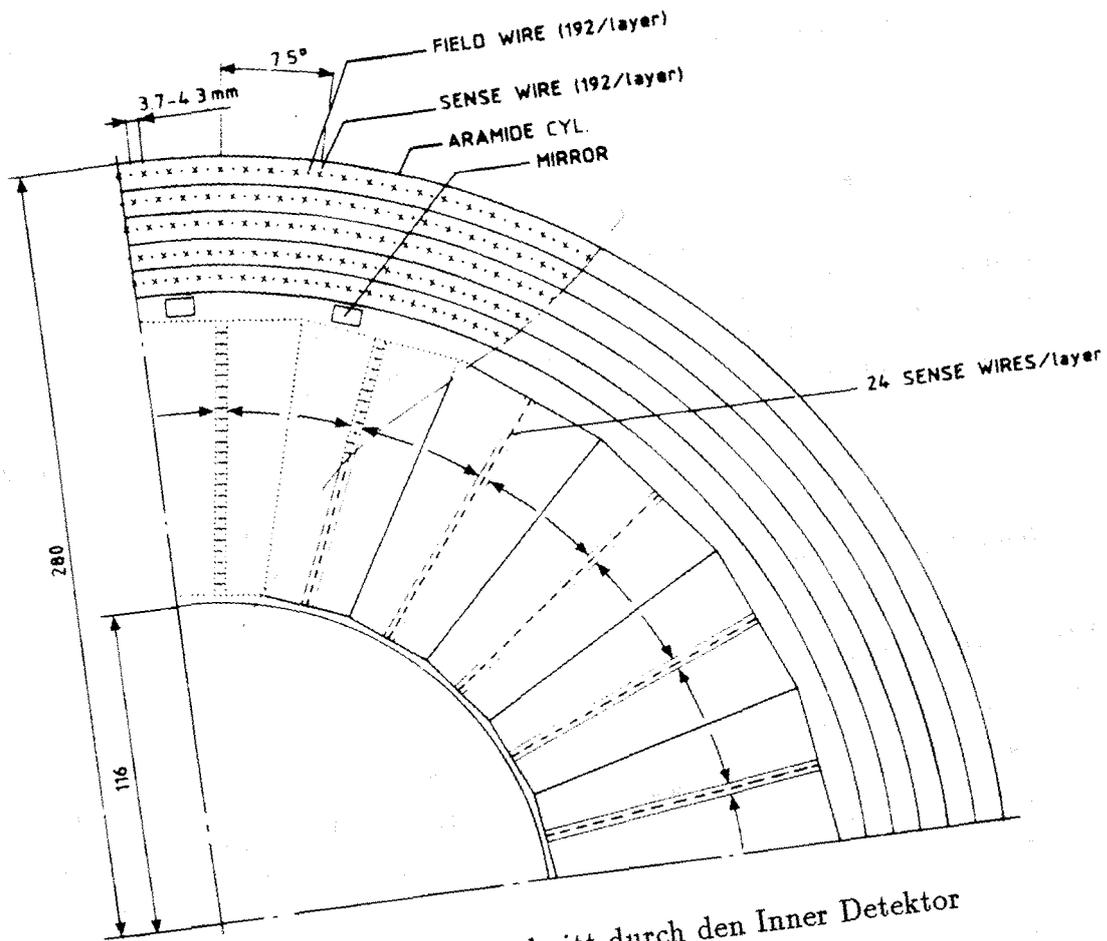


Abbildung 4.3: Querschnitt durch den Inner Detektor

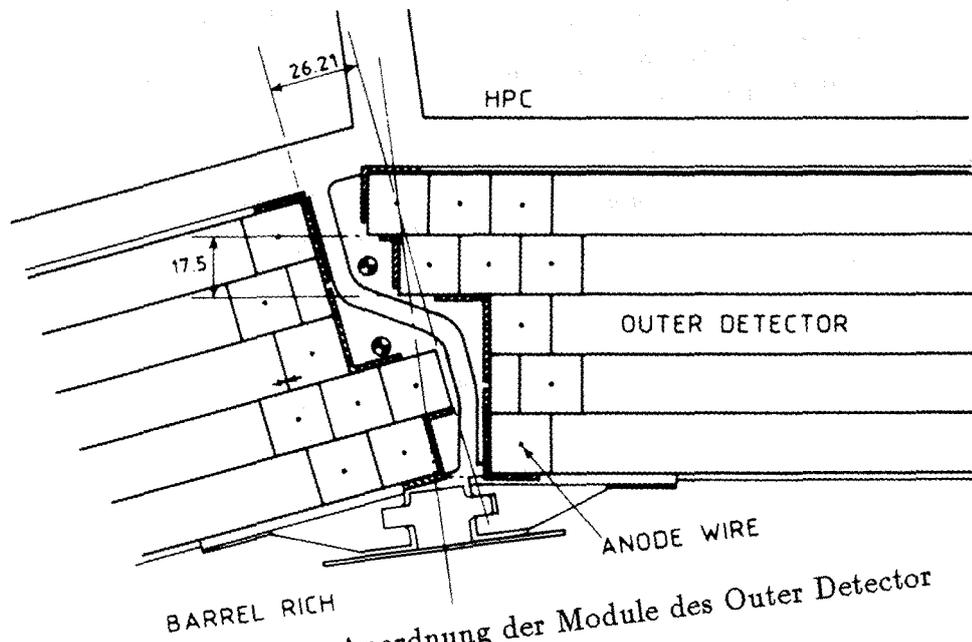


Abbildung 4.4: Anordnung der Module des Outer Detector

## Outer Detector (OD)

Der **Outer Detector** (OD) ist nötig, um schnelle Triggerinformation in  $r\phi$  und  $z$  zu liefern, und um die Impulsauflösung zu verbessern.

Der Detektor besteht aus 24 Modulen, die auf dem Barrel-RICH montiert sind. Diese sind 4.7 m lang und jeweils aus 145 Driftkammern in 5 Lagen aufgebaut. Die Lagen sind gestaffelt angeordnet und überlappen mit den anschließenden Modulen, um auf diese Weise volle Abdeckung in azimuthaler Richtung zu erreichen.

Die Driftkammern werden im „limited-streamer“ Modus betrieben. Alle Lagen liefern  $r\phi$ -Information, drei Lagen zusätzlich Information über  $z$ .

Für die Auflösung sind die vorläufigen Werte  $\sigma_{r\phi} = 110 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_z = 4.4 \text{ cm}$ . Es ist möglich, die Ladung einer Spur (bis zu den höchsten Impulsen) allein aus dem Spurelement im OD zu bestimmen [20].

## Vorwärtskammern

Zur Verbesserung der Impulsauflösung im Vorwärtsbereich und zur besseren Extrapolation von Spuren in den Forward RICH besitzt DELPHI zwei weitere Driftkammerpakete. Die Vorwärtskammern liefern Spur- und Trigger-Informationen von  $\theta = 33^\circ$  bis hinunter zu  $\theta = 11^\circ$ .

### Vorwärtskammer A (FCA)

Die Vorwärtskammer A (FCA) ist auf beide Enden der TPC montiert. Eine Seite besteht aus drei Kammern, jede mit zwei gestaffelten Lagen und geteilt in halbe Scheiben mit einem äußeren Radius von 103 cm. Die Kammern sind zueinander um  $120^\circ$  gedreht und liefern so  $2 \times 3$  Koordinaten.

Vorläufiger Wert für die Auflösung (aus dem Betrieb bei LEP) ist  $\sigma \approx 300 \mu\text{m}$  pro Lage. Die Nachweiswahrscheinlichkeit pro Doppellage beträgt ca. 95% .

### Vorwärtskammer B (FCB)

Kammer B liefert ein genaues Spurelement für den Trigger, die Muster-Erkennung und eine wesentlich verbesserte Impulsauflösung in Vorwärtsrichtung. Dieser zweite Satz Vorwärtskammern (FCB) befindet sich bei  $z = 274 \text{ cm}$ , zwischen dem F-RICH und dem F-EMC.

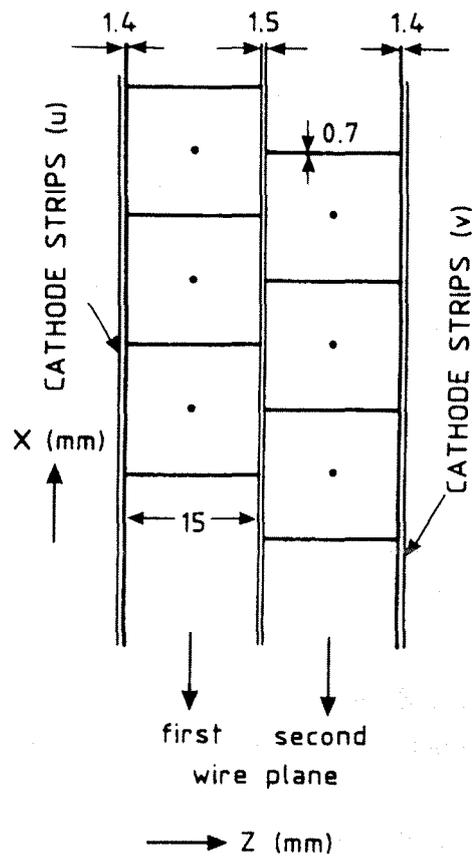


Abbildung 4.5: Vorwärtskammer A, Schnitt durch eine gestaffelte Doppellage

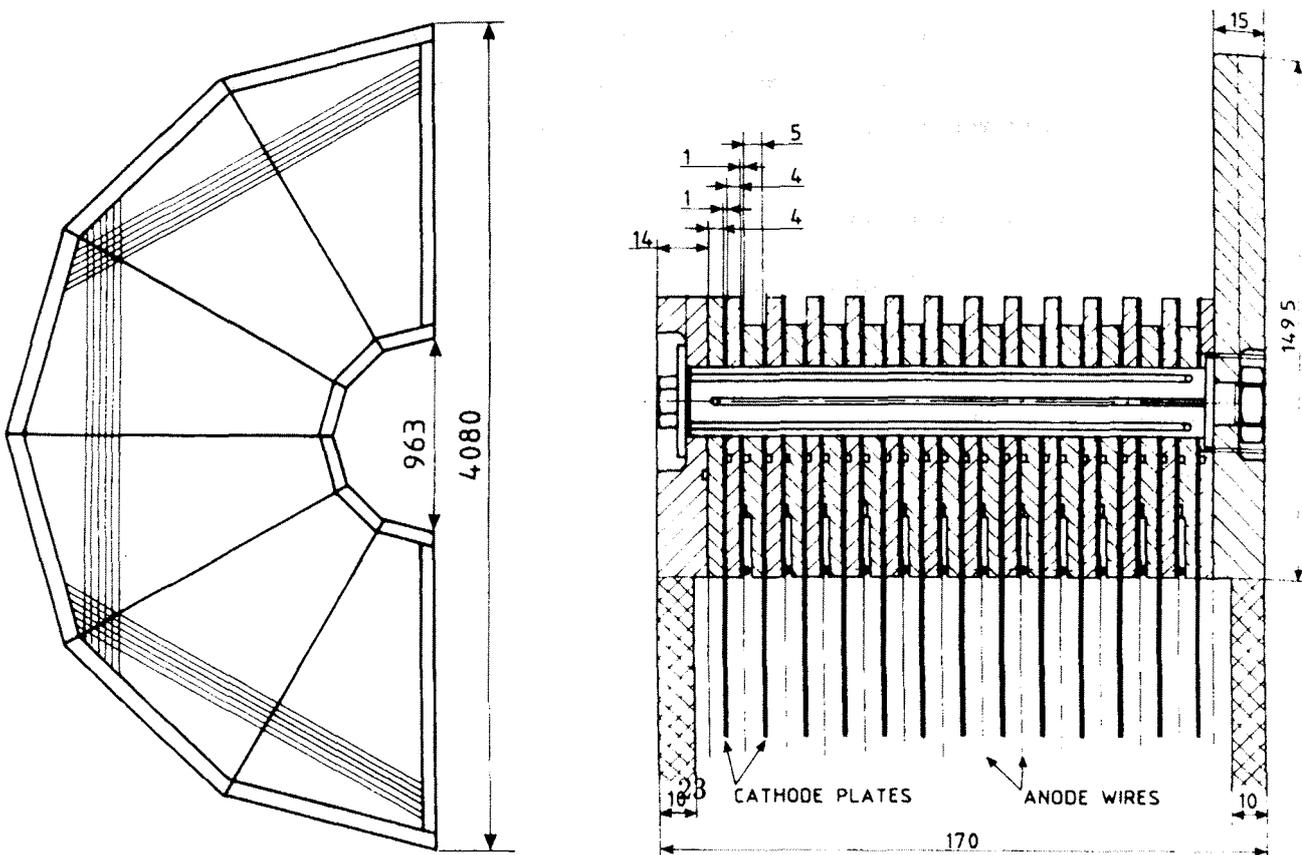


Abbildung 4.6: Vorwärtskammer B, allgemeine Anordnung und Schnitt

Eine Kammer ist aus zwei Halbscheiben aufgebaut; eine vollständige Scheibe hat einen Innenradius  $R = 48$  cm und einen Außenradius  $R = 211$  cm. Die zwölf Signaldrahtebenen sind paarweise um  $120^\circ$  gedreht, dabei sind die Signaldrähte in den beiden Ebenen gegeneinander versetzt.

Vorläufige Werte aus dem Betrieb bei LEP:  $\sigma = 290 \mu\text{m}$ , Nachweiswahrscheinlichkeit 80% pro Ebene als Mittel über alle Ebenen, wobei Effekte toter Zonen eingeschlossen sind. Bei Nutzung der Information aller zwölf Ebenen erhält man  $\sigma_x = \sigma_y = 130 \mu\text{m}$ .

## Myon-Kammern

### Barrel Myon-Kammern (B-MU)

Der Myon-Detektor im Barrel-Bereich besteht aus zwei Lagen. Die erste Lage von  $2 \times 24$  Planken ist nach 90 cm Eisen in das Magnetjoch eingefügt und enthält drei gestaffelte Ebenen Driftkammern. Die aktive Länge der Mehrzahl der Kammern beträgt 3.65 m.

Die zweite Lage ist außerhalb des Jochs montiert, nach weiteren 20 cm Eisen. Diese Lage besteht aus überlappenden Planken (mit Aussparungen dazwischen für Kabel und Rohre), die jeweils zwei gestaffelte Ebenen Driftkammern enthalten.

Alle Kammern der zweiten Lage werden ausgelesen, von der ersten Lage nur zwei Ebenen, die dritte Ebene wird als Reserve betrachtet. Die Auflösung extrapolierter Spuren beträgt gegenwärtig  $\sigma_{r\phi} = 4$  mm und  $\sigma_z \approx 2.5$  cm.

### Vorwärts-Myonkammern (F-MU)

Beide Arme der Vorwärts-Myonkammer bestehen aus zwei Kammerebenen; eine innerhalb des Jochs, nach  $\geq 85$  cm Eisen, die zweite 30 cm weiter außen, nach weiteren 20 cm Eisen und den Vorwärts-Szintillatoren. Jede Ebene überdeckt etwa  $9 \times 9 \text{ m}^2$  und besteht aus vier Quadranten. Ein Quadrant besteht aus zwei orthogonalen Lagen von 22 Driftkammern. Das empfindliche Volumen einer Driftkammer ist 435.4 cm lang, 18.8 cm breit und 2 cm hoch.

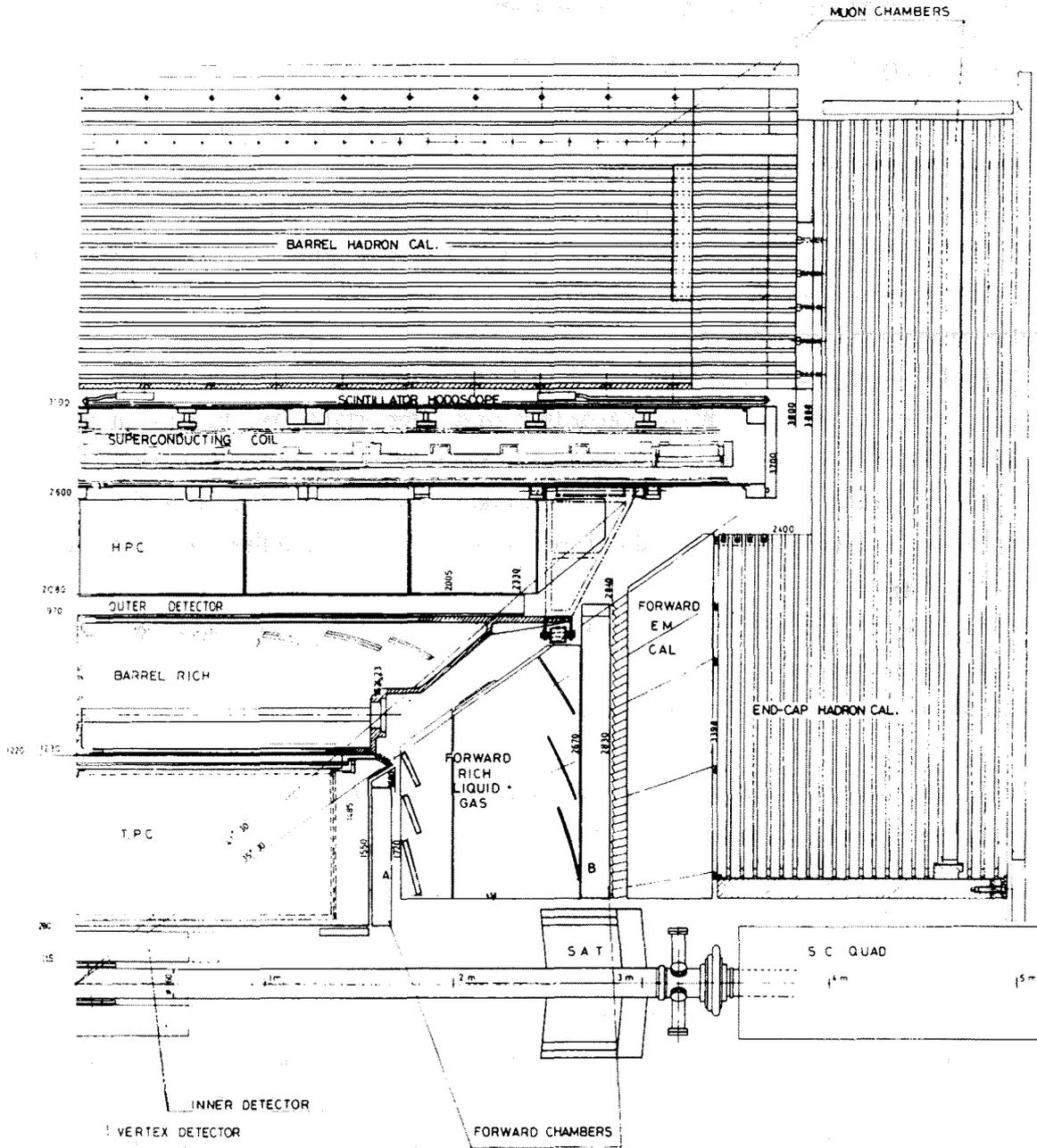


Abbildung 4.7: Der DELPHI-Detektor im Längsschnitt

## 4.4 Weitere DELPHI-Detektorkomponenten

### Elektromagnetische Kalorimeter

#### High-density Projection Chamber (HPC)

Im Barrelbereich wird als elektromagnetisches Kalorimeter eine **High Density Projection Chamber (HPC)** verwendet.

Die HPC ist die erste Anwendung des Zeit-Projektions-Prinzips auf die Kalorimetrie in großem Maßstab. Das Ziel ist, die von elektromagnetischen Schauern und Hadronen verursachten Ladungsverteilungen mit hoher Auflösung in allen Koordinaten zu messen.

Der Detektor besteht aus 144 einzelnen Modulen innerhalb der Spule, die in sechs Ringen zu jeweils 24 Segmenten angeordnet sind. Der erfaßte Winkelbereich reicht von  $\theta = 43^\circ$  bis  $\theta = 137^\circ$ . Die Module sind gegenüber dem Hadron Kalorimeter um  $7.5^\circ$  in  $\phi$ -Richtung versetzt, um den Raumwinkel besser abzudecken. Der Konverter besteht aus 41 Lagen Bleidraht, die durch 8 mm breite gasgefüllte Zwischenräume getrennt werden.

Das Zeit-Projektions-Prinzip wird verwirklicht durch die Verwendung des Bleikonverters als Feldkäfig. Die Ionisationsladung von Schauern und Spuren wird dadurch auf eine einzelne Proportionaldrahtebene am Ende jedes HPC-Moduls geleitet.

Für den schnellen Trigger ist nahe dem Schauer-Maximum (nach 4.5 Strahlungslängen) eine Lage Szintillationszähler eingebaut.

#### e.m. Kalorimeter vorwärts (FEMC)

Für das e.m. Kalorimeter in Vorwärts-Richtung waren gute räumliche Auflösung und gute Energieauflösung die Hauptziele.

Das FEMC ist aus zwei Scheiben von 5 m Durchmesser aufgebaut. Die Scheiben bestehen aus 9064 Bleiglas-Blöcken in Form von Pyramidenstümpfen, die fast auf den Wechselwirkungspunkt zeigen (Abweichung etwa  $3^\circ$ ). Es wird der Winkelbereich  $10^\circ < \theta < 36.5^\circ$  und  $143.5^\circ < \theta < 170^\circ$  abgedeckt.

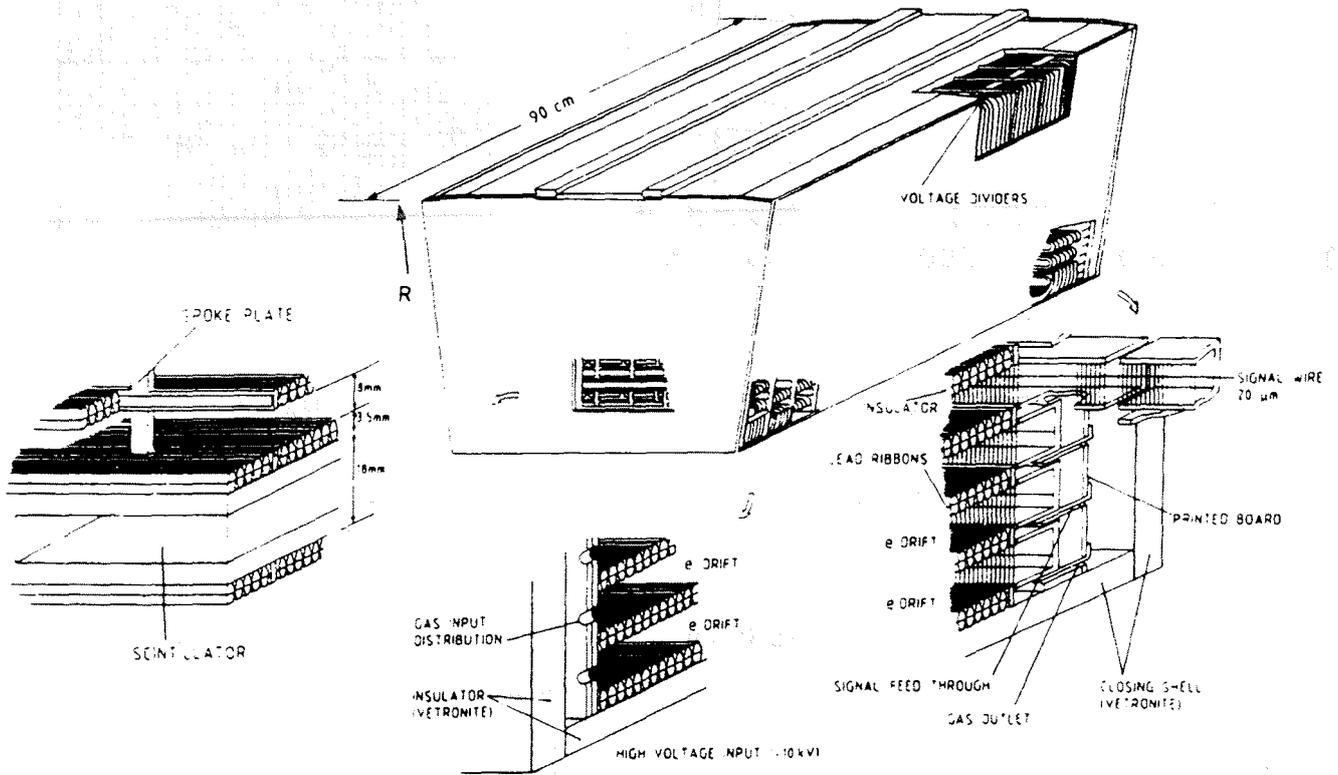
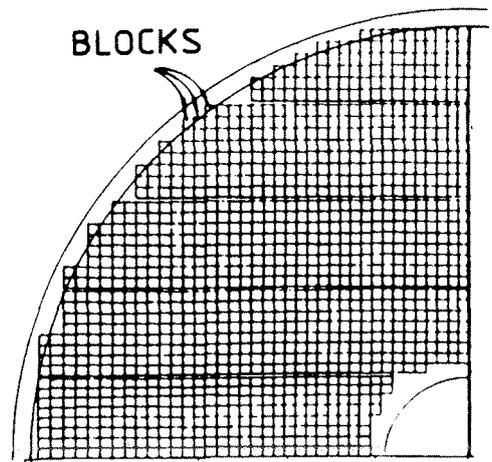
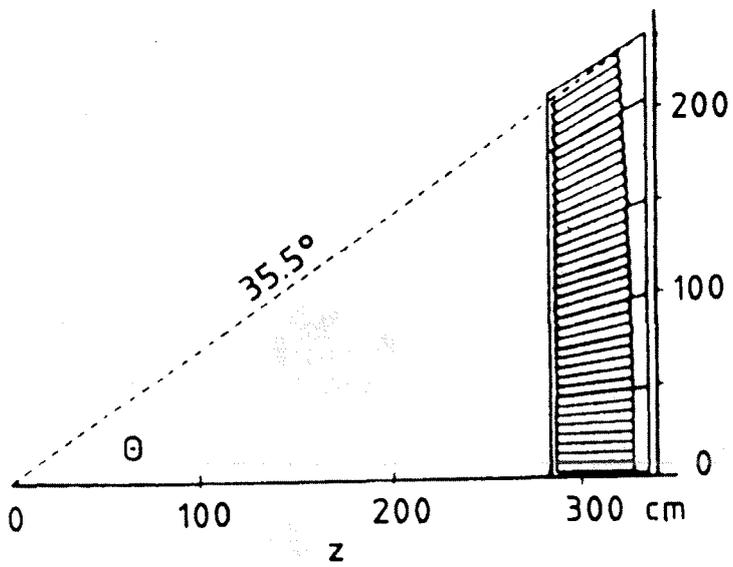
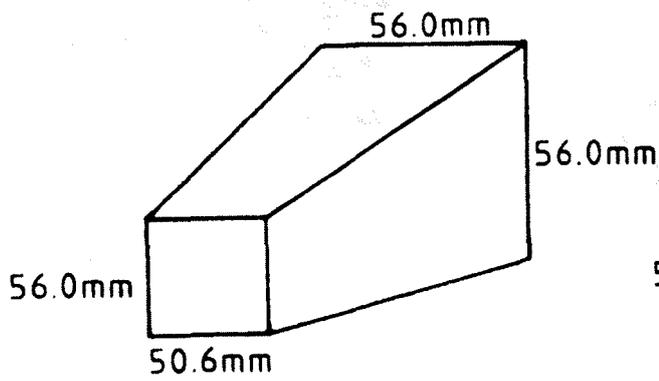


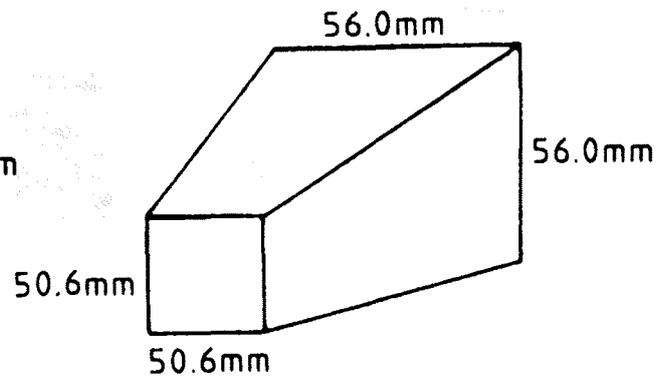
Abbildung 4.8: Aufbau eines HPC-Moduls



TYPE 1



TYPE 2



LEAD GLASS BLOCKS

Abbildung 4.9: Aufbau des FEMC

## Hadron-Kalorimeter

Das Hadron-Kalorimeter besteht aus Streamer-Rohren, die in das Magnetjoch eingefügt sind. Der Barrel-Teil überdeckt den Winkelbereich  $42.6^\circ < \theta < 137.4^\circ$ , die Endkappen die Bereiche  $11.2^\circ < \theta < 48.5^\circ$  und  $131.5^\circ < \theta < 168.8^\circ$ .

Der Barrel-Bereich ist aus 24 Sektoren aufgebaut. Zwanzig Lagen Streamerrohre sind in 2 cm Schlitz zwischen den 5 cm Eisenplatten in jedem Sektor eingefügt. Der Aufbau der Endkappen ist ähnlich wie im Barrel, mit einer Tiefe von 19 Lagen. Das Kalorimeter enthält etwa 19032 Detektoren, die in der Länge zwischen 40 und 410 cm variieren.

## Szintillationszähler

### Time-Of-Flight Zähler (TOF)

Die TOF-Zähler sind im Barrel direkt außerhalb der Spule angebracht. Das System besteht aus einer einzigen Lage von 172 Zählern ( $344 \times 19 \times 2 \text{ cm}^3$ ). Der größte Teil des Winkelbereichs von  $41^\circ < \theta < 139^\circ$  wird durch die Zähler abgedeckt, außer einer toten Zone von 6 cm bei  $\theta = 90^\circ$  und an den Halterungen des Kryostats.

Das TOF-System im Barrel dient als schneller Trigger für Strahlereignisse und kosmische Ereignisse. Außerdem kann es dazu benutzt werden, kosmische Myonen auszuschließen, die während der Strahlkollisionen (*beam crossings*) auftreten.

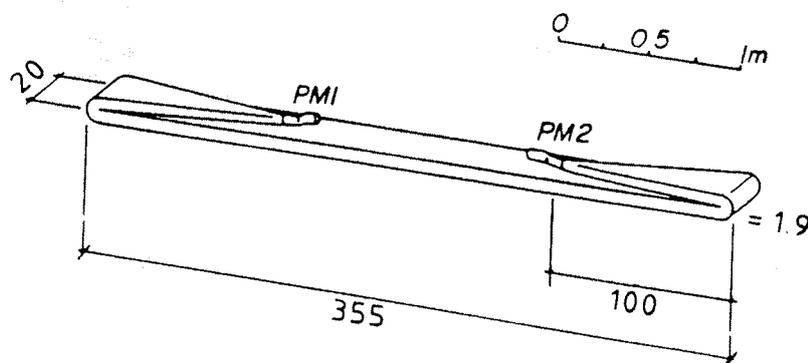


Abbildung 4.10: Ein einzelner TOF-Zähler

## Forward Hodoscope

Mit den Szintillationszählern in Vorwärts-Richtung werden Myon-Nachweis und Triggersystem für kosmische und Strahlereignisse verbessert.

Die Hodoskope sind in der 45 mm Lücke montiert, die sich zwischen dem Endkappen-Joch und der zweiten Lage Myonkammern befindet. Sie bedecken den gesamten Querschnitt ( $\approx 140\text{m}^2$ ) in einer einzigen Lage. Diese Lage ist in Quadranten angeordnet, von denen jeder 28 Zähler enthält.

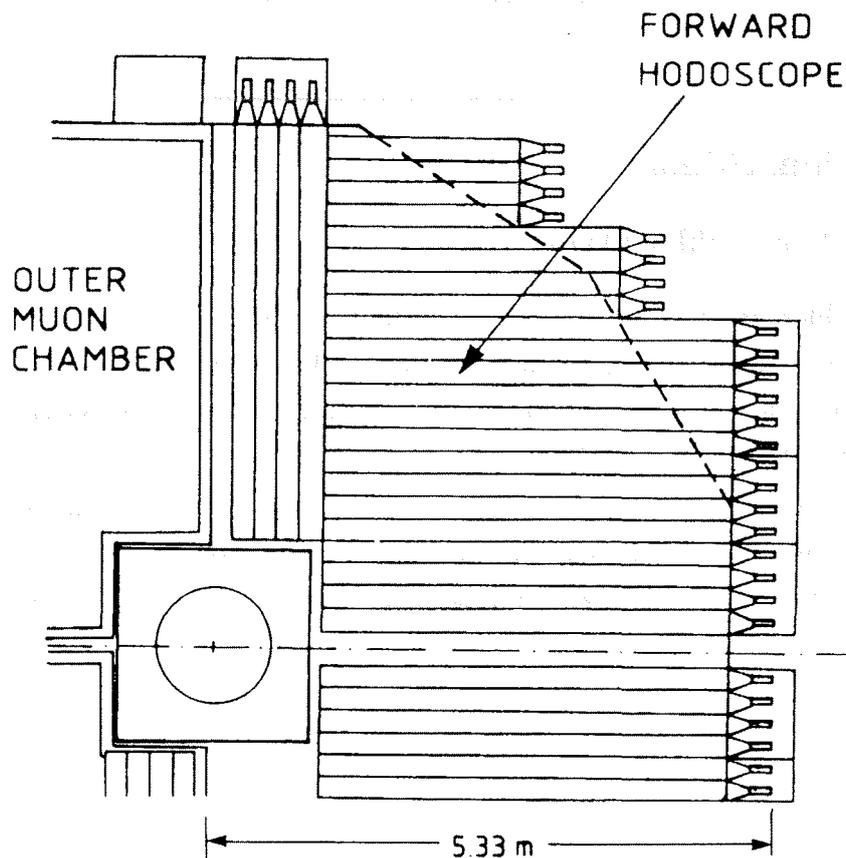


Abbildung 4.11: Anordnung des Vorwärts-Szintillators (90°-Ausschnitt)

## Small Angle Tagger (SAT)

Der **Small Angle Tagger (SAT)** wird zur Bestimmung der Luminosität (Zählen von Bhabha-Ereignissen) benutzt. Er besteht aus einem Kalorimeter mit einem

Spurdetektor davor. Der SAT befindet sich auf beiden Seiten zwischen Strahlrohr und Vorwärtskammern.

Für den Spurdetektor sind drei Ebenen großflächiger Si-Detektoren vorgesehen, bei  $z = 203, 216$  und  $230$  cm. Die empfindliche Region reicht von  $43.5$  bis  $120$  mrad.

Das Kalorimeter deckt den Winkelbereich von  $43$  bis  $135$  mrad ab. Es besteht aus abwechselnden Lagen aus Blei ( $0.9$  mm dick) und Fasern aus Plastik-Szintillator ( $\varnothing 1$  mm), parallel zum Strahl ausgerichtet. Die gesamte Dicke beträgt  $28$  Strahlungslängen.

## Ringabbildende Čerenkov-Zähler (RICH)

Die Zielsetzung bei den RICH-Detektoren ist die Identifizierung von Hadronen bei fast allen Impulsen durch Rekonstruktion des Čerenkov-Winkels sowohl in Gas als auch in flüssigem Medium.

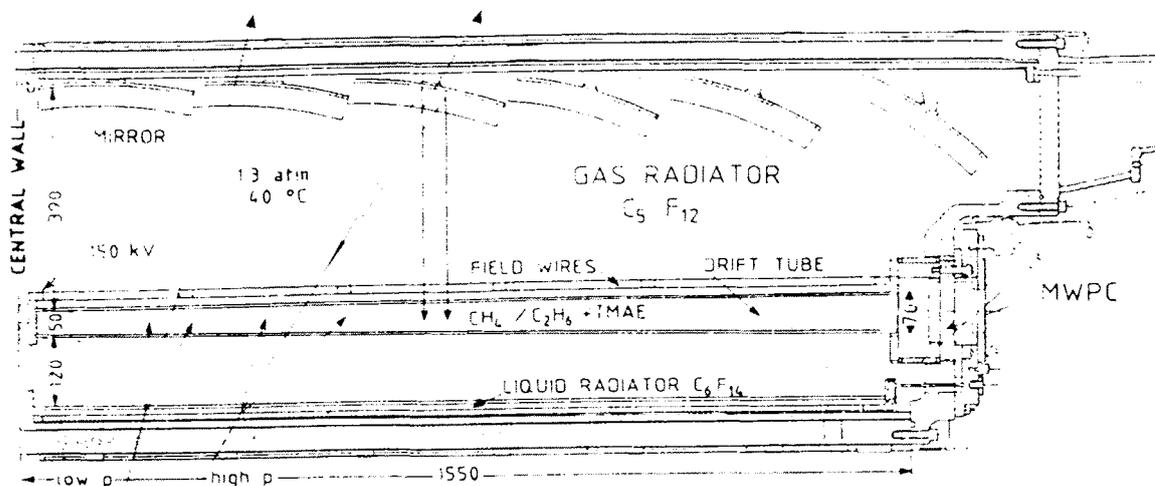


Abbildung 4.12: Längsschnitt durch den Barrel-RICH

### Barrel-RICH

Der Barrel-RICH ist ein  $3.5$  m langer Zylinder mit innerem Durchmesser von  $246$  cm und äußerem Durchmesser von  $394$  cm, der durch eine  $6.4$  cm dicke Stützwand in zwei Hälften geteilt wird. Innen sind Boxen mit Flüssigradiator montiert

(1 cm Flüssigkeit), die zur Außenseite hin Quarzfenster haben. In den vollständig aus Quarzplatten gebauten Driftröhren werden UV-Photonen nachgewiesen. Čerenkov-Photonen, die im äußeren Gasvolumen entstehen, werden durch Parabolspiegel reflektiert und zu Ringen in denselben Driftröhren fokussiert.

### Forward-RICH

Wegen der Geometrie und der sich kreuzenden E- und B-Felder in den Photon-Detektoren muß sich der Aufbau des **Forward-RICH** von dem des Barrel-RICH unterscheiden. Die Endkappen bestehen aus Kegelstümpfen und sind azimuthal in zwölf Sektoren unterteilt. Jeder solche Sektor enthält eine Driftbox, zwei Vieldrahtproportionalkammern, drei Behälter Flüssigradiator und fünf Spiegel.

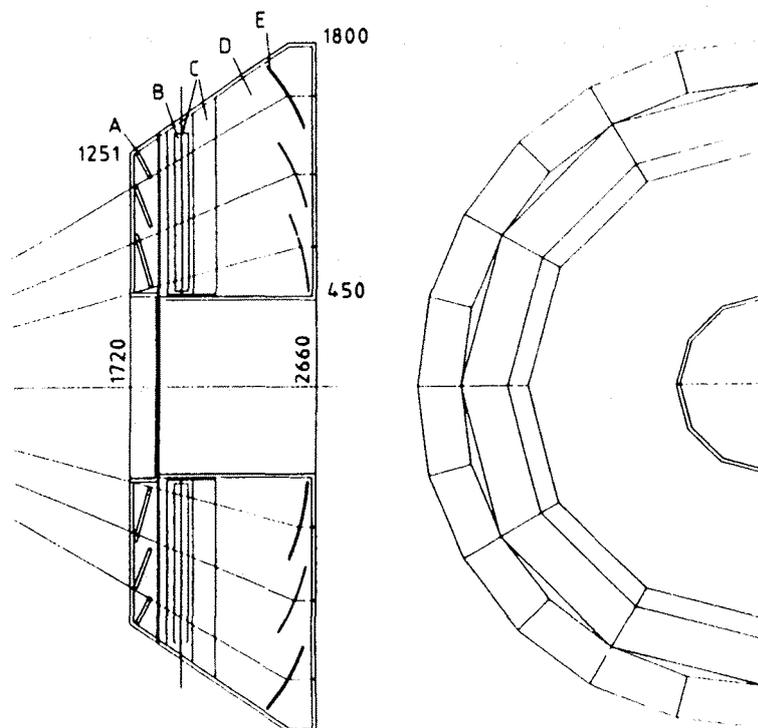


Abbildung 4.13: Forward-Rich; A: Flüssigradiator, B: drift box, C: MWPC, D: Gas Radiator, E: Spiegel

# Kapitel 5

## Die Meßmethode

Zur Messung der Gluonenselbstkopplung werden Beobachtungsgrößen benötigt, die eine Aufspaltung des Gesamtwirkungsquerschnittes in die Wirkungsquerschnitte der Einzelklassen erlauben. Dies bedeutet, daß die Meßwerte der Observablen für jede Klasse unterschiedlich verteilt sein müssen. Zunächst ist es wichtig, Größen zu finden, die Gluon-Endzustand und Quark-Antiquark-Endzustand unterscheiden.

### 5.1 Der Nachtmann-Reiter-Winkel $\theta_{NR}^*$

Die Observable muß also bosonische Zustände (die Gluonen) von Fermionen (den Quarks) trennen. Wie Nachtmann und Reiter zeigten, kann ein virtuelles Gluon, das von den Primärquarks abgestrahlt wird, nicht senkrecht zu diesen in andere Gluonen zerfallen. Der Zerfall dieses Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar bevorzugt jedoch große Winkel. Dies liegt an der Helizitätsstruktur des Gluons (siehe Abb. 5.1). Das virtuelle Gluon befindet sich in einem Helizität-Null-Zustand relativ zur Richtung der Primärquarks. Folglich ist es senkrecht zu dieser Achse polarisiert und daher in einem Helizität- $\pm 1$ -Zustand bezüglich der Senkrechten. Da zwei Gluonen nicht den Helizitätseigenwert  $\pm 1$  annehmen können, ist dieser Zerfall unterdrückt und es dominiert der Zerfall in ein Quarkpaar. Als Observable kann der von Rudolph [6] eingeführte verallgemeinerte Nachtmann-Reiter-Winkel  $\theta_{NR}^*$  verwendet werden. Dazu sind keine zusätzlichen Schnitte erforderlich, wie dies beim Bengtsson-Zerwas-Winkel, dem KSW-Winkel oder dem ursprünglichen Nachtmann-Reiter-Winkel der Fall wäre.

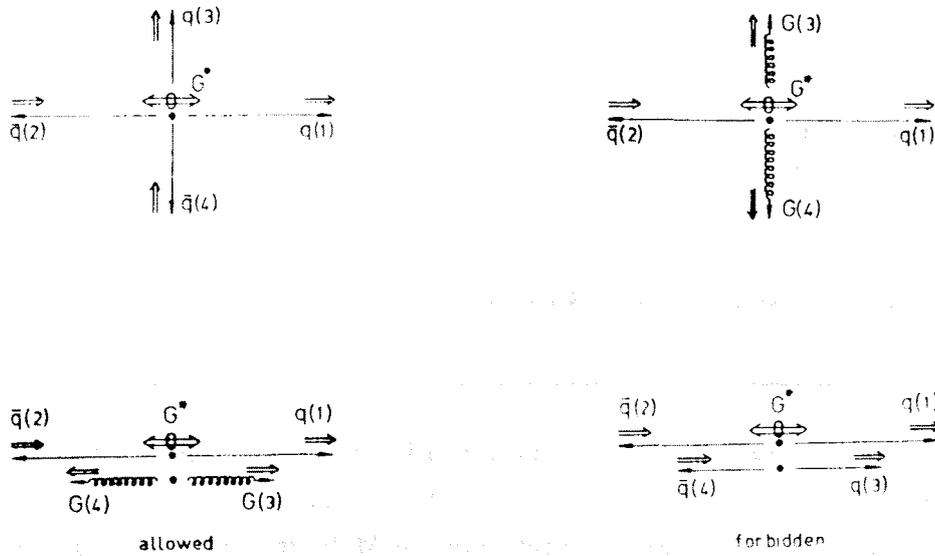


Abbildung 5.1: Die Helizitätsstruktur der Gluonen und Quarks

Der verallgemeinerte Nachtmann-Reiter-Winkel ist der Winkel zwischen dem Differenzvektor der beiden höherenergetischen Jets und dem Differenzvektor der beiden niederenergetischeren Jets (siehe Abb. 5.2). Hierbei unterscheidet die Energieordnung zwischen Primär- und Sekundärjet.

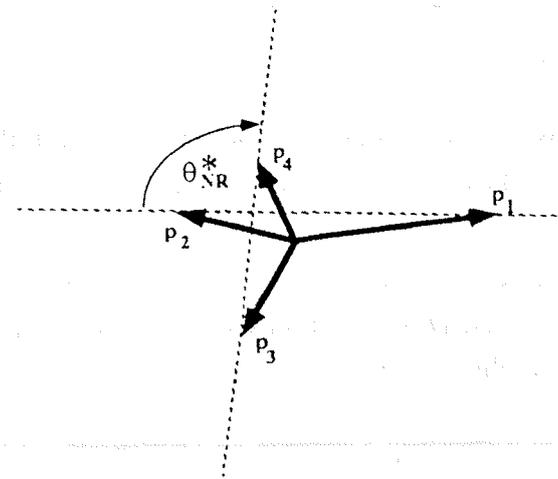


Abbildung 5.2: Nachtmann-Reiter Winkel

## 5.2 Der Öffnungswinkel $\alpha_{34}$

Der verallgemeinerte Nachtmann-Reiter-Winkel ermöglicht die Separation von  $q\bar{q}g$ - und  $q\bar{q}q$ -Ereignissen. Daraus folgt die Möglichkeit der Abtrennung der Klassen  $D + E$  vom Gesamtwirkungsquerschnitt.

Zur weiteren Aufspaltung wird eine Observable benötigt, die  $C$  von  $A + B$  trennt. Deshalb wird der Winkel zwischen den Sekundärjets betrachtet: Partonen, die aus der Aufspaltung eines Gluons stammen, bevorzugen kleine Zwischenwinkel, während Bremsstrahlungsgluonen eher zu großen Öffnungswinkeln neigen.

Es wurde somit eine Möglichkeit geschaffen, den Gesamtwirkungsquerschnitt in die drei Subklassen  $A + B$ ,  $C$  und  $D + E$  aufzuteilen.

Diese Subklassen lassen sich mit dem Generator JETSET 7.2 erzeugen und die Winkelverteilungen in  $\alpha_{34}$  und  $\theta_{NR}^*$  für jede Klasse getrennt zweidimensional auftragen (siehe Abb. 5.3).

### 5.3 Weitere Aufspaltung in die Einzelklassen $A$ , $B$ , $C$ , $D$ und $E$

Die Verteilung der Klasse  $B$  läßt sich, ebenso wie die Verteilung  $E$ , nicht direkt erzeugen, da die Beiträge dieser Klassen für bestimmte Phasenraumbereiche negativ werden können. Die Aufteilung  $A + B \rightarrow A, B$  und  $D + E \rightarrow D, E$  muß deshalb auf anderem Wege erfolgen: Sowohl in der QCD als auch in einem abelschen Modell tragen die Einzelklassen  $A$ ,  $B$ ,  $D$  und  $E$  zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei, jedoch mit jeweils anderem Gewicht. Es gilt:

$$\begin{aligned} (\mathbf{AB})^{QCD} &= C_f^{QCD} \mathbf{A} + (C_f^{QCD} - \frac{1}{2} N_c^{QCD}) \mathbf{B} \\ (\mathbf{AB})^{Abelsch} &= \left[ C_f^{Abelsch} \mathbf{A} + (C_f^{Abelsch} - \frac{1}{2} N_c^{Abelsch}) \mathbf{B} \right] \frac{\sigma_{Vierjet}^{QCD}}{\sigma_{Vierjet}^{Abelsch}} \end{aligned}$$

Durch Lösen dieses linearen Gleichungssystems lassen sich die Klassen  $(AB)$  in ihre Einzelklassen  $A$  und  $B$  zerlegen. Ein analoges Verfahren trennt  $(DE)$ . Es folgt dann:

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= \frac{(\mathbf{AB})^{QCD} (C_f^{Abelsch} - \frac{1}{2} N_c^{Abelsch}) - (\mathbf{AB})^{Abelsch} (C_f^{QCD} - \frac{1}{2} N_c^{QCD})}{C_f^{QCD} (C_f^{Abelsch} - \frac{1}{2} N_c^{Abelsch}) - C_f^{Abelsch} (C_f^{QCD} - \frac{1}{2} N_c^{QCD})} \\ \mathbf{B} &= \frac{(\mathbf{AB})^{QCD} C_f^{Abelsch} - (\mathbf{AB})^{Abelsch} C_f^{QCD}}{C_f^{Abelsch} (C_f^{QCD} - \frac{1}{2} N_c^{QCD}) - C_f^{QCD} (C_f^{Abelsch} - \frac{1}{2} N_c^{Abelsch})} \end{aligned}$$

Die dabei entstehenden Verteilungen sind in Abb. 5.4 und 5.5 abgebildet. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die Klassen  $A + B$  zusammen zu generieren und davon die Verteilung der Klasse  $A$  (immer positiv) zu subtrahieren. Man erhält so die Verteilung von  $B$ . Dieses Verfahren ergibt jedoch keine Einsparung von Rechenzeit, so daß die Erzeugung von abelschen Ereignissen bevorzugt wurde, da dies einen Test der Methode mit einem Modell mit anderen Casimirfaktoren erlaubt.

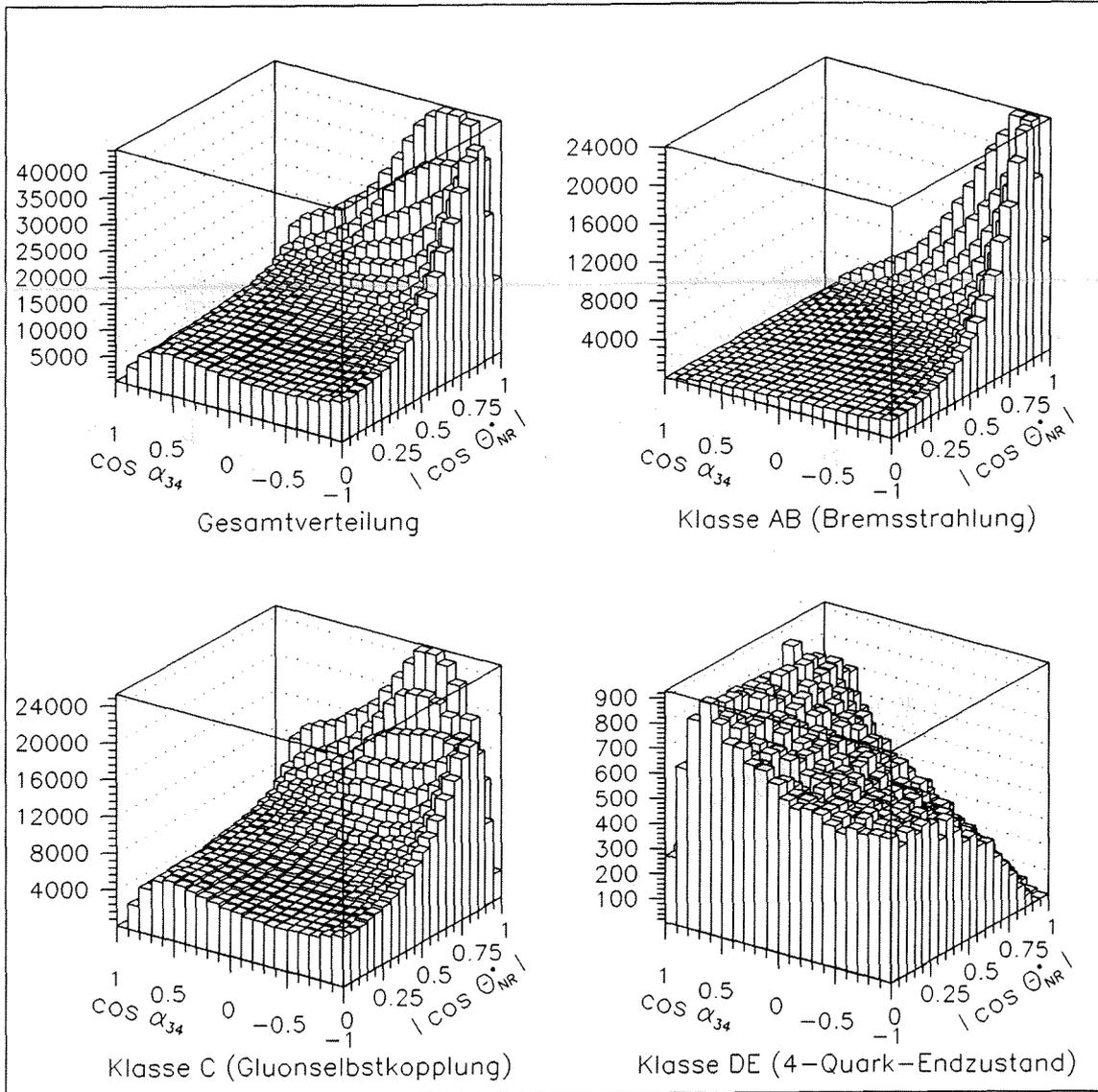


Abbildung 5.3: Verteilungen von QCD-Ereignissen auf Partonebene

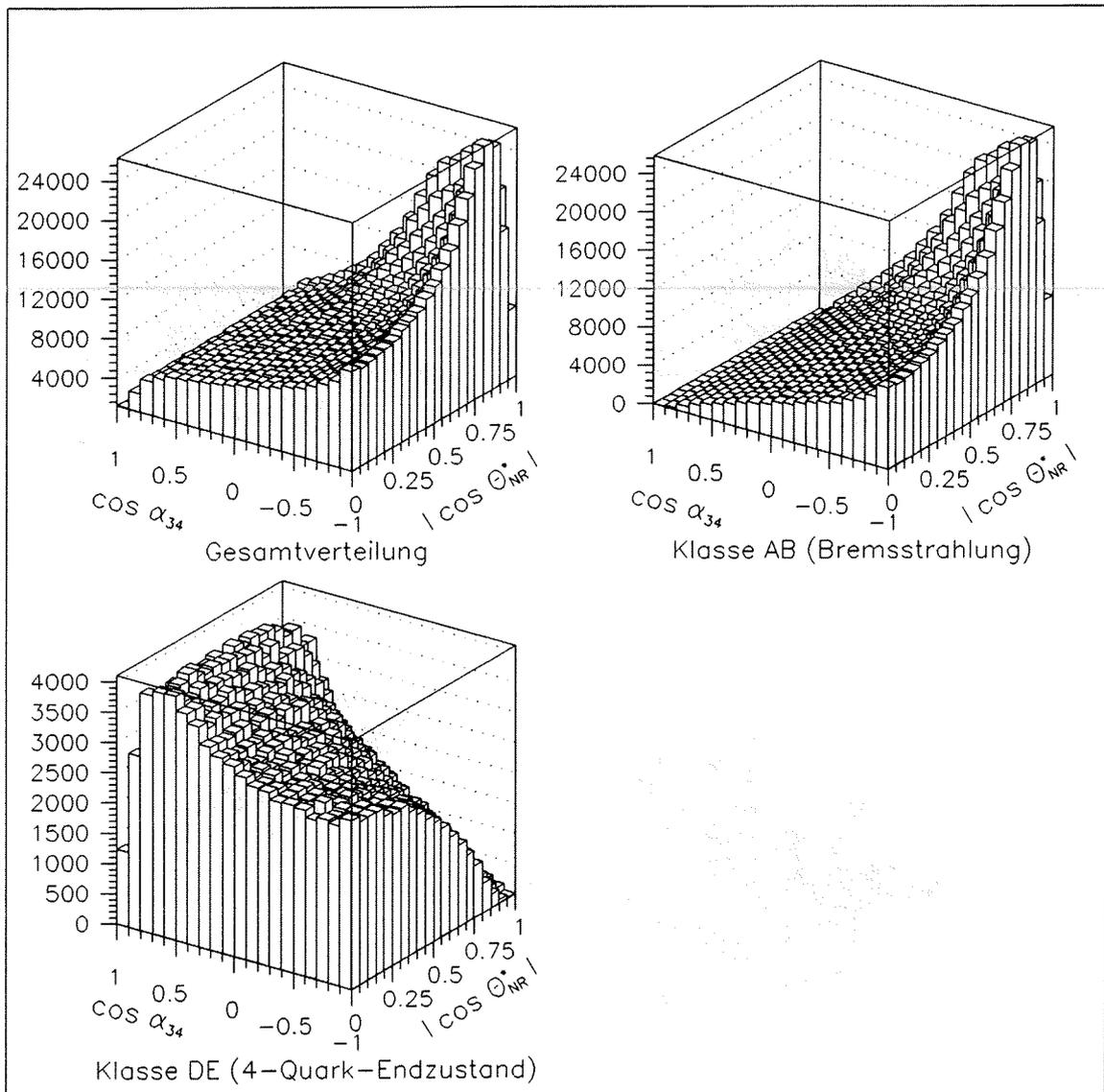


Abbildung 5.4: Verteilungen abelscher Ereignisse auf Partonebene

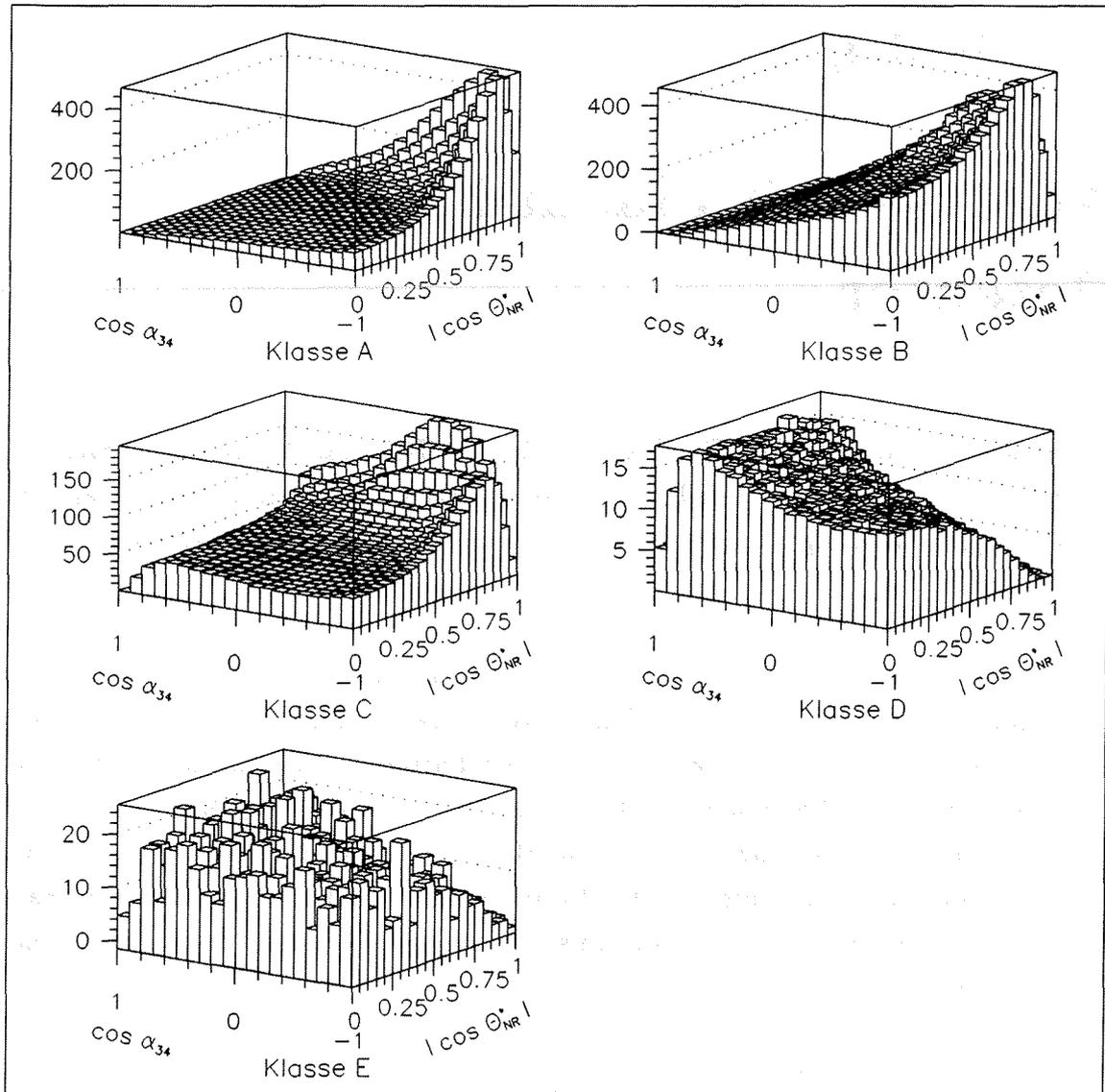


Abbildung 5.5: Verteilungen der Einzelklassen auf Partonebene

# Kapitel 6

## Analyse mit einem idealen Detektor

Diese Analyse geht von einem Detektor aus, der alle Teilchen, elektrisch neutrale sowie geladene, messen kann. Der Detektor ist sensitiv im vollen Raumwinkelbereich  $4\pi$ . Die Energiemessung ist nicht meßfehlerbehaftet und auch die Winkel sind ohne Meßfehler.

Physikalisch unterscheidet sich die Analyse mit Idealdetektor von einer Analyse auf Partonniveau dadurch, daß auf Partonniveau die Richtung des Partons direkt gegeben ist, während ein Detektor die aus den Partonen entstehenden Hadronen nachweisen muß und die daraus resultierenden Jets zu bestimmen sind.<sup>1</sup>

Die Richtung des Jets ist eine Größe, die aus Mittelung der Richtungen der zu diesem Jet gehörenden Hadronen entsteht. Zur Bestimmung der Jetzugehörigkeit eines Hadrons, das aus einem Vier-Parton-Ereignis stammt, greift man auf die sogenannten Cluster-Routinen zurück.

### 6.1 Aufgabe und Funktion einer Clusterroutine

Globale Ereignisgrößen, wie z.B. die Sphericity oder der Thrust, können nur in Zweijetereignissen zur Festlegung der Jetachsen verwendet werden. Bei der Bestimmung der Jetachsen in Ereignissen mit drei oder mehr Jets werden gewöhnlich

---

<sup>1</sup>Modellvorstellungen zur Fragmentation werden in Kapitel 8 vorgestellt

Clusterroutinen verwendet. Diese fassen nahe beieinanderliegende Teilchen in eine variable Anzahl von Clustern zusammen. Der Impuls jedes Clusters setzt sich aus den Einzelimpulsen der Teilchen zusammen. Der Cluster hat daher eine definierte Bewegungsrichtung.

Anfangs betrachten alle Routinen die einzelnen Teilchen als separate Cluster. Durch Abstandsmessung werden die beiden Teilchen mit der geringsten Entfernung bestimmt. Falls der Abstand kleiner als ein gewählter Schneideparameter ist, werden die beiden Teilchen zu einem virtuellen Teilchen zusammengefaßt. In dieser neuen Konfiguration werden wieder die beiden naheliegendsten Teilchen bestimmt und eventuell zusammengefaßt. Dies wird solange wiederholt, bis der Abstand aller Cluster größer als der Schneideparameter ist. Die übrigbleibenden Cluster werden Jets genannt.

Die Verteilung der Jets hängt also stark vom Schneideparameter ab. Die einzelnen Routinen unterscheiden sich in der Art der Abstandsmessung. Die naheliegendste Abstandsmessung ist die Bestimmung des Quadrates der invarianten Masse der Teilchen:

$$m_{ij}^2 = (E_i + E_j)^2 - (\vec{p}_i + \vec{p}_j)^2 \quad (6.1)$$

Diese Methode wurde aus folgendem Grund aufgegeben: Im Bereich kleiner Impulse tendieren die Teilchen dazu, sich in den invarianten Massen anzunähern. Daher werden als erstes die Teilchen im Zentrum des Ereignisses und erst dann die schnellen Teilchen in der äußeren Regionen berücksichtigt. Dies führt schließlich dazu, daß schnelle Teilchen um langsame gruppiert werden und nicht langsame um schnelle. Eine Variation dieser Routine ist der JADE-Clusteralgorithmus, welcher folgende Entfernungsmessung benutzt:

$$y_{ij} = 2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij}) / E_{vis}^2 \quad (6.2)$$

$E_{vis}$  ist die totale sichtbare Energie des Events.  $E_{vis}^2$  im Nenner bewirkt eine Unterdrückung der Detektorakzeptanzeffekte. Die Dimensionslosigkeit von  $y_{ij}$  ermöglicht den Vergleich der Ergebnisse bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien.

Die  $y_{ij}$ -Messung ist der Methode der invarianten Masse sehr ähnlich und stimmt für  $m_i = m_j = 0$  mit dieser überein. Für Teilchen mit Ruhemasse ungleich Null hat ein Teilchenpaar mit großem Impuls ein kleineres  $y_{ij}$  als ein Paar mit kleinem

Impuls. Der Algorithmus wird dadurch weniger instabil. Um sich den Unterschied zwischen den beiden Meßmethoden zu verdeutlichen, ist es nützlich sich zwei Teilchen mit  $m_1 = m_2 = m$ ,  $p_{L1} = p_{L2} = p_L$  und  $p_{T1} = -p_{T2} = p_T$  vorzustellen. Dabei bezeichnet  $p_L$  bzw.  $p_T$  den Longitudinal- bzw. Transversalimpuls. Dann gilt:

$$m_{12}^2 = 4(m^2 + p_T^2) \quad (6.3)$$

$$y_{12} = 4p_T^2 \frac{m^2 + p_T^2 + p_L^2}{p_T^2 + p_L^2} \quad (6.4)$$

Die beiden Methoden stimmen für  $p_L = 0$ , d.h. für sich entgegengesetzt bewegende Teilchen, überein. Für  $p_L \rightarrow \infty$  gilt:

$$y_{12} \rightarrow 4p_T^2 < 4(m^2 + p_T^2) = m_{12}^2 \quad (6.5)$$

Der Unterschied bei Verwendung von  $y_{ij}$  statt  $m_{ij}$  sieht auf den ersten Blick klein aus, jedoch muß berücksichtigt werden, daß die Clustermasse  $m$  nur selten vernachlässigt werden kann.

Die Vorteile des JADE-Algorithmus sind lange bekannt: Man erhält eine gute Übereinstimmung zwischen der Zahl der generierten Partonen und der Zahl der aus den Hadronen rekonstruierten Cluster. Er eignet sich daher zur Untersuchung von QCD-Eigenschaften, z.B. der 'laufenden Kopplungskonstante'  $\alpha_s$ , deren Bestimmung die Messung von Jetraten erfordert.

Eine grundlegend andere Art der Abstandsmessung findet man in der Routine LUCLUS in JETSET 72. Dort ist der Abstand folgendermaßen festgelegt:

$$d_{ij}^2 = \frac{2p_i^2 p_j^2 (1 - \cos \theta_{ij})}{(p_i + p_j)^2} \quad (6.6)$$

Für zwei nahe beieinanderliegende Teilchen ( $\sin \theta_{ij} \approx 2 \sin(\theta_{ij}/2)$ ) kann  $d_{ij}$  einfach als  $p_T^2$  jedes der beiden Teilchen interpretiert werden. Die zugrundeliegende Idee dieser Routine ist es also, den Transversalimpuls der Teilchen eines Cluster bezüglich der Jetachse zu minimieren. Dabei startet die Routine mit dem Auswählen der schnellsten Teilchen. Es gibt noch einen anderen Unterschied zwischen LUCLUS und der JADE-Methode, die auch YCLUS genannt wird: In YCLUS ist es nicht möglich, einen bereits gewählten Zusammenschluß in Cluster wieder zu lösen; so entsteht ein Pseudoteilchen. In LUCLUS hingegen bleiben die Teilchen als solche bestehen und können somit jederzeit in neue Cluster zusammengefaßt werden. Dieses iterative Verhalten der Routine ist ein deutlicher Vorteil.

## 6.2 Auswahl der Clusterroutine

Für die Messung der Gluonenselbstkopplung ist eine gute Wiedergabe der Winkel zwischen den Jets notwendig, da die Verteilungsfunktion der Zwischenwinkel die Separation in die Einzelklassen ermöglicht. Die Winkel zwischen den Jets sollten den Winkeln zwischen den Partonen entsprechen. Man kann also aus dem Vergleich der Winkel auf Parton- bzw. Jetebene Schlüsse auf den Gütegrad der Clusterroutine ziehen. Die Differenz dieser beiden Winkel sollte möglichst klein sein. Außerdem ist die Energieauflösung von entscheidender Bedeutung, da die Nummerierung der Jets (und damit auch die Berechnung der Zwischenwinkel absteigend energiegeordnet geschieht). Diese Anforderungen bilden die Kriterien für die Entscheidung für eine der beiden Clusterroutinen.

Um die beiden grundsätzlich unterschiedlichen Algorithmen, YCLUS und LUCLUS, überhaupt vergleichen zu können, wurde die gleiche Vierjetrate verlangt. Dies führte zur eindeutigen Festlegung der Schneideparameter  $d_{join}$  für LUCLUS und  $y_{min}$  für YCLUS. Es wurden folglich Vier-Parton-Ereignisse generiert und die Energien, der Nachtmann-Reiter-Winkel und der Zwischenwinkel  $\alpha_{34}$  auf Partonebene berechnet. Diese wurden von den anschließend mit den gleichen Ereignissen auf Hadronebene gemessenen Werten subtrahiert. Das Verfahren wurde auf beide Clusterroutinen angewendet. Dabei wurde die Zuweisung Jet — Parton so festgelegt, daß der Winkel zwischen Jet und Parton minimal wurde. Die Zuordnung war für alle generierten Ereignisse eindeutig. Außerdem wurden die Winkel zwischen dem Parton und dem entsprechenden Jet bestimmt. Die Schneideparameter der Cluster-Routinen, bei LUCLUS  $d_{join}$  und bei YCLUS  $y_{min}$  genannt, wurden so festgelegt, daß der Anteil an Vier-Jet-Ereignissen von Vier-Parton-Ereignissen für beide Routinen 28.5% betrug. Wie man deutlich sieht (Abb. 6.1 bis 6.4), ist die Zahl der Ereignisse, für die YCLUS große Abweichungen zwischen Parton- und Hadronobservablen berechnete, höher als bei LUCLUS. Dies gilt für alle Meßgrößen. Folglich wurde die Cluster-Routine LUCLUS für die Messung der Gluonenselbstkopplung bevorzugt.

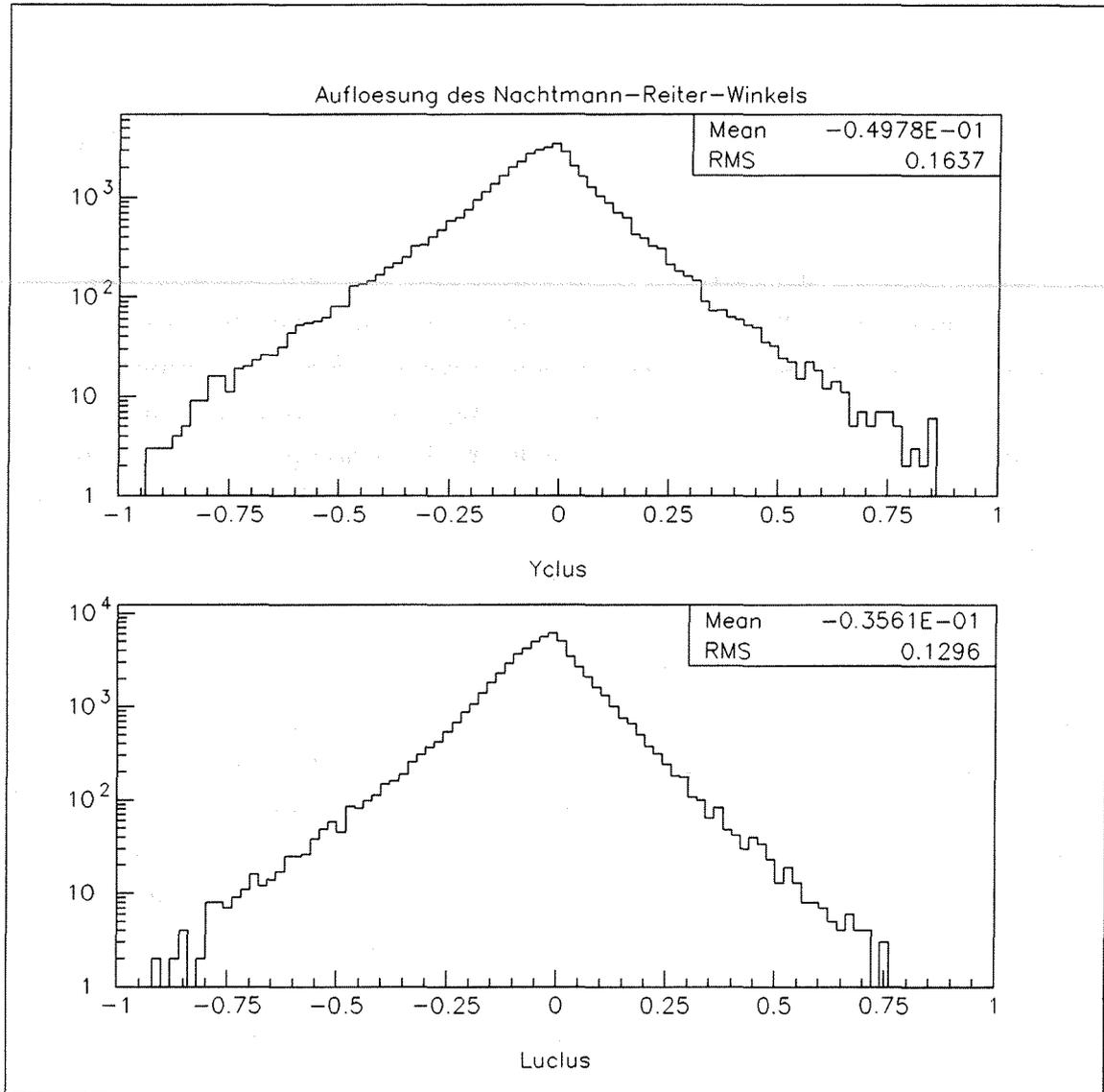


Abbildung 6.1: Auflösung des Kosinus des Nachtmann-Reiter-Winkels

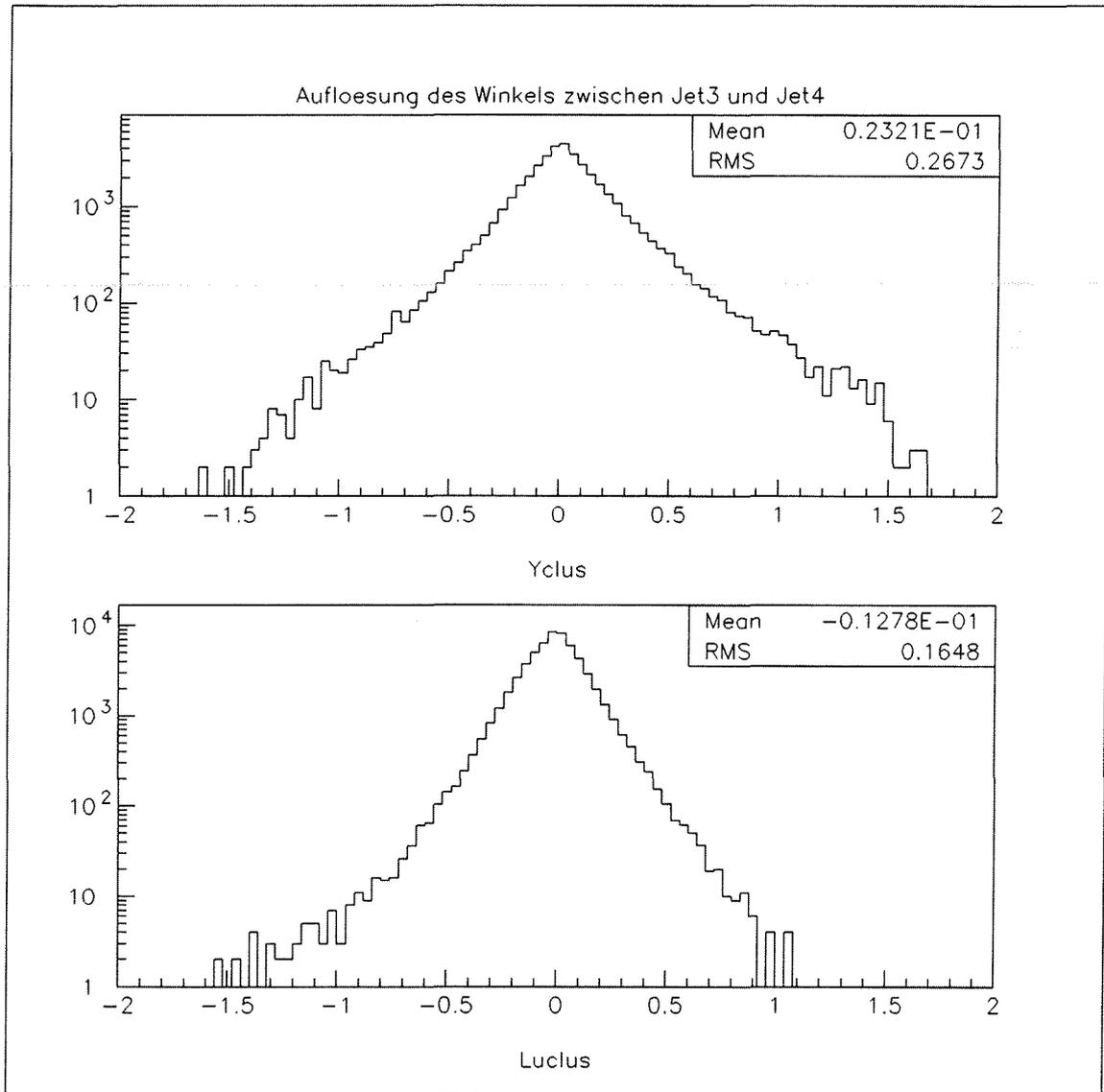


Abbildung 6.2: Auflösung des Kosinus des Winkels zwischen Jet 3 und Jet 4

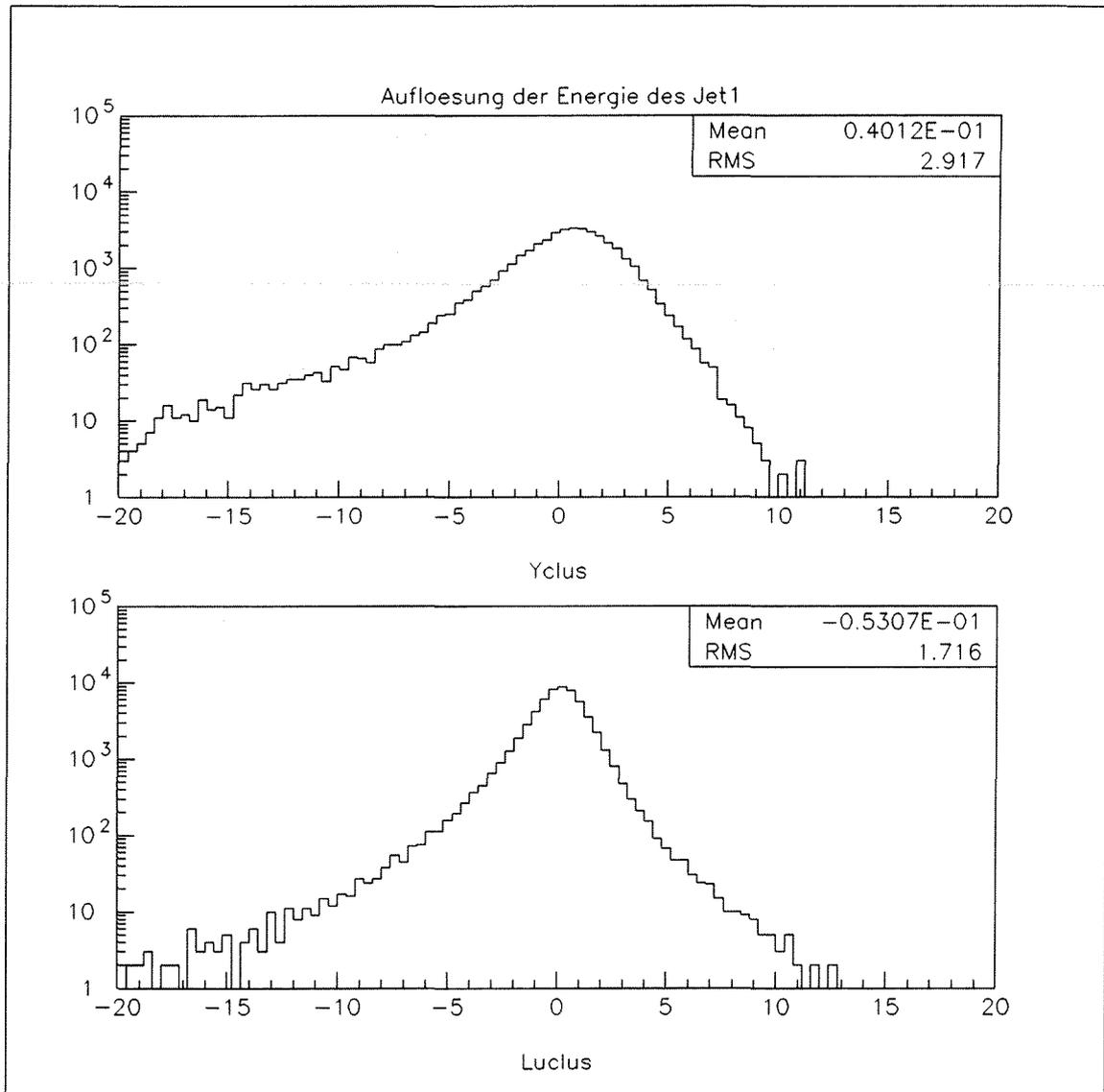


Abbildung 6.3: Auflösung der Energie des Jet 1 in Gev

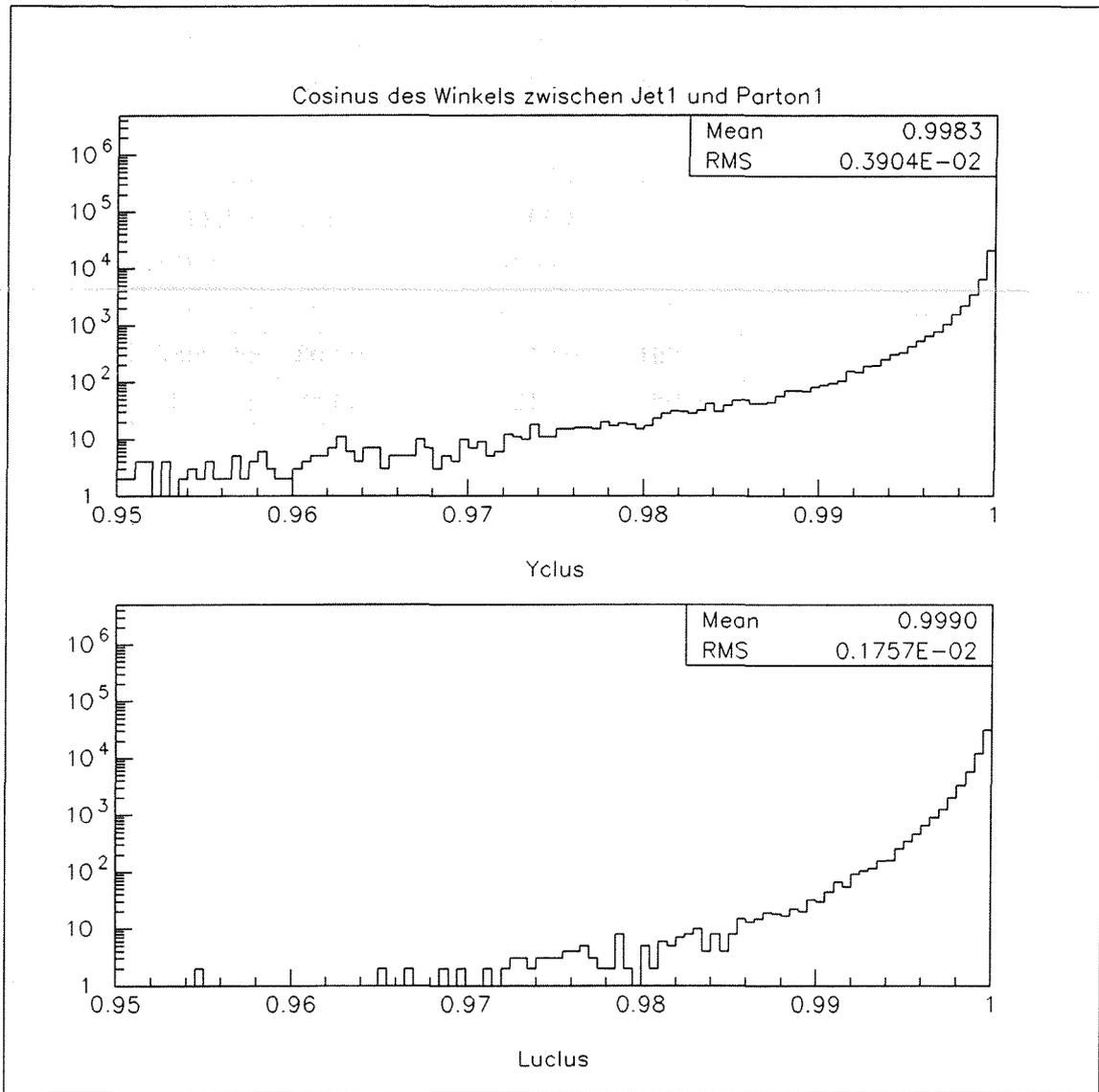


Abbildung 6.4: Auflösung des Kosinus des Winkels zwischen Jet 1 und Parton 1

Die Auflösungen von YCLUS und LUCLUS		
	YCLUS	LUCLUS
Schneideparameter	$y_{min} = 0.0185 \text{ GeV}$	$d_{join} = 5 \text{ GeV}$
$\Delta\theta_{NR}^*$	$-0.049 \pm 0.164$	$-0.035 \pm 0.130$
$\Delta\alpha_{34}$	$0.023 \pm 0.267$	$-0.013 \pm 0.165$
$\Delta E_1$	$0.04 \pm 2.92$	$-0.053 \pm 1.72$
$\Delta E_2$	$-0.053 \pm 3.47$	$-0.098 \pm 2.72$
$\Delta E_3$	$-0.31 \pm 3.27$	$0.145 \pm 2.56$
$\Delta E_4$	$0.212 \pm 3.29$	$0.441 \pm 2.29$
$\cos \alpha_{P1-J1}$	$0.998 \pm 0.0039$	$0.999 \pm 0.0018$
$\cos \alpha_{P2-J2}$	$0.996 \pm 0.0064$	$0.997 \pm 0.0044$
$\cos \alpha_{P3-J3}$	$0.991 \pm 0.011$	$0.993 \pm 0.0087$
$\cos \alpha_{P4-J4}$	$0.986 \pm 0.013$	$0.988 \pm 0.012$

# Kapitel 7

## Die Messung der Casimirkfaktoren

Um die Casimirkfaktoren in realen Vier-Jet-Ereignissen korrekt bestimmen zu können, muß der Einfluß des Detektors berücksichtigt werden. Hierzu wurden Ereignisse mit dem DELPHI-Detektorsimulationsprogramm DELSIM generiert. Dieser Vorgang ist jedoch extrem rechenzeitaufwendig. Deshalb werden die Verteilungen im verallgemeinerten Nachtmann-Reiter-Winkel und dem Winkel zwischen Jet 3 und Jet 4 auf Generatorebene mit den Verteilungen nach der Detektorsimulation verglichen. Hieraus ergibt sich eine Matrix, die die Einflüsse des Detektors beinhaltet. Mit Hilfe dieser Matrix lassen sich die Detektordaten nun korrigieren; man eliminiert somit die Einflüsse des Detektors und erhält Daten, die dem Generatorniveau entsprechen. Dies erlaubt die Anpassung der Detektordaten an eine leicht erzeugbare Menge von Generator-Vier-Jet-Ereignissen und umgeht die Generierung einer großen Zahl von detektorsimulierten Ereignissen. Um die Korrekturmatrix möglichst gleichmäßig und glatt zu gestalten, wurden auf Generatorebene ähnliche Schnitte vorgenommen wie auf Detektor- und Detektorsimulationsebene. Auf Generatorebene sind dies:

- Es werden nur elektrische geladene Teilchen benützt
- Polarwinkel  $\Theta$  der Spur muß zwischen  $25^\circ$  und  $155^\circ$  liegen. Dies entspricht dem Barrel-Bereich des Detektors
- Die Sphärizitätsachse des Ereignisses muß im Polarwinkelbereich von  $40^\circ$  bis  $140^\circ$  liegen.

Die Bestimmung dieser Korrekturmatrix sowie die Simulation des Detektors und die Anpassung an Realdaten wurden von M. Hahn vorgenommen [25]. Durch das Verwerfen der neutralen Teilchen ändert sich die gesamte sichtbare Energie des Ereignisses. Daher muß auch der Wert des Schneideparameters der Clusterroutine neu bestimmt werden. Bei der Optimierung dieses Wertes spielen zwei Aspekte eine Rolle:

- Die Zahl der als Vier-Jet-Ereignisse erkannten Vier-Parton-Ereignisse sinkt mit steigendem  $djoin$
- Die Zahl der als Vier-Jet-Ereignisse mißidentifizierten Drei-Parton-Ereignisse sinkt mit steigendem  $djoin$  (Migration)

Als Maßstab zur Bestimmung des optimalen Wertes des Schneideparameters sind diese Aspekte zu berücksichtigen.

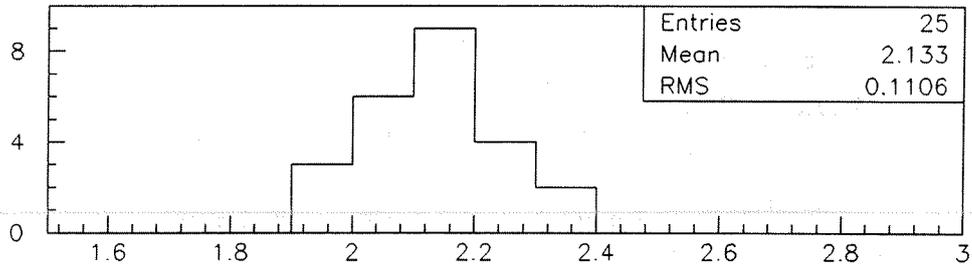
## 7.1 Bestimmung der Schneideparameter der Clusterroutine LUCLUS

Zur Optimierung des Schneideparameters  $djoin$  wurden für jede Parameterwahl 25 Datensätze mit jeweils 270000 Ereignissen auf Generatorniveau erzeugt. Die zur Aufspaltung in Einzelklassen notwendige abelsche Statistik wurde in hinreichendem Umfang (im Bezug auf den Bias, siehe 7.2.1) generiert. Die sich ergebenden QCD-Datensätze wurden aufaddiert, so daß ca. 6.480.000 Ereignisses zur Verfügung standen. Bei der Anpassung der Einzelklassen der Gesamtstatistik an die 25 Einzeldatensätzen wurde gewährleistet, daß diese in der Gesamtstatistik nicht beinhaltet waren. Es ergab sich für den Mittelwert von  $\frac{N_c}{C_f}$ :

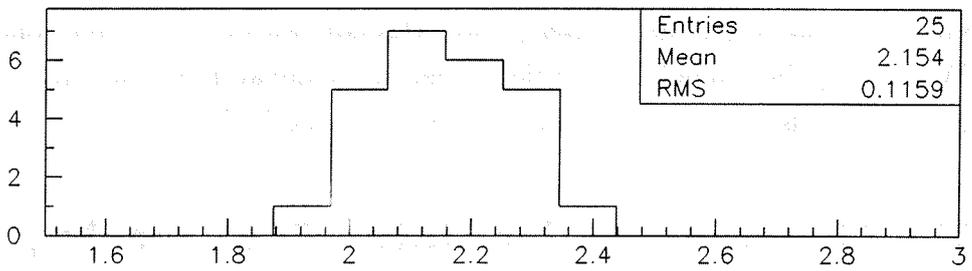
$djoin$	$N_c/C_f$
2.5GeV	2.133 ±0.1106
3.0GeV	2.154 ±0.1159
3.5GeV	2.146 ±0.1661

Maßgeblich für die Genauigkeit der Messung ist die Breite der  $\frac{N_c}{C_f}$ -Verteilungen. Diese ist für die Parameterwahl  $djoin = 2.5$  und  $djoin = 3.0$  ähnlich, für  $djoin = 3.5$  liegt sie etwas höher (siehe Abb. 7.1).

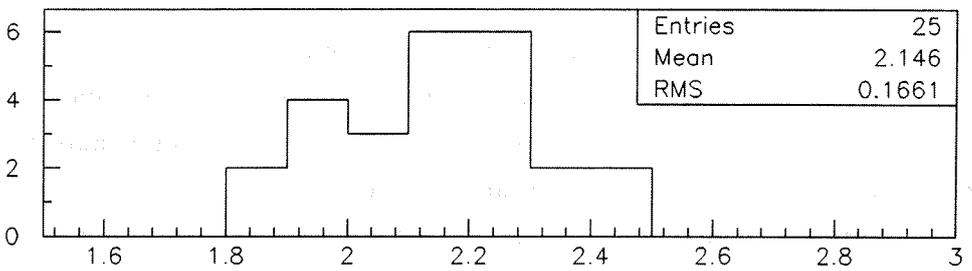
### Nc/Cf-Verteilung fuer verschiedene Schneideparameter



DJOIN 2.5



DJOIN 3.0



DJOIN 3.5

Abbildung 7.1: Untersuchung zur Festlegung des Schneideparameters der Clusterroutine

Der Einfluß der Wahl des Schneideparameters auf die Migration wurde von M. Hahn [25] auf Detektorsimulationsebene untersucht. Verwendet wurden dazu 40995 hadronische Ereignisse:

	$d_{join}[GeV]$				
	2.8	2.9	3.0	3.1	3.2
erkannte Vier-Jet-Ereignisse	2637	2364	2102	1876	1659
Migrierte Drei-Jet-Ereignisse	78	52	40	34	25
Relativer Migrationsanteil	3.0%	2.2%	1.9%	1.8%	1.5%

Es ist nun ein Kompromiß zu schließen zwischen einer ausreichenden Zahl an Vierjetereignissen und einem geringen Untergrund. Deshalb wurde der in der Analyse benutzte Wert auf  $d_{join} = 3.0 GeV$  festgelegt. Der Schneideparameter wurde sowohl auf Generatorebene als auch auf Detektorsimulationsebene beibehalten.

## 7.2 Die Generierung der Datensätze zur Anpassung an DELPHI-Daten

Die Ereignisse auf Generatorniveau, die zur Bestimmung der Korrekturmatrix benötigt werden, wurden mit gleichen Schnitten und Parametereinstellungen erzeugt, wie die Ereignisse, die die komplette Detektorsimulation durchlaufen haben. Die zweidimensionalen Verteilungen für Hadronen sind in Abb. 7.3, Abb. 7.4 und Abb. 7.5 zu sehen. Um die Ähnlichkeit der QCD-Verteilungen der Hadronen und der QCD-Verteilungen der unfragmentierten Partonen zu demonstrieren wurden diese ebenfalls mit den gleichen Schnitten generiert, so daß sie direkt mit den Verteilungen der Hadronen verglichen werden können (siehe Abb. 7.2). Die Unterschiede zwischen den Verteilungen werden durch den Fragmentationsvorgang verursacht und sind erwartungsgemäß bei LEP-Energien klein.

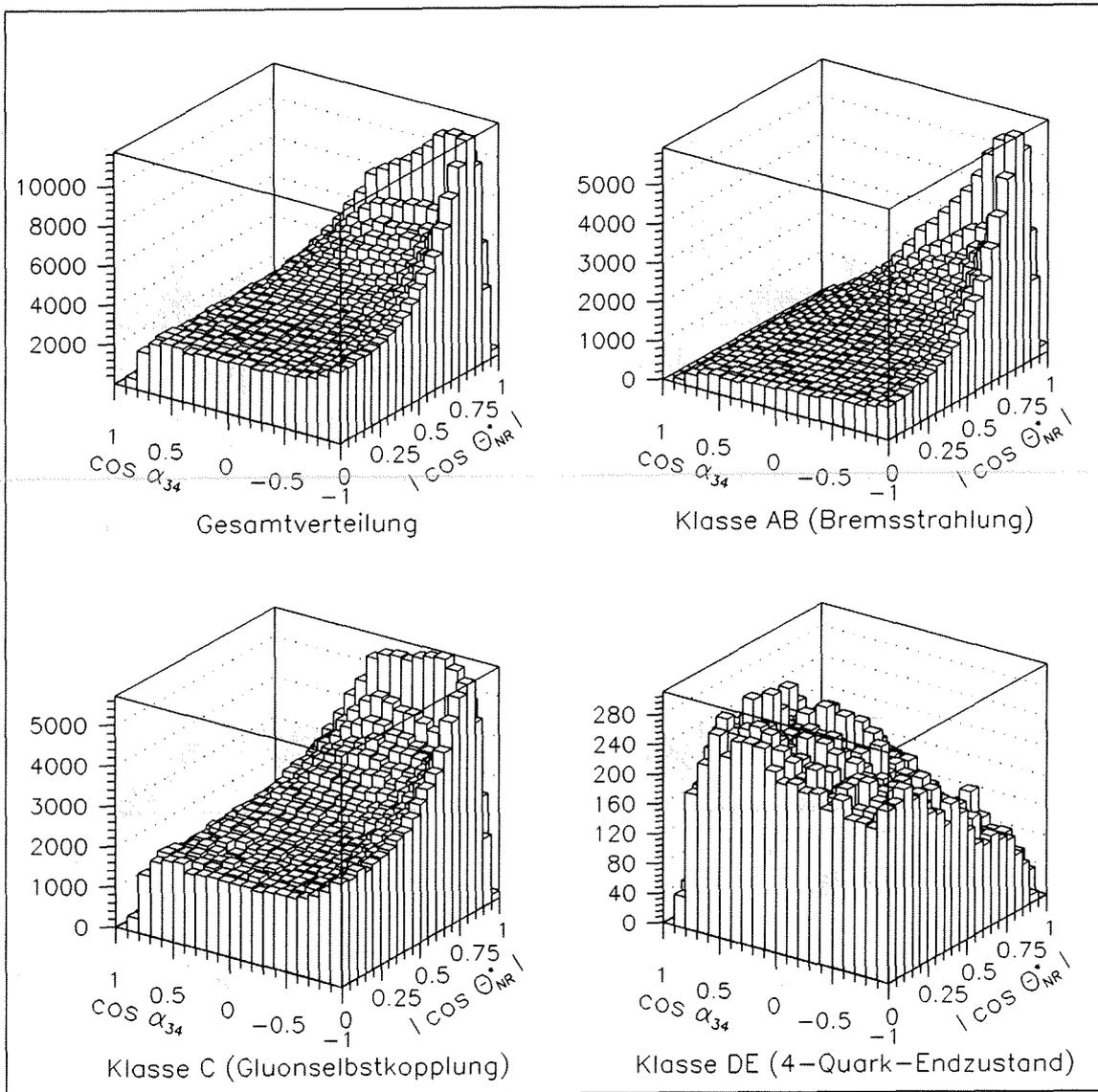


Abbildung 7.2: Verteilungen von Partonen mit Schnitten wie bei Hadronen

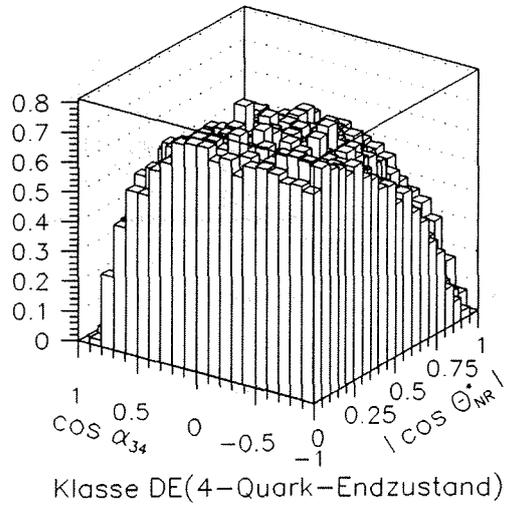
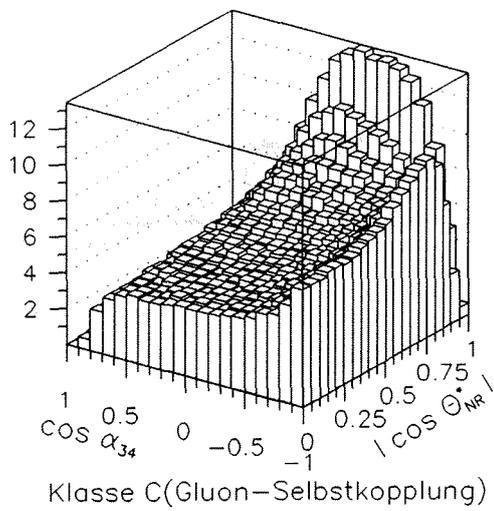
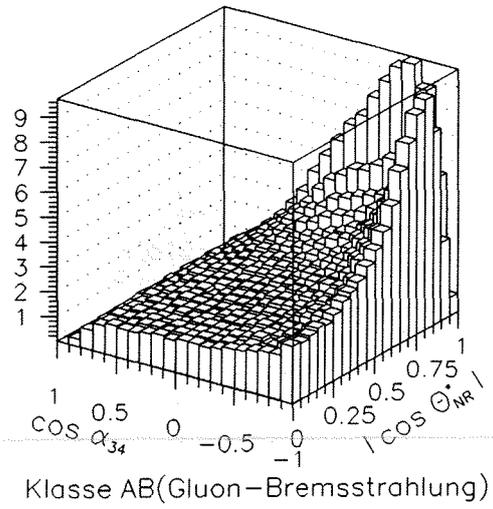
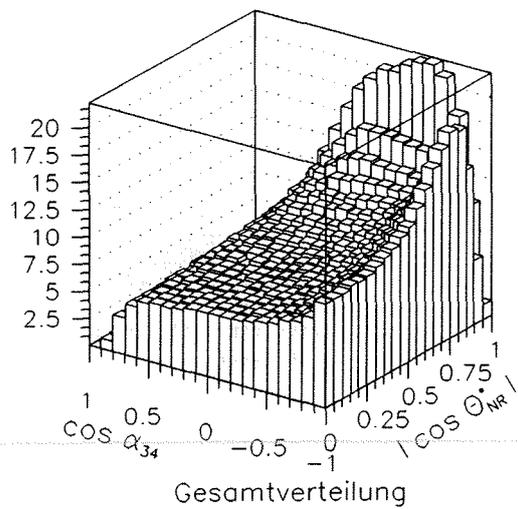


Abbildung 7.3: QCD-Verteilungen mit Hadronen des Generators

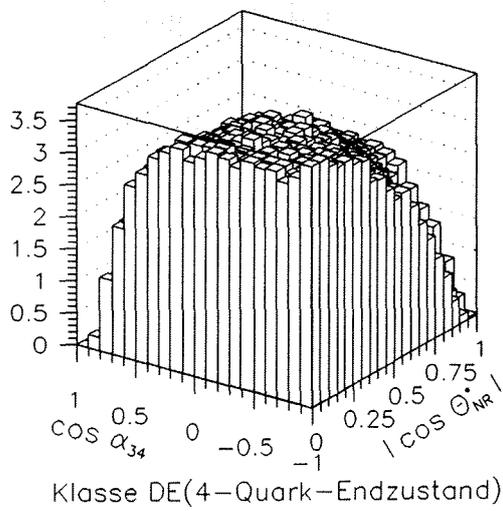
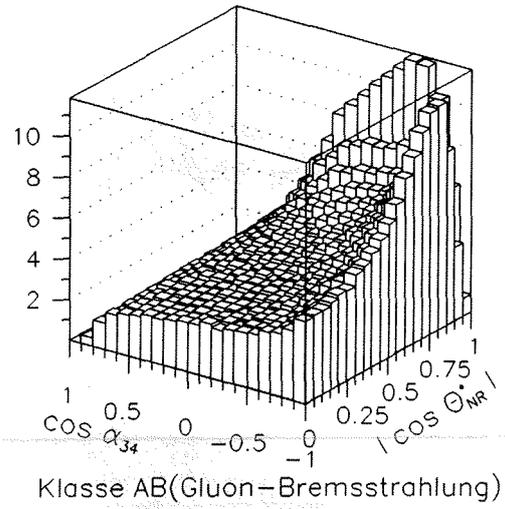
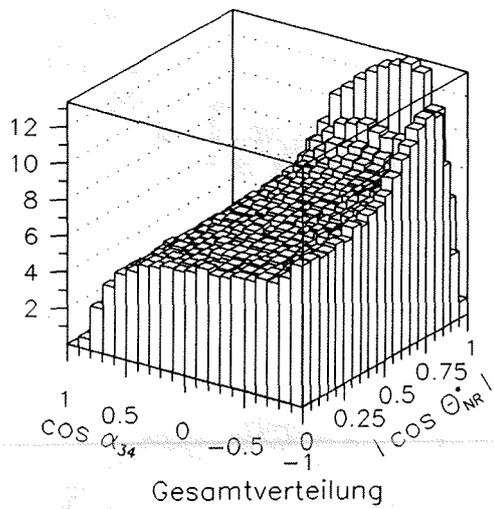


Abbildung 7.4: Abelsche Verteilungen mit Hadronen des Generators

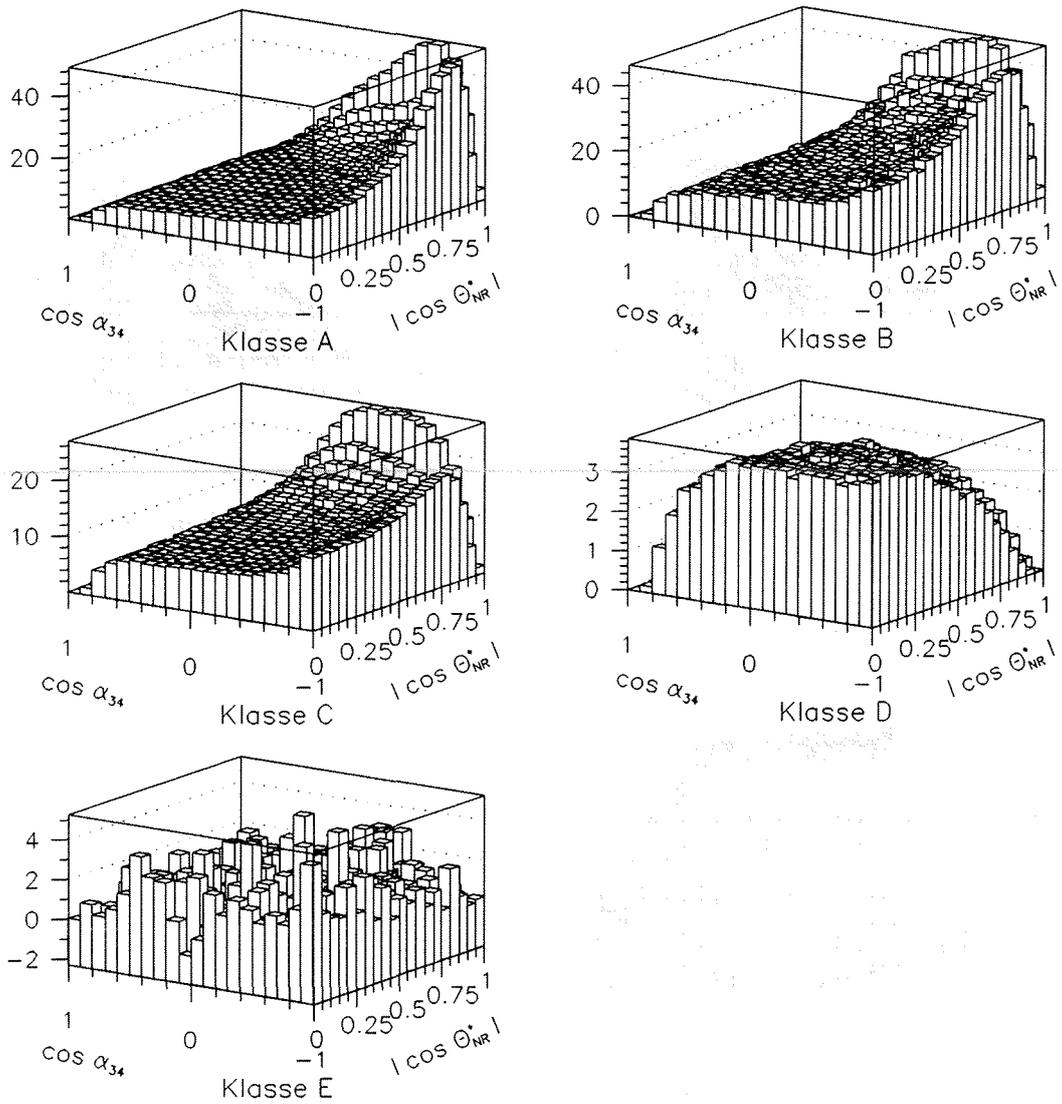


Abbildung 7.5: Verteilungen der Einzelklassen mit Hadronen des Generators

### 7.2.1 Der Bias

Beim Fit der Generatordatensätze gegeneinander wurde ein Bias offensichtlich: Der Wert, der sich für die Casimirfaktoren ergab, war sowohl von der Zahl der verwendeten QCD-Ereignisse als auch der Zahl der verwendeten abelschen Ereignisse abhängig. Dies liegt an den noch hohen statistischen Schwankungen in den Verteilungen der Einzelklassen. Diese Schwankungen sind auch in den Gesamtverteilungen deutlich sichtbar (siehe Abb. 7.9). Abhilfe schuf die Erzeugung von sehr vielen Ereignissen. Erst ab ca. 10 Millionen generierten QCD-Vier-Parton-Ereignissen war der Wert der Casimirfaktoren unabhängig von der verwendeten Statistik. Dies entspricht ca. 1.2 Millionen erkannten Vier-Jet-Ereignissen (siehe Abb. 7.6). Zur Bestimmung der Einzelklassen war es also notwendig, ca. 12 Millionen QCD-Vier-Parton-Ereignisse und ca. 8 Millionen abelsche Vier-Parton-Ereignisse zu generieren. Dies wird auch in Abb. 7.7 sichtbar. Hier wurden die Einzelklassen, die aus drei Sätzen unterschiedlicher Statistik gewonnen wurden, an QCD-Datensätze angepaßt. Auch hier ist der Bias bei niedriger Statistik offensichtlich.

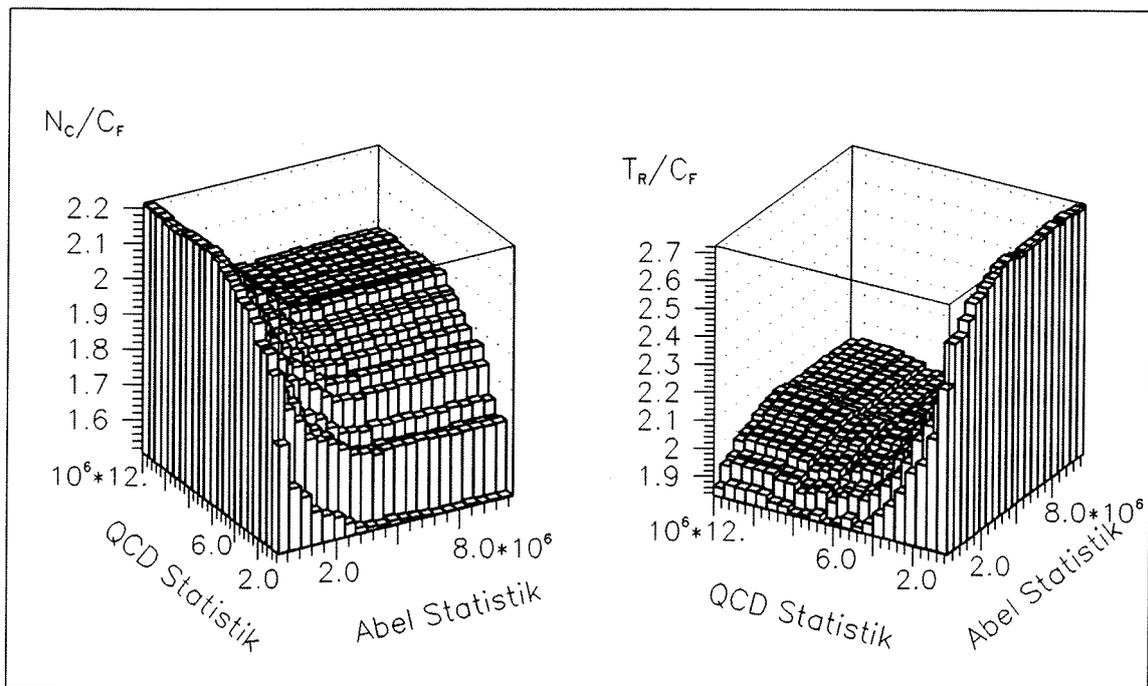
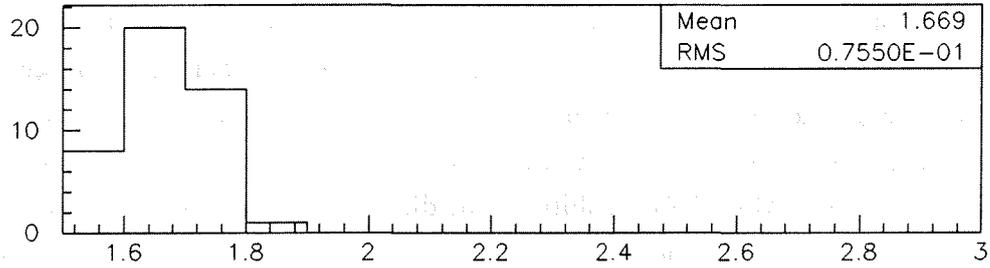
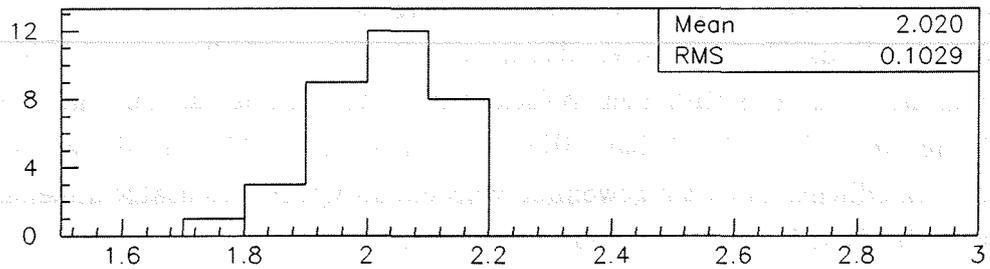


Abbildung 7.6: Untersuchung zum Bias in den Werten der Casimirfaktoren

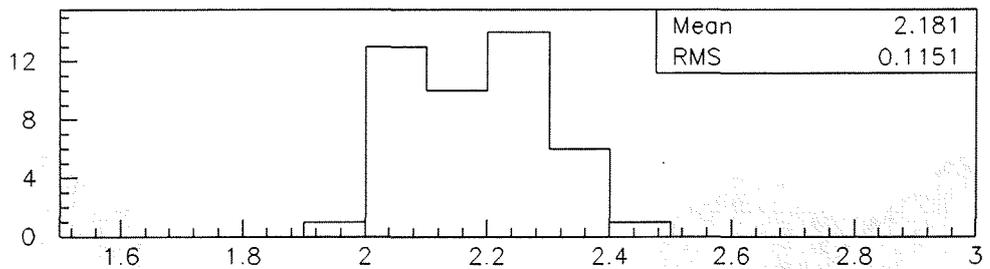
## Untersuchung zum Bias in $N_c/C_f$



Niedrige Statistik (530 000 generierte Ereignisse)



Mittlere Statistik (3 228 000 generierte Ereignisse)



Hohe Statistik (12 112 000 generierte Ereignisse)

Abbildung 7.7: Untersuchung zum Bias

## 7.2.2 Die Vortäuschung kleiner Fehler

Der bei der Anpassung der Einzelklassen an eine Generatorgesamtverteilung auftretende Bias in den Fitergebnissen wurde begleitet von einer systematischen Verschiebung der auftretenden Messfehler der Casimirfaktoren. Der statistische Fehler stieg mit steigender Statistik der Einzelklassen (siehe Abb. 7.8).

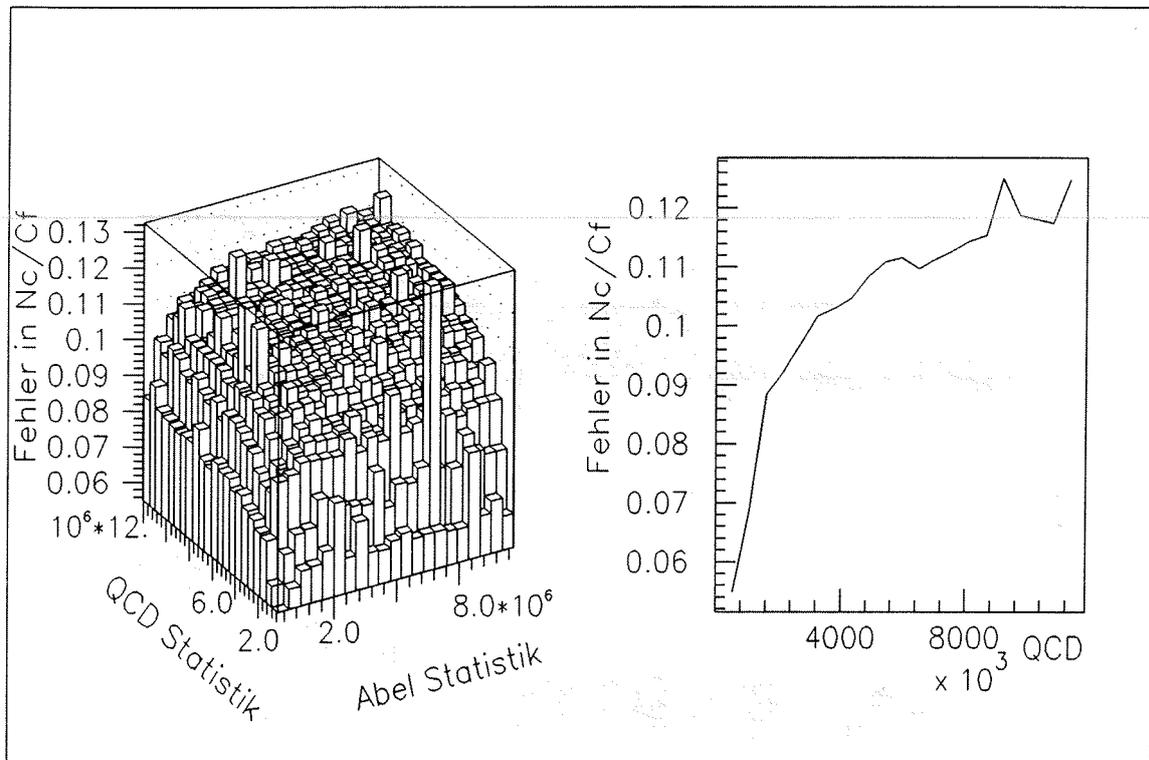


Abbildung 7.8: Untersuchung zum Fehler in den Werten der Casimirfaktoren

# Die Gesamtverteilungen unterschiedlicher Statistik

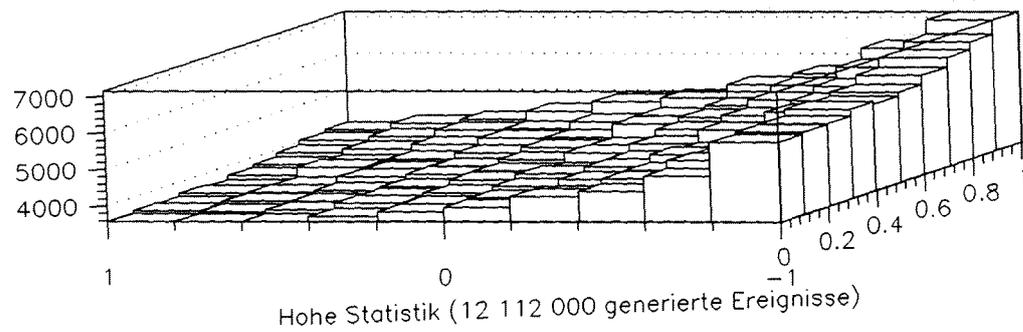
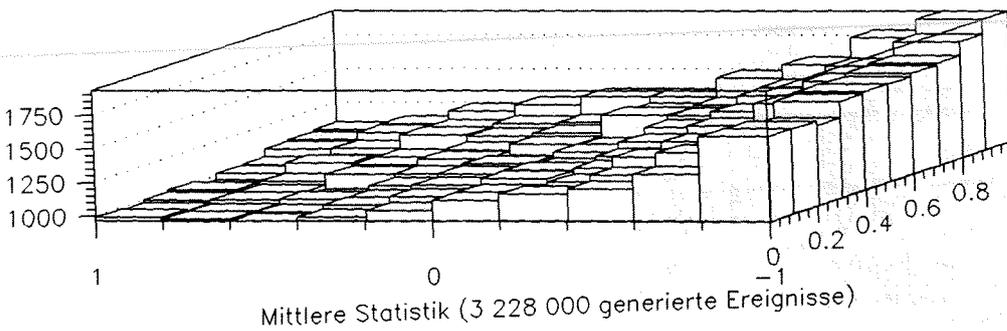
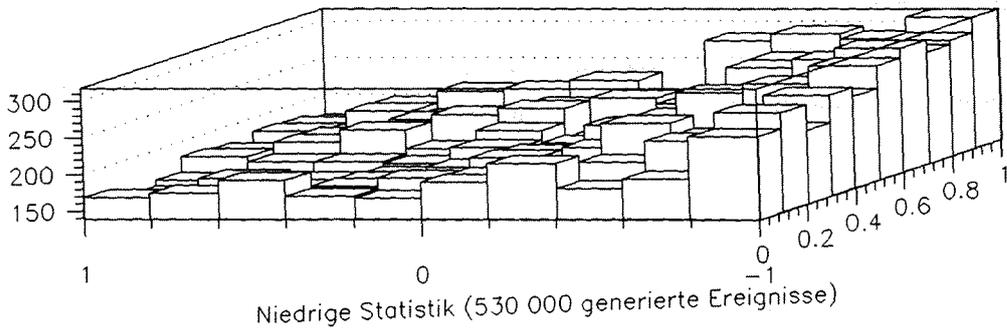


Abbildung 7.9: Die Gesamtverteilungen

### 7.2.3 Die Projektionen

Die systematische Verschiebung ist auch im eindimensionalen Fall sichtbar. Dazu wurden die beiden Projektionen der Einzelklassen (siehe Abb. 7.10 bis Abb. 7.12) zu einer einzigen Verteilung zusammengefaßt, indem sie aneinandergesetzt und an die Projektionen der Gesamtverteilung angepasst wurden. Es zeigt sich, daß in den Projektionen schon genügend Information steckt, um die Einzelklassen voneinander zu unterscheiden. Die Casimirkoeffizienten ergeben sich zu:

$$\begin{aligned}\frac{N_c}{C_f} &= 2.073 \pm 0.147 \\ \frac{T_r}{C_f} &= 1.918 \pm 0.297\end{aligned}$$

Dabei ist der Fehler der Casimirkoeffizienten jedoch nicht derselbe, welcher bei einer zweidimensionalen Analyse auftreten würde, da bei der Berechnung der beiden Projektionen jeder Meßpunkt zweimal gezählt wird. Deshalb ist diese Methode inkorrekt. Doch auch hier konnte der Bias in Messfehler und Messwert beobachtet werden, da auch hier Verteilungen vorliegen müssen, die keine großen statistischen Schwankungen enthalten.

Ein einfaches Beispiel für das Auftreten eines Bias ist die Überlagerung zweier Geraden mit entgegengesetzter Steigung, wovon eine der beiden eine Verteilung niederer Statistik repräsentiert und daher verschmiert ist. Eine Log-Likelihood-Anpassung ergibt keine Gerade mit Steigung Null, sondern ist im Mittel zur Geraden mit hoher Statistik verschoben.

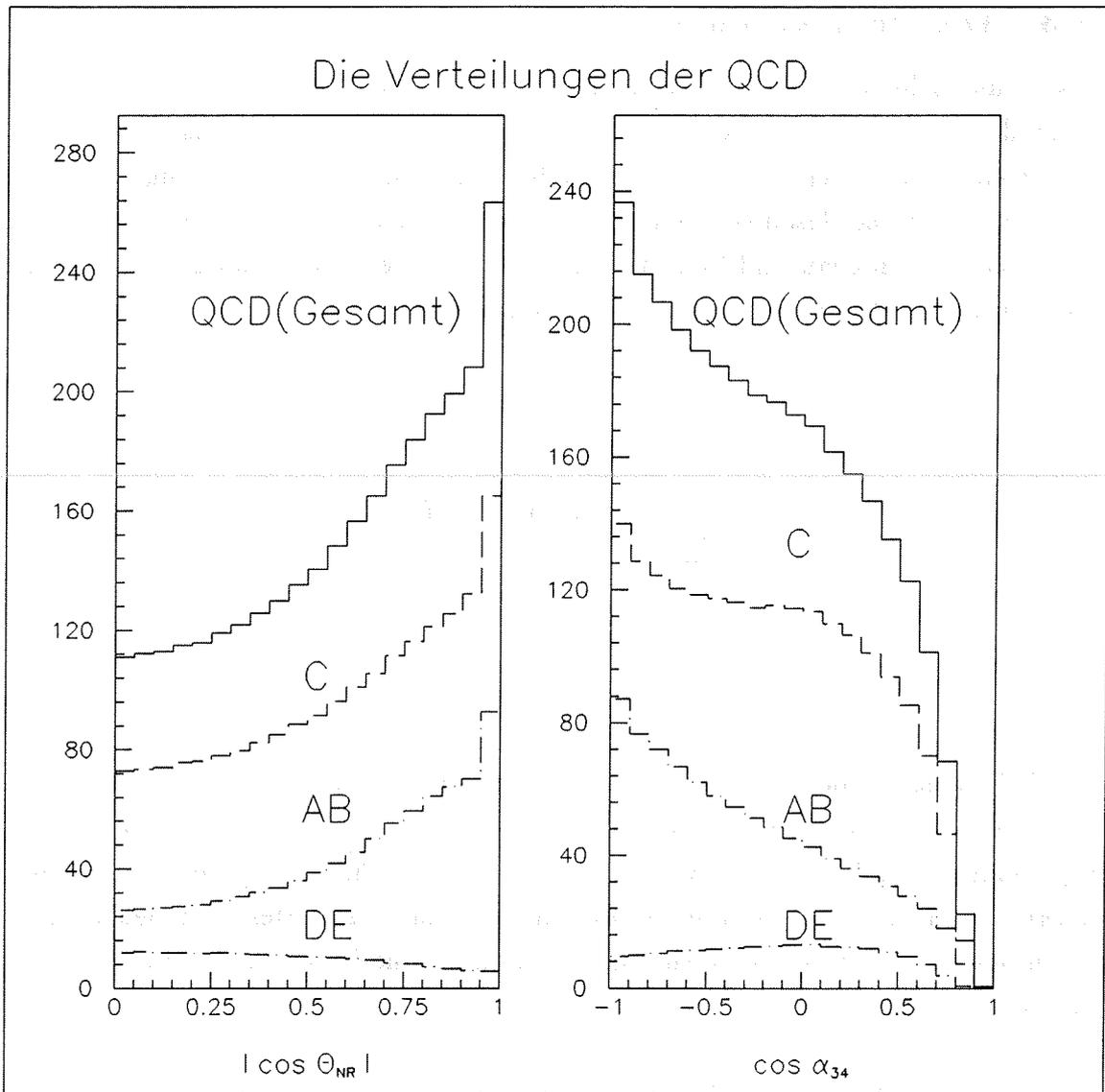


Abbildung 7.10: Projektionen der QCD

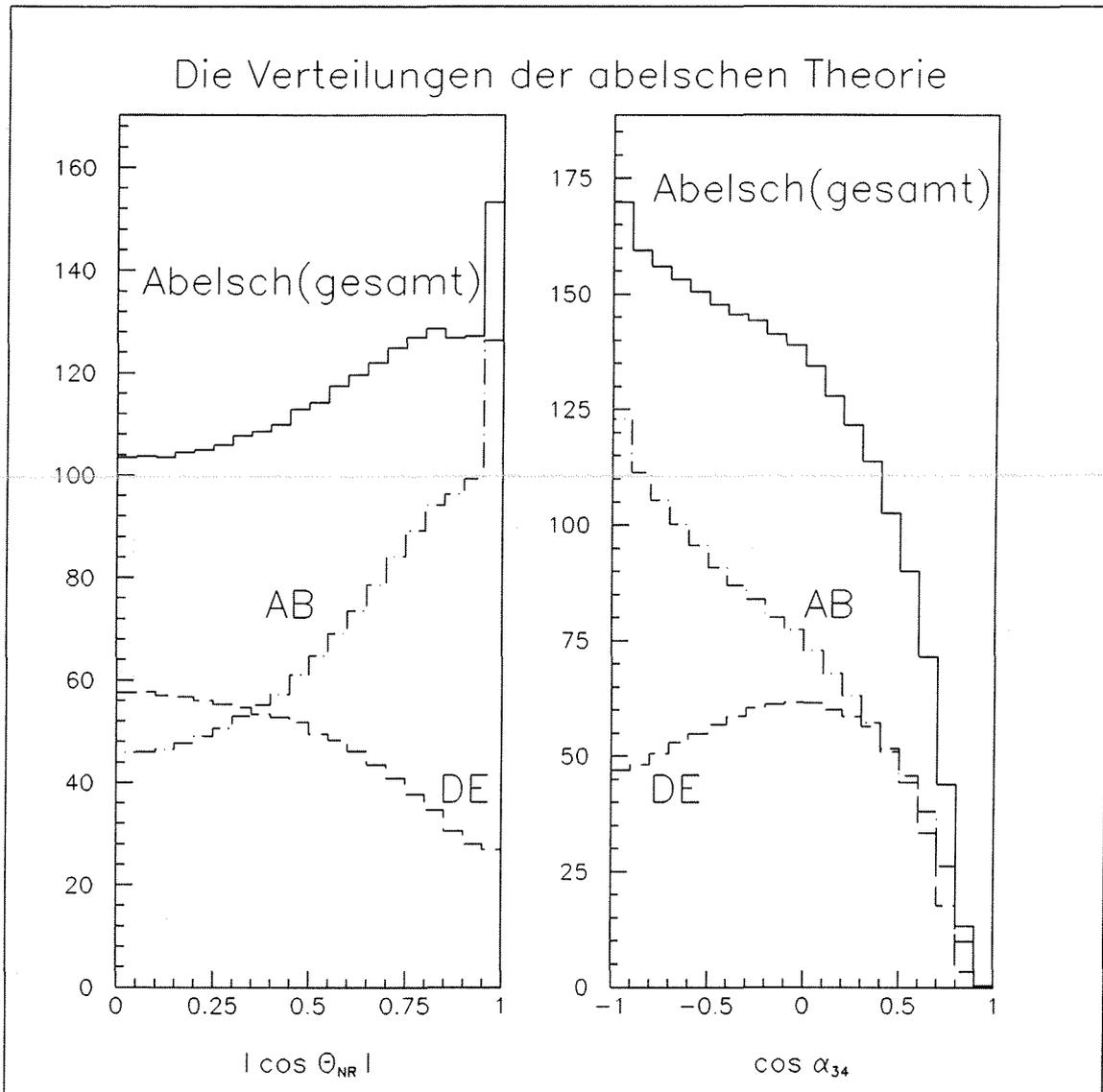


Abbildung 7.11: Projektionen der abelschen Theorie

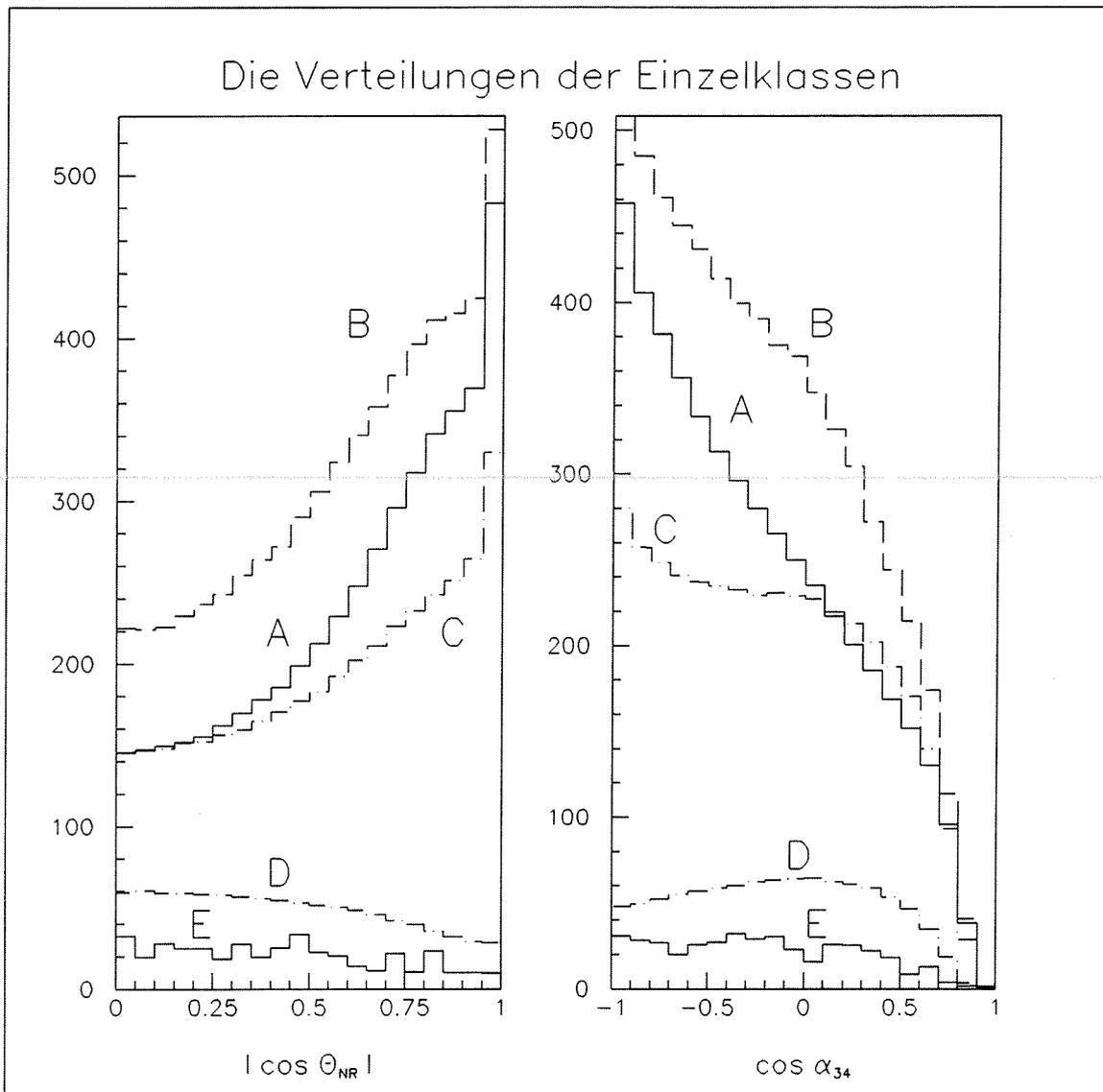


Abbildung 7.12: Projektionen der Einzelklassen

### 7.2.4 Anpassung an einen abelschen Datensatz

Die Anpassung an einen abelschen Datensatz sollte die Casimirfaktoren einer abelschen Theorie ergeben und kann hier als Konsistenztest verwendet werden. Es ergab sich:

$$\begin{aligned}\frac{N_c}{C_f} &= -0.126 \pm 0.16 \\ \frac{T_r}{C_f} &= 13.40 \pm 0.57\end{aligned}$$

Dieses Ergebnis stimmt mit den Casimirfaktoren der abelschen Theorie überein, die sich zu  $N_c/C_f = 0$  und für  $T_r/C_f = 15$  ergeben.

## 7.3 Die Berechnung der Korrekturmatrix

Zur Bestimmung der Korrekturmatrix [25] wurde die Gesamtverteilung auf Generatorniveau (1.8 Millionen Vier-Jet-Ereignisse) mit der Verteilung der detektor-simulierten Ereignisse verglichen. Dies geschieht durch eine  $\chi^2$ -Anpassung. Es wurden verschiedene Parametrisierungen der Matrix getestet. Die Verwendung einer separaten Korrekturmatrix für jede Einzelklasse war nicht notwendig.

Man erhält bei einer quadratischen Parametrisierung  $\chi^2$ -Werte von 400 bei 394 Freiheitsgraden. Dies demonstriert den geringen Einfluß des DELPHI-Detektors (siehe Abb. 7.14).

Der durch Migration erhaltene Untergrund, 1.9% der Ereignisse, wurde von den Detektordaten subtrahiert. Anschließend wurde die Verteilung durch die Korrekturmatrix dividiert. Man erhält eine Verteilung, die frei von Detektoreffekten und Untergrund ist und mit dem Generatorniveau verglichen werden kann (siehe Abb. 7.15). Die Auflösungen auf Detektorebene und Generatorebene sind ähnlich (siehe Abb. 7.13), was eine Entfaltung der Verteilungen überflüssig macht.

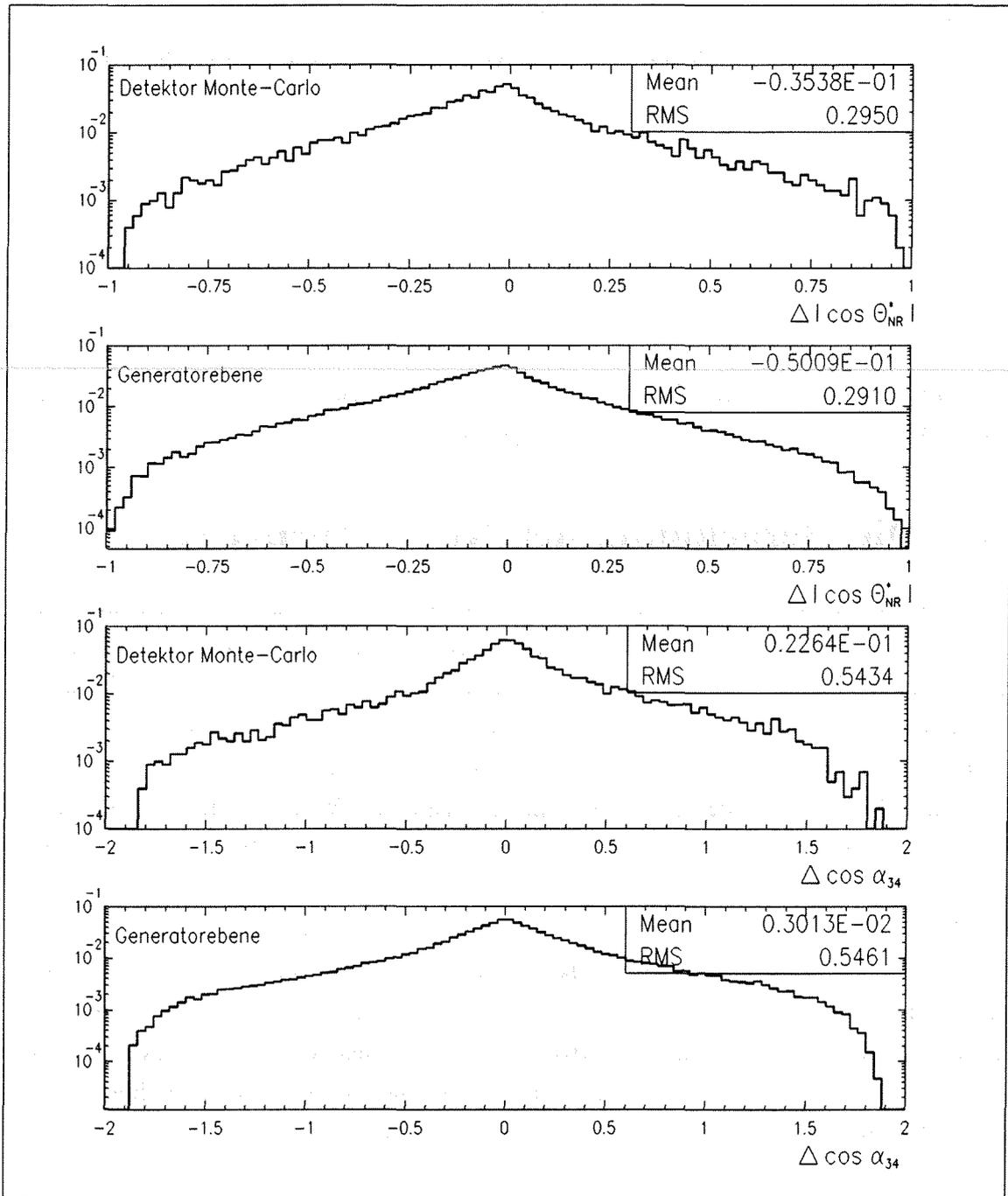


Abbildung 7.13: Vergleich des Detektor-Monte-Carlos mit dem Generator

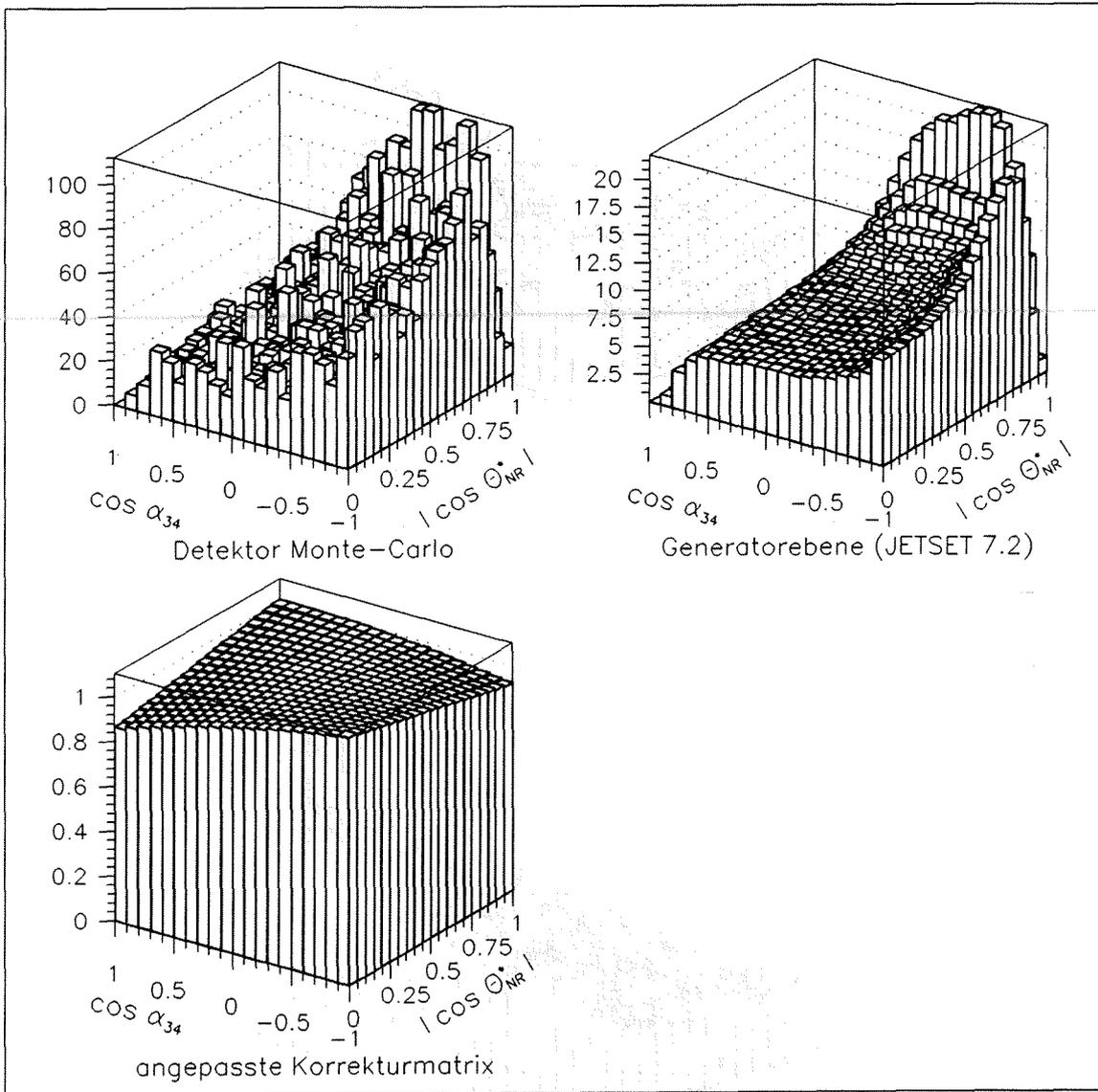


Abbildung 7.14: Die Verteilungen auf Detektorebene, Generatorebene und die daraus resultierende Korrekturmatrix

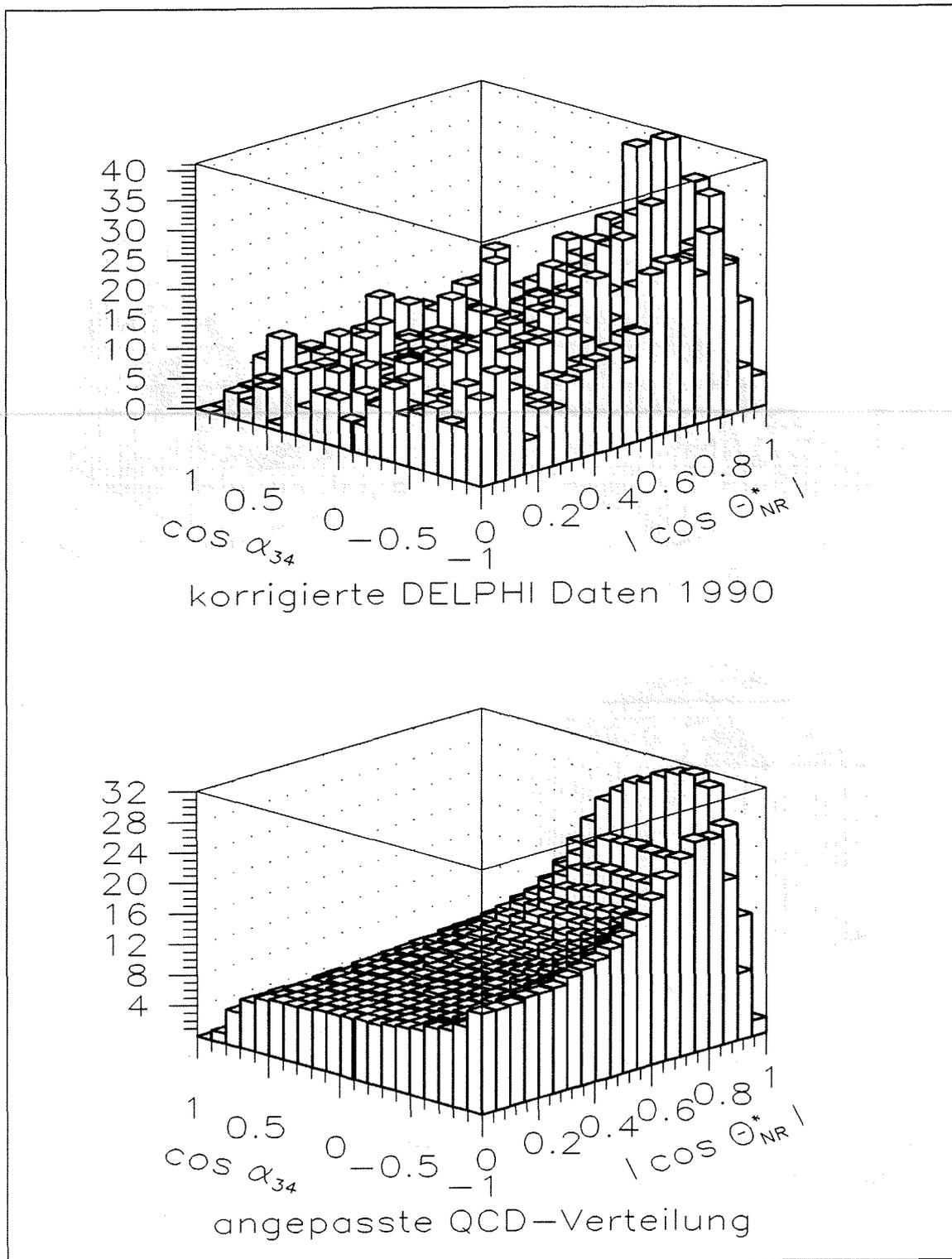


Abbildung 7.15: Die korrigierten Daten und die angepasste QCD Verteilung

## 7.4 Ergebnis

Nach Durchführung der Korrektur der Detektordaten und Anpassung an Verteilungen der Einzelklassen erhält M. Hahn [25] für die Casimirkoeffizienten:

$$\begin{aligned} \frac{N_c}{C_f} &= 1.87 \pm 0.38 \\ \frac{T_r}{C_f} &= 0.97 \pm 0.85 \end{aligned}$$

Die hier angegebenen Unsicherheiten sind die statistischen Fehler.

## 7.5 Fehlerbetrachtung

Das Ergebnis ist mit systematischen Unsicherheiten behaftet. Quellen für diese Meßfehler sind:

- die Korrekturmatrix
- die Untergrund durch Migration
- die Anpassung der Fragmentationsparameter

Die Analyse zur Bestimmung der Unsicherheiten durch die Fragmentation wird im nächsten Kapitel beschrieben.

### Unsicherheit der Korrekturmatrix

Der Fehler, der durch unterschiedliche Parametrisierungen der Korrekturmatrix entsteht, wurde durch Vergleich der Darstellungen der Matrix bestimmt:

	Parametrisierung		
	linear	quadratisch	kubisch
$\frac{N_c}{C_F}$	$2.07 \pm 0.38$	$1.87 \pm 0.38$	$1.91 \pm 0.37$
$\frac{T_R}{C_F}$	$1.05 \pm 0.83$	$0.97 \pm 0.85$	$1.07 \pm 0.83$
$\chi^2/d.o.f.$	484/387	475/384	470/389

Die Fluktuationen der Resultate sind kleiner als der statistische Fehler. Der Einfluß einer anderen Parametrisierung der Matrix auf die Ergebnisse ist also nur schwach.

## Unsicherheit der Migration

Der auftretende Untergrund durch Mißidentifikation eines Drei-Parton-Ereignisses als Vier-Jet-Ereignis wurde beim Schneideparameter der Clusterroutine  $d_{join} = 3.0$  zu  $1.9\% \pm 0.3\%$  bestimmt. Zur Bestimmung des systematischen Fehlers wurde der Anteil der migrierten Ereignisse zwischen 1.6% und 2.2% variiert. Die Auswirkungen dieser Variation auf den Wert der Casimirfaktoren ergibt sich zu:

	Migrationsanteil		
	1.6%	1.9%	2.2%
$\frac{N_c}{C_F}$	$1.93 \pm 0.37$	$1.87 \pm 0.38$	$1.83 \pm 0.37$
$\frac{T_R}{C_F}$	$0.86 \pm 0.81$	$0.97 \pm 0.85$	$1.02 \pm 0.81$
$\chi^2/d.o.f.$	392/397	399/397	403/397

Der Einfluß der Korrekturmatrix und der Migration wurde von M. Hahn [25] mit DELSIM untersucht.

Unter Berücksichtigung aller Fehlerquellen wurde der systematische Fehler für  $N_c/C_f$  zu  $\pm 0.15$  abgeschätzt.

# Kapitel 8

## Fragmentationsmodelle

Das einfache Partonmodell erlaubt die Beschreibung der  $e^+e^-$ -Vernichtung in Partonen. Die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung der hadronischen Vier-Parton-Ereignisse setzen sich zusammen aus:

- den Parton-Wirkungsquerschnitten für die Erzeugung von  $q\bar{q}$ ,  $q\bar{q}g$ ,  $q\bar{q}q\bar{q}$  und  $q\bar{q}gg$ , bei deren störungstheoretischer Berechnung die Partonen als freie, masselose Teilchen betrachtet werden
- den Wahrscheinlichkeiten, mit welchen ein Parton in ein Hadron mit bestimmter Energie  $h$  übergeht, den Fragmentationsfunktionen  $D_i^h(x)$ .

Die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  ist aufgrund der nichtabelschen Struktur der Quantenchromodynamik energieabhängig. Dadurch nimmt sie für Energien, bei denen die Partonen zu Hadronen fragmentieren, Werte an, die die perturbative Behandlung dieser Vorgänge unmöglich macht. Man ist deshalb auf phänomenologische Modelle angewiesen. Diese Modelle enthalten eine große Zahl freier Parameter, um die experimentellen Daten möglichst exakt darstellen zu können. Sie lassen sich in drei prinzipiell unterschiedliche Gruppen einteilen:

### 8.1 Unabhängige Fragmentation

Beim Modell der unabhängigen Fragmentation geht man von der Annahme aus, daß die Fragmentation von mehreren Partonen als Summe der Fragmentation von separaten Partonen dargestellt werden kann. Jedes Parton fragmentiert also unabhängig von den gleichzeitig erzeugten anderen.

Die Entstehung eines Jets von Hadronen aus einem einzelnen Quark bzw. Gluon läuft nach einem rekursiven Schema ab: Das Quark erzeugt ein Quark-Antiquark-Paar aus dem Vakuum. Das erste Quark  $q_0$  mit Impuls  $p_0$  wird mit dem Antiquark  $\bar{q}_1$  zu einem Meson ( $q_0\bar{q}_1$ ) mit Impuls  $P_0$  kombiniert und läßt das Quark  $q_1$  mit dem Impuls  $p_1 = p_0 - P_0$  zurück, welches analog aufbricht. Dieses Modell geht auf eine Idee von Feynmann und Field zurück und wurde von Ali und Hoyer nach Entdeckung des Gluonjets weiterentwickelt. Die Verteilung der Impulse  $z = P_i/p_i$  ist unabhängig vom Fragmentationsschritt und wird bei Feynmann und Field durch den rein phänomenologischen Ansatz

$$D(z) = 1 - a_F + 3a_F(1 - z)^2 \quad (8.1)$$

beschrieben. Der Abbruch des rekursiven Schemas erfolgt, wenn die Energie des übrigbleibenden Quarks nicht mehr zur Erzeugung von Quark-Antiquarkpaaren ausreicht. Das verbleibende letzte Quark  $q_m$  wird dann entweder vernachlässigt oder mit dem letzten Quark des anderen Jets rekombiniert. Die so gebildeten Mesonen zerfallen entsprechend ihren Eigenschaften und bilden die beobachteten Teilchen (siehe Abb. 8.1).

In diesem Modell ist jedoch die Erzeugung von Baryonen nicht möglich. Außerdem ist der Energie und Impulserhaltungssatz verletzt. Dies wird in den Modellen von Ali und Hoyer korrigiert. Auch ist die Erzeugung von Baryonen über die Erzeugung von Diquarks möglich. Diese beiden Modelle unterscheiden sich durch die Behandlung des Gluons als Quark-Antiquark-Paar. Im Modell von Hoyer wird der Gluonimpuls vollständig auf eines der beiden Quarks übertragen, im Modell von Ali wird er entsprechend der Alterelli-Parisi-Funktion auf beide Quarks verteilt.

## 8.2 String-Fragmentation

Das Stringmodell geht von einem masselosen, relativistischen Feldschlauch zwischen den Partonen aus. In diesem 'String' ist die Energie des Systems gespeichert. Entfernen sich die Partonen voneinander, so nimmt die in ihm gespeicherte potentielle Energie immer größere Werte an, bis der Feldschlauch durch die Produktion eines Quark-Antiquark-Paares aufbricht. Hierdurch werden zwei Teilstrings gebildet, die zwei getrennte Systeme darstellen und ihrerseits wieder aufbrechen können. Die

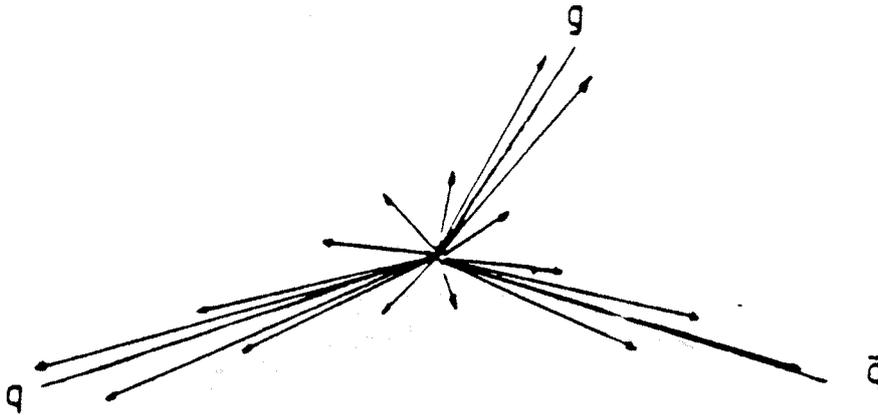


Abbildung 8.1: unabhängige Fragmentation

Energie und der Impuls sowie die inneren Quantenzahlen Ladung, Farbladung und Flavour sind in diesem Modell automatisch erhalten. Das Gluon wird hier als transversale Stringanregung betrachtet. Dies ist schematisch in Abb. 8.2 dargestellt. Der String erstreckt sich vom Quark über das Gluon zum Antiquark. Die Hadronen werden durch das Aufbrechen des Strings bevorzugt in den Bereich zwischen den Quarks und dem Gluon emittiert. Dies führt zu einer Verschiebung der Jetachsen und wird als 'String-Effekt' bezeichnet.

Die Transversalimpulsverteilung der Hadronen wird durch eine exponentielle Verteilungsfunktion beschrieben:

$$f(p_{\perp}) = \frac{1}{\sigma_q \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{p_{\perp}^2}{\sigma_q^2}\right) \quad (8.2)$$

$\sigma_q$  ist die charakteristische Größe für die Breite der Jets.

Die Longitudinalimpulsverteilung wird durch die Verteilungsfunktion  $f(z)$  beschrieben. Sie ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der das Hadron einen Bruchteil  $1 - z$  des Quarkimpulses erhält. Für die leichten Quarks  $u$ ,  $d$  und  $s$  wird die symmetrische Lund-Fragmentationfunktion verwendet:

$$f(z) = \frac{1}{z} (1 - z)^a \exp\left(-\frac{bm_{\perp}^2}{z}\right) \quad (8.3)$$

Diese Funktion kann mit den Parametern  $a$  und  $b$  an die Daten aus dem Experiment angepasst werden.

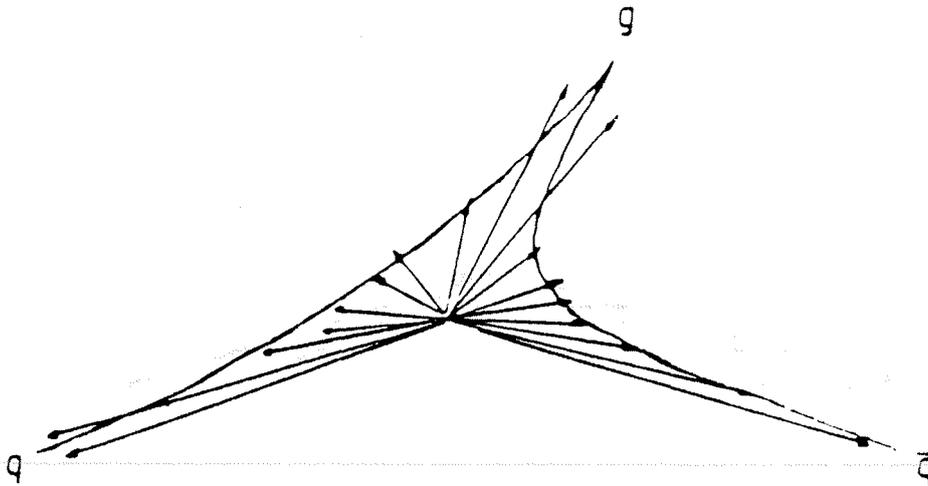


Abbildung 8.2: String Fragmentation

Die bei der Fragmentation der schweren Quarks  $c$  und  $b$  entstehenden Hadronen tragen im Mittel einen höheren Impulsanteil. Deshalb wird bei schweren Quarks eine andere Fragmentationsfunktion gewählt, die Peterson-Fragmentationsfunktion:

$$f(z) \propto \frac{1}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon}{1-z})^2} \quad (8.4)$$

Der Parameter  $\epsilon$  muß getrennt für  $c$  und  $b$ -Quarks bestimmt werden. Der Monte-Carlo-Generator JETSET 7.2 lässt den Gebrauch beider Modelle, der unabhängigen Fragmentation und der String-Fragmentation zu.

### 8.3 Einfluß der Variation der Fragmentationsparameter auf den Meßwert der Casimirk Faktoren

Quellen systematischer Fehler in der Messung der Casimirkfaktoren sind unter anderem in den verwendeten Modellen zur Simulation der Daten zu suchen. Vor allem die Fragmentation, die den Übergang vom Parton zu den Hadronen beschreibt, ist Ursache solcher systematischer Fehler.

Die Fragmentation wird beschrieben durch die Fragmentationsfunktion, die durch

die Fragmentationsparameter charakterisiert ist. Diese Fragmentationsparameter werden festgelegt, indem man die simulierten Daten an reelle Detektordaten anpaßt. Die Anpassung muß in Verteilungen von Meßgrößen geschehen, die auf die Fragmentationsparameter sensitiv sind. Dies sind z. B. die Aplanarität und die Rapidity, welche die Form eines hadronischen Ereignisses beschreiben.

Für jedes Ereignis ist der normalisierte Impulstensor definiert:

$$M_{ab} = \sum_i p_{ia} p_{ib} / \sum_i p_i^2 \quad (8.5)$$

$a, b$ : Index der Raumkoordinaten

$p_i$ : Impuls des Teilchens  $i$

$M_{ab}$  ist eine symmetrische Matrix und kann diagonalisiert werden. Sie hat die normierten Eigenvektoren  $n_1, n_2, n_3$  und die Eigenwerte  $Q_i$ . Es gilt dann:

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1 \quad (8.6)$$

und man kann ordnen

$$0 \leq Q_1 \leq Q_2 \leq Q_3 \quad (8.7)$$

Diese Eigenwerte charakterisieren die Form des Ereignisses.

Die Aplanarität ist definiert als

$$A = \frac{3}{2} Q_1 \quad (8.8)$$

$A$  ist für koplanare und kollinerare Ereignisse klein.

Eine Variable, die zur Beschreibung der longitudinalen Verteilung der produzierten Teilchen benutzt wird, ist die Rapidity  $y$ .

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_l}{E - p_l} = \ln \frac{E + p_l}{m^2 + p_t^2} \quad (8.9)$$

Da, bei simulierten Ereignissen, die Form der Aplanaritäts- und Rapidityverteilung stark von den gewählten Fragmentationsparametern abhängt, folgt aus einer Veränderung des Parametersatzes auch eine Veränderung der Form dieser Verteilungen selbst. Die Fragmentationsparametereinstellung wird so optimiert, daß die Verteilung der Aplanarität und der Rapidity von simulierten Daten möglichst gut mit denen von reellen Detektordaten übereinstimmt. Der so erhaltene Parametersatz wird Standard-Fragmentationsparametersatz genannt [27]:

Standard-Fragmentationsparameter	
$a$	2.10
$b$	0.60
$\sigma_q$	0.50
$\epsilon_c$	0.08
$\epsilon_b$	0.01

$a, b, \epsilon_c$  und  $\epsilon_b$  parametrisieren die longitudinale,  $\sigma_q$  parametrisiert die transversale Fragmentationsfunktion.

Zur Untersuchung des systematischen Fehlers Fragmentation werden die Werte der Fragmentationsparameter verändert. Ein Maß für die zulässige Veränderung der Parameter ist die daraus resultierende Veränderung der Form der Aplanaritäts- und der Rapiditätsverteilung. Jedoch sind die fünf auftretenden Fragmentationsparameter korreliert, d.h. eine Veränderung der Verteilung durch Variation eines Parameters kann durch Variation eines anderen Parameters kompensiert werden. Dies erschwert eine systematische Analyse. Außerdem erfordert schrittweises Verändern aller fünf Parameter, d.h. Abtasten eines fünfdimensionalen Raumes, einen nicht zu befriedigenden Bedarf an Rechenleistung. Deshalb wurde die Analyse in zwei Teilen bewerkstelligt:

- Abtastung eines zweidimensionalen Unterraumes durch Veränderung der zwei Parameter  $a$  und  $\sigma_q$
- Auswürfeln aller fünf Fragmentationsparameter durch einen Zufallsgenerator (Random-Walk-Methode) innerhalb des Bereiches, der durch eine Erhöhung bzw. Verringerung des Standardwertes um 50 % gegeben war:

Bereich der Fragmentationsparameter		
	niedrigster Wert	Höchstwert
$a$	1.1	3.1
$b$	0.3	0.9
$\sigma_q$	0.25	0.75
$\epsilon_c$	0.04	0.12
$\epsilon_b$	0.005	0.015

Es wurde ein Sample von 300000 4-Parton-Ereignissen generiert und ohne Fragmentation gespeichert. Für jede Einstellung der Parameter wurde dieses Sample fragmentiert, d.h. es wurden immer wieder die gleichen 4-Parton-Ereignisse verwendet, aus denen dann hadronische Ereignisse entstanden. Unterschiede zwischen Verteilungen, die aus der Fragmentation mit unterschiedlichen Parametern stammen, folgen also lediglich aus der Fragmentation selbst und dem weiteren Zerfall der Hadronen, der im Monte-Carlo-Generator durch einen Zufallsprozeß bestimmt ist.

Es wurde das  $\chi^2$  der Aplanaritätsverteilung eines Satzes mit variierten Fragmentationsparametern bezüglich der Aplanaritätsverteilung eines Satzes, der mit Standardparametern fragmentierte, in 60 Kanälen berechnet. Dies geschah für die Rapiditätsverteilungen in 20 Kanälen. Die Aplanarität- bzw. Rapiditätsverteilungen sind in Abb. 8.3 zu sehen.

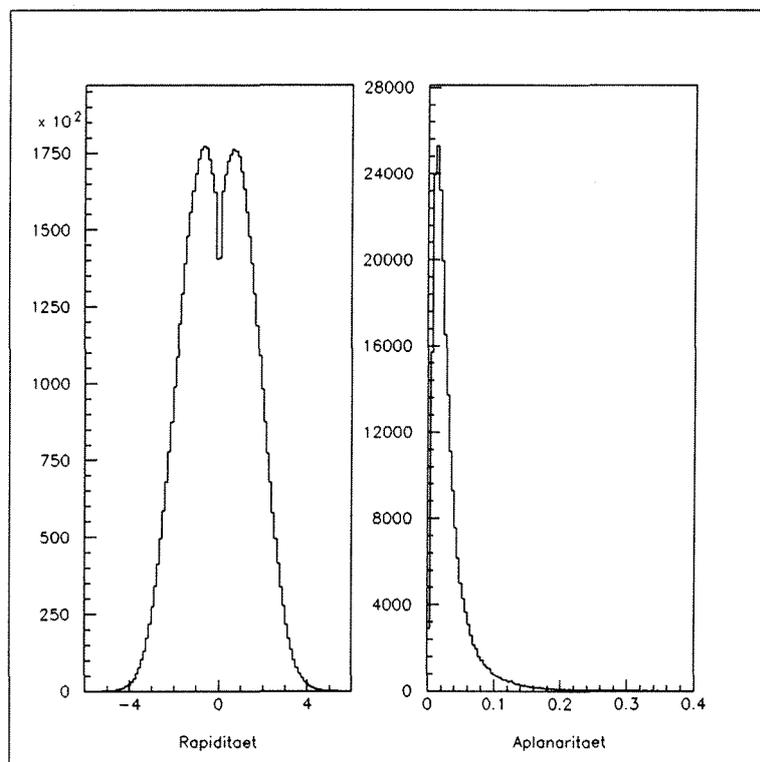


Abbildung 8.3: Verteilung der Aplanarität und der Rapidität bei Standardfragmentationsparametereinstellung

## Random-Walk-Methode

Der Gesamt- $\chi^2$ -Zuwachs wurde berechnet, indem das  $\chi^2$  der Aplanaritätsverteilung und das der Rapiditätsverteilung im Verhältnis 1 : 5 addiert wurde. Der Datensatz wurde verworfen, falls der Zuwachs des Gesamt- $\chi^2$  größer als 60 war: Die Aplanaritäts- bzw. Rapiditätsverteilung hatte sich dann zu stark verändert, d.h. die Fragmentationsparameter sind zu stark variiert und die simulierten Daten beschreiben nicht mehr die Detektordaten in Aplanarität und Rapidität.

Die akzeptierten 90 Datensätze, d.h. solche, die die  $\chi^2 \leq 60$ -Bedingung erfüllten, wurden als Detektordaten betrachtet und die Casimirfaktoren  $N_c/C_f$  und  $Tr/C_f$  bestimmt. Die sich ergebenden Werte für  $N_c/C_f$  und  $Tr/C_f$  wurden in ein Histo-

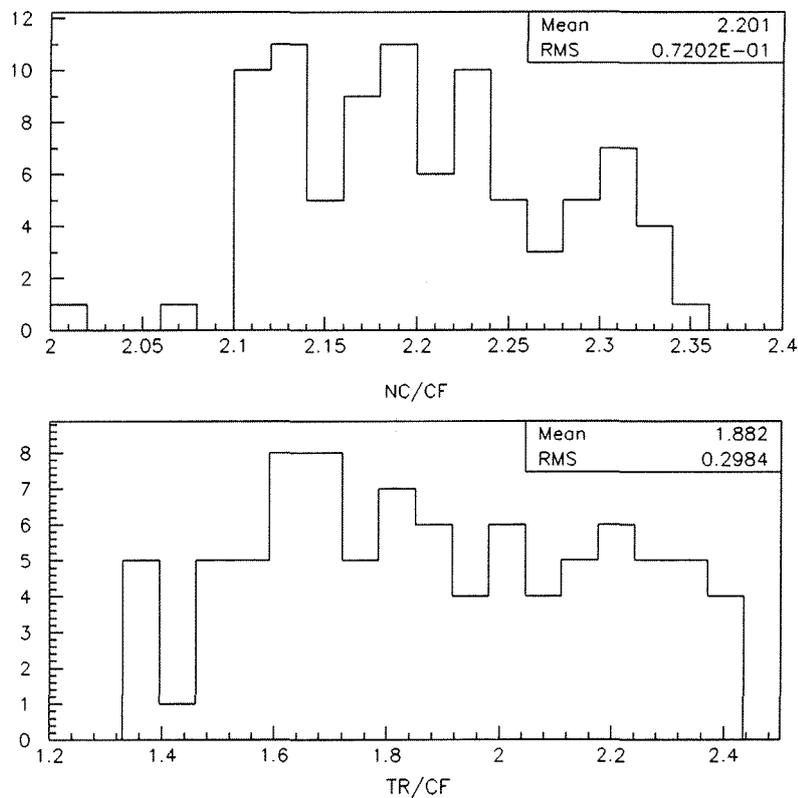


Abbildung 8.4: Verteilung von  $N_c/C_f$  und  $Tr/C_f$  bei zufällig gewählten Fragmentationsparametern

gramm eingetragen, das in Abb. 8.4 illustriert ist. Es ergibt sich für  $Nc/Cf$  ein systematischer Fehler von 0.072 und für  $Tr/Cf$  von 0.3.

### Abtasten in $a$ und $\sigma_q$

Das Vier-Parton-Sample wurde mit Standardparametern in Lund  $b$ ,  $\epsilon_b$  und  $\epsilon_c$  und mit schrittweise variiertem Lund  $a$  und  $\sigma_q$  fragmentiert. Für Lund  $a$  wurden Werte 1.8, 2.1 bzw. 2.4 gewählt.  $\sigma_q$  wurde zwischen 0.4 und 0.6 in Schrittwisen von 0.025 verändert. Die Verteilungen im verallgemeinerten Nachtmann-Reiter-Winkel und Öffnungswinkel zwischen drittem und vierten Jet dienen dazu die Casimirfaktoren  $Nc/Cf$  sowie  $Tr/Cf$  bestimmt. Die Werte des Gesamt- $\chi^2$  für die Aplanarität und Rapidität für die verschiedenen verwendeten Parametereinstellungen sind den Abb. 8.5 und Abb. 8.6 zu entnehmen. Wendet man den gleichen  $\chi^2 \leq 60$ -Schnitt auf das Gesamt- $\chi^2$ , wie bei der Random-Walk-Methode an, so sind die systematischen Fehler die sich aus der Anpassung der übrigbleibenden Datensätze (siehe Abb. 8.7 und Abb. 8.8) ergeben, mit denen konsistent, die sich aus der Random-Walk-Methode ergaben.

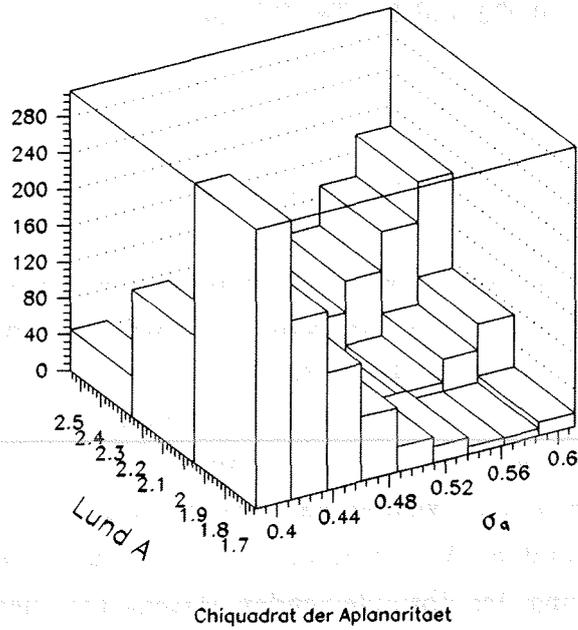


Abbildung 8.5:  $\chi^2$ -Verteilung der Aplanarität

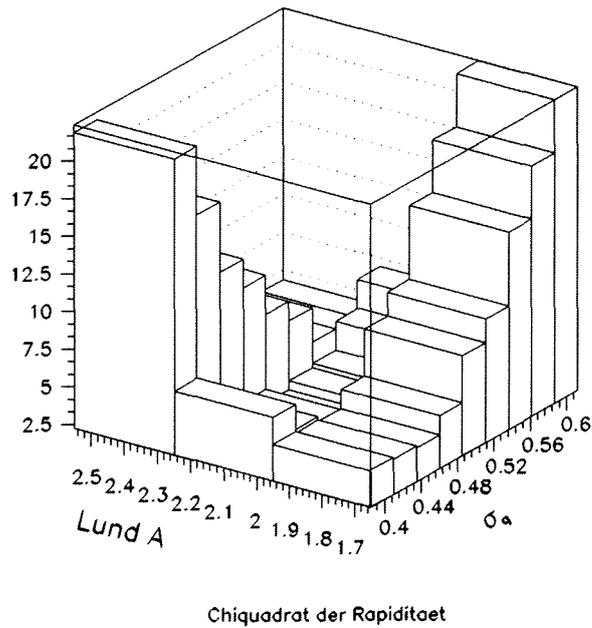


Abbildung 8.6:  $\chi^2$ -Verteilung der Rapidity

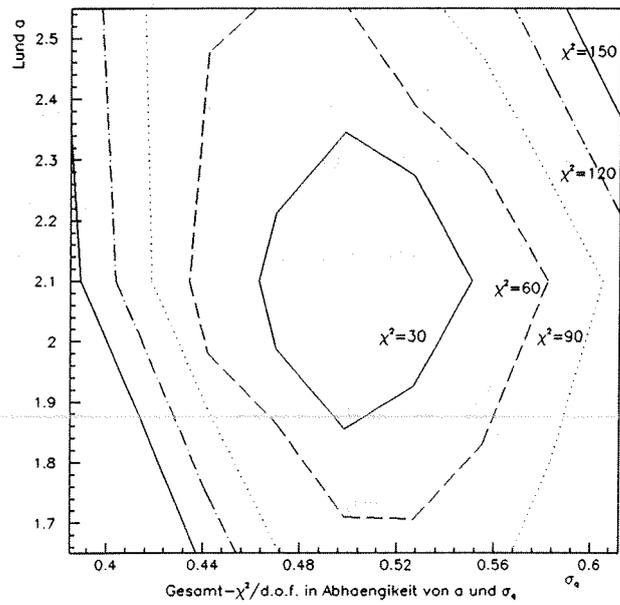


Abbildung 8.7: Konturplot der  $\chi^2$ -Gesamtverteilung

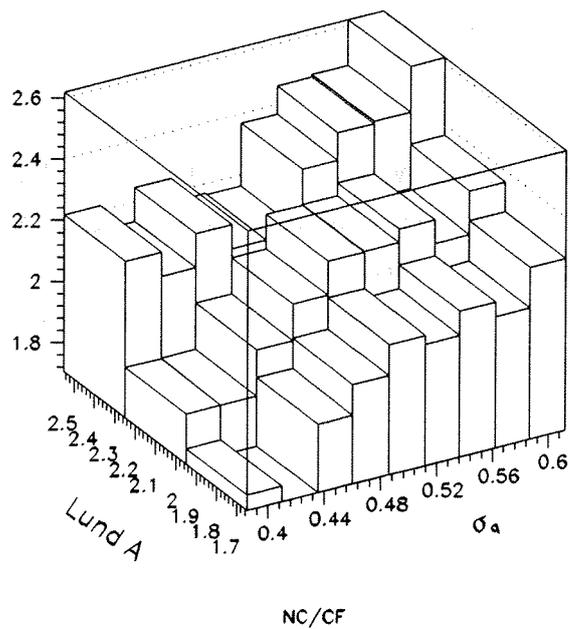


Abbildung 8.8:  $N_c/C_f$  in Abhängigkeit der Fragmentationsparameter

## Partonschauer

Der Generator JETSET 7.2 kann Ereignisse nach der Partonschauer-Methode erzeugen. Dabei ist die Berücksichtigung von Korrelationen der Spins der Gluonen optional. Da der verallgemeinerte Nachtmann-Reiter-Winkel sensitiv auf Spineinstellungen ist, erwartet man für Anpassungen von Datensätzen, die unter Verwendung des Partonschauer-Modells generiert wurden, eine Abhängigkeit von dieser Option. Für das Modell ohne Berücksichtigung der Korrelationen des Gluonspins ergab sich:

$$\begin{aligned}\frac{N_c}{C_f} &= 0.87 \pm 0.18 \\ \frac{T_r}{C_f} &= -0.73 \pm 0.39\end{aligned}$$

Für das Modell mit Berücksichtigung der Korrelationen des Gluonspins ergab sich:

$$\begin{aligned}\frac{N_c}{C_f} &= 1.38 \pm 0.17 \\ \frac{T_r}{C_f} &= -2.94 \pm 0.33\end{aligned}$$

Diese Werte weichen stark von den Werten der QCD ab. Das Partonschauer-Modell enthält zwar qualitativ den Effekt der Gluonselfkopplung, ist aber durch das Fehlen der höheren Ordnungen nicht geeignet, die Verteilungen im verallgemeinerten Nachtmann-Reiter-Winkel und im Öffnungswinkel der Sekundärjets korrekt wiederzugeben (siehe Abb. 8.9).

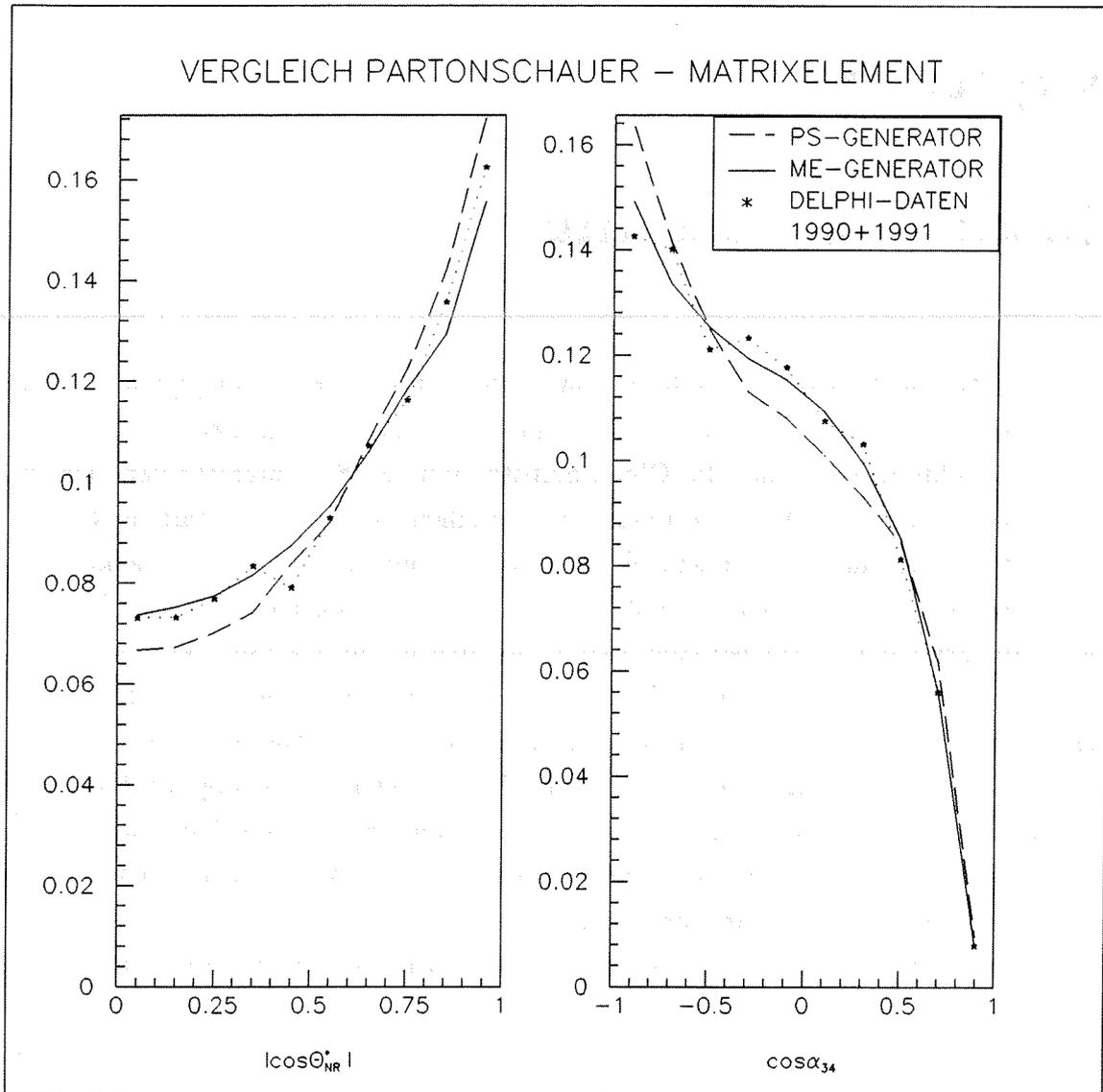


Abbildung 8.9: Vergleich der Verteilungen, die mit einem Partonschauergenerator bzw. einem Matrixelementgenerator erzeugt wurden, mit denen der DELPHI-Daten

# Kapitel 9

## Zusammenfassung

Der Vier-Parton-Wirkungsquerschnitt läßt sich in fünf Terme aufspalten. Zwei dieser Terme repräsentieren die Doppel-Gluon-Bremsstrahlung, zwei die Quark-Antiquark-Bildung und einer die Gluon-Selbstkopplung. Sie unterscheiden sich in der zweidimensionalen Winkelverteilung im verallgemeinerten Nachtmann-Reiter-Winkel  $\theta_{NR}^*$  und im Zwischenwinkel der Sekundärjets  $\alpha_{34}$ . Diese Einzelklassen können an den totalen Vier-Parton-Wirkungsquerschnitt angepaßt werden. Die dabei festzulegenden Wichtungsfaktoren sind Verhältnisse der Casimirfaktoren.

Zur Bestimmung der Jetachsen ist LUCLUS die geeignete Clusterroutine, da sie bei gleicher Vier-Jet-Rate die Winkel und Energien am besten wiedergibt.

Die zur Erzeugung glatter zweidimensionaler Verteilungen notwendige Statistik ist sehr groß (ca. 12.000.000 Ereignisse). Bei Verwendung von Datensätzen, in die weniger Ereignisse eingehen, sind die Casimirfaktoren systematisch verschoben. Auch der berechnete Meßfehler wird dann zu klein bestimmt.

Die Unsicherheiten in der Anpassung der Fragmentationsparameter an reelle Daten wirken sich nur schwach auf den Wert der Casimirfaktoren aus. Ihr Einfluß auf  $\frac{N_c}{C_f}$  wird durch eine Analyse mit fester Schrittweite in den zwei Parametern  $a$  und  $\sigma_q$  und eine Random-Walk-Methode in fünf Parametern zu  $\pm 0.1$  abgeschätzt. Das Partonschauer-Modell beschreibt die Winkelverteilungen schlechter als das Matrixelement-Modell.

Die Abhängigkeiten vom Detektor werden mittels einer Korrekturmatrix berücksichtigt [25]. Wenn man für Generatorereignisse die gleichen Schnitte verwendet wie für Ereignisse mit Detektorsimulation, ist diese Matrix flach. Der systematische

Fehler, der sich aus Einflüssen der Korrekturmatrix, der Fragmentation, des Untergrundes durch Migration und des Binnings ergibt, wurde zu  $\pm 0.15$  abgeschätzt. Durch Anpassung der Einzelklassen an 4280 DELPHI-Vier-Parton-Ereignisse wurden die Casimirfaktoren zu

$$\frac{N_c}{C_F} = 1.87 \pm 0.38 \pm 0.15$$

$$\frac{T_R}{C_F} = 0.97 \pm 0.85$$

bestimmt. Die Angabe eines systematischen Fehlers von  $T_R/C_F$  erscheint nicht sinnvoll, da der Beitrag der Klasse D, der durch  $T_R/C_F$  bestimmt wird, am totalen Vier-Parton-Wirkungsquerschnitt sehr gering ist. Die Gluonselfkopplung kann durch Bestimmung der Casimirfaktoren bestätigt werden.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Vakuumpolarisation . . . . .	6
3.1	Entwicklung eines Parton-Schauers . . . . .	8
3.2	Feynmangraphen mit qqg-Endzustand . . . . .	10
3.3	Zusammensetzung der Klassen $A$ , $B$ und $C$ aus Übergangswahrscheinlichkeiten . . . . .	10
3.4	Graphische Veranschaulichung Klassen $A$ , $B$ und $C$ . . . . .	11
3.5	Feynmangraphen mit qq $\bar{q}$ -Endzustand . . . . .	12
3.6	Zusammensetzung der Klassen $D$ , $E$ und $F$ aus Übergangswahrscheinlichkeiten . . . . .	12
3.7	Graphische Veranschaulichung der Klassen $D$ , $E$ und $F$ . . . . .	13
4.1	Der <b>DELPHI</b> -Detektor im Querschnitt . . . . .	18
4.2	Schematische Zeichnung des Vertex-Detektors . . . . .	19
4.3	Querschnitt durch den Inner Detektor . . . . .	21
4.4	Anordnung der Module des Outer Detector . . . . .	21
4.5	Vorwärtskammer A, Schnitt durch eine gestaffelte Doppellage . . . . .	23
4.6	Vorwärtskammer B, allgemeine Anordnung und Schnitt . . . . .	23
4.7	Der <b>DELPHI</b> -Detektor im Längsschnitt . . . . .	25
4.8	Aufbau eines HPC-Moduls . . . . .	27
4.9	Aufbau des FEMC . . . . .	28
4.10	Ein einzelner TOF-Zähler . . . . .	29
4.11	Anordnung des Vorwärts-Szintillators (90°-Ausschnitt) . . . . .	30
4.12	Längsschnitt durch den Barrel-RICH . . . . .	31
4.13	Forward-RICH . . . . .	32
5.1	Die Helizitätsstruktur der Gluonen und Quarks . . . . .	34

5.2	Nachtmann-Reiter Winkel . . . . .	35
5.3	Verteilungen von QCD-Ereignissen auf Partonebene . . . . .	37
5.4	Verteilungen abelscher Ereignisse auf Partonebene . . . . .	38
5.5	Verteilungen der Einzelklassen auf Partonebene . . . . .	39
6.1	Auflösung des Kosinus des Nachtmann-Reiter-Winkels . . . . .	44
6.2	Auflösung des Kosinus des Winkels zwischen Jet 3 und Jet 4 . . . . .	45
6.3	Auflösung der Energie des Jet 1 in GeV . . . . .	46
6.4	Auflösung des Kosinus des Winkels zwischen Jet 1 und Parton 1 . . . . .	47
7.1	Untersuchung zur Festlegung des Schneideparameters der Clusterrou- tine . . . . .	51
7.2	Verteilungen von Partonen mit Schnitten wie bei Hadronen . . . . .	53
7.3	QCD-Verteilungen mit Hadronen des Generators . . . . .	54
7.4	Abelsche Verteilungen mit Hadronen des Generators . . . . .	55
7.5	Verteilungen der Einzelklassen mit Hadronen des Generators . . . . .	56
7.6	Untersuchung zum Bias in den Werten der Casimirkfaktoren . . . . .	57
7.7	Untersuchung zum Bias . . . . .	58
7.8	Untersuchung zum Fehler in den Werten der Casimirkfaktoren . . . . .	59
7.9	Die Gesamtverteilungen . . . . .	60
7.10	Projektionen der QCD . . . . .	62
7.11	Projektionen der abelschen Theorie . . . . .	63
7.12	Projektionen der Einzelklassen . . . . .	64
7.13	Vergleich des Detektor-Monte-Carlos mit dem Generator . . . . .	66
7.14	Die Verteilungen auf Detektorebene, Generatorebene und die daraus resultierende Korrekturmatrix . . . . .	67
7.15	Die korrigierten Daten und die angepasste QCD Verteilung . . . . .	68
8.1	unabhängige Fragmentation . . . . .	73
8.2	String Fragmentation . . . . .	74
8.3	Verteilung der Aplanarität und der Rapidität . . . . .	77
8.4	Verteilung von $N_c/C_f$ und $Tr/C_f$ bei zufällig gewählten Fragmen- tationsparametern . . . . .	78
8.5	Chiquadratverteilung der Aplanarität . . . . .	80
8.6	Chiquadratverteilung der Rapidität . . . . .	80
8.7	Konturplot der Chigesamtverteilung . . . . .	81

