

IEKP-KA/92-4

Nachweis des Triple-Gluon Vertex
in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow 4\text{-Jets}$
bei LEP

Matthias Hahn

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN
von der Fakultät für Physik der Universität (TH)
Karlsruhe
genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl. Phys. Matthias Hahn

aus Thurnau/Obfr.

Tag der mündlichen Prüfung: 8.5.92
Hauptreferent: Prof. Dr. H. Müller
Korreferent : Prof. Dr. W. de Boer

Abstrakt

Unter Verwendung der Daten des Jahres 1990 des DELPHI-Detektors am e^+e^- -Speicherring LEP bei 92 GeV Schwerpunktsenergie, wurde die Gluonselfkopplung der Quantenchromodynamik nachgewiesen. Durch Messung der beiden Observablen, Nachtmann-Reiter Winkel und Öffnungswinkel der beiden Sekundärjets in 4-Jet Ereignissen, können die drei grundsätzlichen Beiträge (Bremsstrahlungsanteil, Gluonselfkopplungsanteil und 4-Quark Anteil) zum 4-Jet Wirkungsquerschnitt unterschieden werden.

Für die Casimir Faktoren erhält man das Resultat $N_c / C_F = 1.87 \pm 0.38(stat.) \pm 0.15(sys.)$ und $T_R / C_F = 0.97 \pm 0.85$. Das Ergebnis ist in Übereinstimmung mit der Vorhersage der QCD, die einen Wert von $N_c / C_F = 2.25$ und $T_R / C_F = 1.875$ fordert.

Abstract

Using the 1990 data of the DELPHI detector at the e^+e^- collider LEP at 92 GeV center of mass energy, evidence for the gluon self coupling of the QCD was found. With the two observables, Nachtmann-Reiter angle and the opening angle between the two secondary jets in 4-jet events, one can distinguish the three contributions (double Bremsstrahlung, gluon self coupling, 4-quark contribution) of the 4-jet cross section.

The determination of the casimir factors results in $N_c / C_F = 1.87 \pm 0.38(stat.) \pm 0.15(sys.)$ and $T_R / C_F = 0.97 \pm 0.85$. The result is in good agreement with the QCD prediction of $N_c / C_F = 2.25$ and $T_R / C_F = 1.875$.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| Einleitung | 5 |
| 1 Theoretische Grundlagen | 9 |
| 1.1 Grundzüge der Quantenchromodynamik | 9 |
| 1.1.1 Lagrange-Dichte der QCD | 11 |
| 1.1.2 Weitere Eigenschaften der QCD | 13 |
| 1.2 Perturbative Quantenchromodynamik | 15 |
| 1.2.1 Optimierte Störungstheorie | 16 |
| 1.2.2 Parton-Schauer | 17 |
| 1.3 Wirkungsquerschnitte | 18 |
| 1.4 Ein abelsches Modell | 26 |
| 1.5 Fragmentationsmodelle | 27 |
| 1.5.1 Unabhängige Fragmentation | 27 |
| 1.5.2 String Fragmentation | 28 |
| 2 Das Experiment | 31 |
| 2.1 Der LEP-Speicherring | 31 |
| 2.2 Der DELPHI-Detektor | 32 |
| 2.3 Die Datennahme | 40 |
| 2.4 Die Rekonstruktion | 42 |
| 2.5 Die Detektorsimulation | 43 |
| 3 Ereignis- und Jetselektion | 48 |
| 3.1 Selektion multihadronischer Ereignisse | 48 |
| 3.1.1 Der Jetalgorithmus | 50 |
| 3.1.2 Kriterien zur Jeterkennung | 51 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 3.2 | Vergleich von Jet- und Ereignisgrößen | 55 |
| 4 | Die verwendete Methode | 60 |
| 4.1 | Die Beobachtungsgrößen | 60 |
| 4.2 | Statistik und Auflösung | 65 |
| 4.3 | Das Berechnen der Einzelklassen | 69 |
| 4.4 | Berechnung der Korrekturmatrix | 76 |
| 5 | Nachweis der Gluonselfkopplung | 83 |
| 5.1 | Der Bias | 87 |
| 5.2 | Fehlerbetrachtung | 88 |
| 6 | Zusammenfassung | 91 |
| A | Parameter des JETSET 7.2 Generators | 93 |
| | Abbildungsverzeichnis | 93 |
| | Tabellenverzeichnis | 95 |
| | Literaturverzeichnis | 97 |
| | Die DELPHI Kollaboration | 101 |

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit den in der Natur vorkommenden fundamentalen Teilchen. Alle Teilchen können gemäß ihrem Spin (Eigendrehimpuls) in 2 Kategorien aufgeteilt werden: Fermionen (halbzahliger Spin) und Bosonen (ganzzahliger Spin). Während die Austauschteilchen einer Wechselwirkung zu den Bosonen gehören, sind die Fermionen die Teilchen, die die Materie aufbauen. Unter ihnen können 2 Teilchenarten klassifiziert werden, die Leptonen und die Hadronen. Die Benennung der Teilchensorten erfolgte nach der Art ihrer Wechselwirkung. Leptonen sind Bestandteil der schwachen Wechselwirkung und Hadronen, die gebundene Zustände von Quarks sind, unterliegen zusätzlich der starken Wechselwirkung.

Die Wechselwirkungen der Teilchen lassen sich mit Eichtheorien beschreiben. Die schwache, elektromagnetische und starke Wechselwirkung können mit lokalen Eichtheorien erfasst werden, während die Gravitation noch nicht quantentheoretisch darzustellen ist. Die schwache und elektromagnetische Wechselwirkung wurden von Glashow [1], Weinberg [2] und Salam [3] in einer elektroschwachen Eichtheorie, die als Voraussage neutrale schwache Ströme sowie vier Eichbosonen W^+ , W^- und Z^0 , A^0 lieferte, zusammengefasst werden. Die neutralen schwachen Ströme wurden 1973 [4] nachgewiesen. Die Eichbosonen W^+ , W^- und Z^0 , die bisher schwersten bekannten Teilchen, wurden am UA1 und UA2-Experiment am CERN-Collider 1983 [5] nachgewiesen.

Der 1989 fertiggestellte Speicherring LEP (Large Electron Positron Collider) wird so betrieben, daß die Schwerpunktsenergie der Z^0 -Masse (91.2 GeV) entspricht. Mit dieser Z^0 -Fabrik kann man Präzisionsmessungen in der elektroschwachen Theorie und weitere Bestätigungen für die starke Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik, durchführen.

Die Quantenchromodynamik (QCD) unterscheidet sich von der elektromagnetischen

Theorie durch ihren nichtabelschen Charakter. Die Eichbosonen (Gluonen) der QCD tragen Farbladung und können daher mit sich selbst wechselwirken. Diese Gluon-selbstkopplung der QCD soll in der vorliegenden Arbeit untersucht werden.

Die Kopplungskonstante α_s der QCD wird mit größer werdendem Impulsübertrag immer kleiner, bzw. mit größer werdenden Abständen immer größer (running α_s). Dies hat die asymptotische Freiheit der Quarks und den Quarkeinschluß (Confinement) zur Folge. Die asymptotische Freiheit der Quarks erlaubt zwar eine störungstheoretische Behandlung bei kleinen Abständen, mit größer werdenden Abständen bzw. kleiner werdenden Impulsüberträgen jedoch sind die auslaufenden Quarks und Gluonen in dem immer stärker werdenden Farbfeld gefangen. Das Confinement führt dazu, daß Quarks und Gluonen nicht als freie Teilchen beobachtet werden können. Stattdessen findet eine Hadronisierung statt, d.h. aus dem Farbfeld, das sich zwischen den Quarks und Gluonen bildet werden weitere Quarks erzeugt, die sich dann zu farbneutralen Hadronen formieren. Im Experiment kann man daher nur 'Jets' aus Hadronen feststellen.

Hadronjets wurden erstmals 1975 am SLAC [6] in der e^+e^- -Annihilation bei einer Schwerpunktsenergie von 7 GeV beobachtet. Am PETRA-Speicherring am DESY wurde dieses Resultat bei höherer Schwerpunktsenergie ($E_{cm} = 14-40$ GeV) bestätigt, und außerdem zum erstenmal 3-Jet Ereignisse nachgewiesen [7]. Diese 3-Jet Ereignisse, die übrigens bei einer optischen Durchsicht der Daten entdeckt wurden, werden auf eine stattgefundene Gluonbremsstrahlung eines Quarks zurückgeführt. Im Jahre 1982 konnten 4-Jet Ereignisse, ebenfalls bei PETRA ($E_{cm} = 33$ GeV) nachgewiesen werden [8].

4-Jet Ereignisse treten auf bei doppelter Gluonbremsstrahlung, beim Aufspalten eines abgestrahlten Gluons in 2 Gluonen und dem Übergang eines Bremsstrahlungsgluons in ein sekundäres Quark-Antiquarkpaar (siehe Abbildung 0.1).

Störungstheoretische Berechnungen des 4-Parton Wirkungsquerschnittes wurden von Ellis, Ross, Terrano [9] durchgeführt. Mit Hilfe ihrer Formeln konnten 4-Jet Ereignisse simuliert werden und mit den am LEP Speicherring erzeugten und mit dem DELPHI-Detektor aufgenommenen 4-Jet Ereignissen verglichen werden.

Eine Bestätigung der Gluon-selbstkopplung kann in der e^+e^- -Annihilation nur mit 4-Jet Ereignissen durchgeführt werden, da sie den Beitrag des Triple-Gluon

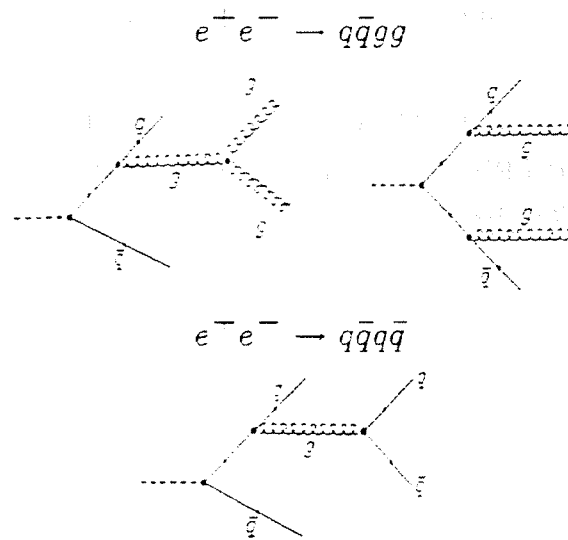


Abbildung 0.1: 4-Parton Endzustände

Vertex enthalten. Mit steigender Schwerpunktsenergie nimmt zwar der Wirkungsquerschnitt für die Multijet Produktion ab, jedoch hat man 'schönere' Jets. Bei der LEP Schwerpunktsenergie von ca. 92 GeV, die der Z^0 -Resonanz entspricht, hat man eine 1000-fache Erhöhung des Wirkungsquerschnittes gegenüber dem elektromagnetischen Kontinuum. Dadurch ist man in der Lage, genügend 4-Jet Ereignisse zu sammeln, um die Gluonselfkopplung zu überprüfen.

Von verschiedenen theoretischen Physikern wurden speziell deswegen Observablen [11], [12], [13], [14] erdacht und im Experiment [15], [16], [17], [20], [21] angewandt.

In der vorliegenden Arbeit wird der verallgemeinerte Nachtmann-Reiter Winkel [14] verwendet, der eine Unterscheidung des Triple-Gluon Vertex Anteils von dem Vier-Quark Anteil ermöglicht. Allerdings kann mit diesem Winkel allein allenfalls eine explizit abelsche Theorie [10] ausgeschlossen werden, nicht aber der nicht-abelsche Charakter und damit die Gluonselfkopplung modellunabhängig überprüft werden.

Erstmalig konnte eine direkte Bestätigung der Gluonselfkopplung durch Hinzunahme einer zweiten Observablen, den Öffnungswinkel der Sekundärjets, durchgeführt werden. Der Öffnungswinkel unterscheidet den Triple-Gluon Vertex Anteil von dem Bremsstrahlungsanteil, so daß bei gleichzeitiger Analyse beider Winkel

eine Bestätigung der QCD, und nicht nur ein Ausschluß einer abelschen Spieltheorie möglich ist.

Im folgenden Kapitel wird die Theorie der QCD näher beleuchtet, danach erfolgt die Beschreibung des DELPHI-Experimentes und anschliessend wird die Analyse beschrieben, sowie das Resultat diskutiert.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird das wesentliche theoretische Rüstzeug eingeführt, das zum Verständnis der Arbeit notwendig ist. Hierzu gehört eine Einführung in die Quantenchromodynamik und eine Behandlung von Wirkungsquerschnitten.

1.1 Grundzüge der Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik, oder abgekürzt QCD, ist die Theorie der starken Wechselwirkung. Die Protonen und Neutronen, die einen Atomkern aufbauen, sind nicht strukturlos, sondern beinhalten noch kleinere Teilchen. Die Beschreibung der starken Wechselwirkung als QCD geschieht im Rahmen einer Eichtheorie. Die Kraft, die zwischen den Nukleonen wirkt, kann als eine Art 'Van-der-Waals' Kraft der starken Wechselwirkung interpretiert werden.

Partonen, Quarks, Gluonen und Farbe

Die Substruktur der Nukleonen konnte in der tiefinelastischen Lepton-Nukleon Streuung anhand der vorausgesagten Bjorken Skaleninvarianz festgestellt werden. Das Streuverhalten entspricht dem an punktförmigen Zentren (Partonen).

Gell-Mann und Zweig [22] entwickelten 1964 das Quarkmodell, womit die Vielfalt der Hadronen auf wenige Quarkarten reduziert wurde. Quarks besitzen eine drittelzahlige Ladung. Baryonen werden aus drei Quarks und Mesonen aus einem Quark-Antiquark-Paar aufgebaut. Weiter erkannte man, daß nur ca. 50% des Impulses eines Baryons von den 3 Valenzquarks getragen wird, was die Annahme zuläßt, daß

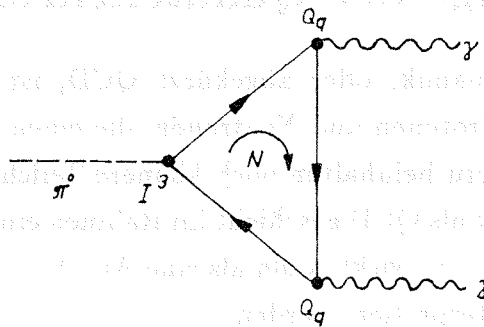
Tabelle 1.1: Die Quarks

| Familie | flavour | Ladung | Masse * |
|---------|-------------|--------|------------------|
| 1 | u (up) | +2/3 | $\simeq 350$ MeV |
| | d (down) | -1/3 | $\simeq 350$ MeV |
| 2 | c (charm) | +2/3 | $\simeq 1,8$ GeV |
| | s (strange) | -1/3 | $\simeq 550$ MeV |
| 3 | t (top) ** | +2/3 | > 85 GeV |
| | b (bottom) | -1/3 | $\simeq 4,5$ GeV |

* aus Mesonmassen berechnet

** noch nicht nachgewiesen

der restliche Impuls von elektrisch neutralen Teilchen, den Gluonen, übernommen wird. Die Gluonen sind die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung.

Abbildung 1.1: Quarkloop beim π -Zerfall

Als weiterer Freiheitsgrad mußte, um eine antisymmetrische Wellenfunktion der Fermionen zu erhalten, die Farbe eingeführt werden. Die Anzahl der Farben $N_c = 3$ erhält man aus dem elektromagnetischen Zerfall des π^0 in zwei Gammas (siehe Abbildung 1.1). Das π^0 zerfällt über einen Quarkloop in 2 Gammas, wobei die Zerfallsbreite unter anderem von der Anzahl der Farben abhängt. Aus der Messung dieser Zerfallsbreite erhält man einen Wert für $N_c = 3.06 \pm 0.10$. Der Colourfaktor kann außerdem aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ bestimmt

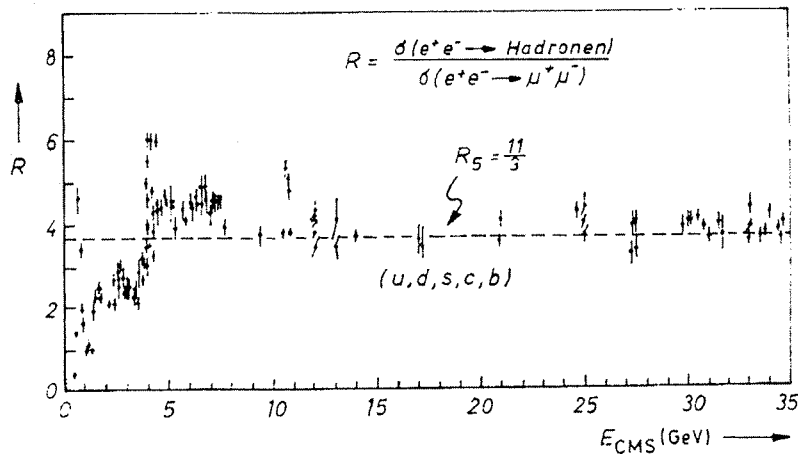


Abbildung 1.2: R-Wert

werden (siehe Abbildung 1.2). Aus dem Verhältnis

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (1.1)$$

erhält man experimentell $R = 3.92 \pm 0.07$. Für fünf Quarkflavour und drei Farben erhält man aus der Rechnung $R = N_c \sum e_q^2 = 11/3$.

Beide Resultate (aus dem π -Zerfall und R-Wert) sind in guter Übereinstimmung mit der Farbanzahl drei.

1.1.1 Lagrange-Dichte der QCD

Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit der mathematischen Formulierung der QCD als Eichtheorie.

In der tiefinelastischen Lepton-Nukleonstreuung wurde das vorausgesagte approximative Skalenverhalten der Strukturfunktion der Nukleonen festgestellt. Damit ist die Annahme asymptotisch freier Quarks im Nukleon selbst verbunden. Diese asymptotische Freiheit der Quarks bei großen Impulsüberträgen bzw. kleinen Abständen ($r < 1 \text{ fm}$) kann nur durch eine nicht-abelsche Eichtheorie beschrieben werden. Man fordert Eichinvarianz des Lagrangian unter einer speziellen unitären Transformation. In der QED ist dies die $U(1)$ Gruppe, die einem Phasenfaktor entspricht. Im Fall der QCD liegt eine $SU(3)$ Gruppe vor. Da die Generatoren der Gruppe Matrizen

sind, ist der Kommutator nicht mehr Null, d.h. Matrizen können in der Reihenfolge der Multiplikation nicht vertauscht werden. Diese Eigenschaft der Wechselwirkung heißt nicht-abelsch.

Die $SU(3)_c$ beschreibt eine lokale Eichsymmetrie bezüglich der Farbladung, d.h. die Lagrangedichte der QCD muß invariant sein unter einer lokalen $SU(3)_c$ -Phasentransformation:

$$U_j^i(x) = e^{ig\alpha^a(x)t^a} \quad (1.2)$$

Wobei t^a ($a=1,\dots,8$) die acht Generatoren der Eichgruppe sind. g ist die Kopplungskonstante. Durch einführen einer kovarianten Ableitung

$$\partial^\mu \rightarrow D^\mu = \partial^\mu + igG^{a\mu}(x)t^a \quad (1.3)$$

mit $G^{a\mu}$ als den 8 Eichfeldern, erhält man aus der Dirac-Lagrange Dichte für freie Materiefelder

$$\mathcal{L} = i\bar{q}_{i\alpha}\gamma^\mu\partial^\mu q^{i\alpha} - \bar{q}_{i\alpha}m_\alpha q^{i\alpha} \quad (1.4)$$

die Lagrange-Dichte der QCD:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}(i\gamma_\mu\partial^\mu - \hat{m})q - g\bar{q}\gamma_\mu t^a q G^{a\mu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \quad (1.5)$$

$G_{\mu\nu}^a$ ist der Feldstärketensor des Gluonfeldes. \hat{m} beschreibt die Quarkmassen. Der Term $-\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$, analog zum Ausdruck $-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ für die Selbstenergie des Dirac-Feldes in der QED, wird der Lagrangedichte der QCD hinzugefügt. Er beschreibt die Gluonen und enthält die **Selbstwechselwirkung der Gluonen** untereinander. Die anderen Terme beschreiben die Quarks und die Kopplung der Quarks an das Gluonfeld. Aus der Variation der Lagrangedichte folgen die Feldgleichungen, entsprechend den Maxwell-Gleichungen in der QED.

Der Feldstärketensor ist:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf^{abc}G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.6)$$

Wobei f^{abc} die Strukturkonstanten der QCD sind. Der letzte Summand des Feldstärketensors, der nur in einer nicht-abelschen Eichtheorie von Null verschieden ist, beschreibt die Möglichkeit eines **Triple-Gluon Vertex**. Diese Gluonselfkopplung ist eine fundamentale Eigenschaft der QCD.

Für die Algebra der $SU(3)_c$ gelten die Kommutatorrelationen

$$[t^a, t^b] = if^{abc}t^c \quad (1.7)$$

$$a, b, c = 1, 2, \dots, N_c^2 - 1 \quad (1.8)$$

Aus Normierungsbedingungen ergeben sich folgende Relationen für die Casimir Operatoren C_F , N_c und T_R :

$$f_{acd}f_{bcd} = \delta_{ab}N_c \tag{1.9}$$

$$(t^a t^a)_{ij} = \delta_{ij}C_F \tag{1.10}$$

$$Tr[t^a t^b] = \delta^{ab}T_R \tag{1.11}$$

Wobei i, j ($i, j=1..3$) der Farbindex der Quarks ist, und a, b, c, d ($a, b, c, d=1..8$) ist der Index für die 8 unterschiedlichen Gluonen. Für unterschiedliche Modelle ergeben sich daraus, die in Tabelle 1.2 angegebenen Casimir Operatoren. Rechnungen hierzu sind in [23] durchgeführt.

Tabelle 1.2: modellabhängige Casimir Operatoren

| Modell | N_c | C_F | T_R |
|--------|-------|----------------------|--------------------|
| SU(N) | N | $\frac{1}{2}(N-1/N)$ | $\frac{1}{2}n_f *$ |
| Abel | 0 | 1 | $3n_f$ |
| QED | 0 | 1 | n_f |

* n_f : Anzahl der Flavour

1.1.2 Weitere Eigenschaften der QCD

Die QCD weist einige weitere wichtige Eigenschaften auf, die der Vollständigkeit halber diskutiert werden sollen.

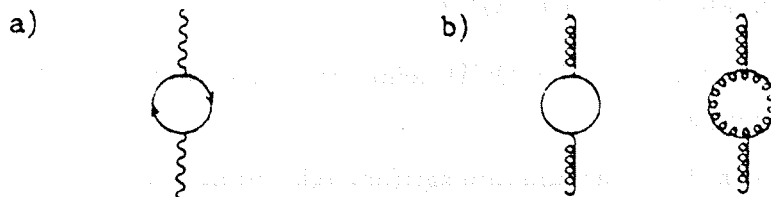


Abbildung 1.3: Schleifen-Graphen der Vakuumpolarisation: a) QED, b) QCD

Asymptotische Freiheit

Wie schon erwähnt, zeigt jede Wechselwirkung, die nicht-abelsche Eichbosonen als Austauscheteilchen hat und deren Flavourzahl kleiner als 16 ist, asymptotische Freiheit. Die Kopplungsstärke nimmt mit kleiner werdenden Abständen ab. Dieser grundlegende Unterschied zur QED kann nicht ohne weiteres einfach physikalisch erklärt werden, wie etwa die Ladungswolke aufgrund der Vakuumpolarisation um ein elektrisch geladenes Teilchen, die die nackte Ladung abschirmt. In der QCD tragen neben der Vakuumpolarisation (Quark-Loop), die ein Ansteigen der Kopplungsstärke mit kleinerem Abstand fordert, noch Gluon-Loops bei (Abbildung 1.3), die eine Abnahme der Kopplungsstärke mit kleiner werdendem Abstand bewirken [25].

Confinement

Bisher konnten weder Quarks noch Gluonen als freie Teilchen beobachtet werden. Dies führt zu der Annahme eines 'eingesperrt' Seins dieser Farbladung tragenden Teilchen. Das Potential zwischen zwei farbigen Teilchen enthält neben dem Coulomb-Anteil, der mit $1/r$ (r =Abstand) abnimmt, einen linearen Confinement Term, der mit r zunimmt.

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + \lambda r \quad (1.12)$$

Das Confinement kann nicht mehr störungstheoretisch beschrieben werden. Deshalb wurden phänomenologische Modelle entwickelt. Erwähnt sei hier das String-Modell auf das später noch genauer eingegangen wird. Aber auch Gittereichtheorien haben sich in diesem Bereich als erfolgreich erwiesen. Beispielsweise konnte das oben beschriebene Quark-Antiquark Potential damit berechnet werden.

Die Kopplungskonstante der QCD

Die Kopplungskonstante in der QCD zeigt eine logarithmische Abnahme mit der Schwerpunktsenergie Q^2 .

Ausgehend von der Renormierungsgruppengleichung [24]:

$$\frac{d\alpha_s(Q)}{d\ln\mu^2} = -\frac{b}{4\pi} \alpha_s^2 \quad (1.13)$$

mit μ als willkürlichem Renormierungspunkt erhält man durch Integration $\alpha_s(Q)$:

$$\alpha_s(Q) = \frac{\alpha_s(\mu)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu)}{4\pi} b \ln \frac{Q^2}{\mu^2}} \quad (1.14)$$

wobei

$$b = \frac{11}{3} N_c - \frac{4}{3} T_r \quad (1.15)$$

mit

$$T_r = \frac{1}{2} n_f$$

Wie man sieht, hängt die Kopplungskonstante α_s von der Anzahl der Farben N_c und der Anzahl der Quarkflavour n_f bzw. T_r ab. Bei drei Farben muß die Anzahl der Quarkflavour kleiner als 16 sein damit b nicht negativ wird. Nur dann nimmt die Kopplungskonstante mit der Schwerpunktsenergie ab. Bis heute sind nur 5 Quarkflavour bekannt. Das Top Quark als sechste Quarksorte wird bei einer Masse von ca. 140 GeV erwartet. Da $n_f < 16$ ist, ist b positiv. Daraus folgt das asymptotische Verhalten:

$$\alpha_s(Q) \xrightarrow{Q \rightarrow \infty} 0$$

Im Rahmen des 'Modified minimal subtraction' Renormierungsschemas ersetzt man $\alpha_s(\mu)$ und μ durch eine einzige dimensionsbehaftete Größe: $\Lambda_{\overline{MS}}$

Damit erhält man für α_s in 1. Ordnung:

$$\alpha_s(Q) = \frac{4\pi}{b \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{\overline{MS}}^2}} \quad (1.16)$$

Der Skalenparameter $\Lambda_{\overline{MS}}$ gibt die energetische Grenze für eine störungstheoretische Behandlung der QCD an. $\Lambda_{\overline{MS}}$ liegt bei ca. 250 MeV. Für die Gültigkeit der obigen Gleichung für α_s muß also $Q \gg \Lambda_{\overline{MS}}$ gelten.

1.2 Pertubative Quantenchromodynamik

In der e^+e^- -Annihilation wird durch Photon- oder Z^0 -Austausch ein Quarkpaar erzeugt, wobei diese Quarks Gluonen abstrahlen können. Die mathematische Formulierung geschieht im Rahmen der Störungstheorie. Leider kann aufgrund des starken Anwachsens der Anzahl der Feynmangraphen mit der Ordnung in der Störungsreihe nur bis zur 2. Ordnung in α_s gerechnet werden. Es liegen zwar Berechnungen

in 3.Ordnung vor (Hagiwara-Zeppenfeld [26]). Diese berücksichtigen aber nur den Born-Anteil in $O(\alpha_s^3)$. Das Fehlen der Beiträge in der 3.Ordnung äußert sich in einer zu geringen 4-Jet Rate in der Berechnung gegenüber der experimentell bestimmten Rate. Aus diesem Grund wurde eine weitere Alternative entwickelt, um diese Lücke auszufüllen. Durch das Optimieren der Renormierungsskala wird eine gute Übereinstimmung mit der beobachteten 4-Jet Rate erzielt.

Eine weitere Alternative besteht in der Berechnung der führenden logarithmischen Terme der Reihe. Man erhält einen Schauer aus Partonen (Quarks und Gluonen).

1.2.1 Optimierte Störungstheorie

Die Wirkungsquerschnitte können in einer Reihe als Funktion von α_s dargestellt werden.

$$\begin{aligned}\frac{\sigma_2}{\sigma_0} &= 1 + C_{2,1}(y_{cut})\alpha_s(\mu) + C_{2,2}(y_{cut}, f)\alpha_s^2(\mu) \\ \frac{\sigma_3}{\sigma_0} &= C_{3,1}(y_{cut})\alpha_s(\mu) + C_{3,2}(y_{cut}, f)\alpha_s^2(\mu) \\ \frac{\sigma_4}{\sigma_0} &= C_{4,2}(y_{cut})\alpha_s^2(\mu)\end{aligned}$$

σ_0 ist der totale hadronische Wirkungsquerschnitt. σ_2 , σ_3 und σ_4 sind die 2-, 3- und 4-Parton Wirkungsquerschnitte. Die Skala μ in dem verwendeten Renormierungsschema wurde historisch mit der Schwerpunktsenergie Q festgelegt. Hierfür gibt es jedoch keine Begründung. Stevenson [27] entwickelte außerhalb der QCD die Möglichkeit einer Optimierung der Skala. Dieses Verfahren wurde auf den speziellen Fall der QCD übertragen. Die Koeffizienten $C_{2,2}$ und $C_{3,2}$ sind von einem Schnitt y_{cut} in der invarianten Masse zweier Partonen, der Divergenzen beseitigt, und von dem Skalenfaktor $f = \mu^2/Q^2$ der Renormierungsskala abhängig. Durch Optimieren des Skalenfaktors f erhält man eine richtige Beschreibung der Jetraten. Durch verkleinern der Skala μ wird der Wert für α_s größer, entsprechend werden die Koeffizienten $C_{3,2}$ und $C_{2,2}$ kleiner um die 3-Jet Rate richtig zu beschreiben. Der 4-Jet Anteil wird größer, da der Koeffizient $C_{4,2}$ nicht von f abhängt. Strenggenommen müsste man für jede Beobachtungsgröße dieses Verfahren anwenden. Da dies in der Praxis jedoch nicht sinnvoll ist, einigt man sich auf einen einmal ermittelten Skalenfaktor f .

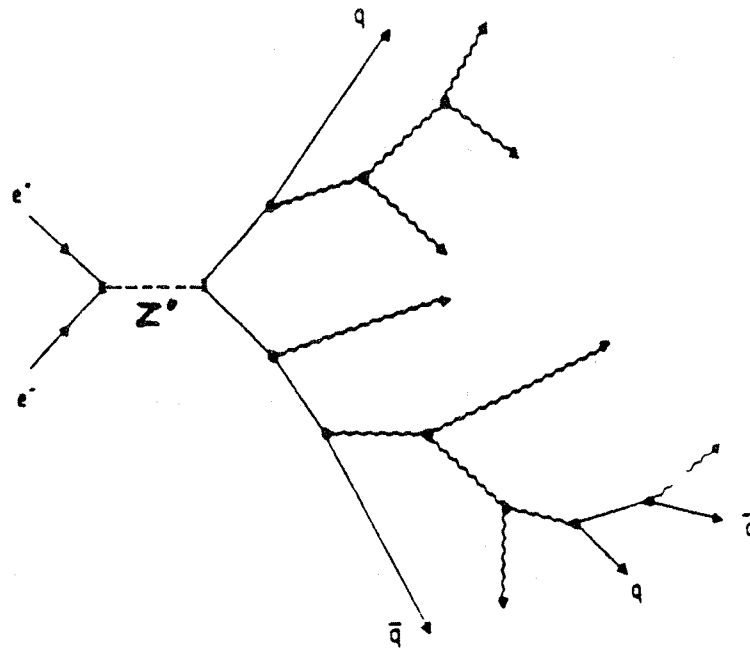


Abbildung 1.4: Entwicklung eines Parton Schauers

1.2.2 Parton-Schauer

Eine Alternative zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte mit der Störungstheorie, stellt das Parton-Schauer Modell dar. In diesem Modell werden nur die führenden logarithmischen Terme verwendet. Der 3-Parton Wirkungsquerschnitt in 1. Ordnung ist für das erste Verzweigungsverhältnis maßgebend [28]. Durch iteratives Anwenden der Altarelli-Parisi Gleichung für die Übergänge $g \rightarrow qq$, $q \rightarrow qg$ und $g \rightarrow gg$ erhält man einen Parton-Schauer mit im Mittel 10 Partonen (bei LEP) im Endzustand. Die Fragmentation geschieht entweder über die Stringfragmentation (JETSET [32]) oder über die Clusterfragmentation (HERWIG [29]), bei der die Partonen zu farbneutralen Clustern zusammengefasst werden.

Das Parton-Schauer Modell hat Vorteile gegenüber der exakten Störungstheorie im Hinblick auf Jetraten und Ereignisgrößen. In der quantitativen Überprüfung der QCD, bei der man harte Jets benötigt, spielt das PS-Modell keine Rolle [30].

1.3 Wirkungsquerschnitte

Im folgenden Abschnitt soll auf die Formeln für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten im Einzelnen eingegangen werden. Bei einer störungstheoretischen Behandlung der Reaktion e^+e^- hängt die Anzahl Partonen im Endzustand von der betrachteten Ordnung ab.

- $O(\alpha_s)$: $q\bar{q}$, $q\bar{q}g$
- $O(\alpha_s^2)$: $q\bar{q}$, $q\bar{q}g$, $q\bar{q}gg$, $q\bar{q}q\bar{q}$

In zweiter Ordnung treten erstmals 4 Partonen im Endzustand auf.

Die Ordnung α_s

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für 3 masselose Partonen im Endzustand ergibt sich zu:

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d^2\sigma(x_1, x_2)}{dx_1 dx_2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \frac{(x_1 + x_2)}{(1-x_1)(1-x_2)} \quad (1.17)$$

wobei $x_1 = 2E_1/\sqrt{s}$ und $x_2 = 2E_2/\sqrt{s}$ die skalierte Energie des Quarks bzw. Anti-quarks ist, mit s als dem Quadrat der Schwerpunktsenergie. σ_0 ist der elektromagnetische Wirkungsquerschnitt für die $q\bar{q}$ Produktion. $C_F = 4/3$ ist der fermionische Casimir Operator. Den totalen 3-Parton Wirkungsquerschnitt erhält man durch Integration der Gleichung über den Phasenraum: $0 \leq x_1 \leq 1$ und $1 - x_1 \leq x_2 \leq 1$. Allerdings ist das Integral divergent für den Fall $x_1, x_2 \rightarrow 1$. Diese Singularitäten, die durch 'sehr weiche Gluonen' oder durch ein Gluon, das kollinear zum Quark abgestrahlt wird, auftreten, können durch eine Beschränkung des Phasenraums beseitigt werden. Praktiziert wird ein Schnitt in der invarianten Masse zweier Partonen i und j :

$$y_{ij} = \frac{(p_i + p_j)^2}{E_{cm}^2} = 1 - x_k$$

Der Wirkungsquerschnitt ist somit abhängig von diesem y -Schnitt! Da der y -Schnitt ein Auflösungskriterium darstellt, muß der Wert für y so gewählt werden, daß man Ereignisse nicht schon bei der Berechnung vernachlässigt, die man mit einem experimentellen Auflösungskriterium noch sehen könnte.

In der Ordnung α_s trägt zum 3-Parton Endzustand nur der Bornanteil bei,

$$\sigma_{3-Parton}^{O(\alpha_s)}(y) = \sigma_{3-Parton}^{Born}$$

während man für den 2-Parton Endzustand die virtuellen Anteile berücksichtigen muß. Man erhält dann:

$$\sigma_{2-Parton}^{O(\alpha_s)}(y) = \sigma_{2-Parton}^{Born} + \sigma_{2-Parton}^{virt} + \left\{ \int_{2-Parton} d\sigma_3 \right\}(y)$$

Der dritte Summand stellt den 3-Parton Wirkungsquerschnitt über den 2-Parton Bereich dar. Er resultiert aus der Bedingung, daß eine 3-Parton Konfiguration die die Bedingung $\min(y_{ij}) < y_{cut}$ erfüllt, zum 2-Parton Wirkungsquerschnitt gerechnet wird. Dieser Anteil ist nur deswegen vorhanden, weil aufgrund von Divergenzen ein Schnitt in der invarianten Masse y zweier Partonen eingeführt wurde.

Die Ordnung α_s^2

Der 3-Parton Wirkungsquerschnitt

Der 3-Parton Wirkungsquerschnitt setzt sich jetzt neben dem Born Anteil aus dem virtuellen Anteil und dem Beitrag des 4-Parton Wirkungsquerschnittes zum 3-Parton Wirkungsquerschnitt zusammen.

$$\sigma_{3-Parton}^{O(\alpha_s + \alpha_s^2)}(y) = \sigma_{3-Parton}^{Born} + \sigma_{3-Parton}^{virt} + \left\{ \int_{3-Parton} d\sigma_4 \right\}(y)$$

In 2.Ordnung kommt zum totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt der 4-Parton Endzustand hinzu. Aufgrund des Fehlens der höheren Ordnungen in den vorliegenden Rechnungen liegt dieser Wirkungsquerschnitt nur auf Born Niveau vor.

Die Berechnung der 2-, 3-, 4-Parton Wirkungsquerschnitte wurde von unterschiedlichen Gruppen durchgeführt. In der Arbeit wurde das ERT-Matrixelement von Ellis, Ross, Terrano [9] verwendet. Neben diesen ist das von Gutbrod, Kramer, Schierholz [31] entwickelte Matrixelement (GKS) in dem JETSET Monte-Carlo Programm [32] implementiert. Das GKS-Matrixelement wird inzwischen aufgrund unzulässiger Näherungen in der Rechnung als falsch betrachtet [33]. Von Kramer und Lampe [34] gibt es das KL-Matrixelement, das sich dadurch auszeichnet, daß alle Parton-Wirkungsquerschnitte explizit ausgerechnet wurden. Der 2-Parton Wirkungsquerschnitt wird aus dem totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt und dem 3-und

4-Parton Anteil berechnet:

$$\sigma_{2-Parton} = \sigma_{tot} - \sigma_{3-parton} - \sigma_{4-Parton}$$

Aufgrund der in 2. Ordnung enormen Zahl der Feynman Diagramme, die zum $q\bar{q}$ Anteil beitragen, wurde die exakte Berechnung erst 1985 von Kramer und Lampe durchgeführt.

Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt in 2. Ordnung kann unabhängig von den Parton-Wirkungsquerschnitten berechnet werden. Normiert auf den elektromagnetischen Erzeugungsquerschnitt σ_0 für Quarks, ist er gegeben durch:

$$\frac{\sigma_{tot}}{\sigma_0} = 1 + \frac{3}{2} C_F \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} + \frac{\alpha_s^2(Q^2)}{4\pi^2} \left(-\frac{3}{8} C_F^2 + \left(\frac{123}{8} - 11\xi_3 \right) C_F N_c + \left(4\xi_3 - \frac{11}{2} \right) C_F T_R \right)$$

Mit den Casimir Faktoren der QCD $N_c = 3$, $C_F = 4/3$ und $T_R = 5/2$ sowie dem Wert für $\xi_3 = 1.2021$. Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt ist unabhängig von dem vorher besprochenen y -Schnitt! Es muß daher bei der Summation der 2-, 3- und 4-Parton Wirkungsquerschnitte, die abhängig sind von y , eine Summenregel gelten, so daß der y unabhängige totale hadronische Wirkungsquerschnitt resultiert. Dies konnte von Kramer und Lampe gezeigt werden [34].

Mit $y = 0.01$ und $\alpha_s = 0.12$ erhält man 12% 4-Parton, 77% 3-Parton und 11% 2-Parton Anteil.

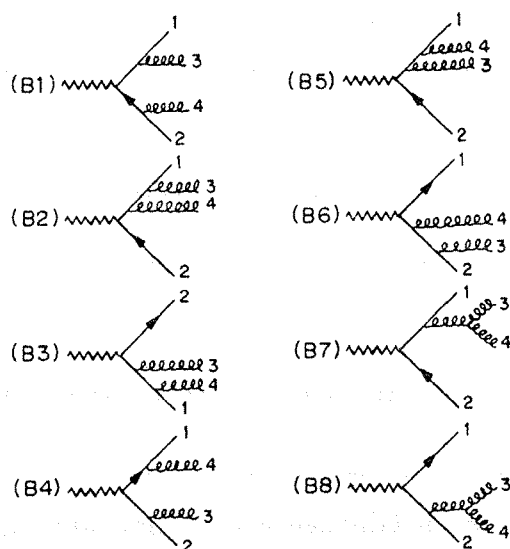
Der 4-Parton Wirkungsquerschnitt

In 2. Ordnung kommen zwei neue Endzustände hinzu:

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg$$

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$$

Der explizite 4-Parton Wirkungsquerschnitt wurde von mehreren Gruppen berechnet [9, 35, 36, 37]. Die Berechnungen gehen von masselosen Quarks aus (bis auf [35]) und sind für den reinen Photonaustausch durchgeführt worden. Da bei LEP

Abbildung 1.5: $q\bar{q}g\bar{g}$ Feynmangraphen

aufgrund der Energie hauptsächlich Z^0 ausgetauscht werden, sollte der axial Anteil des Z^0 [38] - vor allem in der Reaktion $q\bar{q}q\bar{q}$ - berücksichtigt werden. Wie sich herausgestellt hat, ist der Beitrag jedoch sehr klein (Promille Bereich im totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt), so daß die Rechnungen, so wie sie vorliegen, auch bei LEP benutzt werden können. Im folgenden soll die Parametrisierung des 4-Parton Matrixelementes von Ellis, Ross, Terrano [9] näher betrachtet werden.

Die Übergangswahrscheinlichkeit für den 4-Parton Endzustand kann nach [9] in 6 Klassen (A, B, C, D, E, F) unterteilt werden. Die Klasse F wird nur dann berücksichtigt, wenn die Ladung der Partonen bestimmt werden kann. Dies ist in diesem Experiment nicht möglich.

Die Klassen A, B, C, D und E sind Funktionen der kinematischen Variablen $y_{ij} = (p_i + p_j)^2/Q^2$ und $y_{ijk} = (p_i + p_j + p_k)^2/Q^2$. Für den 4-Parton Wirkungsquerschnitt kann man schreiben:

$$\begin{aligned} \sigma_{4parton} \propto C_F (C_F A(y) + (C_F - \frac{1}{2}N_c)B(y) + N_c C(y) \\ + T_R D(y) + (C_F - \frac{1}{2}N_c)E(y)) \end{aligned} \quad (1.18)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit (Amplitudenquadrate) für den Endzustand mit 2 Gluonen kann in 3 Klassen (A, B, C) unterteilt werden (siehe Abbildung 1.6 und 1.7).

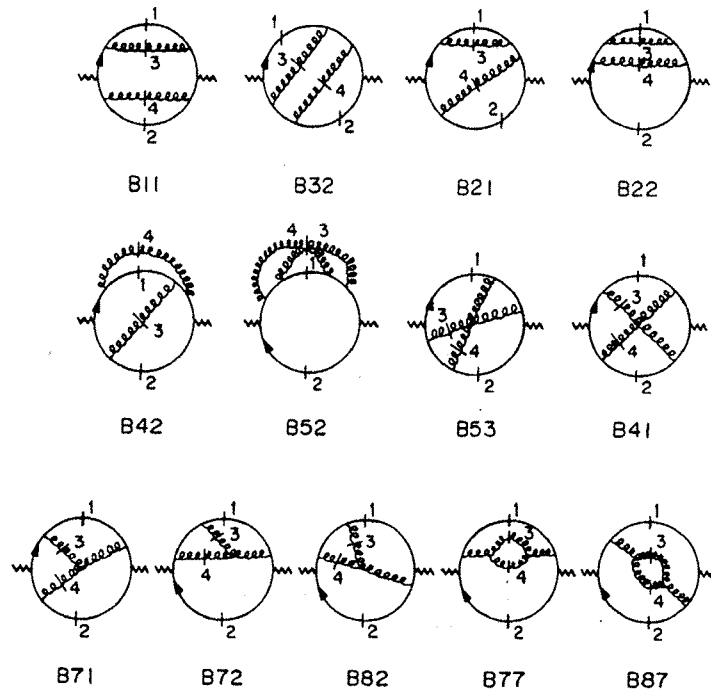
- A: planare Klasse doppelter Gluonbremsstrahlung mit Gruppengewicht C_F^2 .
- B: nicht-planare Klasse doppelter Bremsstrahlung mit Gruppengewicht $C_F (C_F - \frac{1}{2}N_c)$
- C: QCD Klasse, die den Triple-Gluon Vertex enthält, mit dem Gewicht $C_F N_c$

Die Klassen A und B unterscheiden sich von der Klasse C dadurch, daß sie nur Graphen enthalten, bei denen Gluonen als Bremsstrahlung vorliegen. Die Klasse C besteht aus Produkten von Bremsstrahlungsanteil und Gluonselfkopplungsanteil. Dies ist eine Folge der Ununterscheidbarkeit der Endzustände, wobei Interferenzt terme auftreten. B11 in den Abbildungen 1.6 und 1.7 bedeutet die Quadrierung des Feynmangraphen B1 in Abbildung 1.5. B71 ist die Multiplikation des Feynmangraphen B7 mit B1.

Diese 3 Klassen setzen sich aus 36 Übergangswahrscheinlichkeiten zusammen, von denen aber nur 13, aufgrund von Impulsvertauschung, explizit berechnet werden müssen. Diese sind in Abbildung 1.7 dargestellt (B11-B87).

| 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 1.6: $q\bar{q}gg$ Übergangswahrscheinlichkeiten entsprechend den Klassen A, B und C

Abbildung 1.7: Übergangswahrscheinlichkeiten für den $q\bar{q}gg$ Endzustand

Im Falle des 4 Quark Endzustandes kann man ebenfalls drei Klassen (D, E, F) mit wiederum 36 Beiträgen unterscheiden.

- D: planare Klasse mit Gruppengewicht $C_F T_R$
- E: nicht-planare Klasse mit Gruppengewicht $C_F (C_F - \frac{1}{2}N_c)$
- F: Klasse, die nur in einem Experiment eine Rolle spielt, in dem die Ladung des Partons bestimmt werden kann (mit Gruppengewicht $\frac{1}{2}C_F$)

In den Abbildungen 1.8, 1.9 und 1.10 sind entsprechend die zugehörigen Feynman-graphen und Übergangswahrscheinlichkeiten dargestellt.

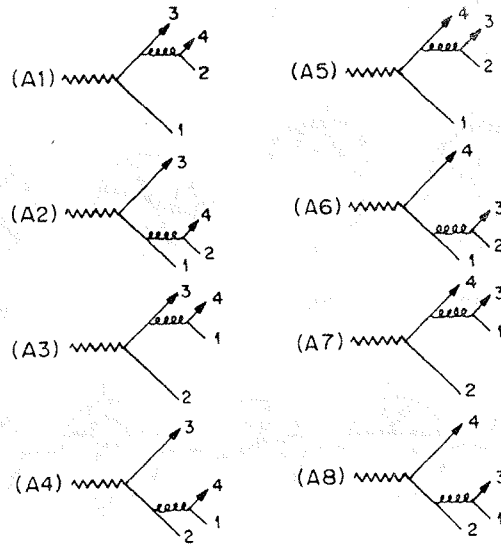


Abbildung 1.8: $q\bar{q}q\bar{q}$ Feynmangraphen

| Permutation of first row | Group weight | | | Class E | | | | | | Class F | | |
|--|----------------------|-----|-----|-----------------------------|-----|-----|-----|-----|-----|---------|-----|-----|
| | Class D $C_F T_R$ | | | $C_F(C_F - \frac{1}{2}N_C)$ | | | | | | 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 1.9: $q\bar{q}q\bar{q}$ Übergangswahrscheinlichkeiten entsprechend den Klassen D, E und F

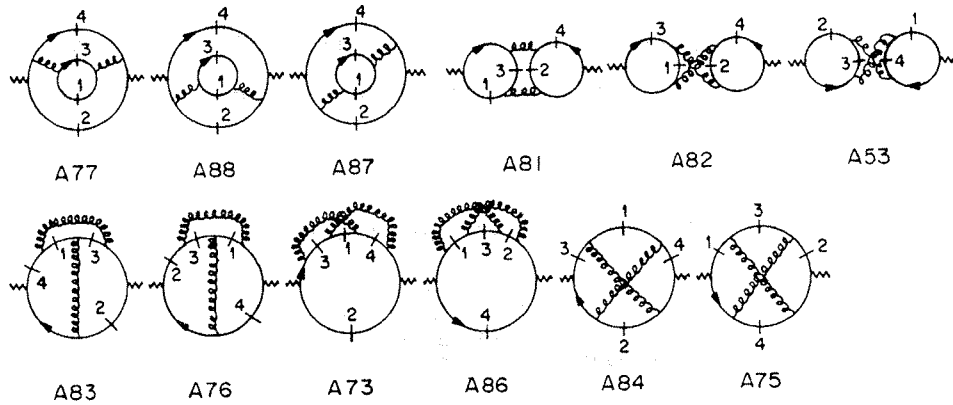


Abbildung 1.10: Übergangswahrscheinlichkeiten für den $q\bar{q}q\bar{q}$ Endzustand

Ein Zusammenfassen der Einzelklassen des 4-Parton Wirkungsquerschnittes in drei differentielle Wirkungsquerschnitte AB, C und DE ist für die Erzeugung von 4-Parton Ereignissen notwendig, da für bestimmte kinematische Konfigurationen die Klassen B und E einen negativen Beitrag zum Gesamtwirkungsquerschnitt liefern können. Eine Einteilung in die Klassen AB, C und DE führt zu folgenden differentiellen Wirkungsquerschnitten:

$$\frac{d\sigma^{AB}}{\sigma_0} = \frac{\alpha_s^2}{\pi^2} (C_F^2 A(y) + C_F(C_F - \frac{1}{2}N_c)B(y)) \quad (1.19)$$

$$\frac{d\sigma^C}{\sigma_0} = \frac{\alpha_s^2}{\pi^2} (C_F N_c C(y)) \quad (1.20)$$

$$\frac{d\sigma^{DE}}{\sigma_0} = \frac{\alpha_s^2}{\pi^2} (C_F T_R D(y) + C_F(C_F - \frac{1}{2}N_c)E(y)) \quad (1.21)$$

Ein Verfahren zum Aufspalten in die Einzelklassen wird in Kapitel 3 behandelt.

Die Casimir Operatoren N_c , C_F und T_R (Gruppengewichte) sind für verschiedene theoretische Modelle und Eichgruppen unterschiedlich. Dadurch setzt sich der 4-Parton Gesamtwirkungsquerschnitt, je nach Theorie, aus einem anderen Verhältnis der Einzelklassen zusammen. In Tabelle 1.3 sind die Werte für die QCD und ein abelsches Gluonmodell (siehe 1.4) aufgelistet.

Durch Bestimmung dieser Faktoren ist eine Überprüfung der QCD als nicht-abelsche Eichtheorie gegeben. Die Existenz des Triple-Gluon Vertex wird durch Bestimmung von N_c , als Vorfaktor des Anteils mit Gluonselfkopplung, nachgewiesen.

Tabelle 1.3: Die Casimir Operatoren

| | N_c | C_F | T_R |
|------|-------|---------------|--------------------|
| QCD | 3 | $\frac{4}{3}$ | $\frac{1}{2}n_f$ * |
| Abel | 0 | 1 | $3n_f$ |

* $n_f = 5$ Flavour

1.4 Ein abelsches Modell

Von Gaemers und Vermaseren [10] wurde 1980 ein abelsches Modell der starken Wechselwirkung eingeführt, um die nicht-abelsche QCD einem Vergleich auszusetzen.

Unter diesem abelschen Modell versteht man Gluonen weiterhin als Vektorteilchen, jedoch tragen sie keine Farbladung. Eine Selbstkopplung der Gluonen ist dadurch ausgeschlossen.

Das abelsche Modell muß einige Bedingungen erfüllen die durch Experimente vorgegeben sind.

Ein Hinweis auf die Farbe liefert der R-Wert. Der 2-Jet Wirkungsquerschnitt muß daher mit dem experimentellen Wert übereinstimmen. Dies bedingt, daß jedes Quark in drei Farben vorkommen muß.

Ein weiterer Punkt ist die Größe des 3-Jet Wirkungsquerschnittes. Er muß ebenfalls mit dem Experiment übereinstimmen. Die Casimir Operatoren C_F , N_c und T_R ändern, wie schon erwähnt, ihre Werte (siehe Tabelle 1.3). Da die 3-Jet Rate direkt mit der Kopplungskonstanten α_s zusammenhängt, muß eine neue abelsche Kopplungskonstante α_A eingeführt werden, wobei die Relation

$$\alpha_A = \frac{4}{3}\alpha_s$$

erfüllt sein muß. Für den 4-Jet Wirkungsquerschnitt ergibt sich in der Zusammensetzung der Einzelklassen Unterschiede. Die Klasse C, die den Triple-Gluon Vertex enthält, entfällt. Der Bremsstrahlungsanteil (AB) und ganz besonders der 4-Quark Endzustand (DE) wird erhöht, da dieser proportional zu T_R ist.

1.5 Fragmentationsmodelle

Der Übergang von den Partonen zu den beobachtbaren Hadronen wird mit Fragmentationsmodellen beschrieben. Störungstheoretische Berechnungen sind nicht möglich, so daß man auf phänomenologische Modelle angewiesen ist. Infolge der Fragmentation werden die Partonen versteckt. Eine Überprüfung der physikalischen Theorie wird dadurch erschwert.

Im Laufe der Jahre wurden unterschiedliche Fragmentationsmodelle entwickelt.

1.5.1 Unabhängige Fragmentation

Bei diesem von Feynman und Field [40] eingeführten Fragmentationsmodell werden die Partonen unabhängig voneinander fragmentiert. Ausgehend von einem $q\bar{q}$ Ereignis -Gluonen sind bei Feynman-Field nicht vorgesehen- erzeugt das Quark aus dem Vakuum ein Quark-Antiquark Paar und rekombiniert mit dem Antiquark zu einem Meson. Das übriggebliebene Quark bildet wieder ein Meson mit einem Antiquark aus dem Vakuum. Dies setzt sich solange fort, bis die Energie nicht mehr ausreicht, um Quark -Antiquark Paare entstehen zu lassen. Das übriggebliebene Quark rekombiniert mit dem aus der Antiquark Zerfallskaskade übriggebliebenem Antiquark. Die Unabhängigkeit der Fragmentation der einzelnen Partonen hat jedoch zur Folge, daß Energie- und Impulserhaltungssatz nicht erfüllt werden.

Das Modell von Feynman und Field wurde von Ali [42] und Hoyer [43] erweitert. In diesen Modellen ist erstmals die Bildung von Baryonen durch Diquark Erzeugung vorgesehen, sowie die Fragmentation von Gluonen berücksichtigt. Das Gluon wird dabei in ein Quark-Antiquark Paar aufgespalten und gemäß dem Modell von Feynman und Field fragmentiert. In dem Modell von Hoyer erhält allerdings das eine Quark den gesamten Gluonimpuls, während bei Ali der Gluonimpuls einer Verteilungsfunktion entsprechend auf das Quark-Antiquark Paar aufgeteilt wird. Die Energie und Impulserhaltung wird bei beiden Modellen nachträglich erzwungen. Ein

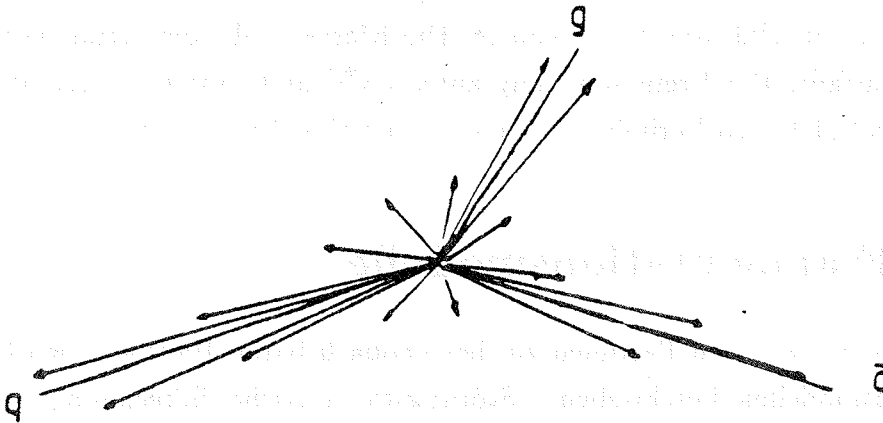


Abbildung 1.11: unabhängige Fragmentation

weiterer Nachteil der Unabhängigen Fragmentation ist, daß der String Effekt (Teilchenverarmung auf der dem Gluon gegenüberliegenden Seite) nicht berücksichtigt wird. Dies wurde von Odorico [41] 1990 realisiert.

1.5.2 String Fragmentation

Im String Modell [32] sind die Partonen über einen Feldschlauch (String) verbunden. Im Fall eines $q\bar{q}$ Endzustandes wird durch das Auseinanderlaufen des Quarkpaares immer mehr Energie in dem Feldschlauch gespeichert, bis dieser aufbrechen kann. Ein weiteres Quark-Antiquark Paar entsteht. Das Quark bildet mit dem primären Antiquark ein Paar und ebenso das Antiquark mit dem primären Quark. Diese neu entstandenen Quark-Antiquark Paare durchlaufen wieder den oben beschriebenen Prozeß. Können aus energetischen Gründen keine neuen Quarks gebildet werden, so sind die vorhandenen Quark-Antiquarkpaare Mesonen. Baryonen entstehen durch Erzeugung von Diquark Paaren. Das Gluon in einem $q\bar{q}g$ Ereignis stellt eine transversale Anregung des Strings zwischen Quark und Antiquark dar. Der String an der Stelle des Gluons bricht in 2 Quark-Antiquark Paare auf ($q_1\bar{q}_1$) und ($q_2\bar{q}_2$). Es entsteht zunächst ein führendes Meson $q_1\bar{q}_2$. Zwischen Quark q_2 und dem primären Antiquark, sowie dem Antiquark \bar{q}_1 und dem primären Quark bilden sich Strings, die dann gemäß einem $q\bar{q}$ System (als Ruhesystem) fragmentiert werden. Durch eine Lorentztransformation in Richtung des Strings erhält man die Hadronimpulse

im Schwerpunktsystem. Niederenergetische Teilchen mit hoher transversaler Masse $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ bezüglich des Strings ordnen sich bevorzugt entlang einer Hyperbel zwischen den Partonen an. Hochenergetische Teilchen mit geringer transversaler Masse sind stärker entlang den Parton Achsen orientiert. Die Orientierung der Teilchen entlang des Strings bringt eine Teilchenverarmung in dem Bereich mit sich, in der der String nicht gespannt ist (zw. Quark und Antiquark). Dieser Effekt heißt String Effekt und wird im Experiment [44] beobachtet.

Die Fragmentation wird mathematisch durch zwei Fragmentationsfunktionen beschrieben. Für leichte Quarks (u,d,s) wird die Lund-Fragmentationsfunktion benutzt:

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \exp\left(-b \frac{m_T^2}{z}\right)$$

wobei

$$z = \frac{(E + p_L)_{Hadron}}{(E + p_L)_{Quark}}$$

Für die schweren Quarks c und b benutzt man die Peterson-Fragmentationsfunktion

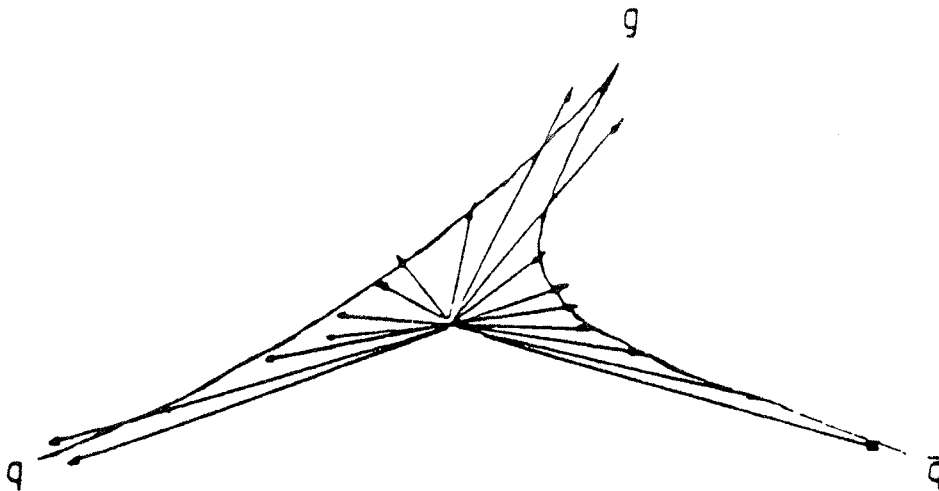


Abbildung 1.12: String Fragmentation

[45]:

$$f(z) \propto \frac{1}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_q}{(1-z)})^2}$$

Über die Parameter a, b sowie ϵ_q können die simulierten Ereignisse den experimentellen Daten angepasst werden.

Abbildung 1.12 zeigt die Verteilung der Ereignisse für verschiedene Parameterwerte.

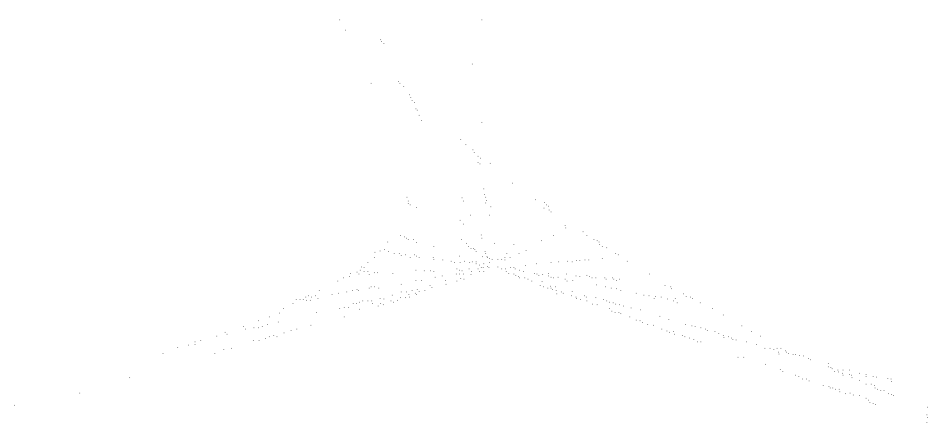


Abbildung 1.12: Verteilung der Ereignisse für verschiedene Parameterwerte.

Kapitel 2

Das Experiment

2.1 Der LEP-Speicherring

Der LEP-Speicherring wurde speziell zur Messung der Bosonen der schwachen Wechselwirkung entwickelt, und sollte somit nach vollem Ausbau eine Schwerpunktsenergie von 200 GeV liefern können, um auch die W - Paarproduktion zu ermöglichen.

Der 27 km lange Speicherring wurde in den Jahren 1982 bis 1989 am europäischen Labor für Elementarteilchenphysik CERN in Genf gebaut. Insgesamt verfügt der unterirdische Tunnel über 8 Wechselwirkungszonen, von denen 4 mit Experimenten besetzt sind. Diese vier Experimente (ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL) liegen bis zu 100 m tief unter der Erde. Nach der Vorbeschleunigung im SPS auf 20 GeV, werden je vier Bündel von Elektronen und Positronen in den LEP-Speicherring injiziert. Anschließend werden beide Strahlen auf ihre Endenergie beschleunigt und verweilen bis zu 20 Stunden im Ring, bevor eine neue Füllung notwendig wird.

In der ersten Ausbaustufe erfolgt die Beschleunigung in LEP mit Hilfe von Kupferresonatoren. Die erreichbare Energie beträgt bis zu 100 GeV. Damit wird die zur Erzeugung von reellen Z^0 -Bosonen notwendige Energie erreicht und ein Abtasten der Resonanzkurve durch Variation der Schwerpunktsenergie ermöglicht. Die präzise Messung der Wirkungsquerschnitte bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien erlaubt eine Bestimmung der Masse und Breite des Z^0 -Bosons.

LEP wurde am 14. August 1989 in Betrieb genommen. Bei einem ersten Testlauf des Speicherrings wurden auch die Detektoren erprobt und jedes Experiment hat in dieser einwöchigen Periode sein erstes Annihilationereignis gesehen. Bis Ende des

Jahres 1989 wurde dann ein erster Scan durchgeführt, bei dem die Schwerpunktsenergie um ± 4 GeV in 1 GeV Schritten um die Resonanzenergie von 92 GeV variiert wurde. Die mittlere Luminosität während des ersten Jahres betrug $\mathcal{L} = 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Im Jahr 1990 wurden dann die Messungen bei einer gesteigerten Luminosität von $\simeq 3 * 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ weitergeführt. Dabei wurde die Hälfte der Zeit auf der Resonanz gemessen und der Rest wieder bei Schwerpunktsenergien von ± 4 GeV in 1 GeV Schritten.

Neben dieser ersten Stufe bietet der LEP-Speicherring eine Reihe von Möglichkeiten des Ausbaus. So sollen die Kupferresonatoren durch supraleitende Resonatoren ersetzt werden, um eine Schwerpunktsenergie von 200 GeV zur Produktion von W-Paaren zu erreichen [46]. Zur hochpräzisen Messung von Asymmetrien sollen Spinrotatoren und Wiggler eingebaut werden, die eine longitudinale Polarisation des Strahls ermöglichen [47]. Eine Steigerung der Luminosität kann durch den Betrieb mit mehr als vier Bündeln von Elektronen und Positronen erreicht werden. Dazu benötigt man allerdings mehr Separatoren, die bis jetzt nicht zur Verfügung stehen. Auf der experimentellen Seite muß man bei 64 Bündeln mit einer von $27 \mu\text{s}$ auf $2 \mu\text{s}$ verkürzten Zeit zwischen zwei Strahlkreuzungen zurecht kommen.

2.2 Der DELPHI-Detektor

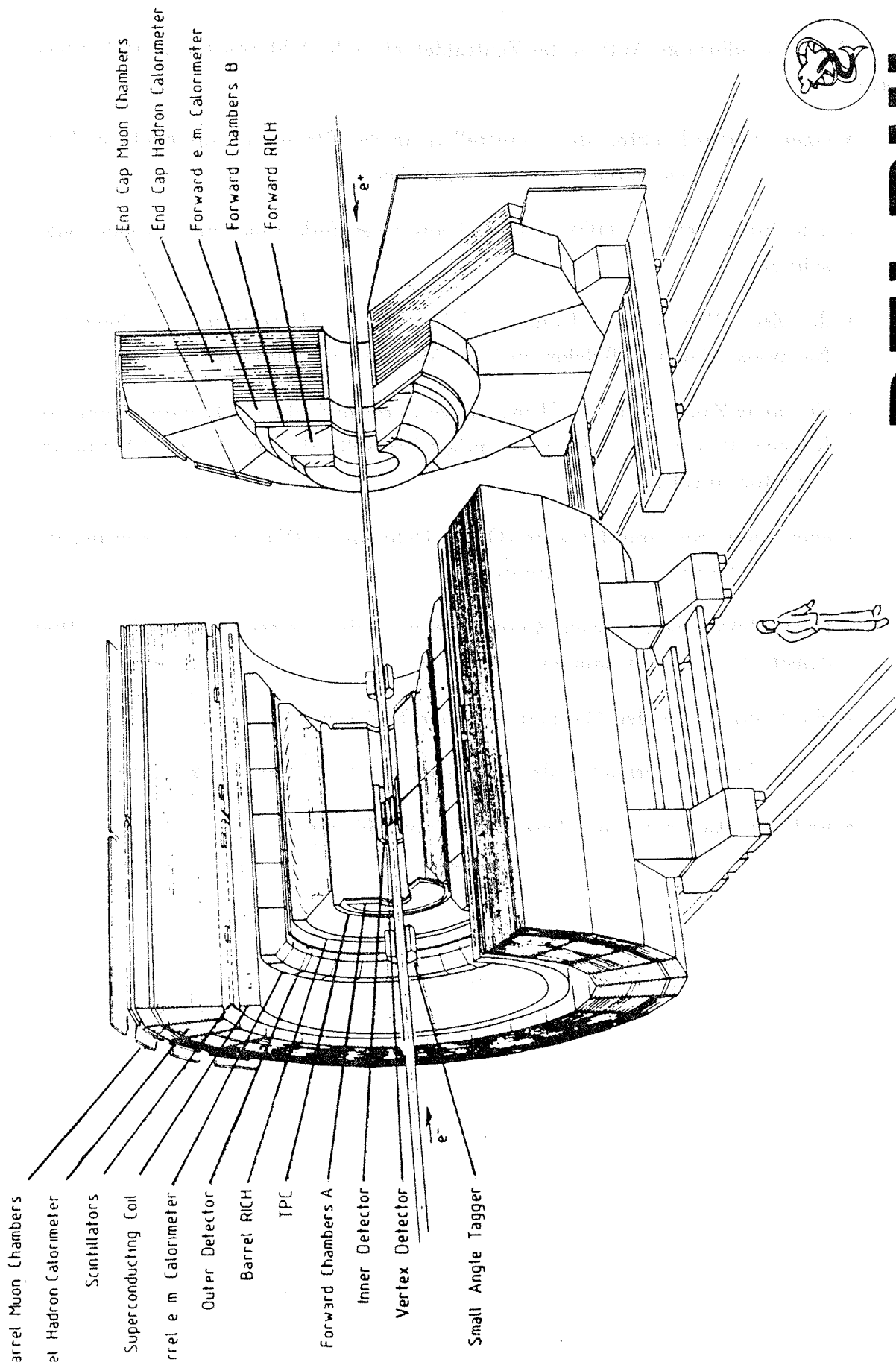
Der Detektor DELPHI (DEtector with Lepton Photon and Hadron Identification) wurde, wie der Name schon sagt, speziell konstruiert, um Teilchen sehr gut erkennen zu können. Aus diesem Grund besitzt er eine Vielzahl von verschiedenen Komponenten, die alle ihren Beitrag dazu leisten. Ein Detektor solcher Komplexität ist nicht mehr von kleinen Kollaborationen oder gar einzelnen Instituten realisierbar. Vielmehr sind etwa 500 Physiker von 43 Instituten aus 18 Staaten an der Entwicklung und am Bau des Detektors beteiligt gewesen ¹.

Der Detektor ist zylindersymmetrisch um das Strahlrohr aufgebaut und überdeckt nahezu den gesamten Raumwinkel. DELPHI ist ein universeller Detektor, weshalb er in der Lage ist, die verschiedenen Arten von Ereignissen auf und oberhalb der Resonanz erkennen zu können.

¹Eine Liste der Kollaborationsmitglieder ist am Ende dieser Arbeit beigefügt.

Der schalenförmige Aufbau des Zentraldetektors besteht von innen nach außen aus:

- einem Vertexdetektor, der unmittelbar an das Strahlrohr anschließt und die Suche nach sekundären Vertices ermöglichen soll,
- dem Inner Detector (ID) bestehend aus einer Jetkammer und Proportionalzählern,
- der Zeit- Projektions- Kammer (TPC = Time Projection Chamber) zum Nachweis geladener Teilchen und zur Messung des Impulses,
- Cerenkov Zähler (RICH = Ring Image Cerenkov), die die Identifizierung von Kaonen, Pionen und Protonen ermöglichen soll. Sie wurden erst 1990 in den Detektor eingebaut.
- einem weiteren Spurdetektor (Outer Detector (OD)) zur Verbesserung der Impulsauflösung geladener Spuren,
- einem elektromagnetischen Kalorimeter mit hoher Ortsauflösung (HPC = High density Projection Chamber),
- einem supraleitenden Magneten, der ein Feld von 1.2 T liefert,
- einem Hadronkalorimeter, das im Rückflußjoch der Spule eingebaut ist,
- und Müonkammern zur Identifikation von Müonen.



DELPHI

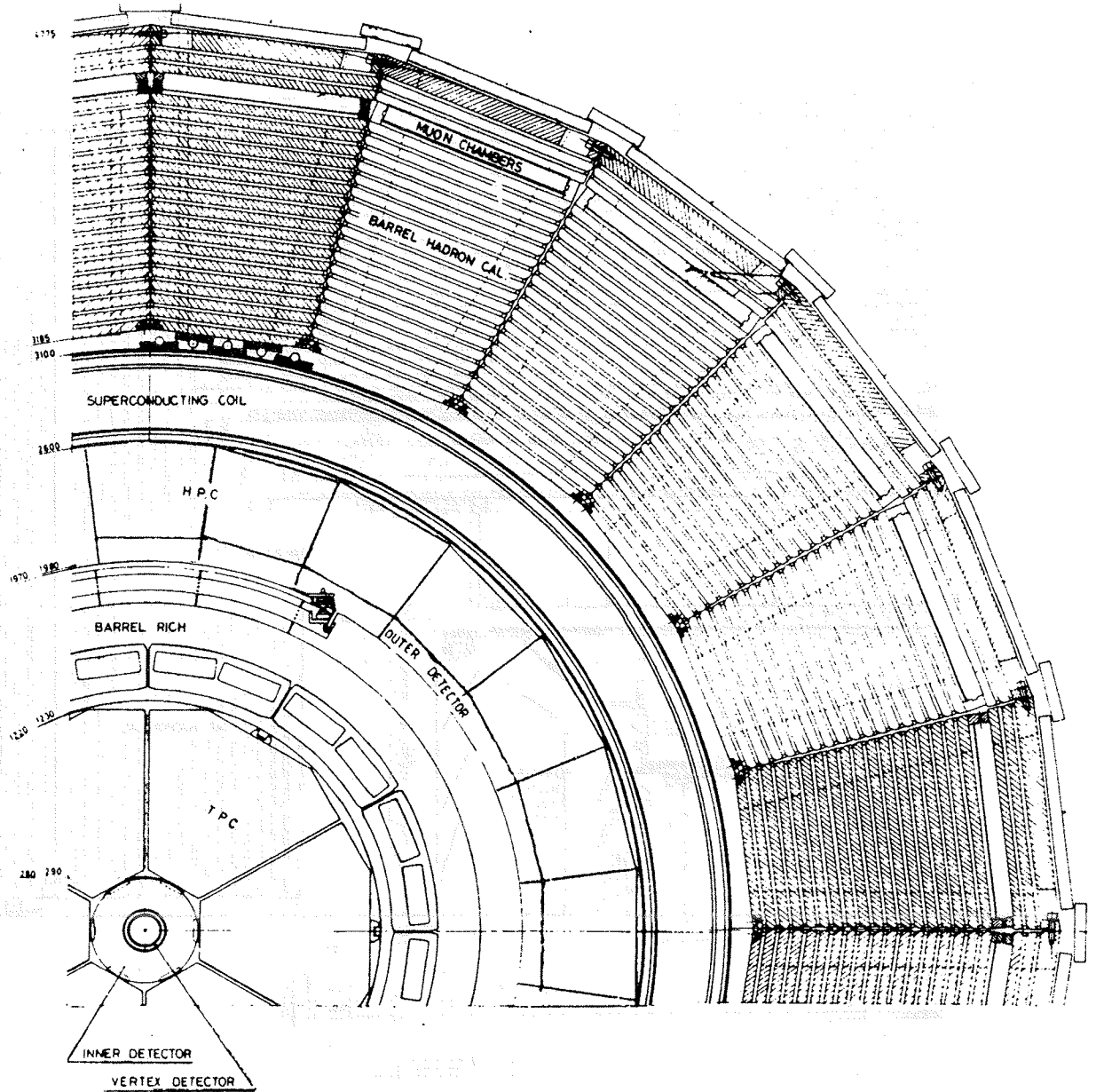


Abbildung 2.1: Der DELPHI-Detektor im Querschnitt

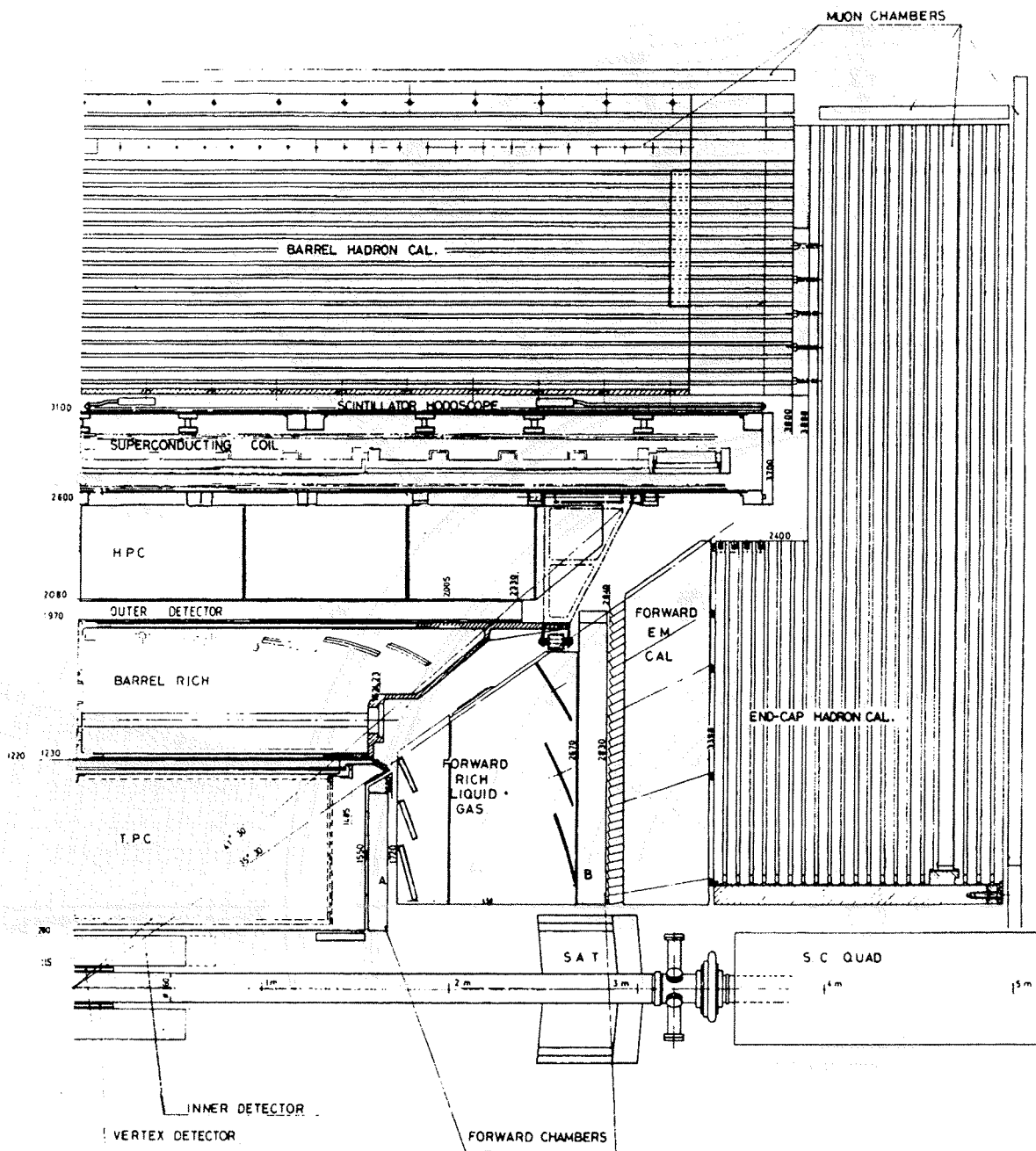


Abbildung 2.2: Der DELPHI-Detektor im Längsschnitt

In den beiden Endkappen wiederholt sich dieser Aufbau, so daß alle Möglichkeiten der Teilchenerkennung im vollen Raumwinkel vorhanden sind. Unter kleinem polaren Winkel ist zusätzlich ein elektromagnetisches Kalorimeter (SAT) eingebaut, das als Luminositätsmonitor dient. Eine genaue Beschreibung des Detektors ist in [48] zu finden. Im folgenden werden nur die für diese Arbeit verwendeten Komponenten beschrieben:

Der Inner Detector ID

Von innen nach außen vorgehend ist der erste Detektor der Vertex Detector (VD). Daran schließt sich der Inner Detector (ID) an. Er besteht aus zwei Teilen. Der innere Teil ist ein Driftdetektor. Er ist in der $r\phi$ -Ebene in 24 Sektoren eingeteilt, die jeweils 24 Auslesedrähte besitzen. Das Driftfeld wurde so gewählt, daß die Driftgeschwindigkeit proportional zum Radius ist. Um diesen inneren Teil herum gruppieren sich fünf Lagen von Vieldrahtproportionalkammern. Die Drahtkammern liefern eine schnelle Triggerinformation und lösen die links-rechts Doppeldeutigkeit der Jetkammern auf. Daneben sorgt die Kathodenauslese für zusätzliche Triggerinformationen in z -Richtung.

Der ID dehnt sich radial von 11.8 cm bis 22.3 cm beziehungsweise 28 cm aus. Bei einer longitudinalen Ausdehnung von $|z| < 50$ cm überdeckt er einen Polarwinkel von $17^\circ < \theta < 163^\circ$. Mit kosmischen Müonen wurde eine Ortsauflösung für $\sigma_{r\phi}$ von $90 \mu\text{m}$ und für σ_z von $600 \mu\text{m}$ ermittelt. Diese Werte wurden während der Datennahme bestätigt. Die Triggereffizienz betrug 90% für die Jetkammer und $> 95\%$ für einzelne Spuren in den Proportionalkammern.

Die Time-Projection Chamber TPC

Um den ID liegt als zentraler Spurdetektor von DELPHI die Zeit-Projektions-Kammer (TPC). Die Spurerkennung startet normalerweise von dieser Komponente aus, da er als einziger Detektor längere Spurelemente liefern kann. Die TPC ist ein Gas-Driftdetektor, in dem die erzeugten Ionisationsladungen mit Hilfe eines elektrischen und eines magnetischen Feldes in einem Gasvolumen nach außen zu den Endkappen gedriftet werden. So besteht die TPC im wesentlichen aus einem mit Ar/CH_4 gefüllten Raum unter Normaldruck von einer Atmosphäre. In den Endkappen befindet sich jeweils die Auslese, die in der $r\phi$ -Ebene in 6 Sektoren eingeteilt

ist. Jeder Sektor hat eine eigene Proportionalkammer, deren Kathode in 16 konzentrischen Reihen von Pads strukturiert ist, die mit FADCs ausgelesen werden. Durch den Schwerpunkt der Ladung auf den Pads wird die $r\phi$ -Koordinate der Spur festgelegt. Die z -Koordinate erhält man aus der Driftzeitinformation. Als Drift-detektor ist die TPC wegen ihrer langen Auslesezeit nicht als Trigger verwendbar. Vielmehr muß die Driftzeit selbst mit einem Zeitnullpunkt, der mit dem Wechselwirkungszeitpunkt korreliert ist, ermittelt werden, um über diese Zeitinformation die der z -Koordinate zu erhalten.

Neben der Rekonstruktion von Spurpunkten im Raum, ist die TPC in der Lage, an Hand der Impulshöhen auf den Auslesedrähten, den spezifischen Ionisationsverlust dE/dx zu messen. Damit kann eine Trennung von Elektronen und Protonen bis $\simeq 8$ GeV erreicht werden. Eine noch bessere Trennung ist nur bei einem höheren Druck in der TPC möglich. Da der RICH später die Teilchenerkennung übernehmen soll, wurde aber auf diese Option verzichtet.

Die Ausdehnung der TPC beträgt radial $35 \text{ cm} < r < 111 \text{ cm}$ und longitudinal $|z| < 134 \text{ cm}$. Verlangt man, daß mindestens 3 Reihen von Pads ansprechen können, so überdeckt die TPC einen polaren Bereich von $20^\circ < \theta < 160^\circ$. Die Ortsauflösung betrug während der Datennahme radial $\sigma_{r\phi} = 180 \mu\text{m} - 280 \mu\text{m}$, je nach dem wie viele Pads zur Verfügung standen, und in z -Richtung $\sigma_z < 0.9 \text{ mm}$. Die Zweispurauflösung betrug 1.5 cm . Zusammen mit dem OD und dem ID konnte eine Impulsauflösung von $dp/p = 0.15\% p$ (p in GeV) für Müonpaare erreicht werden.

Der Outer Detector OD

An die TPC schließt sich, als letzter Spurdetektor, der Outer Detector OD an. Dieser Detektor liefert hauptsächlich Triggerinformationen sowohl in der $r\phi$ -Ebene als auch in der z -Richtung. 145 Driftröhren, die im limited streamer mode arbeiten, bilden, in fünf Lagen zusammengefaßt, ein Modul des OD. Insgesamt 24 Module in $r\phi$ vervollständigen den Detektor. Alle fünf Lagen liefern eine $r\phi$ -Information und 3 Lagen eine zusätzliche z Information für geladene Spuren.

Bei einer radialen Ausdehnung von $198 \text{ cm} < z < 206 \text{ cm}$ liegt der OD weit von der TPC entfernt. Er verbessert aufgrund dieses langen Hebelarms die Impulsauflösung der TPC. Die gemessenen Ortsauflösungen des OD betragen $\sigma_{r\phi} = 110 \mu\text{m}$ beziehungsweise $\sigma_z = 4.4 \text{ cm}$.

Weitere Detektorkomponenten

Noch innerhalb der Spule liegt das elektromagnetische Kalorimeter von DELPHI (HPC). Diese Projektionskammer arbeitet wie die TPC als Gas-Driftdetektor. Die HPC ist in z -Richtung in 6 Ringe zu 24 Modulen aufgeteilt. Jedes Modul trägt auf seiner dem Wechselwirkungspunkt gegenüberliegenden Seite eine Auslesekamer, deren Kathode in 9 Reihen von Pads gegliedert ist. In jedem Modul wechseln sich Driftvolumina mit Bleidrähten ab, die gleichzeitig als Konvertermaterial und als Träger des elektrischen Feldes dienen. Wie in der TPC werden die Ionisationsladungen in den elektrischen und magnetischen Feldern nach außen gedriftet, und dort mit FADCs an den Kathoden ausgelesen. Das Prinzip des Driftdetektors liefert eine hohe Ortsauflösung bei akzeptabel wenigen Auslesekanälen. Dafür wurde eine hohe Modularität und die damit verbundenen Lücken in Kauf genommen. Die Energieauflösung liegt theoretisch etwa bei $20\%/\sqrt{E}$. In jedem der 144 Module liegen, nach 5 Strahlungslängen, drei Szintillatoren als Triggerzähler, die über optische Fasern ausgelesen werden.

Das zentrale elektromagnetische Kalorimeter überdeckt bei einer radialen Ausdehnung von $208 \text{ cm} < r < 260 \text{ cm}$ und einer longitudinalen Ausdehnung von $|z| < 254 \text{ cm}$ einen Polarwinkel von $43^\circ < \theta < 137^\circ$.

Neben dem ID, OD und der HPC wurde für den Trigger noch der Flugzeitmesser (TOF = Time Of Flight) benutzt. Das TOF System liegt außerhalb der Spule und besteht aus 172 Szintillationszählern, die einen Winkelbereich von $41^\circ < \theta < 139^\circ$ überdecken. Die Zähler liefern ein schnelles Triggersignal für kosmische Müonen und Ereignisse aus der Strahlwechselwirkung. Durch die Zeitmessung und den Vergleich mit dem Wechselwirkungszeitpunkt kann der TOF als Veto auf den Untergrund aus der Höhenstrahlung verwendet werden.

Ein weiterer wichtiger Detektor ist das Kalorimeter unter kleinem Streuwinkel (SAT), das als Luminositätsmonitor verwendet wird.

Die supraleitende Spule

Das Magnetfeld des DELPHI-Detektors wird von einer supraleitenden Spule erzeugt, die bei einem Durchmesser von 5.2 m und einer Länge von 7.4 m ein Magnetfeld von 1.2 T bei einem Strom von 5000 A liefert. Für einen optimalen Betrieb der Driftdetektoren (TPC und HPC) ist es nötig, daß das Magnetfeld parallel zum

elektrischen Feld verläuft. Eine Voraussetzung dafür ist ein uniformes, homogenes Magnetfeld. Dies wird durch zwei Kompensationspulen an den beiden Enden der Hauptspule gewährleistet, die dafür sorgen, daß das ausgemessene Magnetfeld nur noch vernachlässigbar kleine Variationen in radialer Richtung hat.

2.3 Die Datennahme

Ein Schema der Datennahme ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Das System basiert auf dem FASTBUS Standard. Die einzelnen Detektorkomponenten werden jeweils über eigene μ VAX-Rechner gesteuert. Die Entscheidung für ein Ereignis wird in verschiedenen Stufen getroffen. Dazu werden die Daten immer wieder in lokale Speicher abgelegt und gesammelt, bevor sie weiteren Entscheidungen zugeführt werden.

Die ersten Entscheidungen über die Annahme eines Annihilationsereignisses liefern die Trigger der ersten und zweiten Stufe, die jeweils feste Elektronikkomponenten an den einzelnen Detektoren sind. Ihre schnelle Entscheidung liegt innerhalb $3 \mu s$ bis $40 \mu s$ vor. Die akzeptierten Ereignisse werden dann den Softwareprogrammen der dritten und vierten Stufe der Entscheidungsfindung zugeführt. Diese letzten zwei Stufen arbeiten, im Gegensatz zu den ersten beiden, asynchron zum Zeitfenster der Wechselwirkung. Die Entscheidung dauert mit ungefähr $30 ms$ zulange, um den Detektor für diesen Zeitraum zu blockieren. Deshalb werden immer mehrere Ereignisse, die die ersten Stufen passiert haben, in lokale Speicher abgelegt und so wird der Detektor frei gemacht, um das nächste Ereignis aufnehmen zu können.

In der vierten Stufe wird auch eine erste Klassifikation der Ereignisse nach Typen wie Bhabhaereignisse und multihadronische Ereignisse durchgeführt. Einmal akzeptierte Ereignisse werden dann mit einer VAX 8700 auf Platten oder Bänder überspielt. Dieser Hauptcomputer übernimmt auch die Überwachung der einzelnen Detektorkomponenten. Dazu können verschiedene Verteilungen, die den Status der Komponenten widerspiegeln, graphisch dargestellt werden. Die geschriebenen Daten werden dann zu einer Farm von VAX-Rechnern transferiert und dort weiter verarbeitet.

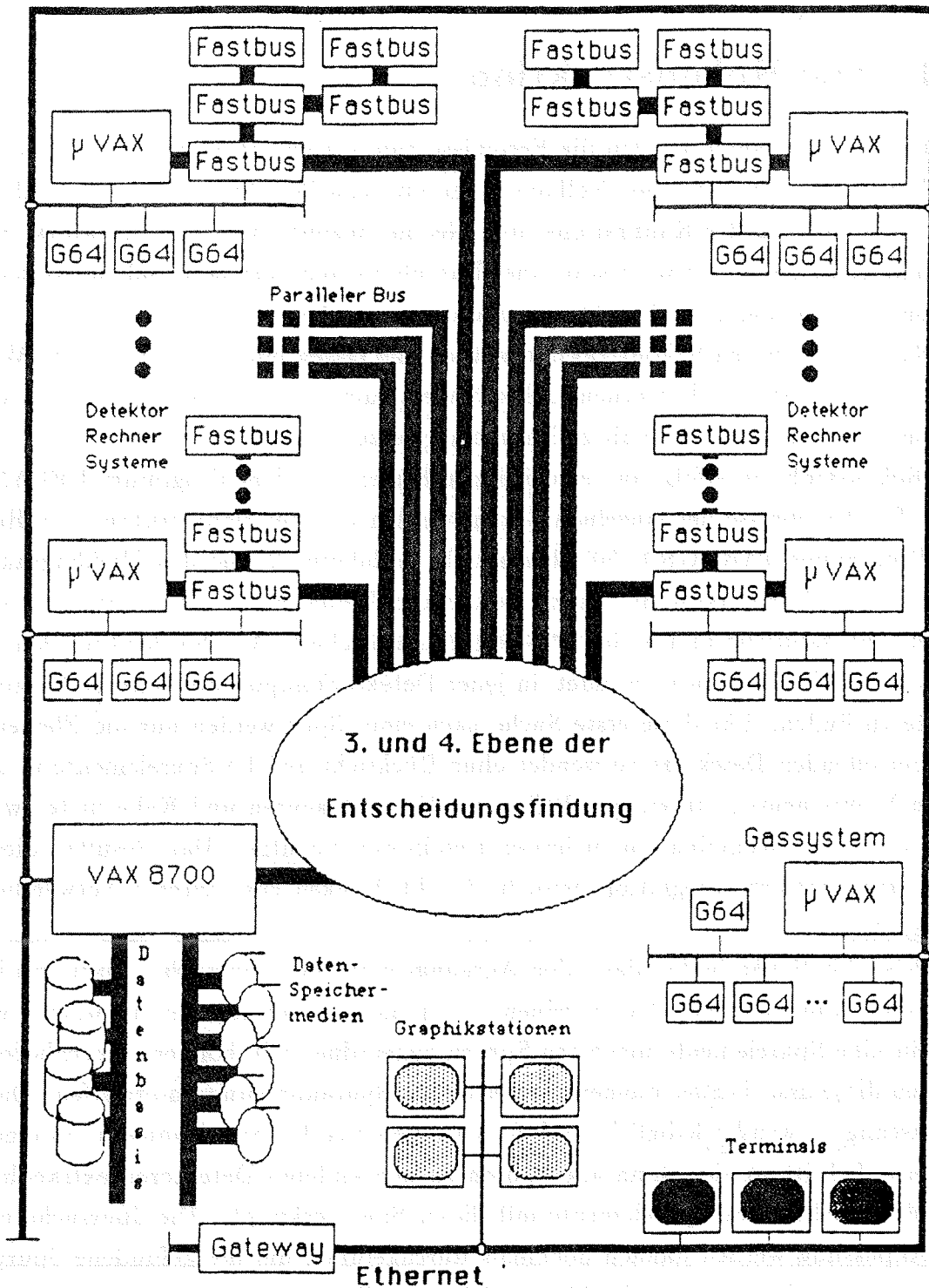


Abbildung 2.3: Schema der Datennahme des DELPHI- Experiments

2.4 Die Rekonstruktion

Nach der Datennahme werden die Ereignisse zum erstenmal prozessiert. Diese erste Rekonstruktion dient der Kollaboration zur schnellen Analyse und ermöglicht eine Überwachung der Kalibrations- und Geometriekonstanten des Detektors. Die gewonnenen Konstanten werden in einer Datenbank abgespeichert und zur weiteren Rekonstruktion sowie zur Detektorsimulation verwendet.

Nach dieser ersten Rekonstruktion werden alle Daten mit den verbesserten Werten aus den Datenbanken erneut rekonstruiert, um die bestmögliche Version der Rekonstruktion für die endgültige Physikanalyse zu erhalten.

Die Rekonstruktion erfolgt in verschiedenen Stufen mit dem Programm DELANA [49]. Die Ergebnisse der einzelnen Stufen werden in einer Bankstruktur mit Hilfe des Programms TANAGRA [50] abgelegt. In Abbildung 2.4 ist das Flußdiagramm der Datenanalyse dargestellt. Zuerst werden die Rohdaten mit den Werten aus der Datenbank kalibriert und in den TD-Bänken gespeichert. Anschließend werden die kalibrierten Daten dazu verwendet, in jeder Detektorkomponente einzelne Spurelemente zu finden. Für diese erste Suche nach einer Spur werden nur die Elemente des betreffenden Detektors verwendet ohne Rücksicht auf die Spurelemente in anderen Komponenten. In einigen Fällen wie Vorwärtsspuren und Kalorimeter wird aber auch eine Kombination mehrerer Detektoren benutzt. Das Resultat dieser 'first stage pattern recognition' wird in die TE-Bänken zur weiteren Verwendung geschrieben.

Diese TE-Bänke bilden dann den Ausgangspunkt der Spursuche. Dazu werden zuerst die Spurelemente der einzelnen Komponenten miteinander assoziiert, wobei einzelne Spurelemente mehreren Spuren zugeordnet sein können. Anschließend werden diese assoziierten Elemente einer ersten Spuranpassung unterworfen. Diese Anpassung verwendet lediglich die Informationen aus den Spurkammern. In einem weiteren Schritt werden dann alle Spuren zu den anderen Detektoren extrapoliert und dort vorhandene Spurelemente mit dieser Spur verknüpft. Die Spursuche und die Anpassung werden danach nochmals durchgeführt, um die gefundene Spurparameter zu verbessern und die bisher nicht assoziierten Spurelemente zu weiteren Spuren zu verbinden.

Dabei werden auch Doppeldeutigkeiten für die Zuordnung einzelner Spurelemente aufgelöst und die Schauer in den Kalorimetern mit den gefundenen Spuren in Verbindung gebracht. Die Schauer in den Kalorimetern, die keiner Spur zugeordnet werden konnten, werden als neutrale Teilchen interpretiert, die vom Wechselwirkungspunkt kommen. Für jede Spur wird eine TK-Bank als Zwischenspeicher angelegt, in der die Informationen der Spuranpassung abgelegt werden.

Die gefundenen Spuren werden dann zu Bündeln zusammengefaßt, die von einem Vertex stammen können. Mit den Bündeln wird dann eine Vertexrekonstruktion versucht, und die Spurparameter an diesem Punkt ermittelt. Die Suche nach Vertices geschieht sowohl mit einer geometrischen als auch mit einer kinematischen Anpassung. In diesem Schritt werden auch die Detektorinformationen zur Teilchenerkennung, zum Beispiel für die Bestimmung der Masse, verwendet. Die Vertexinformationen werden abschließend in eine TV-Bank gespeichert.

Zum Schluß wird die komplette Bankstruktur der Rekonstruktion zusammen mit den Rohdaten auf Band geschrieben. Dieses Master-DST ist jedoch für die Analyse zu umfangreich, weshalb es mit Hilfe eines weiteren Programms vermindert wird, das nur noch die physikalischen Größen der Spuren und Vertices sowie einige wichtigen Detektorinformationen enthält.

Eine wertvolle Hilfe zur Überprüfung der Analyse und der Rekonstruktion stellt das Graphikprogramm DELGRA [51] dar. Mit diesem Programm kann jede Stufe der Rekonstruktion einzeln am Bildschirm dargestellt werden. So ist es möglich falsche Geometriekonstanten oder Fehler in der Rekonstruktion zu erkennen und die Analyse zu überprüfen. Abbildung 2.5 zeigt ein multihadronisches Ereignis in der $r\phi$ -Projektion.

2.5 Die Detektorsimulation

Zur Bestimmung von Effizienzen und zum besseren Verständnis der Daten allgemein benötigt man eine Simulation von Ereignissen und des Detektors. Dafür steht das Programm DELSIM [52] zur Verfügung.

In einem ersten Schritt werden dabei Ereignisse erzeugt. Je nach der physikalischen Frage stehen dafür unterschiedliche Generatoren bereit. Der hier behandelte Prozeß

$$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(\gamma)$$

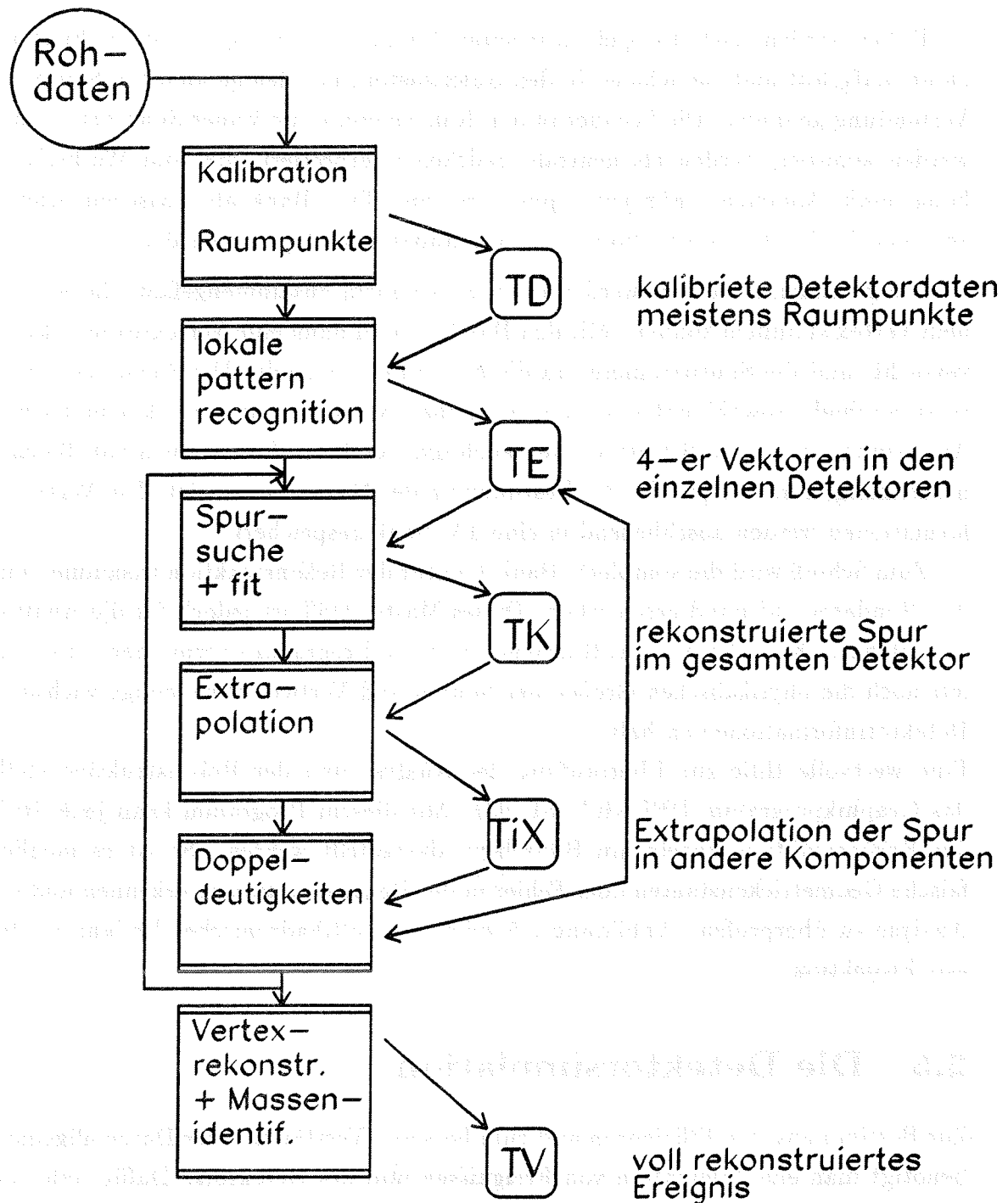


Abbildung 2.4: Flußdiagramm der Datenanalyse

verwendet den Generator DYMU3 [53].

Der Generator DYMU3 erzeugt Ereignisse, indem zuerst bis zu zwei Photonen im Anfangszustand abgestrahlt werden. In dem Schwerpunktsystem bei verringerter Energie wird dann die Annihilation nach der 'improved born approximation' durchgeführt. Zum Schluß kann noch ein weiteres Photon im Endzustand abgestrahlt werden. Die erzeugten Endzustände sind Quarks und Photonen, wobei alle Arten von Quarks generiert werden, die bis zu der vorhandenen Annihilationsenergie erzeugt werden können. Die Mischung der verschiedenen Quarkarten entspricht ihrem Anteil am hadronischen Wirkungsquerschnitt.

Nach der Erzeugung eines Quarkpaares werden mit dem Programm JETSET 7.2 [54] Gluonen oder sekundäre Quarks nach den Vorgaben der QCD generiert. Die Behandlung der Gluonabstrahlung kann dabei auf zwei verschiedenen Wegen durchgeführt werden. Der erste beruht auf der expliziten Berechnung des Matrixelementes in zweiter Ordnung. Der zweite bildet eine Kaskade von Gluonenabstrahlungen, die in einer leading log Näherung berechnet werden (parton shower). Beide Modelle beschreiben die Daten hinreichend gut [55]. Die Überführung der Partonen in Hadronen geschieht anschließend mit der Stringfragmentation.

Die erzeugten hadronischen Endzustände werden anschließend einer ausführlichen Detektorbeschreibung unterworfen. Hierzu wird die Geometrie aus der Datenbank verwendet, und alle sekundären Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektormaterial und Zerfälle innerhalb des Detektors simuliert.

Im einzelnen sind dies:

- Vielfachstreuung in Materie
- Paarproduktion
- Bremsstrahlung im Detektor
- Zerfälle kurzlebiger Teilchen, soweit sie nicht in JETSET zerfallen sind
- hadronische Wechselwirkung
- δ -Elektronen
- Positronvernichtung

- Comptonstreuung und Photoeffekt

Das Endprodukt der Simulation sind Ereignisse, die die gleiche Struktur wie die Rohdaten haben. Auf diese Weise können die simulierten Ereignisse mit denselben Programmen wie die Daten rekonstruiert und analysiert werden. Die Ergebnisse aus der Simulation sind somit direkt mit den Ergebnissen aus der Datenanalyse vergleichbar.

Die Simulation eines hadronischen Ereignisses benötigt ca. 1.3 min CPU Zeit auf einer IBM 3090. Die Entwicklung der elektromagnetischen Schauer in einem e^+e^- Ereignis sind zeitaufwendiger zu simulieren, so daß trotz der kleineren Teilchenzahl ca. 2 min Rechenzeit benötigt wird. Die Ausgabe von DELSIM benötigt ca. 300 kByte pro hadronisches Ereignis. Für die Produktion von großen Statistiken wurde eine vereinfachte schnelle Simulation entwickelt (FASTSIM).

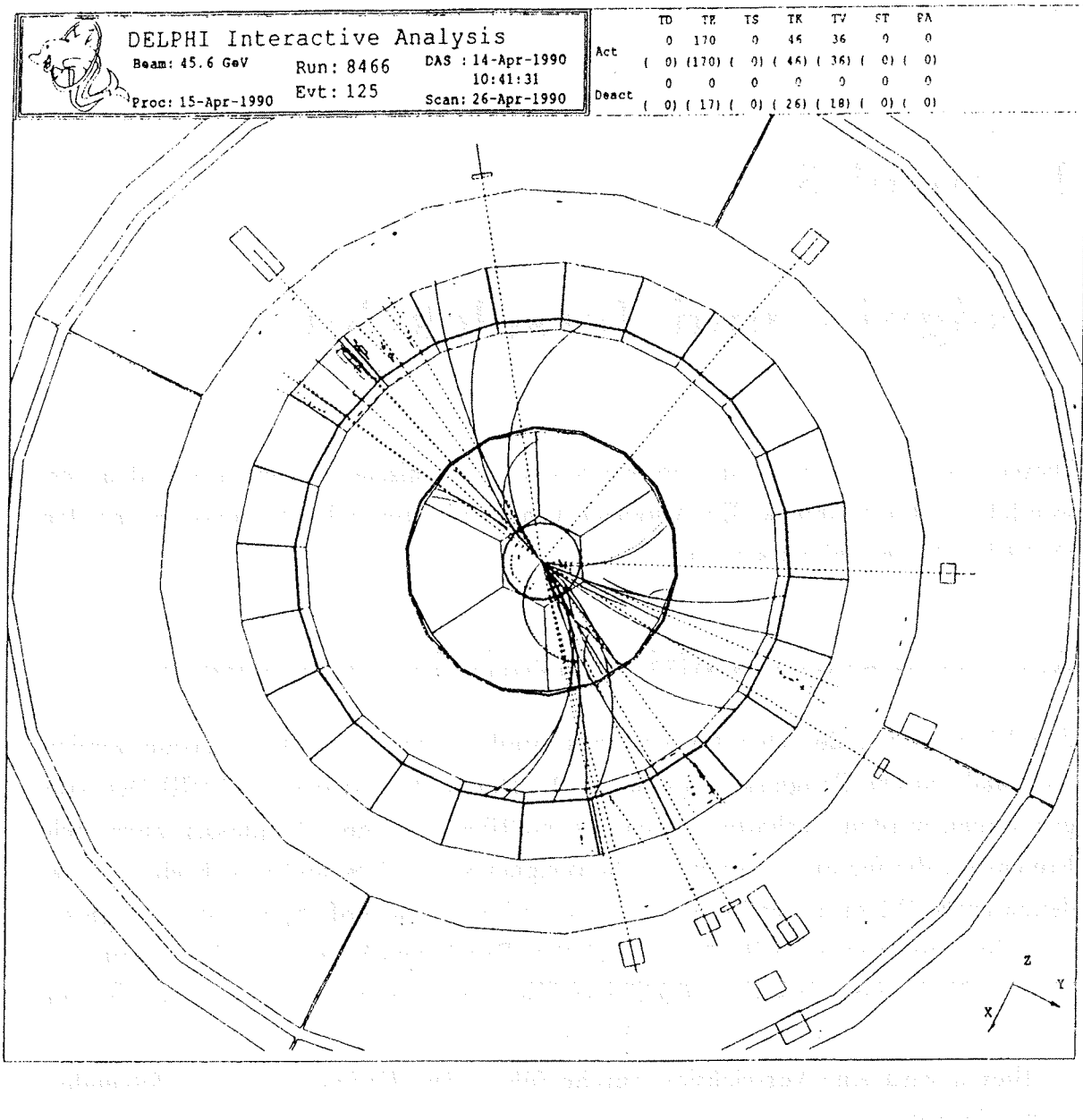


Abbildung 2.5: Multihadronisches Ereignis in $r\phi$ -Projektion dargestellt mit dem DELPHI Graphikprogramm. Zu sehen sind die geladenen Spuren in ID, TPC und OD (durchgezogene Linien). Die Schauer im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter sind durch Balken je nach Höhe der Energiedeposition dargestellt. Die gestrichelten Linien zeigen die Richtungen der neutralen Teilchen an.

Kapitel 3

Ereignis- und Jetselektion

Dieses Kapitel beschreibt die Selektion multihadronischer Daten, sowie den verwendeten Jetalgorithmus. Ein Vergleich von simulierten 4-Jet Ereignissen und den DELPHI-Daten schließt sich an.

3.1 Selektion multihadronischer Ereignisse

Zur Überprüfung der Quantenchromodynamik in der e^+e^- -Annihilation werden multihadronische Ereignisse betrachtet. Die Daten, die mit dem DELPHI-Detektor genommen werden, enthalten neben den multihadronischen Ereignissen auch viele Ereignisse, die für diese Analyse nicht geeignet sind. Dies sind z.B. Ereignisse bei denen große Fehler in der Impulsmessung vorliegen (zu steife Spur) oder Ereignisse mit sehr wenig Spuren (z.B. $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$). Durch verschiedene Selektionskriterien können diese uninteressanten Ereignisse abgespalten werden und nur die, für die Analyse wichtigen Ereignisse betrachtet werden.

Hierzu wird eine Vorselektion durchgeführt. Die Ereignisse werden folgendermaßen klassifiziert:

- Ereignisse mit mehr als 5 Spuren
- Ereignisse mit wenigen Spuren
- Ereignisse im SAT (Bhabha)
- Spuren von kosmischer Strahlung

- Strahl-Wand oder Strahl-Gas Wechselwirkungen
- nicht klassifizierbare Ereignisse

Die Ereignisse mit mehr als 5 gesehenen Spuren werden der Multihadronselektion unterworfen. Diese Selektion ist in 2 Stufen unterteilt. Als erstes werden einzelne Spuren untersucht und danach das gesamte Ereignis.

Spurenselktion

Die Spuren in einem Ereignisse müssen zu einem Vertex zurückführbar sein. Trifft dies für eine Spur nicht zu, so wird sie verworfen. Dies ist vor allem bei einer Spur, die von einem kosmischen Teilchen kommt, der Fall. Die Spuren müssen außerdem alle in einem Winkelbereich liegen, der von der Spurkammer des Detektors (TPC) voll erfasst wird. Außerdem muß die Spur eine Mindestlänge aufweisen, um sie gut rekonstruieren zu können. In der vorliegenden Arbeit wurden folgende Kriterien verwendet:

- nur geladene Spuren
- Impuls muß ≤ 50 GeV/c sein
- Polarwinkel Θ der Spur zwischen 25° und 155°
- Abstand zum Vertex in der $r\phi$ -Ebene ≤ 5 cm
- Abstand zum Vertex in z-Richtung ≤ 10 cm
- Länge der Spur ≥ 50 cm

Ereignisselektion

Die Ereignisselektion verwendet die selektierten Spuren und gewährleistet, daß das Ereignis genügend Energie besitzt und voll in der TPC gesehen wird. Folgende Kriterien müssen erfüllt sein.

- mindestens fünf Spuren mit mehr als 0.2 GeV
- in jeder Hemisphäre (+z, -z) muß $\Sigma |p| \geq 3$ GeV/c sein
- sichtbare Energie $E_{vis} \geq 15$ GeV

- Impulsimbalance des Ereignisses $\Delta p \leq 20 \text{ GeV}/c$
- Sphericity-Achse $\geq 40^\circ$ und $\leq 140^\circ$

Von den im Jahre 1990 genommenen Daten mit dem DELPHI-Detektor erhält man nach diesen Selektionskriterien 69287 multihadronische Ereignisse. Der Untergrund von $\tau^+\tau^-$ Ereignissen reduziert sich dadurch auf ca. 0.25% und der sonstige Untergrund auf weniger als 0.1%.

3.1.1 Der Jetalgorithmus

Die Spuren in einem multihadronischen Ereignis sind nicht isotrop verteilt, sondern bestehen aus Bündeln von Hadronen (Jets). Diese Jets müssen mit einem Jetalgorithmus aber erst gefunden werden. Entscheidend für diese Analyse ist ein Algorithmus der für Jetrichtung und Partonrichtung eine gute Übereinstimmung liefert. Verwendet wurde daher LUCLUS [56] als Jetalgorithmus, der im JETSET Programm Paket [32] enthalten ist. Der andere vielverwendete Algorithmus YCLUS [57] ist nur geeignet für Analysen, die Wert legen auf eine genaue Beschreibung der Jetraten, nicht jedoch für eine gute Beschreibung der Jetform oder Triple-Gluon Vertex Studien oder für eine Suche nach neuen Teilchen. Welcher Jetalgorithmus verwendet werden soll hängt daher von der physikalischen Fragestellung ab. Untersuchungen zu diesen beiden Algorithmen (LUCLUS und YCLUS) wurden von A. Seitz [58] durchgeführt.

LUCLUS

Der LUCLUS Algorithmus benutzt als Auflösungskriterium einen Ausdruck aus Impuls (p_i, p_j) und Öffnungswinkel (Θ_{ij}) zweier Teilchen:

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

Für zwei eng benachbarte Teilchen entspricht d_{ij} einfach dem quadrierten Transversalimpuls p_T^2 der Teilchen bezüglich der Summe ihrer Impulse. Die zugrundeliegende Idee ist, einen Jet als ein Gebilde zu definieren, bestehend aus Teilchen, die einen bestimmten Transversalimpuls zur Jetachse nicht überschreiten (und nicht wie bei YCLUS eine möglichst kleine invariante Masse besitzen). In LUCLUS werden, ausgehend von typischerweise 8 Teilchen mit dem größten Impuls, die benachbarten Teilchen zu Cluster zusammengefasst deren $d < d_{init}$ wobei $d_{init} \ll d_{join}^2$ ist. Der

Wert von d_{init} hat keine physikalische Bedeutung, sondern dient nur dazu Precluster zu definieren. Nach dieser ersten Prozedur beginnt LUCLUS nun alle Teilchen neu zu den zuerst entstandenen Cluster zuzuordnen, indem es wiederum d_{ij} der Teilchen betrachtet, nun aber zur Clusterachse. Findet LUCLUS für das Teilchen einen 'näheren' Cluster, als den, dem es angehört, so wird das Teilchen dem anderen, näheren Cluster zugeordnet. Ein neuer Cluster entsteht. Diese Prozedur wird solange wiederholt bis ein stabiler Zustand erreicht wird. Die Jets sind dann mindestens den geforderten Wert d_{join} voneinander entfernt.

In den Abbildungen 3.1, 3.2 und 3.3 sind, in Theta- und Phi-Koordinaten die Spuren und die gefundenen Jetachsen für einige Ereignisse der DELPHI-Daten 1990 dargestellt.

3.1.2 Kriterien zur Jeterkennung

Zur Festlegung des d_{join} Wertes wurden Untersuchungen bezüglich des Untergrundes von 2- und 3-Parton Ereignissen zu den 4-Jet Ereignissen durchgeführt. Verwendet wurden hierfür 40995 simulierte multihadronische Ereignisse. Um zu verhindern, daß ein Jet nur aus einem geladenen Teilchen besteht, wird zusätzlich gefordert, daß mindestens 2 geladene Teilchen im Jet sein müssen.

Tabelle 3.1: Untergrund für verschiedene d_{join} Werte

| | $d_{join} = 2.8 \text{ GeV}$ | 2.9 GeV | 3.0 GeV | 3.1 GeV | 3.2 GeV |
|--------------|------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| 4-Jets | 2637 | 2364 | 2102 | 1876 | 1659 |
| < 4-Partonen | 78 | 52 | 40 | 34 | 25 |
| rel. Anteil | 3.0% | 2.2% | 1.9% | 1.8% | 1.5% |

Der für die Analyse günstigste d_{join} Wert ist 3.0 GeV. Für diesen Wert besitzt man noch ausreichend viele 4-Jet Ereignisse bei einem geringen Untergrund von 1.9%. Ein Wert mit 2.8 GeV enthält zuviel Untergrund, der Wert mit 3.2 GeV enthält 20 % weniger 4-Jet Ereignisse und ist für eine Analyse, die nur die im Jahr 1990 genommenen Ereignisse benutzt, nicht geeignet.

Die zur Verfügung stehenden Multihadronen, die mit dem DELPHI Detektor genommen wurden, reduzieren sich aufgrund der Bedingung, daß sich mehr als 2

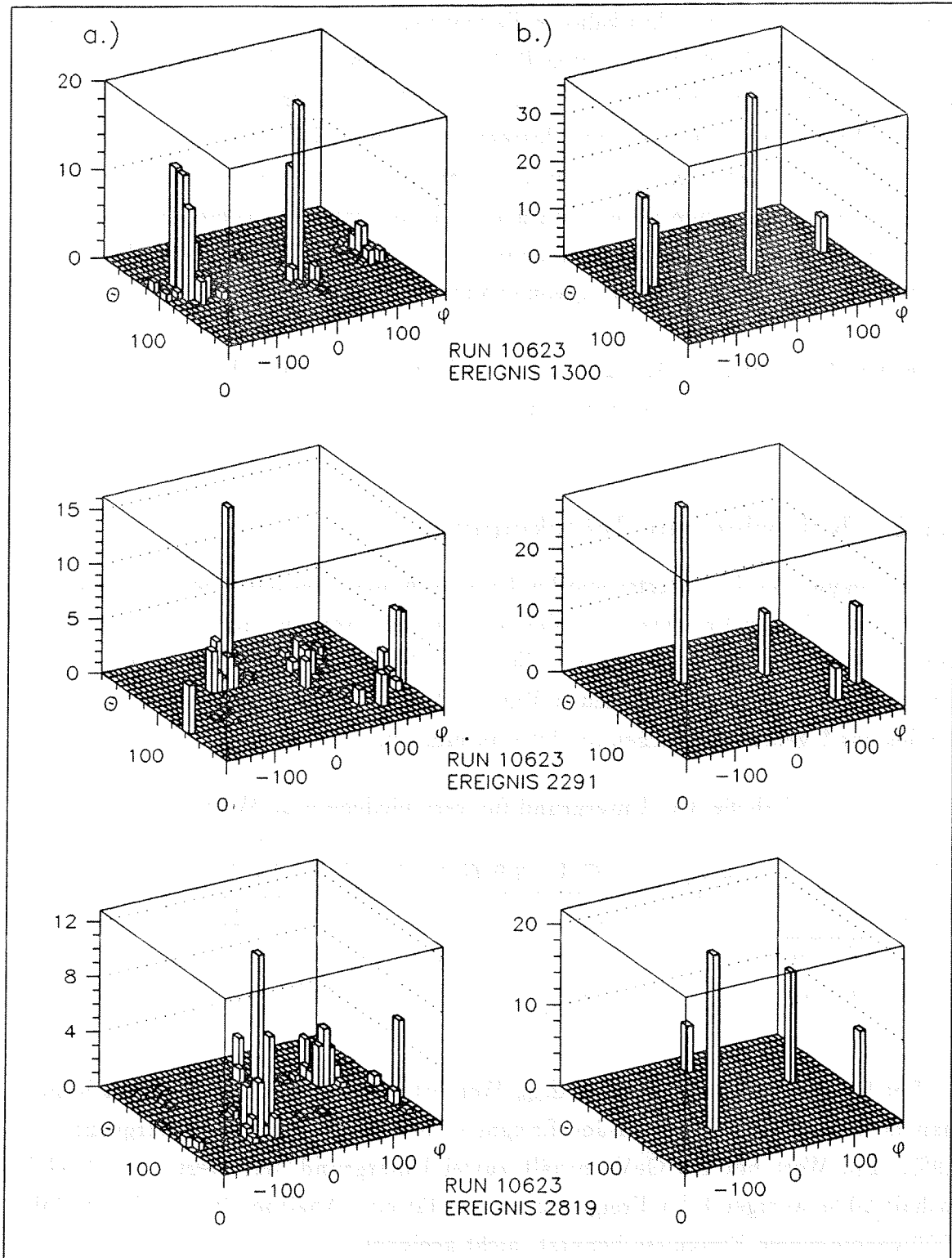


Abbildung 3.1: 4-Jet Ereignisse aus DELPHI-Daten 1990 (a.) und dazugehörige Jetachsen (b.)

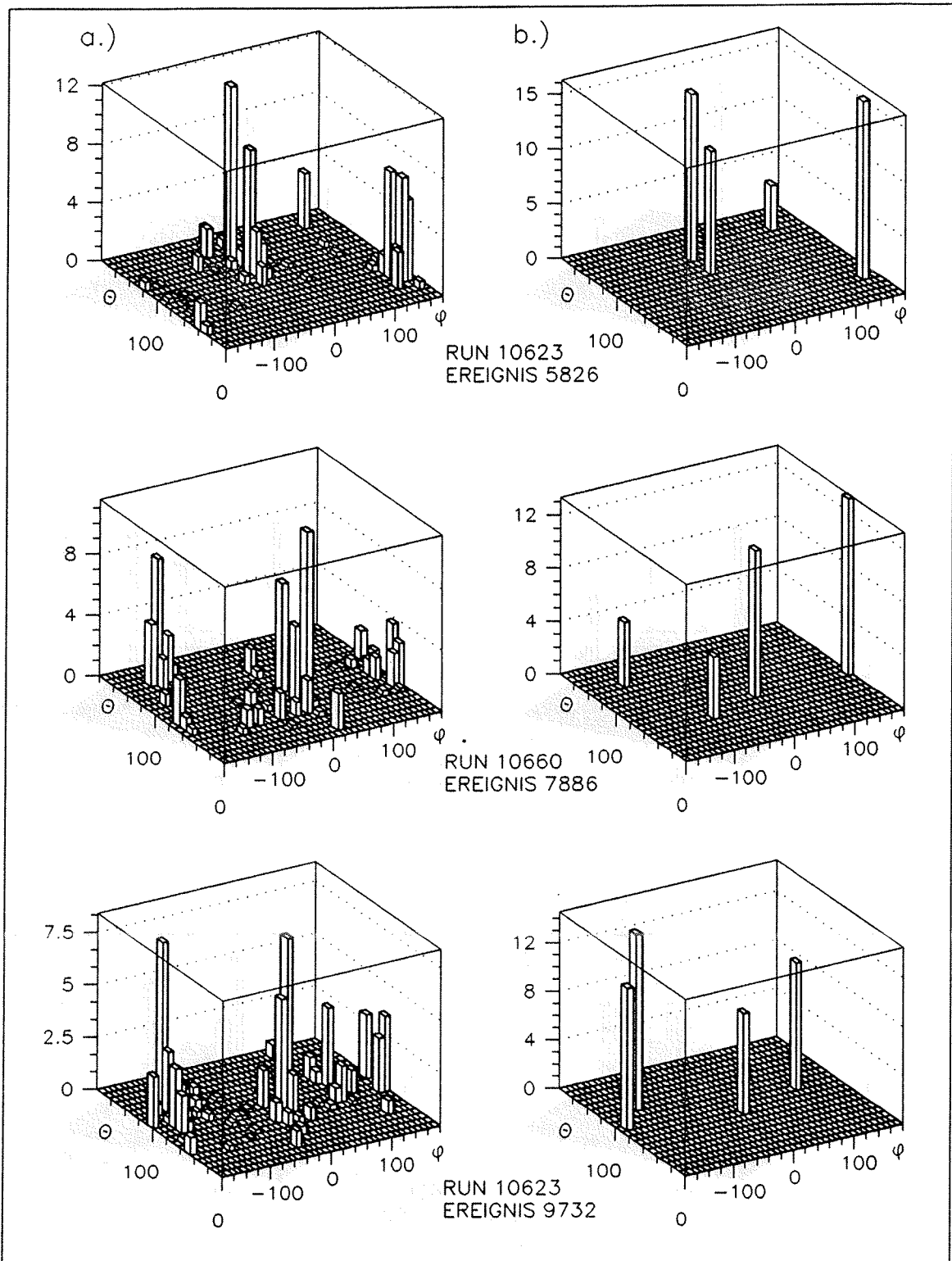


Abbildung 3.2: 4-Jet Ereignisse aus DELPHI-Daten 1990 (a.) und dazugehörige Jetachsen (b.)

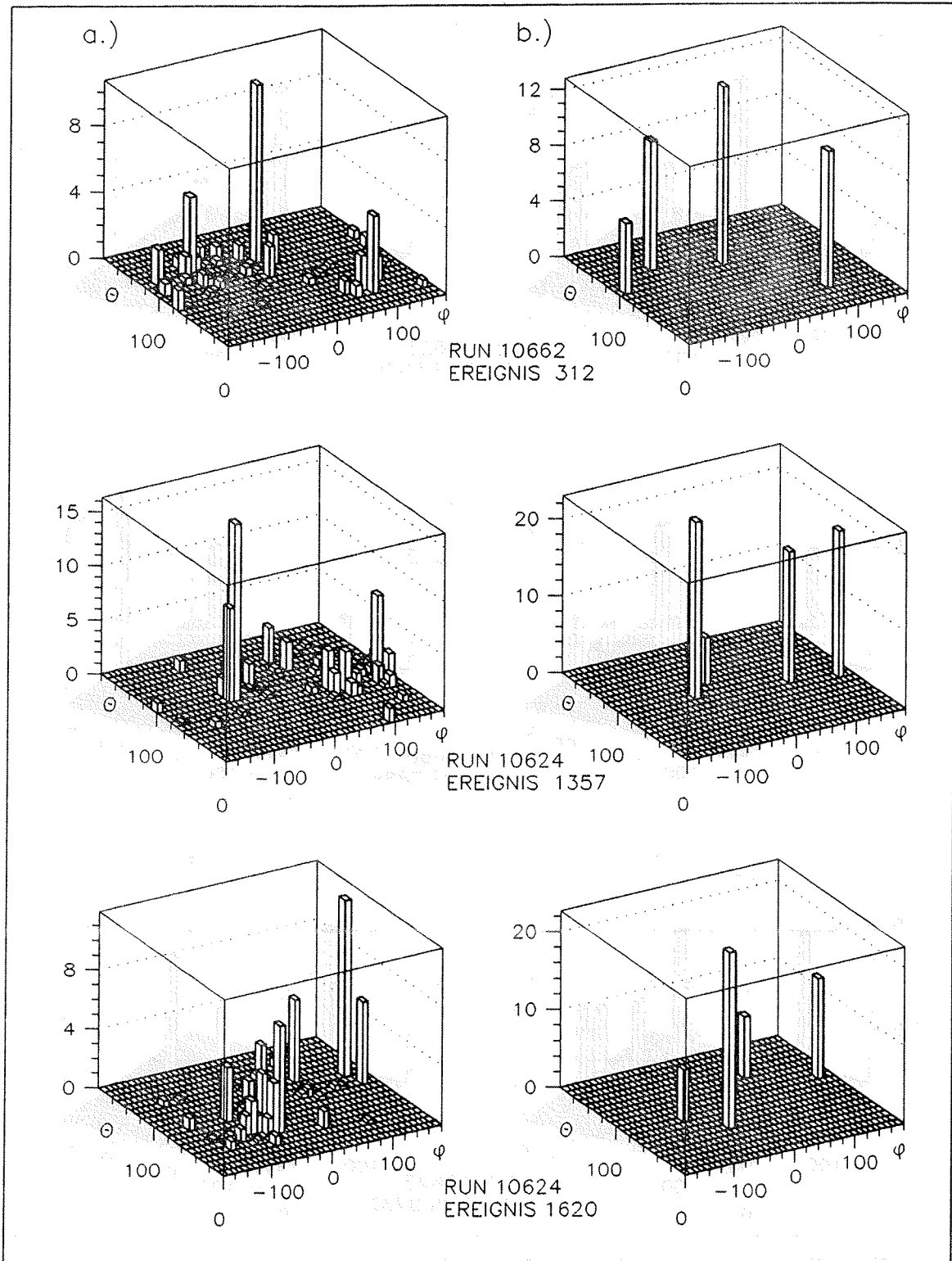


Abbildung 3.3: 4-Jet Ereignisse aus DELPHI-Daten 1990 (a.) und dazugehörige Jetachsen (b.)

geladene Teilchen in einem Jet befinden sollen, von 69287 auf 68862 Ereignisse. Aus diesen Ereignissen werden 4280 (6.2%) 4-Jet Ereignisse mit Hilfe von LUCLUS mit $d_{join} = 3.0$ GeV selektiert und für die Analyse des Triple-Gluon Vertex verwendet. 58 Ereignisse sind 4-Jets mit nur einem geladenen Teilchen in einem Jet. Diese werden nicht berücksichtigt.

3.2 Vergleich von Jet- und Ereignisgrößen

Ein Vergleich der simulierten und experimentellen 4-Jets ist vor Beginn der eigentlichen Analyse unbedingt erforderlich um zu überprüfen, ob das verwendete Monte Carlo auch in Übereinstimmung mit den Daten ist. Dieser Vergleich beruht auf ca. 12947 simulierten und mit LUCLUS ($d_{join} = 3.0$ GeV) erkannten 4-Jet Ereignissen und den 4280 4-Jet Ereignissen in den Daten des DELPHI-Detektors. Folgende Größen wurden untersucht:

- sichtbare Energie
- Thrust, Sphericity, Aplanarity, Oblateness
- Impuls pro Jet
- Longitudinal- (p_L) und Transveralimpuls (p_T) zur Jetachse
- p_{in} und p_{out} bezüglich der Ereignisebene (aus 2 Hauptachsen des Sphericity-Tensor)
- Teilchenmultiplizität pro Jet

In Tabelle 3.2 sind die Verteilungen und deren Mittelwerte dargestellt. Die experimentellen Daten und die verwendete Simulation stimmen gut in diesen Verteilungen überein. Im Fall von Ereignisgrößen hat man eine ca. 5% Übereinstimmung in den Mittelwerten, im Fall von Jetgrößen eine ca. 3% Übereinstimmung im Mittelwert.

In den Abbildungen 3.4, 3.5 und 3.6 sind die Energie-, Impulsverteilungen und Ereignisgrößen der DELPHI-Daten 1990 und der verwendeten 4-Jet Detektorsimulation dargestellt.

Tabelle 3.2: Mittelwerte einiger Ereignisgrößen

| | <i>DELPHI-Daten 1990</i> | <i>DELPHI-Monte-Carlo</i> |
|-------------------|--------------------------|---------------------------|
| Impuls #1 | 21.62 ± 0.10 GeV | 21.22 ± 0.05 GeV |
| Impuls #2 | 15.14 ± 0.07 GeV | 14.70 ± 0.04 GeV |
| Impuls #3 | 9.63 ± 0.05 GeV | 9.57 ± 0.03 GeV |
| Impuls #4 | 6.09 ± 0.04 GeV | 6.09 ± 0.02 GeV |
| Multiplizität #1 | 8.53 ± 0.05 | 8.52 ± 0.025 |
| Multiplizität #2 | 7.84 ± 0.05 | 7.75 ± 0.02 |
| Multiplizität #3 | 6.82 ± 0.04 | 6.83 ± 0.02 |
| Multiplizität #4 | 5.82 ± 0.04 | 5.81 ± 0.02 |
| p_L #1 | 2.62 ± 0.02 GeV | 2.62 ± 0.01 GeV |
| p_T #1 | 0.382 ± 0.002 GeV | 0.397 ± 0.001 GeV |
| p_L #2 | 2.06 ± 0.01 GeV | 2.03 ± 0.01 GeV |
| p_T #2 | 0.372 ± 0.002 GeV | 0.378 ± 0.001 GeV |
| p_L #3 | 1.52 ± 0.01 GeV | 1.511 ± 0.005 GeV |
| p_T #3 | 0.364 ± 0.002 GeV | 0.383 ± 0.001 GeV |
| p_L #4 | 1.15 ± 0.01 GeV | 1.155 ± 0.004 GeV |
| p_T #4 | 0.348 ± 0.002 GeV | 0.369 ± 0.001 GeV |
| p_{in} | 0.5530 ± 0.0017 GeV | 0.7391 ± 0.0012 GeV |
| p_{out} | 0.3114 ± 0.0009 GeV | 0.3702 ± 0.0006 GeV |
| Energie (geladen) | 54.8 ± 0.2 GeV | 54.0 ± 0.10 GeV |
| Thrust | 0.8308 ± 0.0012 | 0.8248 ± 0.0006 |
| Sphärizität | 0.2586 ± 0.0023 | 0.2669 ± 0.0015 |
| Oblateness | 0.1771 ± 0.0017 | 0.1852 ± 0.0010 |
| Aplanarity | 0.047 ± 0.006 | 0.045 ± 0.003 |

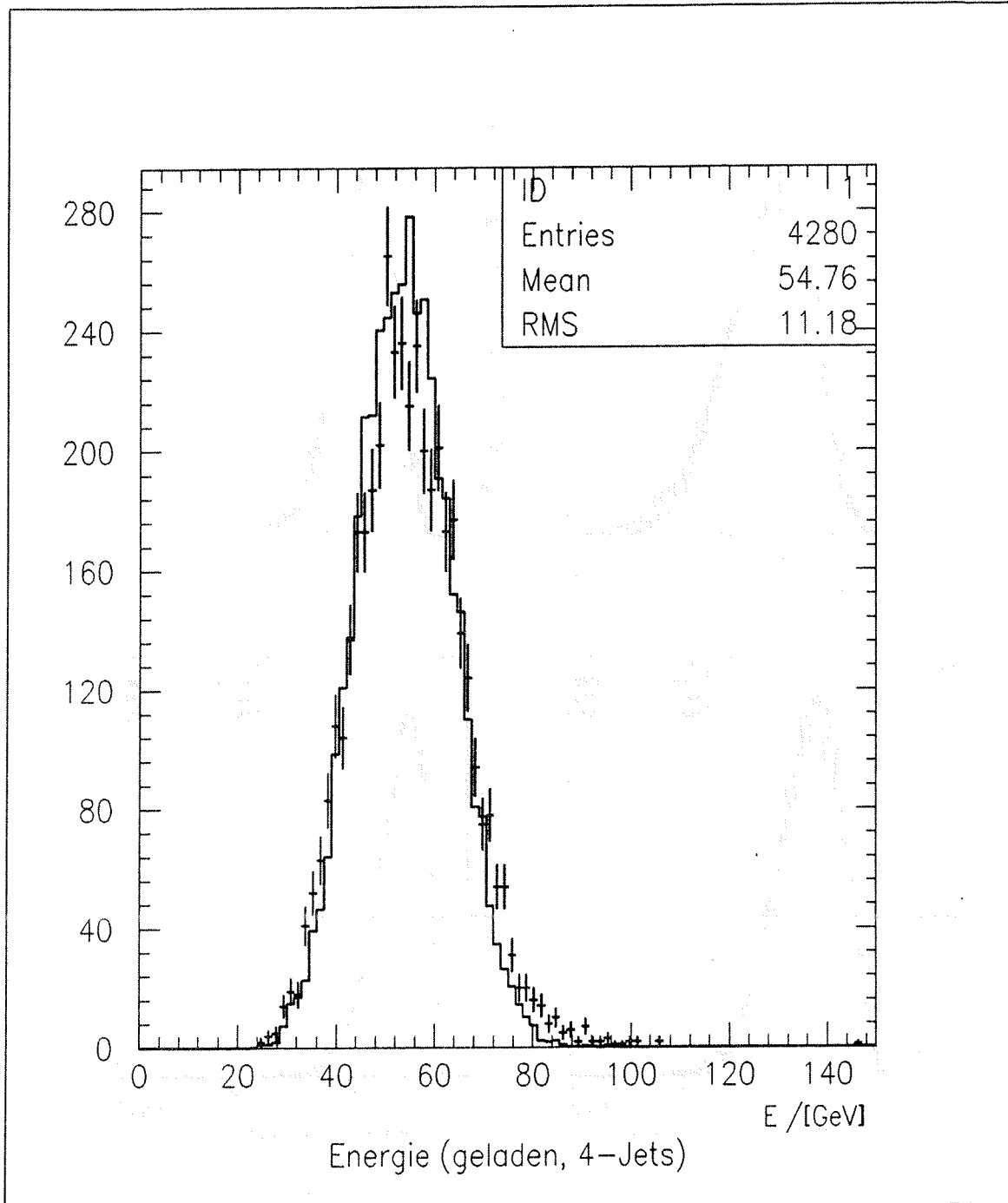


Abbildung 3.4: Energieverteilung Daten (+) und Monte-Carlo (-)

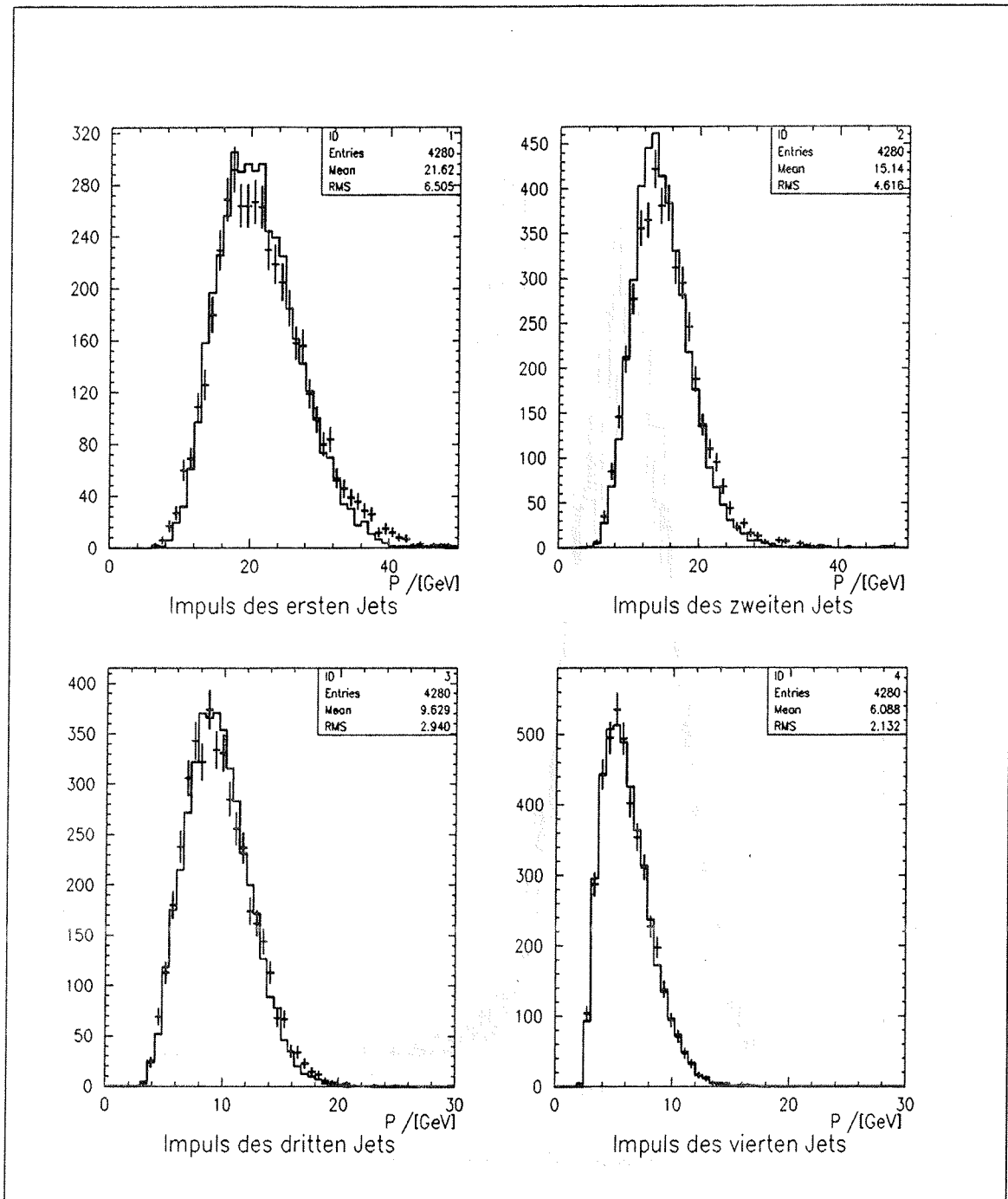


Abbildung 3.5: Impulsverteilungen Daten (+) und Monte-Carlo (-)

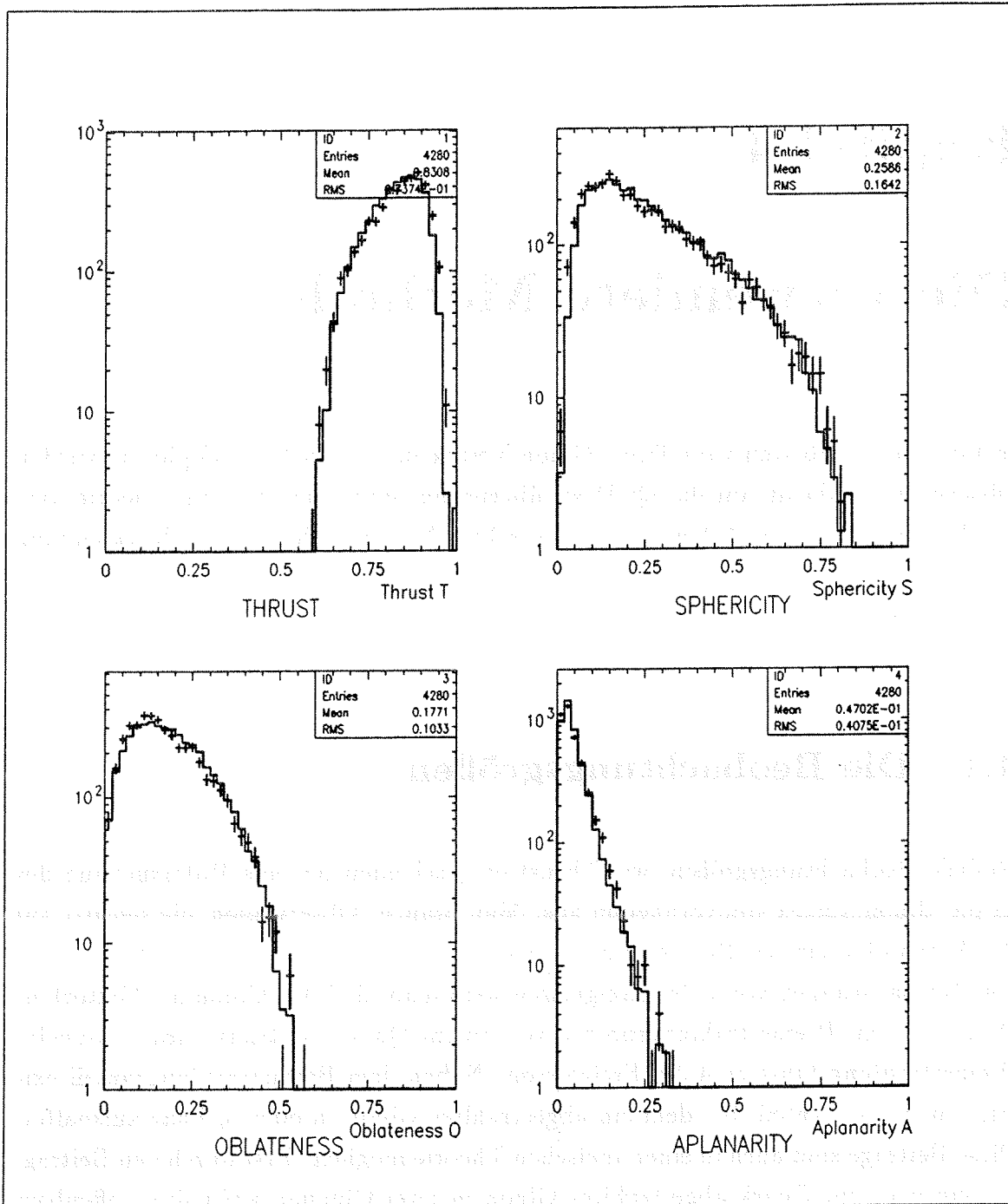


Abbildung 3.6: Ereignisgrößen der Daten (+) und Monte-Carlo (-)

Kapitel 4

Die verwendete Methode

In bisherigen Arbeiten zum Triple-Gluon Vertex in der Hochenergiephysik wurden Observablen erdacht um die QCD zu überprüfen und eine abelsche Theorie auszuschließen. In dieser Arbeit wird ein direkter Nachweis der Gluonselfkopplung vorgestellt.

4.1 Die Beobachtungsgrößen

Globale Beobachtungsgrößen, wie Thrust etc., scheiden für eine Untersuchung des Triple-Gluon Vertex von vornherein aus. Man braucht Observablen, die sensitiv auf das Vorhandensein des Prozesses $g \rightarrow gg$ sind.

Aus Beobachtungen von 3-Jet Ereignissen weiß man, daß das Gluon als Vektorteilchen in einem Bremsstrahlungsprozeß von einem Quark emittiert wird. Doppelte Bremsstrahlung führt zu 4-Jet Ereignissen. Neben dem Bremsstrahlungsanteil existiert noch der Anteil, bei dem ein abgestrahltes Gluon in eine $q\bar{q}$ Paar aufspaltet. Diese Beiträge sind auch in einer abelschen Theorie möglich. Erst durch den Beitrag, in dem ein vom Quark abgestrahltes Gluon in zwei Gluonen aufspaltet, offenbart sich der nicht-abelsche Charakter der Quantenchromodynamik. Die Frage, die auf der Suche einer geeigneten Observablen auftaucht, ist also: Wie kann der Anteil mit $g \rightarrow gg$ von den anderen Beiträgen unterschieden werden?

Der Nachtmann-Reiter-Winkel

Da Gluonen Vektorteilchen sind liegt es nahe durch das Aufspalten des Gluons in einerseits Spin 1 Teilchen (Gluonen) und andererseits in Spin 1/2 Teilchen (Quarks) einen Unterschied in dem Winkel zum ursprünglichen Quarkpaar zu finden. Auf diesem Helizitätsargument basieren auch der Bengtsson-Zerwas Winkel [13] und der KSW-Winkel [11].

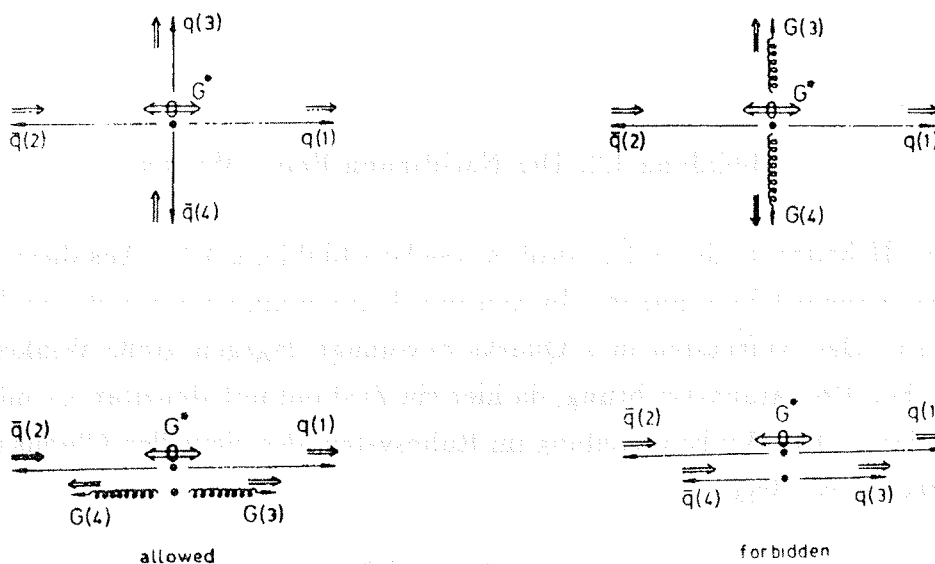


Abbildung 4.1: erlaubte und unerlaubte Richtungen der Gluonen und Sekundärquarks bezüglich der Primärquarkrichtung

Nachtmann und Reiter konnten zeigen, daß ein mit kleiner invarianter Masse zu einem $q\bar{q}$ Paar abgestrahltes virtuelles Gluon vorwiegend longitudinal zur $q\bar{q}$ Richtung polarisiert ist [12]. In der Näherung, daß die Energie des energiereichsten Gluons E_3 sehr viel kleiner ist als die Energie des Quarks E_1 , befindet sich das virtuelle Gluon in einem Zustand mit Helizität Null bezüglich der Primärquarkrichtung und in einem Helizität ± 1 Zustand senkrecht dazu. Das Aufspalten in 2 Gluonen senkrecht zur Primärquarkrichtung ist verboten, da für die beiden Vektorteilchen nur ein Zu-

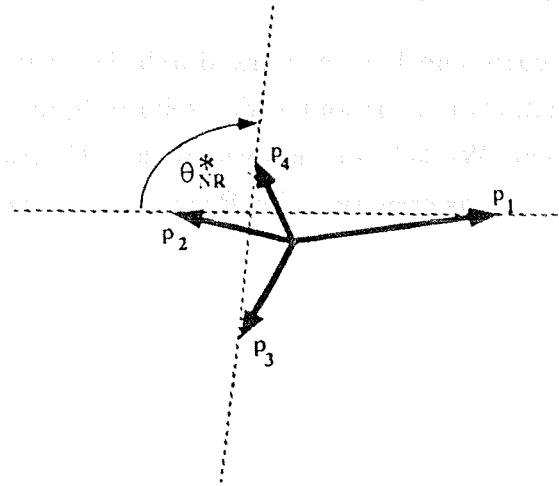


Abbildung 4.2: Der Nachtmann-Reiter Winkel

stand mit Helizität 0 oder ± 2 erlaubt ist (siehe Abbildung 4.1). Aus diesem Grund kann das virtuelle Gluon nur in Gluonen mit dem Gesamtspin 0 in der $q\bar{q}$ Richtung aufspalten. Das Aufspalten in 2 Quarks bevorzugt dagegen große Winkel zur ursprünglichen Primärquarkrichtung, da hier ein Zustand mit Helizität ± 1 möglich ist (γ_5 Invarianz). Die Winkelverteilung im Ruhesystem des virtuellen Gluons ist linear in $\cos^2 \Theta_{NR} = \cos^2 \Theta_{13}$.

$$\begin{aligned} q\bar{q}q\bar{q} &\sim 1 - \cos^2 \Theta_{NR} \\ q\bar{q}gg &\sim \cos^2 \Theta_{NR} \end{aligned}$$

Die Forderung des Zustandes mit Helizität Null des virtuellen Gluons erfordert harte Schnitte für ein Ereignis. Die beiden Primärquarks müssen nahezu 'back-to-back' sein, $E_3 \ll E_1$ und $E_3 \leq \frac{1}{3} E_1$. Diese harten Schnitte würden die zur Verfügung stehende Datenmenge drastisch reduzieren. Von Rudolph wurde daher der **verallgemeinerte Nachtmann-Reiter Winkel** Θ_{NR}^* eingeführt [62]. Der verallgemeinerte Nachtmann-Reiter Winkel ist der Winkel zwischen der vektoriellen Differenz der Impulse der beiden hochenergetischsten und der beiden niederenergetischsten Jets. Hierbei liegt die Annahme zugrunde, daß die beiden hochenergetischsten Jets hauptsächlich von den Primärquarks resultieren. Bei diesem verallgemeinerten Nachtmann-Reiter Winkel sind keine zusätzlichen Schnitte erforderlich, wie bei

dem Bengtsson-Zerwas Winkel, KSW-Winkel oder dem ursprünglichen Nachtmann-Reiter Winkel. Deshalb ist er für eine experimentelle Untersuchung prädestiniert.

Der Öffnungswinkel α_{34}

Mit dem verallgemeinerten Nachtmann-Reiter Winkel ist eine Unterscheidung des $g \rightarrow gg$ Anteils von dem $g \rightarrow q\bar{q}$ Anteil möglich. Es wird noch eine weitere Observable benötigt, um den Gluonselbstkopplungsanteil von dem Bremsstrahlungsanteil zu unterscheiden. Nur dann ist eine direkte Messung des Triple-Gluon Vertex möglich. Die Sekundärpartonen vom Aufspalten des Gluons bevorzugen meist kleine Öffnungswinkel, während die Bremsstrahlungsgluonen eher große Winkel zueinander bevorzugen. Der Öffnungswinkel zwischen den Sekundärpartonen unterscheidet den Bremsstrahlungsanteil von dem Gluonselbstkopplungsanteil (siehe Abbildung 4.3). Im Experiment können nur Jets beobachtet werden. Der Öffnungswinkel $\cos\alpha_{34}$ ist daher der Winkel zwischen den beiden niederenergetischen Jets.

Diskussion der beiden Observablen

Aus Abbildung 4.3, die die Verteilungen der Observablen für die Klassen AB, C und DE zeigt, ist zu erkennen, daß der Nachtmann-Reiter Winkel den $q\bar{q}gg$ -Anteil vom $q\bar{q}q\bar{q}$ -Anteil trennen kann. Jedoch kann die Klasse C, die die Gluonselbstkopplung enthält, nicht mit dem Nachtmann-Reiter Winkel von der Klasse AB unterschieden werden. Hierzu eignet sich der Öffnungswinkel $\cos\alpha_{34}$ zwischen den beiden niederenergetischen Jets.

Mit diesen beiden Observablen ist eine Möglichkeit gegeben den Triple-Gluon Vertex in der e^+e^- -Annihilation zu überprüfen.

Sowohl der Nachtmann-Reiter Winkel wie der Öffnungswinkel beziehen sich auf eine richtige Energieordnung der Partonen und Jets. Ein Primärparton kann jedoch als drittnenergetisches Parton erscheinen (infolge harter Gluonabstrahlung). Damit ist eine eindeutige Unterscheidung von Primärpartonen und Sekundärpartonen nicht gegeben. Aufgrund der Fragmentation der Partonen wird eine Identifizierung von Primärjets und Sekundärjets noch schwieriger. Parton 3 kann durchaus als Jet 2 oder Jet 4 identifiziert werden. Die Unterscheidung von Primär-Partonen (Jets) zu Sekundär-Partonen (Jets) mit der Energieordnung ist in 50% der Fälle, bei der die beiden niederenergetischen Jets Gluonjets sind, richtig.

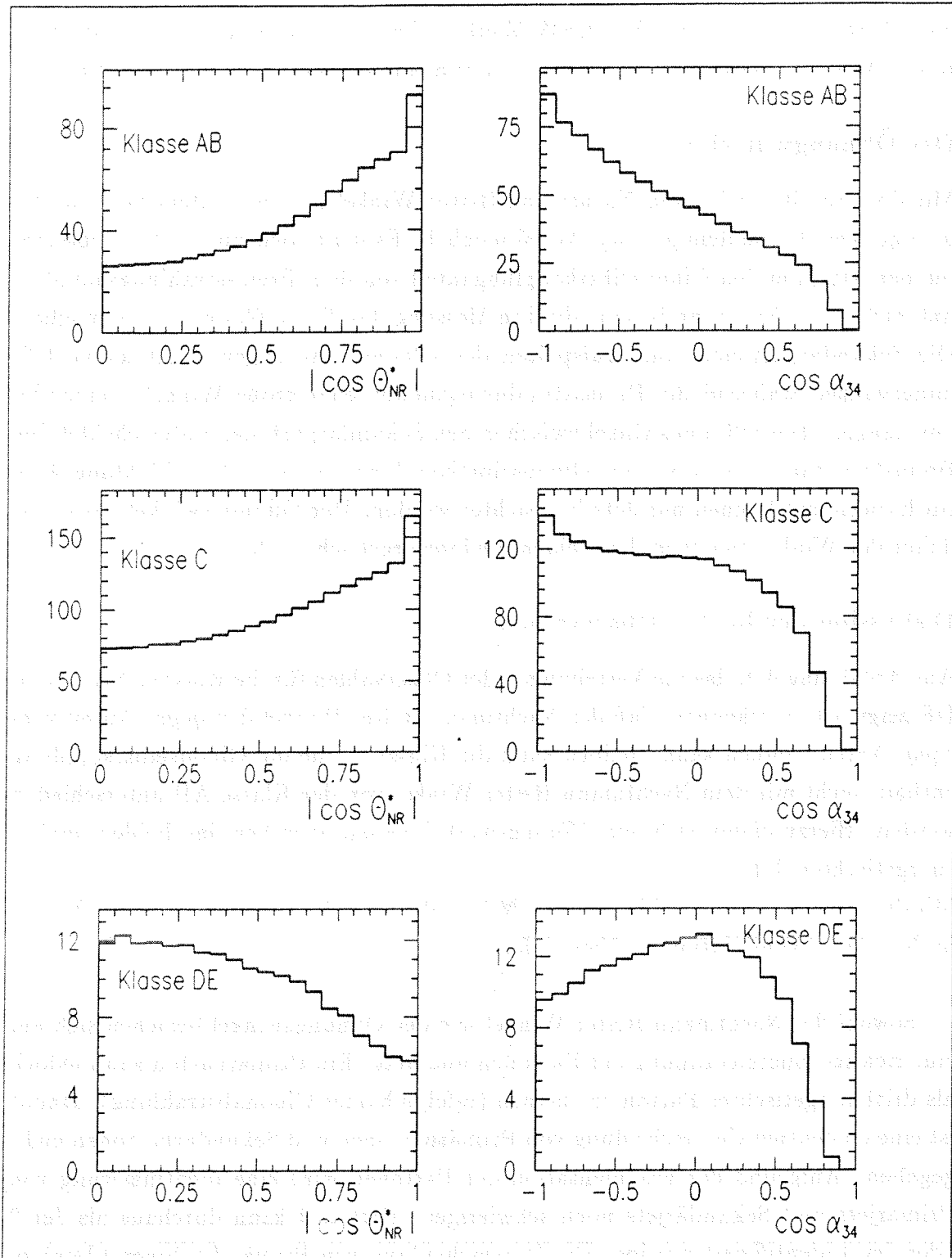


Abbildung 4.3: Die Klassen mit Ereignissen des Generators JETSET 7.2

Ein besseres Verfahren als das der Energieordnung wäre die Primärquarkjets, oder nur einen, über einen semileptonischen Zerfall ausfindig zu machen. Dadurch hat man für die Analyse eine Ereignismenge die sehr viel näher an den Partonverteilungen ist, da die Sekundärjets weniger oft mit den Primärpartonen verwechselt werden [18]. Mit neuronalen Netzwerken läßt sich eine Wahrscheinlichkeit von 60% für den dritten Jet und 72% für den vierten Jet, als Gluonjet, erreichen [19].

Aus Abbildung 4.3 erkennt man den von der Theorie vorhergesagten Verlauf für die beiden Observablen entsprechend den Klassen AB, C und DE. Für den Nachtmann-Reiter Winkel Θ_{NR}^* erhält man eine Anhäufung für kleine Winkel bei den Klassen AB und C, während für die Klasse DE große Winkel bevorzugt werden. Der Schnitt im Öffnungswinkel α_{34} für kleine Winkel ist durch die Auflösung des Jetalgorithmus bestimmt.

Tabelle 4.1: Mittelwerte der Klassen

| | <i>AB</i> | <i>C</i> | <i>DE</i> |
|---------------------------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| $\langle \cos\Theta_{NR}^* \rangle$ | 0.611 ± 0.010 | 0.567 ± 0.007 | 0.441 ± 0.02 |
| $\langle \cos\alpha_{34} \rangle$ | -0.287 ± 0.017 | -0.184 ± 0.011 | -0.133 ± 0.034 |

In Tabelle 4.1 sind die Mittelwerte der Verteilungen für für die Klassen AB, C und DE aufgeführt.

4.2 Statistik und Auflösung

Die 4-Jet Ereignisse werden gemäß ihrer $|\cos\Theta_{NR}^*|$ und $\cos\alpha_{34}$ Werte in ein zweidimensionales Histogramm eingeordnet. Hierbei muß man jedoch beachten, daß man die Bingeröße nicht größer macht, als die Auflösung des Detektors und des Jetalgorithmus bezüglich der Winkel ist. Ein Vergleich des Generators mit der Detektorsimulation ist unbedingt erforderlich.

Verwendet werden für die Analyse nur geladene Teilchen. Daher werden nur die drei Detektorkomponenten Innerdetektor (ID), Time-Projection Chamber (TPC)

und Outerdetektor (OD) benutzt.

Für Generatorereignisse werden die gleiche Schnitte angewandt wie für die Ereignisse, die die Detektorsimulation durchlaufen haben. Hiermit wird eine gute Übereinstimmung zwischen Generator und Detektorsimulation erwartet.

Die Observablen $|\cos\Theta_{NR}^*|$ und $\cos\alpha_{34}$, die sich aus den Generatorereignissen und den Detektor Monte-Carlo Ereignissen ergeben, werden mit den Werten der Observablen für die Partonereignisse verglichen. Folgende Differenz wird untersucht:

$$\begin{aligned}\Delta|\cos\Theta_{NR}^*|_{Generator} &= |\cos\Theta_{NR}^*|_{Parton} - |\cos\Theta_{NR}^*|_{Generator} \\ \Delta\cos\alpha_{34,Generator} &= \cos\alpha_{34,Parton} - \cos\alpha_{34,Generator} \\ \Delta|\cos\Theta_{NR}^*|_{Detektor} &= |\cos\Theta_{NR}^*|_{Parton} - |\cos\Theta_{NR}^*|_{Detektor} \\ \Delta\cos\alpha_{34,Detektor} &= \cos\alpha_{34,Parton} - \cos\alpha_{34,Detektor}\end{aligned}$$

Der Vergleich der Breite der Verteilung, die durch den rms-Wert bestimmt wird, zeigt eine exzellente Übereinstimmung von Generatorereignissen und Detektorereignissen (siehe Tabelle 4.2 und Abbildung 4.4). Die in Abbildung 4.4 dargestellten Verteilungen beinhalten den Einfluß der Fragmentation und des Jetalgorithmus auf die Observablen (Generatorereignisse) und den Einfluß der Akzeptanz und der Auflösung des Detektors (Detektor Monte-Carlo Ereignisse).

Tabelle 4.2: Vergleich Generator mit Detektorsimulation

| | $\Delta \cos\Theta_{NR}^* $ | $\Delta\cos\alpha_{34}$ |
|---------------------------|-----------------------------|-------------------------|
| Generator | | |
| rms-Wert | 0.2910 | 0.5461 |
| Mittelwert | -0.050 ± 0.001 | 0.003 ± 0.002 |
| Detektorsimulation | | |
| rms-Wert | 0.2950 | 0.5434 |
| Mittelwert | -0.035 ± 0.003 | 0.023 ± 0.006 |

Aufgrund der erhaltenen rms-Werte sollte man die Bingröße der Verteilungen für die Analyse nicht größer wählen als den entsprechenden rms-Wert. Als minimales

Tabelle 4.3: Verwendete Statistik

| | <i>AB</i> | <i>C</i> | <i>DE</i> |
|------|-----------|-----------|-----------|
| QCD | 534 383 | 1 181 506 | 119 446 |
| Abel | 932 717 | 0 | 631 004 |

Binning ist daher ein 5x5 Binning anzusehen, das eine Binsgröße von 0.2 in $|\cos\Theta_{NR}^*|$ und von 0.4 in $\cos\alpha_{34}$ liefert.

Die Mittelwerte der Verteilungen in Abbildung 4.4 sind nahe bei Null, auch haben die Verteilungen ihren maximalen Wert bei Null und nahezu den gleichen rms-Wert. Statistisch gesehen werden die Observablen durch die Fragmentation, Jetalgorithmus und Detektoreinfluß nicht maßgebend verfälscht. Das Anwenden der gleichen Schnitte, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, für Generatorereignisse und Ereignisse, die mit dem DELPHI-Detektor aufgenommen wurden, ist gerechtfertigt.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist, ob der Detektor eine der Klassen AB, C oder DE bevorzugt. In anderen Worten: sind die Klassen, die man mit Hilfe des Generators JETSET 7.2 und des DELPHI-Detektors erhält, unterschiedlich? Falls das nicht der Fall ist, kann man die experimentellen DELPHI-Daten global auf die Generatorverteilungen korrigieren und eine Entfaltung muß nicht vorgenommen werden. Mit dem Detektor-Monte-Carlo können nicht genügend viele Ereignisse simuliert werden um eine biasfreie Analyse durchzuführen [20]. Damit ist eine Korrektur der experimentellen Daten auf die Generatorverteilungen unbedingt erforderlich.

Studien zur Höhe der benötigten Statistik, wurden von A. Seitz [58] durchgeführt. Die benötigte Statistik ist natürlich auch von dem gewählten Binning abhängig. Für ein 20 x 20 Binning der $|\cos\theta_{NR}^*|$, $\cos\alpha_{34}$ -Verteilung wurde eine Statistik für die QCD von 1 835 335 erkannten, entsprechend 12 000 000 erzeugten, ($d_{join} = 3.0$ GeV) 4-Jet Ereignissen verwendet und für das abelsche Modell 1 563 721 erkannten 4-Jet Ereignisse. Auf diese hohe Statistik wird noch in Abschnitt 5.1 genauer eingegangen.

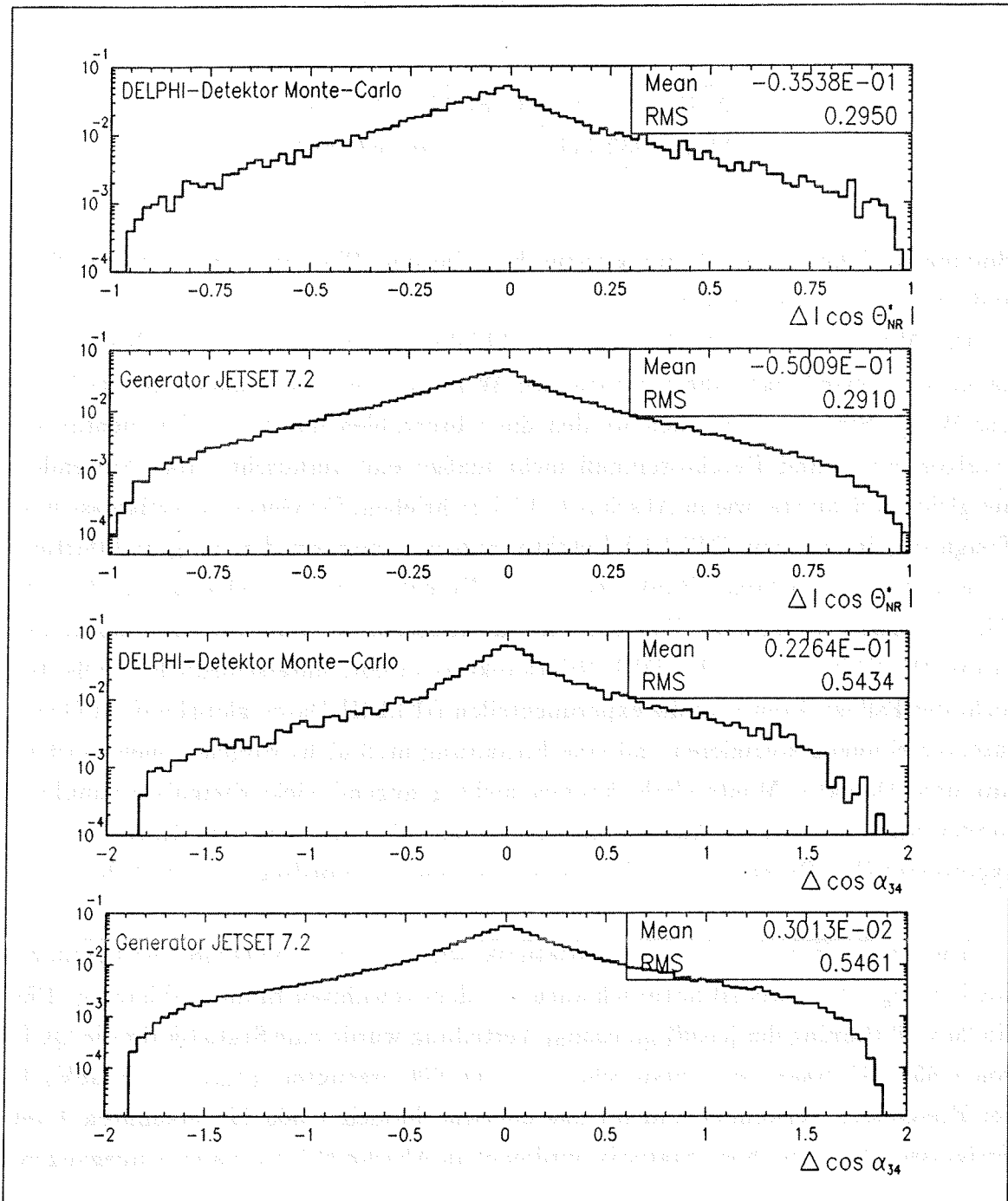


Abbildung 4.4: Vergleich des DELPHI-Detektor Monte-Carlo mit dem Generator JETSET 7.2

4.3 Das Berechnen der Einzelklassen

Die beiden Beobachtungsgrößen Θ_{NR}^* und α_{34} werden dazu benutzt die Casimir Operatoren, die im 4-Parton Wirkungsquerschnitt auftauchen, zu bestimmen, indem man den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt 4.1 anpaßt.

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{Ajet}}{d\cos\Theta_{NR}^*d\cos\alpha_{34}} &\propto C_F (C_F A(\Theta_{NR}^*, \alpha_{34}) + (C_F - \frac{1}{2}N_c)B(\Theta_{NR}^*, \alpha_{34}) \\ &+ N_c C(\Theta_{NR}^*, \alpha_{34}) + T_R D(\Theta_{NR}^*, \alpha_{34}) \\ &+ (C_F - \frac{1}{2}N_c)E(\Theta_{NR}^*, \alpha_{34})) \end{aligned} \quad (4.1)$$

Allerdings gehen in diesen Wirkungsquerschnitt die Verteilungen der Einzelklassen ein. Die Beiträge der Klasse B und E sind jedoch für manche kinematischen Konfigurationen negativ, so daß sie mit Hilfe des JETSET 7.2 Generators nicht einzeln erzeugt werden können. Die Lösung des Problems besteht in folgender Verfahrensweise:

Die Casimir Operatoren N_c , C_F und T_R sind unterschiedlich in verschiedenen Modellen (QCD oder dem abelschen Modell). Durch Erzeugen eines QCD Datensatzes und eines Abelschen Datensatzes (siehe Abbildung 4.5) kann man sich im Fall von AB und DE die Einzelklassen ausrechnen.

$$\begin{aligned} AB_{QCD} &= C_F^{QCD} A(\Theta_{NR}^*, \alpha_{34}) + (C_F^{QCD} - \frac{1}{2}N_c^{QCD})B(\Theta_{NR}^*, \alpha_{34}) \\ AB_{ABEL} &= (C_F^{ABEL} A(\Theta_{NR}^*, \alpha_{34}) + (C_F^{ABEL} - \frac{1}{2}N_c^{ABEL})B(\Theta_{NR}^*, \alpha_{34})) * N_{skal} \end{aligned}$$

Aus diesem Gleichungssystem ergeben sich nun die beiden unbekanntenen Verteilungen A und B. Denn die Form der Einzelverteilung ist nicht vom Modell abhängig. Die Gesamtverteilung natürlich schon, da aufgrund der unterschiedlichen Gruppen Gewichte eine andere Zusammensetzung resultiert.

$$\begin{aligned} A(\Theta_{NR}^*, \alpha_{34}) &= \frac{AB_{QCD}(C_F^{ABEL} - \frac{1}{2}N_c^{ABEL}) - AB_{ABEL}(C_F^{QCD} - \frac{1}{2}N_c^{QCD})}{C_F^{QCD}(C_F^{ABEL} - \frac{1}{2}N_c^{ABEL}) - C_F^{ABEL}(C_F^{QCD} - \frac{1}{2}N_c^{QCD})} \\ B(\Theta_{NR}^*, \alpha_{34}) &= \frac{AB_{QCD}C_F^{ABEL} - AB_{ABEL}C_F^{QCD}}{C_F^{ABEL}(C_F^{QCD} - \frac{1}{2}N_c^{QCD}) - C_F^{QCD}(C_F^{ABEL} - \frac{1}{2}N_c^{ABEL})} \end{aligned}$$

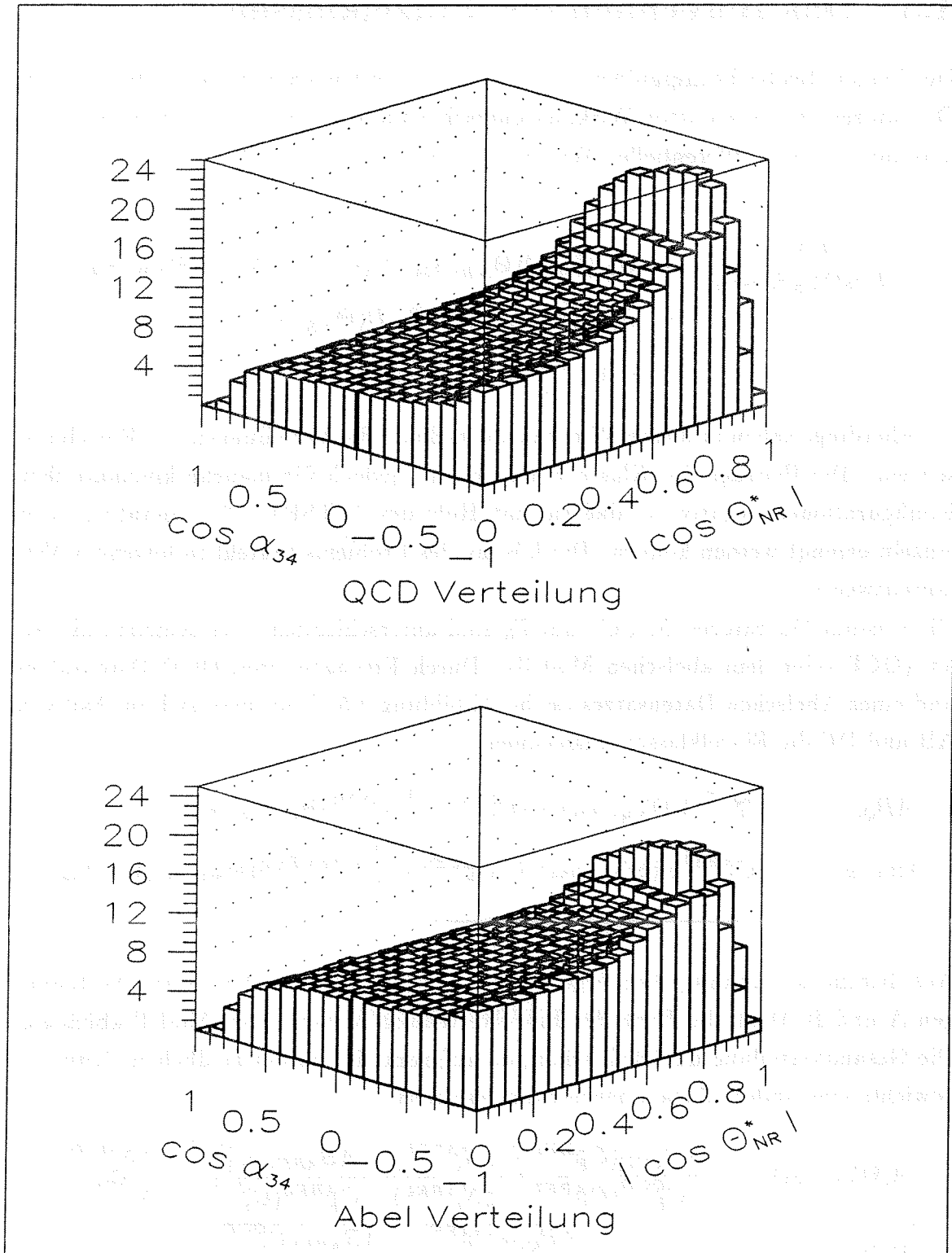


Abbildung 4.5: Die QCD- und Abel Verteilung

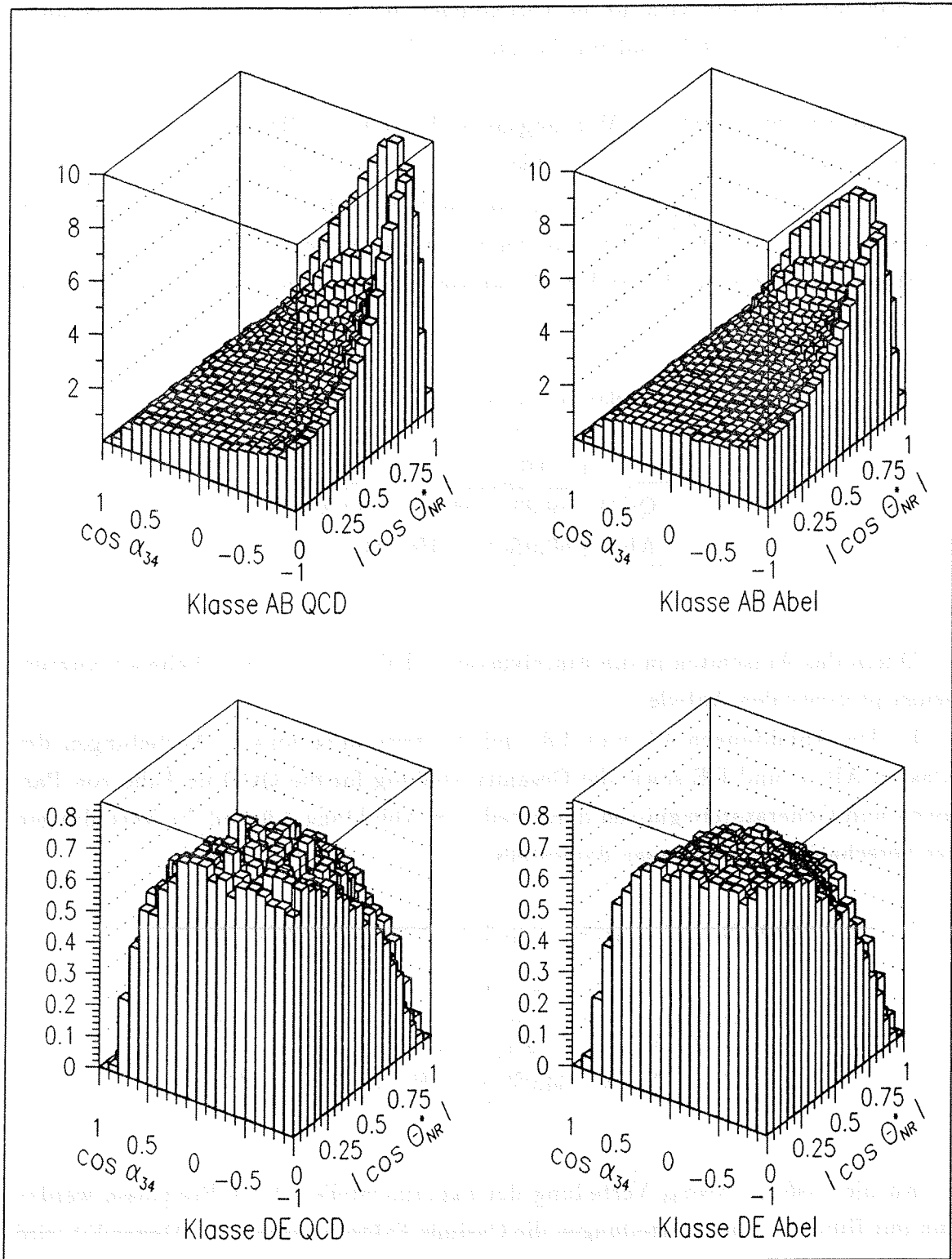


Abbildung 4.6: Die QCD- und Abel Verteilung der Klassen AB und DE

Das analoge Verfahren wird für die Verteilungen der Klassen D und E durchgeführt. Die Klassen AB und DE sind für das abelsche Modell und die QCD in Abbildung 4.6 dargestellt.

Man muß beachten, daß der Wirkungsquerschnitt für QCD und abelsche Theorie unterschiedlich ist. Dadurch ist eine Skalierung des abelschen 4-Jet Datensatzes mit dem Faktor $N_{skal} = \frac{\sigma_{4-Parton}^{QCD}}{\sigma_{4-Parton}^{Abel}} = 0.71.$, der mit Hilfe des JETSET 7.2 Generators bestimmt wurde, für die Berechnung der Einzelklassen notwendig.

Man erhält für die hadronischen Ereignisse des Generators die relativen Beiträge in Tabelle 4.4.

Tabelle 4.4: relativer Anteil der Klassen AB, C, DE

| | AB | C | DE |
|------|-------|-------|-------|
| QCD | 29.2% | 64.3% | 6.5% |
| Abel | 60.0% | 0% | 40.0% |

Durch das Aufspalten in die Einzelklassen erhält man die in Tabelle 4.5 angegebenen prozentualen Anteile.

In den Abbildungen 4.7 und 4.8 sind die zweidimensionalen Verteilungen der Klassen AB, C und DE sowie die Gesamtverteilung für die QCD im Falle von Partonen und Generatorereignissen dargestellt. In Abbildung 4.9 sind die Verteilungen der berechneten Einzelklassen dargestellt.

Tabelle 4.5: relativer Anteil der Klassen A, B, C, D, E

| | A | B | C | D | E |
|------|-------|-------|-------|-------|-------|
| QCD | 35.0% | -5.8% | 64.3% | 6.3% | -0.2% |
| Abel | 26.0% | 34.0% | 0% | 39.0% | 1.0% |

An die $\cos\theta_{NR}^*$, $\cos\alpha_{34}$ Verteilung der experimentellen 4-Jet Ereignisse werden nun mit Hilfe der Einzelverteilungen die Casimir-Faktoren angepaßt. Dieser Fit wird mit einem Log-Likelihood Verfahren und dem Programm MINUIT [63] durchgeführt.

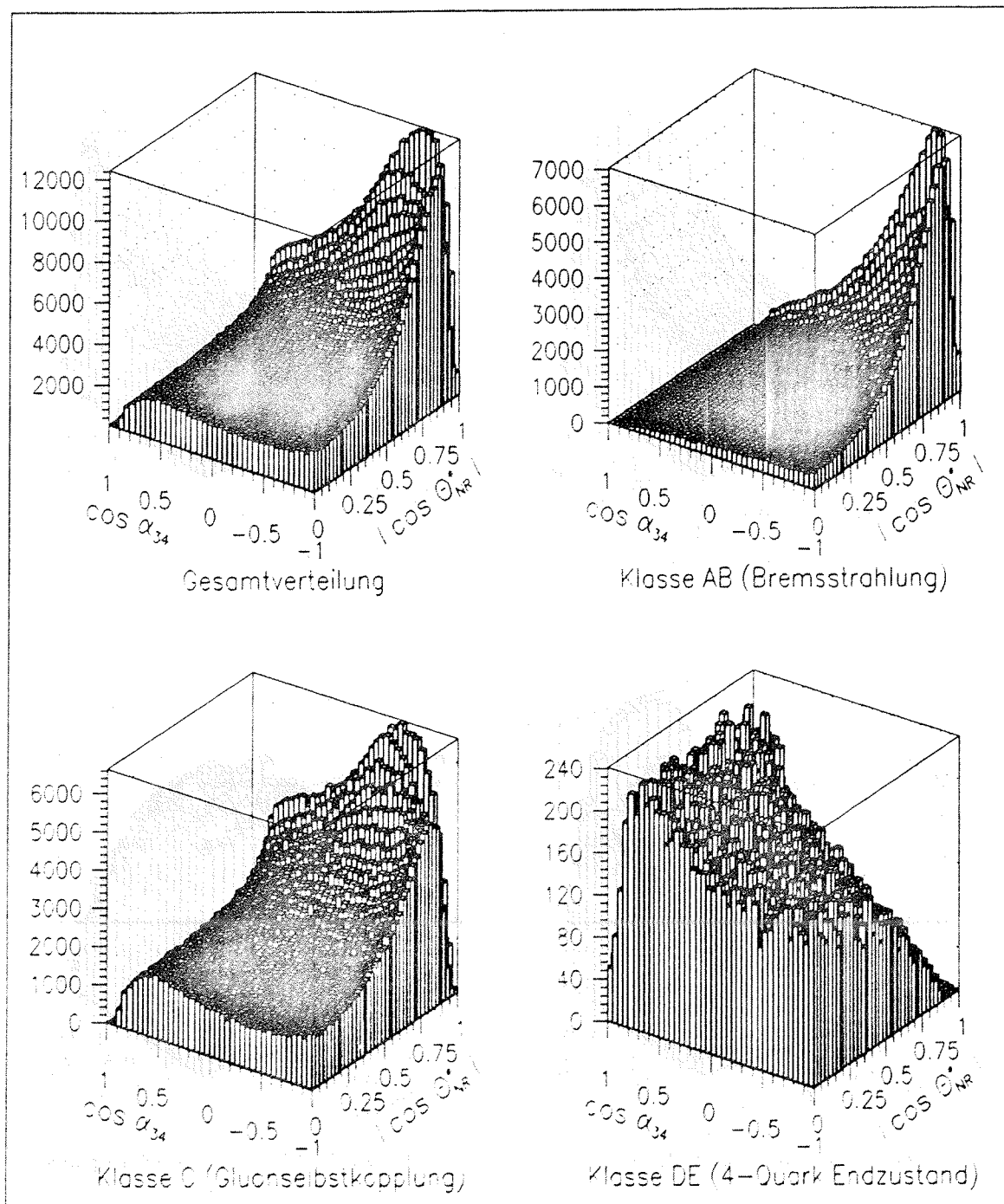


Abbildung 4.7: QCD-Verteilungen der Klassen für Partonen mit $y_{cut} = 0.01$

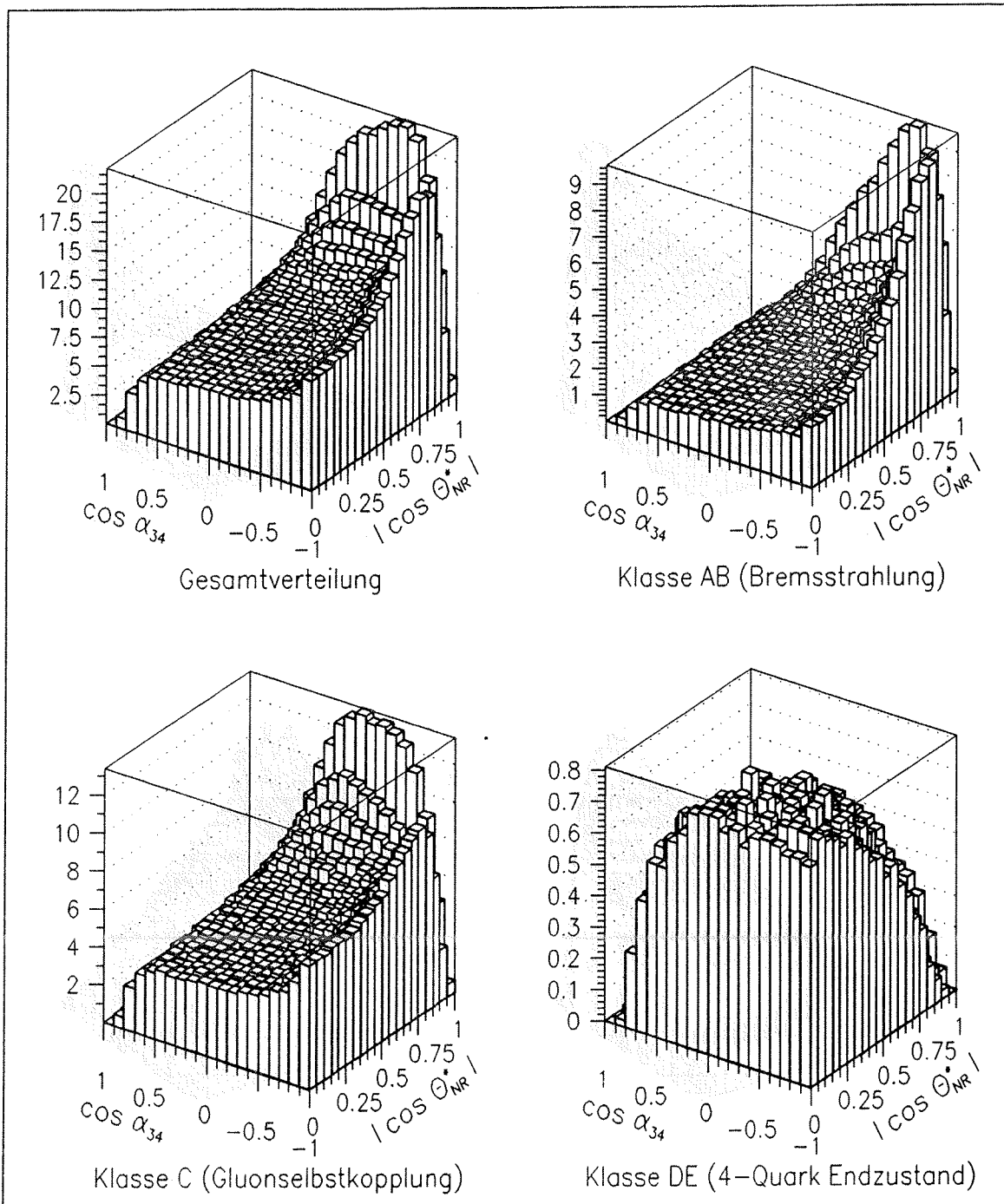


Abbildung 4.8: QCD-Verteilungen der Klassen für Generatorereignisse mit $d_{join} = 3.0$

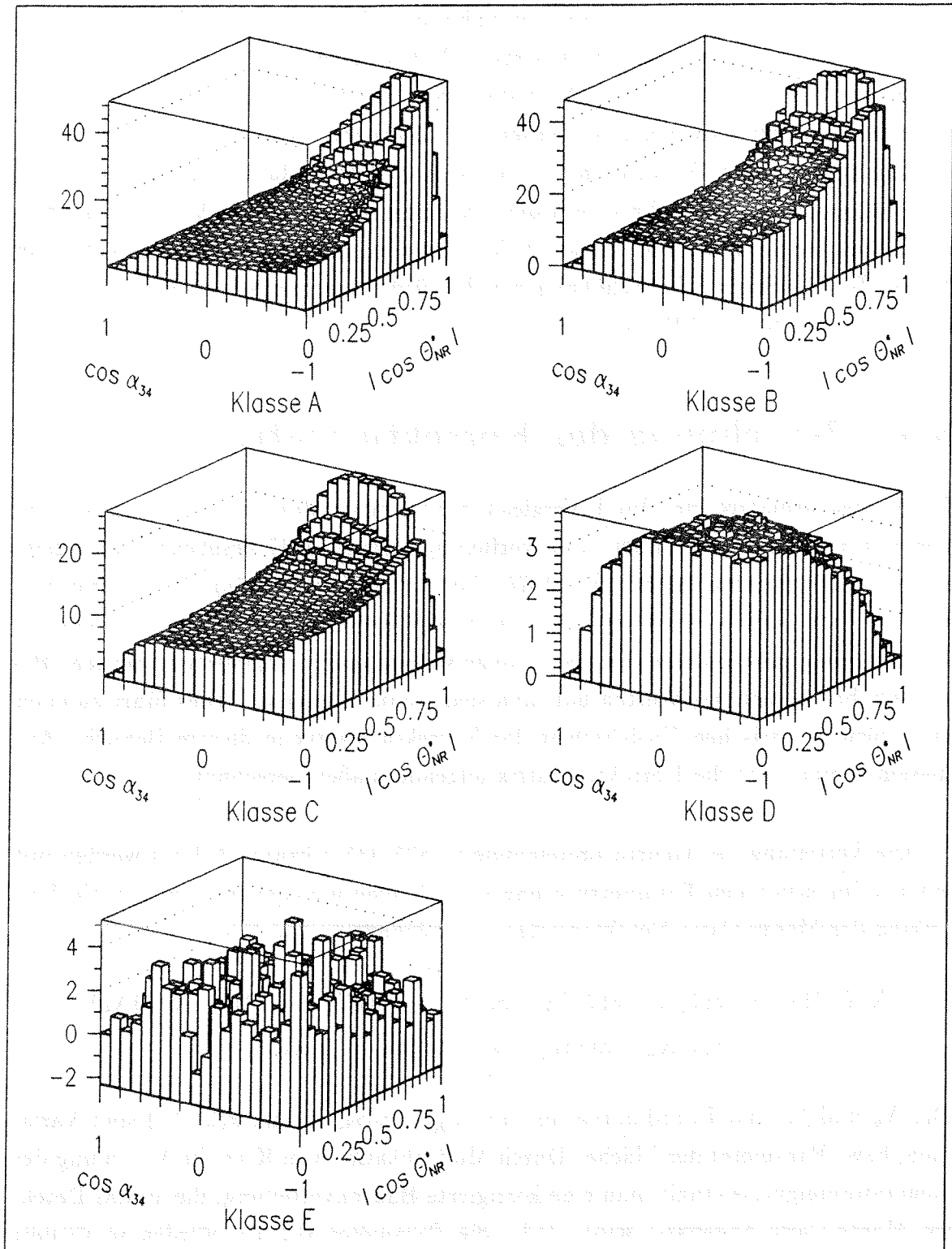


Abbildung 4.9: Verteilungen der Einzelklassen für die Generatorereignisse

Eine Alternative zur Erzeugung eines abelschen Datensatzes ist die Generierung der Klasse A, um diese von dem Beitrag AB abzuziehen. Als Resultat erhält man die Klasse B. Ein offensichtlicher Vorteil ist jedoch nicht zu erkennen. A und D muß mit sehr hoher Statistik generiert werden. Die Rechenzeit wird damit nicht verkürzt. Das hier verwendete Verfahren hat nebenbei den Vorteil, daß ein abelsches Modell zur Verfügung steht, daß direkt mit den Daten verglichen werden kann. Ausserdem enthält das abelsche Modell -bis auf 15%- schon den maximal zulässigen Anteil der Klasse B. Eine künstliche Erhöhung von B würde einen negativen Wirkungsquerschnitt für die Klasse AB ergeben.

4.4 Berechnung der Korrekturmatrix

Die Korrekturmatrix wird durch Vergleich der Detektor Monte-Carlo Ereignisse und Generatorereignisse berechnet. Zur Verfügung stehen 12947 gesehene 4-Jet Ereignisse der Detektorsimulation und 14676 (davon statistisch abhängige) Generatorereignisse. Ein direktes binweises Ausrechnen der Korrekturmatrix als Quotient der Detektorereignisse und der Generatorereignisse kann nicht angewendet werden. Besonders bei kleinen α_{34} Werten hat man sehr wenig Ereignisse. Dies führt zu einer zu großen statistischen Unsicherheit der Korrekturmatrix in diesem Bereich. Aus diesem Grund wird die Korrekturmatrix folgendermaßen berechnet.

Die Verteilung der Generatorereignisse (1 835 335 erkannte 4-Jets) werden mit einer 2-dimensionalen Parametrisierung einer Fläche multipliziert und an die Verteilung der Monte-Carlo-Detektorereignisse angepaßt.

$$K(L, M) = x(1)(1 + x(2)X_k + x(3)Y_k + x(4)X_k^2 + x(5)Y_k^2 + x(6)X_kY_k \\ + x(7)X_k^3 + x(8)Y_k^3 + x(9)X_k^2Y_k + x(10)X_kY_k^2)$$

Die X_k und Y_k sind Koordinaten im $|\cos\Theta_{NR}^*| - \cos\alpha_{34}$ -Raum, $x(2..10)$ sind Variablen, bzw. Parameter der Fläche. Durch Multiplikation von K an die Verteilung der Generatorereignisse erhält man eine korrigierte Hadronverteilung, die an das Detektor Monte-Carlo angepasst wird. D.h. die Parameter $x(2..10)$ werden so variiert das ein möglichst kleines χ^2 resultiert. Nicht jede Parametrisierung ist jedoch gleich gut geeignet. Durchgeführt wurde eine lineare Parametrisierung ($x(4..10) = 0$), eine

quadratische Parametrisierung ($x(7...10) = 0$) und eine kubische Parametrisierung ($x(2...10) \neq 0$).

Die Korrekturmatrix der Subklassen

Zuallererst werden die Subklassen AB, C, DE auf gleiches Verhalten in der notwendigen Korrektur untersucht.

Der jeweilige Anteil für Ereignisse des Generators und des Detektors ist in Tabelle 4.6 dargestellt. Aus der Tabelle 4.6 erkennt man, daß die prozentualen Verhältnisse für jede Klasse gleich sind. Der Detektor verfälscht nicht die Verhältnisse der Klassen untereinander.

Tabelle 4.6: Anzahl der Ereignisse per Klasse für Detektor-Monte-Carlo und des Generators

| | AB | C | DE | Gesamt |
|-----------------------------|------------------|------------------|-----------------|--------|
| Detektor | 3835 (29.6±0.5%) | 8311 (64.2±0.7%) | 801 (6.2±0.2%) | 12947 |
| Generator | 4275 (29.1±0.5%) | 9498 (64.7±0.7%) | 903 (6.15±0.2%) | 14676 |
| normiert auf gleiche Anzahl | 101.6% | 99.2% | 99.2% | 100% |

Angewendet wird die quadratische Parametrisierung, da höhere Ordnungen keine bessere Anpassung geben. In Abbildung 4.10 sind die Korrekturmatrizen dargestellt. Für die quadratische Parametrisierung der Korrekturmatrix erhält man die in Tabelle 4.7 dargestellten χ^2 -Werte. Durch den Detektor wird keine der Subklassen AB, C oder DE bevorzugt oder in der Form der Verteilung verfälscht.

Tabelle 4.7: χ^2 -Werte der quadratischen Parametrisierung der Korrekturmatrizen

| | AB | C | DE |
|------------------|-----|-----|-----|
| $\chi^2/394$ dof | 410 | 411 | 447 |

Bei 394 Freiheitsgraden (20x20 Binning und 6 Fitparameter) erhält man jeweils χ^2 -Werte um 400, so daß zum einen die quadratische Parametrisierung gerechtfertigt ist. Die Elemente der Korrekturmatrix sind nahe bei 1. Das zeigt wiederum, daß der Detektoreinfluß nicht sehr groß ist. Mit diesem Wissen steht einer Korrektur der Gesamtverteilung nichts mehr im Wege.

Korrektur der Gesamtverteilung

Für die Gesamtverteilung wurden die lineare, die quadratische und die kubische Parametrisierung angewandt. Ausserdem wurde die Anpassung mit nur einem freien Parameter -der Normierung- durchgeführt. Dies ist in der Tabelle 4.8 mit "konstant" bezeichnet. Ausschlaggebend für die beste Anpassung ist wieder der χ^2 -Wert. In Tabelle 4.8 sind die erhaltenen χ^2 -Werte angegeben.

Tabelle 4.8: χ^2 -Werte für verschiedene Parametrisierungen der Korrekturmatrizen

| | <i>konstant</i> | <i>linear</i> | <i>quadratisch</i> | <i>kubisch</i> |
|----------------|-----------------|---------------|--------------------|----------------|
| χ^2 / dof | 490/399 | 484/397 | 475/394 | 470/389 |

Ein Unterschied von der kubischen zur quadratischen Parametrisierung ist nicht gegeben, da der χ^2 -Wert entsprechend der Anzahl der Freiheitsgrade kleiner wird. Angewendet wird die quadratische Parametrisierung mit den in Tabelle 4.9 aufgeführten Parametern der Fläche 2.Ordnung.

Tabelle 4.9: Parameter der angepassten Korrekturmatrix

| | <i>Parameter</i> |
|-----------------|--------------------------|
| x(1) Normierung | 0.886 \pm 0.015 |
| x(2) | -0.0040 \pm 0.0017 |
| x(3) | -0.00087 \pm 0.00155 |
| x(4) | -0.00026 \pm 0.00035 |
| x(5) | -0.000012 \pm 0.000276 |
| x(6) | +0.00089 \pm 0.00029 |

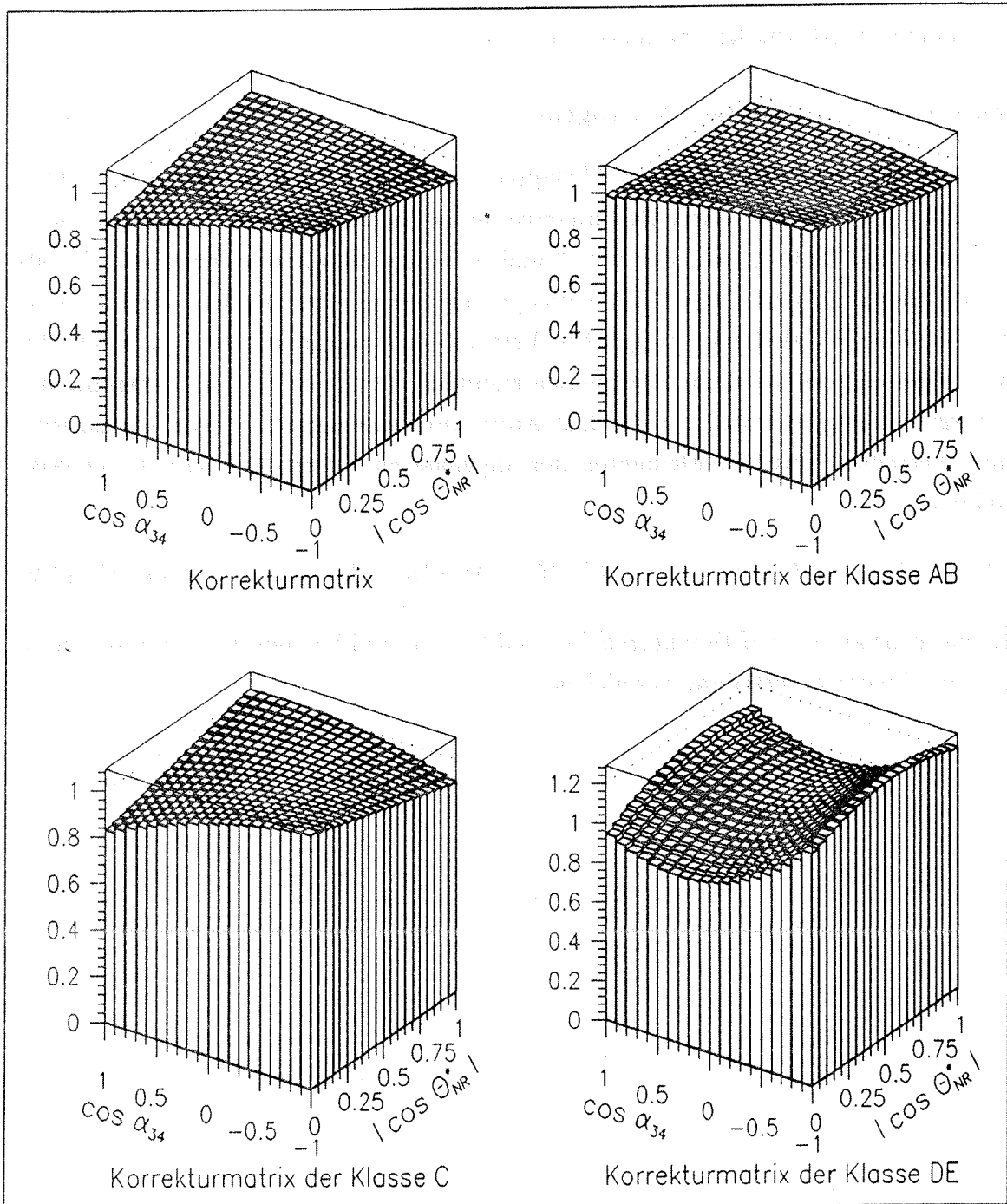


Abbildung 4.10: Die Korrekturmatrizen (quadratische Parametrisierung)

In Abbildung 4.11 ist die Verteilung der Detektor Monte-Carlo Ereignisse und die Verteilung der Generatorereignisse sowie die gefittete Korrekturmatri x als Fläche 2.Ordnung (quadratische Parametrisierung) dargestellt.

Migration - eine weitere Korrektur

Neben der Korrektur infolge der Meßapparatur tritt noch eine weitere Korrektur auf. Da für die Monte-Carlo Datenmenge nur 4-Parton Ereignisse verwendet werden, wird der Untergrund, der von 2- und 3-Parton Ereignissen herrührt, die als 4-Jet Ereignis aufgrund von Fragmentationseffekten gesehen werden, nicht berücksichtigt. Wie in Tabelle 3.1 aufgeführt, beträgt der Untergrund bei $d_{join} = 3.0$, der im übrigen nur von 3-Parton Ereignissen resultiert, $1.9 \pm 0.3 \%$. Die Verteilung der Untergrundereignisse wird von der Datenverteilung subtrahiert. Anschliessend wird diese Verteilung mit den Elementen der angepassten Korrekturmatri x K binweise dividiert.

$$DATEN_{kor}r(L, M) = (DATEN(L, M) - MIGRATION(L, M))/K(L, M) \quad (4.2)$$

Die dann erhaltene, auf Detektoreffekte und Untergrund korrigierte Verteilung, wird mit der Generatorverteilung verglichen.

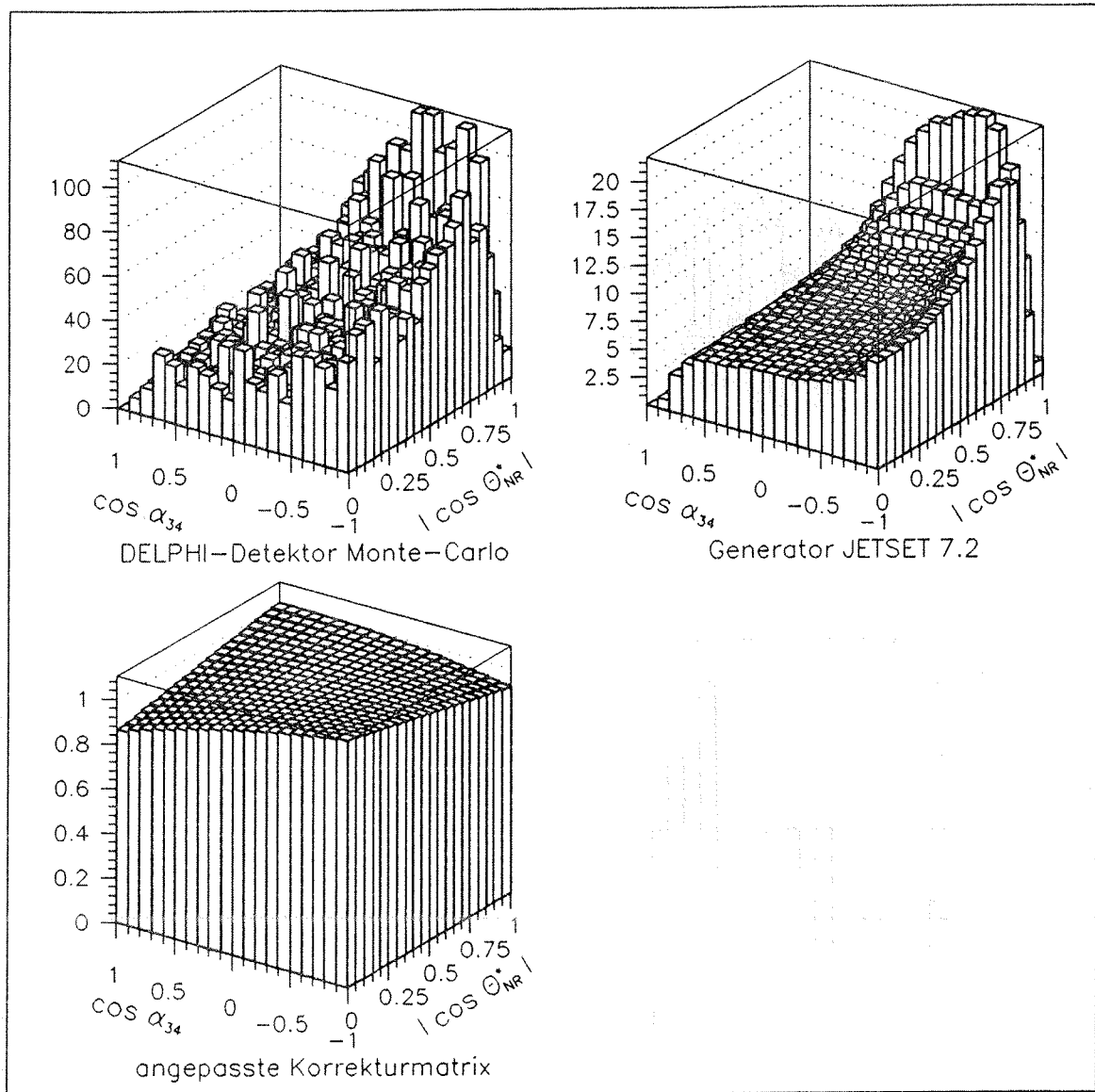


Abbildung 4.11: Die Verteilungen der Detektor Monte-Carlo Ereignisse, der Generatorereignisse und die daraus resultierende Korrekturmatrix

Handwritten note: Die Verteilung der Ereignisse des Generators JETSET 7.2 ist fast isotrop

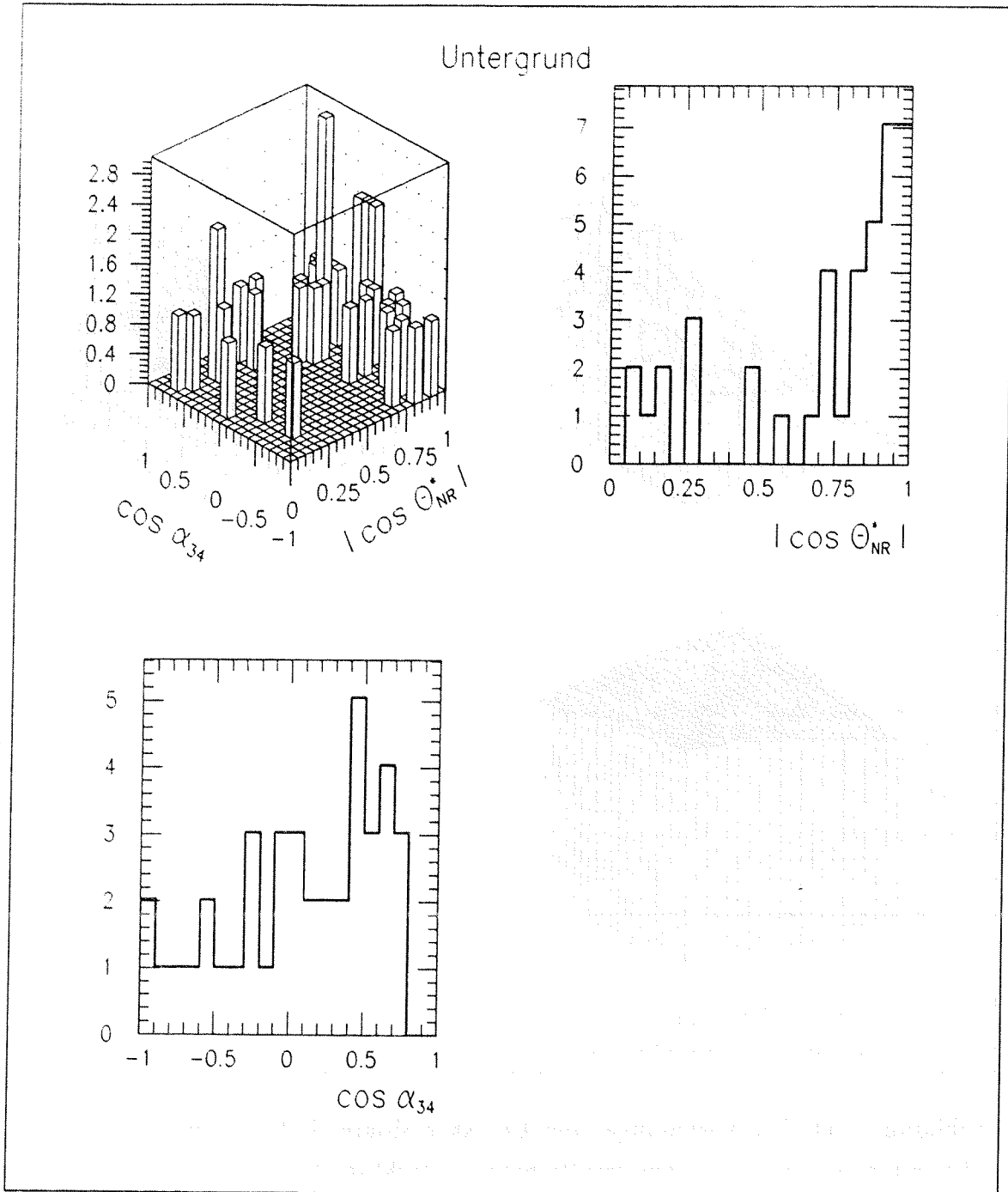


Abbildung 4.12: Verteilung der Untergrundereignisse ($d_{join} = 3.0$ GeV)

Kapitel 5

Nachweis der Gluonselbstkopplung

Nachdem die Daten korrigiert sind, wird mit dem Programm MINUIT [63] die Anpassung der Casimir Faktoren durchgeführt. Als Beschreibung der zweidimensionalen Verteilung wird folgende Darstellung verwendet:

$$\begin{aligned} THEO(L, M) = & x(1)(A(L, M) + (1 - \frac{1}{2}x(2))B(L, M) + x(2)C(L, M) \\ & + x(3)D(L, M) + (1 - \frac{1}{2}x(2))E(L, M) \end{aligned} \quad (5.1)$$

Die $x(1..3)$ sind die Fitparameter. Die Normierung entspricht $x(1)$, $x(2)$ ist $\frac{N_c}{C_F}$ und $x(3)$ ist $\frac{T_R}{C_F}$. Die berechneten Einzelklassen werden durch $A(L, M)$ bis $E(L, M)$ repräsentiert. Diese theoretische Verteilung in den beiden Observablen $|\cos\Theta_{NR}^*|$ und $\cos\alpha_{34}$ wird mit einem Log-Likelihood Fit an die Verteilung der experimentellen Daten Bin für Bin angepasst.

Für die Log-Likelihood Funktion \mathcal{L} wird eine Poisson-Verteilung angenommen.

$$\mathcal{L} = \frac{(N_{THEO})^{N_{EXP}}}{N_{EXP}!} e^{-N_{THEO}} \quad (5.2)$$

EXP steht für die Datenverteilung und THEO für die Gleichung 5.1. Im Fitprogramm wird für $\sum_{L, M} -\ln\mathcal{L}$ das Minimum gesucht.

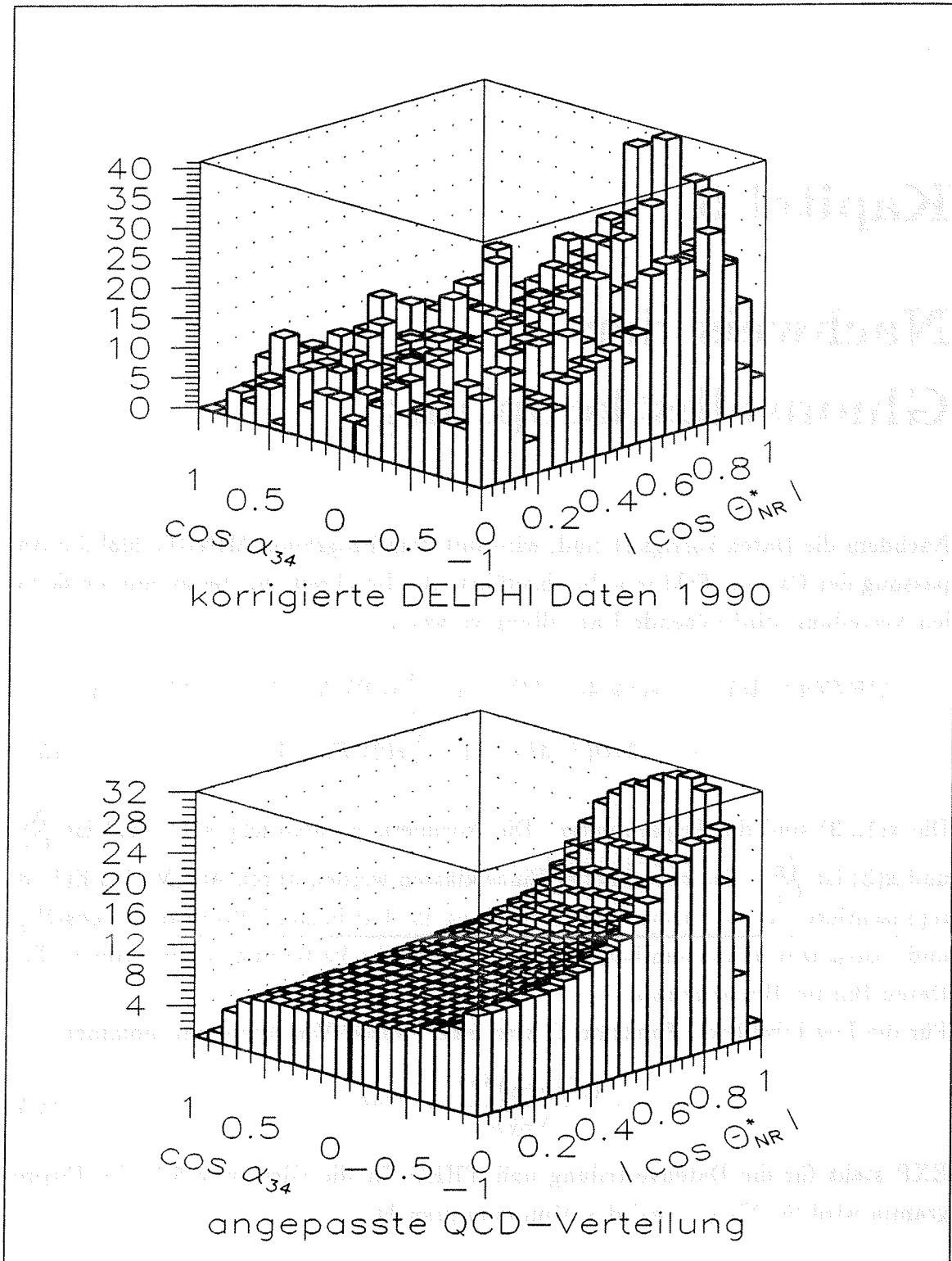


Abbildung 5.1: Die korrigierten Daten und die angepasste QCD Verteilung

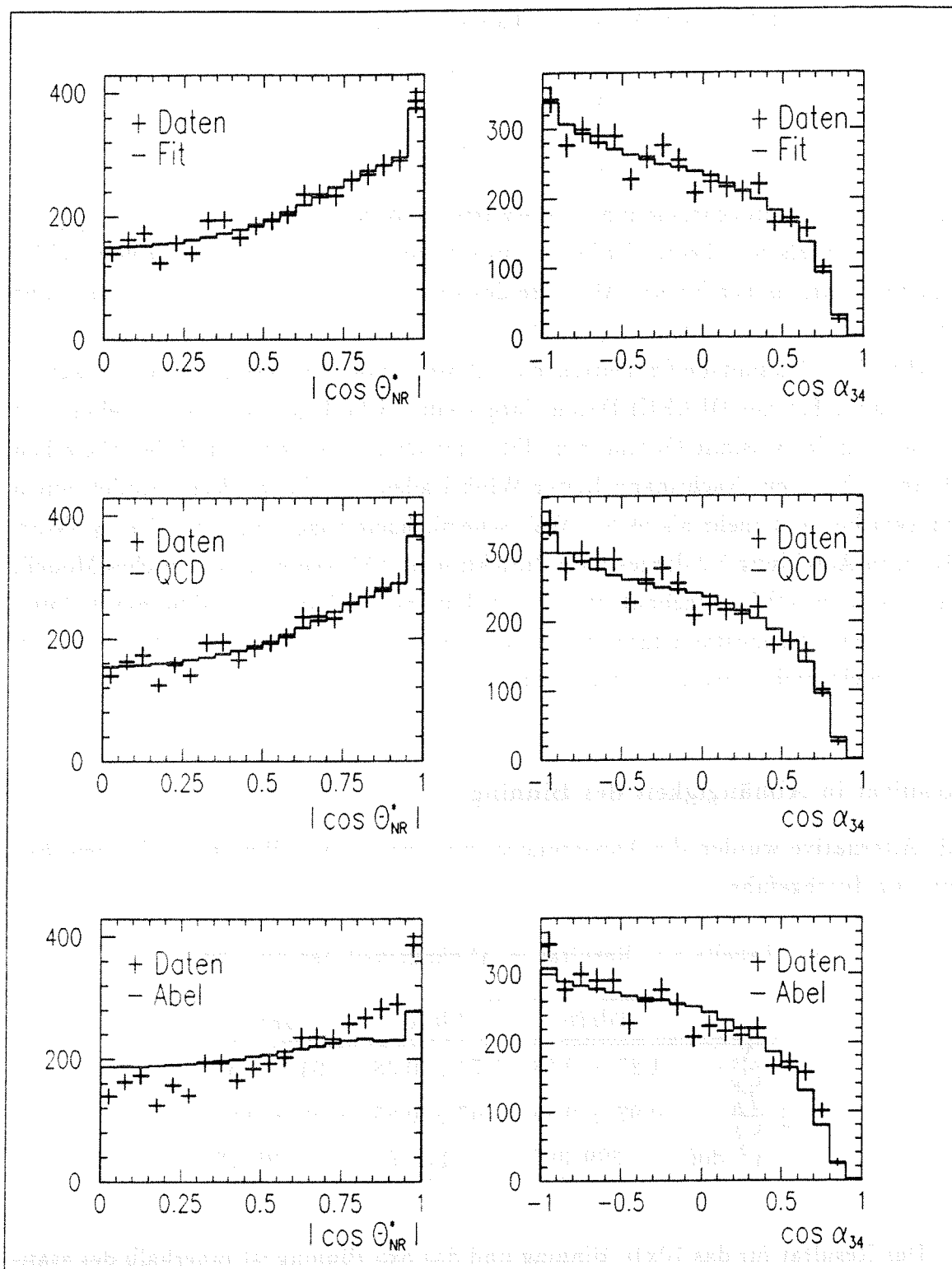


Abbildung 5.2: Projektion der Daten und der Fitergebnisse

Für das gewählte 20x20 Binning erhält man das folgende Resultat:

$$\frac{N_c}{C_F} = 1.87 \pm 0.38 \quad (5.3)$$

$$\frac{T_R}{C_F} = 0.97 \pm 0.85 \quad (5.4)$$

Die von der Quantenchromodynamik erwarteten Werte sind $\frac{N_c}{C_F} = 2.25$ und $\frac{T_R}{C_F} = 1.875$. Die abelsche Theorie fordert entsprechend 0 bzw. 15. Die angegebenen Fehler sind rein statistischer Natur. Als Güte des Fits wurde ein χ^2 -Wert berechnet. Für 397 Freiheitsgrade erhält man $\chi^2 = 399$.

In Abbildung 5.2 sind die Projektionen der 2-dimensionalen Verteilungen in $|\cos\Theta_{NR}^*|$ und $\cos\alpha_{34}$ für die DELPHI-Daten dargestellt. Überlagert ist das Ergebnis der Anpassung der Casimir Operatoren (Fit), der QCD-Vorhersage und des abelschen Modells. Mit dem Nachtmann-Reiter Winkel allein, ist das abelsche Modell mit 3 Quarkfarben mit mehr als 99.9% Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen. Der χ^2 -Wert für die in Abbildung 5.2 dargestellte Projektion ist 153/19dof. Ein abelsches Modell, das analog zur QED aufgebaut ist und sich dann aus 90% Bremsstrahlungsanteil und 10% 4-Quark Endzustand zusammensetzt, kann mit dem Nachtmann-Reiter Winkel jedoch nicht mehr ausgeschlossen werden.

Resultat in Abhängigkeit des Binning

Als Alternative wurden die Anpassungen mit einem 10x10 Binning und einem 5x5 Binning durchgeführt.

Tabelle 5.1: Resultat in Abhängigkeit des Binning

| | 20x20 | 10x10 | 5x5 |
|---------------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| $\frac{N_c}{C_F}$ | 1.87 ± 0.38 | 1.79 ± 0.38 | 1.94 ± 0.39 |
| $\frac{T_R}{C_F}$ | 0.97 ± 0.85 | 0.97 ± 0.83 | 0.62 ± 0.84 |
| χ^2/dof | 399/397 | 117/97 | 25/22 |

Das Resultat für das 10x10 Binning und das 5x5 Binning ist innerhalb des statistischen Fehlers in Übereinstimmung mit dem 20x20 Binning. Dies war zu erwarten, da die Binbreite ausreichend klein gegenüber Auflösungseffekten gewählt wurde.

5.1 Der Bias

Die verwendete hohe Statistik hat ihre Begründung, wie schon erwähnt, in dem auftretenden Bias bei einer theoretischen Verteilung, die große statistische Schwankungen enthält. Für die theoretische Vorhersage müssen glatte Verteilungen vorliegen.

In Abbildung 5.3 ist, in Abhängigkeit von der erzeugten 4-Jet Ereignismenge, das Resultat für $\frac{N_c}{C_F}$ und für $\frac{T_R}{C_F}$ aufgetragen. Erst ab 10 000 000 erzeugten 4-Jet Ereignissen, das entspricht ca. 1 200 000 erkannten 4-Jet Ereignissen in der QCD und etwa genauso vielen Ereignissen in der abelschen Theorie, werden die Werte nicht mehr von der Statistik beeinflusst [58].

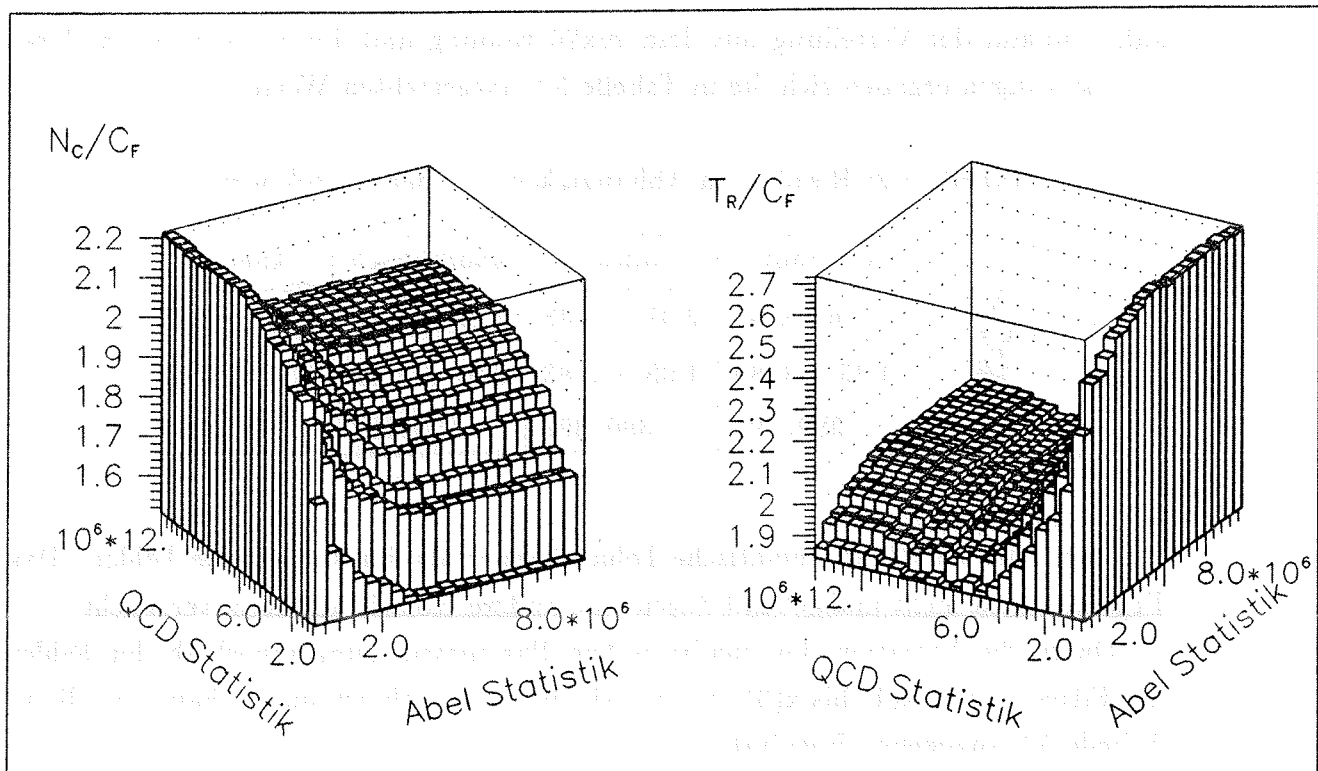


Abbildung 5.3: Untersuchung zum Bias

Untersuchungen im eindimensionalen Fall, bei der lediglich eine nicht-ideale Gerade A mit statistischen Schwankungen (= niedrige Statistik) und eine ideale Gerade B ohne statistische Schwankung (= hohe Statistik) mit gleicher Steigung umgedrehten Vorzeichens addiert und an eine Gerade mit Steigung Null angepasst wurden,

zeigten, daß das Ergebnis immer in Richtung der idealen Gerade (=hohe Statistik) verschoben ist.

5.2 Fehlerbetrachtung

Das Resultat wird außerdem von systematischen Fehler beeinflusst, die hier besprochen werden.

Variation der Korrekturmatrix

Ein systematischer Fehler tritt infolge der Parametrisierung der Korrekturmatrix auf. Anhand der Verteilung mit dem 20x20 Binning und den verschiedenen Parametrisierungen ergeben sich die in Tabelle 5.2 dargestellten Werte.

Tabelle 5.2: Resultat in Abhängigkeit von der Korrekturmatrix

| | konstante | <i>linear</i> | <i>quadratisch</i> | <i>kubisch</i> |
|---------------------|-----------------|-----------------|--------------------|-----------------|
| $\frac{N_c}{C_F}$ | 1.76 ± 0.38 | 2.07 ± 0.38 | 1.87 ± 0.38 | 1.91 ± 0.37 |
| $\frac{T_R}{C_F}$ | 1.43 ± 0.80 | 1.05 ± 0.83 | 0.97 ± 0.85 | 1.07 ± 0.83 |
| χ^2/dof | 389/397 | 390/397 | 399/397 | 390/397 |

Auch hier ist der systematische Fehler kleiner als der statistische Fehler. Das Ergebnis wird nicht maßgebend durch eine andere Korrekturmatrix verfälscht.

Durch die Variation der quadratischen Parametrisierung innerhalb der Fehler der Fitparameter $x(1)$ bis $x(6)$, die in Tabelle 4.9 aufgeführt sind, erhält man die in Tabelle 5.3 angegebenen Resultate.

χ_{Fit}^2 ist der erhaltene χ^2 -Wert für die Anpassung der Casimir Operatoren an die Daten. χ_{Korr}^2 ist der erhaltene χ^2 -Wert für die Anpassung der Korrekturmatrix. Die erhaltenen χ_{Korr}^2 -Werte für die Variation aller Fehler gemeinsam nach unten und oben, sind jedoch sehr schlecht. Man kann in diesen Fällen kaum von einer gerechtfertigten Korrekturmatrix reden. Das Resultat wird daher nicht mit in den systematischen Fehler aufgenommen. Mehr Aussagekraft liegt in der unterschiedlichen Parametrisierung der Korrekturmatrix.

Tabelle 5.3: Resultat in Abhängigkeit der Unsicherheit der quadratischen Korrekturmatrix

| | + Fehler | ± 0 | - Fehler |
|---------------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| $\frac{N_c}{C_F}$ | 1.61 ± 0.38 | 1.87 ± 0.38 | 2.14 ± 0.38 |
| $\frac{T_R}{C_F}$ | 1.51 ± 0.85 | 0.97 ± 0.85 | 0.42 ± 0.80 |
| χ^2_{Fit}/dof | 392/397 | 399/397 | 407/397 |
| χ^2_{Korr}/dof | 528/394 | 475/394 | 630/394 |

Variation des Untergrundes

Ohne Berücksichtigung des Untergrundes von migrierten 2,3-Parton Ereignissen liefert die Anpassung ein Resultat für das 20x20 Binning und der quadratischen Parametrisierung der Korrekturmatrix für $\frac{N_c}{C_F} = 2.25 \pm 0.37$ und $\frac{T_R}{C_F} = 0.3 \pm 0.8$ mit $\chi^2 = 369$ bei 397 Freiheitsgraden.

Tabelle 5.4: Resultat in Abhängigkeit des Untergrundes

| | 2.2% | 1.9% | 1.6% |
|-------------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| $\frac{N_c}{C_F}$ | 1.83 ± 0.37 | 1.87 ± 0.38 | 1.93 ± 0.37 |
| $\frac{T_R}{C_F}$ | 1.02 ± 0.81 | 0.97 ± 0.85 | 0.86 ± 0.81 |
| χ^2/dof | 403/397 | 399/397 | 392/397 |

Der Untergrund von migrierten 3-Parton Ereignissen zu 4-Jets wurde für das gewählte d_{join} mit 1.9 ± 0.3 % bestimmt. Der prozentuale Anteil des Untergrundes wurde daraufhin von 2.2 % und auf 1.6% verändert. Die sich daraus ergebenden Verschiebungen des Ergebnisses sind in Tabelle 5.4 aufgelistet. Durch die prozentuale Unsicherheit des Untergrundes wird das Resultat nur unwesentlich beeinflusst.

Variation der Fragmentationsparameter

Um den Einfluß der Fragmentation zu untersuchen wurden zwei Ereignisobservablen betrachtet, die sehr wenig miteinander korreliert sind, die Aplanarity und die Rapi-

dity. Diese Verteilungen werden durch Fragmentationsparameter der symmetrischen LUND Fragmentationsfunktion σ_q und a bzw. b beeinflusst. Die Rapidity hängt mit der Teilchenmultiplizität zusammen und wird über den Parameter a variiert, die Aplanarity ist mit σ_q , das proportional zum Transversalimpuls zur Sphericity-Achse ist, korreliert. Durch Variation der beiden Fragmentationsparameter wurde der systematische Einfluß abgeschätzt. Diese Untersuchung wurde von A. Seitz [58] im Detail durchgeführt.

Als Ergebnis erhält man einen Fehler von ± 0.1 für den Wert von $\frac{N_c}{C_F}$. Eine Betrachtung des systematischen Fehlers von $\frac{T_R}{C_F}$ wurde nicht durchgeführt, da aufgrund des sehr geringen Beitrags, den die Klasse D zum Gesamtwirkungsquerschnitt liefert, keine gesicherte Aussage möglich ist.

Das erhaltene Ergebnis des Fehlers aufgrund der Fragmentation bestätigt mit besserer Statistik eine schon einmal durchgeführte Fehlerbetrachtung [20].

Kapitel 6

Zusammenfassung

Erstmals konnte unter Verwendung von 4-Jet Ereignissen, die mit dem DELPHI-Detektor am LEP-Speicherring genommen wurden, Casimir-Faktoren in Übereinstimmung mit der QCD bestimmt und die Existenz der Gluonselfkopplung nachgewiesen werden.

Als Observablen dienten der Nachtmann-Reiter Winkel und der Öffnungswinkel der beiden niederenergetischen Jets. Mit ihrer Hilfe ist es möglich die drei grundsätzlich Beiträge (Bremsstrahlungsanteil, Gluonselfkopplungsanteil und 4-Quark Anteil) zum 4-Jet Wirkungsquerschnitt zu unterscheiden. Mit dem Öffnungswinkel kann der Bremsstrahlungsanteil vom Gluonselfkopplungsanteil unterschieden werden. Der Nachtmann-Reiter Winkel unterscheidet zwischen Gluonselfkopplungsanteil und 4-Quark Anteil. Damit wurde eine direkte Bestätigung des Triple-Gluon Vertex möglich. Die 2-dimensional (Nachtmann-Reiter Winkel und Öffnungswinkel) durchgeführte Analyse liefert das Ergebnis:

$$\frac{N_c}{C_F} = 1.87 \pm 0.38(\text{stat.}) \pm 0.15(\text{korrmat.}) \pm 0.1(\text{fragm.}) \quad (6.1)$$

$$\frac{T_R}{C_F} = 0.97 \pm 0.85(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{korrmat.}) \quad (6.2)$$

Das Resultat stimmt mit den Werten der QCD für $\frac{N_c}{C_F} = 2.25$ und $\frac{T_R}{C_F} = 1.875$ innerhalb der Fehler überein. Der Beitrag des Triple-Gluon Vertex ($\propto \frac{N_c}{C_F}$) ist mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 99% nachgewiesen. Das Resultat wird durch Fragmentationseffekte nicht merklich beeinflusst.

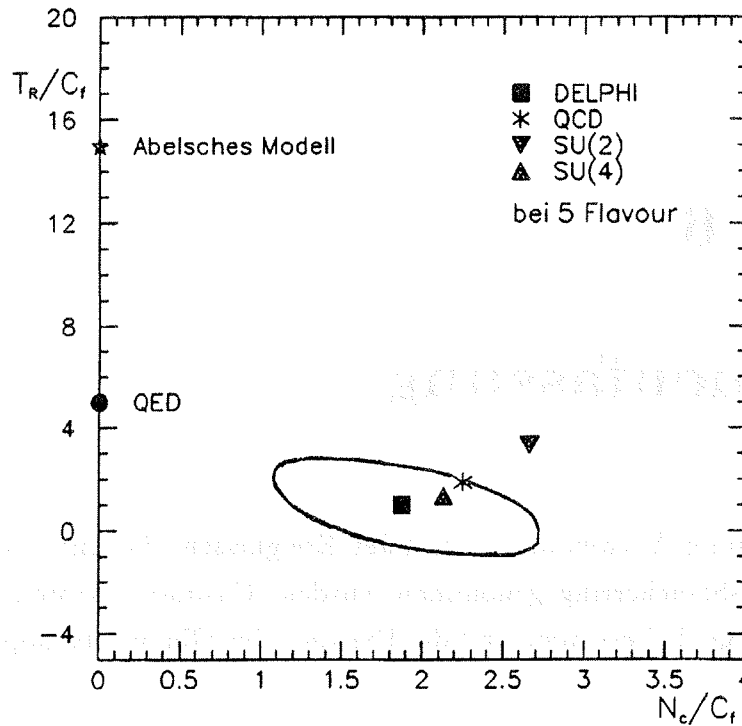


Abbildung 6.1: Kovarianzellipse (90% Vertrauensintervall)

In Abbildung 6.1 ist die Kovarianzellipse für die beiden Parameter $\frac{N_c}{C_F}$ und $\frac{T_R}{C_F}$ dargestellt. Jedes abelsche Modell ($N_c = 0$) ist mit mehr als 4 Standardabweichungen ausgeschlossen.

Anhang A

Parameter des JETSET 7.2 Generators

| <i>Partongenerator</i> | |
|---------------------------------------|---------|
| verwendetes Matrixelement | ERT |
| optimierte Skala f | 0.002 |
| Abschneideparameter y | 0.01 |
| Skalenparameter Λ | 0.1 GeV |
| Energie, bei der Fragmentation stoppt | 1.9 GeV |
| <i>Fragmentation</i> | |
| Lund Fragmentationsfunktion | |
| a | 2.1 |
| b | 0.6 |
| Peterson Fragmentationsfunktion | |
| ϵ_c | 0.08 |
| ϵ_b | 0.01 |
| p_t -Verteilung σ_q | 0.5 GeV |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|--|----|
| 0.1 | 4-Parton Endzustände | 7 |
| 1.1 | Quarkloop beim π -Zerfall | 10 |
| 1.2 | R-Wert | 11 |
| 1.3 | Schleifen-Graphen der Vakuumpolarisation: a) QED, b) QCD | 13 |
| 1.4 | Entwicklung eines Parton Schauers | 17 |
| 1.5 | qqgg Feynmangraphen | 21 |
| 1.6 | qqgg Übergangswahrscheinlichkeiten entsprechend den Klassen A, B und C | 22 |
| 1.7 | Übergangswahrscheinlichkeiten für den qqgg Endzustand | 23 |
| 1.8 | qqqq Feynmangraphen | 24 |
| 1.9 | qqqq Übergangswahrscheinlichkeiten entsprechend den Klassen D, E und F | 24 |
| 1.10 | Übergangswahrscheinlichkeiten für den qqqq Endzustand | 25 |
| 1.11 | unabhängige Fragmentation | 28 |
| 1.12 | String Fragmentation | 29 |
| 2.1 | Der DELPHI-Detektor im Querschnitt | 35 |
| 2.2 | Der DELPHI-Detektor im Längsschnitt | 36 |
| 2.3 | Schema der Datennahme des DELPHI- Experiments | 41 |
| 2.4 | Flußdiagramm der Datenanalyse | 44 |
| 2.5 | multihadronisches Ereignis im Zentralbereich | 47 |
| 3.1 | 4-Jet Ereignisse aus DELPHI-Daten 1990 (a.) und dazugehörige Jettachsen (b.) | 52 |
| 3.2 | 4-Jet Ereignisse aus DELPHI-Daten 1990 (a.) und dazugehörige Jettachsen (b.) | 53 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.3 | 4-Jet Ereignisse aus DELPHI-Daten 1990 (a.) und dazugehörige Jetachsen (b.) | 54 |
| 3.4 | Energieverteilung Daten und Monte-Carlo | 57 |
| 3.5 | Impulsverteilung Daten und Monte-Carlo | 58 |
| 3.6 | Ereignisgrößen der Daten und Monte-Carlo | 59 |
| 4.1 | erlaubte und unerlaubte Richtungen der Gluonen und Sekundärquarks bezüglich der Primärquarkrichtung | 61 |
| 4.2 | Der Nachtmann-Reiter Winkel | 62 |
| 4.3 | Die Klassen mit Ereignissen des Generators JETSET 7.2 | 64 |
| 4.4 | Vergleich des DELPHI-Detektor Monte-Carlo mit dem Generator JETSET 7.2 | 68 |
| 4.5 | Die QCD- und Abel Verteilung | 70 |
| 4.6 | Die QCD- und Abel Verteilung der Klassen AB und DE | 71 |
| 4.7 | QCD-Verteilungen der Klassen für Partonen | 73 |
| 4.8 | QCD-Verteilungen der Klassen für Generatorereignisse | 74 |
| 4.9 | Verteilungen der Einzelklassen für die Generatorereignisse | 75 |
| 4.10 | Die Korrekturmatriizen (quadratische Parametrisierung) | 79 |
| 4.11 | Die Verteilungen der Detektor Monte-Carlo Ereignisse, der Generatorereignisse und die daraus resultierende Korrekturmatrix | 81 |
| 4.12 | Verteilung der Untergrundereignisse ($d_{join} = 3.0 \text{ GeV}$) | 82 |
| 5.1 | Die korrigierten Daten und die angepasste QCD Verteilung | 84 |
| 5.2 | Projektion der Daten und der Fitergebnisse | 85 |
| 5.3 | Untersuchung zum Bias | 87 |
| 6.1 | Kovarianzellipse (90% Vertrauensintervall) | 92 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Die Quarks | 10 |
| 1.2 | modellabhängige Casimir Operatoren | 13 |
| 1.3 | Die Casimir Operatoren | 26 |
| 3.1 | Untergrund für verschiedene d_{join} Werte | 51 |
| 3.2 | Mittelwerte einiger Ereignisgrößen | 56 |
| 4.1 | Mittelwerte der Klassen | 65 |
| 4.2 | Vergleich Generator mit Detektorsimulation | 66 |
| 4.3 | Verwendete Statistik | 67 |
| 4.4 | relativer Anteil der Klassen AB, C, DE | 72 |
| 4.5 | relativer Anteil der Klassen A, B, C, D, E | 72 |
| 4.6 | Anzahl der Ereignisse per Klasse für Detektor-Monte-Carlo und des Generators | 77 |
| 4.7 | χ^2 -Werte der quadratischen Parametrisierung der Korrekturmatrizen | 77 |
| 4.8 | χ^2 -Werte für verschiedene Parametrisierungen der Korrekturmatrizen | 78 |
| 4.9 | Parameter der angepassten Korrekturmatrix | 78 |
| 5.1 | Resultat in Abhängigkeit des Binning | 86 |
| 5.2 | Resultat in Abhängigkeit von der Korrekturmatrix | 88 |
| 5.3 | Resultat in Abhängigkeit der Unsicherheit der quadratischen Korrekturmatrix | 89 |
| 5.4 | Resultat in Abhängigkeit des Untergrundes | 89 |

Literaturverzeichnis

- [1] Glashow, S.L., Nucl. Phys. 22, 579 (1961)
- [2] Weinberg S., Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967)
- [3] Salam A., Proc. 8th Nobel Symposium, Hrsg. N. Svartholm (Almqvist und Wiskell, Stockholm 1968)
- [4] Hasert F.J. et al., Phys. Lett. 46B, 121 (1973a)
Hasert F.J. et al., Phys. Lett. 46B, 138 (1973b)
Hasert F.J. et al., Nucl. Phys. B73 (1974)
- [5] Rubbia C., 'Physics-Results of the UA1-Collaboration at the CERN Proton-Antiproton Collider', in: Proc. 11th Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, Nordkirchen 1984, Hrsg. K. Kleinknecht und E.A. Paschos (World Scientific, Singapur 1984)
- [6] Hanson G. et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1609
- [7] TASSO Collaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. B86 (1979) 243
MARK J Collaboration, D.P. Barber et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 830
PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al., Phys. Lett. B86 (1979) 418
JADE Collaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. B91 (1980) 142
- [8] JADE Collaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. B115 (1982) 338
- [9] R.K. Ellis, D.A. Ross, A.E. Terrano, Nucl. Phys. B178 (1981) 421
- [10] K.J.F. Gaemers und J.A.M. Vermaseren, Z. Phys. C7 (1980) 81
- [11] J.G. Körner, G. Schierholz und J. Willrodt, Nucl. Phys. B185 (1981) 365

- [12] O. Nachtmann, A. Reiter, Z. Phys. C16 (1982) 45
- [13] M. Bengtsson und P.M. Zerwas, Phys. Lett. B208 (1988) 306
- [14] G. Rudolph, Physics at LEP, CERN report CERN 86-02 (1986) Vol.2, 150
- [15] AMY-Collaboration, I.H. Park et al., Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 1713
- [16] OPAL-Collaboration, M.Z. Akrawy et al., CERN-PPE/90-97
- [17] L3-Collaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. 248B (1990) 227
- [18] M. Zimmermann, Diplomarbeit
- [19] O. Barring (Lund), private Mitteilung
- [20] DELPHI-Collaboration, P. Abreu, Phys. Lett. 255B (1991) 466
M. Hahn, Nucl. Phys. 23B (1991) 47
- [21] VENUS-Collaboration, KEK-preprint 90-62, submitted for publication
- [22] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8, 214 (1964)
G. Zweig, CERN Reports, 8182/TH401 (1964) und 8419/TH412 (1964)
- [23] Greiner, Theoretische Physik Band 5, Verlag Harri Deutsch 1990, 209-227 und
434
- [24] Dietmar Ebert, Eichtheorien, Akademie-Verlag Berlin 1989
- [25] H.D. Politzer Phys. Rev. Lett. 30, 1346 (1973)
Gross und Wilczek Phys. Rev. Lett. 30 1343 (1973)
- [26] K. Hagiwara, D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. B313 (1989) 560
- [27] P.M. Stevenson, Phys. Rev. D23 (1981) 2916
- [28] M. Bengtsson, T. Sjöstrand, Phys. Lett. B185 (1987) 434
- [29] G. Marchesini, B. R. Webber, Nucl. Phys. B310 (1988) 461
I.G. Knowles, Nucl. Phys. B310 (1988) 571
- [30] M. Bengtsson, Z. Phys. C42 (1989) 75.

- [31] F. Gutbrod, G. Kramer, G. Schierholz, *Z. Phys.* C21 (1984) 235
- [32] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Commun.* 39 (1986) 347;
T. Sjöstrand, M. Bengtsson, *Comp. Phys. Commun.* 43 (1987) 367
- [33] T. Sjöstrand, CERN-TH.5902/90 1990
- [34] G. Kramer, B. Lampe, DESY-Report, DESY 86-119, Hamburg 1986
- [35] A. Ali, J.G. Körner, Z. Kunszt, E. Pietarinen, G. Kramer,
G. Schierholz, J. Willrodt, *Nucl. Phys.* B167 (1980) 454
- [36] K.J.F. Gaemers, J.A.M. Vermaseren, *Z. Phys.* C7 (1980) 81
- [37] D. Danckaert, P. De Causmaecker, R. Gastmans, W. Troost,
T.T. Wu, *Phys. Lett.* 114B (1982) 203
- [38] B.A. Kniehl, J. H. Kühn, *Phys. Lett.* 224B (1989) 229
- [39] J.A.M. Vermaeseren und R. Decker, private Mitteilung
- [40] R.D. Field, R.P. Feynman, *Nucl. Phys.* B136 (1978) 1
- [41] R. Odorico, *Nucl. Phys.* B228 (1983) 381
Comp. Phys. Commun. 59 (1990) 527; COJETS Version 6.12
- [42] A. Ali et al., *Phys. Lett.* 93B (1979) 349
- [43] P. Hoyer et al., *Nucl. Phys.* B161 (1979) 349
- [44] B. Naroska, DESY 86-113 (1986)
- [45] C. Peterson et al., *Phys. Rev.* D27, 105 (1983)
- [46] A. Boehm, W. Hoogland (ed.); ECFA Workshop on LEP 200, CERN 87-08
- [47] G. Alexander et. al.; Polarization at LEP, CERN 88-06
- [48] DELPHI Collaboration, P. Abreu et. al., The DELPHI Detector at LEP, CERN-
PPE/90-128 (1990), and *Nucl. Inst. & Meth.* A 303 (1991) 233
- [49] DELPHI Collaboration; DELPHI data analysis program (DELANA), DELPHI
88-87 PROG 121

- [50] D. Bertrand, L. Pape; TANAGRA track analysis and graphics package, DELPHI 87-95 PROG 98
- [51] DELPHI Collaboration, P. Abreu et. al.; Event viewing software, installation and user manual, DELPHI 89-6 PROG 126
- [52] DELPHI Collaboration; P. Abreu; DELPHI event generation and detector simulation, reference manual DELPHI 87-97 PROG 100
und Users guide, DELPHI 87-96 PROG 99
- [53] J. E. Campagne and R. Zitoun; Z. Phys. C43 (1989) 496
und Proc. of the Brighton Workshop on Radiative Corrections, Sussex, July 1989
- [54] T. Sjöstrand; Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 347,
T. Sjöstrand and M. Bengtsson; Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 367 Vers. 7.2
- [55] W. de Boer, H. Fürstenau und J. H. Koehne; Z. Phys. C49 (1991) 141
- [56] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. 28 (1983) 229
- [57] S. Bethke, Habilitationsschrift Univ. Heidelberg (1987)
S. Bethke, LBL Report, LBL-25247 (1988)
- [58] A. Seitz, Diplomarbeit
- [59] CERN Pool programs W5035/W5045/W5046/W5047/W5048 long writeup
The LUND Monte Carlo Programs, CERN 1989
- [60] W. de Boer, H. Fürstenau, J.H. Köhne IEKP-KA/90-4
- [61] DELPHI Collaboration, Delsim DELPHI Event Generation and
Detector Simulation, DELPHI 89-67 PROG 142 (1989)
- [62] G. Rudolph, Physics at LEP, CERN 86-02 (1986) Vol.2 150
- [63] F. James, M. Roos, CERN Library program D506 on Genlib

Die DELPHI Kollaboration

P.Abreu¹⁶, W.Adam³⁷, F.Adami²⁸, T.Adye²⁷, T.Akesson¹⁹, G.D.Alekseev¹², P.Allen³⁶,
S.Almehed¹⁹, F.Alted³⁶, S.J.Alvsvaag⁴, U.Amaldi⁷, E.Anassontzis³, W-D.Apel¹³,
B.Asman³², P.Astier¹⁸, J-E.Augustin¹⁵, A.Augustinus⁷, P.Baillon⁷, P.Bambade¹⁵,
F.Barao¹⁶, G.Barbiellini³⁴, D.Y.Bardin¹², A.Baroncelli²⁹, O.Barring¹⁹, W.Bartl³⁷,
M.J.Bates²⁵, M.Baubillier¹⁸, K-H.Becks³⁹, C.J.Beeston²⁵, M.Begalli¹⁰, P.Beilliere⁶,
I.Belokopytov³¹, P.Beltran⁹, D.Benedic⁸, J.M.Benloch³⁶, M.Berggren³², D.Bertrand²,
S.Biagi¹⁷, F.Bianchi³³, J.H.Bibby²⁵, M.S.Bilenky¹², P.Billoir¹⁸, J.Bjarne¹⁹, D.Bloch⁸,
P.N.Bogolubov¹², D.Bollini⁵, T.Bolognese²⁸, M.Bonapart²², M.Bonesini²⁰,
P.S.L.Booth¹⁷, M.Boratav¹⁸, P.Borgeaud²⁸, H.Borner²⁵, C.Bosio²⁹, O.Botner³⁵,
B.Bouquet¹⁵, M.Bozzo¹⁰, S.Braibant⁷, P.Branchini²⁹, K.D.Brand³⁹, R.A.Brenner¹¹,
C.Bricman², R.C.A.Brown⁷, N.Brummer²², J-M.Brunet⁶, L.Bugge²⁴, T.Buran²⁴,
H.Burmeister⁷, J.A.M.A.Buytaert², M.Caccia²⁰, M.Calvi²⁰, A.J.Camacho Rozas³⁰,
J-E.Campagne⁷, A.Campion¹⁷, T.Camporesi⁷, V.Canale²⁹, F.Cao², L.Carroll¹⁷,
C.Caso¹⁰, E.Castelli³⁴, M.V.Castillo Gimenez³⁶, A.Cattai⁷, F.R.Cavallo⁵, L.Cerrito²⁹,
P.Charpentier⁷, P.Checchia²⁶, G.A.Chelkov¹², L.Chevalier²⁸, P.Chliapnikov³¹,
V.Chorowicz¹⁸, R.Cirio³³, M.P.Clara³³, J.L.Contreras³⁶, R.Contri¹⁰, G.Cosme¹⁵,
F.Couchot¹⁵, H.B.Crawley¹, D.Crennell²⁷, G.Crosetti¹⁰, N.Crosland²⁵, M.Crozon⁶,
J.Cuevas Maestro³⁰, S.Czellar¹¹, S.Dagoret¹⁵, E.Dahl-Jensen²¹, B.Dalmagne¹⁵, M.Dam⁷,
G.Damgaard²¹, G.Darbo¹⁰, E.Daubie², P.D.Dauncey²⁵, M.Davenport⁷, P.David¹⁸,
A.De Angelis³⁴, M.De Beer²⁸, H.De Boeck², W.De Boer¹³, C.De Clercq²,
M.D.M.De Fez Laso³⁶, N.De Groot²², C.De La Vaissiere¹⁸, B.De Lotto³⁴, C.Defoix⁶,
D.Delikaris⁷, S.Delorme⁷, P.Delpierre⁶, N.Demaria³³, L.Di Ciaccio²⁹, H.Dijkstra⁷,
F.Djama⁸, J.Dolbeau⁶, O.Doll³⁹, M.Donszelmann²², K.Doroba³⁸, M.Dracos⁷, J.Drees³⁹,
M.Dris²³, W.Dulinski⁸, R.Dzhelyadin³¹, L-O.Eek³⁵, P.A.-M.Eerola¹¹, T.Ekelof³⁵,
G.Ekspong³², J-P.Engel⁸, V.Falaleev³¹, D.Fassouliotis²³, A.Fenyuk³¹,

- M.Fernandez Alonso³⁰, A.Ferrer³⁶, T.A.Filippas²³, A.Firestone¹, H.Foeth⁷, E.Fokitis²³,
P.Folegati³⁴, F.Fontanelli¹⁰, H.Forsbach³⁹, B.Franek²⁷, K.E.Fransson³⁵, P.Frenkiel⁶,
D.C.Fries¹³, A.G.Frodesen⁴, R.Fruhworth³⁷, F.Fulda-Quenzer¹⁵, K.Furnival¹⁷,
H.Furstenau¹³, J.Fuster⁷, J.M.Gago¹⁶, G.Galeazzi²⁶, D.Gamba³³, J.Garcia³⁰,
U.Gasparini²⁶, P.Gavillet⁷, E.N.Gazis²³, J-P.Gerber⁸, P.Giacomelli⁵, K-W.Glitza³⁹,
R.Gokieli¹⁸, V.M.Golovatyuk¹², J.J.Gomez Y Cadenas⁷, A.Goobar³², G.Gopal²⁷,
M.Gorski³⁸, V.Gracco¹⁰, A.Grant⁷, F.Grard², E.Graziani²⁹, I.A.Gritsaenko³¹,
M-H.Gros¹⁵, G.Grosdidier¹⁵, B.Grossetete¹⁸, S.Gumenyuk³¹, J.Guy²⁷, F.Hahn³⁹,
M.Hahn¹³, S.Haider²², Z.Hajduk²², A.Hakansson¹⁹, A.Hallgren³⁵, K.Hamacher³⁹,
G.Hamel De Monchenault²⁸, F.J.Harris²⁵, B.W.Heck⁷, I.Herbst³⁹, J.J.Hernandez³⁶,
P.Herquet², H.Herr⁷, E.Higon³⁶, H.J.Hilke⁷, S.D.Hodgson²⁵, T.Hofmohl³⁸, R.Holmes¹,
S-O.Holmgren³², D.Holthuizen²², J.E.Hooper²¹, M.Houlden¹⁷, J.Hrubec³⁷, P.O.Hulth³²,
K.Hultqvist³², D.Husson⁸, B.D.Hyams⁷, P.Ioannou³, P-S.Iversen⁴, J.N.Jackson¹⁷,
P.Jalocha¹⁴, G.Jarlskog¹⁹, P.Jarry²⁸, B.Jean-Marie¹⁵, E.K.Johansson³², D.Johnson¹⁷,
M.Jonker⁷, L.Jonsson¹⁹, P.Juillot⁸, R.B.Kadyrov¹², G.Kalkanis³, G.Kalmus²⁷,
G.Kantardjian⁷, F.Kapusta¹⁸, P.Kapusta¹⁴, S.Katsanevas³, E.C.Katsoufis²³,
R.Keranen¹¹, J.Kesteman², B.A.Khomenko¹², B.King¹⁷, H.Klein⁷, W.Klempt⁷,
A.Klovning⁴, P.Kluit², J.H.Koehne¹³, B.Koene²², P.Kokkinias⁹, M.Kopf¹³,
M.Koratzinos⁷, K.Korcyl¹⁴, A.V.Korytov¹², B.Korzen⁷, M.Kostrikov³¹,
C.Kourkoumelis³, T.Kreuzberger³⁷, J.Krolikowski³⁸, U.Kruener-Marquis³⁹,
W.Krupinski¹⁴, W.Kucewicz²⁰, K.Kurvinen¹¹, M.I.Laakso¹¹, C.Lambropoulos⁹,
J.W.Lamsa¹, L.Lanceri³⁴, V.Lapchine³¹, V.Lapin³¹, J-P.Laugier²⁸, R.Lauhakangas¹¹,
P.Laurikainen¹¹, G.Leder³⁷, F.Ledroit⁶, J.Lemonne², G.Lenzen³⁹, V.Lepeltier¹⁵,
A.Letessier-Selvon¹⁸, E.Lieb³⁹, E.Lillethun⁴, J.Lindgren¹¹, I.Lippi²⁶, R.Llosa³⁶,
B.Loerstad¹⁹, M.Lokajicek¹², J.G.Loken²⁵, M.A.Lopez Aguera³⁰, A.Lopez-Fernandez¹⁵,
M.Los²², D.Loukas⁹, A.Lounis⁸, J.J.Lozano³⁶, R.Lacock²⁷, P.Lutz⁶, L.Lyons²⁵,
G.Maehlum⁷, N.Magnussen³⁹, J.Maillard⁶, A.Maltezos⁹, S.Maltezos²³, F.Mandl³⁷,
J.Marco³⁰, M.Margoni²⁶, J-C.Marin⁷, A.Markou⁹, L.Mathis⁶, F.Matorras³⁰,
C.Matteuzzi²⁰, G.Matthiae²⁹, M.Mazzucato²⁶, M.Mc Cubbin¹⁷, R.Mc Kay¹,
R.Mc Nulty¹⁷, E.Menichetti³³, C.Meroni²⁰, W.T.Meyer¹, W.A.Mitaroff³⁷,
G.V.Mitselmakher¹², U.Mjoernmark¹⁹, T.Moa³², R.Moeller²¹, K.Moenig³⁹,
M.R.Monge¹⁰, P.Morettini¹⁰, H.Mueller¹³, H.Muller⁷, G.Myatt²⁵, F.Naraghi¹⁸,
U.Nau-Korzen³⁹, F.L.Navarria⁵, P.Negri²⁰, B.S.Nielsen²¹, B.Nijjhar¹⁷, V.Nikolaenko³¹,
V.Obraztsov³¹, R.Orava¹¹, A.Ouraou²⁸, R.Pain¹⁸, H.Palka²², T.Papadopoulou²³,

- L.Pape⁷, A.Passeri²⁹, M.Pegoraro²⁶, V.Perevozchikov³¹, M.Pernicka³⁷, A.Perrotta⁵, M.Pimenta¹⁶, O.Pingot², A.Pinsent²⁵, M.E.Pol¹⁶, G.Polok¹⁴, P.Poropat³⁴, P.Privitera⁵, A.Pullia²⁰, J.Pyyhtia¹¹, A.A.Rademakers²², D.Radojicic²⁵, S.Ragazzi²⁰, W.H.Range¹⁷, P.N.Ratoff²⁵, A.L.Read²⁴, N.G.Redaeli²⁰, M.Regler³⁷, D.Reid¹⁷, P.B.Renton²⁵, L.K.Resvanis³, F.Richard¹⁵, M.Richardson¹⁷, J.Ridky¹², G.Rinaudo³³, I.Roditi⁷, A.Romero³³, P.Ronchese²⁶, E.I.Rosenberg¹, U.Rossi⁵, E.Rosso⁷, P.Roudeau¹⁵, T.Rovelli⁵, W.Ruckstuhl²², V.Ruhlmann²⁸, A.Ruiz³⁰, H.Saarikko¹¹, Y.Sacquin²⁸, E.Sánchez³⁶, J.Sánchez³⁶, M.Sannino¹⁰, M.Schaeffer⁸, H.Schneider¹³, F.Scuri³⁴, A.M.Segar²⁵, R.Sekulin²⁷, M.Sessa³⁴, G.Sette¹⁰, R.Seufert¹³, R.C.Shellard¹⁶, P.Siegrist²⁸, S.Simonetti¹⁰, F.Simonetto²⁶, A.N.Sissakian¹², T.B.Skaali²⁴, J.Skeens¹, G.Skjevling²⁴, G.R.Smith²⁷, R.Sosnowski³⁸, T.S.Spassoff¹², E.Spiriti²⁹, S.Squarcia¹⁰, H.Staeck³⁹, C.Stanescu²⁹, G.Stavropoulos⁹, F.Stichelbaut², A.Stocchi²⁰, J.Strauss³⁷, R.Strub⁸, C.J.Stubenrauch⁷, M.Szczekowski³⁸, M.Szeptycka³⁸, P.Szymanski³⁸, S.Tavernier², G.Theodosiou⁹, A.Tilquin⁶, J.Timmermans²², V.G.Timofeev¹², L.G.Tkatchev¹², D.Z.Toet²², A.K.Topphol⁴, L.Tortora²⁹, M.T.Trainor²⁵, D.Treille⁷, U.Trevisan¹⁰, W.Trischuk⁷, G.Tristram⁶, C.Troncon²⁰, A.Tsirou⁷, E.N.Tsyganov¹², M.Turala¹⁴, R.Turchetta⁸, M-L.Turluer²⁸, T.Tuuva¹¹, I.A.Tyapkin¹², M.Tyndel²⁷, S.Tzamarias⁷, F.Udo²², S.Ueberschaer³⁹, V.A.Uvarov³¹, G.Valenti⁵, E.Vallazza³³, J.A.Valls Ferrer³⁶, G.W.Van Apeldoorn²², P.Van Dam²², W.K.Van Doninck², N.Van Eijndhoven⁷, C.Vander Velde², J.Varela¹⁶, P.Vaz¹⁶, G.Vegni²⁰, J.Velasco³⁶, L.Ventura²⁶, W.Venus²⁷, F.Verbeure², L.S.Vertogradov¹², L.Vibert¹⁸, D.Vilanova²⁸, E.V.Vlasov³¹, A.S.Vodopyanov¹², M.Vollmer³⁹, G.Voulgaris³, M.Voutilainen¹¹, V.Vrba²⁹, H.Wahlen³⁹, C.Walck³², F.Waldner³⁴, M.Wayne¹, A.Wehr³⁹, P.Weilhammer⁷, J.Werner³⁹, A.M.Wetherell⁷, J.H.Wickens², J.Wikne²⁴, G.R.Wilkinson²⁵, W.S.C.Williams²⁵, M.Winter⁸, D.Wormald²⁴, G.Wormser¹⁵, K.Woschnagg³⁵, N.Yamdagni³², P.Yepes²², A.Zaitsev³¹, A.Zalewska¹⁴, P.Zalewski³⁸, P.I.Zarubin¹², E.Zevgolatakos⁹, G.Zhang³⁹, N.I.Zimin¹², R.Zitoun¹⁸, R.Zukanovich Funchal⁶, G.Zumerle²⁶, J.Zuniga³⁶

¹ Ames Laboratory and Department of Physics, Iowa State University, Ames IA 50011, USA

² Physics Department, Univ. Instelling Antwerpen, Universiteitsplein 1, B-2610 Wilrijk, Belgium

and IIHE, ULB-VUB, Pleinlaan 2, B-1050 Brussels, Belgium

and Service de Phys. des Part. Elém., Faculté des Sciences, Université de l'Etat Mons, Av. Maistriau 19, B-7000 Mons, Belgium

³ Physics Laboratory, University of Athens, Solonos Str. 104, GR-10880 Athens, Greece

- ⁴ Department of Physics, University of Bergen, Allégaten 55, N-5007 Bergen, Norway
- ⁵ Dipartimento di Fisica, Università di Bologna and INFN, Via Irnerio 46, I-40126 Bologna, Italy
- ⁶ Collège de France, Lab. de Physique Corpusculaire, 11 pl. M. Berthelot, F-75231 Paris Cedex 05, France
- ⁷ CERN, CH-1211 Geneva 23, Switzerland
- ⁸ Division des Hautes Energies, CRN - Groupe DELPHI and LEPSI, B.P.20 CRO, F-67037 Strasbourg Cedex, France
- ⁹ Institute of Nuclear Physics, N.R.C. Demokritos, P.O. Box 60628, GR-15310 Athens, Greece
- ¹⁰ Dipartimento di Fisica, Università di Genova and INFN, Via Dodecaneso 33, I-16146 Genova, Italy
- ¹¹ Dept. of High Energy Physics, University of Helsinki, Siltavuorenpenger 20 C, SF-00170 Helsinki 17, Finland
- ¹² Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Head Post Office, P.O. Box 79, 101 000 Moscow, USSR.
- ¹³ Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe, Postfach 6980, D-7500 Karlsruhe 1, FRG
- ¹⁴ High Energy Physics Laboratory, Institute of Nuclear Physics, Ul. Kawioro 26 a, PL-30055 Krakow 30, Poland
- ¹⁵ Université de Paris-Sud, Lab. de l'Accélérateur Linéaire, Bat 200, F-91405 Orsay, France
- ¹⁶ LIP, Av. Elias Garcia 14 - 1e, P-1000 Lisbon Codex, Portugal
- ¹⁷ Department of Physics, University of Liverpool, P.O. Box 147, GB - Liverpool L69 3BX, UK
- ¹⁸ LPNHE, Universités Paris VI et VII, Tour 33 (RdC), 4 place Jussieu, F-75230 Paris Cedex 05, France
- ¹⁹ Department of Physics, University of Lund, Sölvegatan 14, S-22363 Lund, Sweden
- ²⁰ Dipartimento di Fisica, Università di Milano and INFN, Via Celoria 16, I-20133 Milan, Italy
- ²¹ Niels Bohr Institute, Blegdamsvej 17, DK-2100 Copenhagen 0, Denmark
- ²² NIKHEF-H, Postbus 41882, NL-1009 DB Amsterdam, The Netherlands
- ²³ National Technical University, Physics Department, Zografou Campus, GR-15773 Athens, Greece
- ²⁴ Physics Department, University of Oslo, Blindern, N-1000 Oslo 3, Norway
- ²⁵ Nuclear Physics Laboratory, University of Oxford, Keble Road, GB - Oxford OX1 3RH, UK
- ²⁶ Dipartimento di Fisica, Università di Padova and INFN, Via Marzolo 8, I-35131 Padua, Italy
- ²⁷ Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, GB - Didcot OX11 0QX, UK
- ²⁸ CEN-Saclay, DPhPE, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
- ²⁹ Istituto Superiore di Sanità, Ist. Naz. di Fisica Nucl. (INFN), Viale Regina Elena 299, I-00161 Rome, and Dipartimento di Fisica, Università di Roma II and INFN, Tor Vergata, I-00173 Rome, Italy
- ³⁰ Facultad de Ciencias, Universidad de Santander, av. de los Castros, E - 39005 Santander, Spain
- ³¹ Inst. for High Energy Physics, Serpukow P.O. Box 35, Protvino, (Moscow Region), USSR.
- ³² Institute of Physics, University of Stockholm, Vanadisvägen 9, S-113 46 Stockholm, Sweden
- ³³ Dipartimento di Fisica Sperimentale, Università di Torino and INFN, Via P. Giuria 1, I-10125 Turin, Italy
- ³⁴ Dipartimento di Fisica, Università di Trieste and INFN, Via A. Valerio 2, I-34127 Trieste, Italy and Istituto di Fisica, Università di Udine, I-33100 Udine, Italy

- ³⁵ Department of Radiation Sciences, University of Uppsala, P.O. Box 535, S-751 21 Uppsala, Sweden
- ³⁶ Inst. de Fisica Corpuscular IFIC, Centro Mixto Univ. de Valencia-CSIC, Avda. Dr. Moliner 50, E-46100 Burjassot (Valencia), Spain
- ³⁷ Institut für Hochenergiephysik, Österreich Akad. d. Wissensch., Nikolsdorfergasse 18, A-1050 Vienna, Austria
- ³⁸ Inst. Nuclear Studies and, University of Warsaw, Ul. Hoza 69, PL-00681 Warsaw, Poland
- ³⁹ Fachbereich Physik, University of Wuppertal, Postfach 100 127, D-5600 Wuppertal 1, FRG

