



FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

**Multijet-Produktion in der e^+e^- -Annihilation
von $\sqrt{s} = 89 \text{ GeV}$ bis 207 GeV**

Messung der starken Kopplung α_s aus der Vierjetrate

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades

von

Uwe Flaggmeyer

CERN-THESIS-2001-057



WUB-DIS 2001-4
Wuppertal, Juni 2001

*Für Geli,
für Kaffee am Morgen, Liebe und Reibekuchen...*

„Im Himmel Indras, so sagt man, hängt ein Netzwerk von Perlen so angeordnet, daß du beim Anblick einer Perle alle anderen in dieser widergespiegelt siehst. Genauso ist jeder Gegenstand in der Welt nicht bloß er selbst, sondern ein Teil jedes anderen, er ist in Wirklichkeit alles andere. In jedem Staubkörnchen sind Buddhas ohne Zahl vorhanden.“

Die Metapher von Indras Netz im Avatamsaka-Sutra, nach Sir Charles Eliot [1].

Abstract

Hadronic events from the data collected with the DELPHI detector at LEP within an energy range from 89 GeV to 207 GeV are selected and their jet rates are determined. The measurement of jet rates give no indication for an excess of multi jet events at high energies. The four jet rate is compared to next to leading order calculations. Studies on the influence of the renormalisation scale μ are performed confirming previous DELPHI results on optimised scales. Applying scale optimisation methods allows a precise measurement of the strong coupling α_s from LEP1 data. The final result is obtained by the CAMBRIDGE algorithm:

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.1175 \pm 0.0010(\text{exp.}) \pm 0.0017(\text{hadr.}) \pm 0.0007(\text{scale}) .$$

The comparison of α_s as measured at the Z and at higher energies gives access to the energy dependence (running) of the strong coupling. The logarithmic energy slope, again obtained from CAMBRIDGE, is measured to be

$$\frac{d\alpha_s^{-1}}{d \ln E_{cm}} = 1.14 \pm 0.25(\text{stat.}) \pm 0.25(\text{sys.}) ,$$

while the QCD prediction for this quantity is 1.28.

The results in $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ are in good agreement with previous, statistically uncorrelated measurements based on three jet final states.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Das Standardmodell	3
1.1 Elektroschwache Wechselwirkung	4
1.2 Starke Wechselwirkung	5
1.2.1 Perturbative QCD	6
1.3 Elektron–Positron Annihilation	12
2 Das Experiment	15
2.1 LEP	15
2.2 DELPHI	16
3 Simulation hadronischer Ereignisse	25
3.1 Hadronische Ereignisse	25
3.2 Beschreibung durch Monte Carlo Modelle	27
3.2.1 Die Entstehung farbgeladener Partonen	27
3.2.2 Fragmentation in Hadronen	30
3.2.3 Die Generatoren	33
4 Tuning des Generators APACIC++	35
4.1 Eigenschaften von APACIC++	35
4.1.1 Verwendete Version	38
4.2 Das Tuning Verfahren	39
4.3 APACIC++ Parameter	41
4.4 Verwendete Datensätze	42

4.5	Übereinstimmung mit Meßdaten	45
4.5.1	Extrapolation zu LEP2 Energien	50
4.6	Interpretation	50
5	Die Analyse der Jetraten	53
5.1	Analysierter Datensatz	53
5.2	Selektion	55
5.2.1	Spurselektion	55
5.2.2	Ereignisselektion	56
5.2.3	Korrekturen	63
5.3	Clustern hadronischer Jets	64
5.3.1	JADE	65
5.3.2	DURHAM	66
5.3.3	CAMBRIDGE	66
5.4	Ergebnisse	67
5.4.1	Experimentelle Fehler	67
5.4.2	Jetraten bei LEP1	68
5.4.3	Jetraten bei LEP2	72
5.4.4	Interpretation	74
6	Messung der starken Kopplung α_s	77
6.1	Vorhersagen der perturbativen QCD	77
6.1.1	Der Generator DEBRECEN	79
6.1.2	Hadronisierungskorrektur	82
6.1.3	Korrekturen durch Quarkmassen	85
6.2	Messung von $\alpha_s(M_Z^2)$ aus LEP1 Daten	86
6.2.1	Optimierung der Renormierungsskala x_μ	86
6.2.2	Bestimmung von $\alpha_s(M_Z^2)$	92
6.2.3	Abschätzung der Fehler	93
6.2.4	Ergebnisse und Interpretation	94
6.3	Energieabhängigkeit von α_s	96
6.3.1	Erwartung der QCD	96
6.3.2	Ergebnisse	97

6.3.3	Interpretation	99
	Zusammenfassung	103
	Anhang	105
A	Der „ALEPH-Effekt“	105
A.1	Die ALEPH-Analyse des Jahres 1995	105
A.1.1	ALEPH Ergebnisse, 1995	106
A.1.2	Interpretation	108
A.2	Die ALEPH Analyse bei 161 GeV und 172 GeV	110
A.3	Ergebnisse aller LEP Kollaborationen bis 1996	110
A.4	Wiederholung der 133 GeV Datennahme	113
A.5	Analyse der DELPHI Daten	113
A.5.1	Analyse der ALEPH Viervektoren mit DELPHI Simulation . . .	114
A.5.2	Ergebnisse der DELPHI Messung	116
A.6	Zusammenfassung und Interpretation	122
B	Abbildungen	125
B.1	Rekonstruierte Schwerpunktennergie $\sqrt{s'}$	125
B.2	Selektionsvariable D^2	128
B.3	Inklusive Vierjetraten	131
B.4	Jetraten	142
	Akürzungsverzeichnis	157
	Tabellenverzeichnis	159
	Abbildungsverzeichnis	161
	Literaturverzeichnis	165
	Danksagung	173

Einleitung

Die Hochenergiephysik beschäftigt sich mit der Erforschung der elementaren Bausteine der Materie und der zwischen ihnen wirkenden Kräfte. Nach unserem heutigen Kenntnisstand gibt es in der Natur vier fundamentale Kräfte: Die Gravitationskraft, die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft.

Die starke Kraft wirkt zwischen den Farbladungen von Quarks und Gluonen. Ihre Kopplungskonstante α_s ist etwa 10^{43} mal größer als die Kopplung der Gravitationskraft. Die extrem große Anziehungskraft bewirkt eine nahezu instantane Neutralisation der Farbladungen, bis heute wurden in der Natur keine freien Quarks beobachtet. Quarks treten nur in gebundenen Zuständen auf, in denen die Farbladung eingeschlossen ist. Eine geringe Restwirkung der starken Kraft bildet die Kernkraft, die Protonen und Neutronen im Atomkern zusammenhält und damit ursächlich für das Erscheinungsbild der Materie ist. Die derzeit gültige Theorie zur Beschreibung der starken Kraft ist die Quantenchromodynamik (QCD). Während die starke Kopplung α_s , als einziger freier Parameter der QCD, aus dem Experiment bestimmt werden muß, wird ihre Energieabhängigkeit von der Theorie vorhergesagt. Ziel dieser Arbeit ist die Messungen der starken Kraft und die Verifizierung der vorhergesagten Energieabhängigkeit. Aufgrund des Farbeinschlusses ist dies nur durch das Studium von Kollisionen hochenergetischer Teilchen in großen Teilchenbeschleunigern möglich.

Seit 1989 wurde vom europäischen Kernforschungszentrum CERN, der mit etwa 27 km Umfang größte Teilchenbeschleuniger der Welt, der Elektron-Positron Speicherring LEP betrieben. Er befand sich in einem Ringtunnel, etwa 100 Meter unter der Erde, auf französisch-schweizerischem Grenzgebiet, bei Genf. Am LEP Beschleuniger waren vier unabhängige Experimente, die großen Teilchendetektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL, installiert. Die Universität Wuppertal ist mit einer Arbeitsgruppe am DELPHI Experiment aktiv beteiligt. In der ersten Ausbaustufe LEP1 fanden die Teilchenkollisionen bei Schwerpunktenenergien um 91 GeV, der Ruhemasse des Z -Bosons statt. Hier ist die Ereignisrate resonant überhöht und jedes der Experimente hat zwischen Inbetriebnahme (1989) und Ende der LEP1 Phase (1995) mehrere Millionen Ereignisse aufgezeichnet. Mit Beginn der LEP2 Phase wurde die Schwerpunktenenergie schrittweise bis auf über 200 GeV erhöht. Im November 2000 wurde LEP abgeschaltet und der Abbau von LEP und seiner Detektoren begann.

Die von DELPHI aufgezeichneten hadronischen Ereignisse bieten eine ideale Möglichkeit sowohl präzise Studien über die starke Kopplung α_s [2–4], als auch über ihre Energieabhängigkeit [4–9] innerhalb eines einzelnen Experimentes durchzuführen. Anders als bei Proton-Streuexperimenten sind den Ereignissen keine hadronischen Reste des Anfangszustands überlagert. Aus der Annihilation von Elektron und Positron entsteht, über die Kopplung an ein Z -Boson oder Photon, ein Quark-Antiquark Paar. Die farbgeladenen Quarks nehmen an der starken Wechselwirkung teil und können Gluonen, die Feldquanten der starken Wechselwirkung, abstrahlen. Der Farbeinschluß bewirkt die Entstehung von Teilchen die sich in Bündeln, sogenannten *Jets* um die Flugrichtung der initialen Quarks und Gluonen gruppieren.

In dieser Arbeit werden ausführliche Studien über hadronische Endzustände der Elektron-Positron Annihilation durchgeführt. Hadronische Spuren werden zu Jets zusammengefaßt, Eigenschaften und Anzahl der Jets werden mit der Erwartung der QCD verglichen. Aus dem Anteil der Vierjetereignisse wird die starke Kopplung α_s und ihre Energieabhängigkeit bestimmt. Dabei wird auf den vollständigen mit DELPHI aufgezeichneten Datensatz zurückgegriffen und sowohl eine präzise Bestimmung von $\alpha_s(M_Z^2)$ aus LEP1 Daten als auch eine Messung der Energieabhängigkeit von α_s aus LEP1- und LEP2 Daten durchgeführt.

Für die Projektion von theoretischen Vorhersagen partonischer Verteilungen auf meßbare hadronische Größen werden in dieser Arbeit QCD basierte Monte Carlo Simulationsmodelle verwendet. Aufgrund einer engen Zusammenarbeit von theoretischer und experimenteller Seite hat es bei der Entwicklung von Monte Carlo Generatoren in den letzten Jahren erhebliche Fortschritte gegeben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde aktiv an der Entwicklung des neuartigen Monte Carlo Generators APACIC++ mitgearbeitet und eine Kalibrierung seiner internen Parameter vorgenommen. Bisher verfügbare Monte Carlo Generatoren, beruhend auf Berechnung von Matrixelementen, waren in ihrer Energie auf 91 GeV und damit auf LEP1 Analysen beschränkt. Mit Hilfe des Generators APACIC++ ist es nun möglich, bei beliebigen Energien partonische Verteilungen auf hadronische Endzustände abzubilden.

Bei allen Vorhersagen der perturbativen QCD entsteht durch die Vernachlässigung von Reihengliedern höherer Ordnung eine Abhängigkeit von der Renormierungsskala. In dieser Arbeit werden ausführliche Studien zum Einfluß der Renormierungsskala und ihrer Optimierung durchgeführt.

Erstmals werden in DELPHI theoretische Vorhersagen hadronischer Verteilungen in dritter Ordnung ($\mathcal{O}(\alpha_s^3)$) zur Bestimmung von α_s benutzt. Dieser Zugang ist weitgehend unkorreliert zu früheren Messungen von α_s , die sich auf Vorhersagen in zweiter Ordnung und damit auf dreijetartige Endzustände beschränken. Dies bietet die Möglichkeit einer statistisch und theoretisch unabhängigen Verifizierung früherer Messungen und leistet damit einen weiteren Beitrag zur exakten Bestimmung der starken Kopplung α_s und ihrer Energieabhängigkeit.

Kapitel 1

Das Standardmodell

Die Hochenergie- oder Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit der Beschreibung der fundamentalen Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen. Der Stand der Kenntnisse ist im Standardmodell zusammengefasst.

Grundlegend ist die Unterscheidung zwischen Materie und Kraft.

- Materie ist aus Teilchen mit halbzahligem Spin, sogenannten Fermionen, zusammengesetzt. Diese gliedern sich weiter in Quarks und Leptonen. Eine Zusammenstellung aller Fermionen findet sich in Tabelle 1.1.

In der Natur beobachtete Materie besteht ausschließlich aus Teilchen der ersten Generation. Im Universum existieren wahrscheinlich zusätzlich alle drei Neutrinosorten. Die anderen Fermionen aus Tabelle 1.1 sind nicht stabil und können nur kurzzeitig in Annihilations- und Streuexperimenten erzeugt werden.

	Generation			Wechselwirkung
	1.	2.	3.	
Quarks	d u	s c	b t	schwach, elektromagnetisch, stark
Leptonen	e ν_e	μ ν_μ	τ ν_τ	schwach, elektromagnetisch schwach

TABELLE 1.1: *Fermionen und ihre Wechselwirkungen.*

- Kräfte werden durch Teilchen mit ganzzahligem Spin, den Bosonen, übertragen. Es gibt vier fundamentale Wechselwirkungen, die starke Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung, die elektromagnetische Wechselwirkung

und die Gravitation. Im Standardmodell sind die ersten drei Wechselwirkungen zusammengefaßt. Bei subatomaren Prozessen ist die Gravitation um viele Größenordnungen schwächer als alle anderen Wechselwirkungen und spielt eine untergeordnete Rolle. Die im Standardmodell zusammengefaßten Wechselwirkungen werden durch Eichtheorien mit zugrundeliegender Symmetriegruppe beschrieben. Die Übertragung der Kräfte geschieht durch sogenannte *Eichbosonen*, sie entsprechen den Erzeugenden der Symmetriegruppe. Die Symmetrie der Gruppe bestimmt die Anzahl der Eichbosonen. Tabelle 1.2 gibt eine Zusammenfassung der Kräfte und ihrer relativen Kopplungsstärken.

Kraft	relative Stärke	Theorie	Feldquant
stark	1	QCD	8 Gluonen
elektromagnetisch	10^{-3}	GWS	Photon
schwach	10^{-14}		W^\pm, Z
gravitativ	10^{-43}	Allg. Relativitätstheorie	Graviton

TABELLE 1.2: Die fundamentalen Kräfte der Natur.

1.1 Elektroschwache Wechselwirkung

Die elektroschwache Theorie ist eine vereinheitlichte Theorie der schwachen Wechselwirkung und der Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung QED [10–12]. Sie ist nach ihren Begründern Glashow, Weinberg und Salam benannt. Ihr liegt die Symmetriegruppe $SU(2) \otimes U(1)$ zugrunde. Abbildung 1.1 zeigt die fundamentalen Feynmangraphen der GWS Theorie.

Eichbosonen sind das masselose Isospin-Triplett $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$ und das ebenfalls masselose Isospin-Singulett B_μ . Dies steht im Widerspruch zur experimentellen Er-

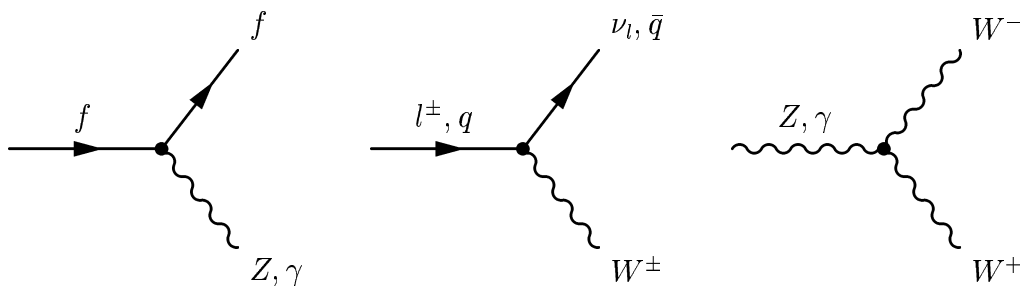


ABBILDUNG 1.1: Die fundamentalen Feynmangraphen der GWS Theorie.

kenntnis eines masselosen und dreier massiver Feldquanten. Die Einführung massiver Feldquanten in die GWS Theorie geschieht durch den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung. Dieser erfordert die Existenz eines skalaren Higgsdubletts

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

mit zwei komplexen, skalaren Komponenten und dem Vakuumerwartungswert:

$$\Phi(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ \nu/\sqrt{2} \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Die physikalisch beobachteten Bosonen sind Linearkombinationen der ursprünglichen Eichbosonen:

$$W^\pm = (W_\mu^1 \mp W_\mu^2)/\sqrt{2}, \quad (1.3)$$

$$Z = W_\mu^3 \cdot \cos \Theta_W - B^0 \cdot \sin \Theta_W, \quad (1.4)$$

$$\gamma = W_\mu^3 \cdot \sin \Theta_W + B^0 \cdot \cos \Theta_W. \quad (1.5)$$

Ihre Massen ergeben sich zu:

$$M_Z^2 = \frac{e^2 \cdot \nu^2}{4 \cdot \cos^2 \Theta_W \cdot \sin^2 \Theta_W}, \quad (1.6)$$

$$M_W^2 = \frac{e^2 \cdot \nu^2}{4 \cdot \sin^2 \Theta_W}, \quad (1.7)$$

$$M_\gamma = 0. \quad (1.8)$$

Wie experimentell beobachtet, entstehen drei massive Bosonen der schwachen Wechselwirkung mit kurzer Reichweite und ein masseloses Boson der elektromagnetischen Wechselwirkung mit unendlicher Reichweite. Das verbleibende neutrale, skalare Higgs Teilchen H^0 ist das letzte unentdeckte Teilchen des Standardmodells¹.

1.2 Starke Wechselwirkung

Die Quantenchromodynamik hat sich als Theorie der starken Wechselwirkung etabliert. Als experimentelle Meilensteine der QCD sind die Entdeckung der Gluon-Bremsstrahlung durch den Nachweis von 3-Jet Ereignissen [15] (Abbildung 1.2), die Messung der Casimir Operatoren C_A und C_F [16, 17], sowie die Verifizierung der vorhergesagten Energieabhängigkeit der starken Kopplung [5] zu nennen.

Die QCD ist eine nichtabelsche Quantenfeldtheorie, sie wurde nach dem Vorbild der QED entwickelt. Ihr liegt die Symmetriegruppe $SU(3)$ zugrunde. Die Eichbosonen der QCD sind acht masselose Gluonen, die an die Farbladung der Quarks

¹Gegen Ende der Laufzeit von LEP wurden Hinweise auf die Existenz des Higgs Bosons bei einer Masse von 115 GeV gefunden [13, 14].

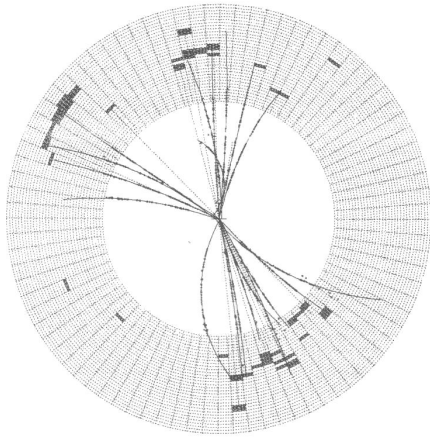


ABBILDUNG 1.2:
Nachweis der Gluon-Bremsstrahlung: Die Abbildung zeigt eines der ersten, mit dem JADE Detektor am Beschleuniger PETRA aufgezeichneten Dreijet-Ereignisse, aus [18].

koppeln. Die Quantenzahl Farbe kann für Quarks die Zustände *rot*, *grün* und *blau* annehmen. Gluonen tragen ebenfalls Farbladungen, so daß Gluonselfkopplungen möglich sind. Die Stärke der chromodynamischen Kraft, bzw. die Einheit der Farbladung, ist durch die Kopplungskonstante gegeben:

$$g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}. \quad (1.9)$$

Die starke Wechselwirkung ist paritätserhaltend, dementsprechend ist die paritätsverletzende Phase der QCD mit Null identisch. Darüber hinaus ist die starke Kopplungskonstante α_s der einzige freie Parameter der QCD, ihre experimentelle Bestimmung ist Thema dieser Arbeit.

1.2.1 Perturbative QCD

Der perturbativen QCD liegt die Idee zugrunde, die Wechselwirkung als punktuelle Störung der freien Propagation aufzufassen. Vorhersagen werden durch eine Reihenentwicklung angenähert, die Glieder der perturbativen Reihe werden durch Feynman-Graphen veranschaulicht. Abbildung 1.3 zeigt die fundamentalen Feynmangraphen der QCD.

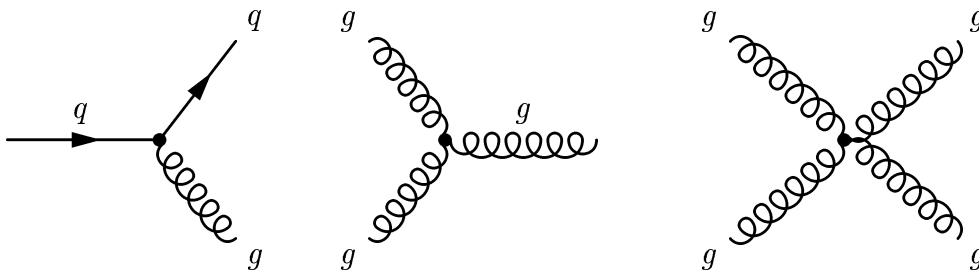


ABBILDUNG 1.3: Die fundamentalen Feynmangraphen der QCD.

Bei der Summation der Feynmangraphen treten divergente Terme auf, diese werden durch Renormierung der Theorie berücksichtigt. Die Ergebnisse verschiedener Renormierungsschemata sind ineinander transformierbar, in dieser Arbeit wird das $\overline{\text{MS}}$ -Schema benutzt. Durch die Renormierung wird in die Theorie die Energieabhängigkeit der Kopplung eingeführt.

Die anschauliche Interpretation der energieabhängigen Kopplung stützt sich auf das Konzept der Vakuumpolarisation, bei der durch spontan entstehende, virtuelle Teilchenpaare die „nackte“ Kernladung abgeschirmt wird. Die im Experiment beobachtete effektive Ladung ist die Summe der nackten Ladung und ihrer Abschirmung. Sie ist Funktion des Abstands zur nackten Ladung und damit des Impulsübertrags bzw. der Energie. Die spontane Paarbildung wird durch Schleifengraphen, sogenannte *Loopgraphen*, beschrieben. Durch die Gluonselfkopplung treten, im Vergleich zur QED, neue Typen von Graphen auf. Neben Graphen mit Quarkloops müssen auch Graphen mit Gluonloops, sowie Graphen mit Vertexkorrekturen durch Gluonselfkopplung berücksichtigt werden, (Abbildung 1.4).

Dabei haben Beiträge mit Quark-Gluon-Kopplungen und Beiträge mit Gluon-Gluon-Kopplungen gegensätzliche Wirkungen: Quarkloops führen durch Abschirmung der Farbladung (vergleichbar mit Fermionloops der QED) zu einem Anwachsen, Gluonloops und Vertexkorrekturen durch Antiabschirmung zu einem Abfall der Kopplung mit der Energie. Die relative Anzahl der Beiträge entscheidet über die Energieabhängigkeit der Kopplung. Für

$$11n_c > 2n_f \quad (1.10)$$

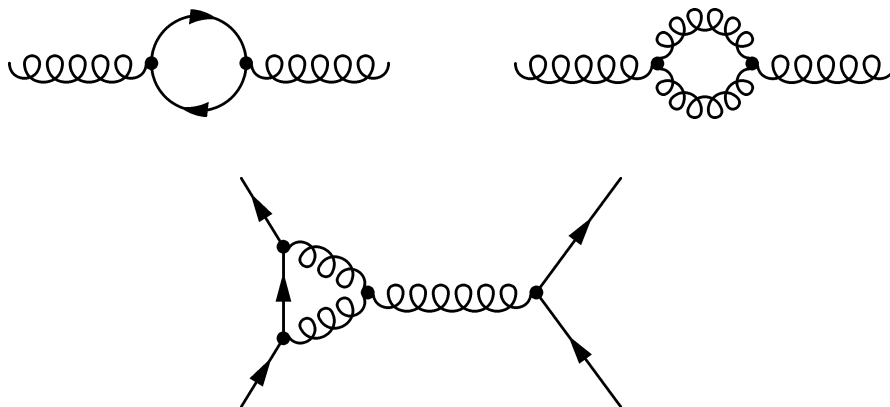


ABBILDUNG 1.4: Schleifengraphen mit Quark- und Gluonloops zur Beschreibung der Vakuumpolarisation, sowie Vertexkorrekturen durch Gluonselfkopplung.

dominiert die Antiabschirmung der Gluonloops und die starke Kopplung sinkt mit der Energie. Dabei ist n_c die Anzahl der Farben und n_f die Anzahl der Quarkflavours.² Man spricht von einer *gleitenden* Kopplungskonstanten. Auch im deutschsprachigen Raum hat sich zur Beschreibung der Energieabhängigkeit der Begriff „Running“ etabliert.

Eine Bestimmung der Energieabhängigkeit der starken Kopplung läßt somit direkte Rückschlüsse auf die zugrundeliegende Symmetriegruppe der QCD zu. Für kleine Energien divergiert die starke Kopplung und das Konzept der perturbativen QCD verliert seine Gültigkeit. Das Anwachsen der Kopplung ist die Ursache des Einschusses der Farbladungen in Mesonen und Baryonen, man spricht von *Confinement*. Für große Energien wird die starke Kopplung klein, stark wechselwirkende Teilchen sind *asymptotisch frei*, nur hier ist eine perturbative Beschreibung möglich.

Im Gegensatz zur QED, bei der die Entwicklung in der Kopplung um den Nullpunkt $\alpha(0) = 1/137$ erfolgen kann, ist dies im Falle der starken Kopplung nicht möglich. Bei kleinen Energien macht das Anwachsen der starken Kopplung perturbative Vorhersagen unmöglich³. Die Entwicklung der perturbativen Reihe muß für kleine Störungen der freien Propagation, das heißt für kleine Werte von α_s erfolgen. Daher erfolgt die Entwicklung der Reihe um den willkürlich wählbaren Punkt $\alpha_s(\mu)$. Einzige Forderung an μ ist, daß $\alpha_s(\mu)$ klein genug ist um eine perturbative Entwicklung zu rechtfertigen.

Die Forderung der Unabhängigkeit perturbativer Vorhersagen von der gewählten Skala μ führt direkt zur Renormierungsgruppengleichung der QCD:

$$\mu^2 \frac{\partial \alpha_s(\mu)}{\partial \mu^2} := \beta(\alpha_s) = \sum_{i=0}^{\infty} b_i \alpha_s^{i+2} = -b_0 \alpha_s^2 - b_1 \alpha_s^3 - \dots \quad (1.11)$$

Die in Gleichung 1.11 definierte Funktion $\beta(\alpha_s)$ beschreibt die Skalenabhängigkeit von α_s , ihre Koeffizienten b_i sind bis zur zweiten Ordnung unabhängig vom Renormierungsschema:

$$b_0 = \frac{33 - 2n_f}{12\pi}, \quad (1.12)$$

$$b_1 = \frac{153 - 19n_f}{24\pi^2}. \quad (1.13)$$

Die Lösung der Renormierungsgruppengleichung lautet:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{1}{b_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \cdot \left[1 - \frac{b_1}{b_0^2} \cdot \frac{\ln(\ln(\mu^2/\Lambda^2))}{\ln(\mu^2/\Lambda^2)} \right] + \dots \quad (1.14)$$

²Die Anzahl der Farben ist für alle Energien gleich: $n_c = 3$. Die Anzahl der Flavours hängt von der zur Verfügung stehenden Energie ab und zeigt dementsprechend ein Schwellenverhalten. Für LEP Energien gilt $n_f = 5$.

³Insbesondere ist eine perturbative Beschreibung des Farbeinschlusses unmöglich. Auch eine Anwendung der perturbativen QCD auf Effekte der Kernphysik kann es nicht geben.

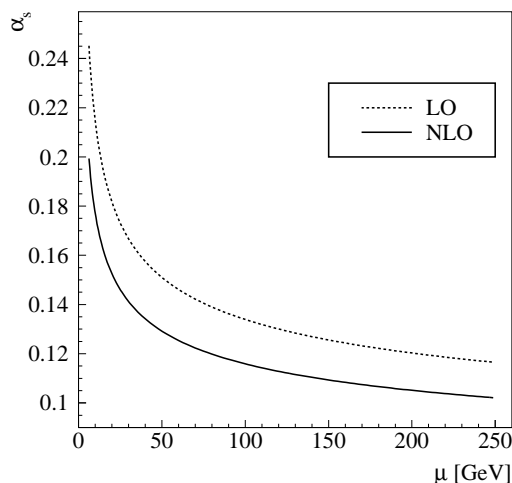


ABBILDUNG 1.5:
Erwartete Skalenabhängigkeit von α_s ,
nach Gleichung 1.14 und für $\Lambda = 0.220$ GeV,
in führender (LO) und nächstführender (NLO) Ordnung.

Dabei wird Λ definiert durch:

$$\ln \Lambda^2 = \ln \mu^2 - \frac{12\pi}{(11n_c - 2n_f) \cdot \alpha_s(\mu^2)} \quad (1.15)$$

Abbildung 1.5 zeigt die erwartete Abhängigkeit der Kopplung α_s von der Skala μ .

Ein Aufsummieren aller Feynman-Graphen würde zu einer Vorhersage führen die unabhängig von der Skala μ wäre. Aber ebenso wie die QED hat auch die perturbative Entwicklung der QCD den Konvergenzradius Null, so daß ein Aufsummieren aller Terme der perturbativen Reihe divergiert.

Vorhersagen der perturbativen QCD

Für Vorhersagen der perturbativen QCD wird der mögliche Energiebereich willkürlich in zwei Bereiche geteilt: Für Energien

$$Q^2 \gg \Lambda^2 \quad (1.16)$$

gilt die starke Kopplung als klein genug um perturbativen Entwicklungen anzuwenden.⁴

Infrarot- und kollinearitätssichere⁵ Observablen

$$R(y) = \int_0^y \frac{\sigma(y')}{\sigma_{\text{tot}}} dy' \quad (1.17)$$

⁴Dies macht keine Aussagen über die Qualität einer perturbativen Approximation. Auch bei großen Energien können vernachlässigte Beiträge der jeweils nächsten Ordnung erheblich sein.

⁵Das sind Observablen deren Vorhersagen auch bei Abstrahlung von Gluonen mit sehr kleiner Energie oder unter sehr kleinen Winkeln nicht divergieren.

lassen sich als Funktion ihres Ordnungsparameters y in eine perturbative Reihe entwickeln:

$$\ln R(y) = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{2 \cdot i} G_{ij} \cdot \alpha_s^i \cdot \ln^j(y). \quad (1.18)$$

Dabei sind G_{ij} die Koeffizienten der Reihe für die Observable R . Die Terme der Reihe 1.18 lassen sich nach folgendem Schema ordnen:

	<i>LLA</i>	<i>NLLA</i>	<i>NNLLA</i>	...
$\mathcal{O}(\alpha_s)$	$\alpha_s \ln^2(y)$	$\alpha_s \ln(y)$		
$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s^2 \ln^4(y)$	$\alpha_s^2 \ln^3(y)$	$\alpha_s^2 \ln^2(y)$	$\alpha_s^2 \ln(y)$
$\mathcal{O}(\alpha_s^3)$	$\alpha_s^3 \ln^6(y)$	$\alpha_s^3 \ln^5(y)$	$\alpha_s^3 \ln^4(y)$... $\alpha_s^3 \ln(y)$
$\mathcal{O}(\alpha_s^4)$	$\alpha_s^4 \ln^8(y)$	$\alpha_s^4 \ln^7(y)$	$\alpha_s^4 \ln^6(y)$... $\alpha_s^4 \ln(y)$
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\ddots

(1.19)

Vorhersagen in fester Ordnung und ihre Abhängigkeit von der Renormierungsskala μ

Vorhersagen in erster Ordnung QCD ($\mathcal{O}(\alpha_s)$) entstehen durch Aufsummieren der Terme der ersten Zeile. Vorhersagen in zweiter Ordnung QCD ($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$) entsprechend durch Summation aller Terme der ersten beiden Zeilen, usw. Unter einer Vorhersage in (nächst-)führender Ordnung ((N)LO) versteht man eine Entwicklung bis zur ersten (zweiten) nicht verschwindenden Ordnung in α_s . Es ist üblich die Koeffizienten für jede Potenz von α_s auszuklammern, so daß Vorhersagen vom Typ

$$R(y, x_\mu) = R_0 + A(y) \cdot \alpha_s(\mu^2) + B(y, x_\mu) \cdot \alpha_s^2(\mu^2) + C(y, x_\mu) \cdot \alpha_s^3(\mu^2) + \dots \quad (1.20)$$

entstehen. Dabei ist

$$x_\mu = \frac{\mu^2}{Q^2}, \quad (1.21)$$

$Q = E_{\text{cm}}$ die dem Ereignis zugrundeliegende Schwerpunktennergie und μ die Renormierungsskala der QCD. Die Koeffizienten der Reihe und α_s sind Funktionen der Renormierungsskala. Damit ist die *Vorhersage* der Observablen R nach Gleichung 1.20 explizit von der Renormierungsskala abhängig, die Observable selbst muß aber unabhängig von der willkürlichen Wahl einer Skala sein.

Die Forderung der Unabhängigkeit von der Wahl der Renormierungsskala führte, im Fall der starken Kopplung, zur Vorhersage der Funktion $\alpha_s(\mu^2)$ (Gleichung 1.11). Ebenso legt die Forderung der Unabhängigkeit der Observablen R von der Renormierungsskala μ die Skalenabhängigkeit der Koeffizienten R_0, A, B, C, \dots fest:

$$\mu^2 \left(\frac{\partial R}{\partial \mu^2} + \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu^2} \cdot \frac{\partial R}{\partial \alpha_s} \right) \stackrel{!}{=} 0. \quad (1.22)$$

Am Beispiel einer Vorhersage in $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ ergibt sich durch Ableiten der Gleichungen 1.11 und 1.20, Einsetzen in Gleichung 1.22 und Sortieren nach Potenzen von α_s :

$$0 \stackrel{!}{=} \frac{\partial R_0}{\partial \mu^2} + \quad (1.23)$$

$$\alpha_s \left(\frac{\partial A}{\partial \mu^2} \right) + \quad (1.24)$$

$$\alpha_s^2 \cdot \left(\mu^2 \frac{\partial B}{\partial \mu^2} - b_0 A \right) + \quad (1.25)$$

$$\alpha_s^3 \cdot \left(\mu^2 \frac{\partial C}{\partial \mu^2} - b_1 A - 2b_0 B \right) + \mathcal{O}(\alpha_s^4). \quad (1.26)$$

Durch Koeffizientenvergleich ergibt sich ein System von Differentialgleichungen für die Koeffizienten der Reihe. Die Koeffizienten R_0 und A ergeben sich explizit unabhängig von der Skala μ (Gleichungen 1.23 und 1.24). Die Lösungen der Gleichungen für die zweite und dritte Ordnung in α_s (1.25 und 1.26) legen die Skalenabhängigkeit der Koeffizienten B und C fest:

$$B(y, x_\mu) = B_0 + b_0 A(y) \cdot \ln(x_\mu), \quad (1.27)$$

$$C(y, x_\mu) = C_0 + (2b_0 B_0(y) + b_1 A(y)) \cdot \ln(x_\mu), \quad (1.28)$$

mit b_0 und b_1 wie in Gleichung 1.12 definiert. Nach Einsetzen der skalenabhängigen Koeffizienten in Gleichung 1.20 ist die Skalenabhängigkeit der perturbativen Vorhersage in beliebiger Ordnung α_s festgelegt. Bis zur dritten Ordnung ergibt sich für eine Observable R folgende skalenabhängige Entwicklung:

$$\begin{aligned} R(y, x_\mu) &= R_0 \\ &+ \alpha_s \cdot A(y) \\ &+ \alpha_s^2 \cdot [B(y) + A(y)b_0 \ln(x_\mu)] \\ &+ \alpha_s^3 \cdot [C(y) + 2B(y)b_0 \ln(x_\mu) + A(y)b_1 \ln(x_\mu)] + \mathcal{O}(\alpha_s^4). \end{aligned} \quad (1.29)$$

Es ist zu beachten, daß schon in der nächsten Ordnung eine Abhängigkeit vom dritten Koeffizienten der Betafunktion entsteht ($D = D(b_0, b_1, b_2)$), der nicht mehr unabhängig vom Renormierungsschema ist.

Bei der Vorhersage der Vierjetrate R_4 in nächstführender Ordnung verschwinden die Koeffizienten R_0 und A . In nullter und erster Ordnung α_s gibt es keine Vierjet-Endzustände. Die skalenabhängige Vorhersage lautet:

$$\boxed{R_4(y) = B(y) \cdot \alpha_s^2 + \left(C(y) + 2B(y)b_0 \ln(x_\mu) \right) \cdot \alpha_s^3} \quad (1.30)$$

Exponentiation führender Logarithmen

Vorhersagen unter Berücksichtigung der (nächst-)führenden logarithmischen Terme, sogenannte (N)LLA Approximationen, entstehen durch Aufsummieren der ersten (beiden) Spalte(n) der Tabelle 1.19.

Kombinierte Vorhersagen

Bei einer Kombination von Vorhersagen fester Ordnung mit (N)LLA Vorhersagen sind doppelt berücksichtigte Terme von der Vorhersage zu subtrahieren, dafür sind verschiedene Subtraktionsschemata entwickelt worden.

1.3 Elektron–Positron Annihilation

In der e^+e^- Physik gibt es zwei fundamentale Prozesse: Die Annihilation und die Streuung von Elektronen und Positronen. Bei der Annihilation von Elektron und Positron im s-Kanal kommt es über die Kopplung an ein Photon oder Z -Boson zur Fermionpaarbildung (Abbildung 1.6). Die Fermionen können Quarks oder Leptonen sein.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse von hadronischen Ereignissen vom Typ $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}$, im folgenden QCD-Ereignisse genannt.

Der zweite fundamentale Prozeß ist die Bhabha–Streuung von Elektronen und Positronen im t-Kanal mit zwei Elektronen im Endzustand (Abbildung 1.7).

Ereignisse der Bhabha Streuung werden zur Messung der mit dem Detektor aufgenommenen Luminosität genutzt und stellen wegen ihrer charakteristischen Signatur einen leicht separierbaren Untergrund bei QCD Analysen dar.

In höherer Ordnung können Bhabha Ereignisse auch zur Paarbildung geladener Fermionen beitragen. Durch Kopplung eines umlaufenden Fermions an das Photon entstehen sogenannte $\gamma\gamma$ -Ereignisse (Abbildung 1.8). Charakteristisch für diese Ereignisse sind das Fermionpaar und das gestreute Elektron-Positron Paar.

Radiative Ereignisse in der e^+e^- -Annihilation

Die Abstrahlung eines Bremsstrahlungs- oder ISR-Photons von Elektron oder Positron reduziert die effektive Schwerpunktennergie des Fermionpaares. Bei Energien oberhalb der Z -Resonanz stellen diese radiativen Ereignisse einen wichtigen Untergrundprozeß dar, bei etwa der Hälfte aller Ereignisse reduziert sich die Schwerpunktennergie durch Photonabstrahlung auf Energien um den Z -Pol, man spricht deswegen auch von *radiative return events*.

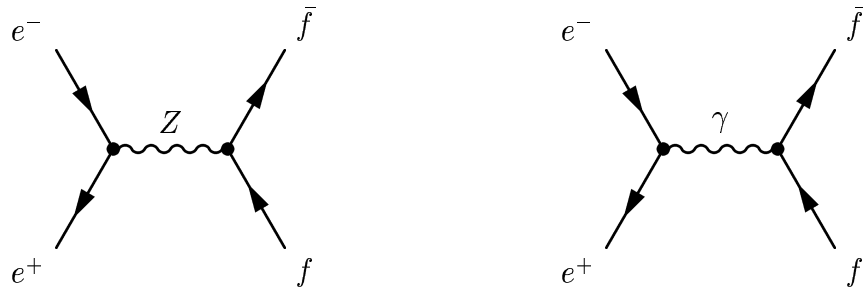


ABBILDUNG 1.6: Die fundamentalen Feynmangraphen zur Fermion-Paarproduktion.

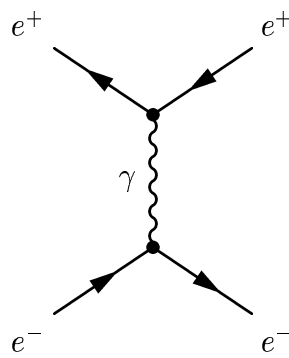


ABBILDUNG 1.7: Bhabha-Streuung im t -Kanal.

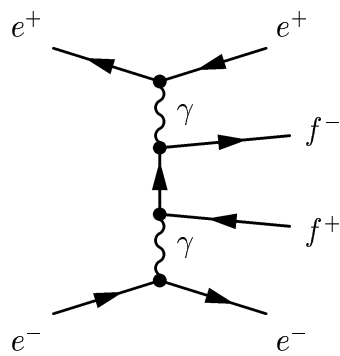


ABBILDUNG 1.8: Ein $\gamma\gamma$ -Ereignis.

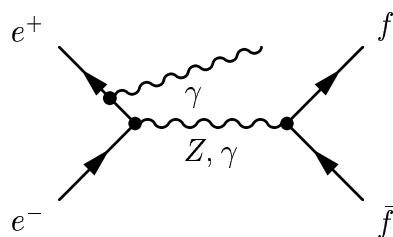


ABBILDUNG 1.9: Ein radiatives Ereignis.

Ereignisse der Bosonpaarbildung

Bei Schwerpunktenenergien oberhalb der doppelten Ruhemasse von W^- - und Z -Bosonen können Ereignisse der Bosonpaarbildung produziert werden. Die Bosonen zerfallen ihrerseits in ein Fermion-Antifermion-Paar. Abbildung 1.10 zeigt die Feynmangraphen der W^- - und Z -Paarbildung mit anschließendem Zerfall in Quarks. Ereignisse der Bosonpaarbildung mit Zerfall in vier Quarks stellen bei Energien ab 161 GeV einen wichtigen Untergrundprozeß zu QCD Ereignissen dar.

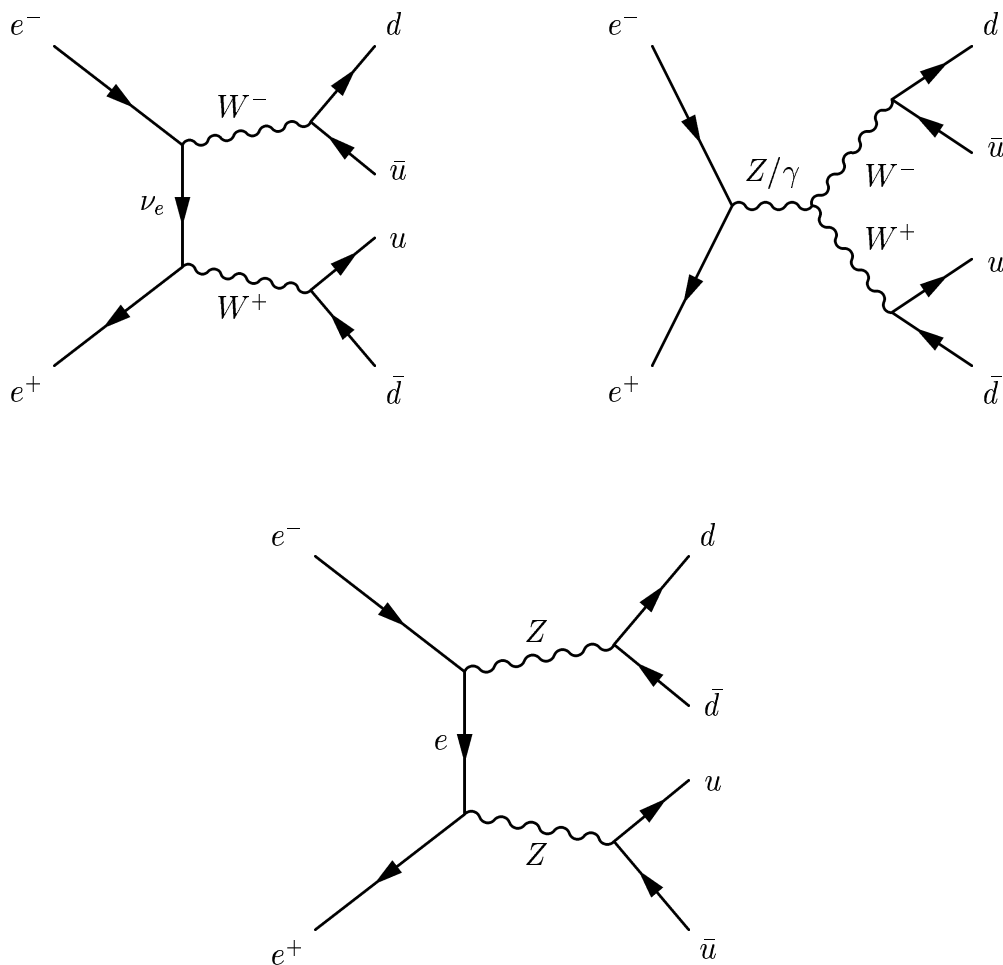


ABBILDUNG 1.10: Ereignisse der W^- - und Z -Paarbildung in niedrigster Ordnung mit anschließendem hadronischen Zerfall.

„Weiß ich doch der Sandkörner Zahl und die Masse des Meeres, Selbst den Stummen vernehm' ich, und den Nichtsprechenden hör' ich.“

Pythia von Apollon (Orakel von Delphi), nach Herodots Historien [19].

Kapitel 2

Das Experiment

2.1 LEP

Im Herbst 1989 wurde 100 Meter unter der Erde, auf französisch-schweizerischem Grenzgebiet bei Genf, die bis heute größte Maschine der Welt in Betrieb genommen: Der Elektron-Positron Speicherring LEP. LEP besteht aus einer fast 27km langen, kreisförmigen Hochvakuumröhre, in die aus einem System von Vorbeschleunigern Elektronen und Positronen mit einer Schwerpunktenenergie von 21 GeV injiziert werden. Diese Kreisen in LEP gegenläufig, sie werden von mehr als 3000 Dipolmagneten auf die notwendige Kreisbahn gezwungen. Des Weiteren wirken mehr als 2000 Quadrupolmagnete der natürlichen Defokussierung des Strahls entgegen. Hohlraumresonatoren erzeugen ein hochfrequentes elektromagnetisches Wechselfeld, dieses beschleunigt Elektronen und Positronen bei jedem Umlauf weiter. Die maximale Schwerpunktenenergie wird durch Strahlungsverluste begrenzt, die höchste in der Elektron-Positron Annihilation erreichte Schwerpunktenenergie wurde von LEP im November 2000 mit 209 GeV erreicht. Nach Erreichen der gewünschten Energie werden die Strahlen stabilisiert und zur Kollision gebracht. Die Detektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL umgeben die Kollisionsspunkte und dienen dem Nachweis der Teilchenreaktion. Die vier LEP Detektoren sind

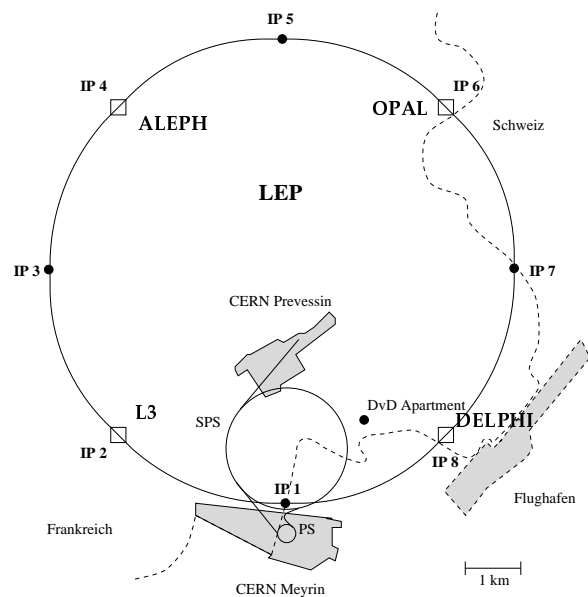


ABBILDUNG 2.1: Der LEP Beschleuniger.

große Meßapparaturen ($\simeq 1000m^3$) mit vielen Millionen Auslesekanälen. Trotz ihrer enormen Größe erreichen sie eine Ortsauflösung von Mikrometern und eine Zeitauflösung von Nanosekunden.

In der ersten Ausbaustufe LEP1 wurden Elektronen und Positronen bei Schwerpunktenenergien um 91 GeV, der Ruhemasse des Z -Bosons, zur Kollision gebracht. Die resonant überhöhte Produktion von Z -Bosonen führt zu sehr hohen Ereignisraten, bis 1995 wurden von den LEP Experimenten insgesamt etwa 15 Millionen hadronische Ereignisse vermessen und analysiert.

Durch den systematischen Austausch von normalleitenden Kupferkavitäten durch supraleitende Niob-Titan Kavitäten konnte die Schwerpunktenenergie im Herbst 1995 erstmals deutlich über die Ruhemasse des Z -Bosons gesteigert werden. Mit der Datennahme bei 133 GeV begann die LEP2 Phase. In den folgenden Jahren wurde die Schwerpunktenenergie schrittweise gesteigert, so wurde im Jahre 1996 mit 161 GeV die Schwelle der Paarproduktion von W -Bosonen, im Jahre 1997 mit 183 GeV die der Z -Bosonen überschritten. Im Jahr 2000 erreichte LEP mit 209 GeV seine höchste Schwerpunktenenergie und übertraf damit seinen Designwert. Im November 2000 wurde LEP außer Betrieb genommen. In der LEP2 Phase hat DELPHI eine Luminosität von 635pb^{-1} aufgezeichnet, auch hier wurde der angestrebte Wert von 500pb^{-1} übertroffen.

Die LEP1 Phase ermöglichte Präzisionsmessungen der Parameter des Standardmodells, die Analysen der LEP Experimente haben das Standardmodell geeicht. In der LEP2 Phase liegt der Schwerpunkt der Analysen auf der Messung der Eigenschaften der W -Bosonen, dem Studium der Energieabhängigkeit physikalischer Observablen und auf der Suche nach Hinweisen auf Physik jenseits des Standardmodells.

2.2 DELPHI

Der DELPHI Detektor ist aufgebaut wie ein großer Zylinder mit Endkappen. Er hat einen Durchmesser und eine Länge von je 10 Metern und ein Gewicht von 3500 Tonnen. DELPHI dient dem Nachweis der bei der Elektron-Positron Annihilation entstehenden Teilchen. Seine originären Aufgaben sind die dreidimensionale Vermessung ihrer Spuren, die Bestimmung ihrer elektrischen Ladung, die Identifikation der Teilchenart, sowie die Bestimmung der elektromagnetischen und hadronischen Energieanteile. Darüber hinaus kann DELPHI über den Nachweis gestreuter Strahlenelektronen (Bhabhastreuung) die Luminosität des LEP Beschleunigers messen. Zur Realisierung dieser Anforderungen ist DELPHI aus einer Fülle von Subdetektoren mit unterschiedlichen Funktionsprinzipien aufgebaut. Bei der Anordnung der Subdetektoren werden der Zentralbereich (Barrel) und die Endkappen des Zylinders (Forward) unterschieden. Im Zentralbereich sind die Subdetektoren als konzentrische Zylinder angeordnet, im Vorwärtsbereich liegen sie scheibenförmig aufeinander (Abbildung 2.2).

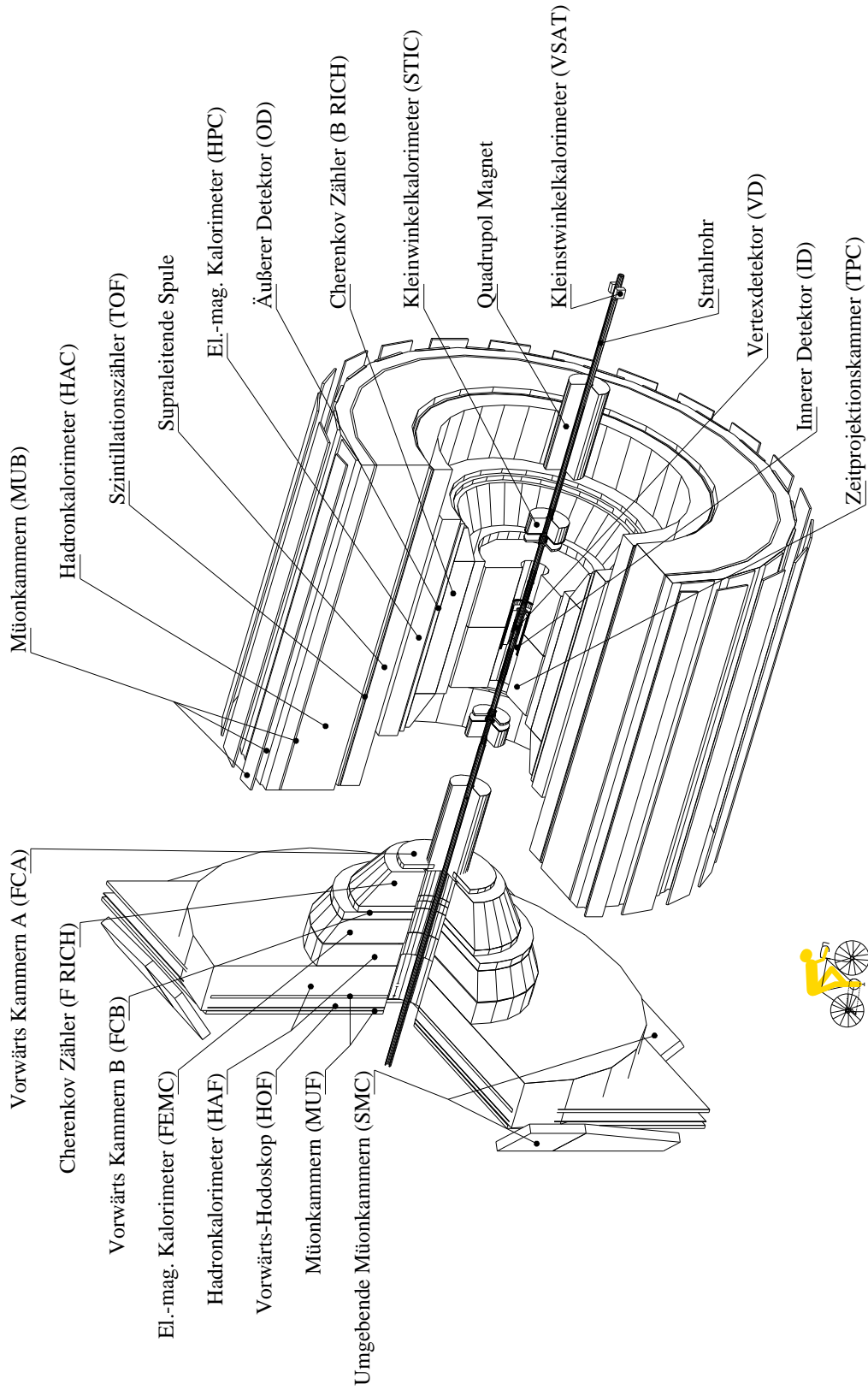


ABBILDUNG 2.2: *Der DELPHI Detektor.*

Zur Impulsbestimmung, aus der Krümmung der Flugbahnen geladener Teilchen, besitzt DELPHI eine 7.4 Meter lange und 5.2 Meter durchmessende, supraleitende Spule. Bei Inbetriebnahme von DELPHI war seine Spule die größte supraleitende Spule der Welt. Sie erzeugt bei einer Stromstärke von 5000 Ampere ein solenoides Magnetfeld von 1.2 Tesla. Das Magnetfeld liegt parallel zur Strahlachse, Inhomogenitäten im Bereich der Endkappen werden durch Korrekturspulen ausgeglichen.

Als Koordinatensystem werden Zylinderkoordinaten (r, φ, z) gewählt, die Zylinderachse ist mit der Strahlachse identisch, die Ebene mit Azimutalwinkel $\varphi = 0$ liegt in der LEP-Ebene, der Koordinatenursprung mit $z = 0$ ist mit dem Wechselwirkungspunkt identisch und liegt in der geometrischen Mitte des Detektors. Der in der folgenden Beschreibung benutzte Polarwinkel ϑ zählt relativ zur Strahlachse z .

Der Vertex Detector (VD)

Im geometrischen Mittelpunkt von DELPHI umschließt der Vertexdetektor die Strahlröhre. Seine Aufgabe ist die präzise Vermessung von Spurpunkten nahe dem Wechselwirkungspunkt. Er verbessert damit die Rekonstruktion primärer und sekundärer Vertizes. Sein Funktionsprinzip beruht auf der Auslese von freien Ladungsträgern in p-n dotierten Siliziumdioden, die beim Durchgang ionisierender Teilchen entstehen.

In der Winterpause 1993/94 wurde ein verbesserter Vertexdetektor installiert. Er besteht, wie sein Vorgänger, aus drei konzentrischen Lagen Mikrostreifen mit Radien von 6.3cm, 9.0cm und 10.9cm, ist aber mit 48cm doppelt so lang. Die innere und äußere Lage liefern zusätzlich zur (r, φ) - auch z -Information.

Für die größeren Anforderungen der LEP2 Phase wurde der Vertexdetektor 1995 im Vorwärtsbereich nochmals erweitert. Auf jeder Seite wurden zwei weitere Lagen Streifen- und zwei Lagen Pixeldetektoren installiert. Mit dieser Erweiterung, auch als *Very Forward Tracker (VFT)* bezeichnet, deckt der VD einen Polarwinkelbereich von $10^\circ \leq \vartheta \leq 170^\circ$ ab.

Der DELPHI VFT ist der erste Pixeldetektor in einem Beschleuniger Experiment, die Wuppertaler DELPHI-Arbeitsgruppe war aktiv an Entwicklung, Bau und Betrieb beteiligt.

Der Inner Detector (ID)

Der Innere Detektor umschließt den Vertexdetektor mit einer Jetkammer und einer fünfschichtigen Proportionalkammer. Die Proportionalkammer dient der Auflösung von links-rechts Ambiguitäten der Jetkammer, als schneller Trigger und zur Messung der z -Komponente geladener Spuren. Die Jetkammer liefert 24 Meßpunkte pro Spur in (r, φ) -Richtung.

Die Time Projection Chamber (TPC)

Die Zeitprojektionskammer ist der zentrale Spurdetektor von DELPHI. Die TPC hat eine Länge von 2.4m und innere und äußere Radien von 0.3m und 1.2m. Sie ermöglicht die dreidimensionale Rekonstruktion der Flugbahn geladener Teilchen und eine Identifikation der Teilchenart durch den spezifischen Energieverlust pro Strecke dE/dx . Die TPC ist in sechs gasgefüllte Sektoren in (r, φ) -Richtung aufgeteilt. Die beim Durchgang ionisierender Teilchen entstehenden Elektronen driften, beschleunigt durch ein elektrisches Feld, in Richtung der Endkappen. Das Magnetfeld von DELPHI übernimmt zusätzlich eine fokussierende Funktion. An den Endkappen befinden sich Vieldrahtproportionalkammern und eine segmentierte Kathode. Die Vieldrahtproportionalkammern dienen der Bestimmung der Driftzeit und der Pulshöhe, daraus werden z -Information und spezifische Ionisation abgeleitet. Die Kathodensegmente dienen der Bestimmung des Ladungsschwerpunktes für die (r, φ) -Information der Ionisationsspur.

Der Outer Detector (OD)

Der Äußere Detektor ist eine fünflagige Driftkammer mit einem mittleren Radius von etwa 2m und einer Länge von 4.7m. Seine 24 Module sind azimuthal angeordnet, die Driftröhren liegen parallel zur Strahlachse. Der OD verbessert die Impulsauflösung schneller Spuren im Zentralbereich des Detektors, drei seiner fünf Lagen liefern zusätzlich ein Triggersignal.

Die Forward Chambers A, B (FCA, FCB)

Die Vorwärtskammern A und B dienen der Spurmessung in Vorwärtsrichtung und liefern Triggerinformationen. Sie decken einen Winkelbereich von $(11^\circ < \vartheta < 33^\circ)$ (FCA) bzw. $(11^\circ < \vartheta < 35^\circ)$ (FCB) ab. Die Driftkammern A haben Radien von 0.3m und 1.03m und überdecken den Bereich von $|z| = 1.55\text{m}$ bis $|z| = 1.65\text{m}$, direkt vor und hinter der TPC. Sie bestehen aus je drei um 60° gegeneinander gedrehten Ebenen. Zur Auflösung von Ambiguitäten besteht jede Ebene aus zwei versetzten Lagen. Die Driftkammern B haben Radien von 0.53m und 1.95m und überdecken den Bereich $|z| = 2.67\text{m}$ bis $|z| = 2.83\text{m}$. Sie bestehen aus je 12 Ebenen, die ebenfalls um 60° gegeneinander gedreht sind. Zur Auflösung von Ambiguitäten sind bei jeder zweiten Ebene Signal- und Potentialdrähte gegeneinander versetzt.

Die Wuppertaler DELPHI-Arbeitsgruppe war für Entwicklung, Bau und Betrieb der FCB verantwortlich.

Die Ring Imaging Cherenkov Counter (RICH)

Kennzeichnend und mit namensgebend für den DELPHI Detektor sind die Cherenkov Detektoren, die ausschließlich der Teilchenidentifikation dienen. Ihr Funktionsprinzip basiert auf dem Nachweis des von schnellen Teilchen emittierten Cherenkov Lichts. Die Abstrahlung von Cherenkov Licht entsteht, wenn die Geschwindigkeit eines Teilchens in Materie höher ist als die Lichtgeschwindigkeit im Medium. Der Zusammenhang zwischen Teilchenmasse, Geschwindigkeit und Öffnungswinkel des Lichtkegels ermöglicht die Teilchenidentifikation. Zur Erweiterung des Impulsbereichs sind die RICH Detektoren sowohl mit Flüssigkeits- als auch mit Gasradiatoren ausgestattet. Die Cherenkov Photonen treffen auf ein photoaktives Gas, die dabei entstehenden Elektronen driften entlang eines elektrischen Feldes in eine Vieldrahtproportionalkammer. Zur Auswertung der RICH Informationen ist eine genaue Kenntnis der Teilchenspur notwendig, deshalb sind die RICH Detektoren zwischen den Spurkammern TPC und OD im Zentralbereich, bzw. zwischen FCA und FCB im Vorwärtsbereich, angeordnet. Sie ermöglichen eine Separation zwischen Kaonen und Pionen bis zu Teilchenenergien von 22 GeV und zwischen Kaonen und Protonen bis zu 37 GeV. Der RICH Detektor im Zentralbereich liefert seit Ende 1991 Daten, der im Vorwärtsbereich seit Ende 1993.

Die High Density Projection Chamber (HPC)

Mit inneren und äußeren Radien von 208cm und 260cm befindet sich die HPC zwischen dem OD und der Magnetspule. Jedes ihrer 6×24 Module besteht aus 41 Lagen Bleidraht, in denen sich der elektromagnetische Schauer entwickelt. Zwischen je zwei Drahtlagen befindet sich ein nach dem TPC-Prinzip arbeitender Gasdetektor, im Bereich des erwarteten Schauersmaximums ergänzt durch eine Lage Szintillationszähler. Durch die Anwendung des TPC-Prinzips erreicht die HPC eine hohe Granularität von 1° in φ - und 4mm in z -Richtung.

Das Forward Electromagnetic Calorimeter (FEMC)

Im Vorwärtsbereich befindet sich bei $|z| = 284\text{cm}$ das elektromagnetische Kalorimeter FEMC. Jedes seiner 5m durchmessenden Scheiben besteht aus 4532 Bleiglasblöcken mit den Einzelabmessungen $5\text{cm} \times 5\text{cm} \times 40\text{cm}$.

Die Hadron Calorimeter (HAC)

Die hadronischen Kalorimeter sind Eisen-Gas-Kalorimeter in Samplingbauweise. Im Zentralbereich dient das HAC gleichzeitig als Joch für die Magnetfeldspule.

Das Small Angle Tile Calorimeter (STIC)

Zur Bestimmung der Luminosität von LEP werden mit Hilfe des STIC Bhabha Ereignisse gezählt. Bhabha Ereignisse sind Ereignisse der e^+e^- Streuung im t-Kanal und zeichnen sich durch eine klare experimentelle Signatur und durch einen großen und theoretisch genau berechenbaren Wirkungsquerschnitt aus. Der STIC ist ein elektromagnetisches Blei-Szintillator Kalorimeter, befindet sich bei $|z| = 220\text{cm}$, hat innere und äußere Radien von 6.5cm und 42cm und deckt den Polarwinkelbereich von 29mrad bis 185mrad ab.

Die Szintillationszähler Horizontal Flight Tagger und Time of Flight (HOF, TOF)

Im Zentralbereich ist der TOF unmittelbar außerhalb der Magnetspule angeordnet. Er dient der Bestimmung der Flugrichtung detektierter Teilchen und kann Spuren aus kosmischer Strahlung identifizieren.

Der HOF befindet sich, vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet, hinter dem elektromagnetischen Kalorimeter FEMC. Er kann parallel zum Strahl einfallende Teilchen, die bei Strahl-Gas Wechselwirkungen entstehen können, identifizieren.

Zusätzlich liefern HOF und TOF schnelle Triggersignale.

Die Myonkammern Muon Forward, Muon Barrel und Surround Muon Chambers (MUF, MUB, SMC)

Zum Nachweis und zur Identifikation von Myonen, ist DELPHI außerhalb der hadronischen Kalorimeter von Myonkammern umgeben, die den Raumwinkelbereich von 4π nahezu komplett abdecken.

Eine ausführliche Beschreibung des DELPHI Detektors, seiner Subdetektoren und seiner Leistungsfähigkeit findet sich in [20, 21].

Das Triggersystem

Zur Bewältigung der hohen Ereignisrate und zur Unterdrückung von Untergrundeignissen ist DELPHI mit einem vierstufigen Triggersystem (T1 – T4) mit ansteigender Selektivität ausgestattet.

Die ersten beiden Triggerstufen T1 und T2 arbeiten synchron mit dem Strahldurchgang (BCO), sie werden vor der Auslese des Detektors auf Basis der Informationen der Subdetektoren getroffen. Die Zeit zwischen je zwei BCO beträgt beim

LEP Betrieb mit je vier Elektron und Positron Paketen $22\mu\text{s}$, T1 und T2 benötigen $3.9\mu\text{s}$ bzw. $39\mu\text{s}$ ab BCO. Zu T1 tragen die schnellen Spurdetektoren ID, OD, FCA und FCB, die Szintillationszähler HOF und TOF, die Szintillatorschicht in der HPC, das FEMC und die zentralen Myonkammern MUB bei. T2 nutzt Informationen der TPC, der HPC und der Vorwärts-Myonkammern MUF, sowie Kombinationen von Signalen aus diesen Subdetektoren.

Die Triggerstufen T3 und T4 werden, nach Auslese der Ereignispuffer der einzelnen Subdetektoren, auf Software-Basis getroffen. T3 und T4 reduzieren die Ereignisrate durch Unterdrückung von Untergrundereignissen auf unter 2Hz.

Die Analyseketten

Die selektierten Rohdaten der an der Datennahme beteiligten Detektorkomponenten werden auf Datenbändern gespeichert. Sie sind die Grundlage der Rekonstruktion der stattgefundenen Ereignisse und enthalten Informationen über Treffer und Signalhöhen in aktiven Detektorelementen und über Energiedepositionen in den Kalorimetern.

Eine vor der Rekonstruktion durchgeführte, aufwendige Kalibration dient der Bestimmung von Ansprechwahrscheinlichkeiten, Signalhöhen, Signallaufzeiten und Rauschverhalten aller Detektoren. Außerdem werden durch Auswerten von Myonspuren¹ die relativen Position und Ausrichtungen der Komponenten zueinander bestimmt. Diese Informationen werden in der Datenbank CARGO [22] abgelegt.

Zur vollständigen Rekonstruktion der aufgezeichneten Ereignisse hat die DELPHI Kollaboration das Programmpaket DELANA [23] entwickelt: Unter Verwendung der gespeicherten Rohdaten und der Informationen aus der Datenbank CARGO verbindet DELANA zunächst die innerhalb der Detektorelemente gemessenen Spurpunkte (TD) zu Spurstücken (TE). Nachfolgend wird unter Auflösung von Mehrdeutigkeiten, die Flugbahn einer Helix² an die Spurstücke angepaßt. Im nächsten Schritt werden die rekonstruierten Spuren geladener Teilchen mit den gemessenen Energiedepositionen in den Kalorimetern assoziiert. Ist dies nicht möglich wird das Energiecluster mit einer ungeladenen Spur assoziiert. Im letzten Schritt werden Vertizes bestimmt und Massen rekonstruiert.

Die so erstellte Rekonstruktion der Ereignisse ist Grundlage jeder Physik-Analyse in DELPHI, sie steht im DST Format auf Datenbändern zur Verfügung. Für die endgültige Analyse hat die Wuppertaler Arbeitsgruppe das DST Format nochmals überarbeitet und auf das *Mini-DST* Format reduziert. Durch die Reduktion der Datenmenge auf durchschnittlich 6kB pro Ereignis ist es möglich auf die

¹Myonspuren eignen sich ideal zur Kalibration: Sie durchdringen alle Detektorkomponenten ohne zu zerfallen und hinterlassen genau eine gerade Spur.

²Die physikalische Flugbahn eines geladenen Teilchens in einem homogenen Magnetfeld ist eine Helix.

Verwendung langsamer Datenbänder zu verzichten und alle Ereignisse auf Festplatten zu speichern. Somit ist den Wuppertaler Analysen ein direkter Zugriff auf alle DELPHI Daten möglich.

Neben den mit DELPHI aufgenommenen Daten werden auch simulierte Monte Carlo Ereignisse im gleichen Datenformat abgelegt. Dies geschieht sowohl vor, als auch nach der vollständigen Simulation der Antwort des DELPHI Detektors auf das Monte Carlo Ereignis. Zur Simulation des DELPHI Detektors dient das Programmpaket DELSIM [24,25]. DELSIM nutzt die Informationen der Datenbank CARGO und simuliert so den Durchgang jedes generierten Teilchens durch DELPHI. Die so „verzerrten“ Ereignisse werden identisch den Daten mit DELANA prozessiert.

Durch Vergleich der generierten Monte Carlo Ereignisse mit denen nach vollständiger Detektorsimulation, läßt sich der Einfluß des DELPHI Detektors auf jede individuelle Datenanalyse exakt bestimmen und korrigieren.

Abbildung 2.3 zeigt eine schematische Darstellung der DELPHI Analyseketten.

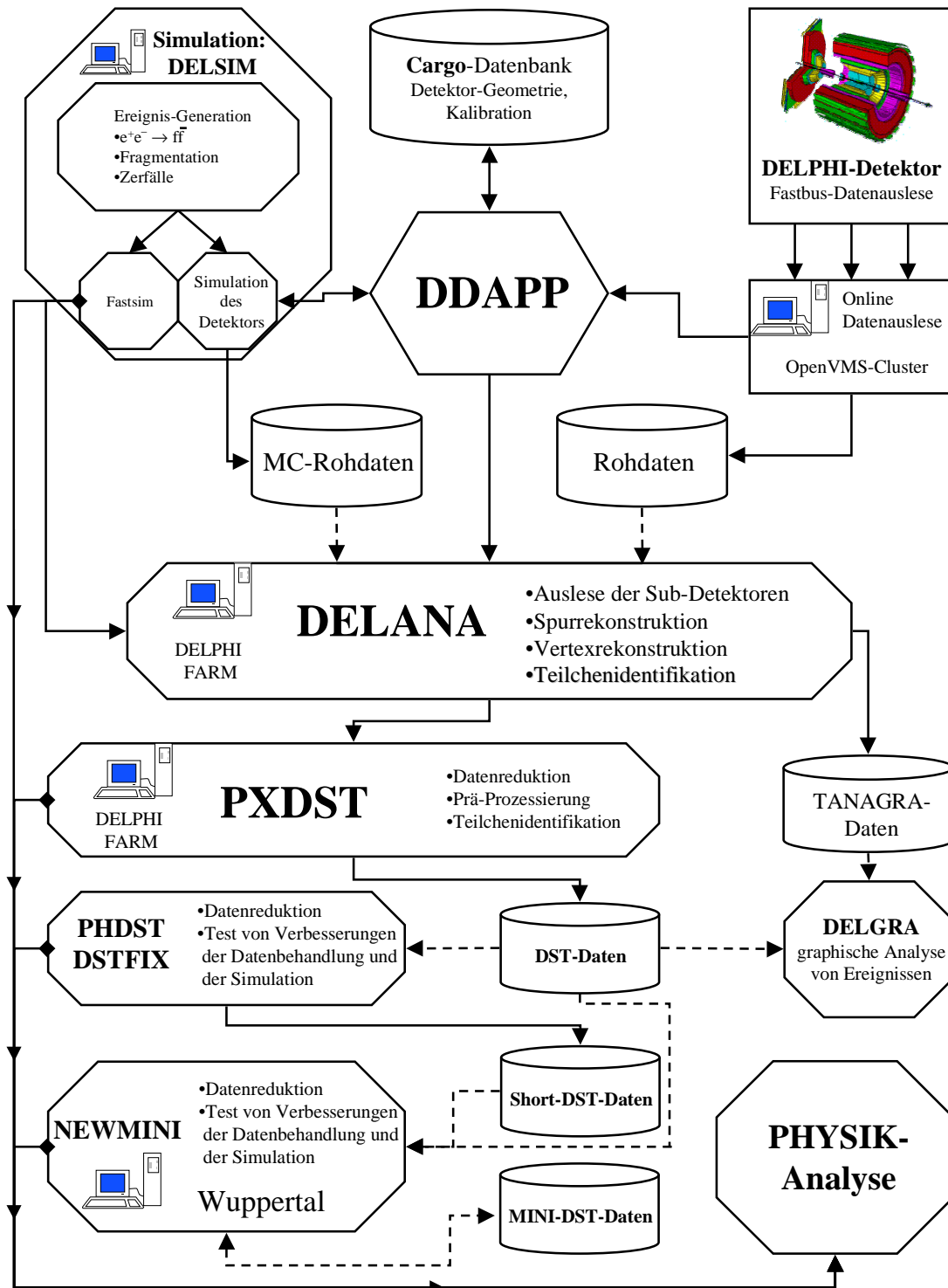


ABBILDUNG 2.3: Die Analyseketten in DELPHI.

Kapitel 3

Simulation hadronischer Ereignisse

Bei der Annihilation von Elektronen und Positronen (Abbildung 1.6) entstehen über die Kopplung eines Z -Bosons oder eines virtuellen Photons an ein Fermion-Antifermion-Paar folgende Typen von Ereignissen:

1. **Leptonische Ereignisse** ($e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow l\bar{l}$, $l = e, \mu, \tau$):
Die geringe Zahl der auftretenden Teilchen erlaubt eine vollständige Rekonstruktion des Ereignisses und erlaubt hochpräzise Tests der elektroschwachen Theorie.
2. **Hadronische Ereignisse** ($e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$, $q = d, u, s, c, b$):
In hadronischen Ereignissen entstehen, abhängig von der Schwerpunktenenergie, etwa 20–40 Teilchen. Die initialen Quarks tragen Farbladungen und ermöglichen das Studium der starken Wechselwirkung. Im Gegensatz zu Ereignissen der ep oder der pp Streuung, sind die Ereignisse nicht von den Resten der Primärwechselwirkung überlagert. Hadronische Ereignisse der e^+e^- Annihilation stellen ein ideales Labor zum Studium der QCD dar.
3. **Produktion von Bosonpaaren** ($e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow W^+W^-/ZZ$):
Durch Überschreiten der Massenschwelle für Bosonpaare werden von LEP seit 1996 W - und seit 1997 Z -Paare produziert. Die Bosonen zerfallen ebenfalls in Leptonen oder Hadronen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse hadronischer Ereignisse.

3.1 Hadronische Ereignisse

Abbildung 3.1 zeigt schematisch ein hadronisches Ereignis. Der Prozeß läßt sich in vier Phasen aufteilen:

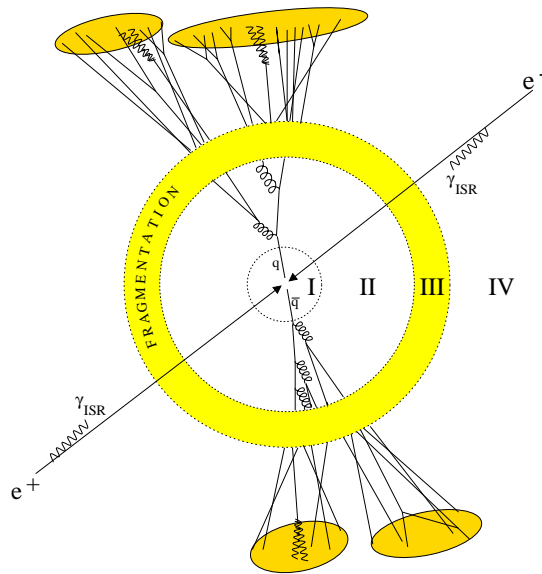


ABBILDUNG 3.1: Verlauf eines hadronischen Ereignisses.

Phase I ist die Annihilation des e^+e^- Paares und Kopplung an ein Z -Boson oder ein virtuelles Photon, mit anschließendem Übergang in ein $q\bar{q}$ -Paar. Dieser Prozeß wird durch die elektroschwache Theorie beschrieben. Elektronen und Positronen können vor der Annihilation Bremsstrahlungsphotonen emittieren. Diese ISR Photonen reduzieren die effektive Schwerpunktennergie des hadronischen Systems. Eine möglichst genaue Rekonstruktion der Photonenergien ist Grundlage der exakten Bestimmung der Schwerpunktennergie.

Phase II ist gekennzeichnet durch Abstrahlung von Gluonen, Gluonselbstkopplungen und Quarkpaarbildungen. Die Impulsüberträge sind zunächst so groß, daß der Prozeß durch den störungstheoretischen Ansatz der perturbativen QCD beschrieben werden kann. Sie nehmen jedoch mit jeder Abstrahlung oder Paarbildung ab. Bei einer Energieschwelle von etwa 1 GeV sind die Impulsüberträge so klein bzw. α_s so groß geworden, daß keine störungstheoretische Beschreibung mehr möglich ist.

Phase III ist die Fragmentation von Quarks und Gluonen. Zur Beschreibung dieses Überganges dienen QCD basierte, phänomenologische Modelle wie Stringfragmentation, Clusterfragmentation oder Power QCD. Diese Modelle lassen sich nicht vollständig aus theoretischen Modellen ableiten und benötigen interne Parameter, die an Meßdaten angepaßt werden müssen.

Phase IV, der Zerfall der instabilen Hadronen, ist direkt und indirekt meßtechnisch zugänglich. Viele Zerfallskanäle und -breiten sind inzwischen vermessen und tabelliert [26]. Am Ende ist die Rekonstruktion der initialen Partonen durch Clustern in ein Vierjet-Ereignis angedeutet.

3.2 Beschreibung durch Monte Carlo Modelle

3.2.1 Die Entstehung farbgeladener Partonen

Für die Entstehung weiterer farbgeladener Partonen aus dem initialen Quarkpaar (Phase II in Abbildung 3.1) gibt es verschiedene approximative Lösungen der QCD.

Der Matrixelement Ansatz

Der natürliche Ansatz der perturbativen QCD ist die Berechnung der zugrundeliegenden Übergangsmatrixelemente, veranschaulicht durch ihre Feynmangraphen. Ihre Anzahl steigt schnell mit der Ordnung in α_s , so daß bisher nur Übergangsmatrixelemente bis zur 3. Ordnung berechnet und implementiert sind, was maximal fünf Partonen im Endzustand entspricht. Die Berechnung der Übergangsmatrixelemente ist die genaueste Methode zur Vorhersage von Jetraten und Jetwinkeln. Abbildung 3.2 zeigt beispielhaft Feynmangraphen zur Drei- und Vierjetproduktion.

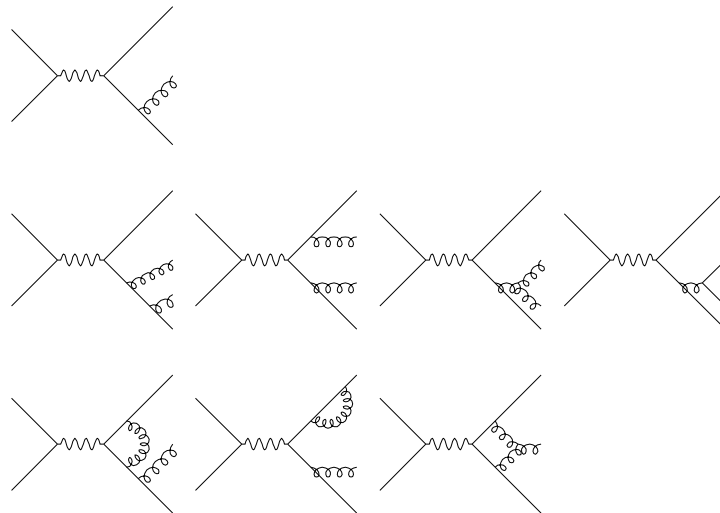


ABBILDUNG 3.2: Berücksichtigte Feynmangraphen.

Modelle basierend auf der Berechnung von Matrixelementen (JETSETME) liefern eine gute Übereinstimmung mit Meßdaten [27, 28]. Ihre Schwäche liegt in der Energieextrapolation: Die Anzahl der vorhergesagten Partonen hängt von der Anzahl der implementierten Feynmangraphen ab. Ein Modell mit Matrixelementberechnungen der zweiten Ordnung ($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$) produziert, unabhängig von der zugrundeliegenden Schwerpunktenergie, maximal vier Partonen. Da aber die Anzahl der Hadronen mit

der Energie steigt, müssen Matrixelement-Modelle einen energieabhängigen Fragmentationsteil bereitstellen. Dies hat zur Folge, daß Matrixelement-Modelle für jede gewünschte Schwerpunktennergie neu kalibriert werden müssen. Diese Anpassung ist ausschließlich mit den hochpräzisen LEP1 Daten möglich, bei LEP2 Energien ist dies aufgrund der großen statistischen Unsicherheiten unmöglich. Reine Matrixelement-Generatoren stehen derzeit nur für LEP1 Energien zur Verfügung.

Der Partonschauer Ansatz

Hier werden zur Berechnung der Übergangsmatrixelemente nur die führenden logarithmischen Terme berücksichtigt (LLA). Die Abstrahlung von Gluonen geschieht iterativ über die Prozesse $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$ und $g \rightarrow gg$. Die Ordnung der Partonschauer-Kaskade geschieht entweder über die Winkel der abgestrahlten Partonen (winkelgeordneter Partonschauer) oder über ihre Virtualität (virtualitätsgeordneter Partonschauer). Ein winkelgeordneter Partonschauer erfüllt das „Angular Ordering“¹ automatisch, beim virtualitätsgeordneten Schauer muß es explizit erzwungen werden.

Im Verlauf der Partonkaskade nimmt der Impulsübertrag auf die abgestrahlten Partonen immer weiter ab. Zur Vermeidung von Divergenzen durch Abstrahlung zu weicher Gluonen wird z.B. über eine effektive Gluonmasse für einen Abbruch des Partonschauers gesorgt.

Abbildung 3.3 zeigt eine schematische Darstellung des Partonschauers mit acht Partonen im Endzustand.

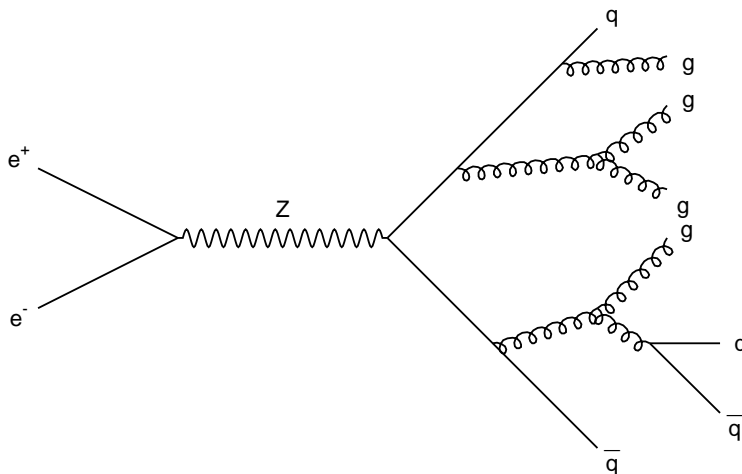


ABBILDUNG 3.3: Schematische Darstellung des Partonschauers.

¹Angular ordering ist die experimentell gestützte Erkenntnis, daß die Transversalimpulse abgestrahlter Teilchen im Verlauf der Partonkaskade kleiner werden.

Aufgrund des Angular Orderings ist das erste abgestrahlte Gluon entscheidend für die Jetstruktur des Ereignisses, alle weiteren Gluonen haben kleinere Transversalimpulse und verändern nur noch die Substruktur.

Um mit einem Partonschauermodell den richtigen Anteil von Dreijet-Ereignissen vorherzusagen, wird der Transversalimpuls der ersten Gluonabstrahlung tabellarisch mit der NLO Dreijet-Matrixelementberechnung verglichen. Ist das erste abgestrahlte Gluon zu weich, bzw. sein Transversalimpuls zu klein, wird die Berechnung verworfen und wiederholt. In allen gängigen Monte Carlo Programmen mit Partonschauer Modellen ist ein solcher „Reject Algorithmus“ implementiert, der richtige Anteil von Dreijetereignissen wird erzwungen, der Anteil von Vierjetereignissen hingegen wird prinzipiell unterschätzt. Darüber hinaus ist die Verteilung von Winkeln zwischen Jets in Multijetereignissen mit einem Partonschauermodell nicht simulierbar.

Monte Carlo Modelle basierend auf Partonschauer-Kaskaden (JETSET/PYTHIA, HERWIG) haben in der e^+e^- -Annihilation eine weite Verbreitung gefunden. Aufgrund ihrer iterativen Struktur liefern Partonschauermodelle bei allen gewünschten Energien² gleich gute Vorhersagen. Partonschauer Modelle tendieren generell zu einer Unterschätzung von Multijet-Ereignisraten [29].

Der Farbdipolansatz

Dem Farbdipolansatz liegt die Annahme zugrunde, daß sich zwischen je zwei farbgeladenen Partonen ein Farbdipol ausbildet von dem Gluonen abgestrahlt werden können. Es wird zunächst immer das Gluon mit dem größeren Transversalimpuls bezüglich des Dipolimpulses abgestrahlt. Damit wird das Angular Ordering automatisch erfüllt.

Monte Carlo Modelle basierend auf Farbdipolkaskaden (ARIADNE) liefern die derzeit beste Übereinstimmung mit Meßdaten [30].

Matching

Unter *Matching* versteht man die Kombination einer Matrixelementberechnung mit einem Partonschauer. Eine kombinierte Theorie kann beide Vorteile miteinander verbinden: Eine gute Beschreibung von Multijetraten und Jetwinkeln, sowie eine gute Beschreibung der Jet-Substruktur und eine energieunabhängige Fragmentation. Die Schwierigkeit einer kombinierten Theorie ist die Vermeidung von Doppelzählung physikalischer Prozesse, die bei simpler Addition von Matrixelement- und LLA-Rechnungen entstehen.

²Aufgrund der iterativen Struktur des Partonschauers findet der Übergang zur Fragmentation bei einer festen Energieskala statt. Die Fragmentation ist, im Gegensatz zu reinen Matrixelement Generatoren, unabhängig von der Schwerpunktenenergie.

3.2.2 Fragmentation in Hadronen

Zur Beschreibung des Übergangs von farbgeladenen Partonen in farbneutrale Hadronen (Phase III in Abbildung 3.1) dienen Modellvorstellungen, die an die QCD angelehnt sind. Die zur Zeit verfügbaren Modelle machen unterschiedliche Grundannahmen, sie sollen im folgenden kurz vorgestellt werden.

Power QCD

Die in den letzten Jahren entwickelte *Power QCD* [31–33] bietet die Möglichkeit mittels einer Potenzreihenkorrektur Hadronisierungseffekte vorherzusagen. Diese Potenzreihenkorrektur muß für jede betrachtete Observable einzeln gerechnet werden. Sie bietet die Möglichkeit bei Messungen der starken Kopplung auf Monte Carlo basierte Hadronisierungsmodelle zu verzichten [5, 6].

Independent Fragmentation

Dem 1978 von Field und Feynman [34] entwickelten Verfahren der *Independent Fragmentation* liegt die Idee zugrunde, daß die einzelnen Partonen unabhängig voneinander die primären Hadronen bilden.

Des weiteren wird davon ausgegangen, daß die räumliche Verteilung der Jets unabhängig davon ist, ob das zugehörige Parton ein Quark oder Gluon ist und daß die Transversalimpulse der Hadronen unabhängig vom Impuls des zugrundeliegenden Partons sind.

Energie und Impuls eines entstehenden Hadrons werden durch eine Fragmentationsfunktion gegeben.

Die Independent Fragmentation dient weiterführenden Modellen als Grundlage, ist jedoch selbst nicht mehr konkurrenzfähig. Sie wird nur noch im Programm COJETS und optional in JETSET verwandt. Die Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen ist oft schlecht, so kann zum Beispiel der Stringeffekt³ gar nicht beschrieben werden.

Clusterfragmentation

Die Clusterfragmentation wurde 1984 von Webber, Marchesini, Gottschalk und Morris entwickelt [35–39]. Die zugrundeliegende Idee ist, daß sich die im Partonschauer gebildeten farbgeladenen Partonen zu farbneutralen Clustern zusammenfinden, welche dann in die primären Hadronen zerfallen. Der linke Teil der Abbildung 3.4 zeigt eine schematische Darstellung der Clusterfragmentation.

³Der Stringeffekt ist das experimentelle Resultat, daß sich in Dreijetereignissen zwischen den Quarkjets weniger Teilchen bilden, als zwischen Quark- und Gluonjet.

Der Zerfall eines Clusters erfolgt isotrop im Ruhesystem des Clusters in je zwei Hadronen. Ausnahmen bilden sehr leichte Cluster, sie zerfallen in das leichteste Hadron mit gleicher Flavourzusammensetzung, und sehr schwere Cluster, diese werden vor dem Zerfall zunächst iterativ in weitere Cluster gespalten.

Der Vorteil dieses Ansatzes liegt in seiner Einfachheit. Der gesamte Prozeß der Hadronisierung ist ausschließlich durch Spin- und Phasenraumfaktoren determiniert. Die Implementierung in einem Computerprogramm benötigt nur wenige Parameter.

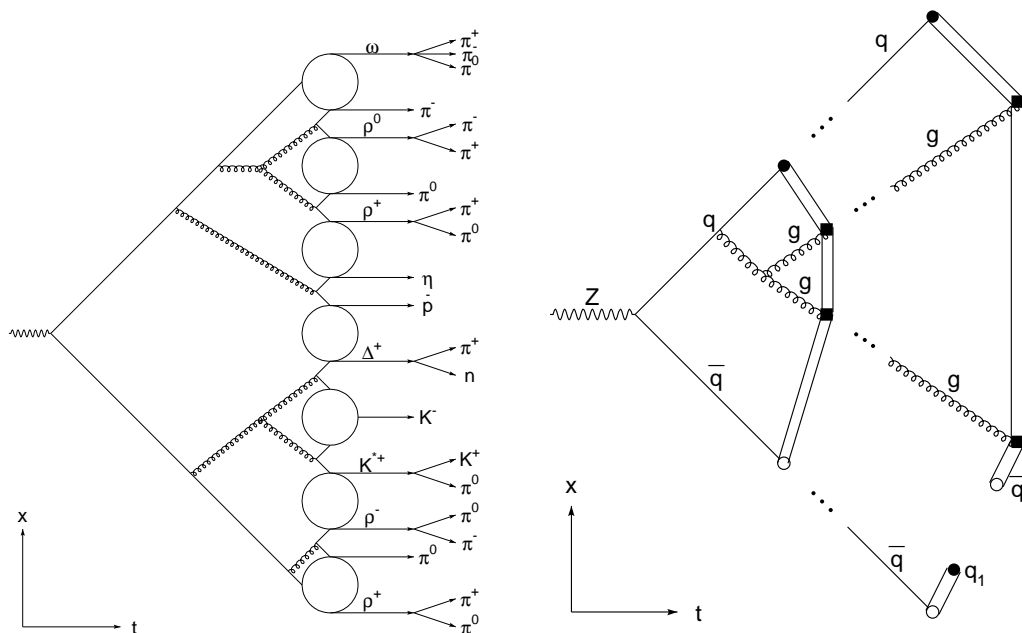


ABBILDUNG 3.4: Schematische Darstellung des Übergangs $q\bar{q} \rightarrow$ Partonen mit anschließender Fragmentation. Links: Clusterfragmentation. Die farbgeladenen Partonen konfigurieren sich zu farbneutralen Clustern, diese zerfallen in die primären Hadronen. Rechts: Stringfragmentation. Der String spannt sich vom Quark q , über die Gluonen g , zum Antiquark \bar{q} und bricht durch die Entstehung des Paares (q_1, \bar{q}_1) auf.

Stringfragmentation

Die Stringfragmentation wurde 1980 an der Universität Lund in Schweden entwickelt. Ihr liegt die Annahme zugrunde, daß sich zwischen den farbgeladenen Quarks, über alle zwischen ihnen entstandenen Gluonen hinweg, ein Farbflußschlauch, der *String*, spannt. Seine transversale Ausdehnung beträgt $\sim 1\text{fm}$, seine

Energiedichte $\sim 1 \text{ GeV/fm}$. Gluonen tragen Farbladungen und erzeugen Knicke im String.

Durch Auseinanderstreben der Quarks wird der String gedehnt und seine Energie steigt. Bei einer Stringlänge von $\sim 1\text{fm} - 5\text{fm}$ ist die Ruheenergie eines $q\bar{q}$ Paares erreicht. Tragen die neu entstandenen Quarks dieselbe Farbladung wie die initialen, können sie Energie aus dem String gewinnen und auf die Massenschale tunneln, der String bricht auf. Die Enden der Teilstrings werden durch das neu entstandene $q\bar{q}$ Paar verschlossen. Der rechte Teil der Abbildung 3.4 zeigt diesen Vorgang schematisch.

Der Prozeß wird iterativ wiederholt, wobei immer nur der führende Teilstring weiter aufricht. Die Fragmentation endet mit der Bildung eines finalen $q\bar{q}$ Paares, wenn die Energie sich der Schwelle der leichten Hadronen nähert.

Die Tunnelwahrscheinlichkeit eines virtuellen $q\bar{q}$ Paares und damit die Wahrscheinlichkeit für das Aufbrechen des Strings ist gegeben durch:

$$\mathcal{P} \sim \exp\left(-\frac{\pi m_T^2}{\kappa}\right) = \exp\left(-\frac{\pi m_q^2}{\kappa}\right) \cdot \exp\left(-\frac{\pi p_T^2}{\kappa}\right), \quad (3.1)$$

$$m_T = \sqrt{m_q^2 + p_T^2} \quad (\text{transversale Masse}). \quad (3.2)$$

Dabei ist m_q die Masse des Quarks und p_T der Transversalimpuls relativ zum String.

Gleichung 3.1 sagt eine exponentielle Verteilung der transversalen Impulskomponenten p_x und p_y vorher. Aus der Eindimensionalität des Strings folgt, daß sich die Transversalimpulse des neuentstandenen $q\bar{q}$ Paares aufheben müssen. Zur Bestimmung ihrer Longitudinalanteile ist eine Fragmentationsfunktion nötig, die den Partonen ihre Longitudinalimpulse $f(z)$ zuordnet. Für die leichten (d, u, s) Quarks eignet sich die links-rechts symmetrische oder Lund-symmetrische Fragmentationsfunktion:

$$f(z) = N \cdot \frac{(1-z)^a}{z} \cdot e^{-b\frac{m^2}{z}}, \quad (3.3)$$

$$m_T = \sqrt{m_{Had}^2 + p_T^2} \quad (\text{transversale Masse}). \quad (3.4)$$

$$z = \frac{(E + p_L)_{Had}}{(E + p_L)_{Quark}} \quad (3.5)$$

Für schwere (c und b) Quarks liefert die Peterson Fragmentationsfunktion eine bessere Beschreibung:

$$f(z) = N \cdot \frac{1}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon_Q}{1-z}\right)^2}. \quad (3.6)$$

Dabei ist $\varepsilon_Q = m_0^2/m_Q^2$ eine Massenskala bezüglich der leichten Hadronen, die Faktoren N in (3.3) und (3.6) sind durch die Normierungsbedingung $\int_0^1 f(z) dz = 1$ festgelegt. Dabei sind a , b , ε_c und ε_b freie Parameter des Modells.

Die Stringfragmentation wird von vielen Generatoren zur Simulation der Hadronisierung benutzt. Generatoren mit Stringfragmentation liefern die derzeit beste Übereinstimmung mit Meßdaten. Im Vergleich zur Clusterfragmentation benötigen Stringmodelle deutlich mehr interne Parameter.

3.2.3 Die Generatoren

HERWIG

Der Generator HERWIG [40] verwendet einen winkelgeordneten Partonschaueransatz mit anschließender Clusterfragmentation. Die Philosophie bei der Entwicklung von HERWIG ist, mit möglichst einfachen Vorgaben und wenigen Parametern eine gute Beschreibung der Meßdaten zu liefern. Monte Carlo Programme dienen nicht nur der Simulation von Ereignissen, sie sind auch Experimentierfelder für die Entwicklung von Theorien.

Der Generator HERWIG bietet zusätzlich die Möglichkeit Prozesse der Bosonpaarproduktion (WW, ZZ) zu simulieren.

In dieser Arbeit werden die Versionen HERWIG 5.9 und 6.1 verwendet.

JETSET/PYTHIA

Beim Generator JETSET/PYTHIA [41] kann zur Erzeugung der Partonen zwischen Matricelementansatz und Partonschauer gewählt werden. Als Fragmentationsmodelle stehen Stringfragmentation und Independent Fragmentation zur Wahl.

Der Matricelement Generator berücksichtigt Feynmangraphen zur Dreijetproduktion in nächstführender (NLO) und zur Vierjetproduktion in führender (LO) Ordnung.

Der Partonschauer berücksichtigt führende logarithmischen Terme (LLA) und ist virtualitätsgeordnet, die Winkelordnung wird für jeden Zerfall erzwungen.

Ebenso wie HERWIG können auch mit PYTHIA Ereignisse der Bosonpaarproduktion simuliert werden.

In dieser Arbeit werden die Version JETSET 7.4 und PYTHIA 6.1 verwendet.

ARIADNE

Der Generator ARIADNE [42] simuliert die Abstrahlung farbgeladener Partonen mit dem Farbdipolansatz. Die Fragmentation wird von JETSET geleistet. Somit hat auch ARIADNE die Möglichkeit der Wahl zwischen String- und Independent Fragmentation. Der Farbdipolansatz erfüllt die Winkelordnung automatisch. Eigentlich handelt

es sich bei ARIADNE nicht um einen eigenen Generator, sondern nur um eine weitere Option in JETSET.

In dieser Arbeit wird die Version ARIADNE 4.08 verwendet.

APACIC++

Der Generator APACIC++ [43–45] ist modular aufgebaut und bietet die Möglichkeit Programmteile von anderen Generatoren optional zu nutzen. Er leistet eine LO Matrixelementrechnung bis zu fünf Partonen mit einem sich anschließenden LLA Partonschauer. Für den Übergang in Hadronen werden von APACIC++ die Fragmentationsroutinen von HERWIG oder PYTHIA genutzt.

APACIC++ ist ein sehr junges Projekt, das von Physikern der technischen Universität Dresden entwickelt wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Anpassung der Parameter des APACIC++ Generators vorgenommen, die eine erste Anwendung ermöglicht. Eine detaillierte Beschreibung der verwendeten Variante und der Ergebnisse des Tunings findet sich im folgenden Kapitel.

Kapitel 4

Tuning des Generators APACIC++

Monte Carlo Modelle des Fragmentationsprozesses beinhalten phänomenologische Ansätze zur Beschreibung der nicht-perturbativen Hadronisierung. Ihre internen Parameter müssen angepaßt werden um eine adäquate Übereinstimmung mit gemessenen Verteilungen zu gewährleisten. Tunings der Generatoren JETSET/PYTHIA, HERWIG und ARIADNE wurden bei LEP in den Jahren 1994–1996 unter Verwendung der hochpräzisen LEP1 Daten durchgeführt [27, 28, 30].

Das Tuning des neuartigen Monte Carlo Generators APACIC++ ist ein iterativer Prozeß. Nach einer Anpassung der internen Parameter zeigt der Vergleich der Modellvorhersage mit gemessenen Verteilungen die Grenzen der Vorhersagekraft auf. Vor- und Nachteile der vorgenommenen Implementationen werden abgewogen. Dies ermöglicht weitere Entwicklungsschritte und Ausbaustufen, deren Gültigkeit durch neue Tunings nachgewiesen werden müssen. Der Vergleich und das Verständnis der Messungen, verbunden mit der Umsetzung der Erkenntnisse in neue Modellbildungen erfordert eine enge Zusammenarbeit zwischen Theoretikern und Experimentalphysikern.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde aktiv an der Entwicklung des Generators APACIC++ mitgearbeitet. Insgesamt wurden mehr als zwanzig Tunings von APACIC++ durchgeführt, was einem Rechenzeitbedarf von mehr als sechs CPU Jahren auf einem 466 MHz DEC-Alpha Computer entspricht.

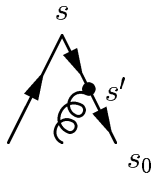
4.1 Eigenschaften von APACIC++

Bei APACIC++ handelt es sich um einen modular aufgebauten Generator zur Simulation von e^+e^- Annihilationen. Er ist vollständig in der Programmiersprache C++ geschrieben, um in Zukunft Kompatibilität zur Software der TEVATRON und LHC Experimente zu gewährleisten. Zur Simulation der Abläufe bei e^+e^- Ereignissen können Programmteile anderer Generatoren optional genutzt werden.

Die Simulation der Annihilation von Elektronen und Positronen in ein Z -Boson oder virtuelles Photon wird von APACIC++ gerechnet.

Die sich anschließende Berechnung der Matrixelemente zur Drei-, Vier- und Fünfjetproduktion wird in führender Ordnung (LO) vom Matrixelement Generator AMEGIC++ geleistet. Die Rechnungen werden wahlweise unter Vernachlässigung oder unter Berücksichtigung von Quarkmassen durchgeführt. Optional können die Generatoren DEBRECEN [46, 47] oder EXCALIBUR [48] verwendet werden.

Auf eine Implementierung von Matrixelementrechnungen in nächstführender Ordnung (NLO) wurde verzichtet, sie enthalten negative Beiträge zum Wirkungsquerschnitt, die im Rahmen eines Monte Carlo Generators nicht berücksichtigt werden können. Da, insbesondere im Bereich der Multijet-Produktion, die Beiträge der nächstführenden Ordnung erheblich sein können, wird eine Rewichtung der LO-Matrixelementrechnungen bezüglich einer modifizierten Partonschauer-Vorhersage vorgenommen: Innerhalb des NLL Partonschauers berechnet sich die Wahrscheinlichkeit $P = 1 - P_{\text{NLL}}$ für die Abstrahlung eines Gluons von einem Quark durch:



$$P_{\text{NLL}} \sim D_q(s, s_0) \frac{D_q(s, s_0)}{D_q(s', s_0)} D_q(s', s_0) D_g(s', s_0) \cdot \overbrace{P_{q \rightarrow qg}(z)}^{\text{Splitting Funktion}} \cdot \alpha_s(s') \quad (4.1)$$

Dabei sind $D(s_1, s_2)$ die Sudakov-Formfaktoren bezüglich der Virtualitäten s . Zur Rewichtung der ME Rechnung wird zunächst in Gleichung 4.1 die Splitting Funktion durch die LO Matrixelementberechnung ersetzt. Der entstehende Ausdruck wird ausgewertet und die Matrixelementrechnung wird mit der berechneten Wahrscheinlichkeitsfunktion rewichtet. Dieser Ansatz ist identisch mit einer exakten Resummierung der führenden Ordnung mit allen führenden und nächstführenden logarithmischen Termen der perturbativen Reihe. Im Gegensatz zu reinen Partonschauer-Modellen, bei denen der Partonschauer mittels einer Berechnung der Matrixelemente erfolgt, wird in APACIC++ die Matrixelementrechnung in führender Ordnung auf eine Partonschauervorhersage unter Hinzunahme dieser Rechnung rewichtet. Weitere Details des Rewichtungsverfahrens sind in der Programmbeschreibung [43] ausgeführt.

Die wichtigste Besonderheit von APACIC++ ist die Verwendung eines Matchingalgorithmus zur Kombination der rewichteten Matrixelementrechnungen mit dem nachfolgenden Partonschauer. Der LLA Partonschauer kann wahlweise virtualitäts- oder winkelgeordnet ausgeführt werden. Entsprechend wird die Winkelordnung explizit erzwungen oder automatisch erfüllt. Als Alternative zum LLA Partonschauer ist eine Farbdipolkaskade in Vorbereitung.

Die Kombination von Matrixelementrechnungen mit einem Partonschauer ist insbesondere bei LEP2 Analysen von großer Wichtigkeit:

Einerseits beschäftigen sich viele Analysen mit mehrjetartigen Endzuständen¹, so daß eine präzise Vorhersage von Multijet Endzuständen unabdingbar ist. Dies kann ein reines Partonschauermodell nicht leisten. Ein LLA Partonschauer basiert auf einer Entwicklung der perturbativen Reihe um den kollinearen Limes und kann keine gute Beschreibung von harten QCD Prozessen unter großen Winkeln liefern. Partonschauermodelle unterschätzen prinzipiell die Vier- und Mehrjetrate und können die Winkelverteilung in Multijetereignissen nicht vorhersagen.

Andererseits ist ein reiner Matrixelement Generator ebenfalls ungeeignet zur Beschreibung von Multijet Endzuständen: Der Prozeß der Fragmentation beginnt bei einer Energieskala, die typischen Hadronmassen entspricht. Die Anzahl der bis dahin entstandenen Partonen beträgt, je nach Schwerpunktenergie, 5–10. Die Berechnung von Matrixelementen zur 10-Jet Produktion ist nicht zu leisten. Darüber hinaus ist die Anwendung von reinen Matrixelement-Generatoren, deren Fragmentationsparameter bei 91 GeV optimiert sind, bei LEP2 Energien nicht möglich. Der Übergang in den Fragmentationsbereich findet, je nach Schwerpunktenergie, bei unterschiedlichen Energieskalen statt, so daß die internen Fragmentationsparameter energieabhängig sind. Ein bei 91 GeV optimierter Matrixelement Generator macht bei LEP2 Energien falsche Vorhersagen. Ein Tuning bei LEP2 Energien ist nicht möglich, der statistische Fehler der Meßdaten ist zu groß. Erst der Partonschauer ermöglicht das energieübergreifende Tuning auf dem Z -Pol und die Extrapolation zu höheren Energien.

Das hier verwendete Verfahren, zur Kombination von Matrixelement Rechnungen und Partonschauer, beruht auf der Idee beide Teile auf unterschiedliche kinematische Bereiche zu beschränken. Dazu wird der zur Verfügung stehende Phasenraum durch Anwendung ein Algorithmus zum Clustern von Jets in zwei Bereiche geteilt. Als Algorithmen können wahlweise JADE oder DURHAM verwendet werden. Oberhalb eines festen Wertes des Abstandsmaßes y_{cut} wird die Abstrahlung von Quarks und Gluonen vom Matrixelement Teil festgelegt, darunter vom Partonschauer.

Derzeit gibt es neben APACIC++ keinen anderen Generator, der Matrixelementrechnungen mit einem Partonschauer verbindet.

Die exakte Auswertung der Matrixelementrechnung in APACIC++ garantiert die richtige Vorhersage der Winkelverteilung zwischen Jets, dies kann von einem reinen Partonschauer Modell nicht geleistet werden. Abbildung 4.1 zeigt die Vierjetwinkel Nachtmann-Reiter ($\cos \theta_{\text{NR}}$), Bengtson-Zerwas (χ_{BZ}), Körner-Schierholz-Willrodt (Φ_{KSW}) und den Winkel α_{34} . Eine Definition der Vierjetwinkel findet sich zum Beispiel in [45]. Nur das Modell APACIC++ kann nach Simulation des Partonschauers die Winkelverteilung der Matrixelementrechnung reproduzieren. Die getesteten reinen Partonschauermodelle versagen aus prinzipiellen Gründen.

¹Beispiele hierfür sind die Messungen hadronisch zerfallender W -Bosonen, die Higgs Suche und diese Analyse.

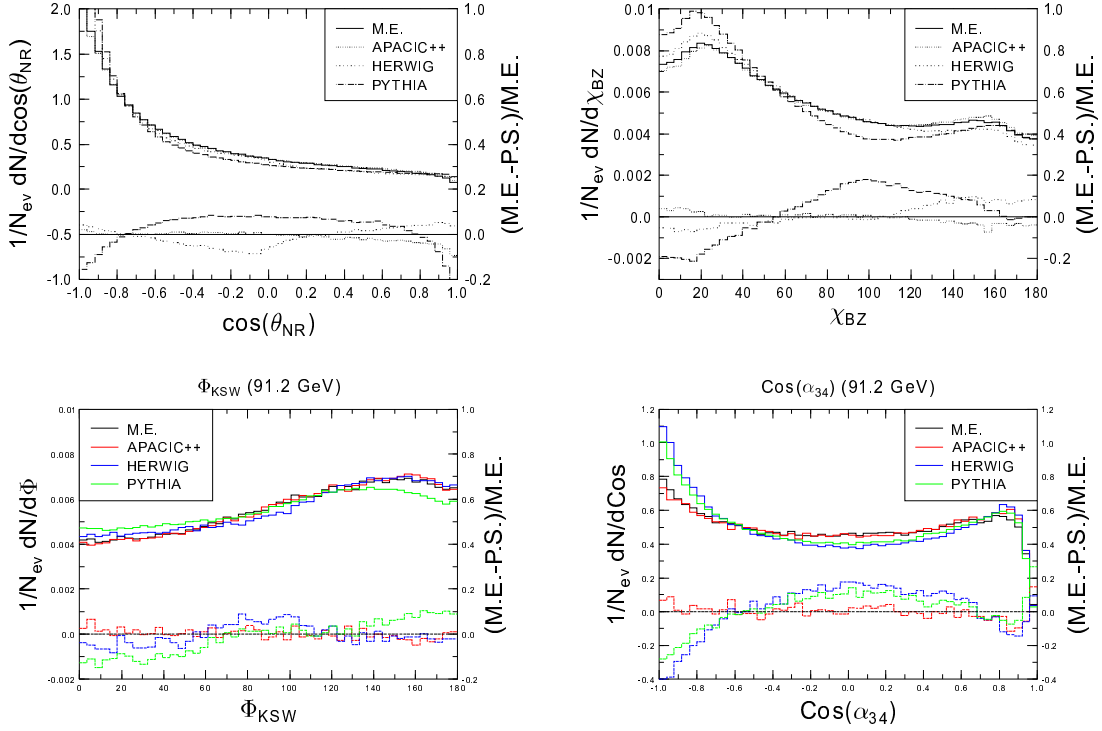


ABBILDUNG 4.1: Vierjetwinkel Nachtmann-Reiter ($\cos\theta_{NR}$), Bengtson-Zerwas (χ_{BZ}), Körner-Schierholz-Willrodt (Φ_{KSW}) und α_{34} aus [44]. Der obere Teil der Abbildungen zeigt die Winkelverteilungen nach Simulation des Partonschauer im Vergleich mit der Matrixelementrechnung. Der untere Teil der Abbildungen zeigt die relativen Abweichungen zur Matrixelementrechnung.

Nach der Simulation der partonischen Verteilung durch Berechnung von Matrixelementen und Partonschauer folgt die Fragmentation in Hadronen. Sie wird wahlweise vom Programm HERWIG (Clusterfragmentation) oder vom Programm JETSET/PYTHIA (Stringfragmentation) geleistet.

4.1.1 Verwendete Version

Für die Anpassung der Parameter wird der Generator APACIC++ v 1.05 in Verbindung mit dem Matrixelementgenerator AMEGIC++ verwendet, der Matrixelemente zur Drei-, Vier- und Fünfjetproduktion berechnet. Die Berechnung der Matrixelemente erfolgt unter Vernachlässigung von Quarkmassen. Als Partonschauer wird ein winkelgeordneter LLA Schauer verwendet. Die Stringfragmentation wird von JETSET/PYTHIA geleistet.

4.2 Das Tuningverfahren

Dem Monte Carlo Tuning liegt die Idee zugrunde, die Abhängigkeit der Monte Carlo Antwort für eine beliebige Parametereinstellung, durch numerische Approximation vorherzusagen. Mit Hilfe dieser Approximation wird eine schnelle Optimierung möglich.

Dazu werden zunächst alle berücksichtigten Datenverteilungen in geeignete Intervalle (Bins) zerlegt. Der Inhalt X_{MC} eines Bins ist Funktion der n Monte Carlo Parameter $\vec{p} = (p_1, p_2, \dots, p_n)$. Diese Funktion ($\mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R} : \vec{p} \mapsto X_{\text{MC}}$) wird durch eine Taylor Entwicklung genähert:

$$X_{\text{MC}}(\vec{p}) = A_0 + \sum_{i=1}^n B_i p_i + \sum_{i=1}^n C_i p_i^2 + \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n D_{ij} p_i p_j + \dots \quad (4.2)$$

Die Reihe wird nach der zweiten Ordnung abgebrochen, der Term zweiter Ordnung berücksichtigt Korrelationen zwischen je zwei Parametern in niedrigster Ordnung. Die Anzahl N der Koeffizienten A_0, B_i, C_i und D_{ij} hängt von der Dimension des Parameterraumes n ab:

$$N(n) = \frac{1}{2} \cdot (n \cdot (n + 3) + 2). \quad (4.3)$$

Zur Bestimmung der N Koeffizienten wird ein lineares Gleichungssystem der Dimension $N \times M$ aufgestellt, M ist die Anzahl der Bestimmungsgleichungen. Die Lösungen jeder Gleichung werden aus einer Monte Carlo Simulation mit der zugehörigen Parametereinstellung bestimmt. Der statistische Fehler der Simulation muß mindestens eine Größenordnung kleiner sein als die Streuung aufgrund der Parametervariation. Für $M \geq N$ sind die gesuchten Koeffizienten determiniert. In Matrixschreibweise ergibt sich aus Gleichung 4.2:

$$A\vec{k} := \begin{pmatrix} 1 & \dots & 1 \\ p_{1,1} & & p_{1,M} \\ \vdots & & \vdots \\ p_{n,1} & & p_{n,M} \\ p_{1,1}^2 & & p_{1,M}^2 \\ \vdots & & \vdots \\ p_{n,1}^2 & & p_{n,M}^2 \\ p_{1,1} \cdot p_{2,1} & & p_{1,M} \cdot p_{2,M} \\ p_{1,1} \cdot p_{3,1} & & p_{1,M} \cdot p_{3,M} \\ \vdots & & \vdots \\ p_{n-1,1} \cdot p_{n,1} & \dots & p_{n-1,M} \cdot p_{n,M} \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} A_0 \\ B_1 \\ \vdots \\ B_n \\ C_1 \\ \vdots \\ C_n \\ D_{1,1} \\ \vdots \\ D_{n-1,n} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \\ \vdots \\ X_M \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

Die Matrix A hat die Dimension $(N \times M)$ und enthält die Komponenten der zufällig ausgewählten M Parameterpunkte sowie deren Produkte. Der Vektor \vec{k} enthält die gesuchten N Koeffizienten $A_0, \dots, D_{n-1,n}$, der Vektor \vec{X} die Monte Carlo Vorhersagen des betrachteten Bins für diesen Parameterpunkt. Nach einer Singulärwertzerlegung läßt sich die Matrix A schreiben als

$$A = W^T D W. \quad (4.5)$$

Die Matrix D ist als Diagonalmatrix direkt invertierbar, außerdem gilt:

$$W^T W = W W^T = 1. \quad (4.6)$$

Mit 4.5 und 4.6 läßt sich Gleichung 4.4 auflösen:

$$\vec{k} = W^T D^{-1} W \vec{X}. \quad (4.7)$$

Damit sind die N Koeffizienten $A_0, \dots, D_{n-1,n}$ für das zugehörige Bin der Verteilung bestimmt. Die Implementierung der Singulärwertzerlegung auf dem Computer erfolgt mittels der Programmbibliothek NAGLIB.

Durch Wiederholung des Verfahrens für alle gewünschten Bins kann die Monte Carlo Antwort für eine beliebige Parametereinstellung mit Hilfe von Gleichung 4.2 vorausgesagt werden.

Der Vorteil des Verfahrens liegt in der enormen Zeitersparnis. Für die Parametereoptimierung müssen viele Parametersätze ($\mathcal{O}(10^6)$) gerechnet und bewertet werden. Für einen einzelnen Satz ist mit einem modernen Computer ein Rechenzeitaufwand in der Größenordnung von Stunden notwendig, so daß sich nach der klassischen Methode der Gesamtzeitaufwand auf Jahrhunderte addieren würde. Für das hier beschriebene Verfahren sind lediglich $\mathcal{O}(N)$ Stunden notwendig, danach benötigt die Anwendung von Gleichung 4.2 nur noch Sekundenbruchteile.

Im zweiten Schritt erfolgt die Bewertung und Optimierung von Parametereinstellungen. Kriterium für die Qualität einer gewählten Parametereinstellung ist die Übereinstimmung mit den Meßdaten. Dazu wird die Summe der Fehlerquadrate χ^2 berechnet:

$$\chi^2(\vec{p}) := \sum_{\text{Verteilungen}} \sum_{\text{Bins}} \left(\frac{X_{\text{mess}} - X_{\text{MC}}(\vec{p})}{\sigma_{\text{mess}}} \right)^2. \quad (4.8)$$

Die Doppelsumme erstreckt sich über alle Bins eines ausgewählten Satzes von Meßdaten, $X_{\text{mess}} \pm \sigma_{\text{mess}}$ sind die Meßgröße des Bins und ihr statistischer und systematischer Fehler.

Gleichung 4.2 erlaubt die Berechnung des Gradienten der Funktion $\chi^2(\vec{p})$ und damit die Anwendung eines Minimierungsverfahrens auf χ^2 . Die sichere Konvergenz des Minimierungsverfahrens in einen optimalen Parametersatz \vec{p}_{opt} mit bestmöglicher Übereinstimmung zu den Meßdaten setzt die Wahl eines sinnvollen Startpunktes voraus. Die Adaption des Minimierungsverfahrens erfolgt mit der Programmbibliothek MINUIT.

4.3 APACIC++ Parameter

Die Programmteile von APACIC++ werden von den folgenden Parametern gesteuert:

- Matrixelement
 - $\kappa_s^{3,4,5}$
Aufgrund der Beschränkung der perturbativen Rechnung auf die führende Ordnung zeigt das Ergebnis eine signifikante Abhängigkeit von der Renormierungsskala der QCD. APACIC++ trägt dieser Abhängigkeit mit je einem Skalenparameter $\kappa_s^{3,4,5}$ für jede n -Jet Konfiguration Rechnung. Die Kopplungskonstante bei der Berechnung der Matrixelemente ist $\alpha_s(\kappa_s^n \cdot s)$.
- Matching
 - $y_{\text{cut}}^{\text{ini}}$
Die Berechnung der Emission farbtragender Partonen durch den ME Generator ist auf Bereiche des Parameters $y_{\text{cut}} > y_{\text{cut}}^{\text{ini}}$ beschränkt.
- Partonschauer
 - $\alpha_s(M_Z^2)$
Die starke Kopplung $\alpha_s(M_Z^2)$ ist für die Partonschauer Kaskade maßgebend.
 - cutoff PS
Der Partonschauer endet bei einer fest vorgegebenen Energieskala, hier beginnt der Fragmentationsprozeß².
- Fragmentation
 - Lund A,B
Lund A und B sind Koeffizienten der Lund Fragmentierungsfunktion für leichte Quarks (Gleichung 3.3). Aufgrund der starken Antikorrelation beider Parameter ist es ausreichend nur einen an die Meßdaten anzupassen.
 - σ_q
Die Breite der Gaußschen Verteilung der transversalen Impulsanteile von Fragmentationsquarks ist durch σ_q gegeben.

Die Festlegung der Variationsbereiche der Parameter ist ein kritischer Punkt. Zu groß gewählte Variationsbereiche reduzieren die Präzision der Vorhersagefunktion nach Gleichung 4.2. Liegt der optimale Parametersatz außerhalb des gewählten Bereichs ist ein Tuning nicht möglich. Abhilfe kann ein zweistufiges Tuning bieten:

²Der Parameter „cutoff“ in APACIC++ unterscheidet sich vom Parameter q_0^2 in PYTHIA: $4 \cdot \text{cutoff} = q_0^2$.

In einem ersten Tuning wird das ungefähre Ergebnis ermittelt, um in einem zweiten Feintuning den optimalen Parametersatz zu finden.

Abbildung 4.2 zeigt beispielhaft die Ergebnisse einer Parametervariation für die Observablen 1 – Thrust und skaliertes Impuls x_p . Jede Histogrammlinie entspricht einem zufällig gewählten Punkt im Parameterraum. Während die Meßpunkte von 1 – Thrust durch die Kurvenschar abgedeckt werden, zeigt sich bei großen Werten von x_p eine systematische Unterschätzung durch das Modell, die nicht durch größere Parameterbereiche zu kompensieren ist. Bei beiden Observablen ist die Streuung der Kurvenschar gering, so daß eine präzise Approximation nach Gleichung 4.2 möglich ist.

4.4 Verwendete Datensätze

Die Zusammenstellung der in den Fit eingehenden Datensätze folgt dem Grundsatz, daß für jeden variierten Parameter mindestens eine Verteilung eingefügt werden muß, die eine hohe Sensitivität auf die Variation des Parameters zeigt. Innerhalb dieser Randbedingung werden systematische Austauschungen vorgenommen, um die Stabilität des Fits zu studieren. Tabelle 4.1 zeigt eine Zusammenstellung der verwendeten Datensätze. Alle Datenverteilungen konnten aus der DELPHI Publikation zum Monte Carlo Tuning [28] entnommen werden. In [27] finden sich die Definitionen der verwendeten Verteilungen.

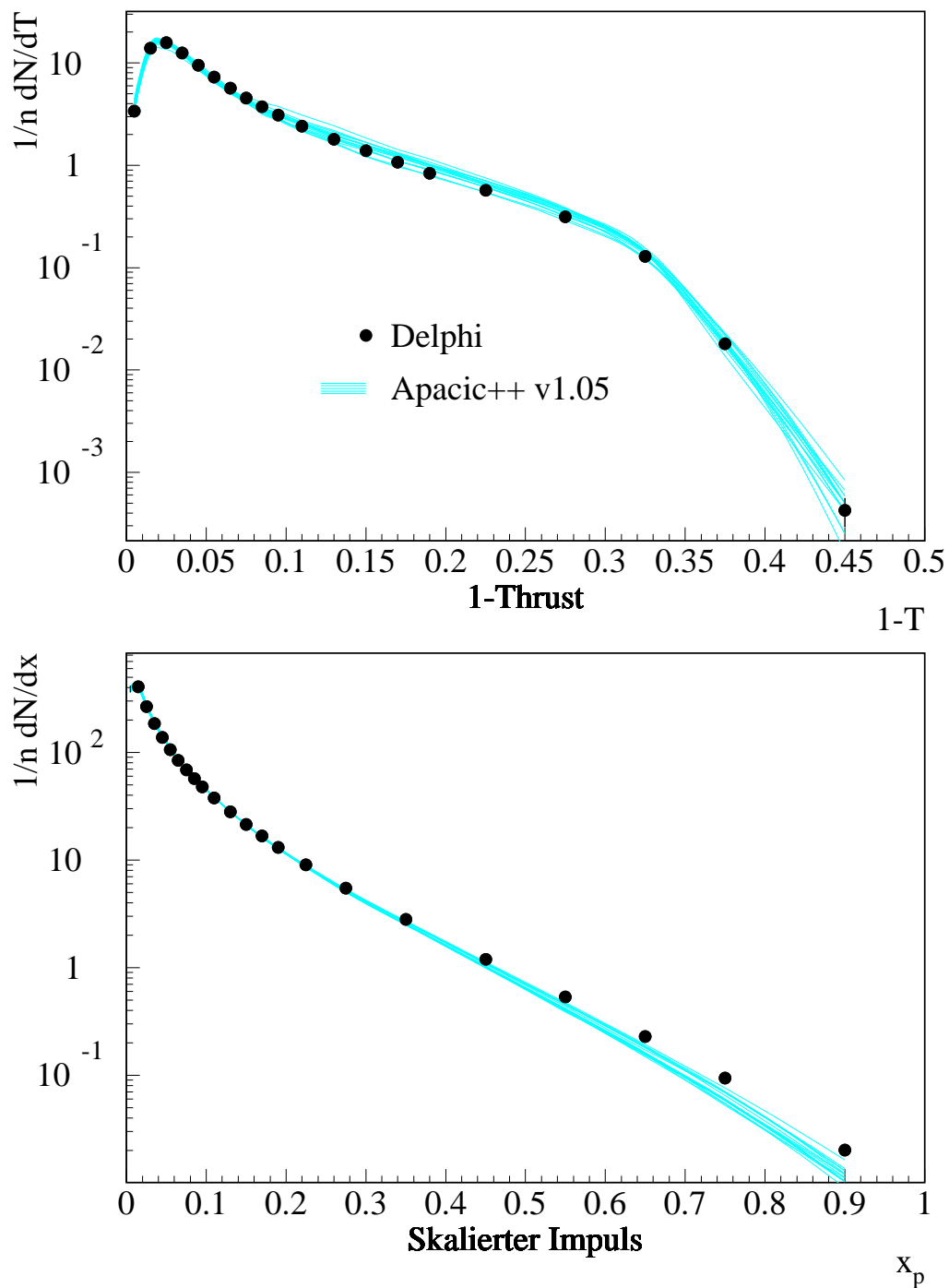


ABBILDUNG 4.2: Ergebnisse einer Parametervariation: Die Punkte entsprechen der DELPHI Messung [27, 28], jede Histogrammlinie einer Monte Carlo Simulation.

Observable	Datensatz Nr.														
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
1–Thrust	✓		✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
D_{32}^{Jade}				✓									✓		✓
D_{43}^{Jade}				✓									✓		
D_{54}^{Jade}				✓									✓		
D_{32}^{Durham}	✓	✓	✓		✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
D_{43}^{Durham}	✓	✓	✓		✓		✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
D_{54}^{Durham}	✓	✓	✓		✓	✓		✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Spherizität		✓											✓		
Aplanarität											✓		✓	✓	✓
Planarität	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓		✓	✓	✓	✓	✓
Major	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓		✓	✓	✓	✓	✓	✓
Minor	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓		✓	✓	✓	✓	✓	✓
EEC												✓	✓	✓	✓
N_{ch}	✓	✓	✓	✓		✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
$p_t^{\text{in}}(T)$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
$p_t^{\text{out}}(T)$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
$p_t^{\text{in}}(S)$													✓		
$p_t^{\text{out}}(S)$													✓		
$y(T)$			✓										✓		
$y(S)$													✓		
x_p	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓

TABELLE 4.1: Für die Parameteroptimierung verwendete Datensätze:
 „✓“ bedeutet, daß die Verteilung im Fit verwendet wurde.

4.5 Übereinstimmung mit Meßdaten

Im Rahmen des statistischen Fehlers sind alle Fitergebnisse aus Tabelle 4.1 konsistent und liefern eine vergleichbare Beschreibung der Meßdaten. Tabelle 4.2 faßt die Fitergebnisse für einen optimalen Datensatz zusammen.

Die Qualität der Vorhersage von APACIC++ mit den Parametern aus Tabelle 4.2 ergibt sich aus dem Vergleich mit Meßdaten und anderen Monte Carlo Generatoren: Die Abbildungen 4.3, 4.4, 4.5 und 4.6 zeigen Ereignisformverteilungen, Jetraten und inklusive Teilchenspektren aus DELPHI Messungen [27, 28] und Vorhersagen von PYTHIA, HERWIG, ARIADNE und APACIC++. Der obere Teil der Abbildungen zeigt die Verteilung, der untere den Quotient zwischen Monte Carlo Vorhersage und Daten, das graue Band entspricht dem statistischen und systematischen Fehler der Messung.

Nr.	Code	Parameter	Standard	Variationsbereich	Fitergebnis
1	—	κ_s^3	—	$10^{-1.2} - 10^{-1.9}$	$10^{-1.34} \simeq 0.046$
2	—	κ_s^4	—	$10^{-2.2} - 10^{-2.8}$	$10^{-2.68} \simeq 0.0021$
3	—	κ_s^5	—	$10^{-1.5} - 10^{-2.5}$	$10^{-2.38} \simeq 0.0042$
4	—	y_{cut}^{ini}	—	$10^{-1.8} - 10^{-2.4}$	$10^{-2.15} \simeq 0.0071$
5	—	$\alpha_s(M_Z^2)$	—	0.112 – 0.117	0.1123
6	—	cutoff PS	—	0.2 – 0.8	0.5
7	PARJ(41)	Lund A	0.5	0.3 – 0.5	0.450
8	PARJ(42)	Lund B	0.5	0.7 – 0.9	0.822
9	PARJ(21)	σ_q	0.39	0.36 – 0.38	0.382

TABELLE 4.2: Optimierte APACIC++ Parameter.

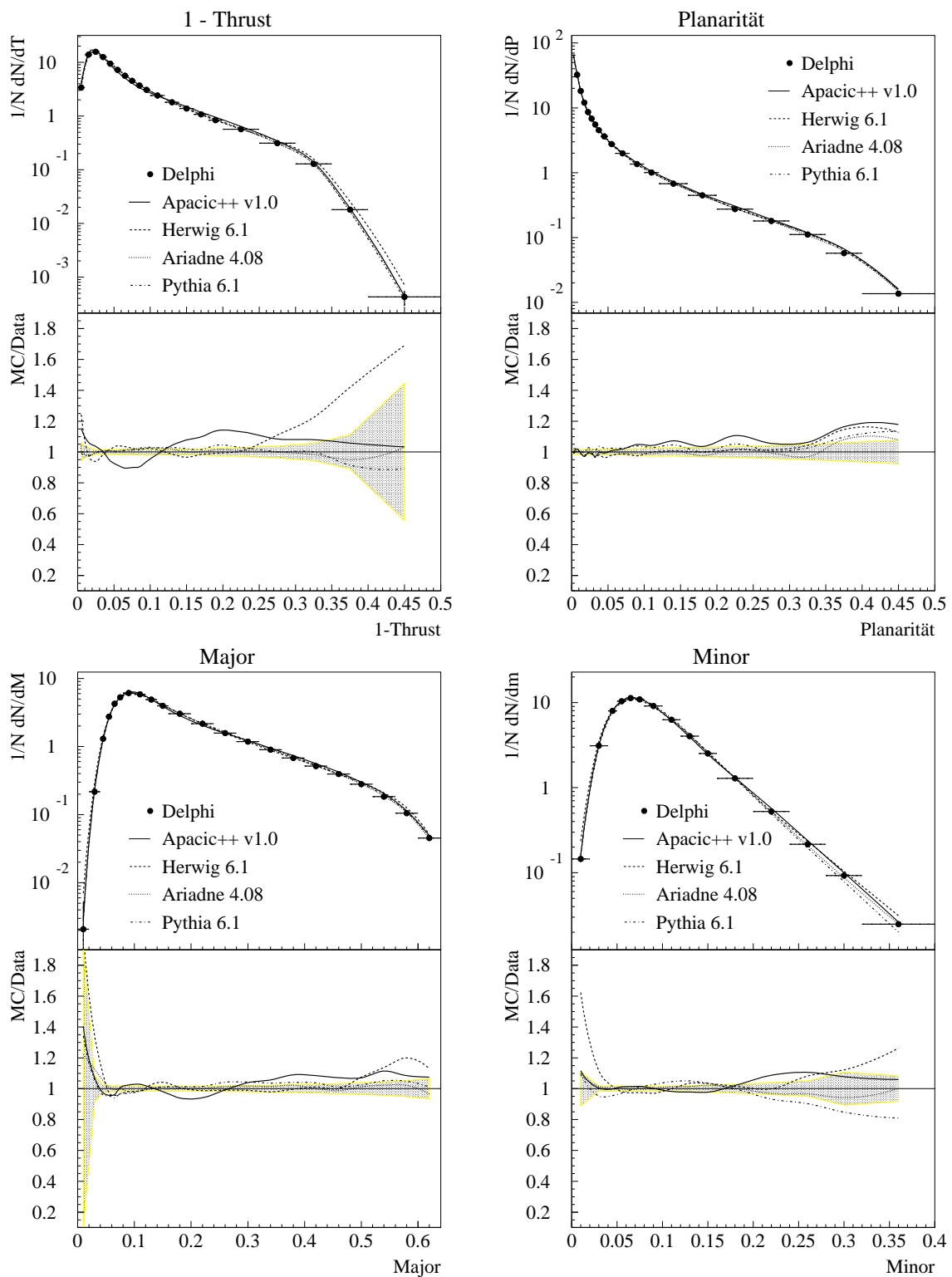


ABBILDUNG 4.3: Vergleich von Monte Carlo Vorhersagen für Ereignisformobservablen mit DELPHI Messungen.

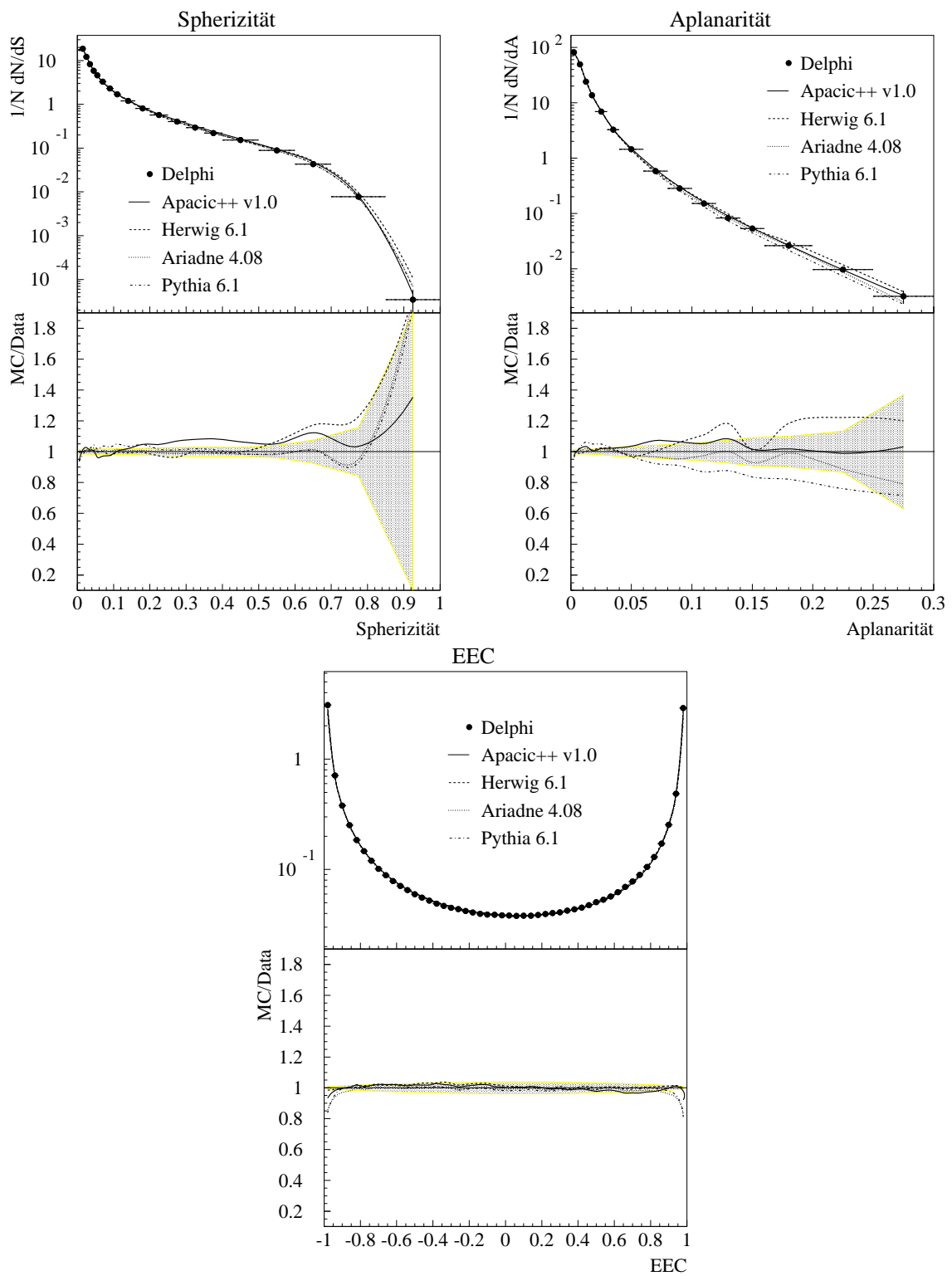


ABBILDUNG 4.4: Vergleich von Monte Carlo Vorhersagen für Ereignisformobservablen mit DELPHI Messungen.

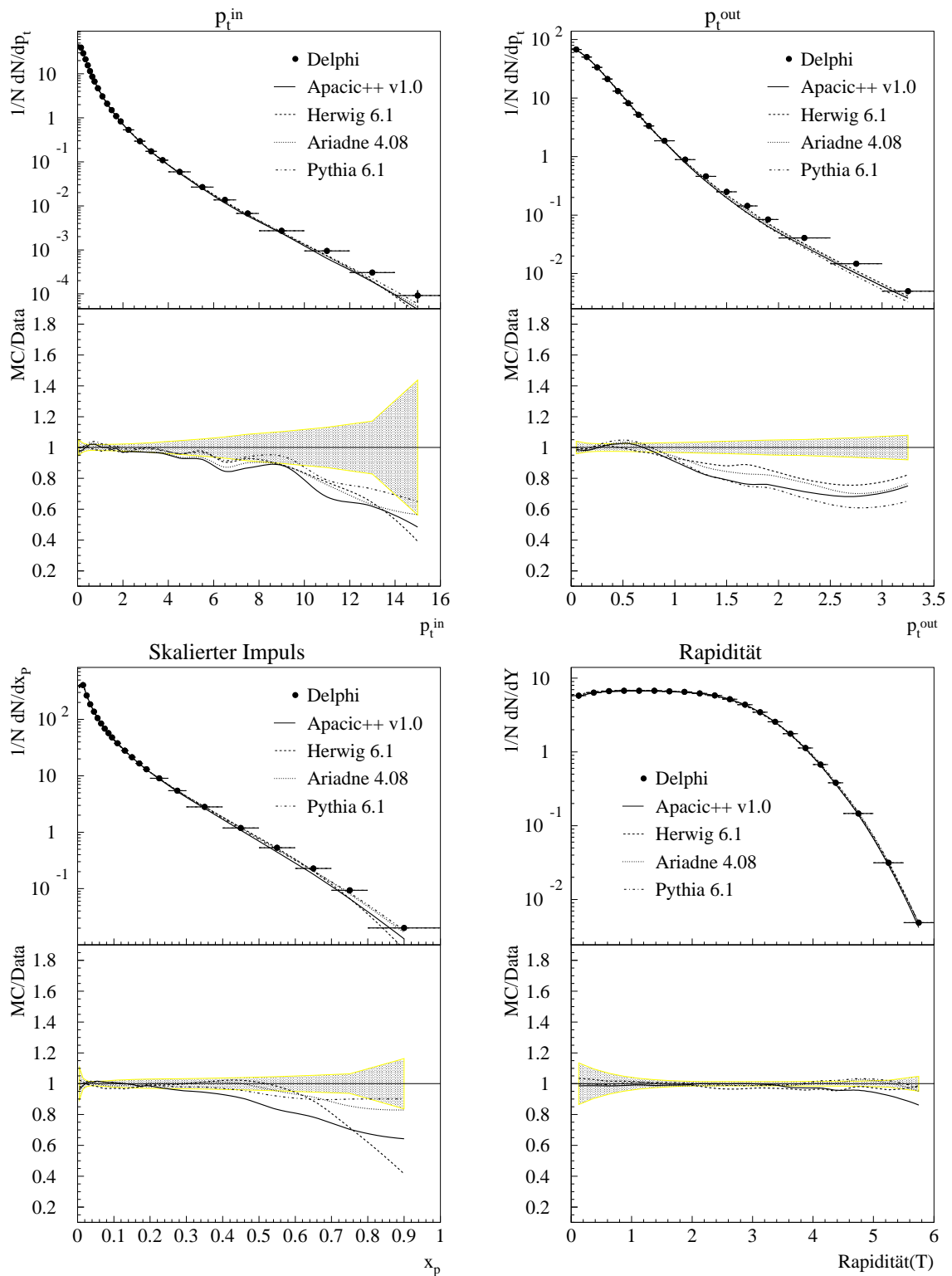


ABBILDUNG 4.5: Vergleich von Monte Carlo Vorhersagen für inklusive Teilchenspektren mit DELPHI Messungen.

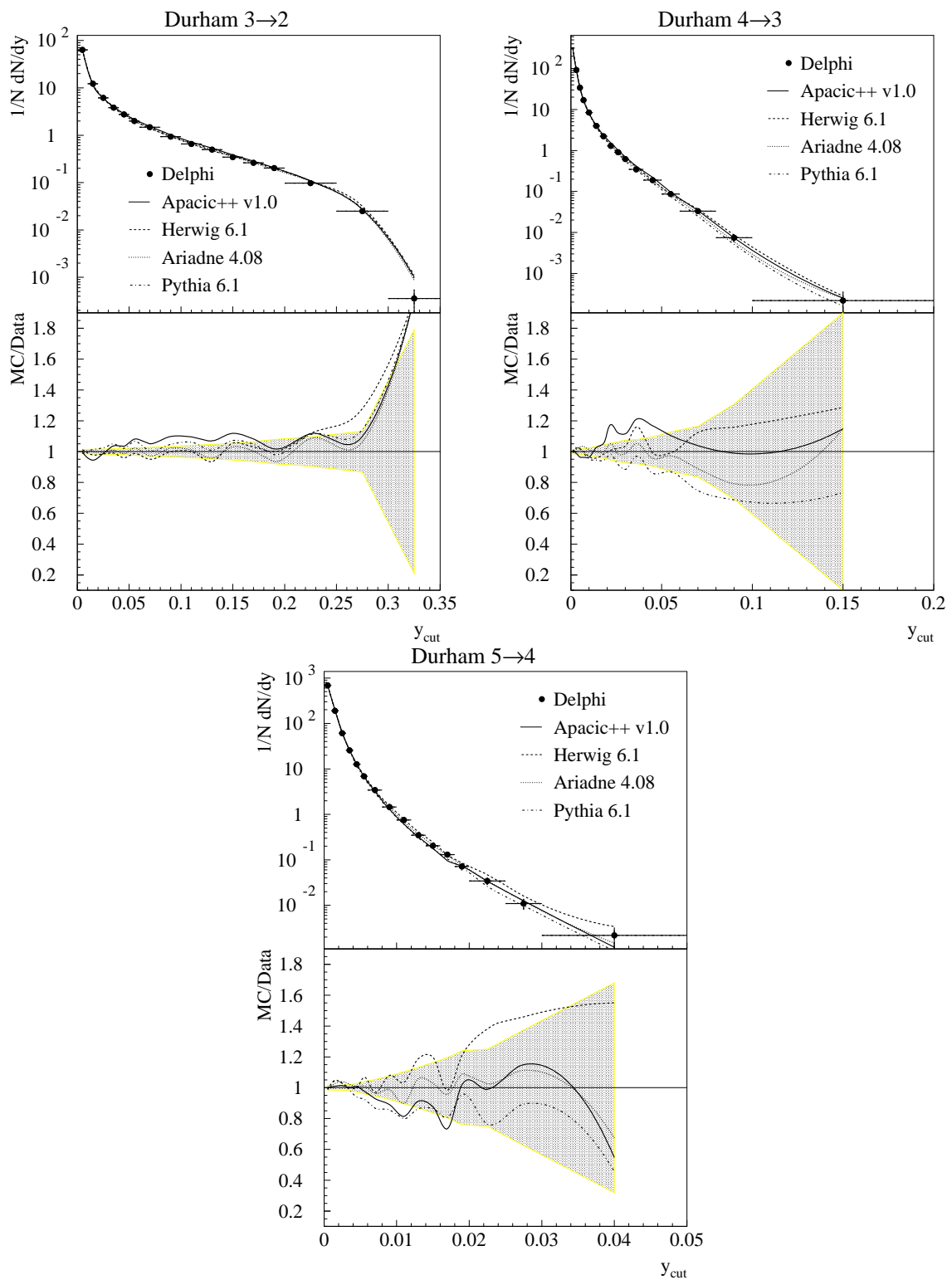


ABBILDUNG 4.6: Vergleich von Monte Carlo Vorhersagen für differentielle Jetraten mit DELPHI Messungen.

4.5.1 Extrapolation zu LEP2 Energien

Abbildung 4.7 zeigt die Jetraten R_2 , R_3 und R_4 für den CAMBRIDGE Algorithmus bei 189 GeV. Alle getesteten Generatoren zeigen im Rahmen des statistischen Fehlers eine gute Übereinstimmung mit den Messungen.

Die Extrapolation des 91 GeV Tunings zu LEP2 Energien ist für alle getesteten Partonschauermodelle und für den Matrixelement Generator APACIC++ möglich.

4.6 Interpretation

Nach nur drei Jahren Entwicklungszeit zeigt der Generator APACIC++ eine konkurrenzfähige Übereinstimmung mit den Meßdaten. Damit ist erstmals ein Generator, basierend auf Matrixelementrechnungen, bei LEP2 Energien verfügbar.

APACIC++ findet seine erste Anwendung in dieser Analyse bei der Bestimmung der energieabhängigen Hadronisierungskorrektur (Kapitel 6). Innerhalb der DELPHI Kollaboration ist geplant, APACIC++ mit voller Simulation des DELPHI Detektors einzusetzen. Seine Hauptanwendungen finden sich in der Abschätzung des QCD Untergrundes in Analysen bosonischer Endzustände und bei Suchen nach neuer Physik.

Den größten Nutzen von APACIC++ haben Analysen von Winkeln zwischen Jets in Multijet-Endzuständen. Hier versagen prinzipiell alle Partonschauermodelle.

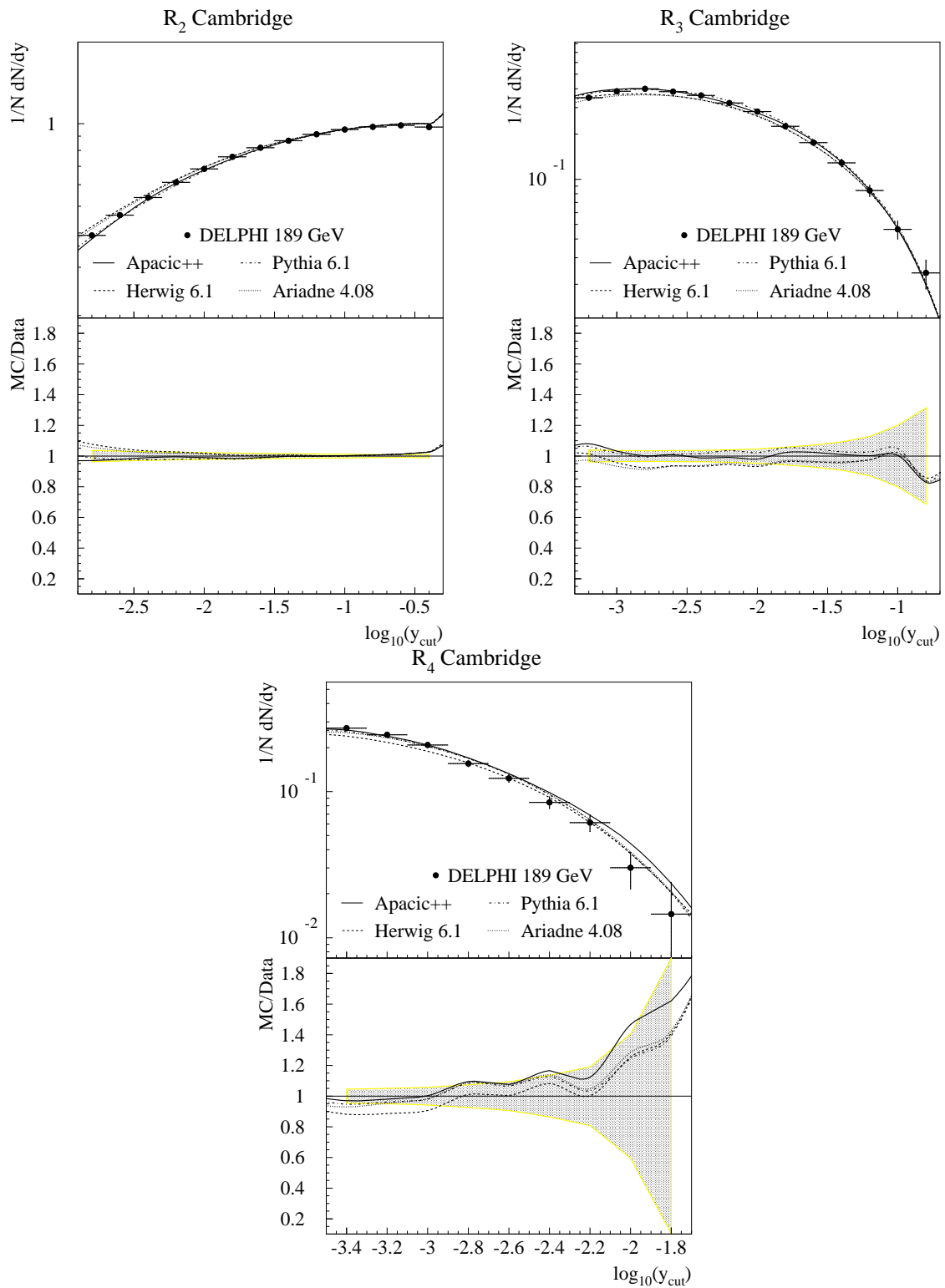


ABBILDUNG 4.7: Vergleich von Monte Carlo Vorhersagen für Jetraten mit DELPHI Messungen bei 189 GeV.

Kapitel 5

Die Analyse der Jetraten

5.1 Analysierter Datensatz

Diese Analyse erstreckt sich über den vollen von DELPHI zwischen 1993 und 2000 aufgezeichneten Datensatz¹. Dabei werden die Daten der LEP1 Phase in drei, die der LEP2 Phase in elf Energiebereiche gegliedert.

Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die Energieintervalle, die verwendete Version der Datenrekonstruktion (Processing)², die von DELPHI aufgezeichnete Luminosität, die Wirkungsquerschnitte der wichtigsten beteiligten Prozesse und die Anzahl der selektierten hadronischen Ereignisse nach Subtraktion des Untergrundes.

Die Analyse der LEP1 Daten stützt sich auf eine Ereignismenge von etwa 2.5 Millionen selektierten hadronischen Ereignissen und erlaubt eine hochpräzise Messung der Jetraten auf der Z -Resonanz. In der LEP2 Phase hat DELPHI eine Luminosität von 634.5pb^{-1} aufgezeichnet, das entspricht 11 960 selektierten hadronischen Ereignissen. Die aufgezeichnete Statistik pro Energieintervall ist ausreichend für eine Bestimmung der Jetraten und für die Bestimmung der starken Kopplung α_s . Damit ist eine konsistente Bestimmung der Energieabhängigkeit der starken Kopplung innerhalb eines Experimentes möglich.

Abbildung 5.1 zeigt die zeitliche Entwicklung der von LEP gelieferten Luminosität.

¹Im September 2000 fiel einer von sechs Sektoren der DELPHI TPC aus. Für diesen Datensatz („2000S6“) wurde eine spezielle Rekonstruktionsprozedur entwickelt. Da sich die in dieser Analyse selektierten Multijetereignisse über einen großen Raumwinkelbereich erstrecken, ist eine vollständige Funktion aller Spurdetektoren unerlässlich. Auf die Analyse der 2000S6 Daten wird daher verzichtet.

²DELPHI plant eine vollständige Neurekonstruktion der LEP2 Daten. Das Processing der LEP1 Daten ist endgültig.

	E_{cm} [GeV]	Jahr	Processing	\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\sigma_{q\bar{q}}$ [pb]	$\sigma_{q\bar{q}}^{\sqrt{s'} > 0.9 \cdot \sqrt{s}}$ [pb]	σ_{WW} [pb]	σ_{ZZ} [pb]	$N_{\text{hadr.}}$
LEP1	89.4	1993/95	D	18.6	9900.	—	—	—	163 013
	91.2	1993/94/95	C	77.4	30 400.	—	—	—	2 091 448
	93.0	1993/95	D	13.8	14100.	—	—	—	237 674
LEP2	133.2	1995	D2	11.9	292.0	69.2	—	—	846
		1997	E2						
	161.4	1996	F	11.5	147.0	32.3	3.4	—	358
	172.3		F	10.8	121.0	27.5	12.3	—	261
	183.1	1997	E3	57.9	100.3	23.4	16.5	1.0	1 173
	189.2	1998	D	157.0	99.8	21.1	17.5	1.6	3 053
	192.2	1999	C	25.2	96.0	20.2	18.1	1.7	466
	196.2		C	78.4	90.0	19.2	18.6	1.7	1 338
	200.1		C	81.8	85.2	18.2	18.7	1.8	1 339
	202.1		C	39.8	83.3	17.7	18.8	1.8	642
	204.9	2000	C1	76.1	80.0	17.0	18.9	1.8	1 187
206.8	C1		84.1	77.7	16.5	18.9	1.8	1 297	

TABELLE 5.1: *Analysierter Datensatz: Die Spalten geben die mittlere Schwerpunktennergie, die Jahre der Datennahme, die verwendete Version der Datenrekonstruktion, die von DELPHI aufgezeichnete Luminosität, die Wirkungsquerschnitte für QCD- (ohne und mit Schnitt $\sqrt{s'} > 0.9 \cdot E_{\text{cm}}$), WW- und ZZ-Produktion (von ZFITTER6.21 [49]) und die Anzahl der selektierten hadronischen Ereignisse an.*

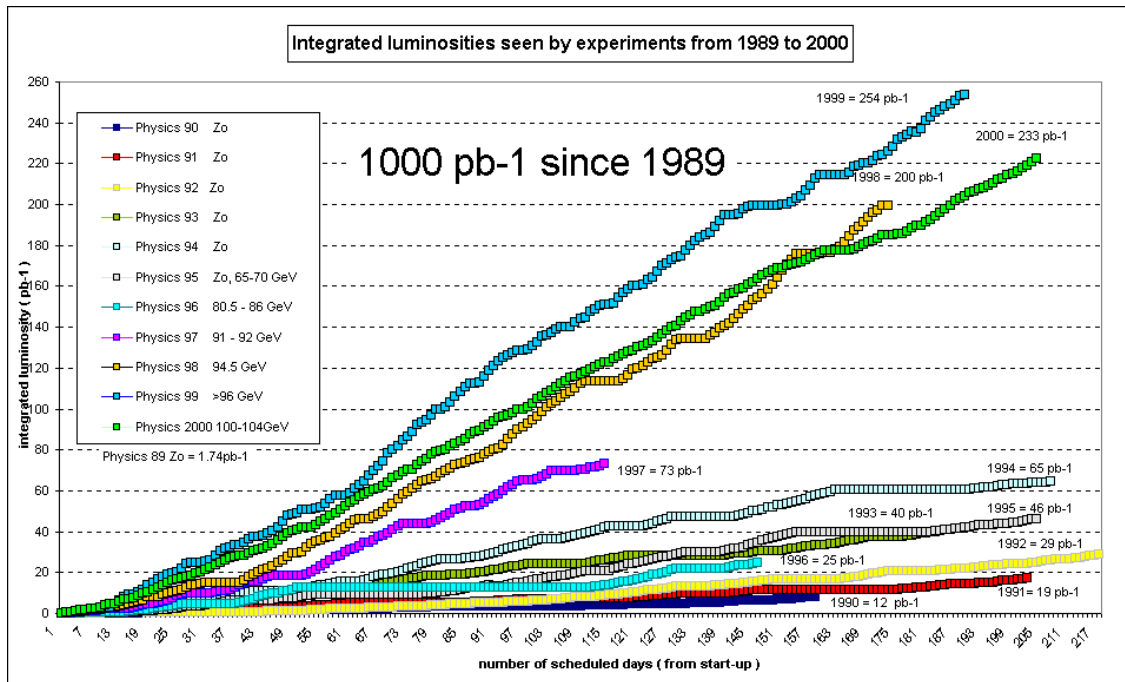


ABBILDUNG 5.1: Von LEP gelieferte Luminosität.

5.2 Selektion

Die Selektion beinhaltet zunächst eine Spurselektion zur Reduzierung von ungenau vermessenen oder unphysikalischen Spuren. Die sich daraus ergebenden Ereignisse werden einer mehrstufigen Ereignisselektion unterworfen, bei der zunächst ebenfalls eine Qualitätsselektion vorgenommen wird. Danach werden radiative Ereignisse sowie Untergrundereignisse der Lepton- oder Bosonpaarbildung identifiziert und verworfen.

5.2.1 Spurselektion

Bei geladenen und neutralen Teilchen werden Spuren mit ungenau vermessenen oder unphysikalischen Impulsen verworfen. Bei Spuren geladener Teilchen wird eine Mindestpurlänge innerhalb des aktiven Detektorvolumens gefordert. Darüber hinaus werden Spuren, die nicht vom primären Wechselwirkungspunkt stammen, verworfen. Tabelle 5.2 faßt die Schnitte auf geladene und neutrale Spuren zusammen.

Observable	Schnitt
Impuls	$0.4 \text{ GeV} \leq p \leq 100 \text{ GeV}$
Impulsfehler	$\Delta p \leq p$
Spurlänge	$l \geq 0.3m$
Impaktparameter in $r\phi$	$\epsilon \leq 0.04m$
Impaktparameter in z	$\delta_z \leq 0.1m$

TABELLE 5.2: *Spurschnitte: Die ersten beiden Schnitte werden auf Spuren geladener und neutraler Teilchen angewandt, die letzten drei Schnitte nur auf Spuren geladener Teilchen. Der Impaktparameter ist der Abstand des Ursprungspunktes einer Spur vom Wechselwirkungspunkt.*

5.2.2 Ereignisselektion

Die Ereignisselektion dient der Identifizierung von Ereignissen, die innerhalb des Akzeptanzbereichs von DELPHI liegen. Darüber hinaus müssen Ereignisse aus Untergrundprozessen, wie leptonische und $\gamma\gamma$ -Ereignisse, identifiziert und verworfen werden. Bei LEP2 Energien müssen zusätzlich radiative Ereignisse mit verminderter Schwerpunktenergie, sowie Ereignisse aus Bosonpaarproduktion unterdrückt werden.

Abbildung 5.2 zeigt die Energieabhängigkeit von Wirkungsquerschnitten für Standardmodellprozesse bei LEP2 Energien. Hervorgehoben sind die Wirkungsquerschnitte für Signalereignisse ($e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}$), sowie für die wichtigsten Untergrundprozesse, die WW - und ZZ -Paarproduktion. Der Wirkungsquerschnitt für Signalereignisse sinkt mit der Energie, während die Wirkungsquerschnitte für Bosonpaarproduktion ein typisches Schwellenverhalten zeigen. Oberhalb von etwa 200 GeV enthalten die Daten mehr Untergrund- als Signalereignisse.

Abbildung 5.3 zeigt beispielhaft von DELPHI aufgezeichnete Vierjetereignisse: Das obere Ereignis hat eine Schwerpunktenergie von 189 GeV und könnte mit etwa gleich hoher Wahrscheinlichkeit ein QCD Ereignis oder aus WW - bzw. ZZ -Produktion sein. Das mittlere Ereignis hat eine Schwerpunktenergie von 133 GeV und ist mit großer Sicherheit ein QCD Ereignis vom Typ $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}$. Das untere Ereignis hat eine Schwerpunktenergie von 161 GeV und weist alle Merkmale eines typischen WW Ereignisses vom Typ $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ auf.

Tabelle 5.3 faßt die Schnitte zur Ereignisselektion zusammen.

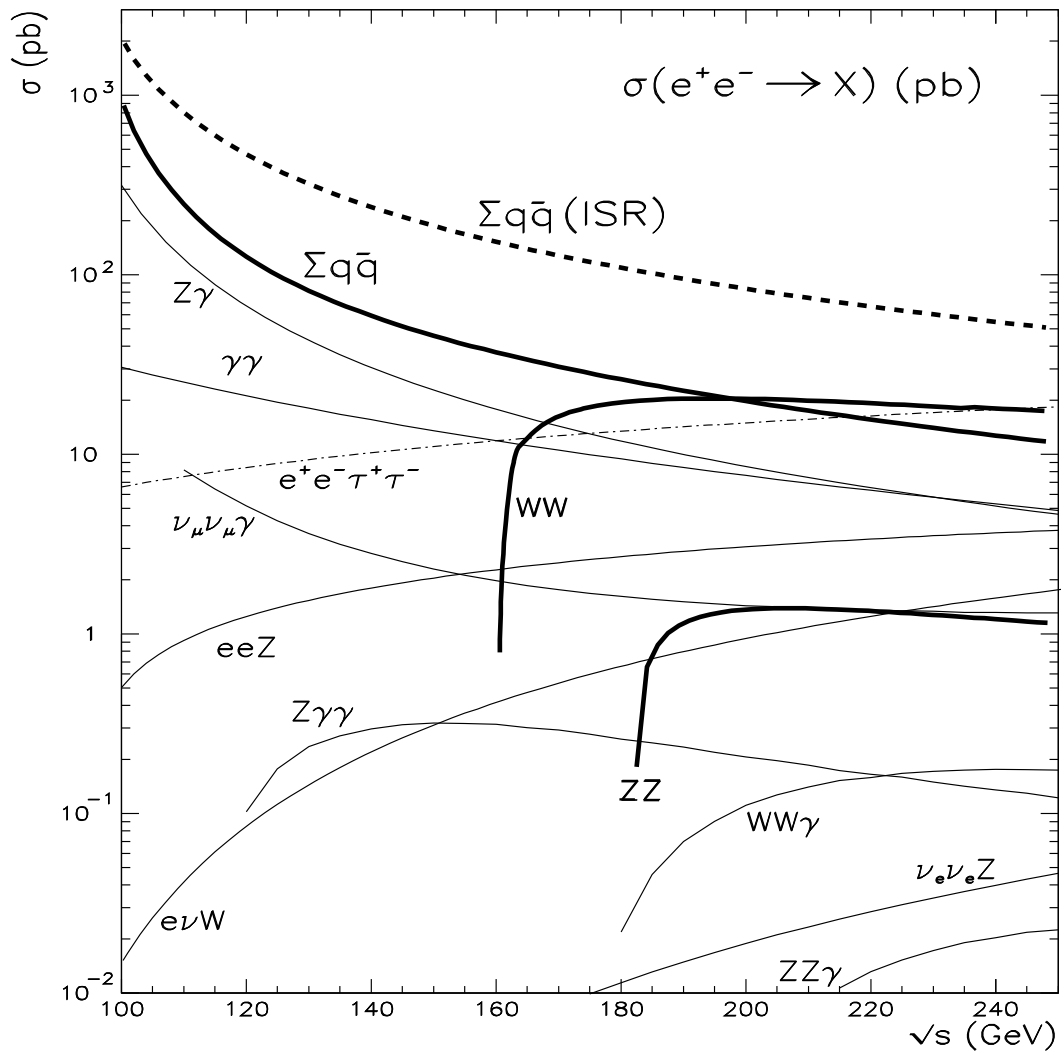


ABBILDUNG 5.2: Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für typische Standardmodellprozesse oberhalb der Z-Resonanz (aus [50]).

Observable	Schnitt
Anzahl gel. Spuren	$N_{\text{gel.}} \geq 7$
Polarwinkel	$25^\circ \leq \theta_{\text{Thrust}} \leq 155^\circ$

TABELLE 5.3: Ereignisschnitte: θ_{Thrust} ist der Polarwinkel der Thrust-Achse bezüglich der Strahlachse.

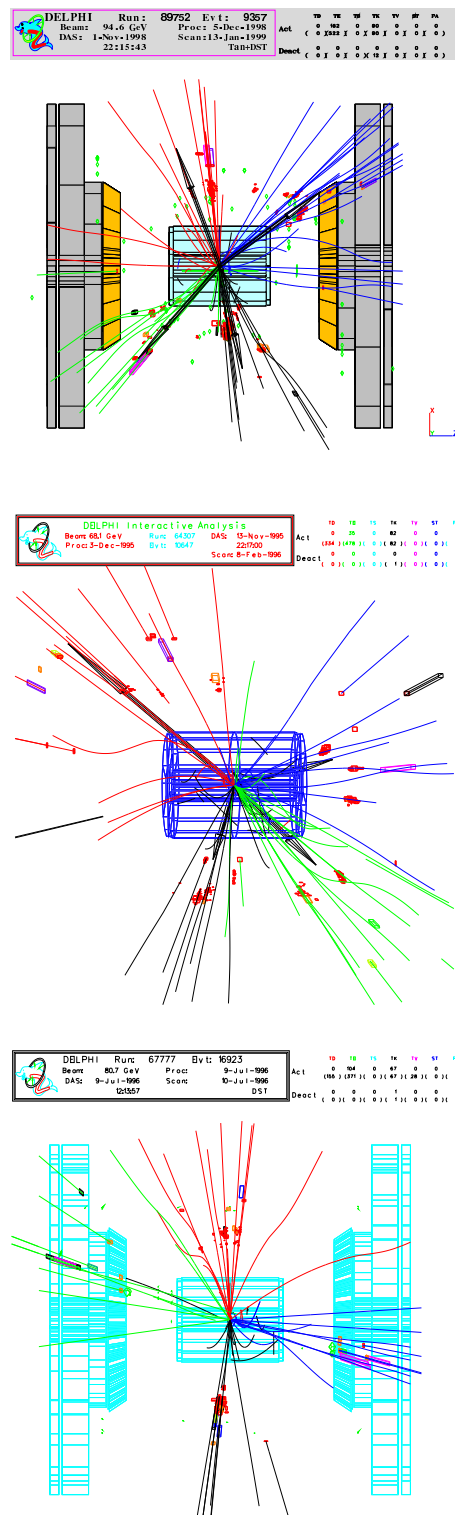


ABBILDUNG 5.3: Von DELPHI ausgezeichnete Vierjetereignisse.

Bosonpaarproduktion

Durch die schrittweise Erhöhung der Schwerpunktenenergie wurde im Jahr 1996 die Energie der doppelten W -Masse von 161 GeV, 1997 die Energie der doppelten Z -Masse von 182 GeV und damit jeweils die Schwelle der W - bzw. Z -Paarproduktion überschritten. Positiv geladene W -Bosonen zerfallen entweder in ein Antilepton und ein Neutrino oder in ein up- und ein downartiges Quark, negativ geladene W -Bosonen entsprechend in Lepton und Antineutrino oder in antiup- und downartige Quarkpaare. Z -Bosonen zerfallen in Fermion-Antifermion-Paare. Damit gliedern sich Ereignisse der Bosonpaarbildung in die Klassen rein leptonische Ereignisse, semileptonische Ereignisse und rein hadronische Ereignisse. Abbildung 1.10 zeigt die Feynmangraphen für die W - und Z -Paarproduktion mit anschließendem Zerfall in vier Quarks.

Ereignisse der Bosonpaarproduktion werden in dieser Analyse als Untergrundergebnisse klassifiziert und durch geeignete Schnitte unterdrückt.

Leptonische WW - und ZZ -Ereignisse lassen sich durch ihre charakteristische Signatur leicht identifizieren und durch geeignete Schnitte unterdrücken. Rein hadronisch zerfallende WW - und ZZ -Ereignisse bilden im Endzustand Ereignisse mit mindestens vier Jets, die von QCD Ereignissen schwer unterscheidbar sind.

Die Strategie zur Diskriminierung dieser Ereignisklassen richtet sich nach den Anforderungen der jeweiligen Analyse:

- Analysen von WW - oder ZZ - Ereignissen [51–53] nutzen bei der Unterdrückung von QCD Ereignissen die unterschiedlichen Ereignistopologien aus: Multijetereignisse der QCD entstehen durch Gluonabstrahlung. Hier sind die Energien bzw. die Transversalimpulse der abgestrahlten Gluonen im Mittel kleiner als bei den Quarks des Bosonzerfalls. Dies führt zu unterschiedlichen Verteilungen von Jetenergien und Jetwinkeln. Dementsprechend werden diskriminative Variablen aus Jetenergien, Jetbreiten, Jetwinkeln und Multiplizitäten konstruiert. Bei reinen Zählexperimenten, wie Messungen von Wirkungsquerschnitten oder Asymmetrien, ist der Einsatz von neuronalen Netzen möglich.
- QCD Analysen die sich auf dreijetartige Endzustände beschränken [5] sind sensitiv auf die „breitere“ Seite des Ereignisses, und damit auf das härteste der abgestrahlten Gluonen. Dementsprechend ist ein Schnitt auf die schmalere Seite des Ereignisses ohne Auswirkung auf die betrachtete Verteilung und sehr effizient, da bei Ereignissen aus Bosonzerfällen zwei etwa gleich breite Ereignishälften entstehen.

In dieser Arbeit werden QCD-Multijetereignisse analysiert, ihre räumliche Struktur ist von Ereignissen der Bosonpaarbildung nahezu ununterscheidbar. Ein Schnitt auf ereignisbeschreibende Größen, die aus der schmalen Seite des Ereignisses abgeleitet werden, ist daher zur Selektion ungeeignet und nimmt systematischen Einfluß auf die

in dieser Analyse abgeleiteten Größen. Dadurch sind große Korrekturen notwendig und es entstehen systematische Fehler.

Bei Schwerpunktenenergien oberhalb der W -Schwelle wird zur Unterdrückung von Ereignissen der Bosonpaarbildung ein Schnitt auf die Selektionsvariable D^2 angewandt (Gleichung 5.1). Das betrachtete Ereignis wird in eine Vierjet-Struktur gezwungen und die invarianten Dijetmassen der sechs möglichen Jetpaarungen (1; 2), (1; 3), (1; 4), (2; 3), (2; 4) und (3; 4) werden berechnet. Die der W -Masse am nächsten liegenden Paarungen von Jets werden dann mit der Masse M_W des W -Bosons verglichen. Die Summe der Differenzen ist für WW -Ereignisse klein und für QCD Ereignisse gleichverteilt. Ein Schnitt in D^2 separiert QCD von WW - und auch von ZZ -Ereignissen.

$$D^2 := \min \{ (M_{ij} - M_W)^2 + (M_{kl} - M_W)^2 \} \quad (5.1)$$

$$(ij; kl) = (12; 34), (13; 24), (14; 23)$$

Tabelle 5.4 faßt die Ereignisschnitte zur Unterdrückung von Ereignissen der Bosonpaarbildung zusammen. Abbildung 5.4 zeigt beispielhaft für die Energien 189 GeV und 207 GeV die Verteilung der Selektionsvariablen D^2 im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse. Die Abbildung zeigt die Selektivität der Variablen, WW - und ZZ -Ereignisse verteilen sich bei kleinen Werten von D^2 , QCD Ereignisse sind weitgehend gleichverteilt. Im Rahmen der statistischen Fehler zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation, die Abbildungen für alle Energien ab 161 GeV finden sich in Anhang B.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Studien über die Eigenschaften von QCD- und WW -Vierjetereignissen, sowie die Möglichkeiten ihrer Separation sind in [54] zusammengefaßt.

Observable	Schnitt
Anzahl gel. Spuren	$N_{\text{gel.}} \leq 42$
Selektionsvariable	$D^2 \geq 900 \text{ GeV}^2$

TABELLE 5.4: Angewandte Schnitte zur Unterdrückung von Ereignissen der Bosonpaarbildung.

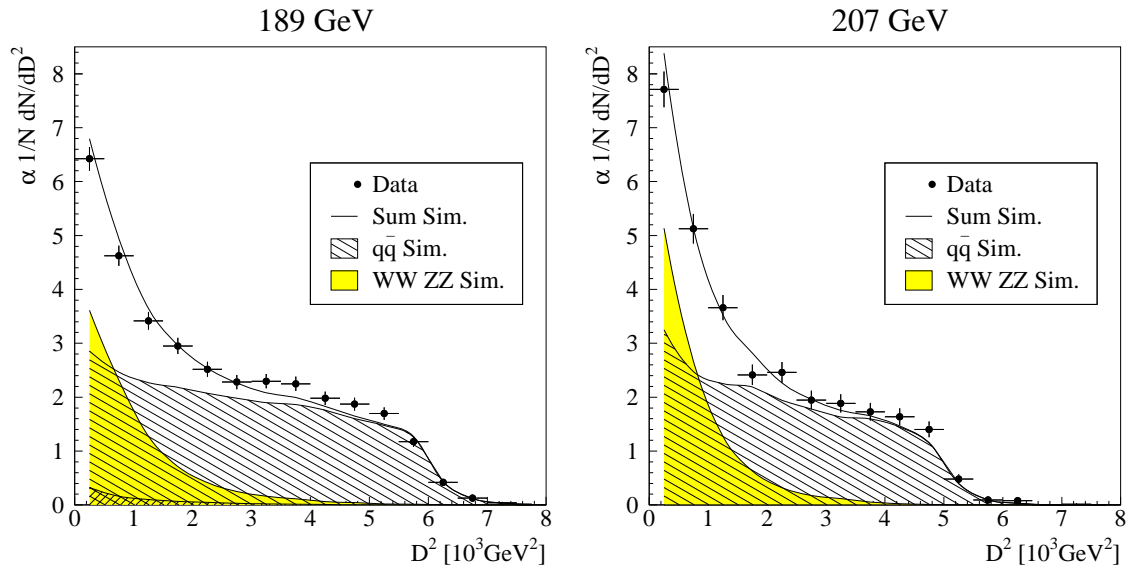


ABBILDUNG 5.4: Selektionsvariable D^2 , mit statistischen Fehlern, im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

Radiative Ereignisse

Vor der Annihilation können Elektronen und Positronen Bremsstrahlungs-Photonen, im folgenden ISR-Photonen genannt, emittieren. Die Schwerpunktenenergie des Ereignisses wird reduziert. Da bei Energien um 91 GeV der Wirkungsquerschnitt resonant überhört ist (siehe Abbildung 5.5) führt eine Verringerung der Schwerpunktenenergie bei LEP1 Ereignissen zu einer drastischen Reduzierung des Wirkungsquerschnittes und der Ereignisrate. Bei LEP1 Analysen spielen radiative Ereignisse eine untergeordnete Rolle. Umgekehrt können bei Schwerpunktenenergien oberhalb der Z -Resonanz die abgestrahlten ISR-Photonen die Schwerpunktenenergie wieder in den Bereich des resonant überhörteten Wirkungsquerschnittes verschieben, was sich in einer hohen Ereignisrate für radiative oder „ Z -Return“ Ereignisse äußert. Radiative Ereignisse sind bei LEP2 ein wichtiger Untergrund.

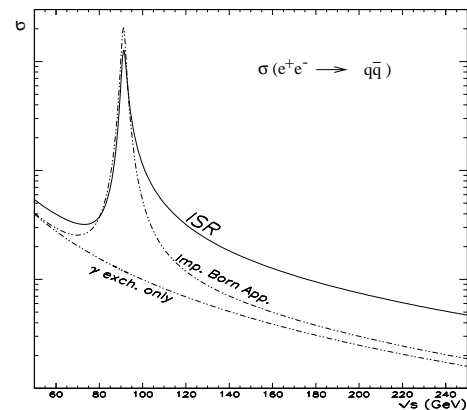


ABBILDUNG 5.5: Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für Quarkpaarbildung mit und ohne Anfangszustandsstrahlung (ISR), aus [50].

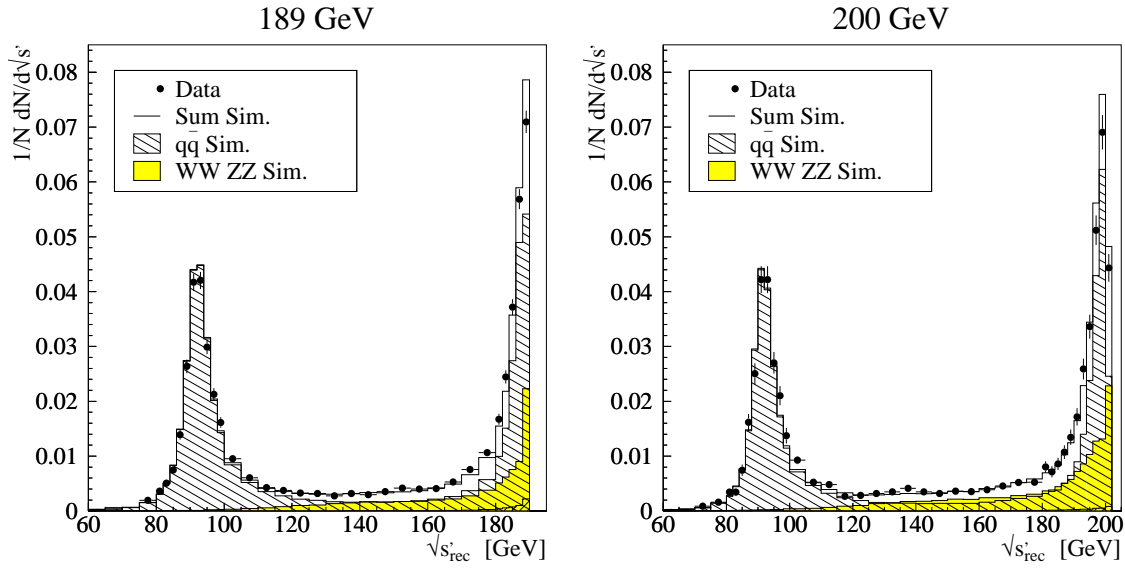


ABBILDUNG 5.6: Rekonstruierte Schwerpunktennergie \sqrt{s}' im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

ISR-Photonen werden von Elektronen und Positronen kollinear abgestrahlt und verlassen den Detektor meist entlang der Strahlröhre, sie können selten direkt nachgewiesen werden.

Zur Rekonstruktion der Schwerpunktennergie bzw. zur Selektion radiativer Ereignisse wurde in DELPHI das Programmpaket SPRIME+ [55,56] entwickelt. SPRIME+ basiert auf einem Optimierungsverfahren der Vierervektoren der beteiligten Jets unter Berücksichtigung der Meßunsicherheiten und unter den Randbedingungen von Impuls- und Energieerhaltung. Für jedes betrachtete Ereignis werden die möglichen Szenarien der Photonabstrahlung getestet, die Entscheidung über die wahrscheinlichste Annahme wird anhand des Konvergenzkriteriums χ^2 des Fits getroffen.

Abbildung 5.6 zeigt beispielhaft für die Schwerpunktennergien 189 GeV und 200 GeV die mit SPRIME+ rekonstruierte Schwerpunktennergie \sqrt{s}' , nach allen Schnitten der Tabellen 5.2 und 5.3. Im für die LEP2 Analyse relevanten Bereich hoher Energien, ist die Übereinstimmung mit der Monte Carlo Simulation gut. Lediglich der Bereich um den „Z-Return“ ist in der Simulation verschoben. Der Schnitt auf radiative Ereignisse wird bei Energien ab 133 GeV angewandt, er erfolgt jeweils bei 90% der nominellen Schwerpunktennergie. In Anhang B finden sich die Abbildungen der \sqrt{s}' Verteilungen für alle LEP2 Energien. Tabelle 5.5 faßt die angewandten Ereignisschnitte zur Unterdrückung von radiativen Ereignissen zusammen.

Observable	Schnitt
Gemessene Gesamtenergie	$E_{\text{tot}} \geq 0.5 \cdot E_{\text{cm}}$
Rekonstruierte Schwerpunktenergie	$\sqrt{s'} \geq 0.9 \cdot E_{\text{cm}}$

TABELLE 5.5: Angewandte ISR-Schnitte: E_{tot} ist die gesamte im Detektor nachgewiesene Energie, $E_{\text{cm}} = \sqrt{s}$ die dem Ereignis zugrundeliegende Schwerpunktenergie.

Weitere Untergrundprozesse

Leptonische Ereignisse zeichnen sich durch eine, im Vergleich mit hadronischen Ereignissen, deutlich geringere Multiplizität aus und werden durch den Schnitt auf die geladene Multiplizität N_{gel} (Tabelle 5.3) effektiv unterdrückt.

Zwei Photon Ereignisse (Abbildung 1.8) zeichnen sich durch eine geringe Teilchenmultiplizität und durch Spuren mit kleinen Polarwinkeln aus und werden durch die Schnitte auf $\sqrt{s'}$ (Tabelle 5.5) und N_{gel} (Tabelle 5.3) unterdrückt.

Bei (semi-)leptonischen Zerfällen von Bosonpaaren entstehen hochenergetische Neutrinos, die im Detektor nicht nachgewiesen werden. Diese Ereignisse zeichnen sich durch fehlenden Impuls und fehlende Energie aus und werden durch die Schnitte auf $\sqrt{s'}$ und E_{tot} (Tabelle 5.5) unterdrückt.

Diese drei Ereignistypen bilden in der Analyse der Jetraten einen vernachlässigbaren Untergrund.

5.2.3 Korrekturen

Alle angewandten Schnitte zur Selektion von Ereignissen nehmen Einfluß auf die Messung der Jetraten. Darüber hinaus überlebt ein Teil der Untergrundereignisse der Bosonpaarproduktion und der radiativen Ereignisse die vorgenommenen Schnitte. Die Messung der Ereignisse mit dem Detektor führt, aufgrund von Effizienzen, fehlerhafter Kalibration und Wechselwirkungen mit der Materie des Detektors, zu einer weiteren Verzerrung der gemessenen Verteilungen.

In dieser Analyse wird zunächst der Anteil der in der Ereignismenge verbliebenen Untergrundereignisse der Bosonpaarproduktion durch Monte Carlo Simulation der beteiligten Prozesse abgeschätzt und von der gemessenen Verteilung subtrahiert.

Zur Berichtigung von Verzerrungen der Messung mit dem Detektor, systematischen Verschiebungen durch Spur- und Ereignisschnitte und verbliebenen radiativen Ereignissen, wird eine Korrektur der Daten vorgenommen. Der Korrekturfaktor

C_i eines Bins i , wird durch Simulation von QCD Ereignissen mit dem Programm JETSET/PYTHIA [41] und der Detektorsimulation DELSIM [24, 25] ermittelt:

$$C_i = \frac{h(f_i)_{\text{gen}}^{\text{noISR}}}{h(f_i)_{\text{acc}}}. \quad (5.2)$$

Dabei ist $h(f_i)$ der Inhalt des i -ten Bins der Verteilung f . Die Indizes „gen“, „noISR“ und „acc“ deuten an, daß die Zahlen auf generiertem Niveau, das heißt ohne Ereignisschnitte und Detektoreffekte, und ohne Anfangszustandsstrahlung ($\sqrt{s} - \sqrt{s'} < 0.1\text{GeV}$) bzw. mit voller Simulation des Detektors und allen Schnitten der Tabellen 5.2, 5.3, 5.4 und 5.5 errechnet werden.

5.3 Clustern hadronischer Jets

QCD Prozesse wie Gluonabstrahlung und in geringem Maß auch Quark-Paarbildung, haben maßgeblichen Einfluß auf die räumliche und energetische Struktur eines hadronischen Ereignisses. Im Detektor werden statt Quarks und Gluonen deren Folgeprodukte, hadronische Jets, beobachtet. Sie entstehen durch die Fragmentation der farbgeladenen Partonen in farbneutrale Hadronen. Dabei gruppieren sich die Hadronen in Bündeln um die primären Partonen. Die räumliche Struktur des Ereignisses wird verwaschen, bleibt aber grundsätzlich erhalten.

Zur Rekonstruktion der Flugrichtung der primären Partonen wurden spezielle Algorithmen entwickelt. Sie dienen dazu, Spuren von Teilchen so zu Jets zusammenzufassen, daß diese die partonische Struktur des Ereignisses widerspiegeln. Den in der e^+e^- Annihilation verwendeten Clusteralgorithmen liegt ein Schema zur rekursiven Kombination der Teilchen i und j zugrunde. Es beruht auf einem Ordnungsparameter d_{ij} , einem Abstandsmaß y_{ij} und einer Kombinationsvorschrift \oplus . Wenn das Abstandsmaß y_{ij} , des Teilchenpaares (i, j) mit dem kleinsten der Ordnungsparameter d_{ij} , kleiner ist als ein vorgegebener Mindestabstand y_{cut} , wird es unter Anwendung der Kombinationsvorschrift \oplus zu einem neuen Objekt zusammengefaßt ($p_k = p_i \oplus p_j$). Der Algorithmus endet, wenn alle Objekte zu einem zusammengefaßt sind oder wenn alle Ordnungsparameter d_{ij} größer sind als y_{cut} .

Die verbliebenen Objekte heißen *Jets*, ihre Anzahl n ist eine Funktion des Abschneideparameters y_{cut} . Damit wird die n -Jetrate R_n , der relative Anteil der n -Jet Ereignisse an allen Ereignissen, eine Funktion von y_{cut} . Die Normierung der Jetraten ist durch

$$\sum_{i=1}^{\infty} R_i(y_{\text{cut}}) = 1 \quad (5.3)$$

festgelegt. Die normierte Verteilung der Ereignisse, die bei einem y_{cut} von einer $(n+1)$ -Jet in eine n -Jet Konfiguration übergehen, heißt differentielle $(n+1, n)$ -Jetrate.

$$D_{n+1,n} = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma}{dy_{n+1,n}} \quad (5.4)$$

Ebenso wie bei Ereignisformverteilungen enthält ein Histogramm einer differentiellen Jetrate pro Ereignis einen Eintrag und benachbarte Bins sind statistisch weitgehend unkorreliert.

Die (n -)Jetraten lassen sich durch Integration aus den differentiellen Jetraten bestimmen:

$$R_n(y_{\text{cut}}) = \int_0^{y_{\text{cut}}} D_{n+1,n}(y) - D_{n,n-1}(y) dy \quad (5.5)$$

Die Bestimmung der Jetraten durch Integration der differentiellen Raten ist ursächlich für die statistische Korrelation der Bins untereinander. Darüber hinaus sind die Raten untereinander durch die Normierungsbedingung 5.3 verknüpft.

Bei der Bestimmung von QCD Parametern aus differentiellen und integrierten Jetraten (Kapitel 6) ist die unterschiedliche Korrelation der Bins zu beachten: Bei der Bestimmung aus differentiellen Jetraten wird der gesuchte Parameter, vergleichbar mit Fits an Ereignisformverteilungen, über einen Bereich des Abschneideparameters y_{cut} angepaßt. Bei der Bestimmung aus integrierten Raten wird, vergleichbar mit Fits an Mittelwerte von Verteilungen, der Parameter nur aus einem einzelnen Bin abgeleitet.

Alle in der e^+e^- -Annihilation verwendeten Clusteralgorithmen sind infrarot- und kollinearsicher konstruiert. Das bedeutet, daß ihre Werte sich bei Abstrahlung von Gluonen mit verschwindender Energie oder unter verschwindend kleinen Winkeln nicht ändern. Die Algorithmen wurden so entwickelt, daß eine optimale Korrelation zwischen Jets und zugrundeliegenden Partonen entsteht, um die Jets mit den Partonen identifizieren zu können.

Im folgenden werden verschiedene Clusteralgorithmen vorgestellt.

5.3.1 JADE

Der JADE Algorithmus [57] gehört zu den ältesten in der Elektron-Positron Annihilation verwendeten Algorithmen, alle in dieser Arbeit benutzten Algorithmen sind Weiterentwicklungen des JADE Typs. Beim JADE Algorithmus sind Ordnungsparameter und Abstandsmaß identisch:

$$d_{ij} = y_{ij} = \frac{2E_i E_j \cdot (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{\text{vis}}^2} \quad (5.6)$$

E_{vis} ist die sichtbare Energie des hadronischen Ereignisses, bei Messung mit einem idealen Detektor wäre sie identisch mit der Schwerpunktenenergie. E_i und E_j sind die

Energien der Spuren i und j , θ_{ij} ist der Winkel zwischen den Impulsvektoren \vec{p}_i und \vec{p}_j .

Die Kombinationsvorschrift \oplus ist die Addition der Vierervektoren p_i und p_j :

$$p_k = p_i \oplus p_j = p_i + p_j \quad (5.7)$$

Die im JADE Algorithmus verwendete Ordnungsvariable $y_{ij} = M_{ij}^2/E_{\text{vis}}^2$ entspricht der normierten invarianten Masse M des Paares ij . Die Wahl der invarianten Masse als Ordnungsparameter kann bei Ereignissen mit weichen, unter kleinen Winkeln abgestrahlten Gluonen zu Problemen führen. Es gibt kinematische Regionen, in denen der JADE Algorithmus zunächst die weichen Teilchen zu Phantomjets zusammenfaßt [58, 59]. Der entstandene Jet zeigt in eine Richtung, in der keine Teilchen abgestrahlt wurden. Die damit verbundenen großen Abweichungen zwischen Jetstruktur und partonischer Verteilung machen große Hadronisierungskorrekturen notwendig.

5.3.2 DURHAM

Der DURHAM Algorithmus [60, 61] ist eine Weiterentwicklung des JADE Typs. Bei DURHAM ist die Kombinationsvorschrift identisch zu der von JADE. Der Ordnungsparameter d_{ij} und das Abstandsmaß y_{ij} sind ebenfalls identisch, beruhen aber nicht mehr auf der invarianten Masse des Paares (i, j) , sondern auf dessen minimalem Transversalimpuls.

$$d_{ij} = y_{ij} = \frac{2 \cdot \min \{E_i^2, E_j^2\} \cdot (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{\text{vis}}^2}. \quad (5.8)$$

Damit sind die vom JADE Algorithmus bekannten Probleme der Bildung von Phantomjets deutlich gemindert.

5.3.3 CAMBRIDGE

Der CAMBRIDGE Algorithmus [58] ist eine Weiterentwicklung von DURHAM, zur Verminderung nichtperturbativer Korrekturen und zur Verbesserung der Auflösung von Jet-Substrukturen unter weitgehender Bewahrung der Vorteile von DURHAM.

CAMBRIDGE basiert auf der selben Kombinationsvorschrift \oplus und dem selben Abstandsmaß y_{ij} wie DURHAM (Gleichungen 5.7 und 5.8). Der Ordnungsparameter d_{ij} ist eine Funktion des Winkels zwischen den Objekten i und j :

$$d_{ij} = 2 \cdot (1 - \cos \theta_{ij}) . \quad (5.9)$$

Diese Eigenschaft wird in der Literatur als *Angular Ordering* bezeichnet. Wenn das Abstandsmaß y_{ij} kleiner ist als y_{cut} werden die Objekte unter Anwendung der Kombinationsvorschrift (5.7) zusammengefaßt. Ist das Abstandsmaß y_{ij} größer als y_{cut} ,

findet die besondere Eigenschaft des *Soft Freezing* Anwendung: Das Objekt mit der kleineren Energie wird „eingefroren“ und aus der Liste der zu clusternden Objekte gestrichen. Nach jeder Iteration werden die Ordnungsparameter d_{ij} neu bestimmt.

Eine Beschreibung der Eigenschaften von CAMBRIDGE findet sich in [59, 62, 63].

5.4 Ergebnisse

Um einen konsistenten Vergleich der Ergebnisse der LEP1 und LEP2 Daten vornehmen zu können, wird auf eine spezielle Optimierung der LEP1 Analyse verzichtet. Der Schwerpunkt der Optimierung liegt auf einer optimalen Nutzung der niedrigen Statistik der LEP2 Daten.

5.4.1 Experimentelle Fehler

Der experimentelle Fehler der Jetraten-Messung enthält einen statistischen und einen systematischen Anteil.

Der Inhalt n eines Bins einer Jetrate ist eine Zählrate, ihr statistischer Fehler beträgt $\Delta n = \sqrt{n}$. Durch die Normierung der Raten (Gleichung 5.3) entsteht eine weitere Randbedingung und der Fehler von n reduziert sich nach den Regeln der Multinomialverteilung auf

$$\Delta n = \sqrt{n \cdot \left(1 - \frac{n}{N}\right)}, \quad (5.10)$$

dabei ist N die Anzahl der Ereignisse.

Der systematische Fehler setzt sich aus Unsicherheiten in der Ereigniseselektion und aus der Korrektur der Daten aufgrund der endlichen Detektorauflösung zusammen. Der Fehler auf die binweise Korrektur der Daten (nach Gleichung 5.2) wird mit 10% des Korrekturfaktors C_i abgeschätzt.

Zur Abschätzung des Beitrages der Ereigniseselektion zum experimentellen Fehler werden die Ereignisschnitte wie in Tabelle 5.6 angegeben variiert. Die ersten drei Schnittvariationen werden bei allen analysierten Energien vorgenommen. Die Variation des Schnittes auf die rekonstruierte Schwerpunktennergie \sqrt{s} wird nur bei LEP2 Energien, die Variation des Schnittes auf die Selektionsvariable D^2 , zur Unterdrückung von Ereignissen der Bosonpaarproduktion, nur bei Energien oberhalb der WW -Schwelle (161 GeV) angewandt.

Die Kombination aus statistischem und systematischem Fehler bildet den experimentellen Fehler.

Observable	Schnittvariation
Anzahl gel. Spuren	$N_{\text{gel.}} \geq (7 \pm 1)$
Polarwinkel	$(25^\circ \pm 5^\circ) \leq \theta_{\text{Thrust}} \leq (155^\circ \pm 5^\circ)$
gemessene Gesamtenergie	$E_{\text{tot}} \geq (0.50 \pm 0.05) \cdot E_{\text{cm}}$
rekonstruierte Schwerpunktennergie	$\sqrt{s'} \geq (0.9 - 0.1) \cdot E_{\text{cm}}$
Selektionsvariable	$D^2 \geq (900 \pm 100) \text{ GeV}^2$

TABELLE 5.6: Variation der Ereignisschnitte.

5.4.2 Jetraten bei LEP1

Abbildung 5.7 zeigt die Jetraten der Clusteralgorithmen JADE, DURHAM und CAMBRIDGE der 91 GeV Daten der Jahre 1993–1995. Die Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigen für den Cambridge Algorithmus die Drei- und Vierjetrate im Vergleich mit der Simulation verschiedener Monte Carlo Modelle.

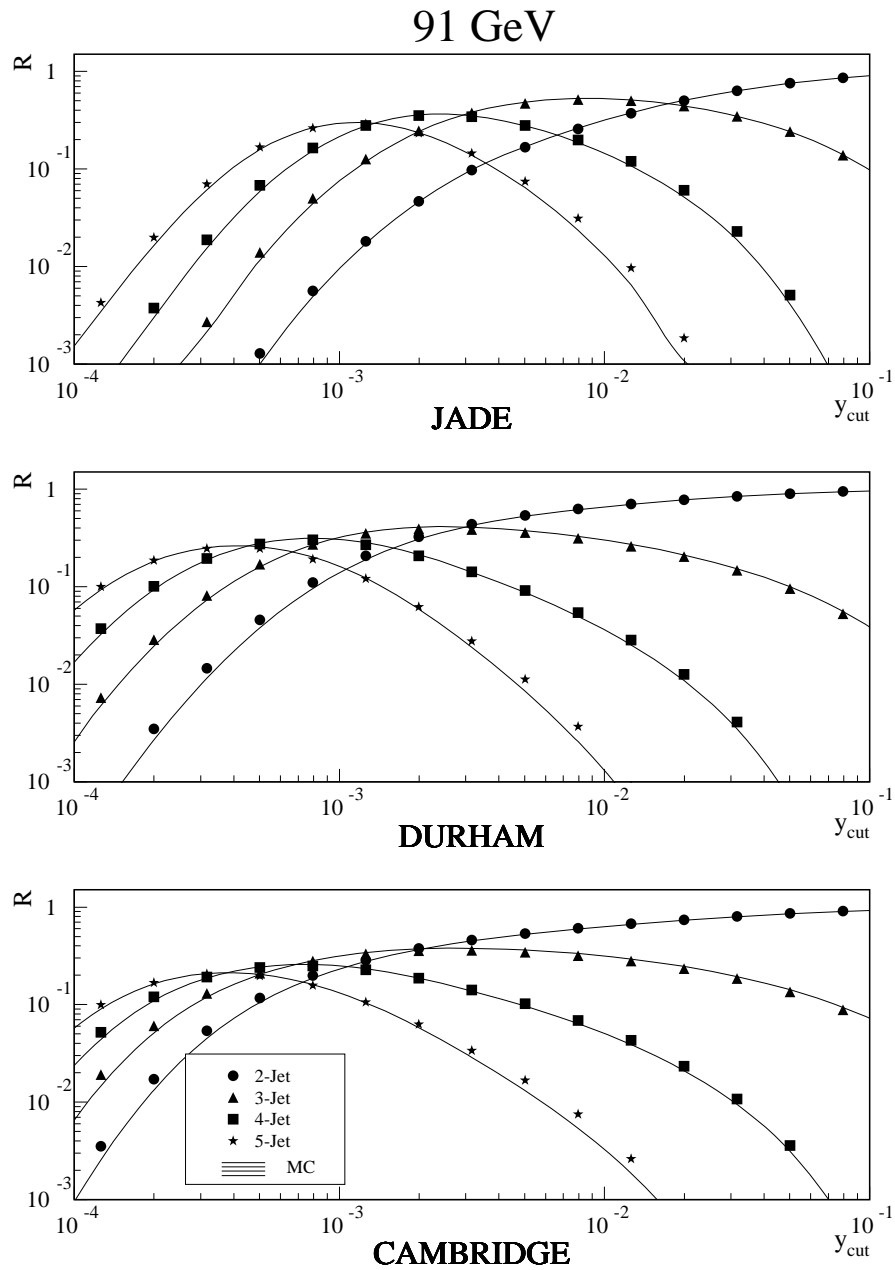


ABBILDUNG 5.7: Jetraten bei 91 GeV. Die Datenpunkte zeigen die Messung nach allen Schnitten und Korrekturen, die Histogrammlinien die QCD Simulation. Die Fehlerbalken der statistischen Fehler sind kleiner als die Datenpunkte.

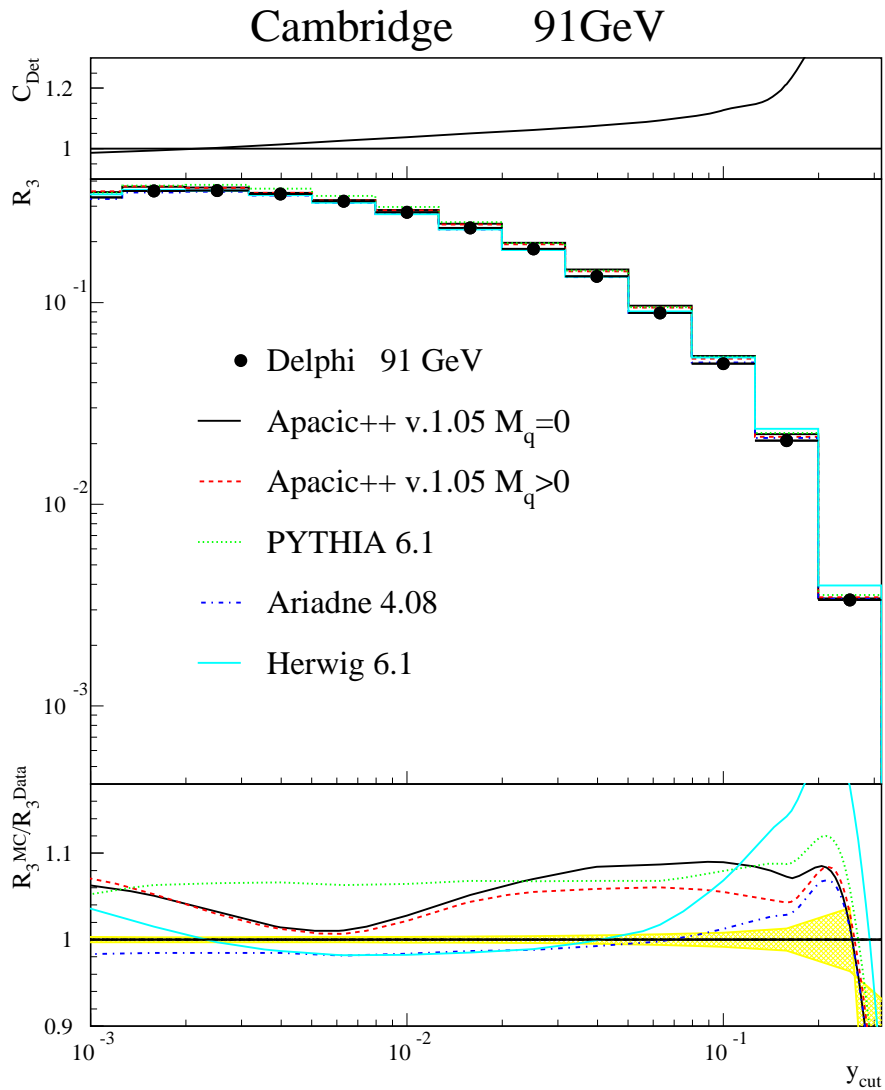


ABBILDUNG 5.8: Dreijetrate R_3 : Der obere Teil der Abbildung zeigt die auf die Messung angewandte Detektorkorrektur, der mittlere Teil die Verteilung und ihre statistischen Fehler im Vergleich mit der Simulation verschiedener Monte Carlo Modelle. Der Generator APACIC++ wird unter Berücksichtigung von Quarkmassen ($M_q > 0$) und unter Vernachlässigung von Quarkmassen ($M_q = 0$) verwendet. Der untere Teil der Abbildung zeigt das Verhältnis zwischen Daten und Modellvorhersage.

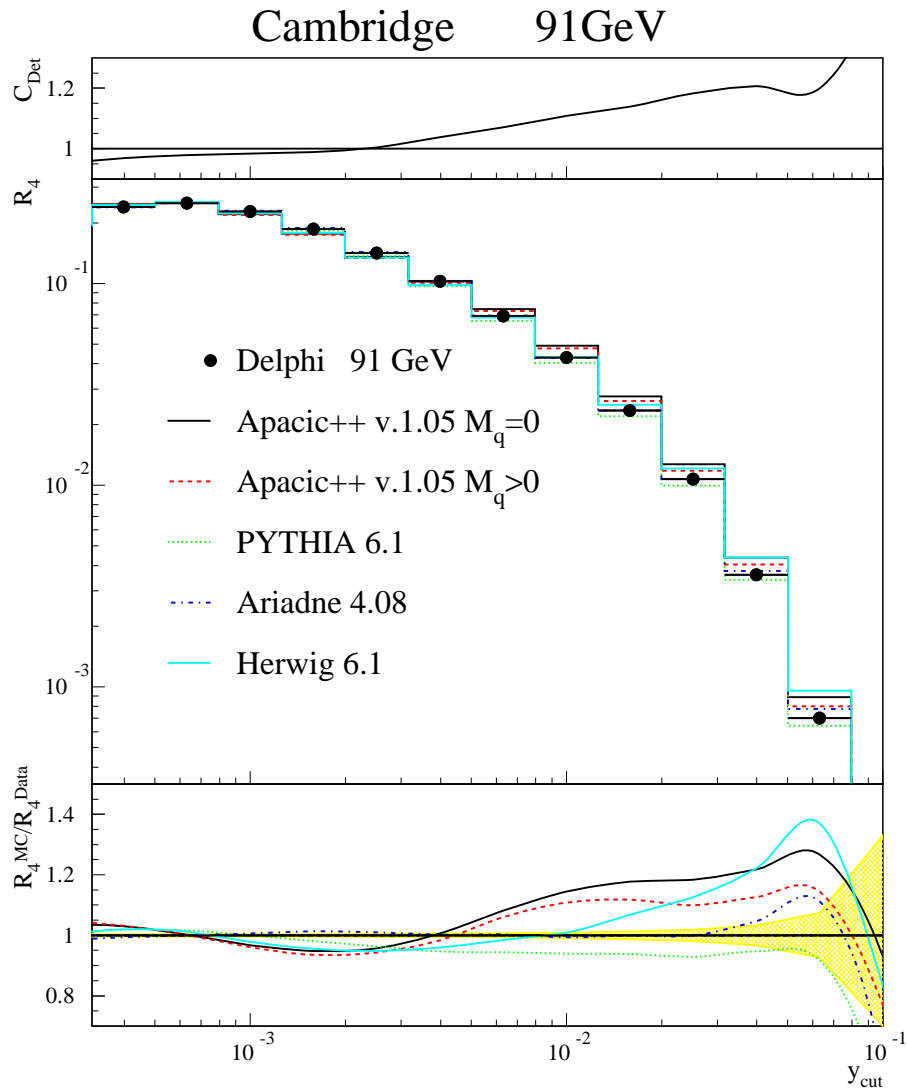


ABBILDUNG 5.9: Vierjetrate R_4 : Der obere Teil der Abbildung zeigt die auf die Messung angewandte Detektorkorrektur, der mittlere Teil die Verteilung und ihre statistischen Fehler im Vergleich mit der Simulation verschiedener Monte Carlo Modelle. Der Generator APACIC++ wird unter Berücksichtigung von Quarkmassen ($M_q > 0$) und unter Vernachlässigung von Quarkmassen ($M_q = 0$) verwendet. Der untere Teil der Abbildung zeigt das Verhältnis zwischen Daten und Modellvorhersage.

Bei der Interpretation der Abweichung zwischen Messung und Monte Carlo Vorhersage ist zu beachten, daß die in Abbildung 5.7, 5.8 und 5.9 dargestellten Fehler ausschließlich statistisch sind. Darüber hinaus besteht bei integrierten Jetraten eine große Korrelation zwischen benachbarten Bins einer Verteilung.

Die Parameter aller verwendeten Generatoren sind an DELPHI Daten angepaßt. Für den Generator PYTHIA 6.1 konnte das Tuning von JETSET 7.4 aus [27, 28] verwendet werden, für den Generator ARIADNE 4.08 konnte die Parameteranpassung aus [30] genutzt werden. Die Parameteranpassung von HERWIG 6.1 wurde von DELPHI im Rahmen der Messung der Masse des b-Quarks erneuert [64]. Der Generator APACIC++ 1.05 wurde im Rahmen dieser Arbeit optimiert.

ARIADNE liefert die beste Übereinstimmung mit der Messung der Jetraten. Das Partonschauer Modell PYTHIA zeigt die in Kapitel 3 und in der Publikation der LEP Arbeitsgruppe [29] beschriebene Überschätzung der Dreijetrate bei gleichzeitiger Unterschätzung der Vierjetrate. Die Generatoren HERWIG und APACIC++ tendieren bei großen Werten von y_{cut} zu einer Überschätzung der Vierjetrate. Der Überschuß von APACIC++ wird bei Berücksichtigung von Quarkmassen bei der Berechnung der Matrixelemente deutlich kleiner. Die Abweichungen der Monte Carlo Generatoren beträgt im Mittel 5–10%. Bei großen Werten von $y_{\text{cut}} (> 10^{-2})$ ist die Abweichung von der Vierjetrate etwas größer. Bei der Messung von α_s liefert die unterschiedliche Vorhersage der Modelle einen wesentlichen Beitrag zum Fehler.

Die auf die Daten angewandte Detektorkorrektur ist über weite Bereiche in y_{cut} kleiner als 10%, für $y_{\text{cut}} > 10^{-2}$ wächst sie bis auf 20% an.

Bei der Bestimmung der starken Kopplung α_s aus der Vierjetrate ist zu beachten, daß der Bereich $y_{\text{cut}} > 10^{-2}$ von großen Korrekturen und wachsenden Abweichungen zwischen Monte Simulation und Messung gekennzeichnet ist. Bei $y_{\text{cut}} = 10^{-2}$ sinkt die Vierjetrate unter 5%, der statistische Fehler wird insbesondere bei LEP2 Daten groß, darüber hinaus ist bei großen y_{cut} der Untergrund aus Ereignissen der Bosonpaarbildung groß. Eine Messung der starken Kopplung sollte sich auf Bereiche $y_{\text{cut}} < 10^{-2}$ beschränken.

5.4.3 Jetraten bei LEP2

Abbildung 5.10 zeigt die Verteilung der inklusiven Vierjetrate im Vergleich mit der Monte Carlo Simulation der beteiligten Prozesse, am Beispiel der Schwerpunktenenergie 207 GeV. Der obere Teil der Abbildung zeigt die Verteilung vor, der untere nach dem Schnitt in die Selektionsvariable ($D^2 > 900 \text{ GeV}^2$) zur Unterdrückung von Ereignissen der Bosonpaarproduktion. Während die Verteilungen von QCD Ereignissen vor und nach dem Schnitt weitgehend identisch sind, werden WW - und ZZ -Ereignisse unterdrückt. In beiden Fällen zeigt sich im Rahmen des statistischen Fehlers eine gute Übereinstimmung mit der Simulation. In Anhang B finden sich die Abbildungen für alle Energien ab 161 GeV.

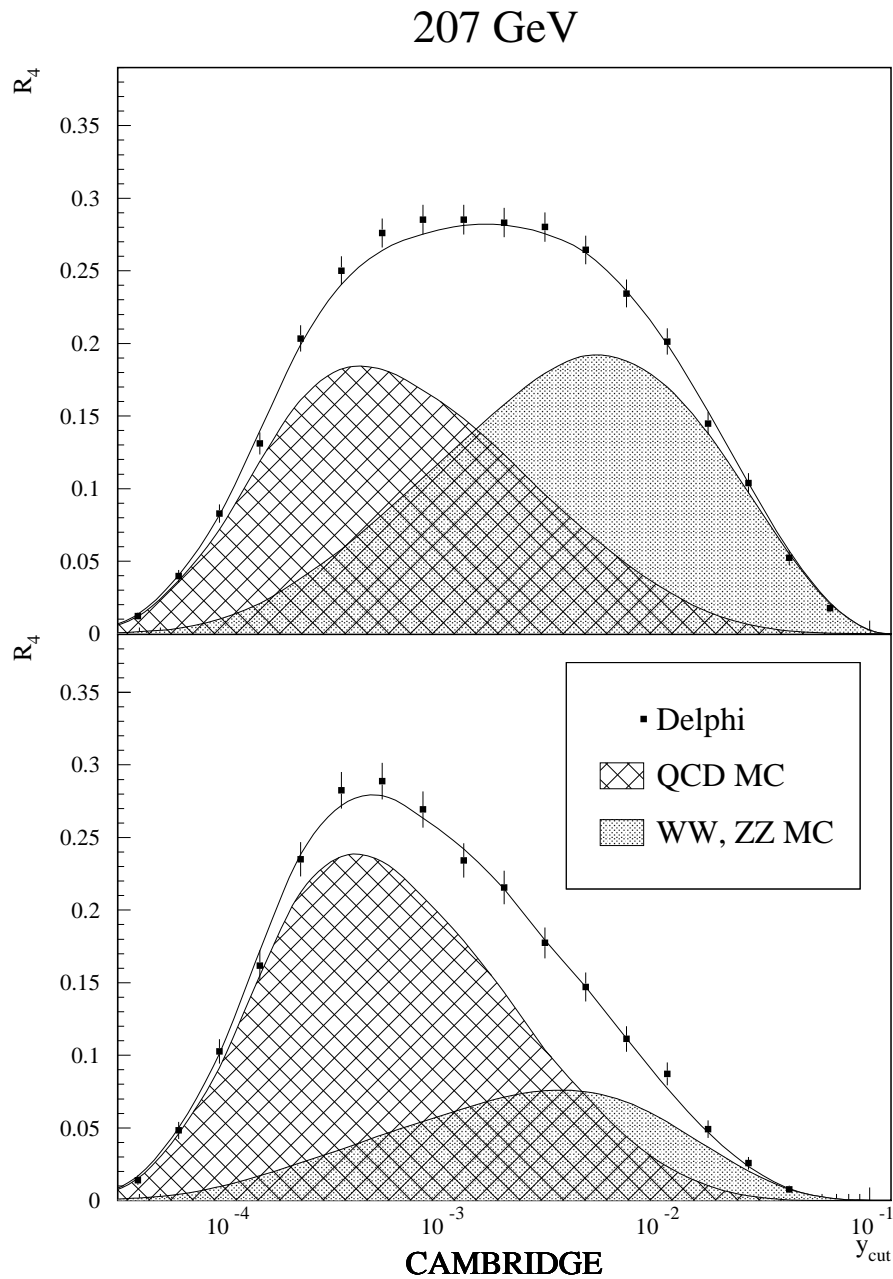


ABBILDUNG 5.10: Vierjetrate mit dem CAMBRIDGE Algorithmus bei 207 GeV. Die obere Abbildung zeigt die Verteilung vor, die untere nach dem Schnitt $D^2 > 900 \text{ GeV}^2$. Die Datenpunkte zeigen die Messung und ihre statistischen Fehler, die Histogramme die Simulation der beteiligten Prozesse.

Abbildung 5.11 zeigt die CAMBRIDGE Vierjetrate im Vergleich mit Vorhersagen der verwendeten Monte Carlo Generatoren. Die in Abbildung 5.9 sichtbaren Unterschiede zwischen den Vorhersagen der Generatoren und der Messung sind bei den großen statistischen Fehlern der LEP2 Daten nicht auflösbar. Der 189 GeV Datensatz besitzt die größte statistische Signifikanz aller LEP2 Datensätze.

Abbildung 5.12 zeigt, beispielhaft für 207 GeV, die integrierten Jetraten R_n für QCD Ereignisse. Im Rahmen der gezeigten statistischen Fehler finden sich für die Zwei- bis Vierjetraten gute Übereinstimmungen mit der Monte Carlo Simulation. Die Beschreibung der Fünfjetrate ist schlechter, in einzelnen Intervallen sind Abweichungen zwischen Simulation und Messung zu erkennen. Diese Abweichungen sind hauptsächlich auf große statistische Fehler im Fünfjetkanal zurückzuführen. In einzelnen Bins liegt die Messung über der Monte Carlo Vorhersage, benachbarte Bins hingegen haben, trotz hoher Korrelation zwischen den Intervallen, keinen Eintrag. Darüber hinaus ist eine schlechtere Beschreibung der Fünfjetrate durch das Partonschauermodell PYTHIA zu erwarten. Zusammenfassend kann geschlossen werden, daß bei keiner der untersuchten Schwerpunktenenergien ein signifikanter Überschuß an Multijetereignissen besteht. Die Abbildungen für alle Energien von 89 GeV bis 207 GeV finden sich in Anhang B.

5.4.4 Interpretation

Die hochpräzisen LEP1 Daten konnten für ein Studium von Hadronisierungsmodellen genutzt werden. Abweichungen zwischen Monte Carlo Simulation und Messung sind weitgehend im strukturellen Aufbau der Modelle begründet: Modelle, die ausschließlich auf einer Simulation des Partonschauers basieren, tendieren prinzipiell zu einer Unterschätzung von Multijetraten. Beim Tuning der Modellparameter wird ein Kompromiß angestrebt. Dementsprechend überschätzen die angepaßten Modelle die Dreijetrate bei gleichzeitiger Unterschätzung der Vierjetrate. Die Abweichungen liegen, abhängig von y_{cut} , in der Größenordnung 5–10%.

Die Statistik der LEP2 Daten ist ausreichend für eine Bestimmung der Jetraten. Bei keiner LEP2 Energie konnte eine signifikante Abweichung zwischen Daten und Simulation nachgewiesen werden. Die Statistik der Jetraten ist ausreichend für eine Bestimmung der starken Kopplung α_s . Eine bei LEP1 und LEP2 Daten identische Analyse ermöglicht das Studium der Energieabhängigkeit von α_s .

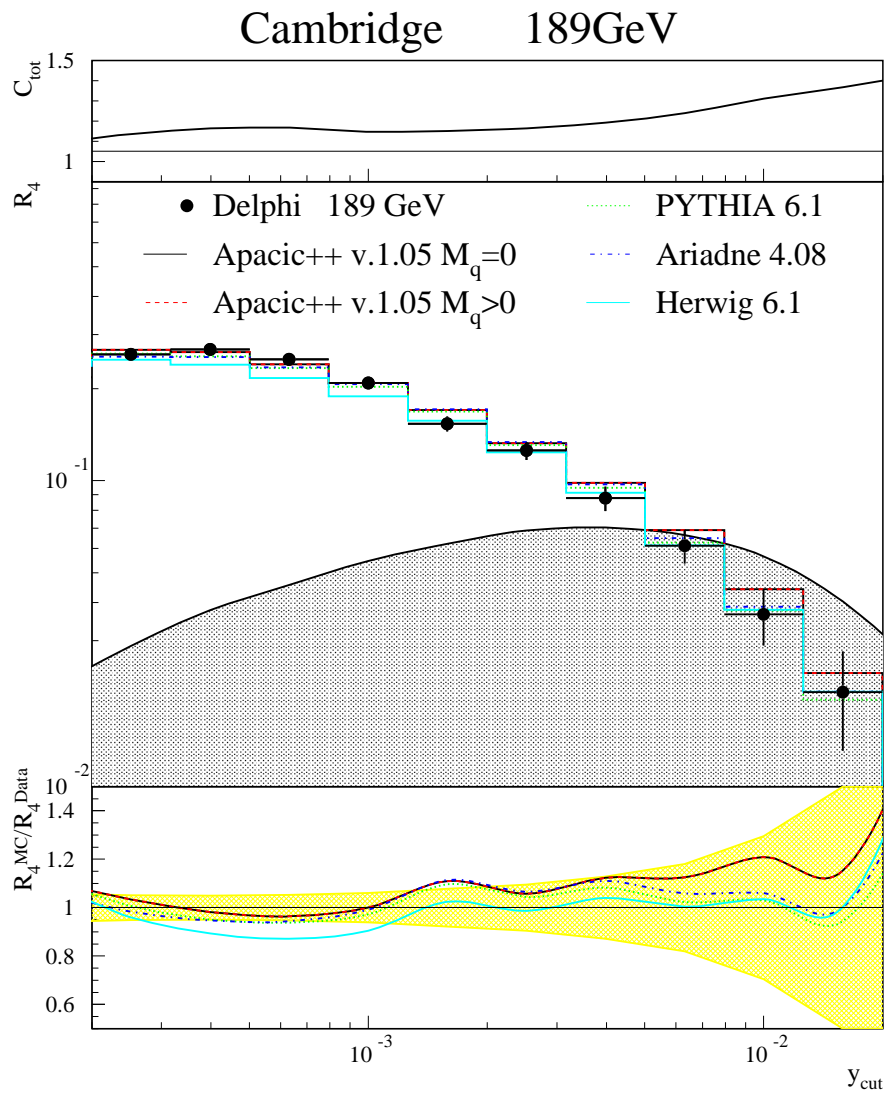


ABBILDUNG 5.11: Vierjetrate bei 189 GeV: Der obere Teil der Abbildung zeigt die auf die Messung angewandte Detektorkorrektur, der mittlere Teil die Verteilung und ihre statistischen Fehler im Vergleich mit der Simulation verschiedener Monte Carlo Modelle. Der Generator APACIC++ wird unter Berücksichtigung von Quarkmassen ($M_q > 0$) und unter Vernachlässigung von Quarkmassen ($M_q = 0$) verwendet. Der graue Bereich deutet den von der Messung subtrahierten Untergrund aus WW und ZZ Ereignissen an. Der untere Teil der Abbildung zeigt das Verhältnis zwischen Daten und Modellvorhersage.

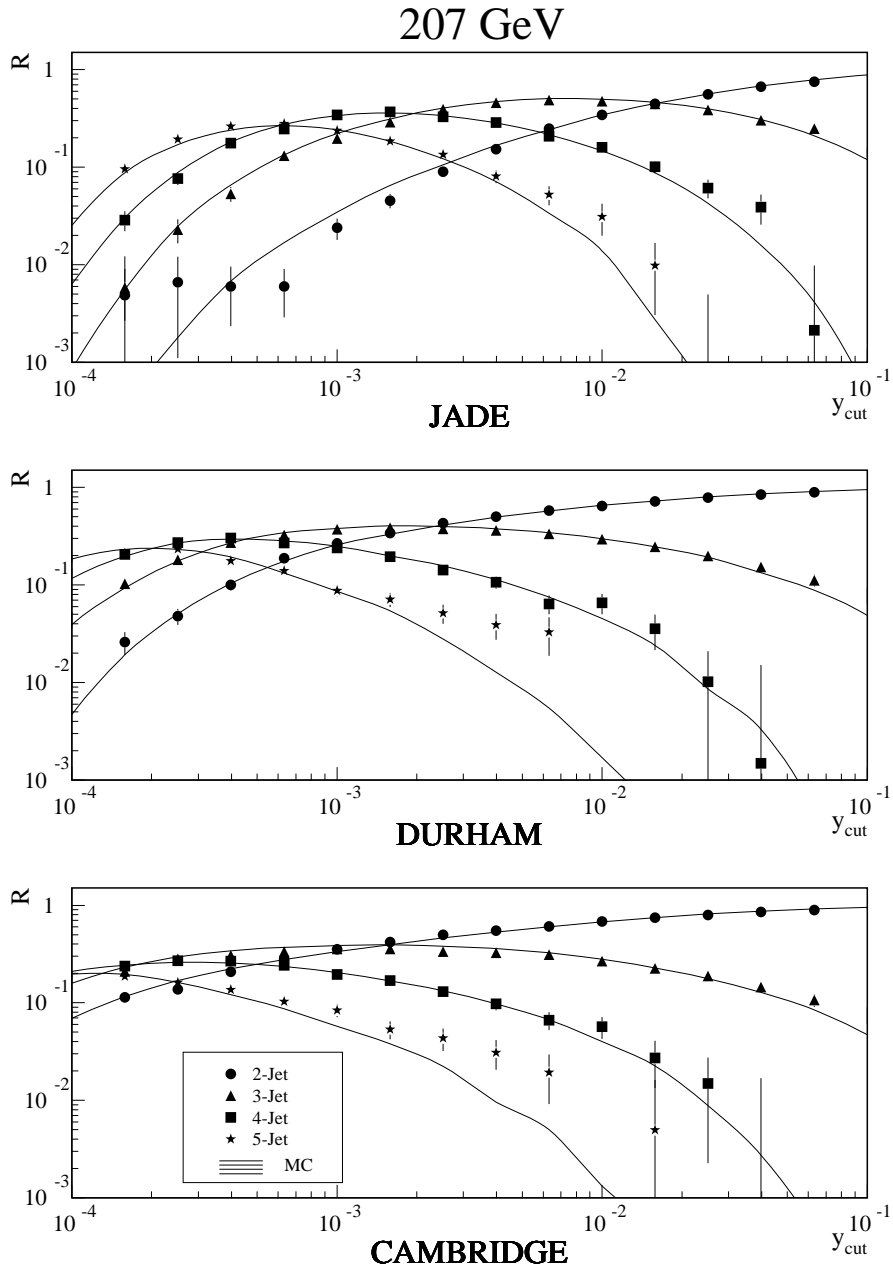


ABBILDUNG 5.12: Jetraten bei 207 GeV. Die Datenpunkte zeigen die Messung und ihre statistischen Fehler nach allen Schnitten und Korrekturen, die Histogrammlinien die QCD Simulation.

Kapitel 6

Messung der starken Kopplung α_s

6.1 Vorhersagen der perturbativen QCD

Vorhersagen der perturbativen QCD beruhen auf der Summation der Übergangsmatrixelemente, veranschaulicht durch die zugehörigen Feynmangraphen. Abbildung 6.1 zeigt die Feynmangraphen zur Vierjetproduktion in führender Ordnung.

In dieser Analyse wird α_s aus der DURHAM und CAMBRIDGE Vierjetrate bestimmt. Auf JADE wird wegen der in Kapitel 5.3.1 beschriebenen Nachteile verzichtet. Die skalenabhängige Vorhersage in nächstführender Ordnung lautet:

$$R_4(y) = \tilde{B}(y) \cdot \alpha_s^2 + \left[\tilde{C}(y) + 2\tilde{B}(y)b_0 \ln(x_\mu) \right] \cdot \alpha_s^3. \quad (6.1)$$

Dabei ist

$$b_0 = \frac{33 - 2n_f}{12\pi} \quad (6.2)$$

der erste Koeffizient der β -Funktion (Gleichung 1.11),

$$x_\mu = \frac{\mu^2}{Q^2} \quad (6.3)$$

die auf die Schwerpunktenenergie normierte Renormierungsskala der QCD und y das Abstandsmaß des verwendeten Jetclusteralgorithmus. Die Messung von α_s beruht auf einer Anpassung der Vorhersage nach Gleichung 6.1 an die Messung der Vierjetrate, mit α_s als freiem Parameter.

Vierjetereignisse haben prinzipiell eine höhere Sensitivität auf die starke Kopplung α_s . Während Dreijetereignisse in führender Ordnung in $\mathcal{O}(\alpha_s)$ entstehen, müssen zur Entstehung von Vierjetereignissen zwei farbtragende Partonen abgestrahlt werden. Die führende Ordnung zur Produktion von Vierjetereignissen ist $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$. Damit hat eine Messung von α_s aus vierjetartigen Endzuständen die doppelte Sensitivität, verglichen mit Analysen dreijetartiger Endzustände.

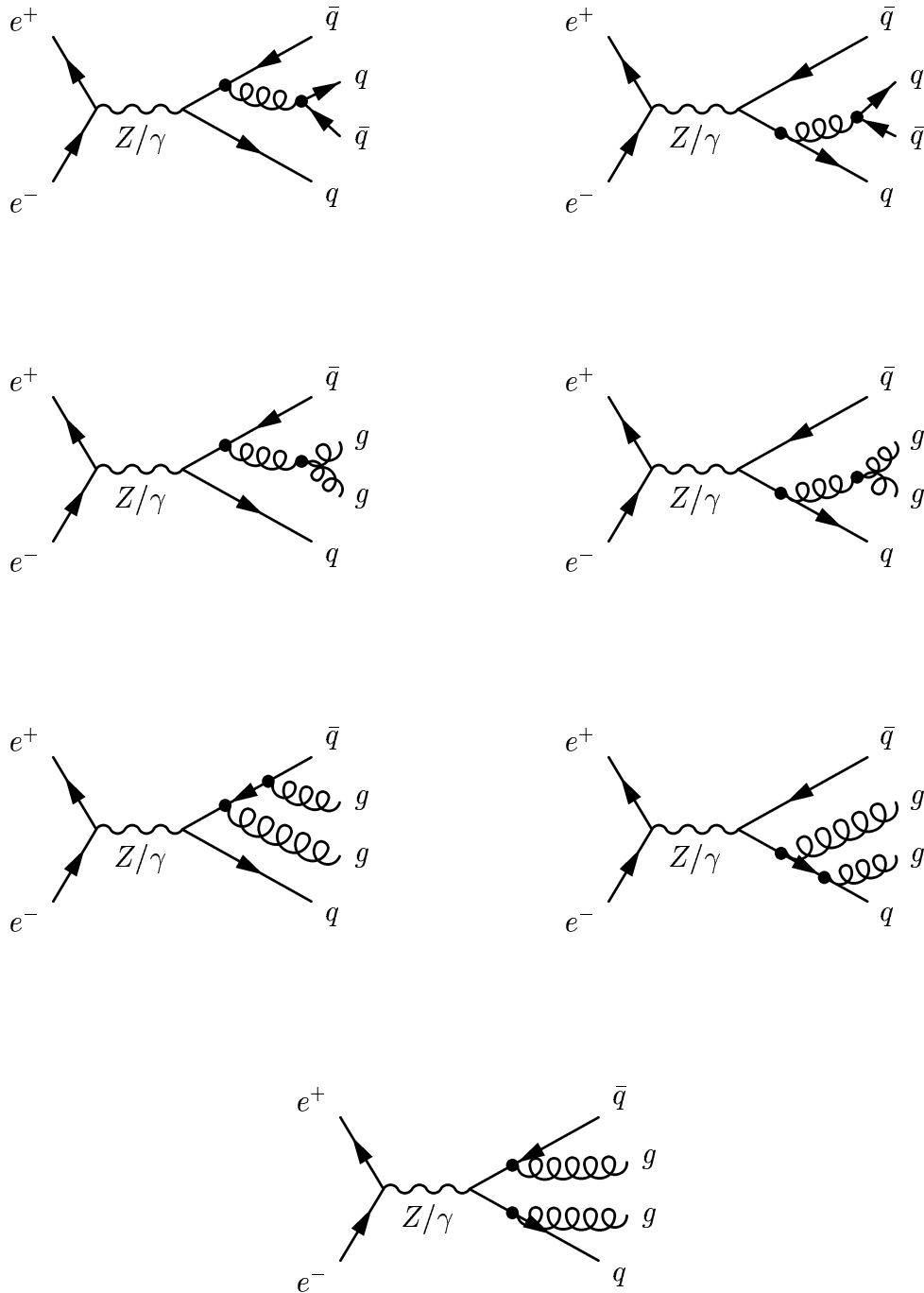


ABBILDUNG 6.1: Feynmangraphen der Vierjet-Produktion in führender Ordnung.

6.1.1 Der Generator DEBRECEN

Bei der Bestimmung der Koeffizienten $\tilde{B}(y)$ und $\tilde{C}(y)$ aus Gleichung 6.1, wurden in den letzten Jahren mit der Berechnung der Übergangsmatrixelemente der nächstführenden Ordnung erhebliche Fortschritte erzielt [65–70]. Die Beiträge der nächstführenden Ordnung erwiesen sich als erheblich. In der Folge wurden zur Umsetzung der Rechnungen mehrere Programme entwickelt [46, 47, 71, 72]. Alle zur Zeit verfügbaren Programme liefern identische Vorhersagen [73].

In dieser Arbeit werden Vorhersagen des Generators DEBRECEN [46, 47] benutzt. DEBRECEN berechnet Übergangsmatrixelemente in nächstführender Ordnung und berücksichtigt sowohl den Z - als auch den Photonaustausch. Dabei wird folgende, mit Gleichung 6.1 äquivalente, Vorhersagefunktion benutzt:

$$R_4(y) = B(y) \cdot \eta^2 + \left[C(y) - \frac{3}{2}B(y) + 3b_0\pi B(y) \ln(x_\mu) \right] \cdot \eta^3, \quad (6.4)$$

mit

$$\eta = \alpha_s \cdot \frac{4}{3} \cdot \frac{1}{2\pi}. \quad (6.5)$$

Der Zusammenhang zwischen B - und C -Koeffizienten der Gleichungen 6.1 und 6.4 lautet:

$$\tilde{B}(y) = B(y) \cdot \left(\frac{4}{3}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2, \quad (6.6)$$

$$\tilde{C}(y) = \left(C(y) - \frac{3}{2}B(y)\right) \left(\frac{4}{3}\right)^3 \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3. \quad (6.7)$$

Abbildung 6.2 zeigt die mit DEBRECEN berechneten B - und C -Koeffizienten (aus [47, 74]) für die Clusteralgorithmen DURHAM und CAMBRIDGE.

Abbildung 6.3 zeigt die Vorhersage der Vierjetrate R_4 nach Gleichung 6.1 bei 91 GeV und für $\alpha_s = 0.118$ und für $x_\mu = 1$. Oben ist die Vorhersage in führender und nächstführender Ordnung im Vergleich mit der Monte Carlo Simulation (vor und nach Fragmentierung) aufgetragen, unten der Quotient aus nächstführender und führender Ordnung. Über weite Bereiche in y_{cut} beträgt der Beitrag der nächstführenden Ordnung mehr als 40%.

Abbildung 6.4 verdeutlicht die Sensitivität auf die Parameter α_s und x_μ , sie zeigt einen qualitativen Vergleich zwischen der Vorhersage der Vierjetrate nach Gleichung 6.1 und der Monte Carlo Simulation des partonischen Endzustandes. Im oberen Teil der Abbildung ist die Skala $x_\mu = 1$ gewählt¹ und α_s zwischen 0.110 und 0.135 variiert.

¹Die Wahl $x_\mu = 1$ wird als *physikalische* Skala bezeichnet. Diese Bezeichnungsweise ist nicht unproblematisch. Die Renormierungsskala der QCD ist in keiner Weise festgelegt, eine andere Wahl der Skala ist nicht unphysikalisch.

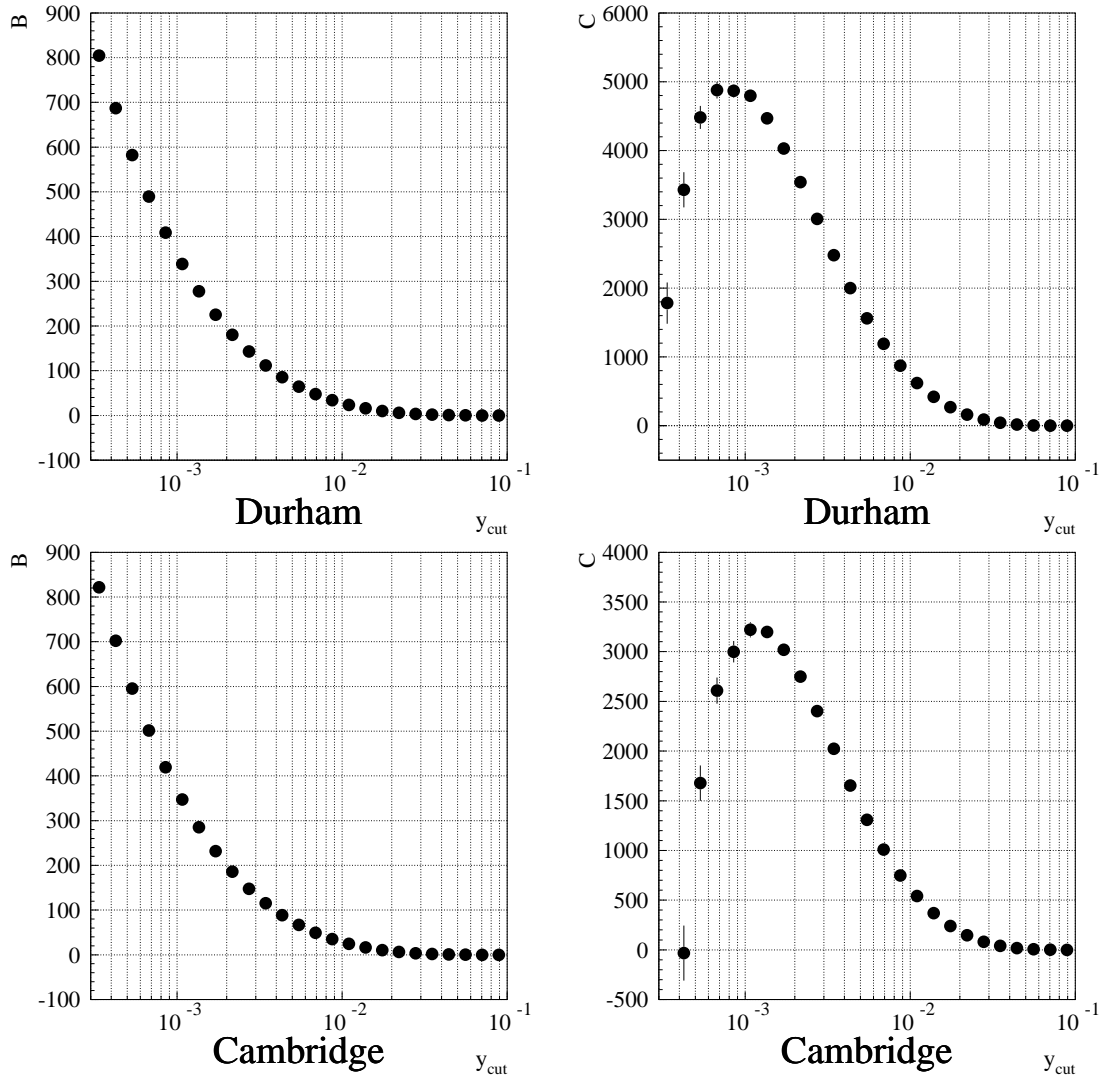


ABBILDUNG 6.2: B - und C -Koeffizienten der Gleichung 6.1 als Funktion von y_{cut} (mit DEBRECEN).

Der obere Teil der Abbildung macht die Problematik der Wahl einer physikalischen Skala deutlich: Jede der Linien schneidet die Monte Carlo Vorhersage bei einem anderen y_{cut} . Damit gibt es für jeden betrachteten Wert von α_s , repräsentiert durch seine Linie, einen Punkt in y_{cut} mit Übereinstimmung zwischen Vorhersage und Monte Carlo Simulation. Eine Bestimmung von α_s bei physikalischer Skala muß eine starke Abhängigkeit von y_{cut} zeigen, eine Festlegung von α_s ist innerhalb der vorgenommenen Variation nicht möglich. Unterhalb von $y_{\text{cut}} \simeq 10^{-2.7}$ divergieren QCD Vorhersage und Monte Carlo Simulation, hier wären noch kleinere Werte von α_s nötig, um eine Übereinstimmung zu erzielen.

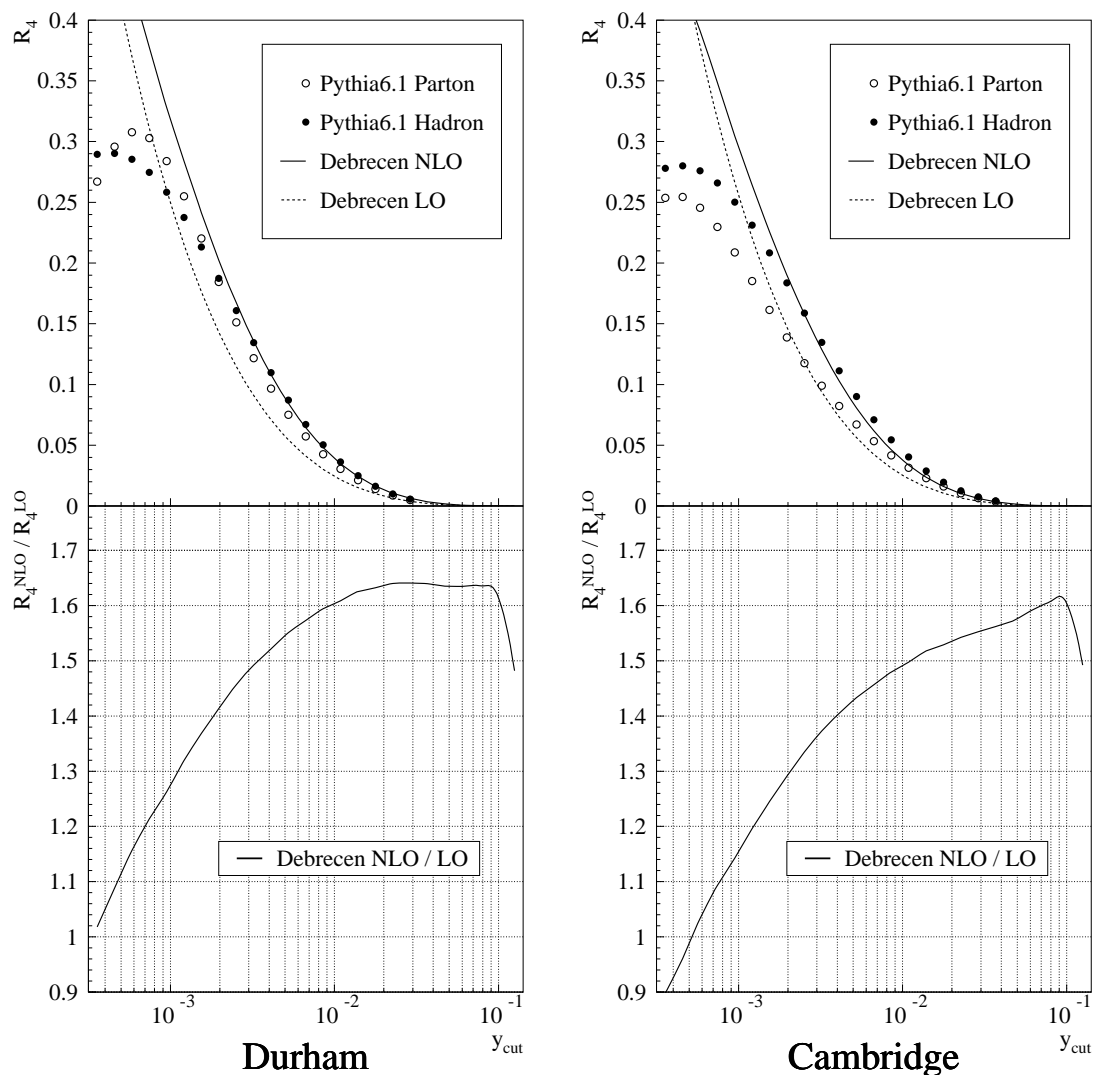


ABBILDUNG 6.3: *Oben: Vorhersage von R_4 mit DEBRECEN in führender (LO) und nächstführender (NLO) Ordnung, im Vergleich mit der Monte Carlo Simulation. Unten: Das Verhältnis von nächstführender zu führender Ordnung.*

Der untere Teil von Abbildung 6.4 zeigt, für festes $\alpha_s = 0.118$, die Variation der Vorhersage mit der Skala x_μ . Bei kleinen Werten von y_{cut} besteht eine hohe Sensitivität auf x_μ : Bei Skalen $x_\mu > 0.03$ schießt die NLO Vorhersage nach Gleichung 6.1 über die Monte Carlo Simulation hinaus, für kleinere Skalen bleibt sie unterhalb der Vorhersage. Für beide Jetclusteralgorithmen sind kleine Werte von x_μ notwendig, um eine Übereinstimmung mit der Monte Carlo Simulation zu erzielen.

Eine ausführliche Studie zur Abhängigkeit und Festlegung der Skala x_μ findet sich in Kapitel 6.2.1.

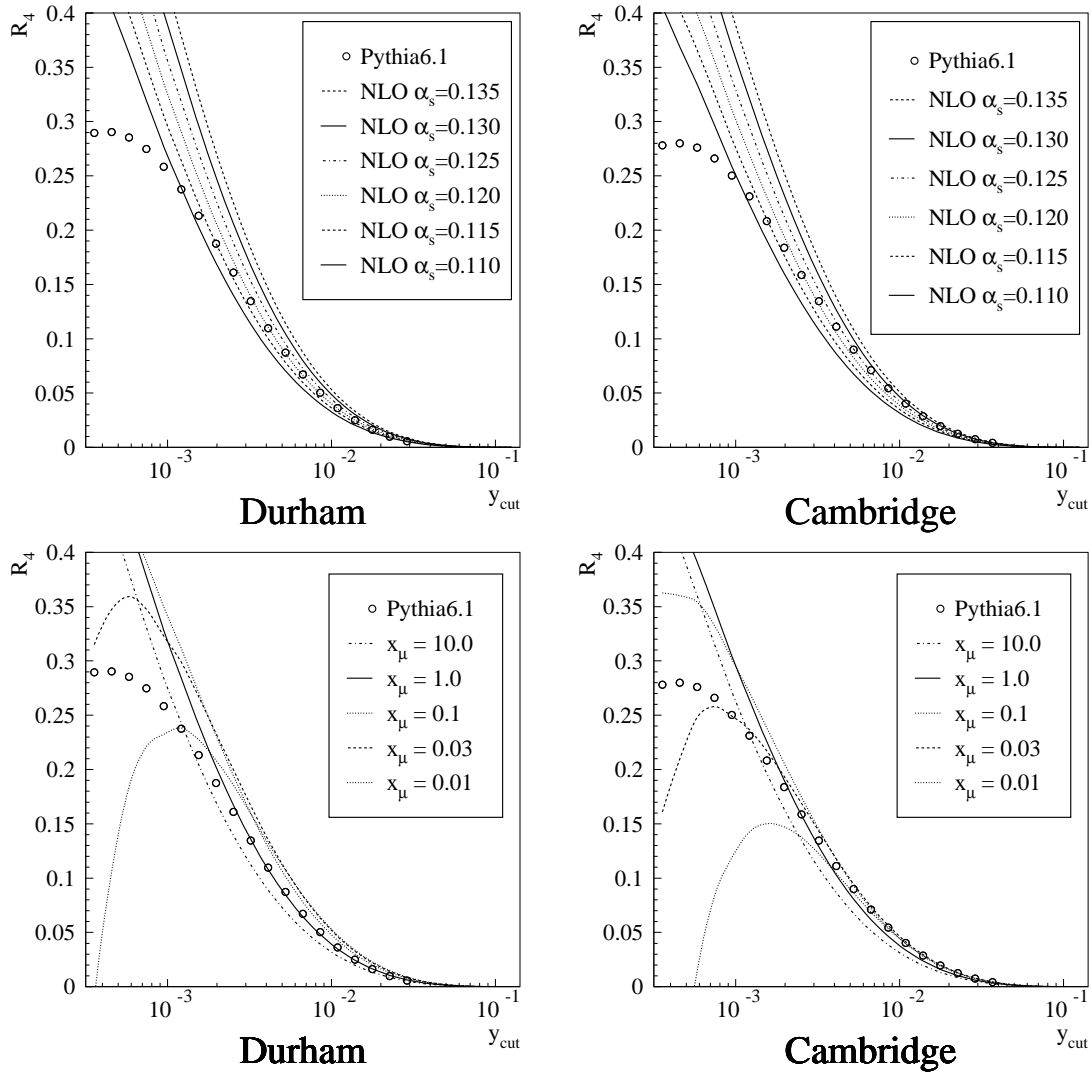


ABBILDUNG 6.4: Vorhersagen von R_4 mit DEBRECEN nach Gleichung 6.1, im Vergleich mit der Monte Carlo Simulation. Oben für verschiedene Einstellungen von α_s und unten für verschiedenen Einstellungen von x_μ .

6.1.2 Hadronisierungskorrektur

Die Vorhersage der Vierjetrate mit DEBRECEN nach Gleichung 6.1 für partonische Verteilungen kann nicht direkt mit der Messung von R_4 aus hadronischen Endzuständen verglichen werden. Der Übergang der farbgeladenen Partonen in farbneutrale Hadronen bewirkt eine Verschmierung der Jets und eine Veränderung ihrer Raten.

In dieser Analyse wird die Projektion der partonischen Vorhersage auf hadronisches Niveau aus der Monte Carlo Simulation entnommen. Alle in Kapitel 5 getesteten Modelle zeigen eine ausreichende Übereinstimmung mit der Messung. Da alle Modelle an identische Datensätze angepaßt wurden, spiegelt die Streuung der Modellvorhersagen den Effekt der unterschiedlichen Grundannahmen und Approximationen der Modelle wider. Aus der Streuung wird die Unsicherheit der Hadronisierungskorrektur abgeschätzt.

Bei der Auswahl des Referenzmodells muß die unterschiedliche Definition des partonischen Zustands berücksichtigt werden. Ebenso wie die reinen Partonschauer Modelle PYTHIA und HERWIG verzichtet auch das Farbdipolmodell ARIADNE auf eine Berechnung der zugrundeliegenden Matrixelemente. Wie in Kapitel 5 ausgeführt, unterschätzt der partonische Anfangszustand prinzipiell die Multijet-Ereignisrate. Dies ist kein Widerspruch zur guten Übereinstimmung mit den Meßdaten. Durch Anpassung der Fragmentationsparameter wird eine optimale Übereinstimmung der hadronischen Verteilungen erzwungen und das Defizit der Multijetrate ausgeglichen. Das Modell APACIC++ beruht als einziges auf einer Berechnung der Matrixelemente und wird daher als Referenzmodell gewählt.

Die Hadronisierungskorrektur wird für jedes Intervall des Parameters y_{cut} einzeln vorgenommen: An jedes Bin i wird ein Korrekturfaktor C_i multipliziert mit,

$$C_i = \frac{R_i^{\text{MC,Hadron}}}{R_i^{\text{MC,Parton}}} . \quad (6.8)$$

Dabei sind $R_i^{\text{MC,Hadron}}$ und $R_i^{\text{MC,Parton}}$ die mit den Monte Carlo Modell berechneten Jetraten im i -ten Bin, vor bzw. nach der Simulation der Hadronisierung.

Abbildung 6.5 zeigt die Hadronisierungskorrektur für die Jetraten bei 91 GeV und 200 GeV. Typisch für alle Jetraten ist das plötzliche Anwachsen der Korrektur bei kleinen y_{cut} , hier dominieren Fragmentierungseffekte und eine perturbative Beschreibung ist nicht möglich. Im perturbativen Bereich hat CAMBRIDGE im Mittel betragsmäßig größere Korrekturen als DURHAM, CAMBRIDGE erlaubt aber kleinere Werte von y_{cut} bevor Hadron- und Partonniveau divergieren. Bei LEP2 Energien wird die Hadronisierungskorrektur erwartungsgemäß kleiner.

Abbildung 6.6 zeigt die Hadronisierungskorrektur auf die Vierjetrate für die verwendeten Monte Carlo Modelle im Vergleich: Die Modelle sagen unterschiedlich große Hadronisierungskorrekturen voraus. Der Generator HERWIG weicht für DURHAM und bei großen Werten von y_{cut} von der Vorhersage der anderen Generatoren ab. Die Streuung der Modellvorhersagen ist abhängig von y_{cut} aber immer kleiner als 10%, sie liegt damit in der Größenordnung der Streuung auf hadronischem Niveau. Obwohl der Generator ARIADNE eine zu PYTHIA identische Fragmentierung hat, sagt er tendenziell die kleinsten Hadronisierungskorrekturen voraus. Dies spiegelt die unterschiedliche Definition des partonischen Zustands in PYTHIA und ARIADNE wider.

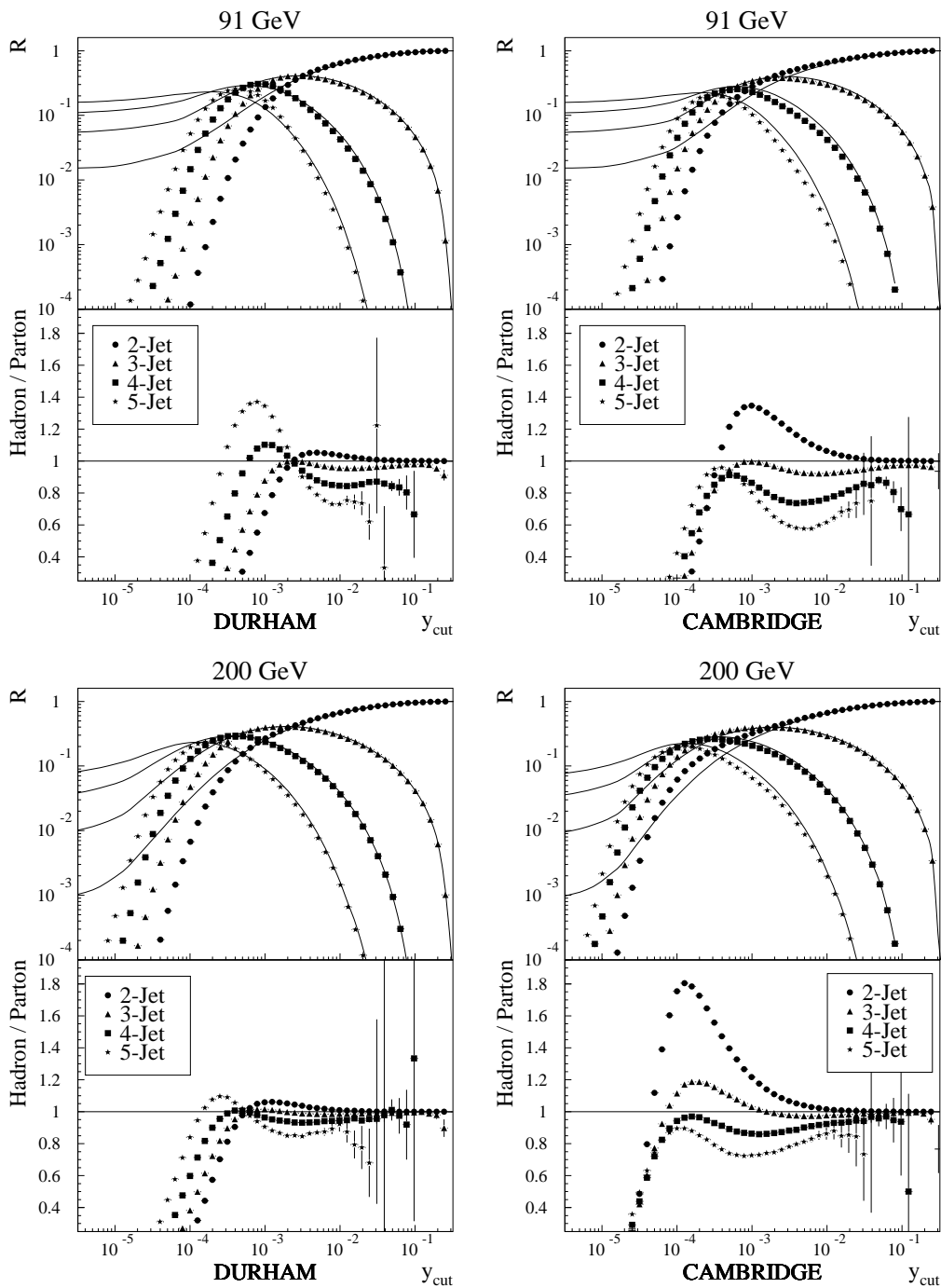


ABBILDUNG 6.5: Hadronisierungskorrektur der Jetraten bei 91 GeV (oben) und 200 GeV (unten) mit PYTHIA. Links für den DURHAM Algorithmus, rechts für CAMBRIDGE. Im oberen Teil der Figuren zeigen die Linien die Raten vor, die Symbole nach der Simulation der Fragmentierung. Die untere Hälfte der Figuren zeigt den Quotienten aus Hadron- und Partonniveau.

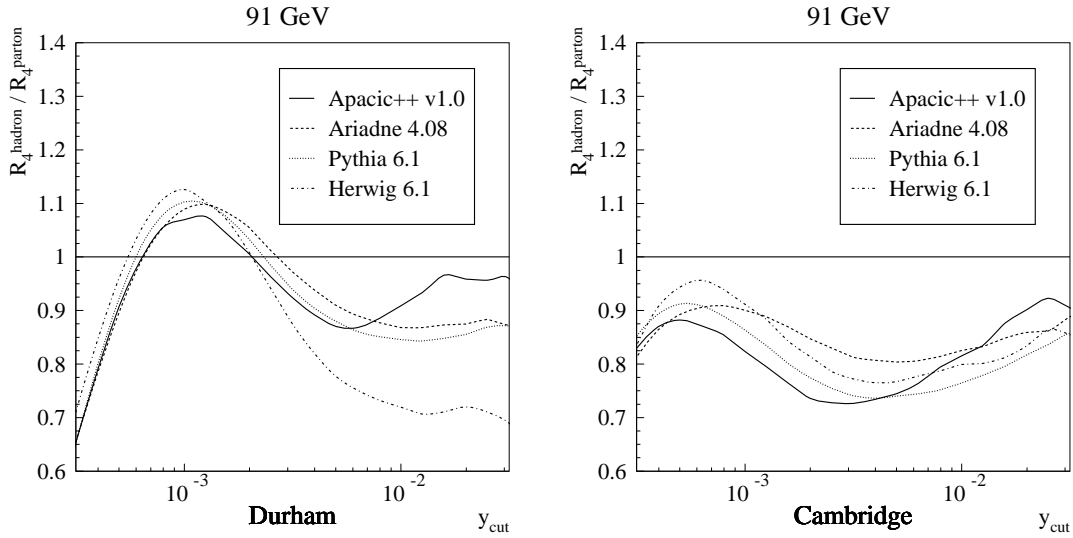


ABBILDUNG 6.6: *Hadronisierungskorrektur auf R_4 mit verschiedenen Monte Carlo Modellen bei 91 GeV. Links für den DURHAM-, rechts für den CAMBRIDGE Algorithmus.*

6.1.3 Korrekturen durch Quarkmassen

Die in DEBRECEN implementierte Berechnung der Matrixelemente in nächstführender Ordnung ist unter Vernachlässigung der Effekte von Quarkmassen durchgeführt. Rechnungen unter Berücksichtigung von Quarkmassen sind derzeit nur in führender Ordnung verfügbar.

Der in APACIC++ implementierte Matrixelementgenerator beschränkt sich auf die führende Ordnung und kann optional Quarkmasseneffekte berücksichtigen. Aus der Simulation mit und ohne Berücksichtigung von Quarkmassen wird eine Massenkorrektur in führender Ordnung bestimmt und auf die Hadronisierungskorrektur mit APACIC++ angewendet. Beim Austausch der Hadronisierungsmodelle wird damit gleichzeitig der Quarkmasseneffekt als Fehler berücksichtigt.

Die Massenkorrektur wird ebenfalls für jedes Intervall des Parameters y_{cut} einzeln vorgenommen: An jedes Bin i wird ein Korrekturfaktor C_i multipliziert, mit

$$C_i = \frac{R_i^{\text{MC}, m_q > 0}}{R_i^{\text{MC}, m_q = 0}}. \quad (6.9)$$

Dabei sind $R_i^{\text{MC}, m_q > 0}$ und $R_i^{\text{MC}, m_q = 0}$ die Jetraten im i -ten Bin mit bzw. ohne Berücksichtigung der Massen von Quarks.

Abbildung 6.7 zeigt die Korrekturfaktoren C als Funktion von y_{cut} für DURHAM und CAMBRIDGE. Für beide Algorithmen zeigt der Korrekturfaktor einen Nulldurch-

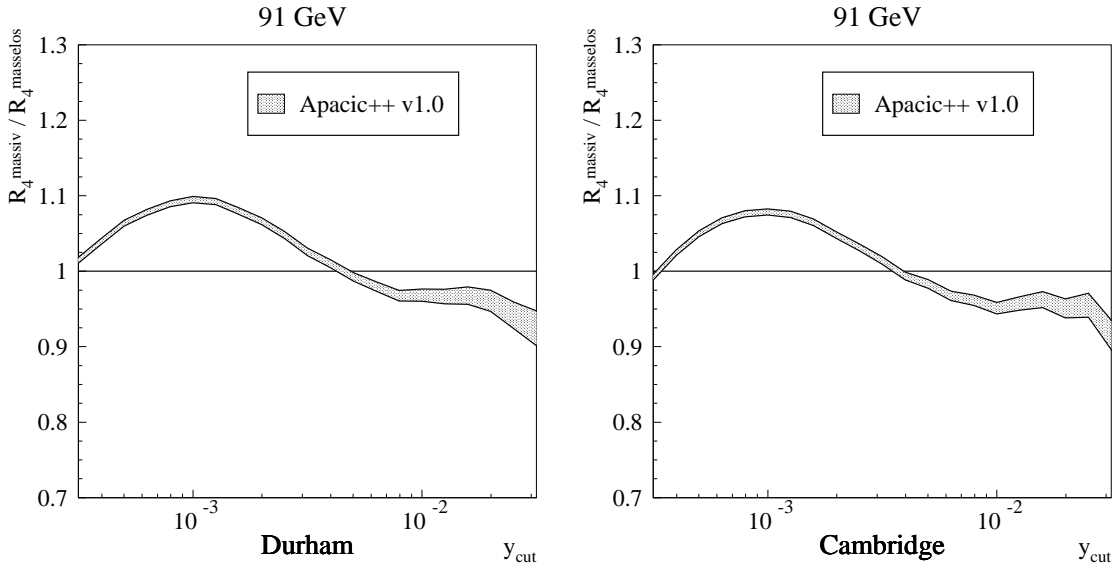


ABBILDUNG 6.7: Korrekturen durch Quarkmassen: Die Abbildungen zeigen das Verhältnis der Vierjetraten mit und ohne Berücksichtigung von Quarkmassen.

gang bei $y_{\text{cut}} \simeq 10^{-2.5}$. Für kleinere y_{cut} dominieren Fragmentationseffekte und Zerfälle instabiler Hadronen, hier wird die Vierjetrate durch Quarkmasseneffekte größer, bei größeren y_{cut} dominieren perturbative Effekte, die Vierjetrate wird bei Berücksichtigung von Quarkmassen kleiner.

6.2 Messung von $\alpha_s(M_Z^2)$ aus LEP1 Daten

6.2.1 Optimierung der Renormierungsskala x_μ

Eine Freiheit bei der Anpassung von Gleichung 6.1 an die Meßdaten, ist die Wahl einer Renormierungsskala x_μ . Eine mögliche Festlegung von x_μ ist die physikalische Skala $x_\mu = 1$. Darüber hinaus werden in dieser Arbeit verschiedene theoretische und experimentelle Methoden zur Festlegung der Renormierungsskala und ihre Auswirkungen auf die α_s Messung studiert.

Experimentell optimierte Skala

Die Abhängigkeit der perturbativen Entwicklung von der Renormierungsskala x_μ entsteht durch den Abbruch der Reihe nach einer festen Anzahl von Ordnungen. Ein vollständiges Aufsummieren aller Beiträge, bzw. ein vollständiges Berechnen

aller Terme der unendlichen Reihe ist nicht möglich, alle perturbativen Rechnungen sind Abhängig von x_μ . Eine vollständige, nichtperturbative Rechnung der QCD wäre aber explizit unabhängig vom Renormierungsschema und seiner Skala. Die beste Approximation einer solchen vollständigen Rechnung stellt die Natur selbst zur Verfügung: Durch Messung der Observablen R_{mess} und ihrer experimentellen Unsicherheit ΔR läßt sich die genaueste Abschätzung der vollständigen Lösung erzielen. Voraussetzung ist ein Datensatz mit hoher statistischer Signifikanz, wie ihn die LEP1 Daten darstellen.

Das Verfahren der Wahl zur Bestimmung der Renormierungsskala x_μ und der starken Kopplung $\alpha_s(M_Z^2)$ ist ein simultaner Fit beider Parameter an die Größe R_{mess} . Die so gewonnene Skala ist die experimentell optimierte Skala x_μ^{opt} . Die Abbildungen 6.8 und 6.9 zeigen Fitergebnisse nach Gleichung 6.1 für DURHAM und CAMBRIDGE und für physikalische ($x_\mu = 1$) und optimierte (x_μ^{opt}) Skalen. Der Fit mit physikalischer Skala ist nicht in der Lage die Daten zu beschreiben. Eine Bestimmung von α_s aus der Vierjetrate mit physikalischer Skala liefert keine stabilen Ergebnisse und ist nicht sinnvoll. Der Fit mit optimierter Skala zeigt über weite Bereiche von y_{cut} eine gute Übereinstimmung mit den Daten. Nur für sehr kleine Werte von $y_{\text{cut}} (< 10^{-3})$ zeigen sich, insbesondere für den DURHAM Algorithmus, geringe Abweichungen.

Theoretisch optimierte Skalen

Von Seiten der Theorie gibt es diverse Methoden zur Optimierung der Renormierungsskala x_μ . Im folgenden werden zwei prominente Ideen vorgestellt und ihre Auswirkung auf die Messung von $\alpha_s(M_Z^2)$ studiert. Beiden theoretisch optimierten Skalen ist gemeinsam, daß jeder betrachteten Observablen $R(y)$ eine eigene optimierte Skala x_μ^{opt} zugeordnet wird, diese ist Funktion der Variablen y .

- ECH:

Der Methode der effektiven Ladung [75] liegt die Idee zugrunde, daß alle Terme höherer Ordnung aus Gleichung 6.1 verschwinden. In nächstführender Ordnung ergibt sich daraus die Forderung:

$$\left[\tilde{C}(y) + 2\tilde{B}(y)b_0 \ln(x_\mu) \right] \cdot \alpha_s^3 \stackrel{!}{=} 0. \quad (6.10)$$

- PMS:

Das Prinzip der minimalen Sensitivität [76] beruht auf der Forderung, daß die Entwicklung der Observablen R , nach Gleichung 6.1, eine kleinstmögliche Sensitivität auf Variation der Renormierungsskala x_μ haben soll. In nächstführender Ordnung reduziert sich die Forderung auf:

$$\frac{d}{dx_\mu} \left[\tilde{C}(y) + 2\tilde{B}(y)b_0 \ln(x_\mu) \right] \cdot \alpha_s^3 \stackrel{!}{=} 0. \quad (6.11)$$

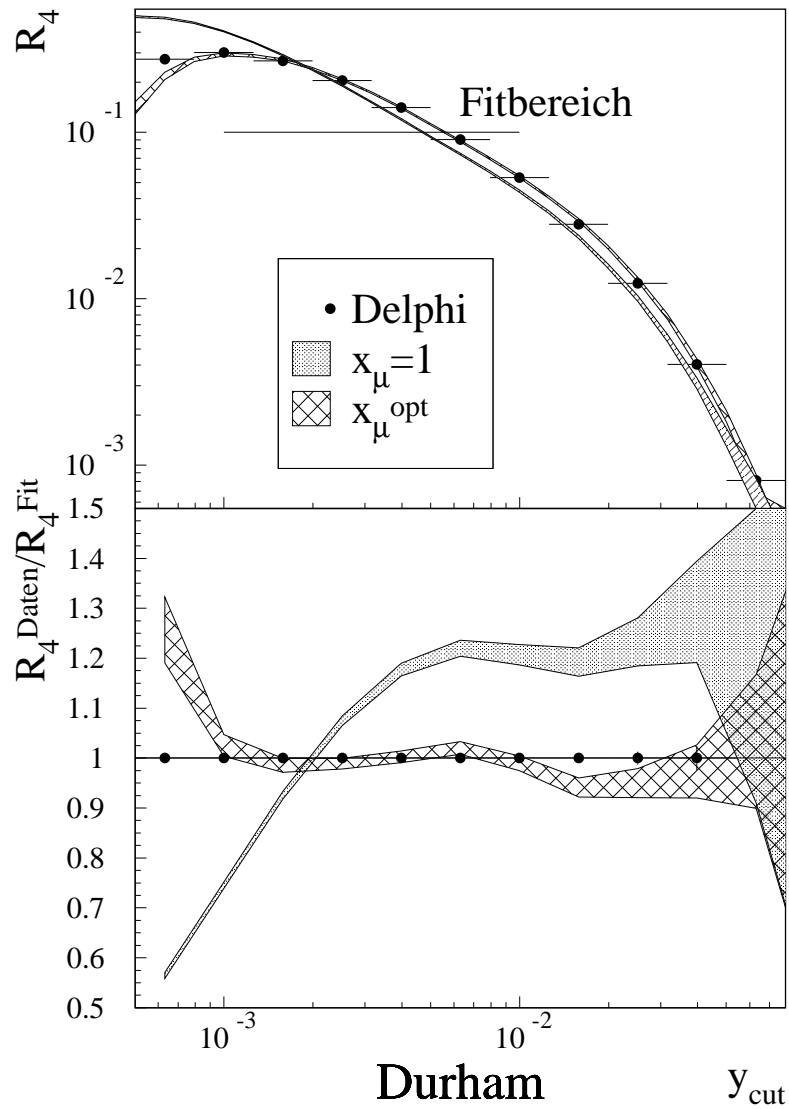


ABBILDUNG 6.8: Fits an die DURHAM Vierjetrate: Die Punkte zeigen das Meßergebnis bei 91 GeV mit statistischen Fehlern. Das graue Band zeigt das Fitergebnis bei physikalischer Skala ($x_\mu = 1$), das schraffierte Band ist die Fitvorhersage bei experimentell optimierter Skala (x_μ^{opt}). Im oberen Teil der Abbildung ist die Verteilung aufgetragen, der untere Teil zeigt den Quotient mit den Daten.

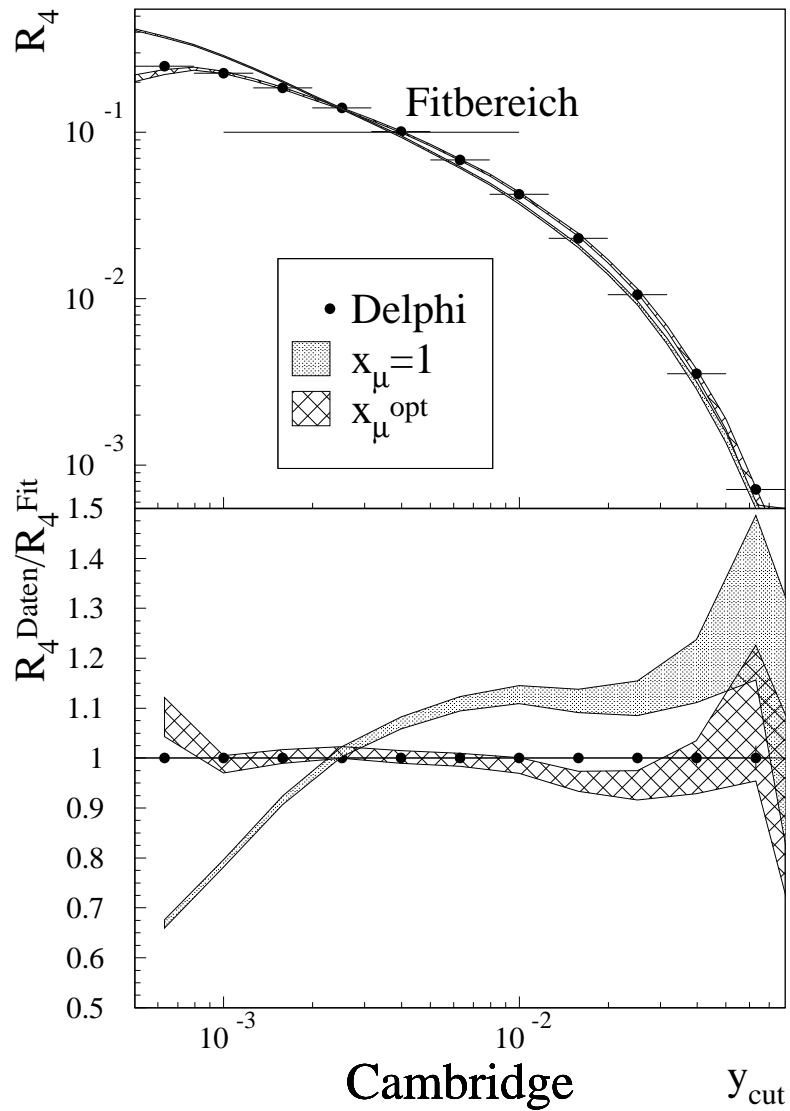


ABBILDUNG 6.9: Fits an die CAMBRIDGE Vierjetrate: Die Punkte zeigen das Meßergebnis bei 91 GeV mit statistischen Fehlern. Das graue Band zeigt das Fitergebnis bei physikalischer Skala ($x_\mu = 1$), das schraffierte Band ist die Fitvorhersage bei experimentell optimierter Skala (x_μ^{opt}). Im oberen Teil der Abbildung ist die Verteilung aufgetragen, der untere Teil zeigt den Quotient mit den Daten.

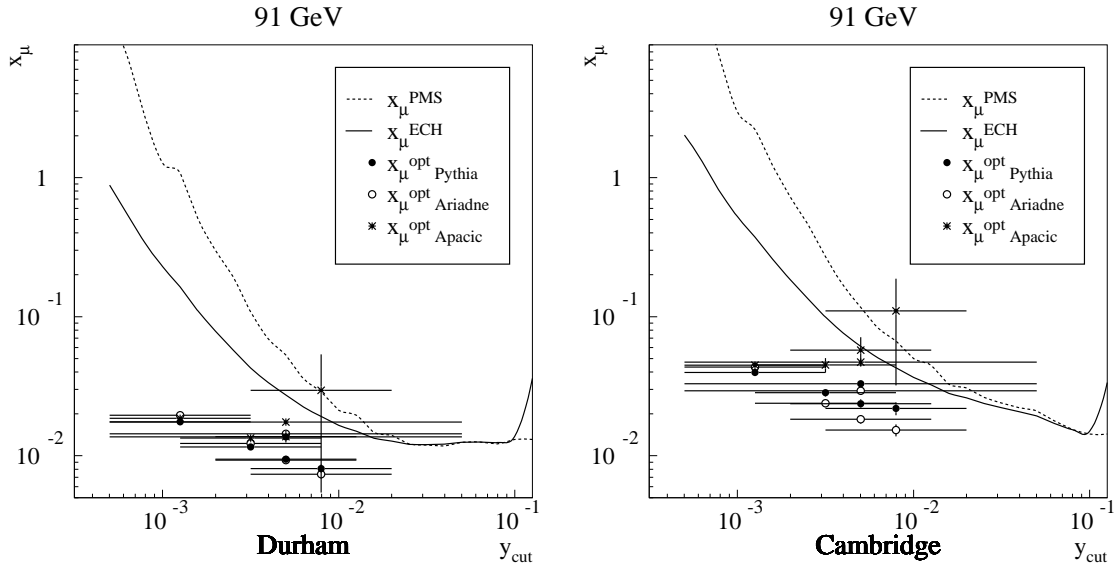


ABBILDUNG 6.10: Vergleich von theoretisch und experimentell optimierten Skalen: Die Histogrammlinien zeigen die Abhängigkeit der ECH und PMS Skalen von y_{cut} . Die Punkte zeigen experimentell optimierten Skalen, die unterschiedlichen Symbole stehen für Hadronisierungskorrekturen mit verschiedenen Monte Carlo Modellen, die waagerechten Fehlerbalken deuten die Fitbereiche an.

Abbildung 6.10 zeigt experimentell und theoretisch optimierte Skalen im Vergleich. Beide theoretisch optimierten Skalen zeigen eine starke Abhängigkeit vom Parameter y_{cut} , sowohl ECH als auch PMS Skalen variieren über drei Größenordnungen. Die Abhängigkeit der experimentell optimierten Skalen vom Fitbereich ist klein. Auch die Abhängigkeit der experimentell optimierten Skala von der Wahl des Hadronisierungsmodells ist um Größenordnungen geringer als die y_{cut} -Abhängigkeit der theoretisch optimierten Skalen.

Abbildung 6.11 zeigt in beeindruckender Weise die Abhängigkeit des Fitergebnisses $\alpha_s(M_Z^2)$ von y_{cut} , für physikalische und optimierte Skalen. Der Fit mit physikalischer Skala (graues Band in Abbildung 6.11) zeigt eine signifikante Abhängigkeit von y_{cut} . Eine Variation von $10^{-3} \leq y_{\text{cut}} \leq 10^{-1}$ erzeugt eine Variation von $0.095 \leq \alpha_s(M_Z^2) \leq 0.135$. Bei Fits mit physikalischer Skala ist das Ergebnis von $\alpha_s(M_Z^2)$ nahezu beliebig, Fits mit physikalischer Skala sind zur Messung von $\alpha_s(M_Z^2)$ absolut ungeeignet. Darüber hinaus sind die Ergebnisse für DURHAM und CAMBRIDGE inkonsistent.

Die verwendeten theoretisch optimierten Skalen verbessern die Stabilität des Fits, jedoch zeigt sich insbesondere für kleine y_{cut} eine starke Variation von $\alpha_s(M_Z^2)$.

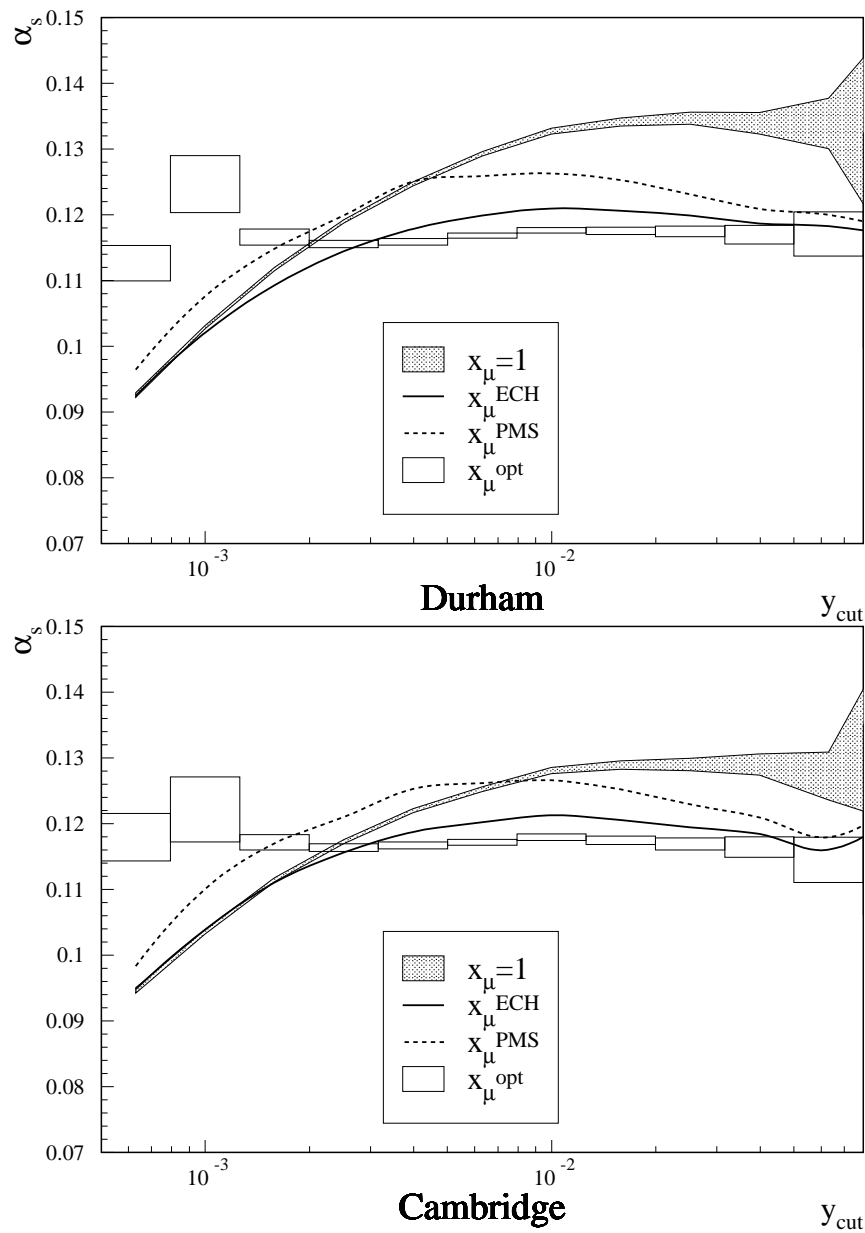


ABBILDUNG 6.11: Fits von $\alpha_s(M_Z^2)$ an die Vierjetrate, oben für DURHAM und unten für CAMBRIDGE: Das graue Band zeigt das Fitergebnis für die physikalische Skala als Funktion von y_{cut} . Die Histogrammlinien zeigen Ergebnisse der Fits mit theoretisch optimierten Skalen. Jedes der Rechtecke steht für einen Fit mit experimentell optimierter Skala, die Breite des Rechtecks spiegelt den Fitbereich, die Höhe den statistischen Fehler des Fits wider.

Bei Fits mit optimierter Skala besteht, im Rahmen der statistischen Fehler, keine Abhängigkeit vom Fitbereich. Abbildung 6.11 zeigt die Unabhängigkeit von $\alpha_s(M_Z^2)$ von y_{cut} über den gesamten betrachteten Bereich. Für sehr kleine y_{cut} zeigt sich eine Zunahme der statistischen Fehler und eine größere Streuung der Fitergebnisse. Im Rahmen der statistischen Fehler sind aber alle Ergebnisse konsistent. Darüber hinaus sind die Ergebnisse für DURHAM und CAMBRIDGE untereinander konsistent.

6.2.2 Bestimmung von $\alpha_s(M_Z^2)$

Die Bestimmung von $\alpha_s(M_Z^2)$ erfolgt aus den integrierten DURHAM und CAMBRIDGE Vierjetraten. Dabei werden experimentell optimierte Skalen benutzt, andere Einstellungen der Renormierungsskala haben sich als ungeeignet erwiesen.

Integrierte Jetraten unterscheiden sich wesentlich von differentiellen Raten oder Ereignisformobservablen. Durch die Bestimmung der Raten aus der Integration der differentiellen Raten (Gleichung 5.5), enthält ein Bin die volle Information der differentiellen Raten für $y < y_{\text{cut}}$. Benachbarte Bins einer integrierten Rate sind statistisch hochkorreliert. Insbesondere bei LEP2 Daten mit niedriger Statistik sind integrierte Jetraten besonders zur Bestimmung von α_s geeignet.

Die Anpassung zweier Parameter (α_s und x_μ) an eine integrierte Rate muß in zwei Schritten erfolgen. Zur Festlegung der experimentell optimierten Skala werden in einem ersten Schritt die Parameter α_s und x_μ gleichzeitig an die Verteilungen R_4 angepaßt (Abbildungen 6.8 und 6.9). Die Anpassung erfolgt über einen Bereich von y_{cut} mit mindestens zwei Bins, andernfalls wäre der Fit unterbestimmt. Der Fit dient ausschließlich der Festlegung der Skala, der aus diesem Fit gewonnene Fehler von α_s unterschätzt den wahren Fehler, das Fitergebnis von α_s wird daher verworfen.

Der theoretischen Unsicherheit der α_s Messung wird durch Variation der Skala Rechnung getragen, der Variationsbereich ist größer als die Änderung der Skala bei Variation des Fitbereichs (Abbildung 6.10). Daher kann die im ersten Fit ermittelte Skala, unabhängig von ihrem Fehler, für einen zweiten Fit verwendet werden. Tabelle 6.1 faßt die optimierten Skalen für DURHAM und CAMBRIDGE zusammen.

Der zweite Fit wird mit optimierter Skala und mit α_s als freiem Parameter, an ein einzelnes Bin der Verteilung R_4 durchgeführt. Dabei besteht eine Freiheit in der Wahl des Arbeitspunktes in y_{cut} . Die in Kapitel 5.4.2 ermittelten Kriterien schränken

Algorithmus	Fitbereich	x_μ^{opt}
DURHAM	$10^{-3.0} - 10^{-2.0}$	0.015
CAMBRIDGE	$10^{-3.0} - 10^{-2.0}$	0.042

TABELLE 6.1: *Experimentell optimierte Skalen*

den möglichen Wert für DURHAM und CAMBRIDGE auf $10^{-3} < y_{\text{cut}} < 10^{-2}$ ein. Die Abbildung 6.11 zeigt, daß im Rahmen dieser Randbedingungen, das Fitergebnis von α_s unabhängigkeit von y_{cut} ist. In dieser Analyse wird für die Bestimmung von α_s das Bin

$$y_{\text{cut}} = 10^{-2.2} \simeq 0.0063 \quad (6.12)$$

gewählt.

6.2.3 Abschätzung der Fehler

Der totale Fehler von $\alpha_s(M_Z^2)$ setzt sich aus folgenden Beiträgen experimenteller und theoretischer Fehler zusammen:

- **Experimentelle Fehler**

Der experimentelle Fehler aus der Messung der Jetraten wird, wie in Kapitel 5.4.1 beschrieben, aus dem statistischen Fehler der Daten, aus der Variation der Selektionsschnitte und aus der Detektorkorrektur ausgerechnet. Darüber hinaus wird der Arbeitspunkt für den Fit im Bereich $10^{-2.8} \leq y_{\text{cut}} \leq 10^{-2.0}$ variiert und die Änderung von $\alpha_s(M_Z^2)$ zum experimentellen Fehler addiert.

- **Weitere statistische Fehler**

Die statistischen Fehler der Hadronisierungskorrektur und der B und C Koeffizienten aus DEBRECEN werden im Fit berücksichtigt und tragen zum experimentellen Fehler bei, sie sind aber klein gegenüber den statistischen Fehlern der Jetraten.

- **Austausch der Monte Carlo Modelle**

Unsicherheiten in der Hadronisierungskorrektur werden durch Austausch der Modelle abgeschätzt. Die Modelle APACIC++ v1.05, PYTHIA 6.1, ARIADNE 4.08 und HERWIG 6.1 werden benutzt, die Streuung in $\alpha_s(M_Z^2)$ wird als Fehler der Hadronisierungskorrektur definiert. Da das Modell APACIC++ als einziges Einflüsse der Masse von b -Quarks berücksichtigt, enthält die Variation der Ergebnisse gleichzeitig den vollen Beitrag der b -Massenkorrektur als Fehler.

- **Skalenvariation**

Die Unsicherheit in der Wahl der Skala x_μ wird durch eine Variation der experimentell optimierten Skala abgeschätzt.

$$\frac{1}{2} \cdot x_\mu^{\text{opt}} \leq x_\mu \leq 2 \cdot x_\mu^{\text{opt}} \quad (6.13)$$

Die Variation der Skala deckt die volle Streuung bei Variation des Fitbereichs (Abbildung 6.10) ab und ist konsistent mit früheren DELPHI Analysen [2, 3].

6.2.4 Ergebnisse und Interpretation

Das Konzept zur experimentellen Optimierung der Renormierungsskala ermöglicht eine präzise Messung der starken Kopplung α_s aus der Vierjetrate. Tabelle 6.2 faßt die Ergebnisse für $\alpha_s(M_Z^2)$ und die Beiträge zum Fehler für den DURHAM und den CAMBRIDGE Algorithmus zusammen. Die Ergebnisse der Messungen für DURHAM und CAMBRIDGE sind sehr gut miteinander verträglich, die Fehler sind vergleichbar. Der totale Fehler beträgt für DURHAM 2.5% und für CAMBRIDGE 1.8%. CAMBRIDGE hat kleinere experimentelle Fehler, eine geringere Streuung bei Austausch der Hadronisierungsmodelle und zeigt eine geringere Skalenabhängigkeit.

Abbildung 6.12 zeigt die Ergebnisse dieser Messung im Vergleich mit einer subjektiven Auswahl von Messungen der starken Kopplung $\alpha_s(M_Z^2)$. Der Vergleich beschränkt sich einerseits auf verwandte Messungen drei- und vierjetartiger Endzustände, als Repräsentanten einer Fülle von LEP Messungen der starken Kopplung. Die anderen Messungen unterstreichen die Vielfalt der theoretischen und experimentellen Zugänge zur starken Kopplung. Im Rahmen der statistischen Fehler sind alle Messungen mit dem Weltmittelwert verträglich. Die oberen beiden Datenpunkte entsprechen den Ergebnissen dieser Analyse. Die beiden folgenden Punkte gehören zu Messungen vierjetartiger Endzustände der OPAL und der ALEPH Kollaboration. Die OPAL Messung [77] ist eine Mittelung aus Messungen drei- und vierjetartiger Endzustände. Die ALEPH Messung [78] beschränkt sich auf die Vierjetrate des DURHAM Algorithmus. Beide Messungen nutzen resummierte Vorhersagen aus nächstführender Ordnung und nächstführenden logarithmischen Termen, so daß keine sinnvolle Optimierung der Renormierungsskala möglich ist. Es folgt die DELPHI Messung aus dreijetartigen Endzuständen in $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ [2, 3] aus der Kombination von 18 Ereignisformobservablen und aus der Variablen JCEF. Die nachfolgenden Datenpunkte entsprechen den Ergebnissen der Fits an die elektroschwachen Analysen der LEP Experimente [79], den Messungen der tiefinelastischen ep -Streuung [80] und der Bestimmung von $\alpha_s(M_Z^2)$ in der Gittertheorie [81]. Die OPAL Messung von α_s aus hadronischen τ Zerfällen [82] liefert einen sehr hohen Wert für $\alpha_s(M_Z^2)$, in der selben Analyse wird eine alternative Methode unter Berücksichtigung von Renormalon-Ketten angewandt, die zu einem kleineren Wert führt. Eine alternative Analyse [83], basierend auf einer vom Renormierungsschema unabhängigen NNLO Vorhersage, führt ebenfalls zu kleineren Werten von $\alpha_s(M_Z^2)$.

Observable	$\alpha_s(M_Z^2)$	\pm	Exp.	\pm	Hadr.	\pm	Skala
DURHAM	0.1178	\pm	0.0012	\pm	0.0023	\pm	0.0014
CAMBRIDGE	0.1175	\pm	0.0010	\pm	0.0017	\pm	0.0007

TABELLE 6.2: $\alpha_s(M_Z^2)$ aus der Vierjetrate für DURHAM und CAMBRIDGE.

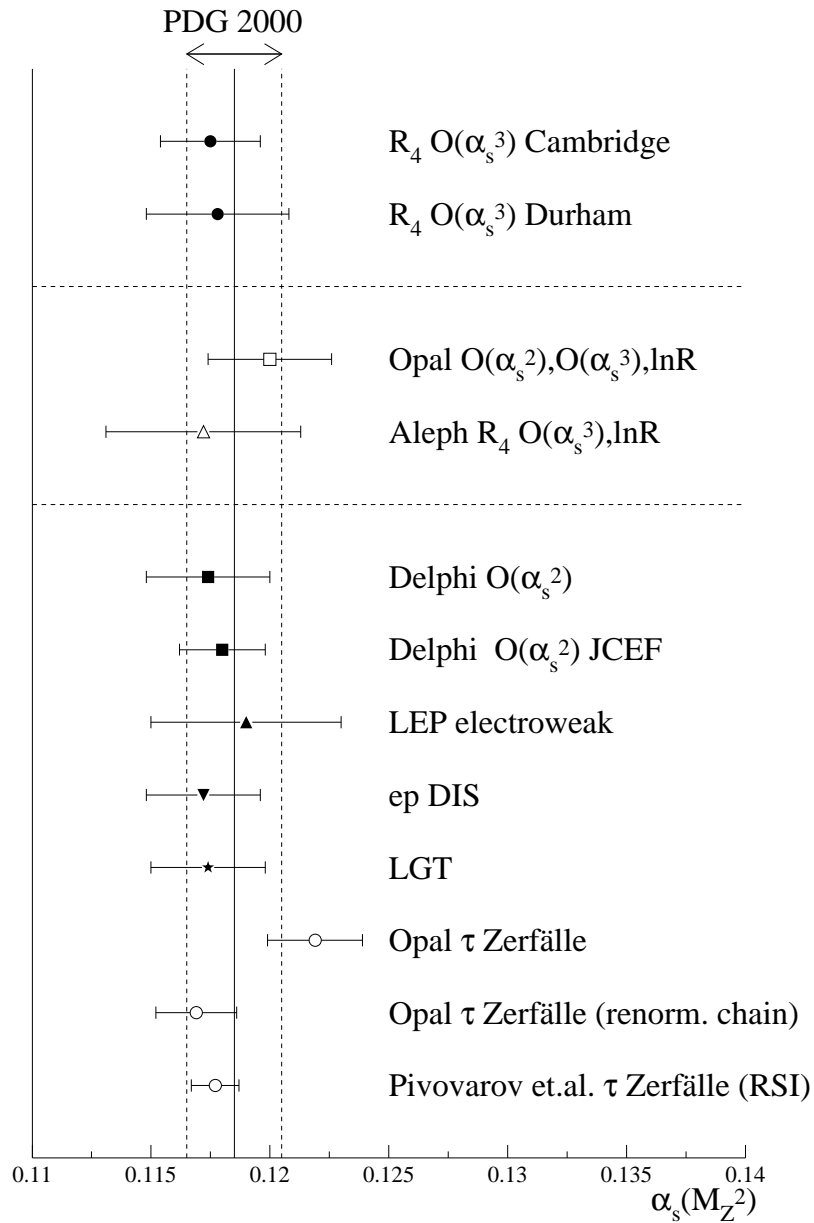


ABBILDUNG 6.12: $\alpha_s(M_Z^2)$ im Vergleich mit anderen Messungen. Die senkrechten Linien entsprechen dem Weltmittelwert von $\alpha_s(M_Z^2)$ und seinem totalen Fehler [26]. Die Datenpunkte repräsentieren unterschiedliche Methoden zur Bestimmung von $\alpha_s(M_Z^2)$. Punkte mit gleichen Symbolen beruhen auf identischen Datensätzen und sind vollständig korreliert.

6.3 Energieabhängigkeit von α_s

Aus der Messung von α_s bei LEP1 und LEP2 Energien lassen sich die Vorhersagen der QCD, bezüglich der Energieabhängigkeit der starken Kopplung, innerhalb eines Experimentes überprüfen.

6.3.1 Erwartung der QCD

Gleichung 1.14 beschreibt die erwartete Energieabhängigkeit von α_s . Eine besonders geeignete Größe zu ihrer Quantifizierung ist die logarithmische Ableitung der inversen Kopplung nach der Energie. In erster Ordnung ist sie direkt proportional zum Koeffizienten der Renormierungsgruppengleichung b_0 und damit zur Anzahl der beteiligten farbtragenden Fermionen n_f . Erst in nächstführender Ordnung ergibt sich eine geringe (logarithmische) Abhängigkeit von der Energie und von Λ .

$$\frac{d\alpha_s^{-1}}{d\ln(E_{\text{cm}})} = -\frac{2}{\alpha_s^2}\beta_{\alpha_s} = 2b_0 + 2\alpha_s b_1 + \dots, \quad (6.14)$$

mit b_0 und b_1 wie in Gleichungen 1.12 und 1.13. Abbildung 6.13 zeigt die Vorhersage von Gleichung 6.14 für $\Lambda = 0.220 \text{ GeV}$. Bei LEP Energien beträgt die Anzahl der farbtragenden Fermionen $n_f = 5$. Damit lautet für $\Lambda = (0.22 \pm 0.10) \text{ GeV}$ die Erwartung der QCD:

$$\frac{d\alpha_s^{-1}}{d\ln(E_{\text{cm}})}(89 \dots 207 \text{ GeV}) = 1.280 \pm 0.009. \quad (6.15)$$

Für eine Supersymmetrische Theorie mit leichten Gluinos [84], deren Einfluß auf die β -Funktion durch $n_f = 8$ gegeben ist, lautet die Erwartung für die Energieabhängigkeit: $d\alpha_s^{-1}(E_{\text{cm}})/d\ln(E_{\text{cm}}) = 0.9033 \pm 0.0002$.

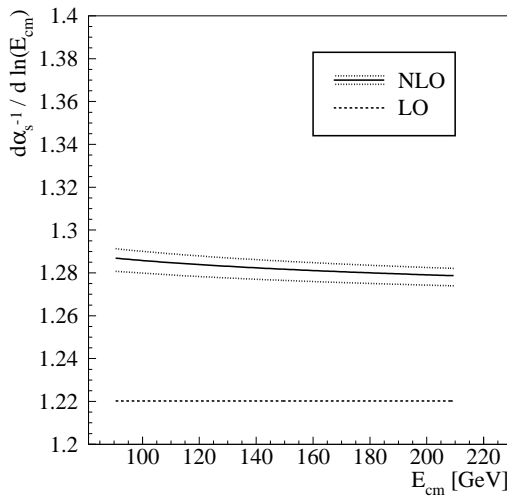


ABBILDUNG 6.13:

QCD-Erwartung für das Running von α_s , in Einheiten der logarithmischen Ableitung der inversen Kopplung für $\Lambda = (0.220 \pm 0.100) \text{ GeV}$: Die untere Linie ist die Vorhersage in führender Ordnung (LO) der Gleichung 6.14, die oberen Linien die Vorhersage in nächstführender Ordnung (NLO).

6.3.2 Ergebnisse

Für die Bestimmung von α_s wird die Anpassung von Gleichung 6.1 an die Meßdaten für jede der 14 LEP Energien durchgeführt. Für die Skala x_μ wird dabei die in Kapitel 6.2.1 bestimmte experimentell optimierte Skala x_μ^{opt} eingesetzt, als Modell für die Hadronisierungskorrektur wird APACIC++ gewählt. Die geringe Statistik der LEP2 Daten macht eine Verschiebung des optimalen Arbeitspunkt zu folgenden Werten nötig:

$$\begin{aligned} \text{DURHAM:} \quad y_{\text{cut}} &= 10^{-2.4} \simeq 0.0040. \\ \text{CAMBRIDGE:} \quad y_{\text{cut}} &= 10^{-2.6} \simeq 0.0025. \end{aligned}$$

In die Anpassungen von α_s gehen nur die statistischen Fehler der Daten ein, der Fehler der Anpassung spiegelt damit den statistischen Fehler von α_s wider. Tabelle 6.3 zeigt die Ergebnisse der Anpassung von α_s an die Daten von 89 GeV bis 207 GeV.

		$\alpha_s(E_{\text{cm}})$	
		E_{cm}	DURHAM
LEP1	89.4	0.1174 ± 0.0007	0.1179 ± 0.0008
	91.2	0.1179 ± 0.0005	0.1182 ± 0.0005
	93.0	0.1165 ± 0.0007	0.1170 ± 0.0007
LEP2	133.2	0.1089 ± 0.0053	0.1093 ± 0.0059
	161.4	0.1023 ± 0.0085	0.1100 ± 0.0084
	172.3	0.1045 ± 0.0116	0.1023 ± 0.0115
	183.1	0.1081 ± 0.0059	0.1041 ± 0.0061
	189.2	0.1044 ± 0.0040	0.1053 ± 0.0039
	192.2	0.0902 ± 0.0111	0.1101 ± 0.0086
	196.2	0.1145 ± 0.0142	0.1140 ± 0.0167
	200.1	0.1031 ± 0.0069	0.1068 ± 0.0065
	202.1	0.1180 ± 0.0146	0.1180 ± 0.0092
	204.9	0.1126 ± 0.0065	0.1073 ± 0.0067
206.8	0.1046 ± 0.0069	0.1056 ± 0.0064	

TABELLE 6.3: $\alpha_s(E_{\text{cm}})$ bei 14 LEP Energien mit statistischen Fehlern.

Zur Bestimmung des Runnings von α_s wird in der durch $\alpha_s^{-1}(E_{\text{cm}})$ und $\ln(E_{\text{cm}})$ aufgespannten Ebene eine Geradenanpassung vorgenommen. Die Steigung der Geraden entspricht der gesuchten Größe $d\alpha_s^{-1}/d\ln E$, der Fehler der Anpassung ihrem statistischen Fehler. Durch die Beschränkung des Fits auf statistische Fehler erhalten die LEP1 Daten, mit ihrer um Größenordnungen reicheren Statistik, ein starkes Gewicht. Der Fit wird durch die Meßpunkte des Z -Pols gezwungen, die LEP2 Meßpunkte wirken als Hebel um diesen Punkt.

Viele Beiträge zum systematischen Fehler der α_s Messungen sind untereinander vollständig korreliert und tragen nicht zum systematischen Fehler der Energieabhängigkeit bei. Dazu zählen die Beiträge aus Spur- und Ereignisschnitten, die Unsicherheit der Hadronisierungskorrektur, sowie die Unsicherheit in der Wahl der Renormierungsskala x_μ . Beiträge zum systematischen Fehler leisten nur Effekte die sich bei LEP1 und LEP2 Energien unterschiedlich auswirken:

- Korrekturen auf Untergrundereignisse:

Zur Abschätzung der Auswirkung von Untergrundkorrekturen werden zunächst die Schnitte auf ISR- ($\sqrt{s'} \geq 0.9 \cdot E_{\text{cm}}$) und Bosonpaarereignisse ($D^2 \geq 900 \text{ GeV}^2$), wie in Tabelle 5.6 angegeben, variiert. Darüber hinaus wird der Wirkungsquerschnitt für die Untergrundsubtraktion von Bosonpaarereignissen um $\pm 1.5\%$ variiert. Die Untergrundsubtraktion wird alternativ mit den Modellen PYTHIA und EXCALIBUR durchgeführt. Die Variation des Schnittes auf ISR Ereignisse betrifft alle LEP2 Energien, die Variationen bezüglich des Untergrundes aus Bosonpaarereignissen werden bei Energien oberhalb der WW -Schwelle angewandt. Die Geradenanpassung wird für die verschiedenen Einstellungen wiederholt, ihre maximale Änderung ist der systematische Fehler durch Untergrundkorrekturen.

- Energieabhängige Akzeptanzkorrektur:

Ein möglicher systematischer Fehler der Akzeptanzkorrektur würde sich bei allen Energien gleich auswirken und die Geradenanpassung nicht wesentlich ändern. Jedoch ist die Größe der Akzeptanzkorrektur energieabhängig. Zur Ermittlung eines systematischen Fehlers des Runnings muß nur die Änderung der Korrektur zwischen den Energien berücksichtigt werden. Die Differenz der Akzeptanzkorrektur bei 91 GeV und bei LEP2 Energien wird auf die Korrektur bei 89, 91 und 93 GeV aufgeschlagen und die Geradenanpassung wird wiederholt. Damit wird die maximale, mit den Fehlern noch verträgliche, Änderung eingestellt. Die Abweichung zur Anpassung ohne diese Korrektur ist der Beitrag zum systematischen Fehler aufgrund der Akzeptanzkorrektur.

Zur Abschätzung des totalen systematischen Fehlers werden die ermittelten Beiträge quadratisch addiert. Die Effekte bei LEP2 Energien werden stellvertretend aus dem 189 GeV Datensatz bestimmt und auf alle LEP2 Energien gleichermaßen angewendet. Der Datensatz bei 189 GeV hat die größte statistische Signifikanz und liegt dem Schwerpunkt der LEP2 Energien von 189.7 GeV am nächsten.

Abbildung 6.14 zeigt die Energieabhängigkeit, das Running von α_s , über den Energiebereich von 89 GeV bis 207 GeV. In beiden Messungen (DURHAM und CAMBRIDGE) finden sich im Rahmen der statistischen Fehler gute Übereinstimmungen mit der QCD Erwartung.

Tabelle 6.4 faßt die Ergebnisse für das Running von α_s in Einheiten von $d\alpha_s^{-1}(E_{\text{cm}})/d\ln(E_{\text{cm}})$ zusammen.

	$d\alpha_s^{-1}(E_{\text{cm}})/d\ln(E_{\text{cm}})$
DURHAM	1.21 ± 0.26 (stat) ± 0.23 (sys)
CAMBRIDGE	1.14 ± 0.25 (stat) ± 0.25 (sys)
QCD	1.28
QCD + Gluinos	0.90

TABELLE 6.4: Das Running von α_s .

6.3.3 Interpretation

Die Messung weist das Running von α_s signifikant nach, eine konstante Kopplung kann mit 3.5 (DURHAM) bzw. 3.2 Standardabweichungen (CAMBRIDGE) ausgeschlossen werden. Das Running von α_s konnte innerhalb eines Experiments aus der Vierjetrate bestimmt werden.

Die Ergebnisse für den DURHAM und den CAMBRIDGE Algorithmus sind im Rahmen des statistischen Fehlers miteinander und mit der QCD Erwartung verträglich. Die Sensitivität ist jedoch zu gering um eine Theorie mit leichten Gluinos signifikant auszuschließen. Aus Gleichung 6.14 läßt sich die Anzahl der beteiligten farbtragenden Fermionen bestimmen. Sie lautet für den DURHAM Algorithmus $n_f = 5.5 \pm 2.1 \pm 1.8$ und für den CAMBRIDGE Algorithmus $n_f = 6.1 \pm 2.0 \pm 2.0$.

Abbildung 6.15 zeigt die Ergebnisse dieser Analyse im Vergleich mit anderen Messungen aus dreijetartigen Endzuständen. Die publizierte DELPHI Messung [5, 6] beschränkt sich auf den Energiebereich von 89 bis 183 GeV. Bei den bisher unveröffentlichten Messungen von DELPHI [85] und L3 [86] wird der Energiebereich unterhalb der LEP Energien durch eine spezielle Selektion radiativer Ereignisse zugänglich. Im Rahmen der Fehler sind alle Messungen miteinander konsistent. Im Vergleich mit Messungen aus dreijetartigen Endzuständen zeichnet sich diese Messung erwartungsgemäß durch größere statistische und systematische Fehler aus. Die um etwa eine Größenordnung kleinere Statistik vierjetartiger Endzustände kann die höhere Sensitivität auf die starke Kopplung nicht ganz ausgleichen. Bei der Analyse von

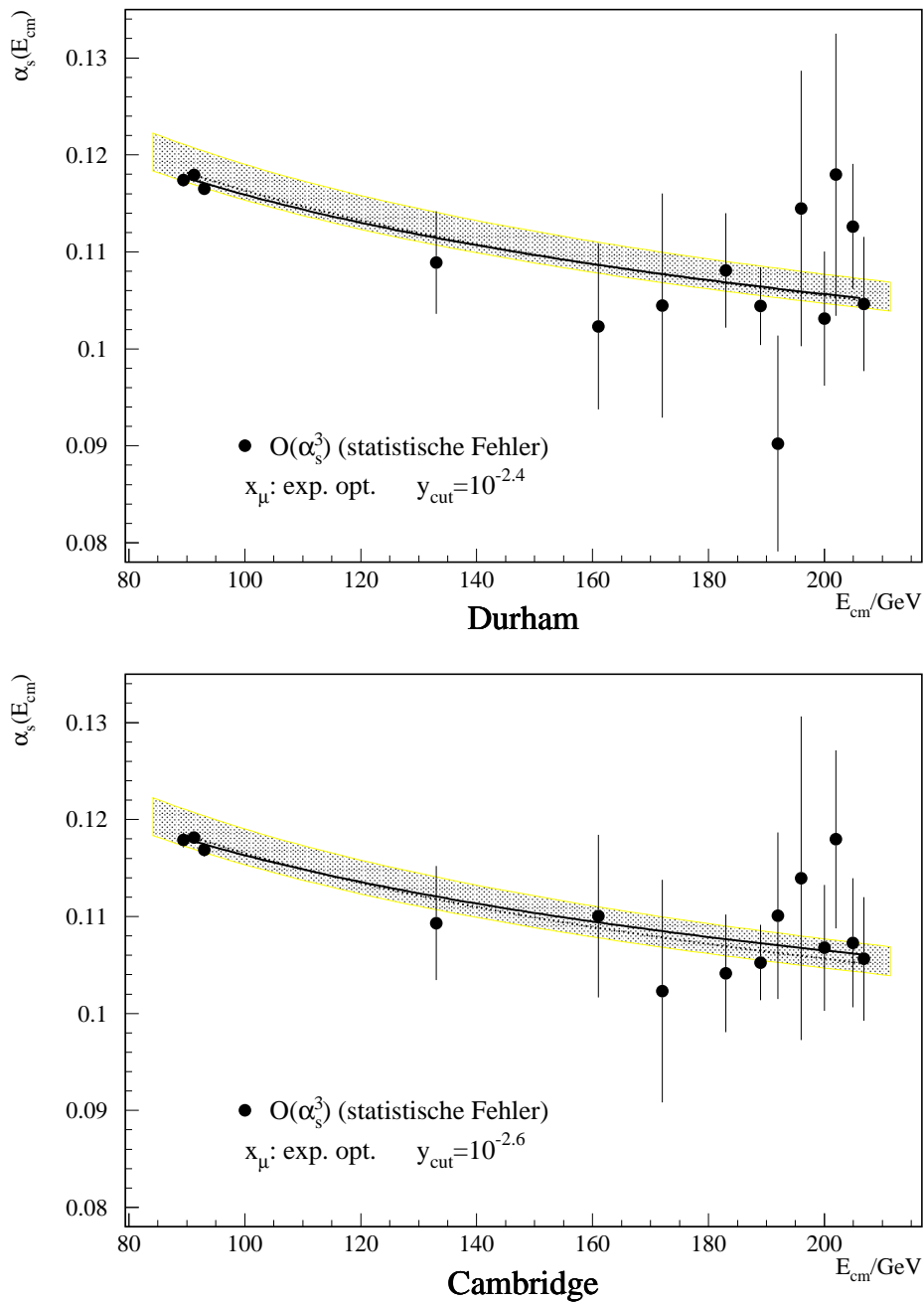


ABBILDUNG 6.14: Das Running von α_s , oben aus der DURHAM Vierjetrate, unten aus der CAMBRIDGE Vierjetrate: Die Punkte zeigen die Meßwerte von α_s und ihre statistische Fehler für alle 14 LEP Energien. Das graue Band zeigt die QCD Erwartung ([26]), die unterbrochene Linie die erwartete Energieentwicklung der 91 GeV Messung, die durchgezogene Linie ist der Fit an die Meßpunkte.

Vierjetereignissen führt die große Ähnlichkeit zu Ereignissen der Bosonpaarbildung zu größeren systematischen Fehlern. Da diese Messung zu Analysen dreijetartiger Endzustände statistisch unkorreliert ist, kann durch Kombination der Ergebnisse der totale Fehler des Runnings reduziert werden.

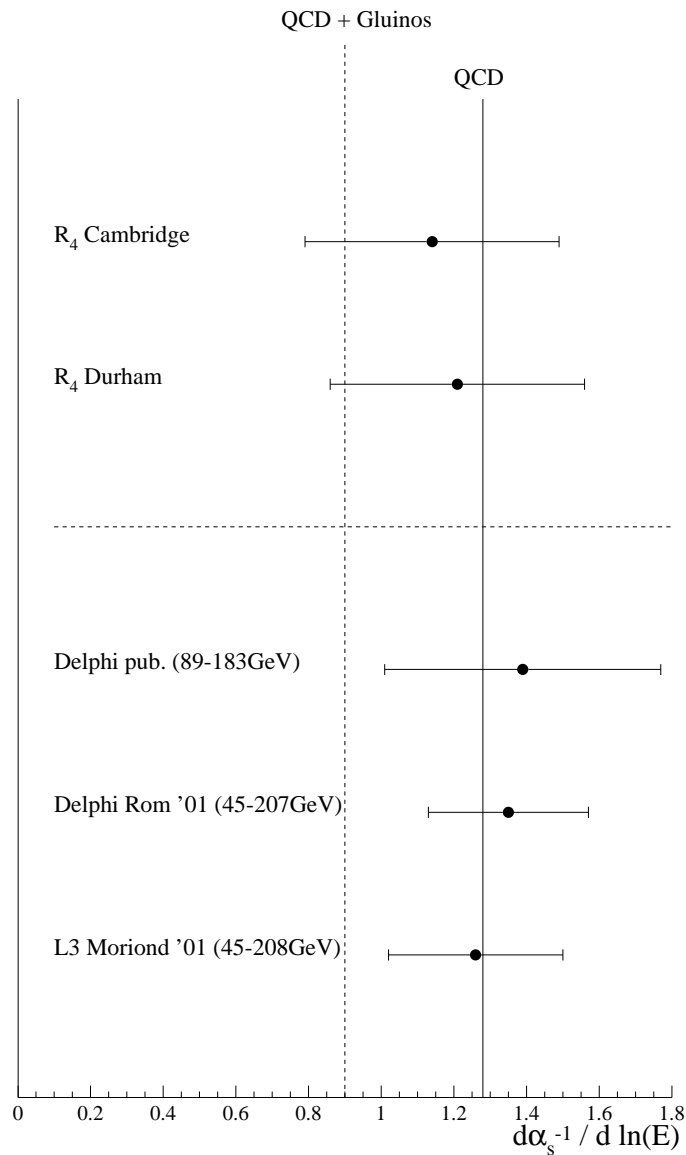


ABBILDUNG 6.15: Das Running von α_s im Vergleich mit anderen Messungen. Die senkrechten Linien deuten die Erwartung der QCD und einer Theorie mit leichten Gluinos an.

Zusammenfassung

Diese Arbeit stützt sich auf DELPHI Daten, die den Energiebereich von 89 GeV bis 207 GeV abdecken. Dabei lag, insbesondere bei der Analyse der Daten der LEP2 Periode, ein wichtiger Schwerpunkt auf der Identifizierung und Trennung der Ereignisklassen aus radiativen und nichtradiativen QCD Ereignissen und Ereignissen mit Bosonpaaren im Anfangszustand. Hierzu wurden systematische Studien durchgeführt, in deren Rahmen neue Diskriminanzverfahren entwickelt wurden [54].

Aus selektierten hadronischen Ereignissen wurden durch Anwendung unterschiedlicher Algorithmen Jets gebildet. Eigenschaften, wie Dijetmassen, Jetladungen und Raten der Jets wurden studiert. Bei keiner Energie konnte eine signifikante Abweichung von der QCD Erwartung beobachtet werden [87].

Ein besonderer Schwerpunkt dieser Arbeit lag auf dem Studium und der Entwicklung von Monte Carlo Simulationsmodellen. In Zusammenarbeit mit der LEP-Arbeitsgruppe für Monte Carlo Entwicklung konnten Kriterien für die Genauigkeit der Modelle und ihrer Weiterentwicklung erarbeitet und das Verständnis der Übereinstimmung zu den Meßdaten vertieft werden [29]. Im Rahmen dieser Arbeit konnten erste genaue Anpassungen der Parameter des Generators APACIC++ vorgenommen werden. Die Auswertung der Anpassungsergebnisse entschied über die Gültigkeit der vorgenommenen Implementationen, der Vergleich mit den Meßdaten lieferte entscheidende Hinweise für die Weiterentwicklung von APACIC++. Inzwischen hat APACIC++ eine hohe Genauigkeit erreicht. Dies ermöglicht die Produktion von Ereignissen mit voller Simulation des Detektors für DELPHI Analysen. Die erste Anwendung von APACIC++ befindet sich in dieser Arbeit.

Durch neue QCD Rechnungen sind erstmals perturbative Vorhersagen der Vierjetrate in nächstführender Ordnung verfügbar. Mit ihrer Hilfe und durch Anwenden von Hadronisierungsmodellen zur Korrektur auf hadronische Endzustände ist erstmals eine Bestimmung der starken Kopplung α_s aus der Vierjetrate in $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ möglich. Die Analyse vierjetartiger Endzustände ist statistisch unkorreliert zu früheren Analysen dreijetartiger Endzustände. Diese Messung von α_s ist eine unabhängige Verifizierung früherer Messungen der starken Kopplung.

Die hochpräzisen LEP1 Daten ermöglichen detaillierte Studien zur Abhängigkeit des Meßergebnisses von der Renormierungsskala der QCD. Verschiedene Verfahren zur Optimierung der Skala wurden erprobt. Dabei konnten frühere DELPHI Ergebnisse [2, 3] bestätigt werden. Die experimentell optimierte Skala ermöglicht eine konsistente und genaue Bestimmung der starken Kopplung $\alpha_s(M_Z^2)$. Aus der CAMBRIDGE Vierjetrate wurde der Wert

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.1175 \pm 0.0021$$

gemessen. Mit einem Gesamtfehler von 1.8% stellt die Analyse eine Präzisionsmessung des Standardmodellparameters der QCD dar.

Die Statistik der LEP2 Daten ist mehr als zwei Größenordnungen geringer als die der LEP1 Daten. Sie ist jedoch ausreichend für eine Bestimmung der Jetraten und eine Messung von α_s . Aus der Messung bei insgesamt 14 Schwerpunktenenergien wurde die starke Kopplung und ihre Energieabhängigkeit bestimmt. Die von der QCD vorhergesagte Energieabhängigkeit, Running von α_s wurde signifikant nachgewiesen. Eine konstante Kopplung kann mit 3.2 Standardabweichungen ausgeschlossen werden. Die logarithmische Ableitung der inversen Kopplung nach der Energie beträgt

$$\frac{d\alpha_s^{-1}}{d \ln E} = 1.14 \pm 0.35$$

und ist in guter Übereinstimmung mit der QCD-Erwartung von 1.28. Damit wurde eine wesentliche Vorhersage der QCD innerhalb eines Experiments bestätigt.

Anhang A

Der „ALEPH–Effekt“

Im Herbst 1995 wurde der LEP Beschleuniger erstmals bei Energien oberhalb der Z-Resonanz betrieben. Im Zeitraum vom 31. Oktober 1995 bis zum 25. November 1995 wurden von den vier LEP Experimenten Daten bei Schwerpunktenenergien von 130 GeV und 136 GeV¹, mit den in Tabelle A.1 angegebenen Luminositäten aufgezeichnet.

Experiment	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL
Aufgezeichnete Luminosität	5.7 pb ⁻¹	5.9 pb ⁻¹	5.0 pb ⁻¹	5.2 pb ⁻¹

TABELLE A.1: In der Periode 1995 P3 aufgezeichnete Luminositäten.

Aufgrund der deutlich kleineren Statistik, im Vergleich zu den LEP1 Daten, verlagerte sich der Schwerpunkt von Präzisionsanalysen auf die Betrachtung der Energieabhängigkeit von Observablen und auf die Suche nach Hinweisen auf Physik jenseits des Standardmodells.

Eine Analyse der ALEPH Kollaboration [88], beruhend auf den 133 GeV Daten aus 1995 berichtete über einen signifikanten Überschuß an Vierjetereignissen mit unerwarteten Jettopologien:

A.1 Die ALEPH–Analyse des Jahres 1995

Die ALEPH Analyse [88] basiert auf einer Messung von Vierjetendzuständen, ihr liegt folgende Selektion zugrunde:

¹Im folgenden wird vereinfachend die mittlere Schwerpunktenenergie 133 GeV genannt.

1. Zur Selektion hadronischer Ereignisse werden mindestens acht geladenen Spuren im Polarwinkelbereich $|\cos\theta| < 0.95$ gefordert, deren Gesamtimpuls mindestens 10% der Schwerpunktennergie betragen soll.
2. Zur Unterdrückung radiativer Ereignisse wird gefordert, daß der fehlende Impuls in Richtung der Strahlachse kleiner ist als $0.75 \cdot (m_{\text{vis}} - 90 \text{ GeV}/c^2)$, dabei ist m_{vis} die invariante Masse aller Spuren des Ereignisses.
3. Die verbleibenden Ereignisse werden mit dem DURHAM Algorithmus bei einem $y_{\text{cut}} = 0.008$ geclustert. Es werden mindestens vier hadronische Jets gefordert, Ereignisse mit mehr als vier Jets werden in eine Vierjetttopologie gezwungen.
4. Zur Selektion hadronischer Jets wird gefordert, daß die Jetmultiplizität mindestens zwei beträgt, der elektromagnetische Energieanteil in einem Jet darf höchstens 80% betragen.
5. Jede Kombination von zwei Jets muß mindestens eine Gesamtenergie von $0.192 \cdot E_{\text{cm}}$ haben, dabei ist E_{cm} die Schwerpunktennergie des Ereignisses.
6. Die Jetenergien werden durch Anwendung eines kinematischen Fits unter Annahme von Impuls- und Energieerhaltung reskaliert.
7. Zur Unterdrückung von $\gamma\gamma$ -Ereignissen wird gefordert, daß die Summe der Massen der beiden leichtesten Jets mindestens $10 \text{ GeV}/c^2$ beträgt, außerdem wird gefordert, daß sie zusammen eine geladene Multiplizität von mindestens 10 haben.

Von den drei möglichen Kombinationen zu Zweijetpaarungen (zwei von vier) wird diejenige mit der kleinsten Massendifferenz ΔM zwischen den beiden Dijetobjekten gewählt. Jegliche Art Paarproduktion massiver Teilchen mit gleichen oder geringfügig unterschiedlichen Massen würde sich in der Verteilung der Summe der Dijetmassen ΣM bemerkbar machen.

A.1.1 ALEPH Ergebnisse, 1995

Eine Monte Carlo Simulation der beschriebenen Analyse läßt aus den 133 GeV Daten des Jahres 1995 eine Gesamtmenge von 8.3 selektierten Vierjetereignissen erwarten. Die Verteilung der Dijetmasse ΣM wird flach vorhergesagt. Die Analyse der ALEPH Daten [88] zeigt einen signifikanten Überschuß an Vierjetereignissen: Es werden 16 Ereignisse beobachtet.

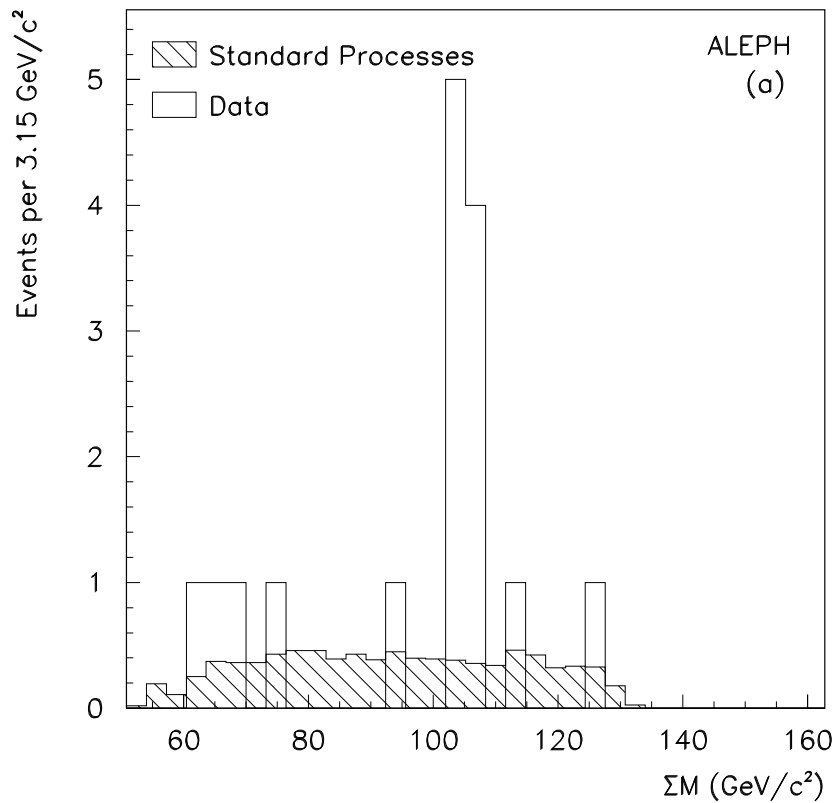


ABBILDUNG A.1: *Spektrum der Dijetmassen aus [88]. Der schraffierte Bereich zeigt die Erwartung der QCD Simulation, die Histogrammlinie die Messung.*

Dijetmasse ΣM

Im Massenintervall $\Sigma M = (105 \pm 4) \text{ GeV}$ werden 1.0 Ereignisse erwartet und 9 Ereignisse beobachtet. Abbildung A.1 zeigt das Spektrum der Dijetmassen für Daten und Monte Carlo Erwartung (aus [88]).

Die Ereignisse mit Dijetmassen im Intervall $(105 \pm 4) \text{ GeV}$ wurden gründlich untersucht. Wäre die Ursache des Überschusses eine statistische Fluktuation, würden sich diese Ereignisse in ihrer Topologie nicht von QCD Ereignissen unterscheiden.

Jetladungen

Zu den untersuchten Jettopologien gehören die Ladungen der Jets Q_{Jet} :

$$Q_{\text{Jet}} := \frac{\sum_{i=1}^N q_i \cdot y_i}{\sum_{i=1}^N y_i}. \quad (\text{A.1})$$

Die Summe wird über alle geladenen Spuren des Jets ausgeführt, q_i ist die Ladung des Teilchens, y_i seine Rapidität bezüglich der Jetachse. Aus der Jetladung werden die minimale Jetladung Q_{min} und die Ladungsseparation ΔQ , die Differenz der Ladung der beiden Dijetobjekte² abgeleitet:

$$Q_{\text{min}} := \min\{|Q_1|, |Q_2|, |Q_3|, |Q_4|\}, \quad (\text{A.2})$$

$$\Delta Q := |Q_a + Q_b - (Q_c + Q_d)|. \quad (\text{A.3})$$

Bei QCD Vierjetereignissen mit zwei Quarkjets und zwei Gluonjets spiegelt die minimale Jetladung Q_{min} die nicht vorhandene elektrische Ladung des Gluons wider, während ein Prozeß mit vier Fermionproduktion und vier Quarkjets im Endzustand eine größere minimale Jetladung zur Folge hat.

Die Definition der Ladungsseparation macht ihre Sensitivität auf Teilchen-Antiteilchen Paarbildungen deutlich. In einem solchen Prozeß ist, bei richtiger Zuordnung der Jets (a-b, c-d), eine hohe Ladungsseparation zu erwarten.

Abbildung A.2 zeigt die minimale Jetladung Q_{min} und die Ladungsseparation ΔQ (aus [88]). Oben für „Signalereignisse“ aus den $\Sigma M = (105 \pm 4)$ GeV Intervall, unten zusätzlich für alle Vierjetereignisse als Funktion der Dijetmasse ΣM . Die Verteilungen zeigen, im Vergleich mit QCD Simulationen, einen Überschuß bei großen Ladungen. Der untere Teil der Abbildung zeigt, daß nur die Ereignisse im Massenintervall (105 ± 4) GeV zu den großen Jetladungen beitragen.

A.1.2 Interpretation

Die Wahrscheinlichkeit für eine statistische Fluktuation zur Erklärung des globalen Überschusses an Vierjetereignissen und der gleichzeitigen Akkumulation der Ereignisse im Massenintervall um 105 GeV beträgt 10^{-6} .

In der Publikation der ALEPH Kollaboration [88] wird die Wahrscheinlichkeit für eine statistische Fluktuation als Ursache für den Überschuß in der minimalen Jetladung mit „einigen 10^{-5} “, für die Ladungsseparation mit 1.5% angegeben. Diese Wahrscheinlichkeiten sind statistisch unabhängig von denen für den Gesamtüberschuß an Vierjetereignissen und für die Akkumulation im $\Sigma M = (105 \pm 4)$ GeV Intervall.

²Im folgenden mit a-b und c-d bezeichnet

Damit liegt die Wahrscheinlichkeit daß es sich bei diesen Ereignissen um normale QCD Ereignisse handelt in der Größenordnung 10^{-8} .

Eine statistische Fluktuation ist somit ausgeschlossen.

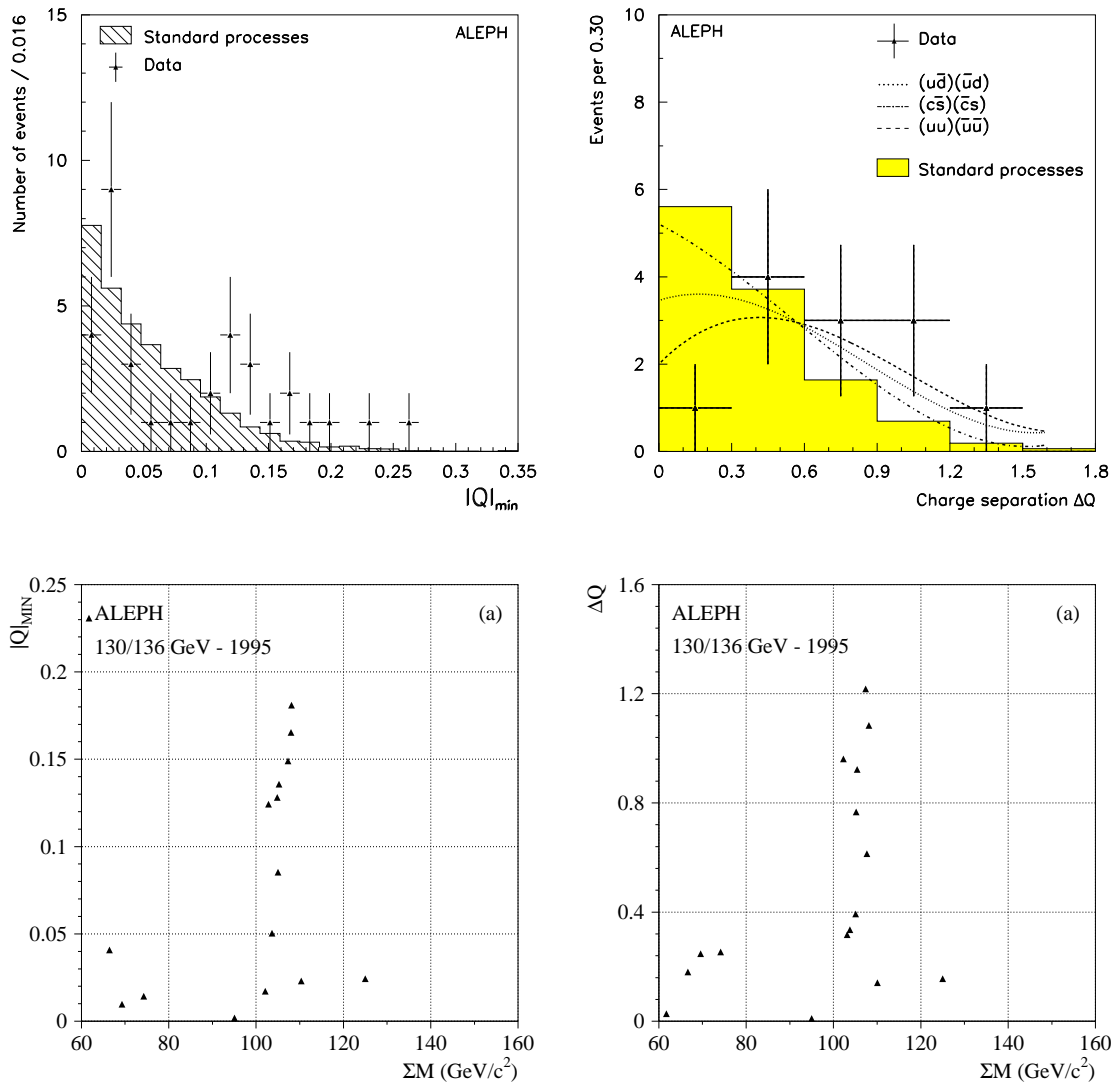


ABBILDUNG A.2: Minimale Jetladung Q_{\min} und Ladungsseparation ΔQ aus [88]. Oben: Der schraffierte Bereich zeigt die Erwartung der QCD Simulation, die Datenpunkte die Messung. Unten: Minimale Jetladung und Ladungsseparation als Funktion der Dijetmasse ΣM .

E_{cm}	Alle Ereignisse		$\Sigma M = (105 \pm 4) \text{ GeV}$	
	Daten	MC	Daten	MC
133 GeV	16	8.3	9	1.0
161 GeV	8	8.2	5	1.2
172 GeV	13	13.8	3	1.8

TABELLE A.2: Anzahl der Vierjetereignisse der ALEPH Messung und aus der Monte Carlo Erwartung, aus [89].

A.2 Die ALEPH Analyse bei 161- und 172 GeV

Im Jahr 1996 wurde die Datennahme bei Energien von 161 GeV und 172 GeV fortgesetzt. Die ALEPH Kollaboration hat die Analyse mit den neuen Datensätzen wiederholt und einen mit steigender Energie kleiner werdenden Überschuß an Vierjetereignissen beobachtet. Tabelle A.2 und Abbildung A.3 fassen die Ergebnisse für die Energien 133 GeV, 161 GeV und 172 GeV zusammen (aus [89]).

A.3 Ergebnisse aller LEP Kollaborationen bis 1996

Die ALEPH Analyse wurde von den anderen LEP Kollaborationen kopiert [90–93]. Die Ergebnisse wurden von einer eigens dafür gegründeten LEP Arbeitsgruppe zusammengefaßt und veröffentlicht [89]. Abbildung A.4 zeigt die Dijetmasse ΣM der Daten von 133 GeV bis 172 GeV für die LEP Kollaborationen. Die zusammengefaßten Ergebnisse von DELPHI, L3 und OPAL lassen keinen signifikanten Überschuß in der Dijetmasse erkennen. Der Überschuß in den ALEPH Daten ist so groß, daß er auch unter Kombination der Daten der Jahre 1995 und 1996 und aller vier LEP Experimente noch signifikant ist.

Zur Klärung der Frage ob eine Anomalie, wie sie von der ALEPH Kollaboration in den 1995er Daten beobachtet wurde auch mit den Detektoren DELPHI, L3 und OPAL nachgewiesen werden kann, wurden die einzelnen Ereignisse der ALEPH Messung in einem standardisierten Format an die anderen LEP Kollaborationen übergeben.

Die Vierervektoren aller Spuren der mit ALEPH vermessenen Ereignisse wurden einer vollständigen Simulation der Detektoren unterzogen. Die so entstandenen Pseudodaten stellen die Messung der ALEPH Daten mit dem jeweiligen Detektor dar. Auf diesen Pseudodaten wurde die ALEPH Analyse wiederholt. Das übereinstimmende Ergebnis ist, daß alle Experimente einen Massenpeak mit vergleichbarer Auflösung beobachtet hätten.

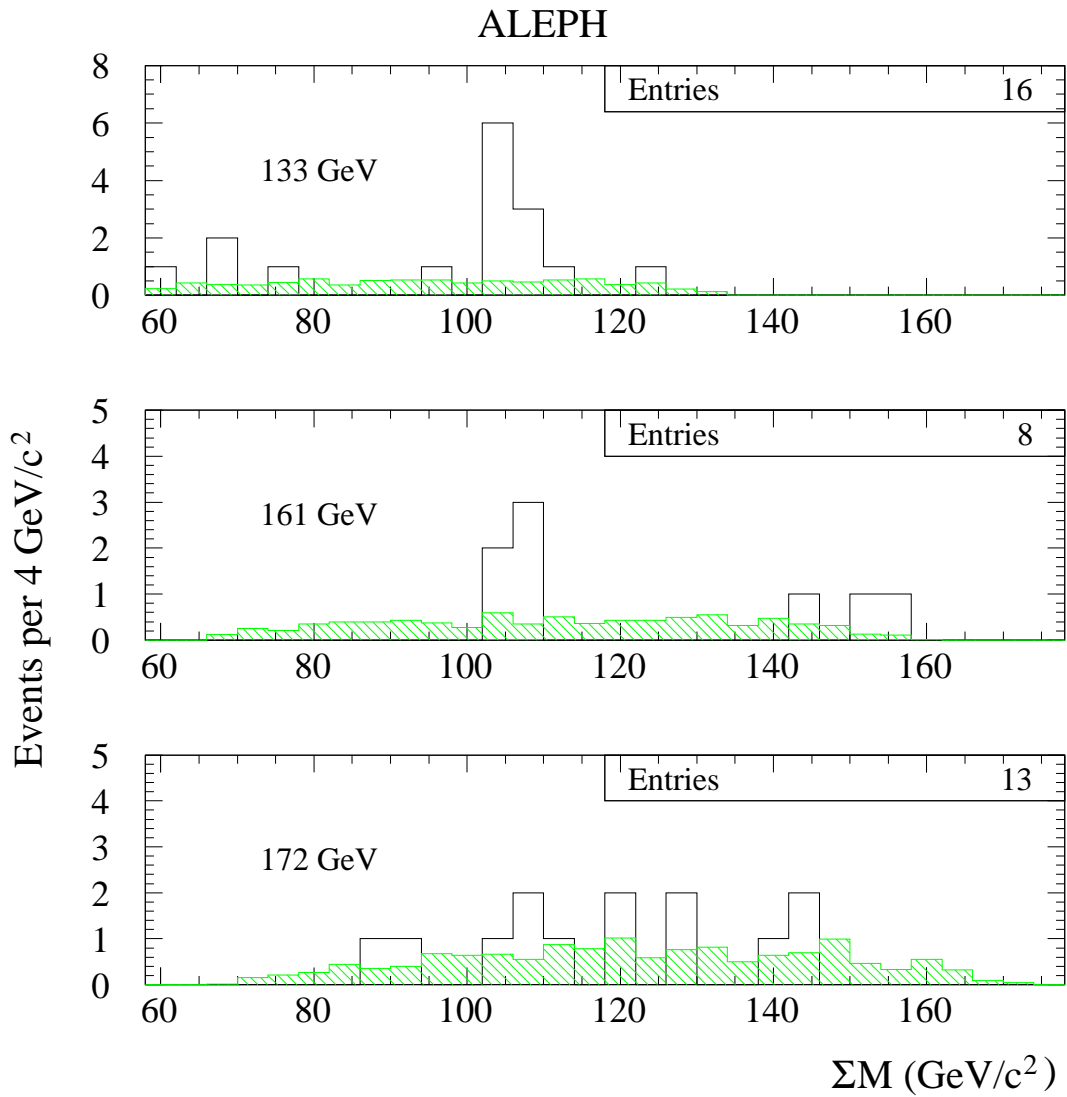


ABBILDUNG A.3: Verteilung der Dijetmasse ΣM für Schwerpunktenergien von 133 GeV bis 172 GeV (aus [89]).

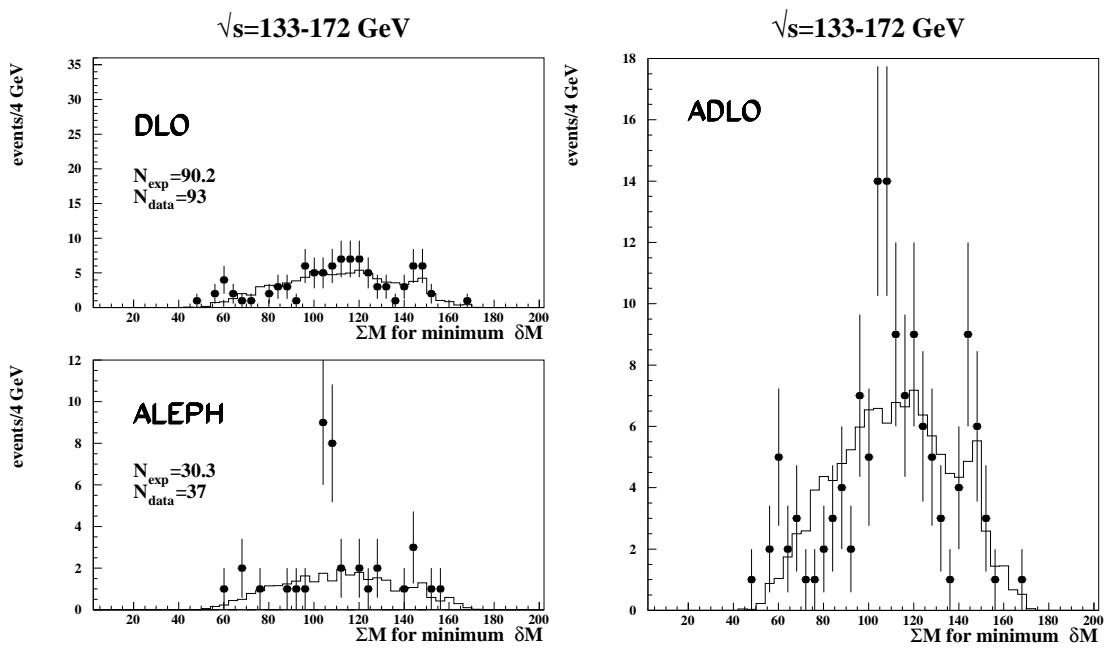


ABBILDUNG A.4: Dijetmasse ΣM aller LEP Experimente der Daten von 133 GeV bis 172 GeV. Links: Unter Kombination der Experimente DELPHI, L3 und OPAL (DLO), sowie nur aus den ALEPH Daten. Rechts unter Kombination aller vier LEP Experimente (ADLO).

A.4 Wiederholung der 133 GeV Datennahme

Da die Signifikanz des Überschusses mit steigender Energie rückläufig war (siehe Abbildung A.3) und die LEP Energien weiter erhöht wurden, war von einer weiteren Datennahme keine Klärung zu erwarten. Im Herbst 1997 wurde deswegen die Datennahme bei 183 GeV unterbrochen, um noch einmal Daten bei 133 GeV zu nehmen. Es wurden vergleichbare Luminositäten wie 1995 aufgenommen und alle Analysen des Jahres 1995 wiederholt.

A.5 Analyse der DELPHI Daten

Diese Analyse der DELPHI Daten stützt sich auf die 133 GeV Daten der Jahre 1995 und 1997. Tabelle A.3 zeigt die Verteilung der mit DELPHI aufgenommenen Daten auf die beiden Jahrgänge und Energien.

Die Analyse ist angelehnt an die ALEPH Analyse aus Kapitel A.1, Spur- und Ereignisselektion wurden auf die spezifischen Eigenschaften des DELPHI Detektors angepaßt.

Spurschnitte:

Als minimale Spurlänge werden 10cm gefordert, der dreidimensionale Abstand einer Spur vom primären Vertex darf höchstens 4cm betragen, der Spurimpuls soll mindestens 0.1 GeV betragen, der Polarwinkelbereich bezüglich der Thrustachse erstreckt sich von 20° bis 160°, die relative Impulsunsicherheit darf 100% nicht überschreiten.

Ereignisschnitte:

Zur Selektion hadronischer Ereignisse werden mindestens 12 geladene Spuren mit einer Gesamtenergie von mindestens 40 GeV gefordert. Zur Unterdrückung von ISR Ereignissen wird das Ereignis in eine Zweijet Konfiguration gezwungen und der fehlende Impulsanteil ausgerechnet. Das Ereignis wird verworfen, wenn ein Photon mit mehr als 20 GeV in einem Polarwinkelbereich kleiner als 30° rekonstruiert wird oder die Energiedeposition in den elektromagnetischen Kalorimetern zu groß ist. Im zentralen elektromagnetischen Kalorimeter HPC dürfen maximal 30 GeV, im Vorwärtskalorimeter FEMC höchstens 20 GeV und im Luminositätszähler STIC höchstens 10 GeV deponiert sein.

	130 GeV	136 GeV
1995	2.92 pb ⁻¹	3.01 pb ⁻¹
1997	3.03 pb ⁻¹	2.91 pb ⁻¹

TABELLE A.3: Mit DELPHI aufgenommene Luminositäten der 133 GeV Daten der Jahre 1995 und 1997.

LUCLUS	$d_{\text{join}}=6.0$
DURHAM	$y_{\text{cut}}=0.008$
JADE	$y_{\text{cut}}=0.022$

TABELLE A.4: *Benutzte Clusteralgorithmen zur Rekonstruktion von Vierjetereignissen.*

Schnitte auf Jets:

Zur Selektion hadronischer Jets werden mindestens zwei geladene Spuren pro Jet gefordert, der elektromagnetische Impulsanteil eines Jets darf 80% der Jetenergie nicht überschreiten. Die Jetachse muß sich im Polarwinkelbereich zwischen 15° und 165° befinden.

Alle selektierten Ereignisse werden mit den in Tabelle A.4 beschriebenen Algorithmen in eine n-Jet Konfiguration geclustert. Ereignisse mit weniger als vier Jets werden verworfen. Ereignisse mit mehr als vier Jets werden in eine Vierjetstruktur gezwungen, indem die Werte für d_{join} bzw. y_{cut} vergrößert werden.

Die Vierjetereignisse werden durch ein kinematisches Anpassungsverfahren, unter Annahme von Impuls- und Energieerhaltung reskaliert. Die Skalierungsfaktoren sollen für den ersten und zweiten Jet zwischen 0.5 und 2.0, für den dritten und vierten Jet zwischen 0.5 und 2.5 liegen. Die Ordnung der Jets ergibt sich hier aus ihrem Energieanteil.

A.5.1 Analyse der ALEPH Viervektoren mit DELPHI Simulation

Die von der ALEPH Kollaboration zur Verfügung gestellten Viervektoren aller Spuren eines Ereignisses wurden mit dem Programm DELSIM [24,25] einer vollständigen Simulation des DELPHI Detektors unterzogen. Auf die so gewonnenen Pseudodaten wurde diese Analyse angewendet. Abbildung A.5 zeigt die Verteilung der Dijetmasse ΣM aus ALEPH Daten nach Simulation des DELPHI Detektors. Der Überschuß an Vierjetereignissen im Bereich $\Sigma M \simeq 105 \text{ GeV}$ ist für alle benutzten Clusteralgorithmen deutlich zu beobachten, jedoch scheint er nach der Simulation des DELPHI Detektors leicht zu größeren Dijetmassen verschoben zu sein. Die Verschiebung ist in der Größenordnung der Impulsauflösung von DELPHI.

Als wichtiges Ergebnis bleibt festzuhalten, daß diese Analyse mit dem DELPHI Detektor geeignet ist eine etwaige Anomalie mit vergleichbarer Auflösung zu beobachten.

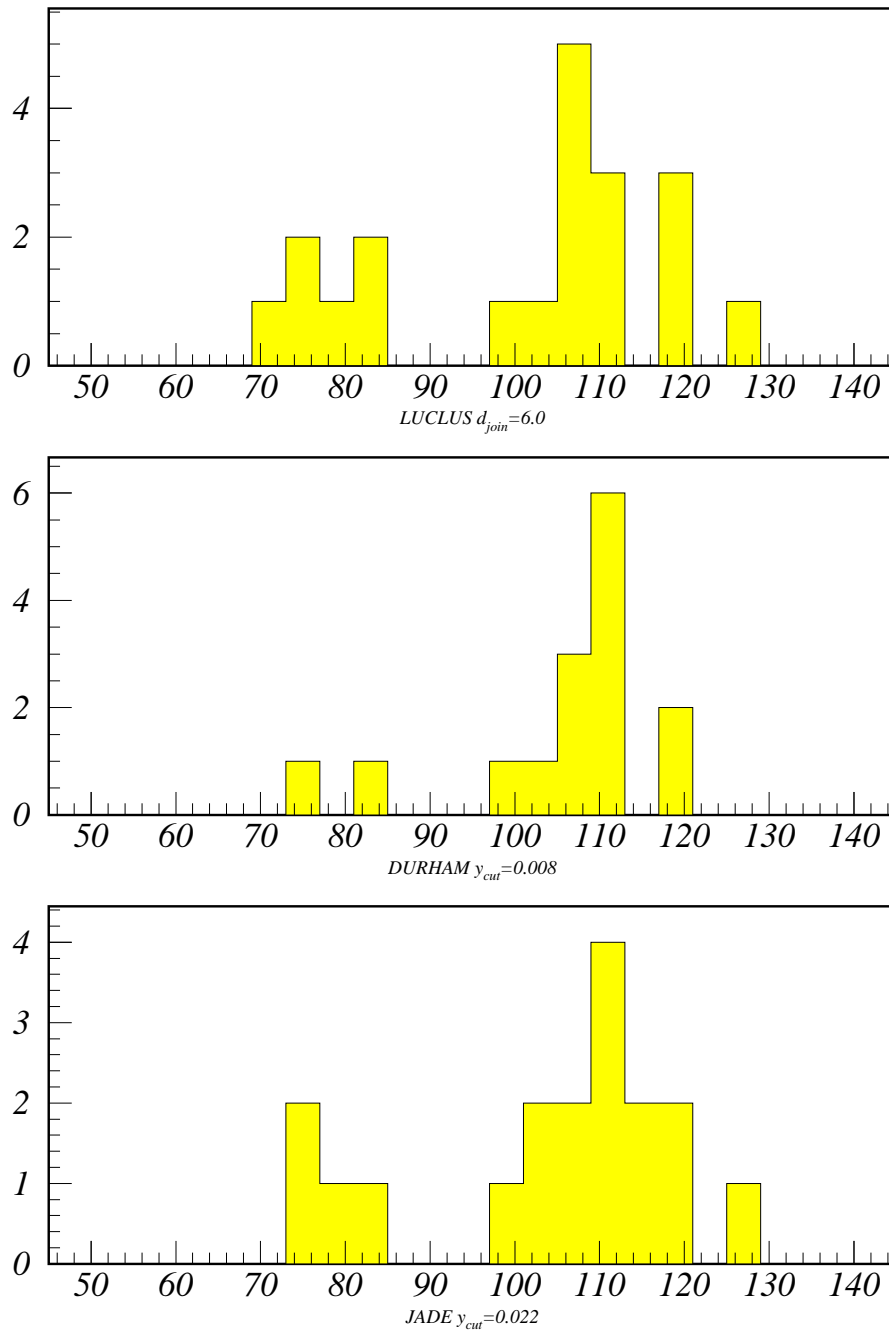


ABBILDUNG A.5: Verteilung der Summe der Dijetmassen ΣM aus ALEPH Daten nach vollständiger Simulation des DELPHI Detektors. Auf der horizontalen Achse ist die Summe der Dijetmassen ΣM , auf der vertikalen Achse die Anzahl Ereignisse pro 4 GeV Intervall aufgetragen.

		1995	1997
LUCIUS $d_{\text{join}} = 6.0$	Messung	20.	9.
	MC	17.1 ± 0.7	19.7 ± 1.4
DURHAM $y_{\text{cut}} = 0.008$	Messung	17.	11.
	MC	15.8 ± 0.7	16.8 ± 1.3
JADE $y_{\text{cut}} = 0.022$	Messung	11.	7.
	MC	13.5 ± 0.6	16.0 ± 1.3

TABELLE A.5: Anzahl Vierjetereignisse aus Monte Carlo Erwartung und aus DELPHI Daten.

A.5.2 Ergebnisse der DELPHI Messung

Die Anzahl der Vierjetereignisse aus DELPHI Daten sowie die Erwartung der Monte Carlo Simulation ist in Tabelle A.5 zusammengefaßt. Im Rahmen des statistischen Fehlers läßt die Anzahl beobachteter Vierjetereignisse keinen Überschuß bezüglich der Standardmodell Erwartung erkennen.

Dijet Masse

Die Zuordnung der Jets zu Dijetpaaren ergibt sich aus der Forderung minimaler Massendifferenz ΔM , die Summe der Massen dieser Dijetpaare ergibt die Dijet Masse ΣM . Die Abbildungen A.6 und A.7 zeigen die Verteilungen von ΣM für die gewählten Clusteralgorithmen aus Tabelle A.4. Abbildung A.8 zeigt das kombinierte Ergebnis für die DELPHI Daten aus 1995 und 1997 unter Benutzung des DURHAM Algorithmus mit $y_{\text{cut}} = 0.008$. Die analysierten Daten stehen in guter Übereinstimmung mit der Standardmodell Erwartung, dargestellt durch die schraffierten Bereiche. In keinem der ΣM Intervalle zeigt sich ein signifikanter Überschuß an Ereignissen.

Jetladungen

Die minimale Jetladung Q_{min} und die Ladungsseparation ΔQ wurden, gemäß Gleichungen A.2 und A.3, aus den 133 GeV DELPHI Daten der Jahre 1995 und 1997 bestimmt. Die Abbildungen A.9 und A.10 zeigen die Verteilung der minimalen Jetladung und der Ladungsseparation im Vergleich mit der QCD Erwartung und als Funktion der Dijetmasse ΣM . Die Analyse der Daten der Jahre 1995 und 1997 zeigen in sich konsistente Ergebnisse. Im Rahmen der statistischen Fehler sind die Messungen in guter Übereinstimmung mit der Standardmodell Erwartung.

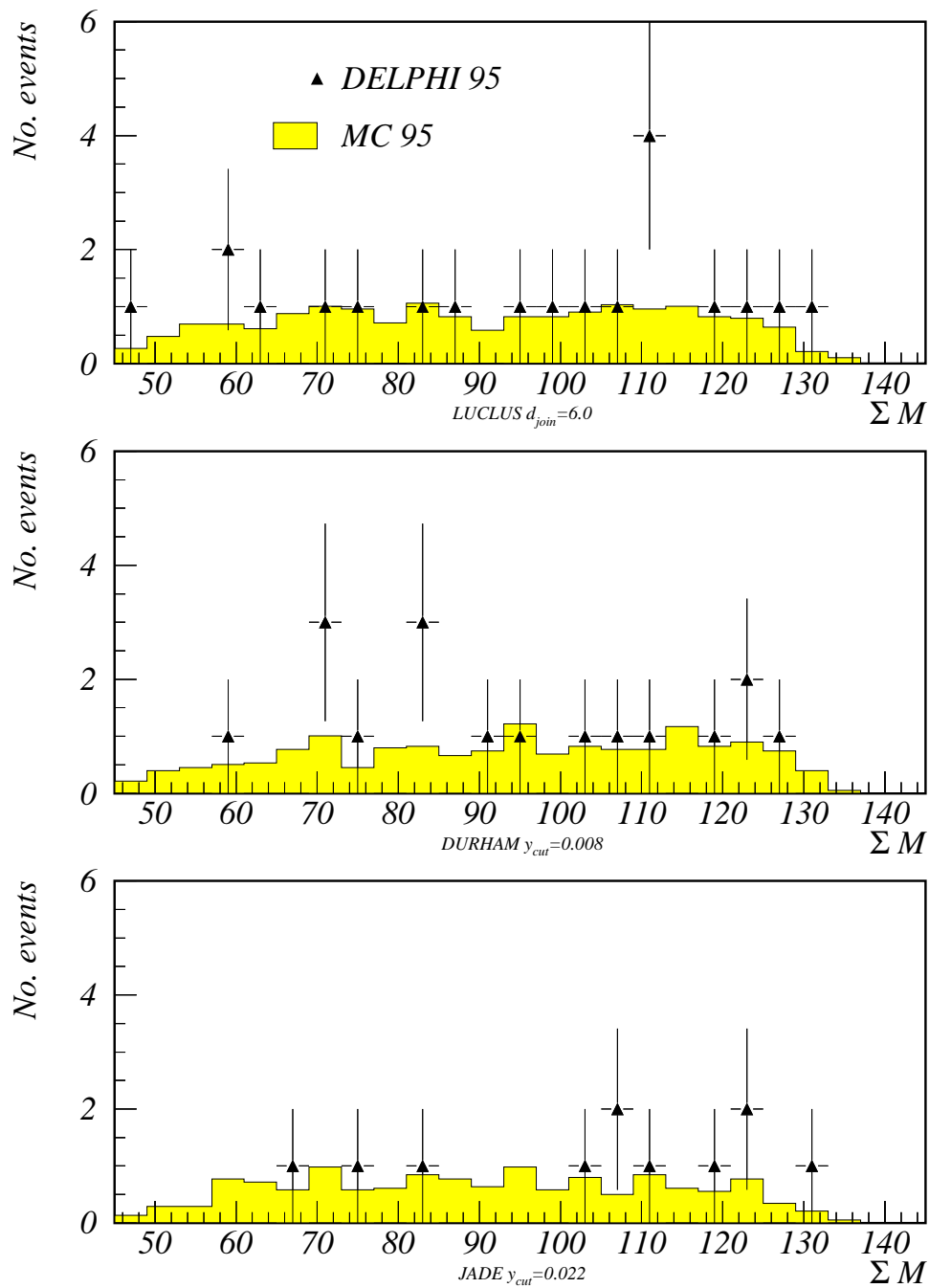


ABBILDUNG A.6: Verteilung der Summe der Dijet Massen ΣM , für die Clusteralgorithmen LUCLUS, DURHAM und JADE. Das Histogramm zeigt die Erwartung der QCD Simulation, die Dreiecke repräsentieren die DELPHI Daten des Jahres 1995.

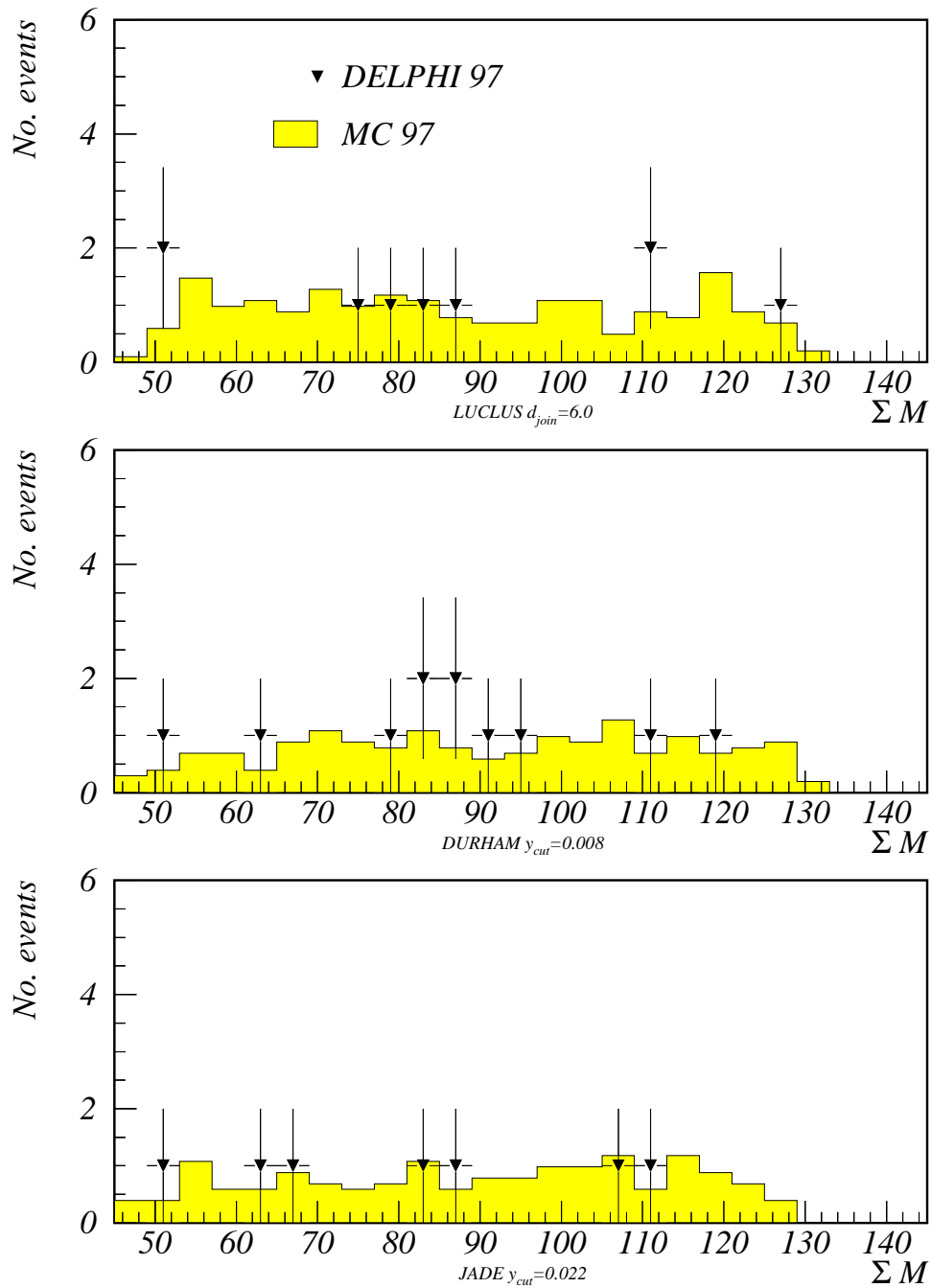


ABBILDUNG A.7: Verteilung der Summe der Dijet Massen ΣM , für die Clusteralgorithmen LUCCLUS, DURHAM und JADE. Das Histogramm zeigt die Erwartung der QCD Simulation, die Dreiecke repräsentieren die DELPHI Daten des Jahres 1997.

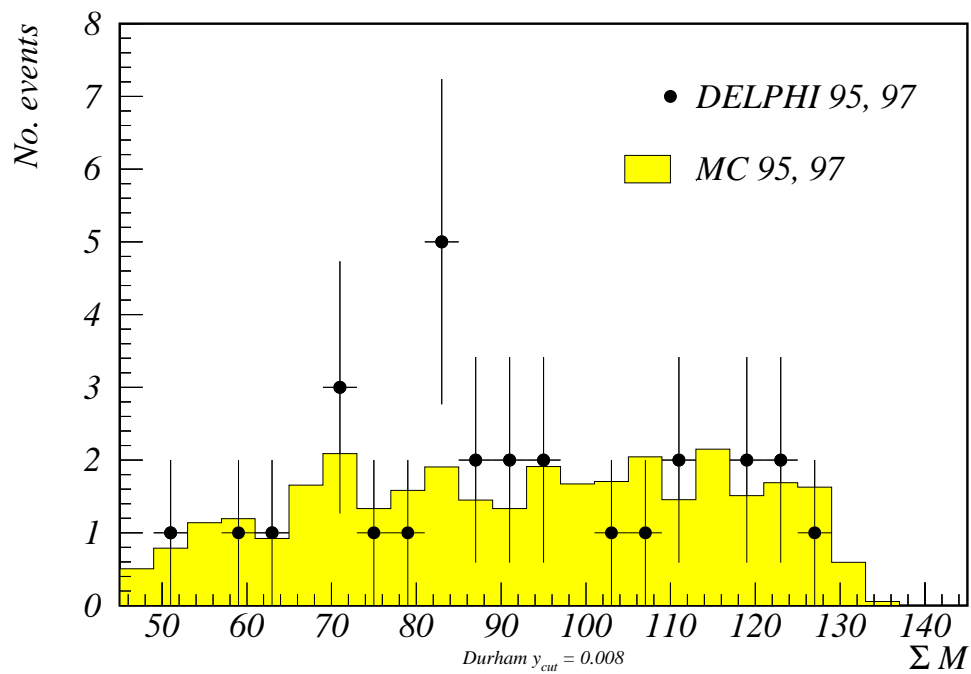


ABBILDUNG A.8: Verteilung der Summe der Dijet Massen ΣM , für den Clusteralgorithmus DURHAM. Das Histogramm zeigt die Erwartung der QCD Simulation, die Punkte repräsentieren die DELPHI Daten der Jahre 1995 und 1997.

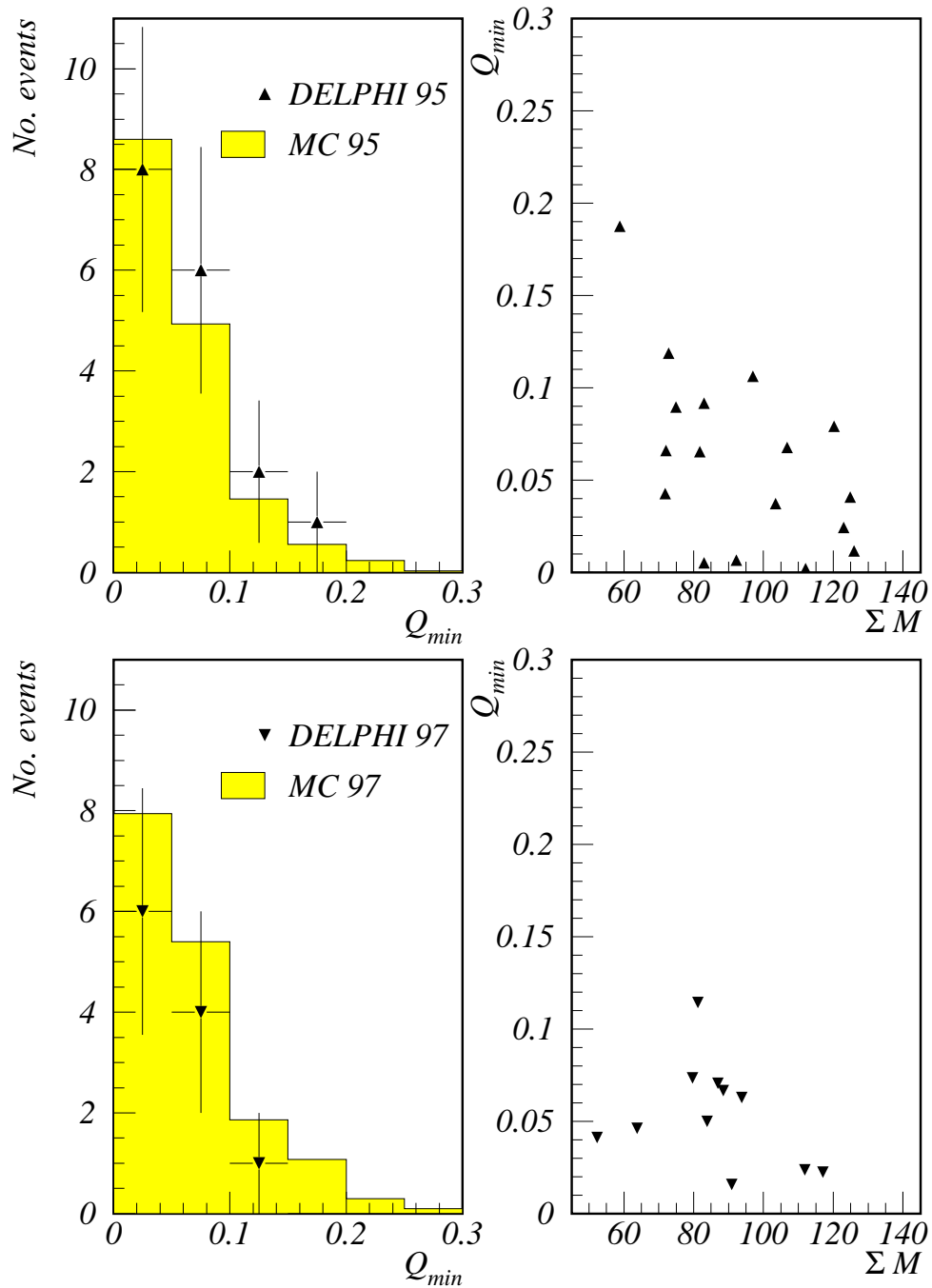


ABBILDUNG A.9: Verteilung der minimalen Jetladung Q_{\min} . Die linke Spalte zeigt den Vergleich der Messung (Dreiecke) mit der QCD Erwartung (schraffiertes Histogramm) für die Jahre 1995 und 1997. Die rechte Spalte zeigt für beide Jahrgänge die minimale Jetladung als Funktion der Dijetmasse Δm .

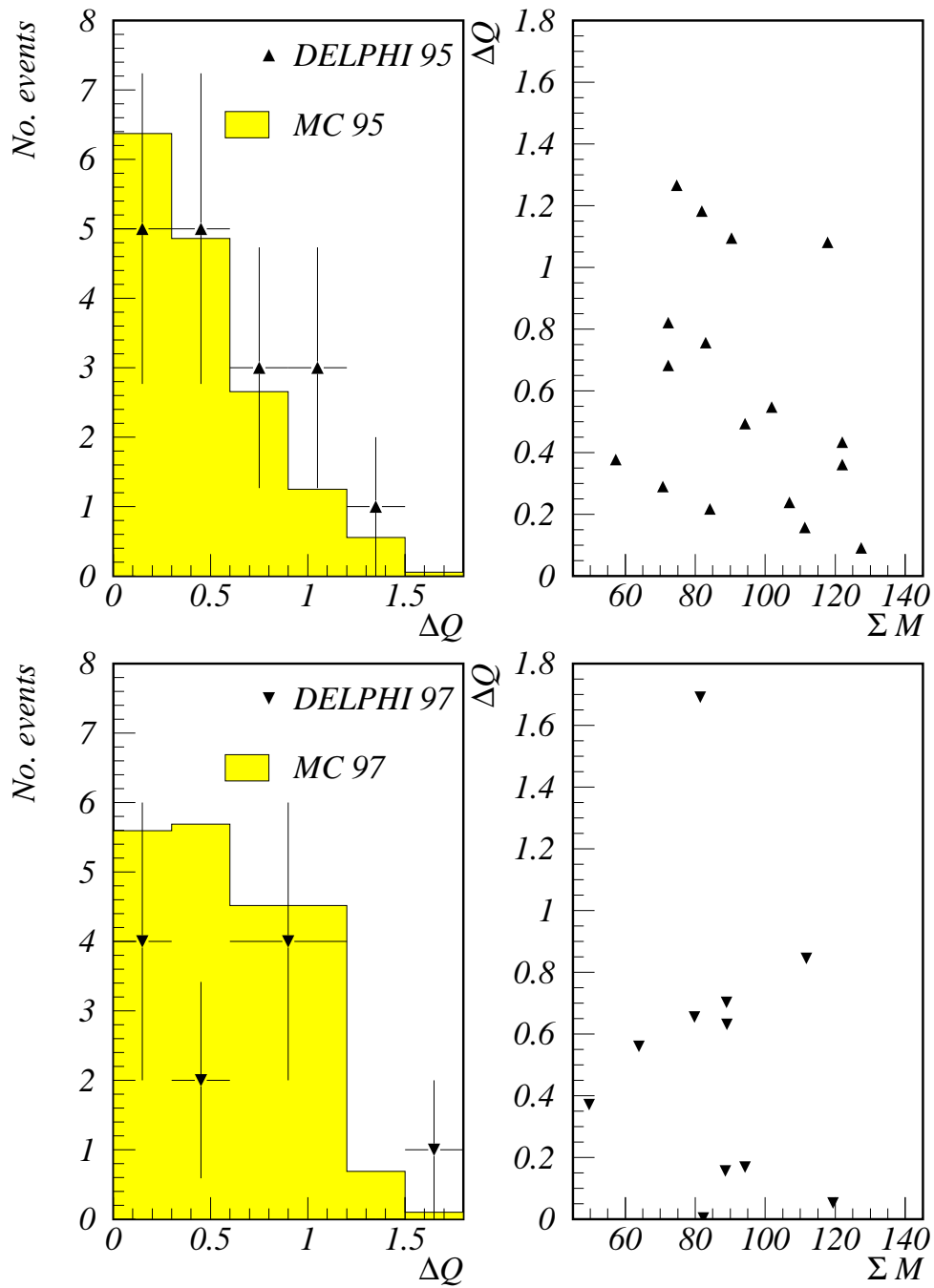


ABBILDUNG A.10: Verteilung der Ladungsseparation ΔQ . Die linke Spalte zeigt den Vergleich der Messung (Dreiecke) mit der QCD Erwartung (schraffiertes Histogramm) für die Jahre 1995 und 1997. Die rechte Spalte zeigt für beide Jahrgänge die Ladungsseparation als Funktion der Dijetmasse Δm .

A.6 Zusammenfassung und Interpretation

Die von dem ALEPH Experiment in 1995 beobachtete Vierjetanomalie [88] konnte von keinem der anderen Experimente verifiziert werden. Weder der Überschuß an Vierjetereignissen, noch ihre Akkumulation im Dijetmassenintervall um 105 GeV konnten bestätigt werden [89]. DELPHI hat in den Jetladungen keine Abweichungen von der Standardmodell Erwartung finden können [87].

Zur Klärung des Sachverhaltes wurden zunächst die von ALEPH gemessenen Ereignisse in Form von Vierervektoren an die anderen LEP Experimente weitergegeben. Nach vollzogener Detektorsimulation haben alle Experimente eine Anhäufung von Vierjetereignissen um $\Sigma M \simeq 105 \text{ GeV}$, mit vergleichbarer Auflösung in den ALEPH Pseudodaten gefunden. Alle Detektoren hätten ein vermeindliches Signal beobachten können.

Der ALEPH Überschuß war so groß, daß auch unter Kombination aller vier LEP Experimente ein signifikantes Signal blieb (Abbildung A.4).

Aus diesem Grund wurde im Jahr 1997 die Datennahme bei 183 GeV unterbrochen und die Messung bei 133 GeV wiederholt. In den neuen 133 GeV Daten des Jahres 1997 fand keines der LEP Experimente einen Überschuß an Vierjetereignissen. Abbildung A.11 zeigt das Ergebnis der LEP Arbeitsgruppe, die Verteilung der Dijetmasse aus den Daten des Jahres 1995 und 1997 unter Kombination aller vier LEP Experimente. Die Anzahl der beobachteten Vierjetereignisse der 1997er Datennahme stimmt gut mit der Standardmodellerwartung überein, es findet sich keine Häufung von Ereignissen in einzelnen ΣM Bereichen.

Die ALEPH Kollaboration fand keine Erklärung für die vermeindliche Fehlmessung des Jahres 1995. In der zusammenfassenden Veröffentlichung [94] heißt es:

„We have found no other explanation for the earlier reportet “four jet anomaly” than a statistical fluctuation.“

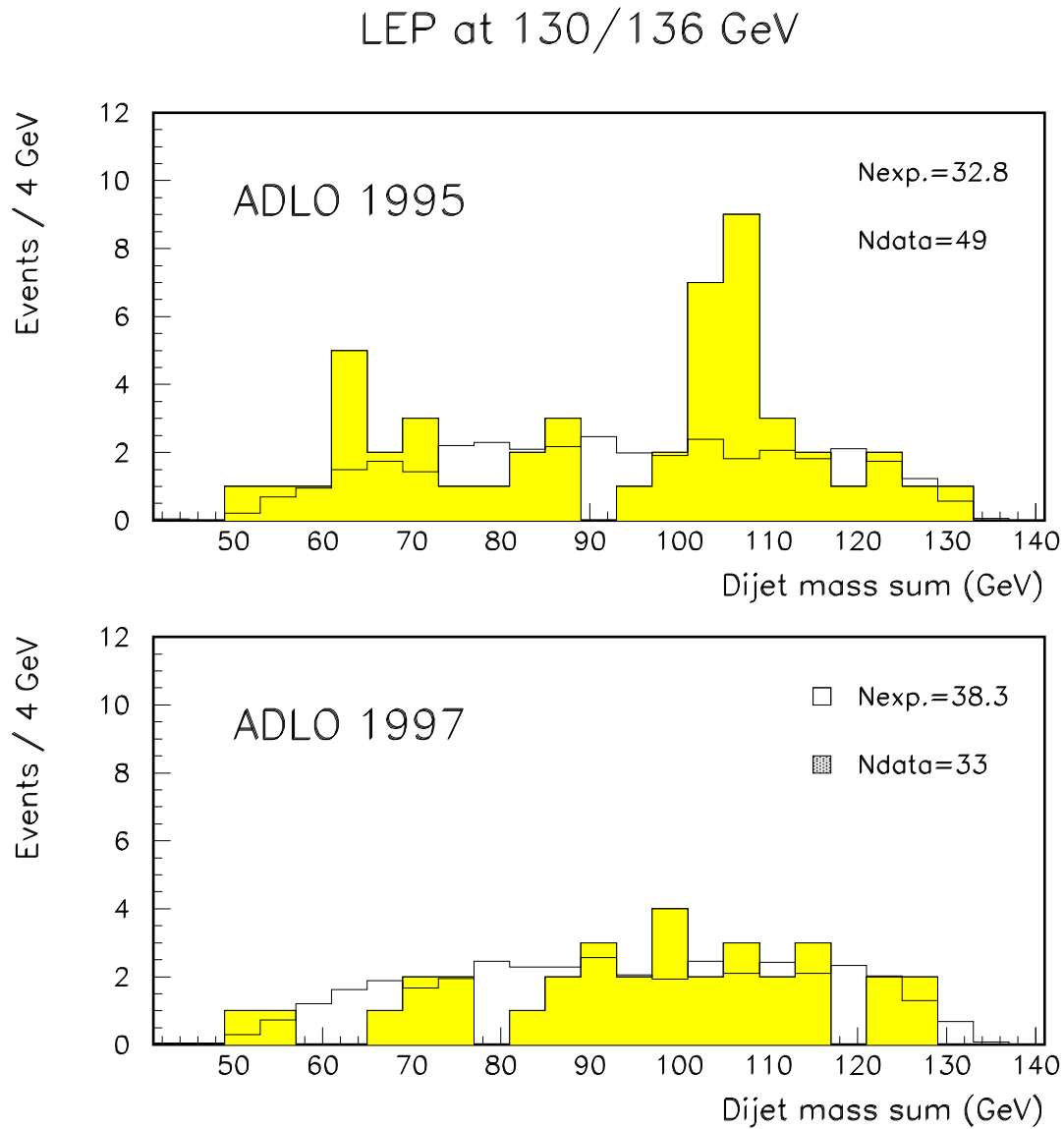


ABBILDUNG A.11: Verteilung der Dijetmasse ΣM aus den zusammengefaßten 133 GeV Daten aller vier LEP Experimente (ADLO) der Jahre 1995 und 1997. Der schraffierte Bereich zeigt die Messung der LEP Daten, das Histogramm die Erwartung der QCD Simulation

Anhang B

Abbildungen der Ereignisformobservablen und Jetraten

Lots of plots ...

B.1 Rekonstruierte Schwerpunktenergie $\sqrt{s'}$

Die folgenden Abbildungen zeigen die mit SPRIME+ [55, 56] rekonstruierte Schwerpunktenergie $\sqrt{s'}$ für Schwerpunktenergien ab 133 GeV. Die Datenpunkte entsprechen der Messung nach Spur- und Ereignisschnitten (Tabellen 5.2 und 5.3), aber vor Schnitten auf radiative Ereignisse und auf Ereignisse mit Bosonpaarbildung (Tabellen 5.5 und 5.4). Die gezeigten Fehlerbalken entsprechen statistischen Fehlern. Das schraffierte Histogramm ist die QCD Simulation mit PYTHIA, das graue Histogramm die Simulation von Ereignissen der Bosonpaarbildung mit EXCALIBUR. Die Histogrammlinie entspricht der Summe der Simulationen.

Der Schnitt in $\sqrt{s'}$ wird bei 90% der nominellen Schwerpunktenergie vorgenommen.

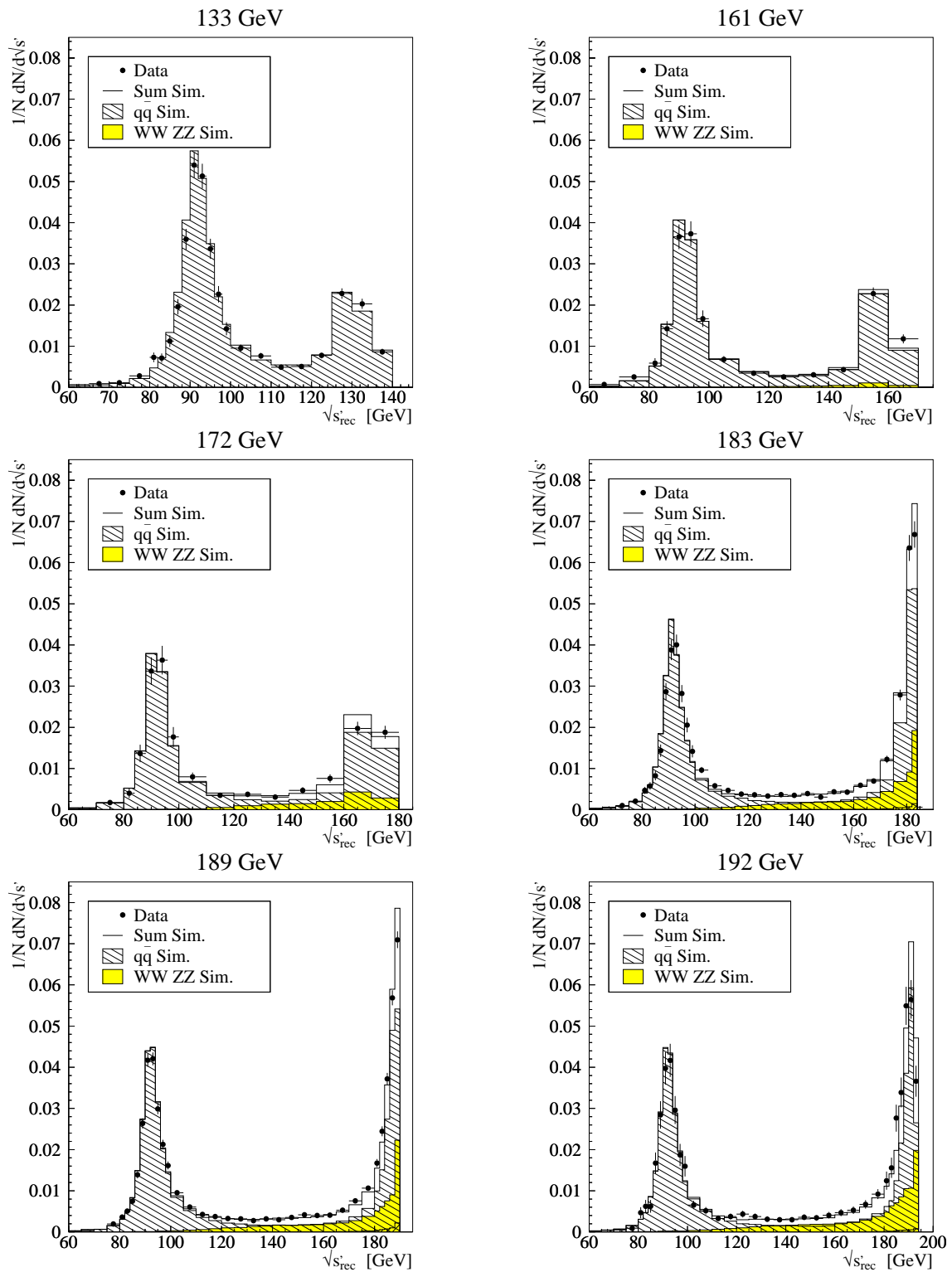


ABBILDUNG B.1: Rekonstruierte Schwerpunktennergie \sqrt{s}_{rec} im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

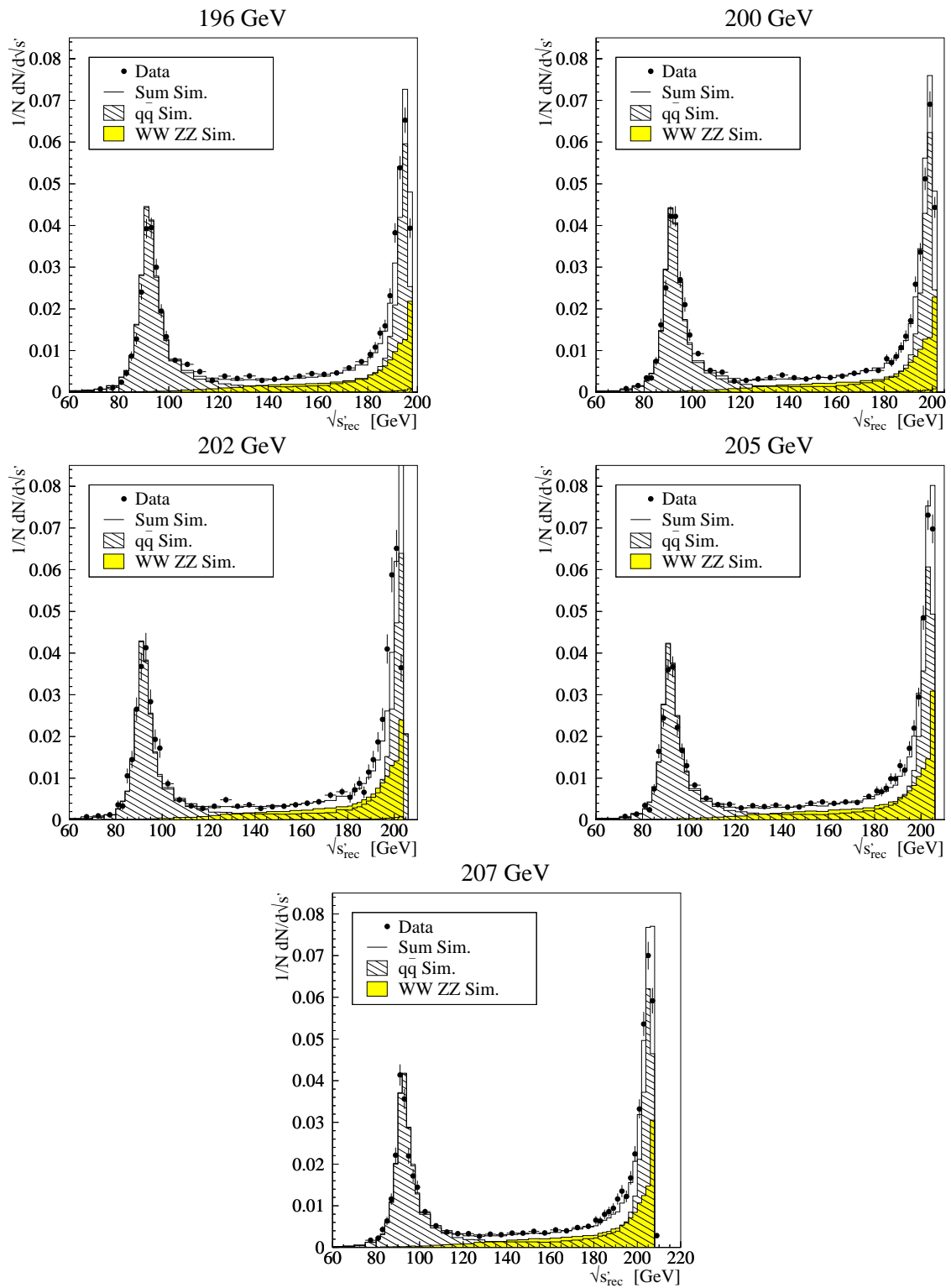


ABBILDUNG B.2: Rekonstruierte Schwerpunktenergie $\sqrt{s'}$ im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

B.2 Selektionsvariable D^2

Die folgenden Abbildungen zeigen die Diskriminanzvariable zur Unterdrückung von Ereignissen der Bosonpaarproduktion, die Selektionsvariable D^2 (Gleichung 5.1) für Schwerpunktenergien ab 161 GeV. Die Datenpunkte entsprechen der Messung nach Spur- und Ereignisschnitten (Tabellen 5.2 und 5.3), aber vor Schnitten auf radiative Ereignisse und auf Ereignisse mit Bosonpaarbildung (Tabellen 5.5 und 5.4). Die gezeigten Fehlerbalken entsprechen statistischen Fehlern. Das schraffierte Histogramm ist die QCD Simulation mit PYTHIA, das graue Histogramm die Simulation von Ereignissen der Bosonpaarbildung mit EXCALIBUR. Die Histogrammlinie entspricht der Summe der Simulationen.

Der Schnitt in D^2 wird, unabhängig von der Schwerpunktenergie, bei $D^2 > 900 \text{ GeV}^2$ vorgenommen.

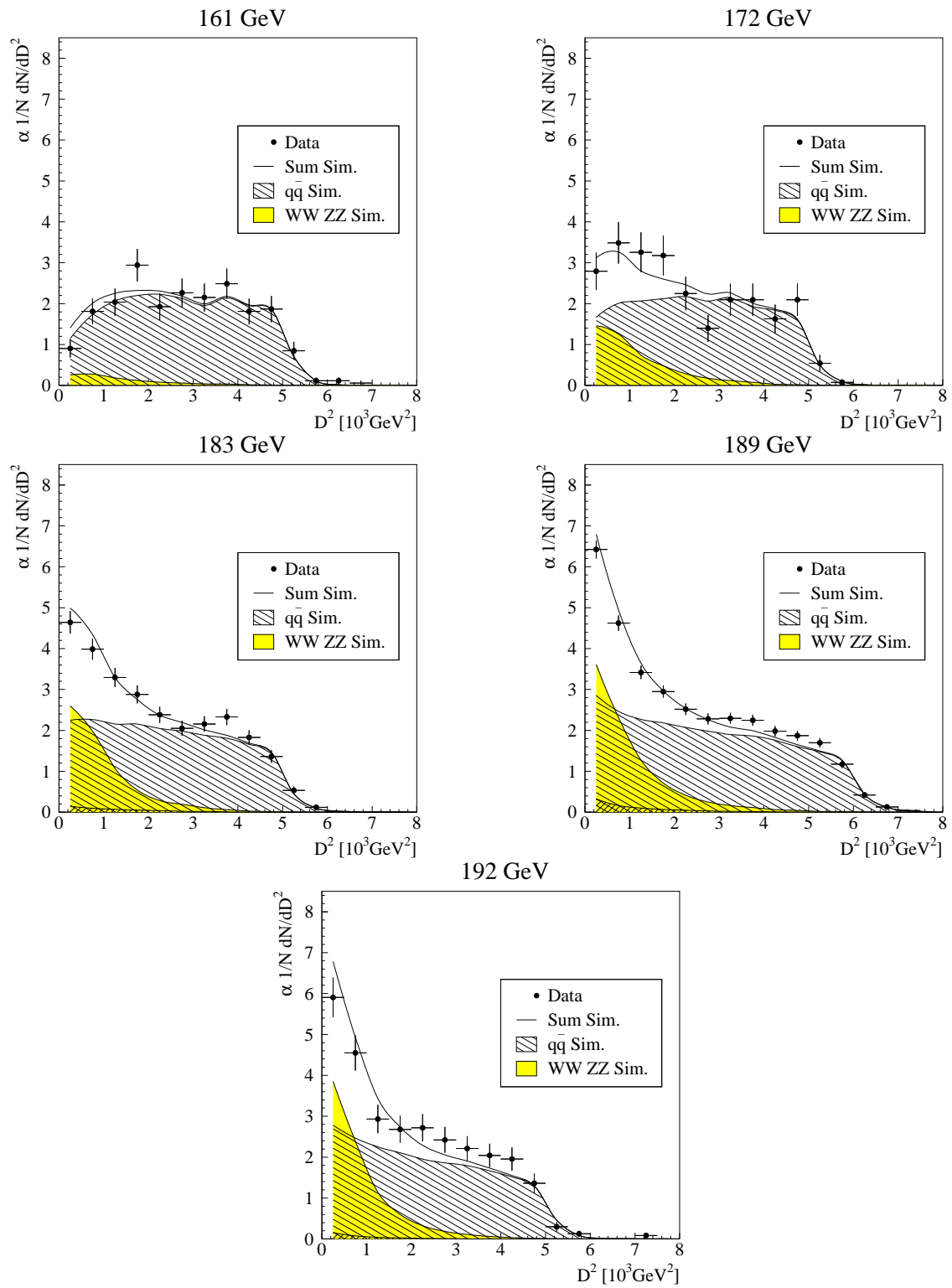


ABBILDUNG B.3: Selektionsvariable D^2 im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

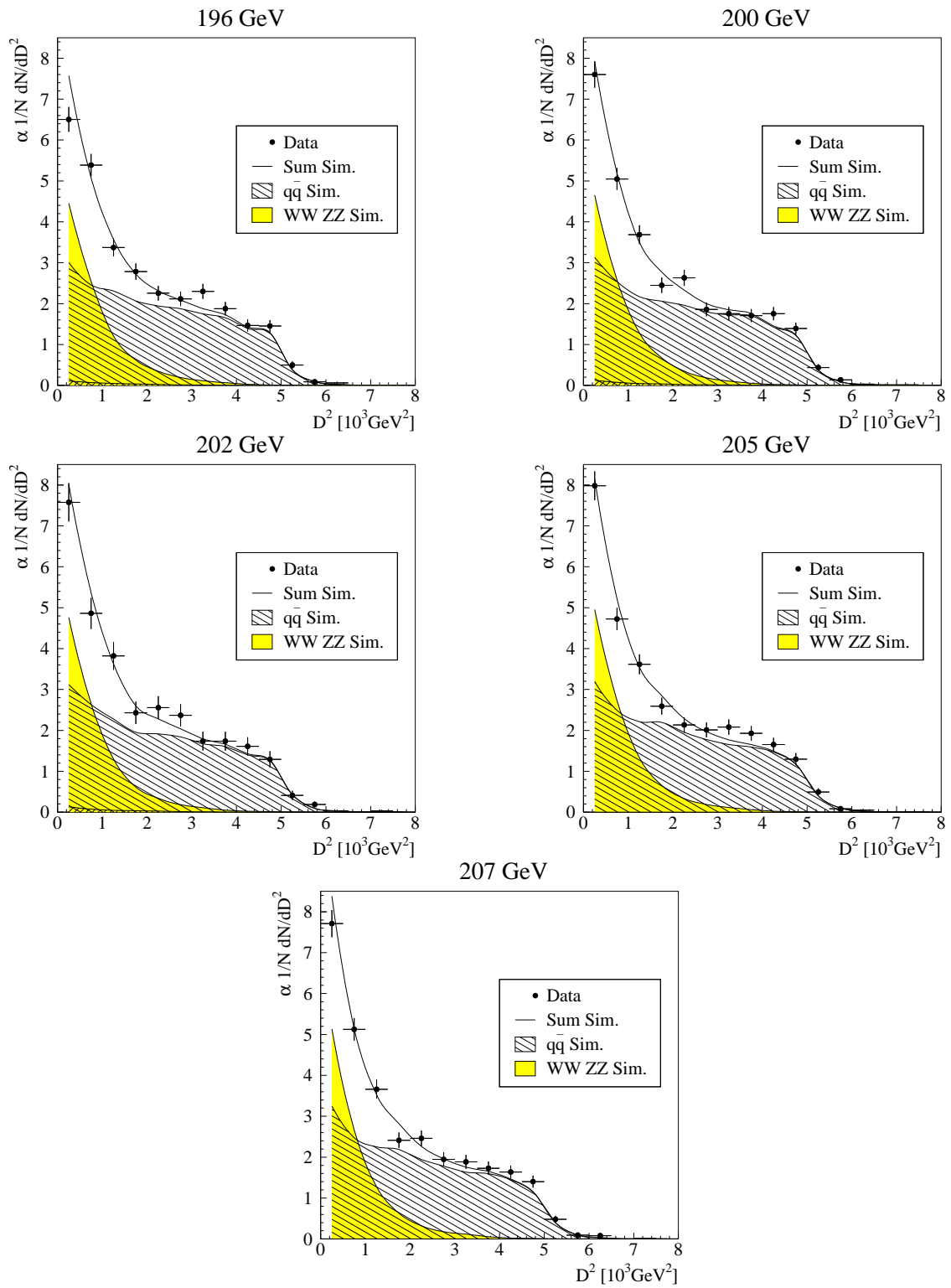


ABBILDUNG B.4: Selektionsvariable D^2 im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

B.3 Inklusive Vierjetraten

Die folgenden Abbildungen zeigen die inklusive Vierjetrate R_4 (Gleichung 5.5) für die Algorithmen JADE, DURHAM und CAMBRIDGE für Schwerpunktenergien ab 161 GeV. Die Datenpunkte entsprechen der Messung nach Spur- und Ereignisschnitten (Tabellen 5.2 und 5.3), aber vor Schnitten auf radiative Ereignisse und auf Ereignisse mit Bosonpaarbildung (Tabellen 5.5 und 5.4). Die gezeigten Fehlerbalken entsprechen statistischen Fehlern. Das schraffierte Histogramm ist die QCD Simulation mit PYTHIA, das graue Histogramm die Simulation von Ereignissen der Bosonpaarbildung mit EXCALIBUR. Die Histogrammlinie entspricht der Summe der Simulationen.

Beim Vergleich von Messung und Simulation ist die hohe Korrelation benachbarter y_{cut} -Intervalle zu beachten.

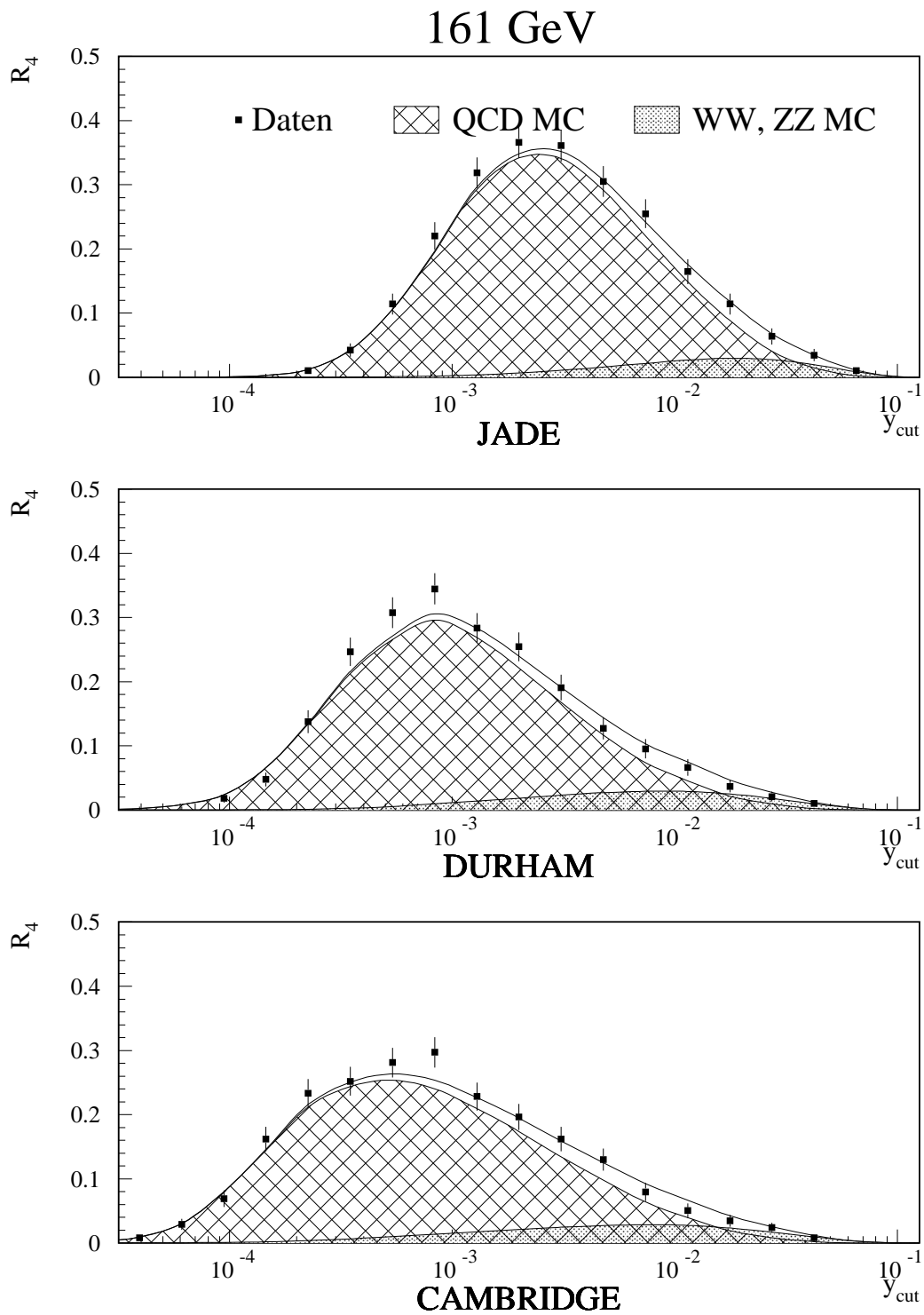


ABBILDUNG B.5: Messung der integrierten Vierjetraten bei 161 GeV im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

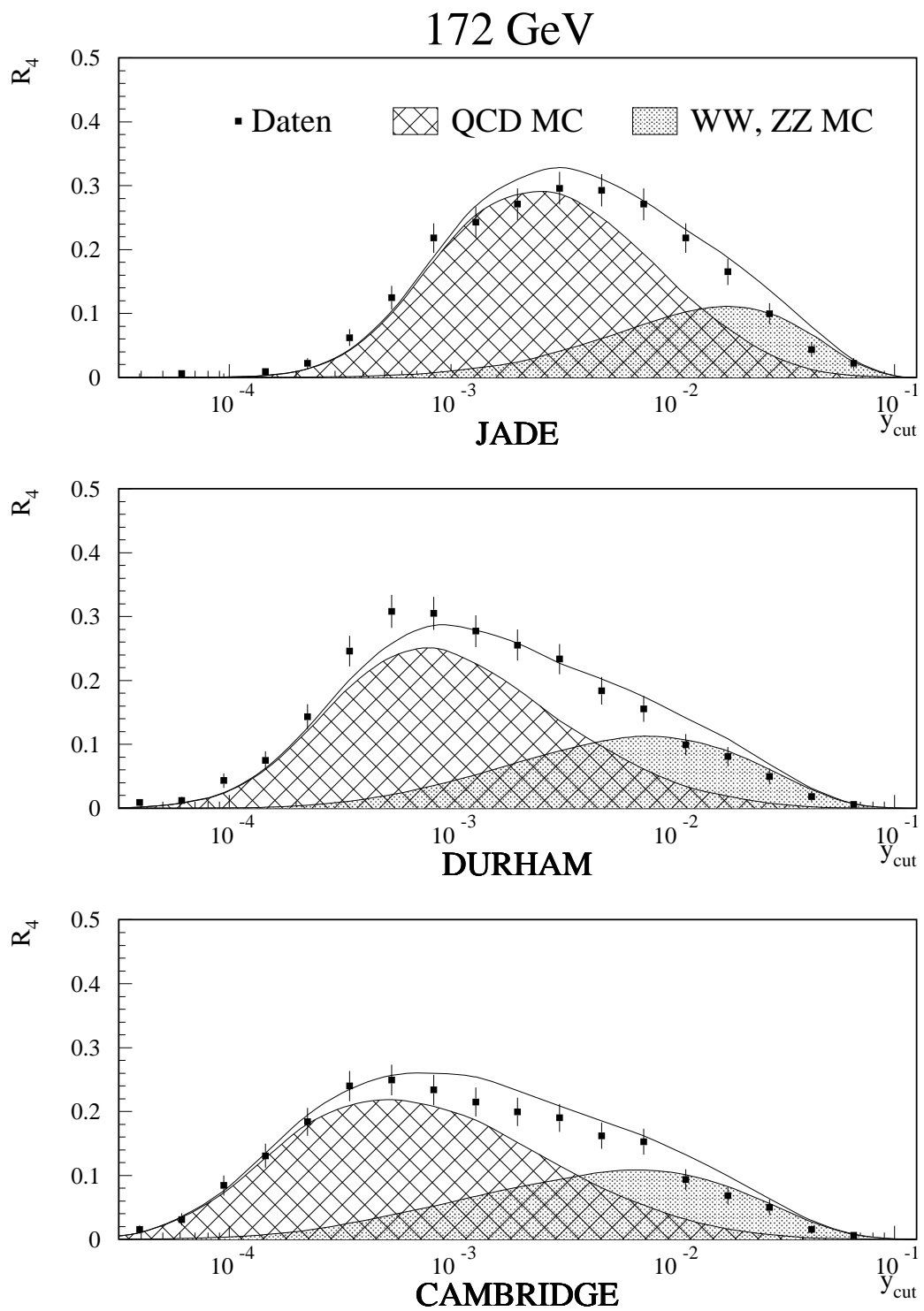


ABBILDUNG B.6: Messung der integrierten Vierjetraten bei 172 GeV im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

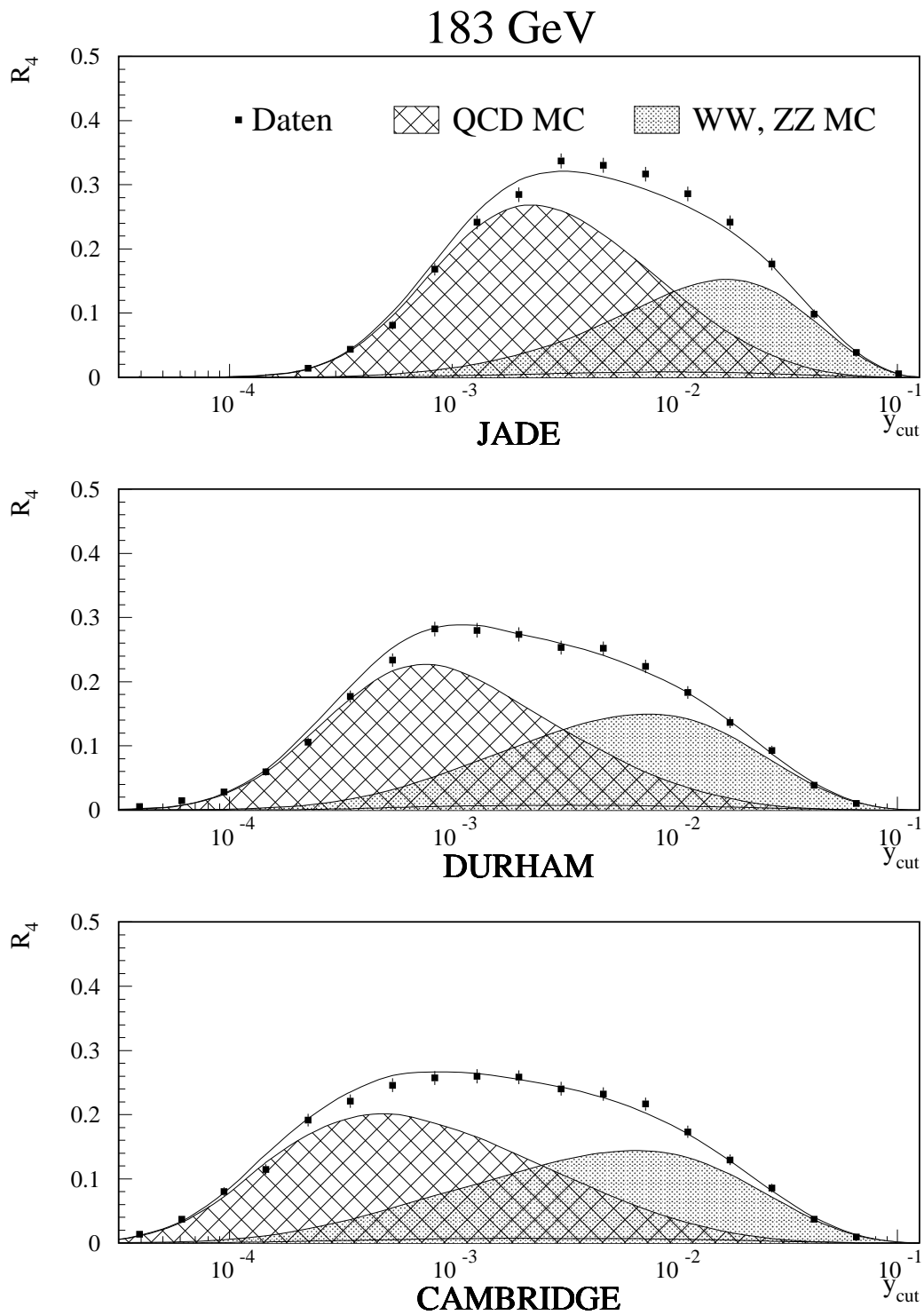


ABBILDUNG B.7: Messung der integrierten Vierjetraten bei 183 GeV im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

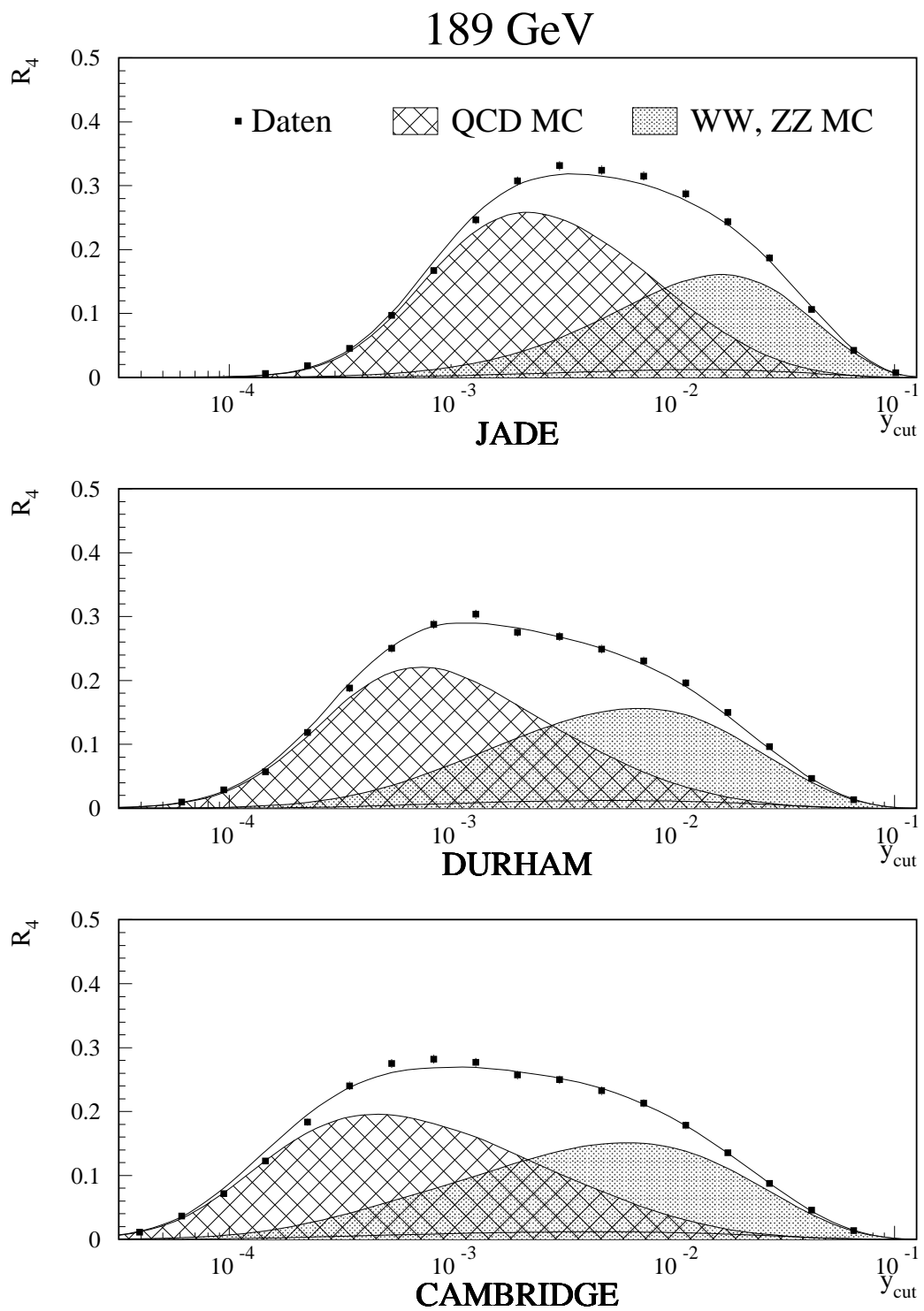


ABBILDUNG B.8: Messung der integrierten Vierjetraten bei 189 GeV im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

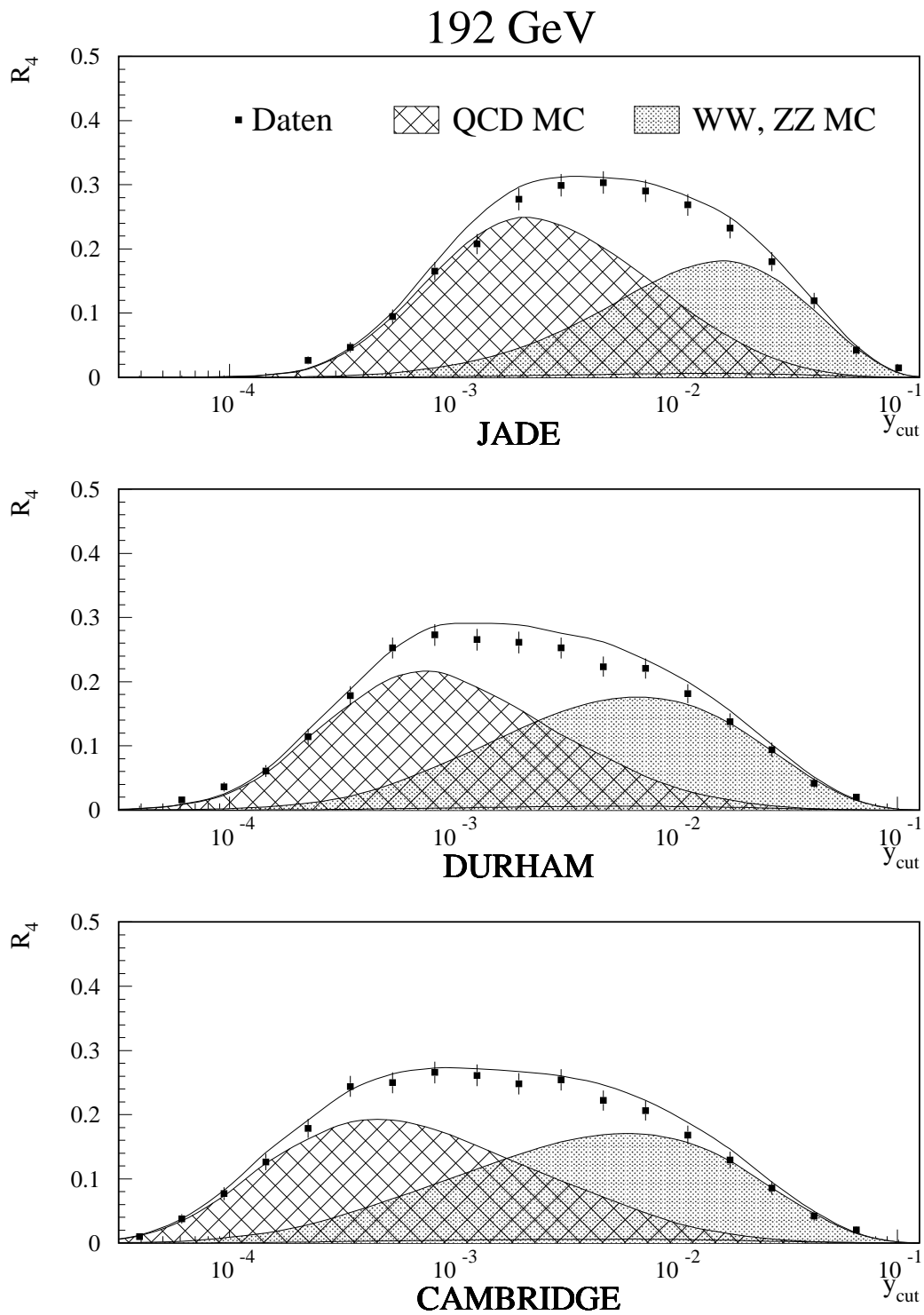


ABBILDUNG B.9: Messung der integrierten Vierjetraten bei 192 GeV im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

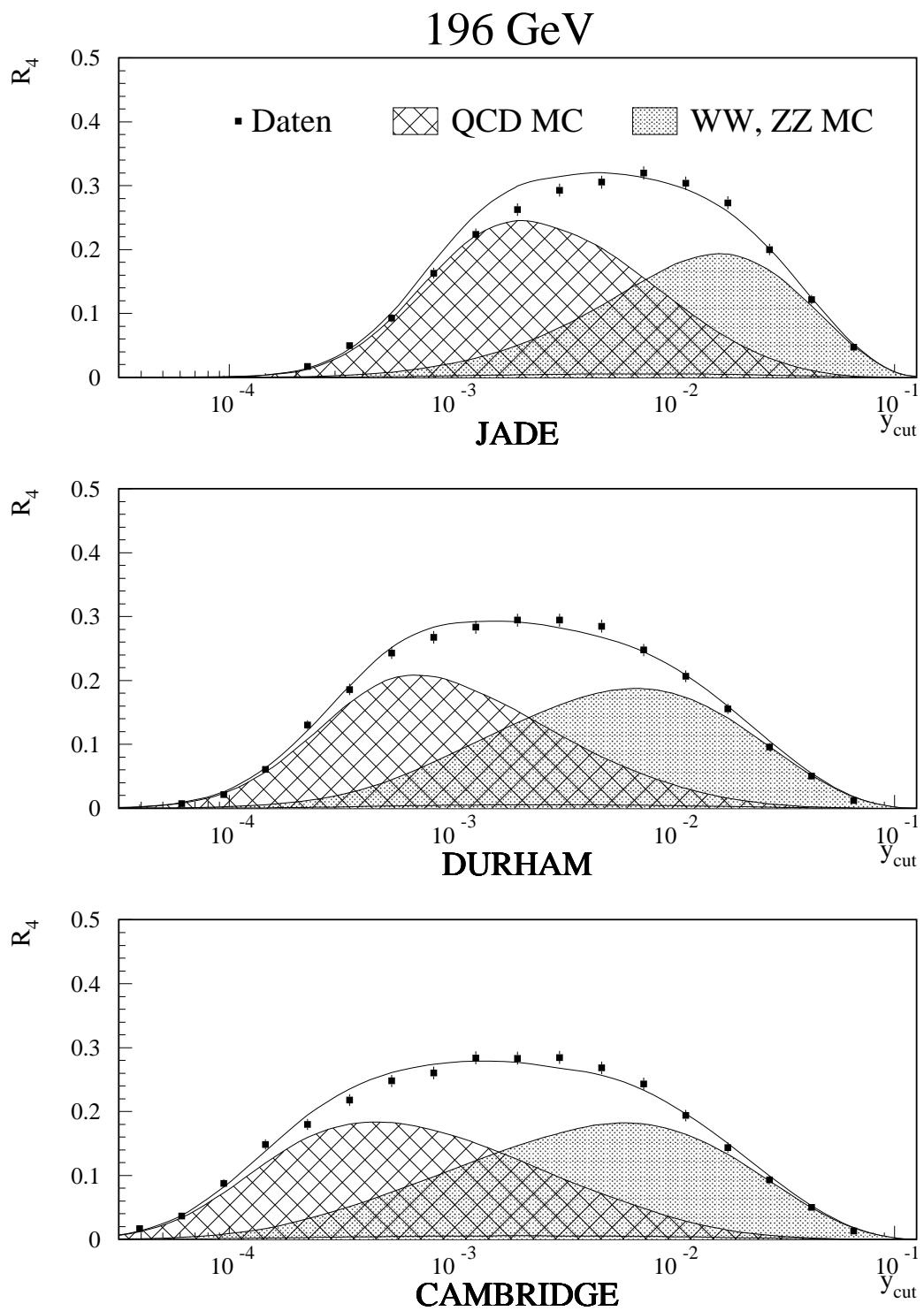


ABBILDUNG B.10: Messung der integrierten Vierjetraten bei 196 GeV im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

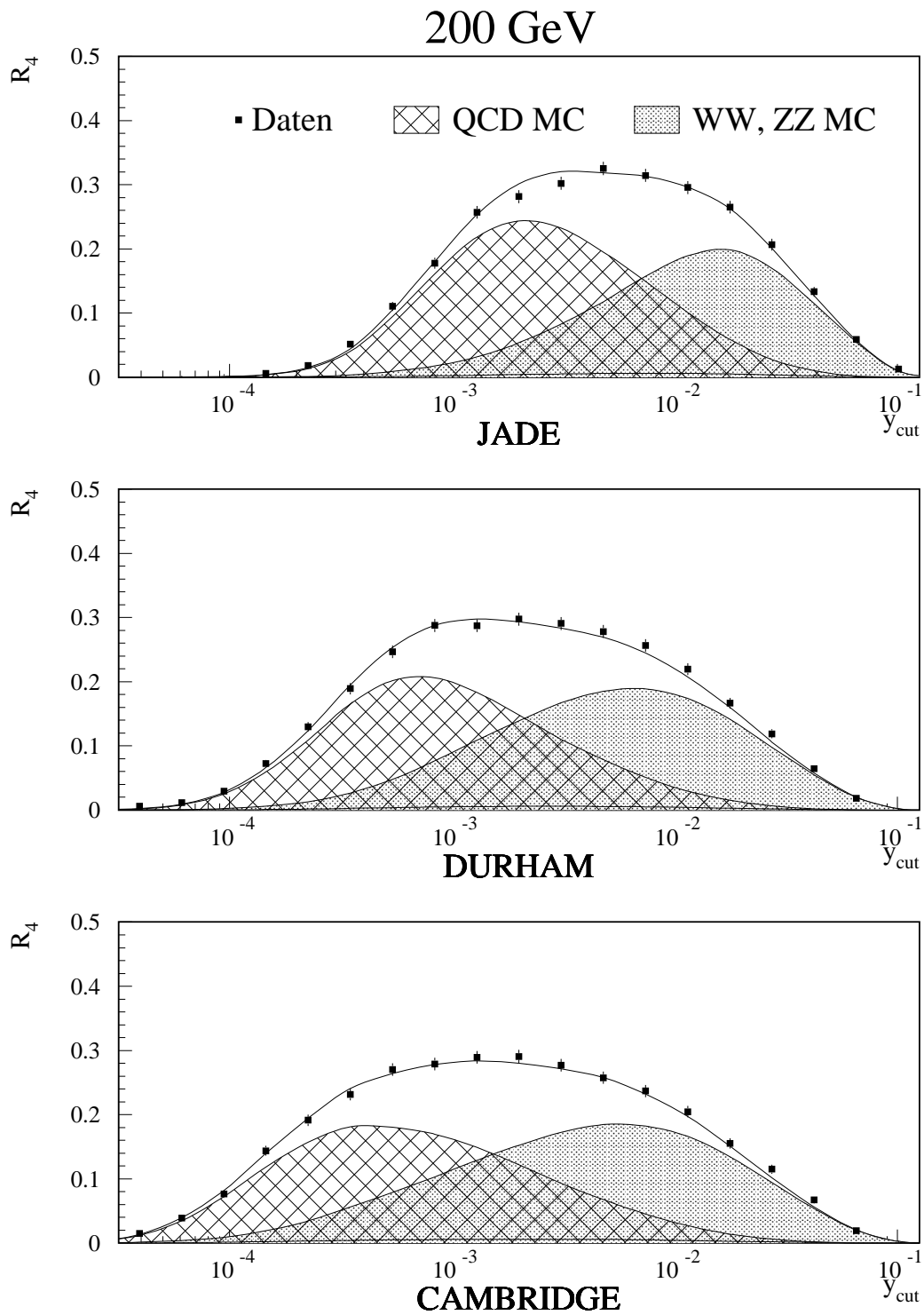


ABBILDUNG B.11: Messung der integrierten Vierjetraten bei 200 GeV im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

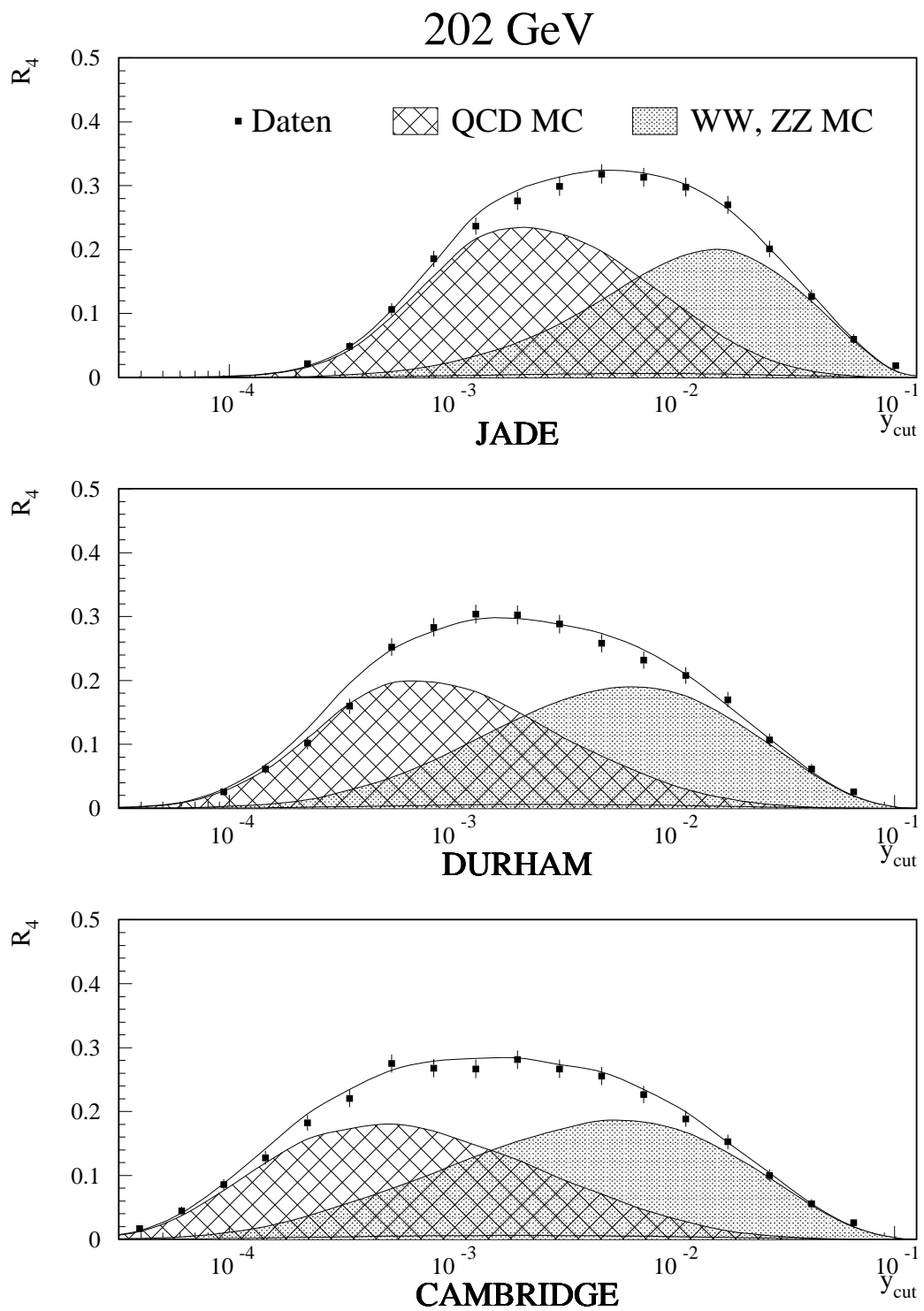


ABBILDUNG B.12: Messung der integrierten Vierjetraten bei 202 GeV im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

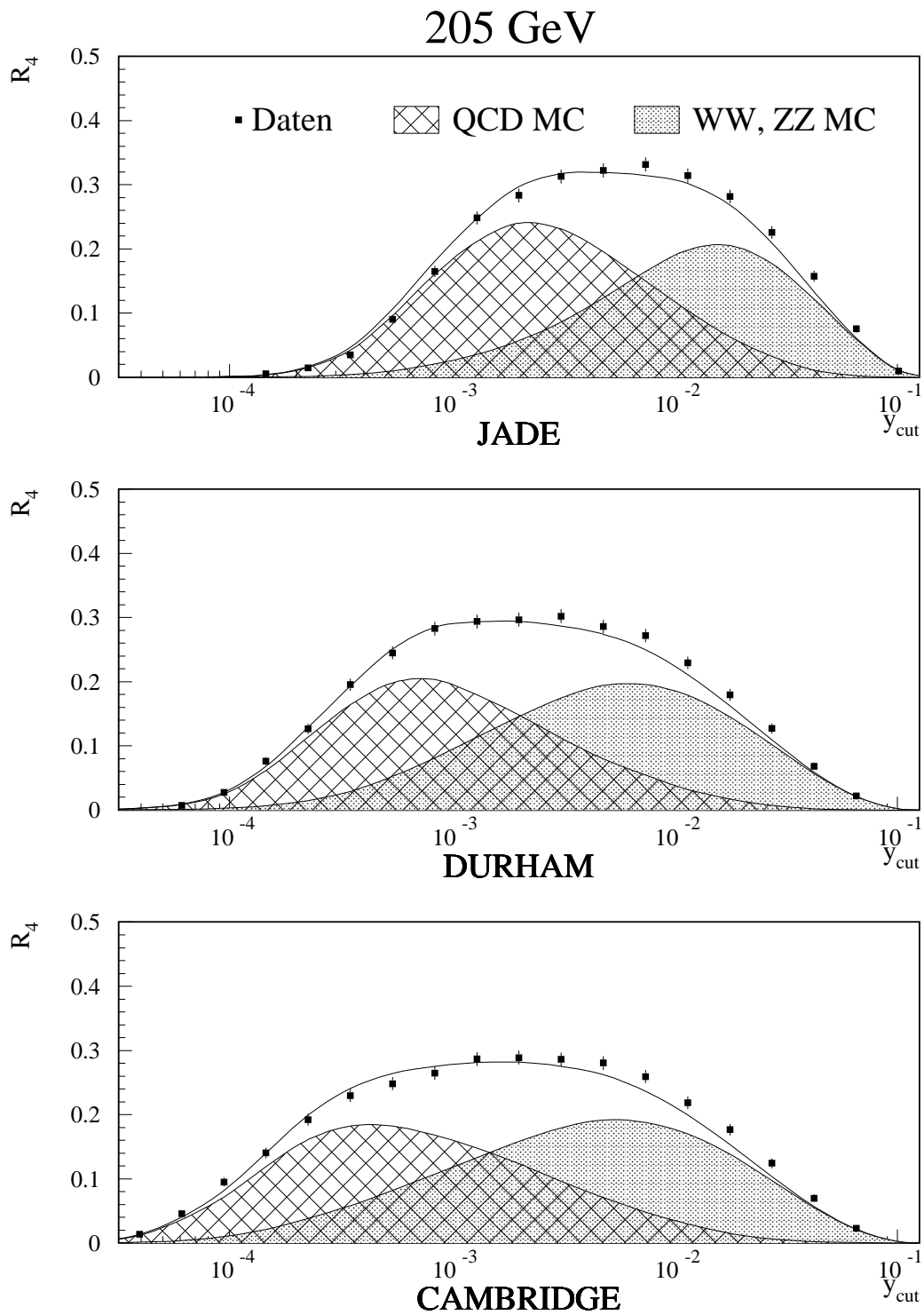


ABBILDUNG B.13: Messung der integrierten Vierjetraten bei 205 GeV im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

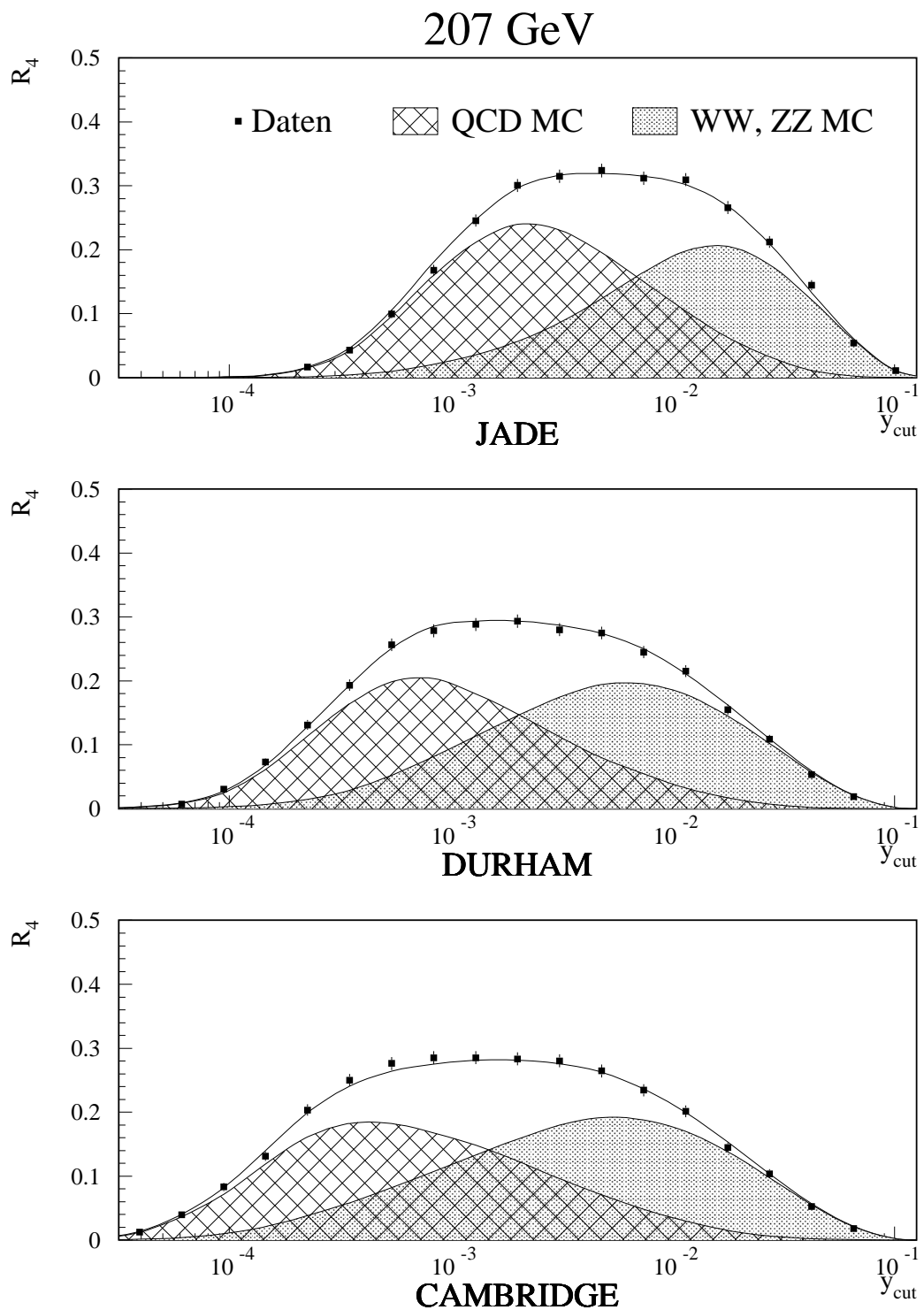


ABBILDUNG B.14: Messung der integrierten Vierjetraten bei 207 GeV im Vergleich mit der Simulation der beteiligten Prozesse.

B.4 Jetraten

Die folgenden Abbildungen zeigen die Zwei-, Drei-, Vier- und Fünfjetrate aus QCD Ereignissen ($e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}$) für die Algorithmen JADE, DURHAM, CAMBRIDGE und für alle analysierten Schwerpunktenergien von 89 GeV bis 207 GeV. Die Datensymbole entsprechen der Messung und ihren statistischen Fehlern nach allen Ereignisschnitten und Korrekturen. Die Histogrammlinien entsprechen der QCD Simulation mit PYTHIA.

Beim Vergleich von Messung und Simulation ist die hohe Korrelation benachbarter y_{cut} -Intervalle zu beachten.

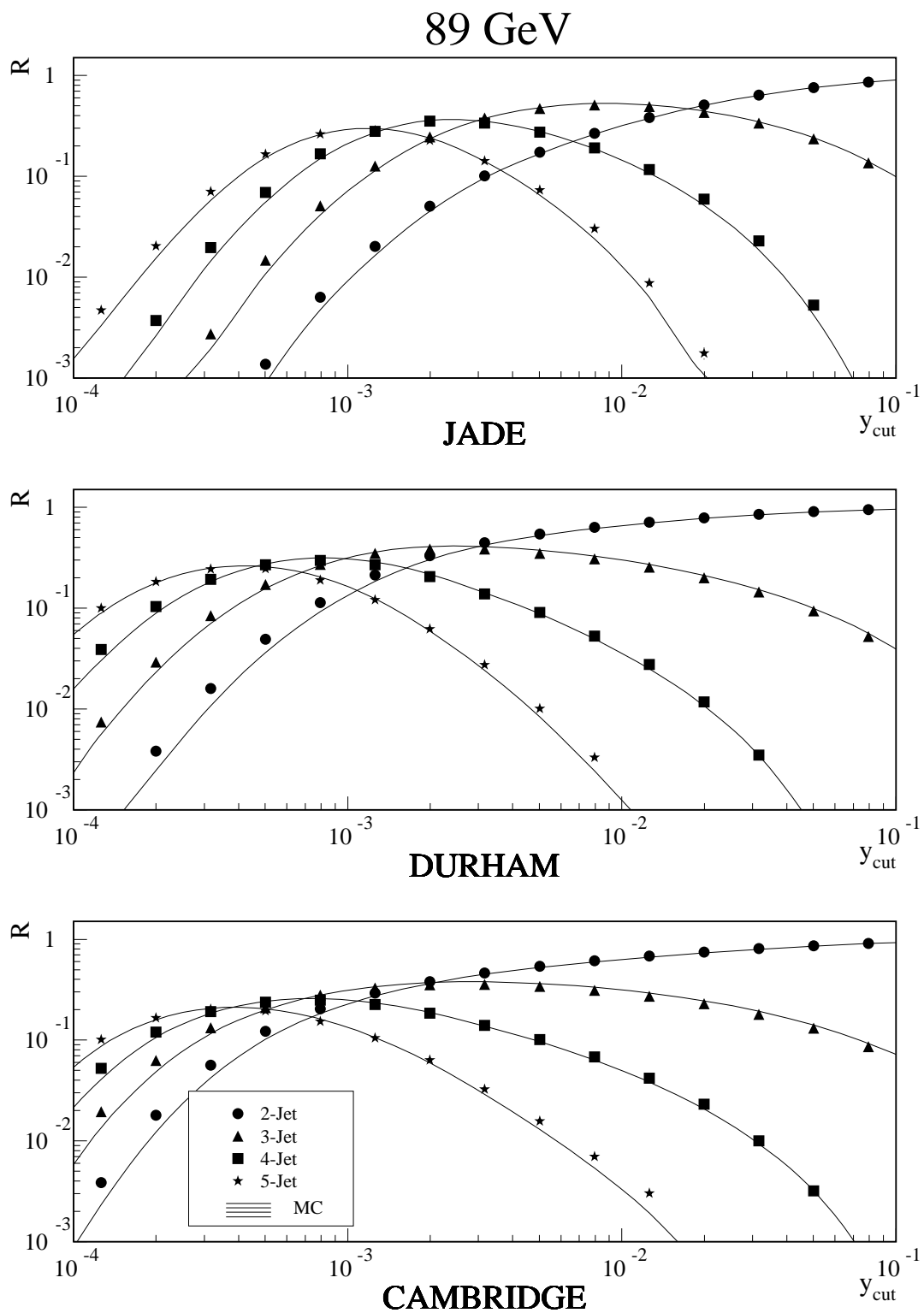


ABBILDUNG B.15: Messung der integrierten n -Jetraten im Vergleich mit der QCD Simulation bei 89 GeV.

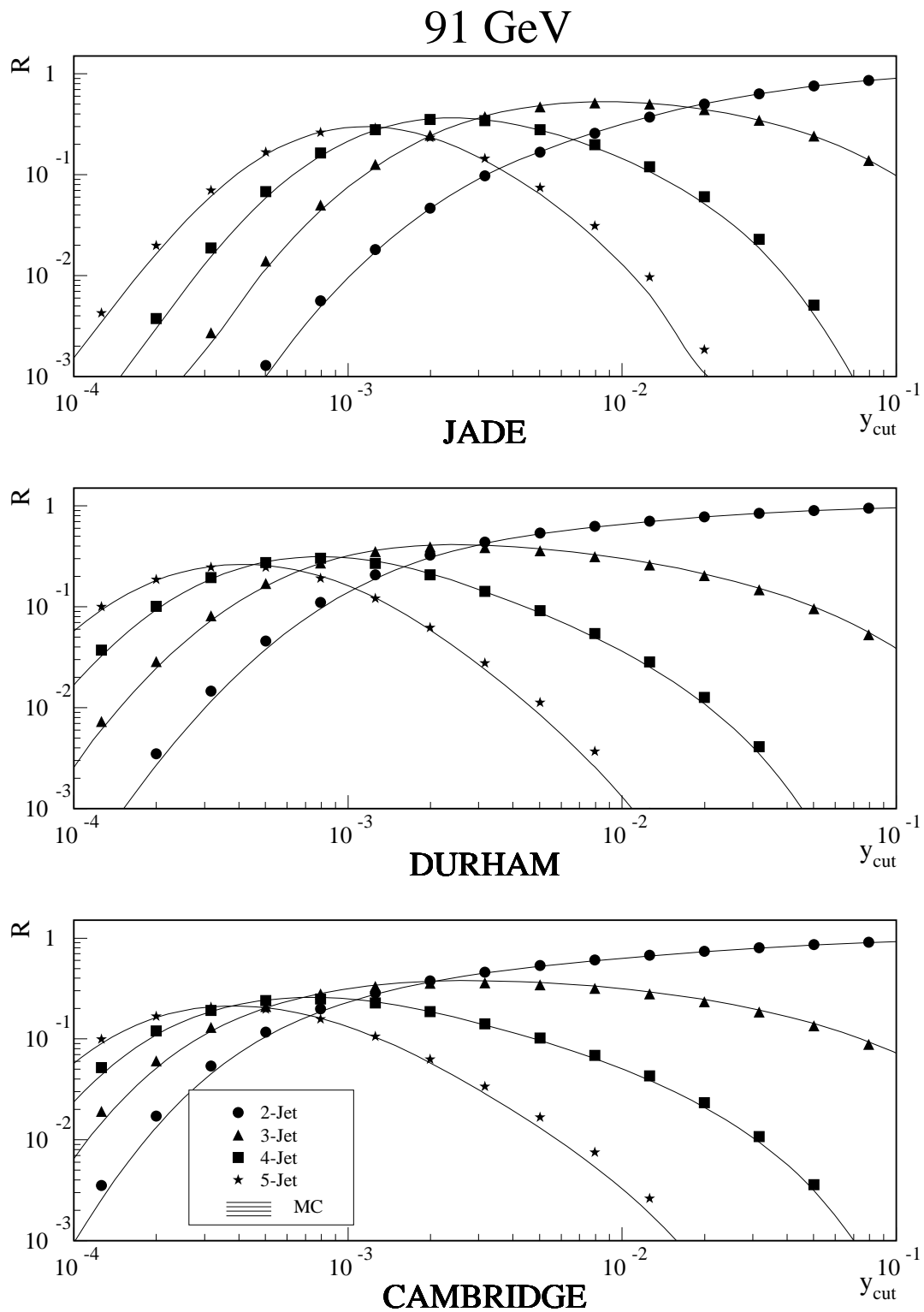


ABBILDUNG B.16: Messung der integrierten n -Jetraten im Vergleich mit der QCD Simulation bei 91 GeV.

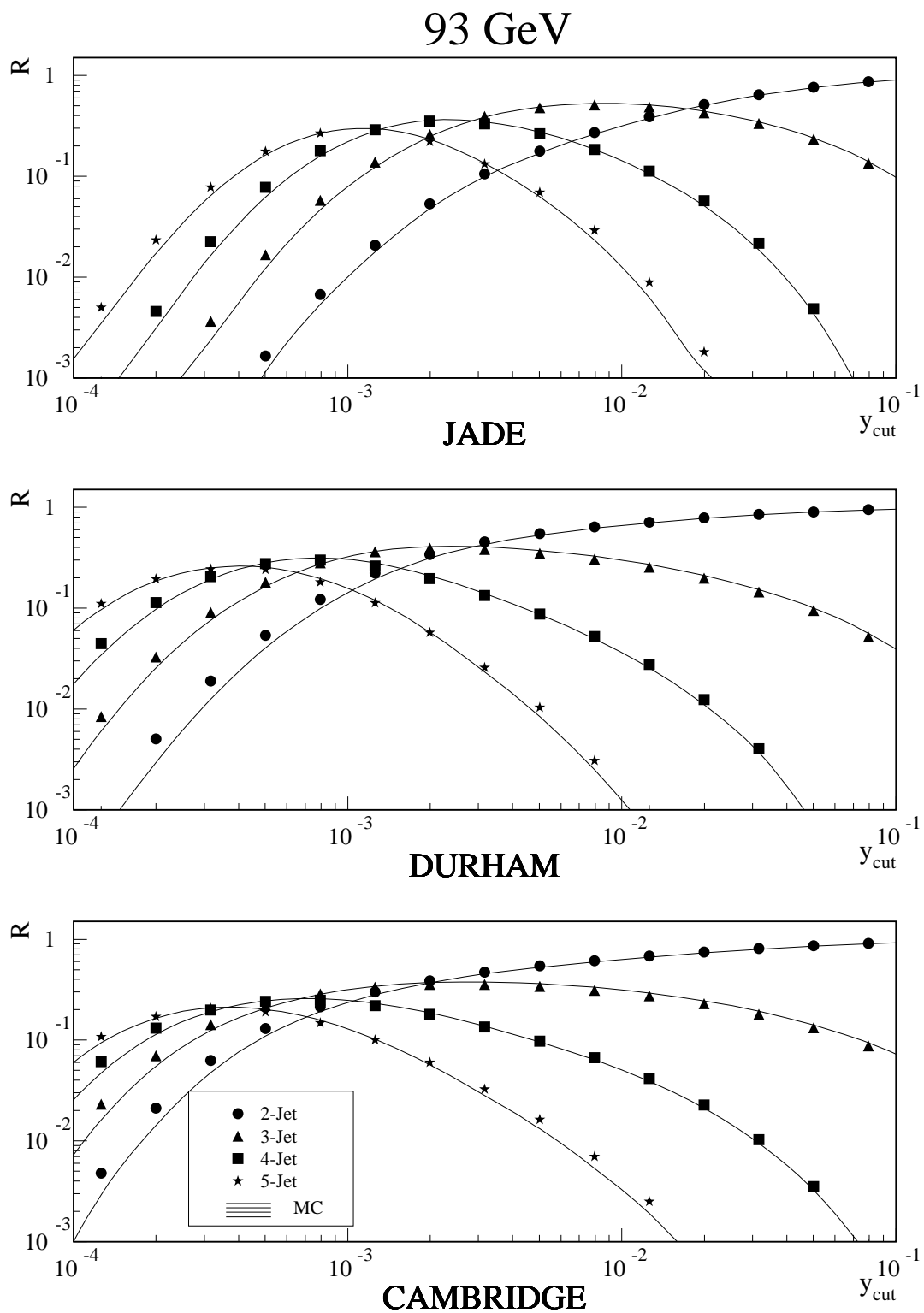


ABBILDUNG B.17: Messung der integrierten n -Jetraten im Vergleich mit der QCD Simulation bei 93 GeV.

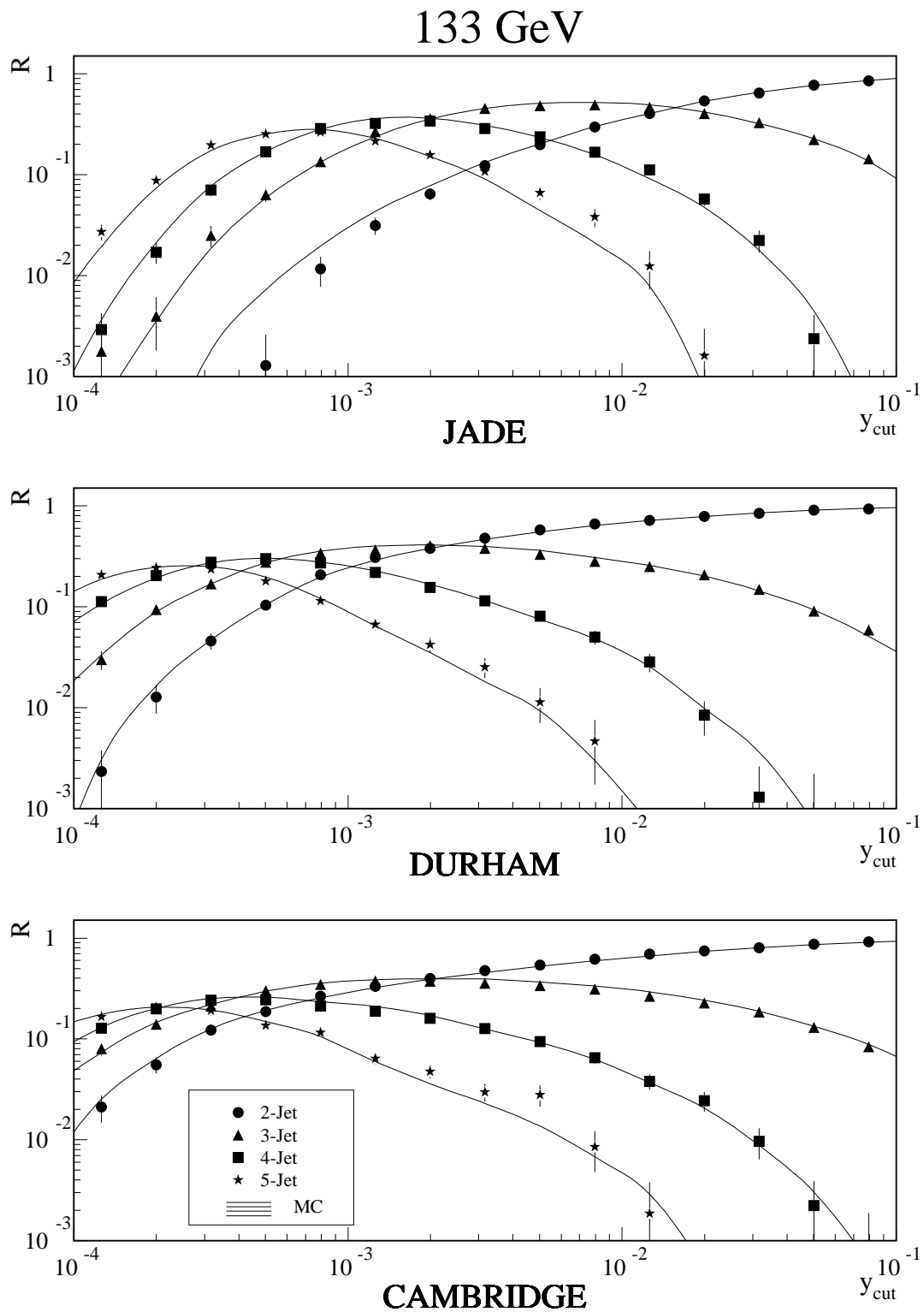


ABBILDUNG B.18: Messung der integrierten n -Jetraten im Vergleich mit der QCD Simulation bei 133 GeV.

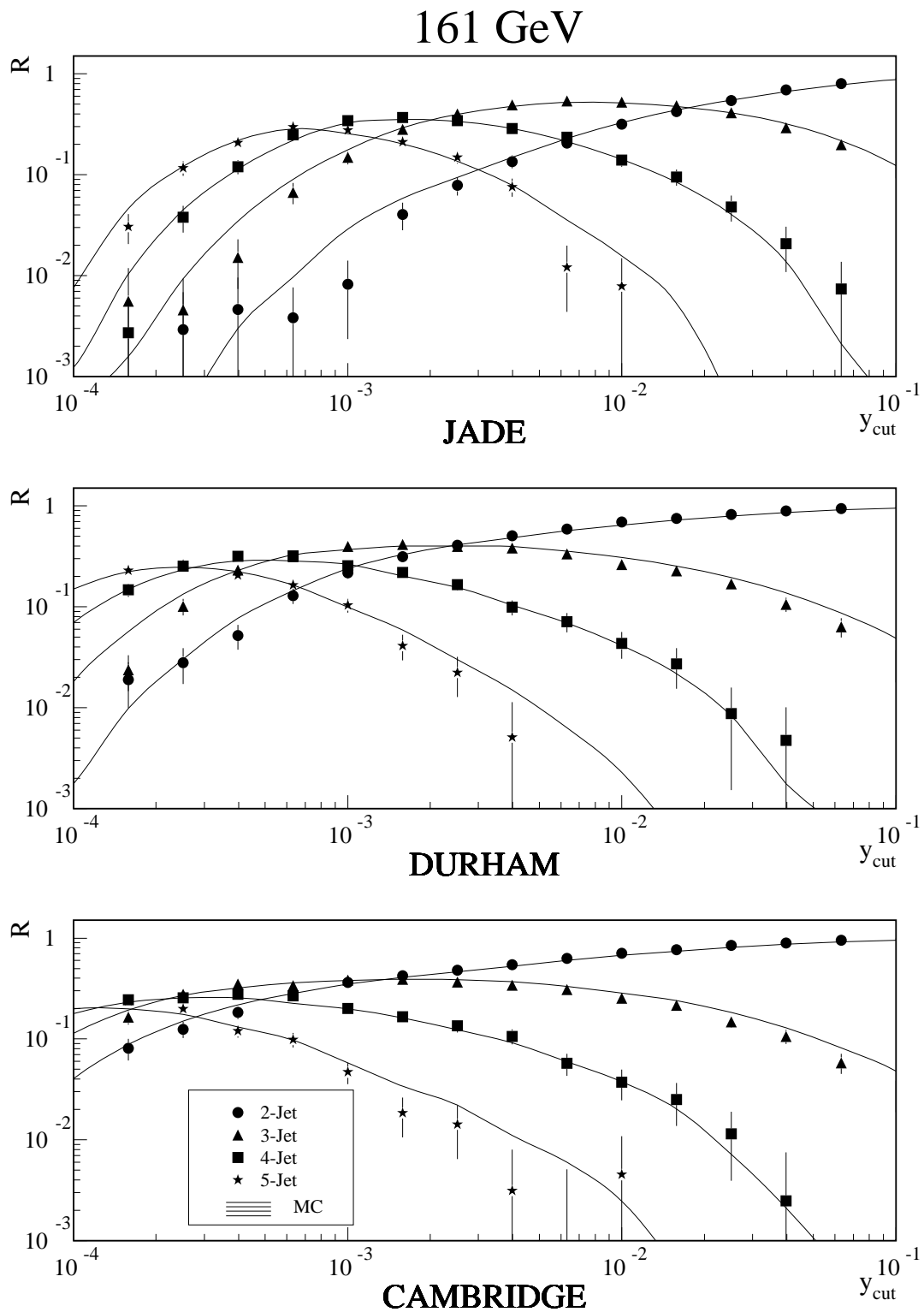


ABBILDUNG B.19: Messung der integrierten n -Jetraten im Vergleich mit der QCD Simulation bei 161 GeV.

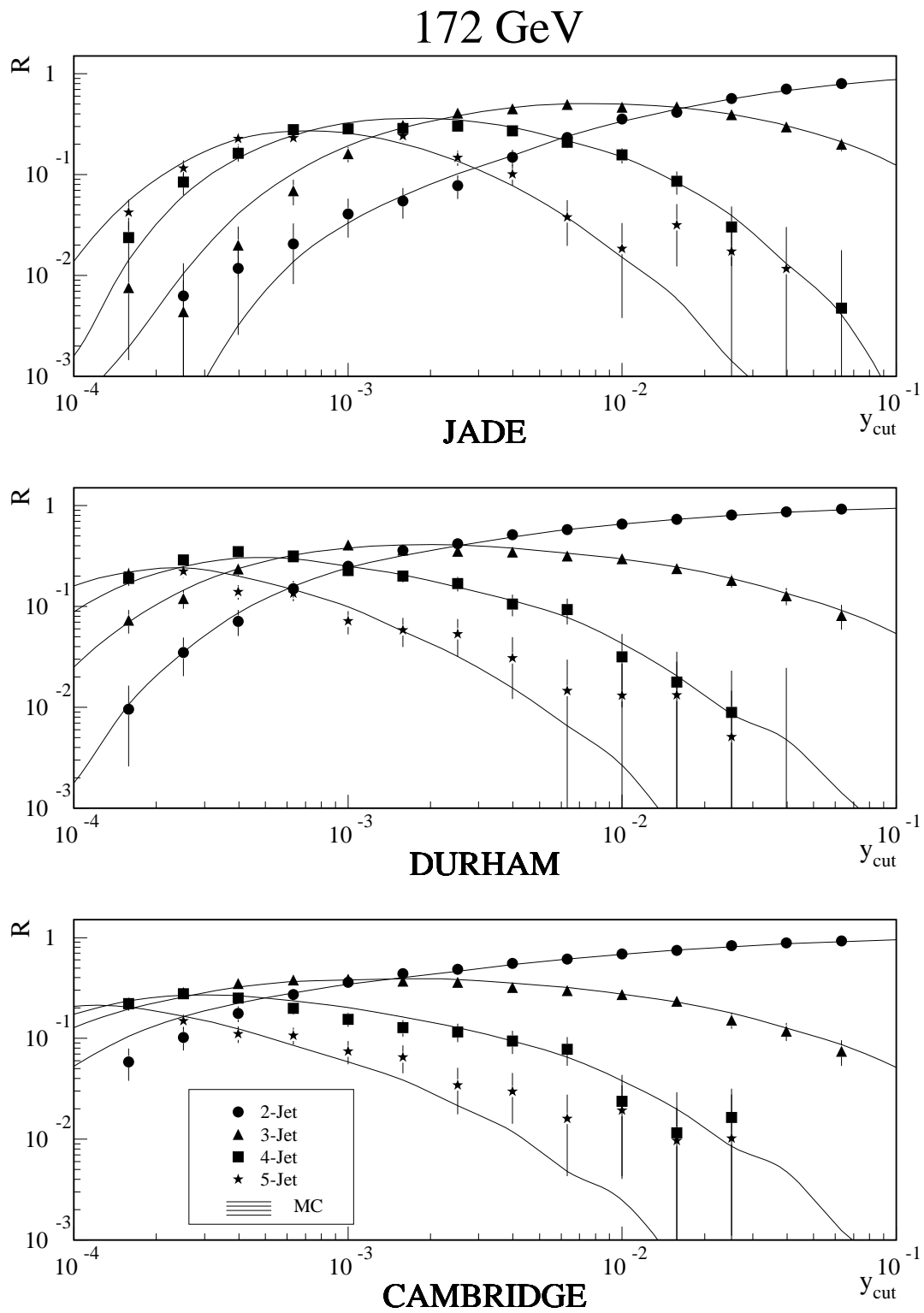


ABBILDUNG B.20: Messung der integrierten n -Jetraten im Vergleich mit der QCD Simulation bei 172 GeV.

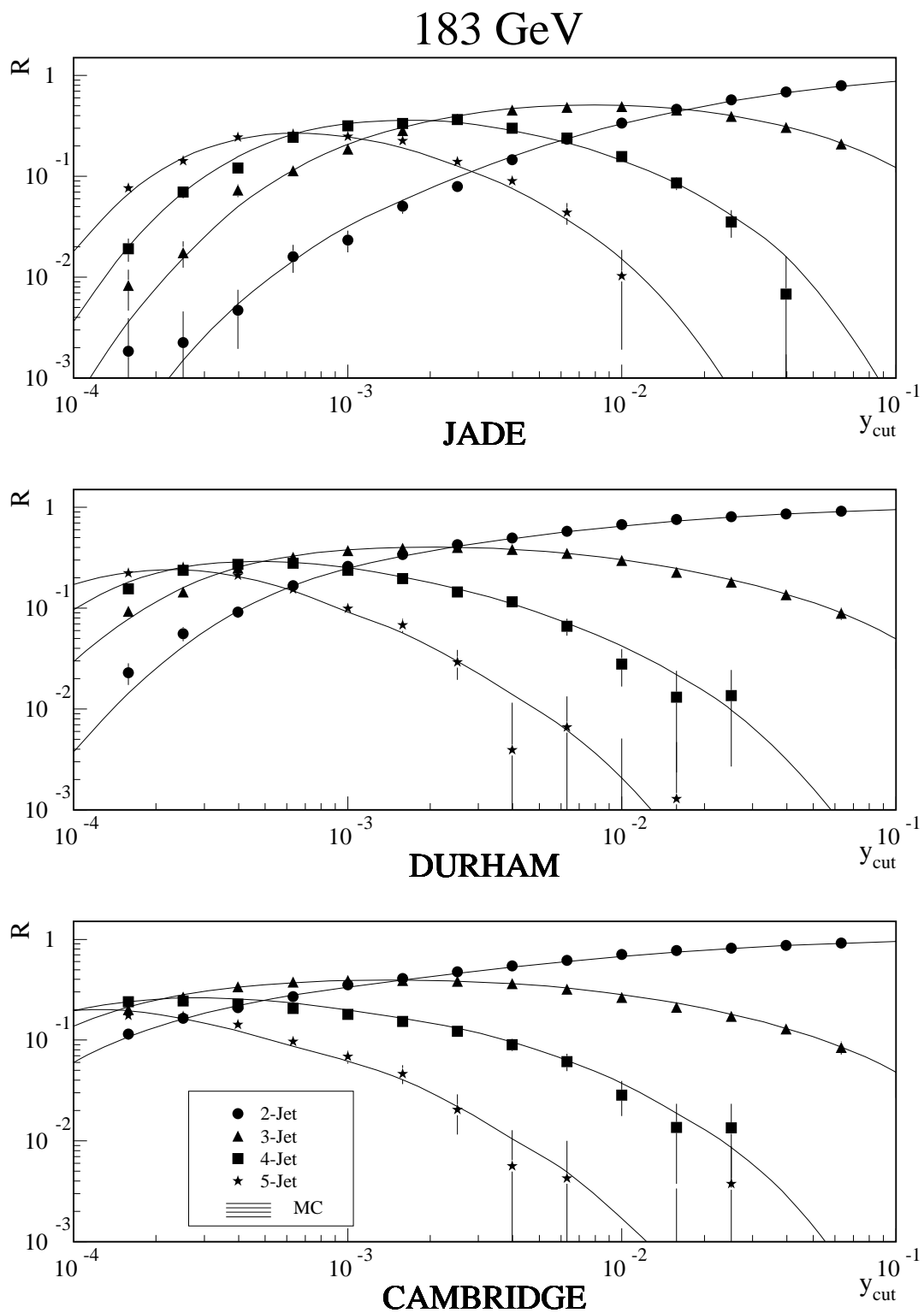


ABBILDUNG B.21: Messung der integrierten n -Jetraten im Vergleich mit der QCD Simulation bei 183 GeV.

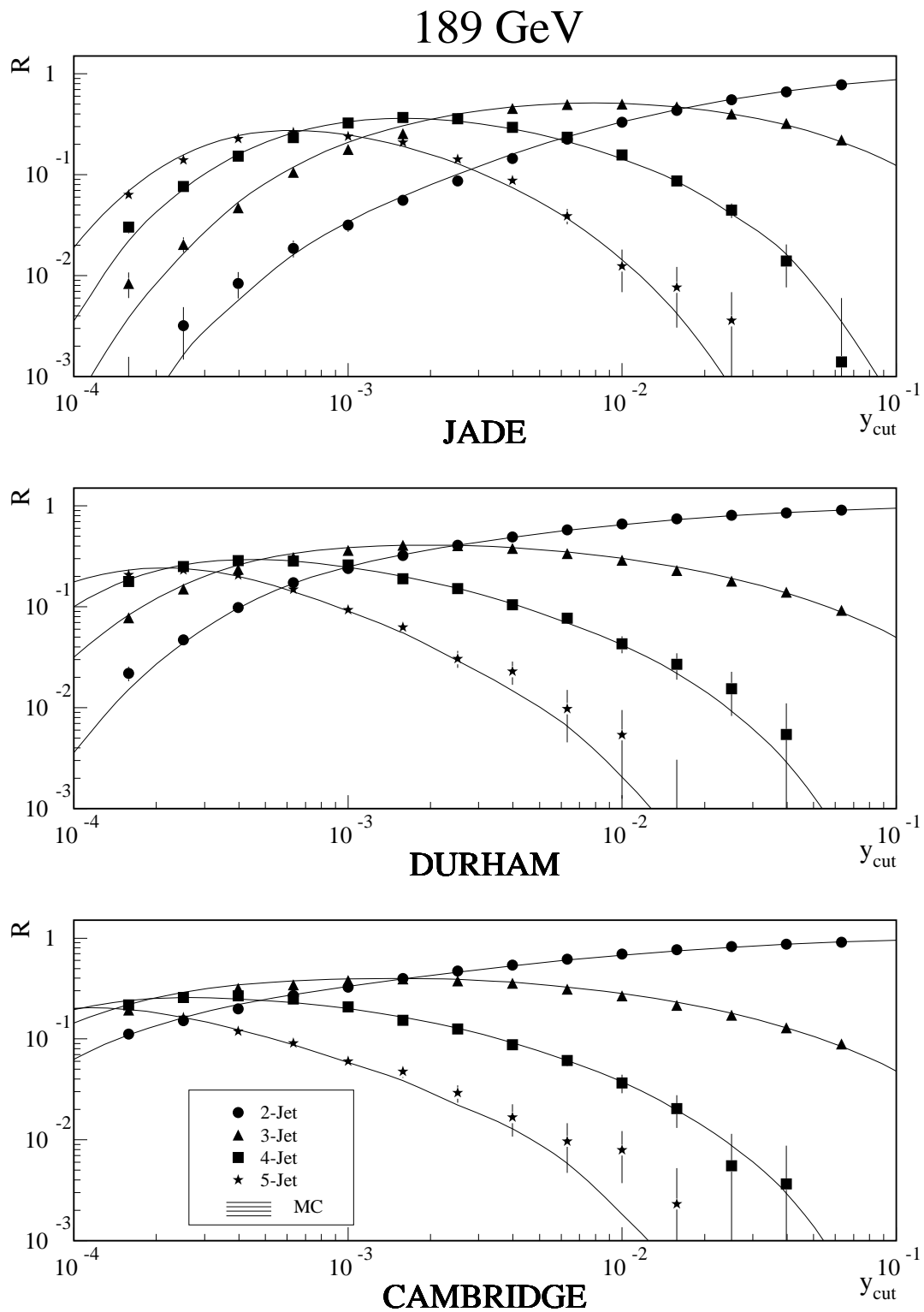


ABBILDUNG B.22: Messung der integrierten n -Jetraten im Vergleich mit der QCD Simulation bei 189 GeV.

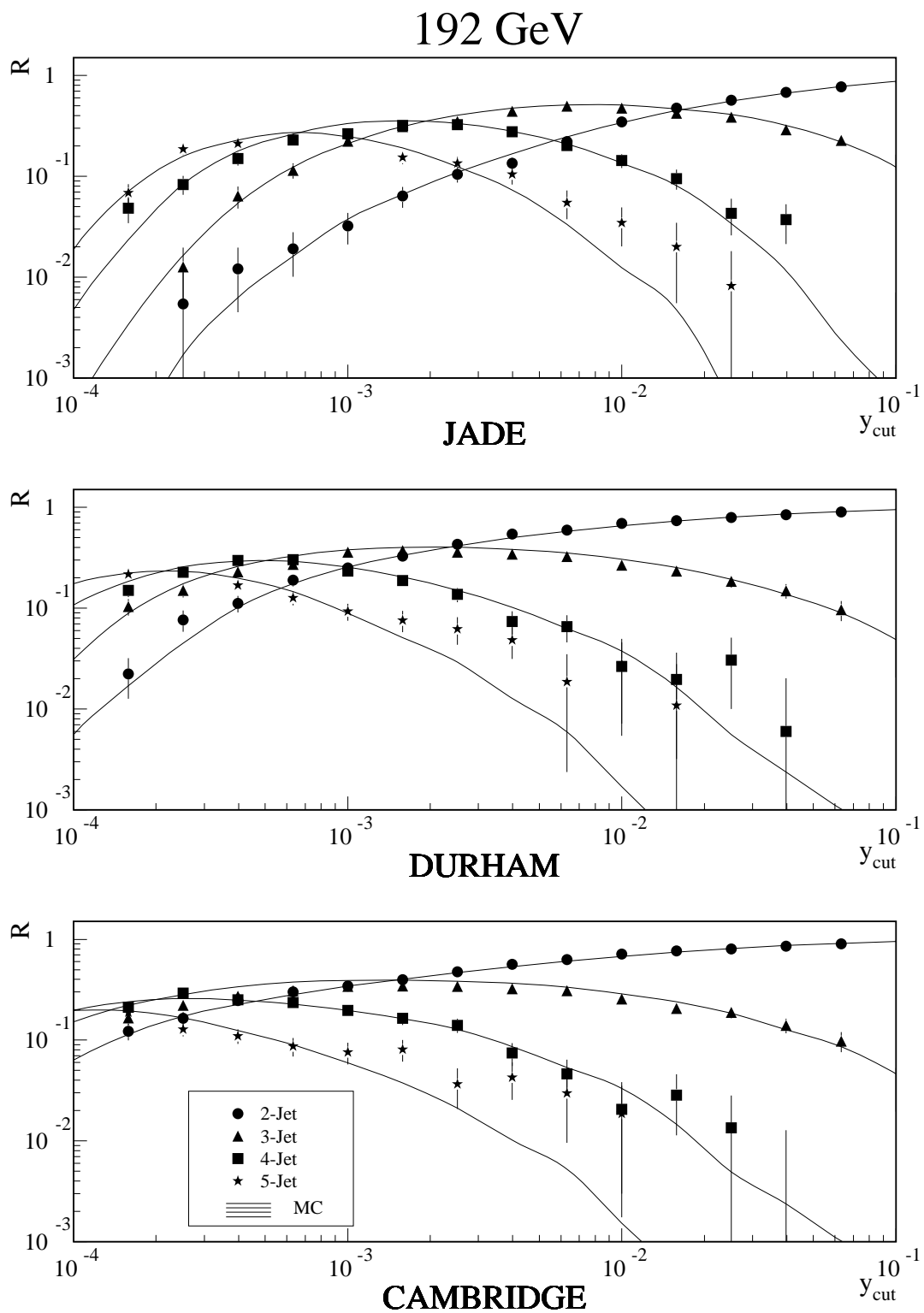


ABBILDUNG B.23: Messung der integrierten n -Jetraten im Vergleich mit der QCD Simulation bei 192 GeV.

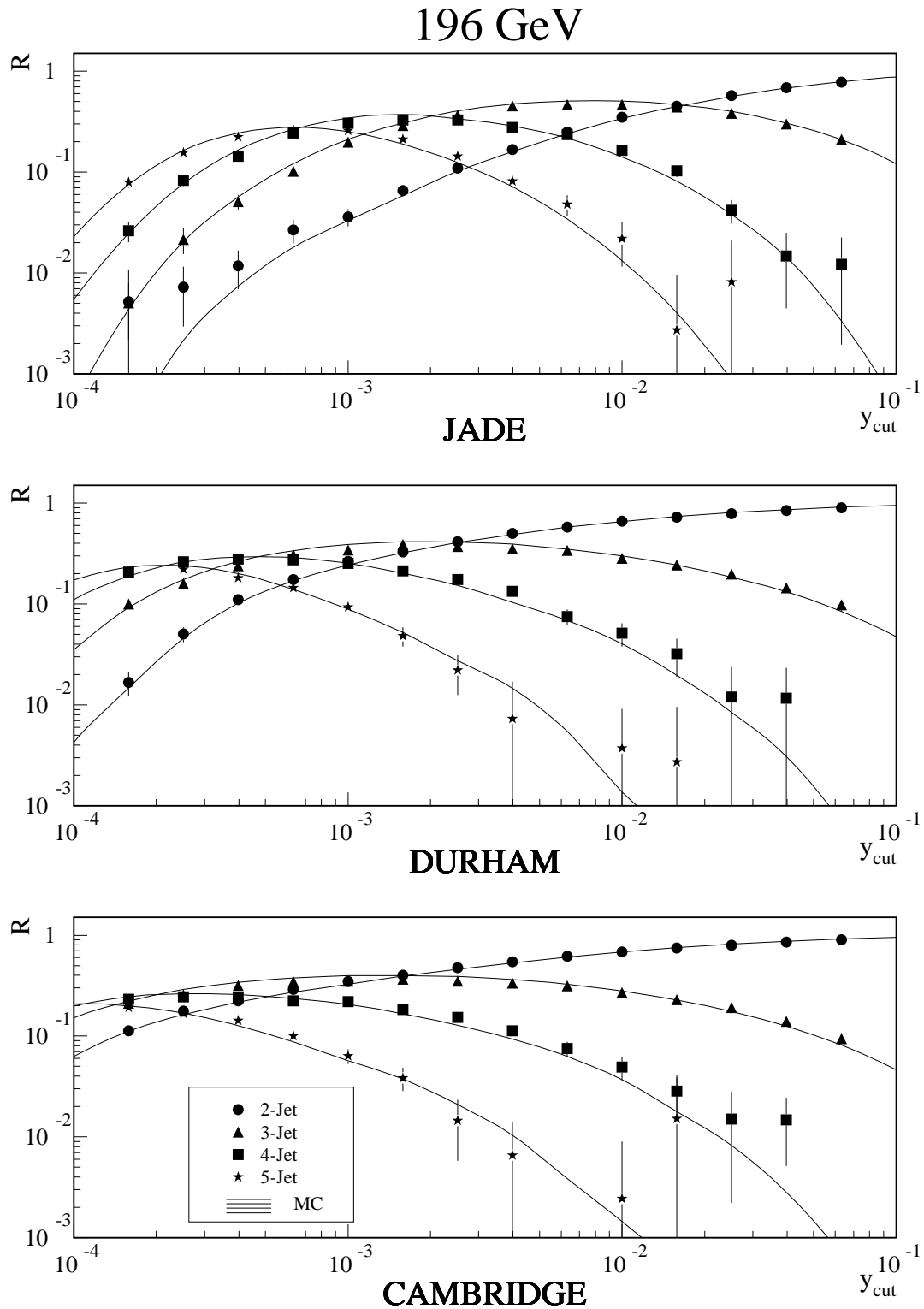


ABBILDUNG B.24: Messung der integrierten n -Jetraten im Vergleich mit der QCD Simulation bei 196 GeV.

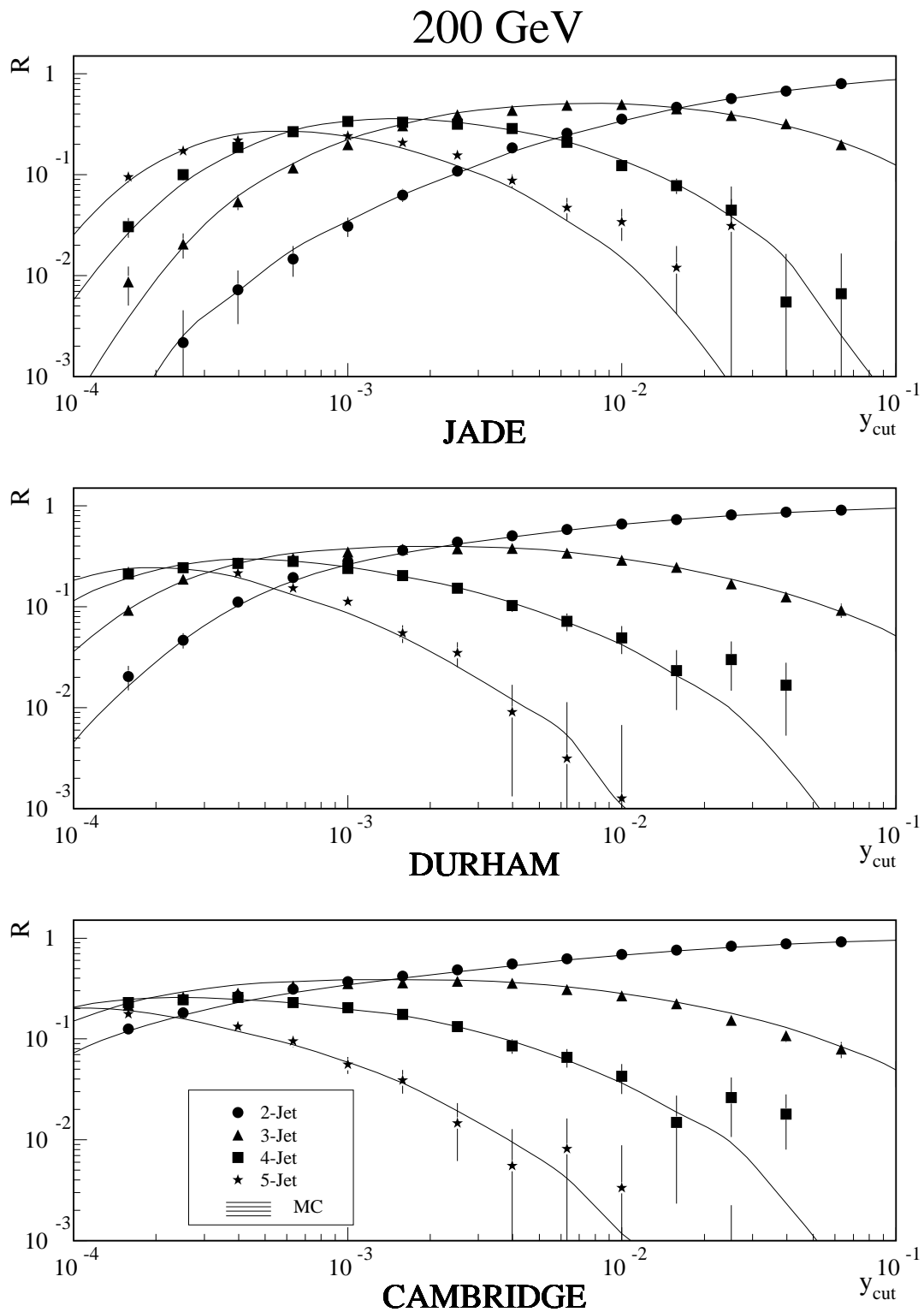


ABBILDUNG B.25: Messung der integrierten n -Jetraten im Vergleich mit der QCD Simulation bei 200 GeV.

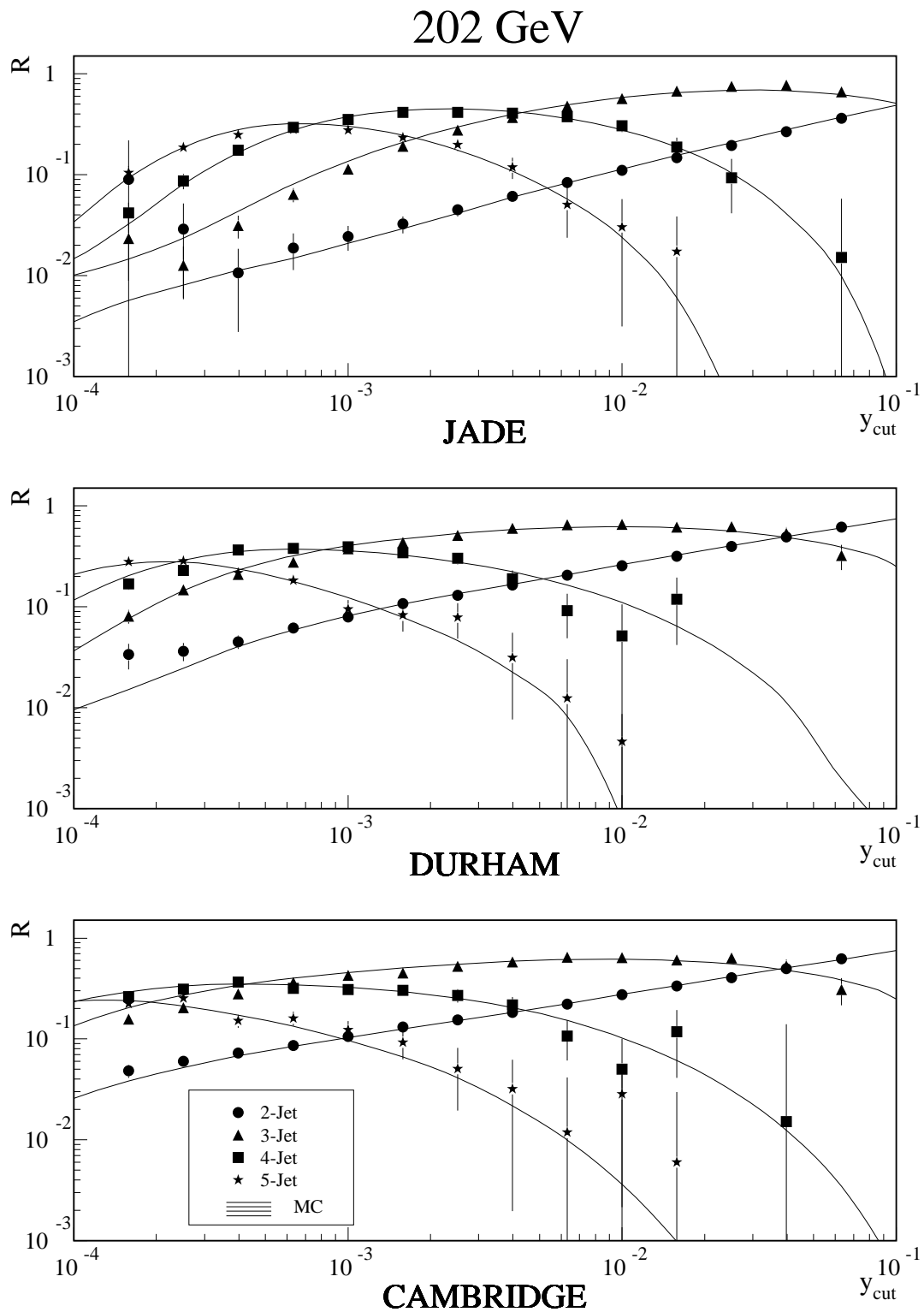


ABBILDUNG B.26: Messung der integrierten n -Jetraten im Vergleich mit der QCD Simulation bei 202 GeV.

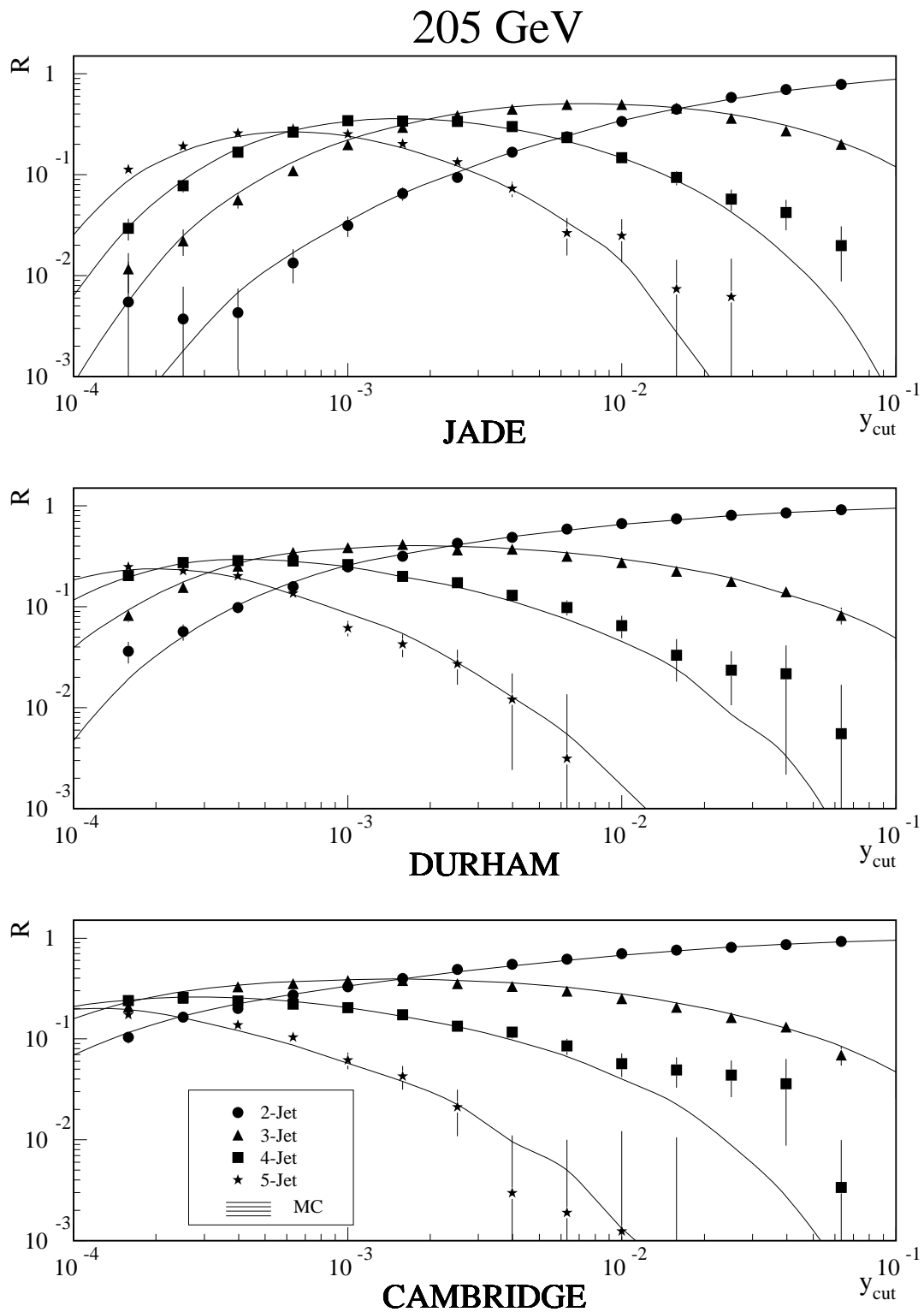


ABBILDUNG B.27: Messung der integrierten n -Jetraten im Vergleich mit der QCD Simulation bei 205 GeV.

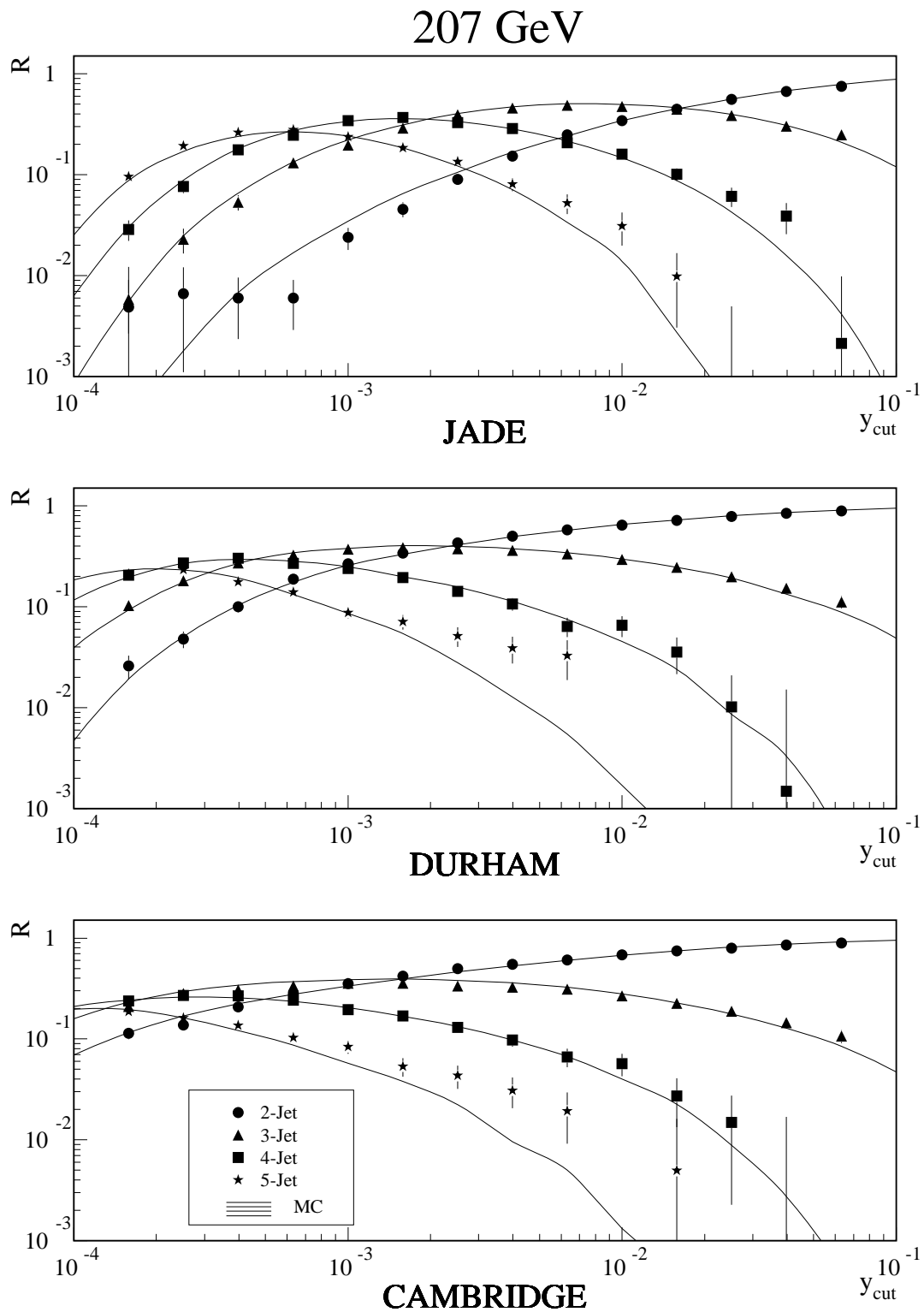


ABBILDUNG B.28: Messung der integrierten n -Jetraten im Vergleich mit der QCD Simulation bei 207 GeV.

Abkürzungsverzeichnis

ALEPH	apparatus for lep physics
AMEGIC++	a matrix element generator in C++
APACIC++	a parton cascade in C++
BCO	beam cross over
BLM	(Methode von) Brodsky, Lepage und MacKenzie
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CF	cluster fragmentation
DELANA	Delphi analysis program
DELPHI	Detector with lepton photon and hadron identification
DELSIM	Delphi simulation program
DST	data summary tape
ECH	Method of effective charge
FCA/B	forward chamber A/B
FEMC	forward electro magnetic calorimeter
GWS	Glashow Weinberg Salam Theorie
HAC	hadronic calorimeter
HOF	horizontal flight tagger
HPC	high density projection chamber
ID	inner detector
IF	independent fragmentation
ISR	initial state radiation
LEP	large elektron positron collider
LLA	leading log approximation

LO	leading order
ME	Matrixelement
MLLA	modified leading log approximation
MUF/B	muon chamber forward/barrel
NLLA	next to leading log approximation
NLO	next to leading order
OD	outer detector
OPAL	omnipotential apparatus at lep
PMS	Principle of minimal Sensitivity
PS	Partonschauer
QCD	Quanten Chromo Dynamik
QED	Quanten Elektro Dynamik
RICH	ring imaging cherenkov counter
SF	string fragmentation
SM	Standardmodell der Elementarteilchenphysik
STIC	small angle tile calorimeter
TD	track dot
TE	track element
TOF	time of flight
TPC	time projection chamber
VD	vertex detector
VFT	very forward tracker

Tabellenverzeichnis

1.1	Fermionen und ihre Wechselwirkungen	3
1.2	Kräfte und Eichbosonen	4
4.1	Verwendete Datensätze	44
4.2	Optimierte APACIC++ Parameter	45
5.1	Analysierter Datensatz	54
5.2	Spurschnitte	56
5.3	Allgemeine Ereignisselektion	57
5.4	QCD-Ereignisselektion	60
5.5	ISR-Selektion	63
5.6	Variation der Ereignisschnitte	68
6.1	Experimentell optimierte Skalen	92
6.2	$\alpha_s(M_Z^2)$	94
6.3	α_s bei 14 LEP Energien	97
6.4	Das Running von α_s	99
A.1	In 1995 P3 aufgenommene Luminositäten	105
A.2	Anzahl Vierjetereignisse der ALEPH Messung	110
A.3	DELPHI Luminositäten der Jahre 1995 und 1997	113
A.4	Benutzte Jetcluster Algorithmen	114
A.5	Anzahl Vierjetereignisse aus DELPHI Daten	116

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die fundamentalen Feynmangraphen der GWS Theorie	4
1.2	Ein Dreijet-Ereignis, aufgezeichnet mit dem JADE Detektor	6
1.3	Die fundamentalen Feynmangraphen der QCD	6
1.4	Quark- und Gluonloops durch Vakuumpolarisation, sowie Vertexkorrekturen	7
1.5	Erwartete Skalenabhängigkeit von α_s	9
1.6	Die fundamentalen Feynmangraphen zur Fermion-Paarproduktion . .	13
1.7	Der t-Kanal Feynmangraph zur Bhabha-Streuung	13
1.8	Feynmangraph von $\gamma\gamma$ -Ereignissen	13
1.9	Feynmangraph radiativer Ereignisse	13
1.10	Feynmangraphen zur WW - und ZZ -Produktion	14
2.1	Der LEP Beschleuniger	15
2.2	Der DELPHI Detektor	17
2.3	Die Analyseketten in DELPHI	24
3.1	Verlauf eines hadronischen Ereignisses	26
3.2	Beim Matrixelementansatz berücksichtigte Feynmangraphen	27
3.3	Schematische Darstellung des Partonschauers	28
3.4	Schematische Gegenüberstellung von Cluster- und Stringfragmentation	31
4.1	Vierjetwinkel Nachtmann-Reiter ($\cos\theta_{NR}$), Bengtson-Zerwas (χ_{BZ}), Körner-Schierholz-Willrodt (Φ_{KSW}) und α_{34}	38
4.2	Ergebnisse einer Parametervariation	43
4.3	Vergleich von Monte Carlo Vorhersagen für Ereignisformobservablen mit DELPHI Messungen	46

4.4	Vergleich von Monte Carlo Vorhersagen für Ereignisformobservablen mit DELPHI Messungen	47
4.5	Vergleich von Monte Carlo Vorhersagen für inklusive Teilchenspektren mit DELPHI Messungen	48
4.6	Vergleich von Monte Carlo Vorhersagen für differenzielle Jetraten mit DELPHI Messungen	49
4.7	Vergleich von Monte Carlo Vorhersagen für Jetraten mit DELPHI Messungen bei 189 GeV	51
5.1	Luminosität des LEP-Beschleunigers	55
5.2	Wirkungsquerschnitte für typische Standardmodellprozesse	57
5.3	Typische QCD- und WW Ereignisse	58
5.4	D^2 bei 189 GeV und 207 GeV	61
5.5	Wirkungsquerschnitte für Quarkpaarbildung	61
5.6	$\sqrt{s'}$ bei 189 GeV und 200 GeV	62
5.7	Jetraten bei 91 GeV	69
5.8	Dreijetrate bei 91 GeV	70
5.9	Vierjetrate bei 91 GeV	71
5.10	Vierjetrate bei 207 GeV vor und nach Schnitt $D^2 > 900 \text{ GeV}^2$	73
5.11	CAMBRIDGE Vierjetrate bei 189 GeV	75
5.12	Jetraten bei 207 GeV	76
6.1	Feynmangraphen der Vierjetproduktion in führender Ordnung	78
6.2	B - und C -Koeffizienten mit DEBRECEN	80
6.3	R_4 mit DEBRECEN	81
6.4	R_4 für verschiedene Werte von α_s	82
6.5	Hadronisierungskorrektur bei 91 GeV und 200 GeV	84
6.6	Hadronisierungskorrektur auf R_4 mit verschiedenen Monte Carlo Modellen	85
6.7	Korrekturen auf Quarkmassen	86
6.8	Fits an DURHAM Vierjetrate	88
6.9	Fits an CAMBRIDGE Vierjetrate	89
6.10	Vergleich von theoretisch- und experimentell optimierten Skalen	90
6.11	Fits von $\alpha_s(M_Z^2)$ an R_4	91

6.12	$\alpha_s(M_Z^2)$ im Vergleich mit anderen Messungen	95
6.13	QCD-Erwartung für das Running von α_s	96
6.14	Running von α_s	100
6.15	Das Running von α_s im Vergleich mit anderen Messungen	101
A.1	ALEPH: Dijetmassenspektrum	107
A.2	ALEPH: Minimale Jetladung Q_{\min} und Ladungsseparation ΔQ	109
A.3	ALEPH: Dijetmasse ΣM für $E_{\text{cm}} = 133 \text{ GeV}$ bis 172 GeV	111
A.4	Dijetmasse ΣM aller LEP Experimente	112
A.5	ΣM aus ALEPH Daten nach DELPHI Simulation	115
A.6	ΣM DELPHI Daten 1995	117
A.7	ΣM DELPHI Daten 1997	118
A.8	ΣM DELPHI Daten 1995 und 1997	119
A.9	Minimale Jetladung Q_{\min} , DELPHI	120
A.10	Ladungsseparation ΔQ , DELPHI	121
A.11	Dijetmasse ΣM aller LEP Experimente	123
B.1	Verteilung von s' von 133 GeV bis 192 GeV	126
B.2	Verteilung von s' von 196 GeV bis 207 GeV	127
B.3	Verteilung von D^2 von 161 GeV bis 189 GeV	129
B.4	Verteilung von D^2 von 192 GeV bis 207 GeV	130
B.5	Vierjetraten bei 161 GeV	132
B.6	Vierjetraten bei 172 GeV	133
B.7	Vierjetraten bei 183 GeV	134
B.8	Vierjetraten bei 189 GeV	135
B.9	Vierjetraten bei 192 GeV	136
B.10	Vierjetraten bei 196 GeV	137
B.11	Vierjetraten bei 200 GeV	138
B.12	Vierjetraten bei 202 GeV	139
B.13	Vierjetraten bei 205 GeV	140
B.14	Vierjetraten bei 207 GeV	141
B.15	n -Jetraten bei 89 GeV	143
B.16	n -Jetraten bei 91 GeV	144

B.17 n -Jetraten bei 93 GeV	145
B.18 n -Jetraten bei 133 GeV	146
B.19 n -Jetraten bei 161 GeV	147
B.20 n -Jetraten bei 172 GeV	148
B.21 n -Jetraten bei 183 GeV	149
B.22 n -Jetraten bei 189 GeV	150
B.23 n -Jetraten bei 192 GeV	151
B.24 n -Jetraten bei 196 GeV	152
B.25 n -Jetraten bei 200 GeV	153
B.26 n -Jetraten bei 202 GeV	154
B.27 n -Jetraten bei 205 GeV	155
B.28 n -Jetraten bei 207 GeV	156

Literaturverzeichnis

- [1] C. Eliot: *Japanese Buddhism*. Routledge & Kegan Paul, p.109-110, 1959.
- [2] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *Consistent measurements of α_s from precise oriented event shape distributions*. Eur. Phys. J., C14:557, 2000.
- [3] S. Hahn: *A Detailed Study of Perturbative QCD Predictions in e^+e^- Annihilation and a Precise Determination of $\alpha_s(M_Z)$ (Consistent Measurements of α_s from Precise Oriented Event Shape Distributions)*. Dissertation, Bergische Univ.-GH Wuppertal, 2000. WUB-DIS00-6.
- [4] U. Flammeyer: *Measurements of α_s with the DELPHI detector at LEP*. Nucl. Phys. Proc. Suppl., 86:46, 2000.
- [5] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *Energy dependence of event shapes and of α_s at LEP2*. Phys. Lett., B456:322, 1999.
- [6] D. Wicke: *Energieabhängigkeit von Ereignisformobservablen und der starken Kopplung. Messung von hadronischen Ereignissen in der Elektron-Positron-Annihilation mit dem DELPHI-Detektor*. Dissertation, Bergische Univ.-GH Wuppertal, 1999. WUB-DIS99-5.
- [7] J. Drees et al.: *QCD results from the DELPHI measurements of event shape and inclusive particle distributions between 48 GeV and 189 GeV*. 1999. CERN-OPEN-99-452.
- [8] D. Wicke, J. Drees, U. Flammeyer und K. Hamacher: *α_s from DELPHI measurements at LEP2*. 1998. CERN-OPEN-99-444.
- [9] J. Drees et al.: *QCD results from the DELPHI measurements of event shape and inclusive particle distributions between 41 GeV and 189 GeV*. 1999. CERN-OPEN-99-387.
- [10] S. L. Glashow: *Partial symmetries of weak interactions*. Nucl. Phys., 22:579, 1961.
- [11] S. Weinberg: *A model of leptons*. Phys. Rev. Lett., 19:1264, 1967.

-
- [12] J. Goldstone, A. Salam und S. Weinberg: *Broken symmetries*. Phys. Rev., 127:965, 1962.
- [13] ALEPH Coll., R. Barate et al.: *Observation of an excess in the search for the standard model Higgs boson at ALEPH*. Phys. Lett., B495:1–17, 2000.
- [14] L3 Coll., M. Acciarri et al.: *Higgs candidates in e^+e^- interactions at $\sqrt{s} = 206.6\text{GeV}$* . Phys. Lett., B495:18–25, 2000.
- [15] JADE Coll.: *Observation of planar three jet events in e^+e^- annihilation and evidence for gluon bremsstrahlung*. Phys. Lett., B91:142, 1980.
- [16] L3 Coll., M. Acciarri et al.: *A Test of QCD based on four jet events from Z0 decays*. Phys. Lett., B248:227–234, 1990.
- [17] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *The scale dependence of the hadron multiplicity in quark and gluon jets and a precise determination of C_A/C_F* . Phys. Lett., B449:383, 1999.
- [18] F. Halzen und A.D. Martin: *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons Inc. New York, ISBN 0-471-88741-2, 1984.
- [19] Herodot: *Historien*. Kröner, Stgt., ISBN 3520224046, 1971.
- [20] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *The DELPHI Detector at LEP*. Nucl. Instr. Meth., A303:233, 1991.
- [21] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *Performance of the DELPHI detector*. Nucl. Instr. Meth., A378:57, 1996.
- [22] Y. Belokopytov und V. Perovozchikov: *Cargo database management package*. DELPHI 93-5 PROG 195, 1993.
- [23] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *DELPHI Data Analysis Program (DELANA) User's Guide*. DELPHI 89-44 PROG 137, 1989.
- [24] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *DELSIM, Delphi Event Generation and Detector Simulation User's guide*. DELPHI 89-67 PROG 142, 1989.
- [25] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *DELSIM Reference Manual*. DELPHI 89-68 PROG 143, 1989.
- [26] D. E. Groom et al.: *Review of particle physics*. Eur. Phys. J., C15:1, 2000.
- [27] M. Weierstall: *Anpassung und Test von Fragmentierungsmodellen mit präzisen Ereignisform- und Einteilchenverteilungen unter besonderer Berücksichtigung von identifizierten Teilchen*. Dissertation, Bergische Univ.-GH Wuppertal, 1995. WU B DIS 95-11.
-

-
- [28] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *Tuning and test of fragmentation models based on identified particles and precision event shape data.* Z. Phys., C73:11–60, 1996.
- [29] A. Ballestrero et al.: *Reports of the working groups on precision calculation for LEP2 physics.* CERN Yellow Report, Contribution to Proceedings of the LEP2 Monte Carlo Workshop in Geneva, 2000.
- [30] U. Flammeyer: *Eine genaue Bestimmung der Ladungsseparation Systematische Untersuchung des Einflusses von Fragmentationseffekten und ihre Beschreibung durch Monte Carlo Modelle.* Diplomarbeit, Bergische Univ.-GH Wuppertal, 1996. WUD 96-25.
- [31] Y. L. Dokshitzer und B. R. Webber: *Calculation of Power Corrections to Hadronic Event Shapes.* Phys. Lett., B352:451, 1995.
- [32] Yu. L. Dokshitzer, A. Lucenti, G. Marchesini und G. P. Salam: *Universality of $1/Q$ corrections to jet-shape observables rescued.* Nucl. Phys., B511:396, 1997.
- [33] Yu. L. Dokshitzer, A. Lucenti, G. Marchesini und G. P. Salam: *On the universality of the Milan factor for $1/Q$ power corrections to jet shapes.* hep-ph/9802381, 1998.
- [34] R. D. Field und R. P. Feynman: *A parametrization of the properties of quark jets.* Nucl. Phys., B136:1, 1978.
- [35] G. Marchesini et al.: *Simulation of QCD jets including soft gluon interference.* Nucl. Phys., B238:492, 1984.
- [36] D.A. Morris: *A framework for the fragmentation of a massless relativistic string.* Dissertation, Caltech, 1987. CALT 68-1440.
- [37] T. D. Gottschalk: *A simple phenomenological model for hadron production from low mass clusters.* Nucl. Phys., B239:325, 1984.
- [38] T. D. Gottschalk: *An improved description of hadronisation in the QCD cluster model for e^+e^- annihilation.* Nucl. Phys., B239:349, 1984.
- [39] Thomas D. Gottschalk und Duncan A. Morris: *A new model for hadronization and e^+e^- annihilation.* Nucl. Phys., B288:729, 1987.
- [40] G. Marchesini et al.: *Herwig version 5.9.* 1996.
- [41] Torbjørn Sjøstrand: *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and manual.* 1995.
- [42] Leif Lønblad: *The Color dipole cascade model and the Ariadne program.* 1991. Presented at MC91 Workshop on Detector and Event Simulation in High Energy Physics, Amsterdam, Netherlands, Apr 8-12, 1991.
-

-
- [43] R. Kuhn, F. Krauss, B. Ivanyi und G. Soff: *APACIC++ 1.0: A Parton Cascade In C++*. Comput. Phys. Commun., 134:223–266, 2001.
- [44] F. Krauss, R. Kuhn und G. Soff: *APACIC++, A PARton Cascade In C++*. Acta Phys. Polon., B30:3875, 1999.
- [45] F. Krauss, R. Kuhn und G. Soff: *Multijet events and parton showers*. J. Phys. G, G26:L11, 2000.
- [46] Zoltan Nagy und Zoltan Trocsanyi: *Next-to-leading order calculation of four jet shape variables*. Phys. Rev. Lett., 79:3604–3607, 1997.
- [47] Zoltan Nagy und Zoltan Trocsanyi: *Next-to-leading order calculation of four jet observables in electron positron annihilation*. Phys. Rev., D59:014020, 1999.
- [48] F. A. Berends, R. Pittau und R. Kleiss: *Excalibur: A Monte Carlo program to evaluate all four fermion processes at LEP-200 and beyond*. Comput. Phys. Commun., 85:437–452, 1995.
- [49] D. Bardin et al.: *ZFITTER v.6.21: A semi-analytical program for fermion pair production in e^+e^- annihilation*. Comput. Phys. Commun., 133:229–395, 2001.
- [50] Guido Altarelli, T. Sjöstrand und F. Zwirner: *Physics at LEP2*. CERN 96-01 Vol. 1, 1996.
- [51] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *Measurement of the mass of the W boson using direct reconstruction at $\sqrt{s} = 183\text{GeV}$* . Phys. Lett., B462:410–424, 1999.
- [52] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *W pair production cross-section and W branching fractions in e^+e^- interactions at 189GeV* . Phys. Lett., B479:89–100, 2000.
- [53] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *Measurement of the ZZ cross-section in e^+e^- interactions at $183\text{GeV} - 189\text{GeV}$* . Phys. Lett., B497:199–213, 2001.
- [54] K. H. Becks, J. Drees, U. Flagmeyer und U. Müller: *Separation of hadronic W decays from QCD-background with self-organizing maps*. Nucl. Instrum. Meth., A426:599–604, 1999.
- [55] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *SPRIME A Package for Estimating the Effective $\sqrt{s'}$ Centre of Mass Energy in $q\bar{q}\gamma$ Events*. DELPHI 96-124 PHYS 632.
- [56] P. Abreu et al.: *The estimation of the effective centre of mass energy in q anti- q gamma events from DELPHI*. Nucl. Instrum. Meth., A427:487–494, 1999.
- [57] JADE Coll.: *Experimental studies on multi - jet production in e^+e^- annihilation at PETRA energies*. Z. Phys., C33:23, 1986.
-

-
- [58] Yu. L. Dokshitzer, G. D. Leder, S. Moretti und B.R. Webber: *Better jet clustering algorithms*. Cavendish-HEP-97/06, hep-ph/9707323.
- [59] Stefano Moretti, Leif Lønneblad und Torbjørn Sjøstrand: *New and old jet clustering algorithms for electron positron events*. JHEP, 08:001, 1998.
- [60] S. Catani, Yu. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock und B. R. Webber: *New clustering algorithm for multi - jet cross-sections in e^+e^- annihilation*. Phys. Lett., B269:432–438, 1991.
- [61] Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze und S. I. Troian: *On the concept of local parton hadron duality*. 1991. In *Durham 1990, Jet studies at LEP and HERA* C15-C18.
- [62] Stan Bentvelsen und Irmtraud Meyer: *The Cambridge jet algorithm: Features and applications*. Eur. Phys. J., C4:623–629, 1998.
- [63] S. Bentvelsen: *Performance of the Cambridge algorithm in e^+e^- annihilations*. 1998. Given at 6th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 98), Brussels, Belgium, 4-8 Apr 1998.
- [64] Maria Jose Mezquita Costa: *private communications*.
- [65] Adrian Signer: *Next-to-leading order corrections to $e^+e^- \rightarrow$ four jets*. 1997.
- [66] E. W. N. Glover und D. J. Miller: *The one-loop QCD corrections for $\gamma^* \rightarrow Q\bar{Q}q\bar{q}$* . Phys. Lett., B396:257–263, 1997.
- [67] Adrian Signer und Lance Dixon: *Electron positron annihilation into four jets at next-to-leading order in α_s* . Phys. Rev. Lett., 78:811–814, 1997.
- [68] Lance Dixon und Adrian Signer: *Complete $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ results for $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z) \rightarrow$ four jets*. Phys. Rev., D56:4031–4038, 1997.
- [69] Zvi Bern, Lance Dixon und David A. Kosower: *Unitarity-based techniques for one-loop calculations in QCD*. Nucl. Phys. Proc. Suppl., 51C:243–249, 1996.
- [70] Zvi Bern, Lance Dixon, David A. Kosower und Stefan Weinzierl: *One-loop amplitudes for $e^+e^- \rightarrow \bar{q}q\bar{Q}Q$* . Nucl. Phys., B489:3–23, 1997.
- [71] Adrian Signer: *MENLO_PARC: A program for $e^+e^- \rightarrow 4$ jets at next-to-leading order*. Comput. Phys. Commun., 106:125, 1997.
- [72] J. M. Campbell, M. A. Cullen und E. W. N. Glover: *Four jet event shapes in electron positron annihilation*. Eur. Phys. J., C9:245, 1999.
- [73] E. W. N. Glover: *Jet physics: Theoretical overview*. 1998.
-

-
- [74] Zoltan Trocsanyi: *private communications*.
- [75] G. Grunberg: *Renormalization scheme independent QCD and QED: The method of effective charges*. Phys. Rev., D29:2315, 1984.
- [76] P. M. Stevenson: *Optimized perturbation theory*. Phys. Rev., D23:2916, 1981.
- [77] G. Abbiendi et al.: *A simultaneous measurement of the QCD colour factors and the strong coupling*. 2001.
- [78] S. Bravo: *A Measurement of the Strong Coupling Constant from 4-Jet Hadronic Z Decays*. ALEPH 00-45 CONF 28, contributed to the ICHEP2000 conference in Osaka, 2000.
- [79] D. Abbaneo et al.: *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model*. 1999. CERN-EP-99-015.
- [80] J. Santiago und F. J. Ynduráin: *Calculation of electroproduction to NNLO and precision determination of α_s* . Nucl. Phys., B563:45, 1999.
- [81] C. T. H. Davies et al.: *Further precise determinations of α_s from lattice QCD*. Phys. Rev., D56:2755–2765, 1997.
- [82] OPAL Coll., K. Ackerstaff et al.: *Measurement of the strong coupling constant α_s and the vector and axial vector spectral functions in hadronic τ decays*. Eur. Phys. J., C7:571, 1999.
- [83] J. G. Körner, F. Krajewski und A. A. Pivovarov: *Strong coupling constant from τ decay within renormalization scheme invariant treatment*. Phys. Rev., D63:036001, 2001.
- [84] J. Ellis, D. V. Nanopoulos und D. A. Ross: *Perturbative QCD data are consistent with light gluinos*. Phys. Lett., B305:375–383, 1993.
- [85] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *QCD Results from the DELPHI Measurements of Event Shape and Inclusive Particle Distributions at the highest LEP energies*. DELPHI Note 313,168, contributed to Budapest and Rome, 2001.
- [86] L3 Coll., M. Acciarri et al.: *QCD Results at $192 \leq \sqrt{s} \leq 208\text{GeV}$* . L3 Note 2645, contributed to Moriond, 2001.
- [87] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *Study of the four-jet anomaly observed at LEP centre-of-mass energies of 130 GeV and 136 GeV*. Phys. Lett., B448:311, 1999.
- [88] ALEPH Coll., R. Barate et al.: *Four-jet final state reduction in e^+e^- collisions at centre-of-mass energies of 130 and 136 GeV*. CERN-PPE 96-52, 1996.
-

-
- [89] The LEP Working Group on Four Jets: *Report of the LEP Working Group on four-jet production in e^+e^- collisions at centre-of-mass energies of 130 - 172 GeV*. ALEPH 97-056 PHYSIC 97-050, DELPHI 97-57 PHYS 707, L3 Note 2090, OPAL Technical Note TN 486, 1997.
- [90] DELPHI Coll., P. Abreu et al.: *Search for pair production of heavy objects in 4 jet events at $\sqrt{s} = 130\text{GeV} - 136\text{GeV}$* . Z. Phys., C73:1, 1996.
- [91] OPAL Coll., K. Akerstaff et al.: *Search in the four-jet topology for heavy particles, pair-produced in high-energy e^+e^- collisions*. OPAL Phys. Note PN-274, 1996.
- [92] OPAL Coll., K. Akerstaff et al.: *Searches for supersymmetric particles and anomalous four jet production at $\sqrt{s} = 130\text{GeV}$ and 136GeV at LEP*. Z. Phys., C73:201, 1997.
- [93] L3 Coll., M. Acciarri et al.: *Search for anomalous four jet events in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} = 130\text{GeV}$ to 172GeV* . Phys. Lett., B411:330, 1997.
- [94] ALEPH Coll., R. Barate et al.: *Four jet final state production in e^+e^- collisions at center-of-mass energies ranging from 130GeV to 184GeV* . Phys. Lett., B420:196, 1998.
-

Danksagung

Mein Dank und meine ganz besondere Wertschätzung gebühren an erster Stelle meinem Doktorvater, Herrn Prof. J. Drees. Seine intensive Förderung ebnete mir den Weg in die internationale Gemeinschaft der Hochenergiephysiker, wovon ich weit über wissenschaftliche Aspekte hinaus sehr profitiert habe. Ich werde seinen kompetenten Rat und unseren täglichen „Kaffee mit Milch und QCD“ sehr vermissen.

Ein besonders herzlicher Dank gebührt allen meinen Kollegen in Wuppertal und Genf für ein produktives und freundschaftliches Arbeitsklima. Besonders hervorheben möchte ich hier die kleine aber feine Gruppe der QCDler: Klaus Hamachers erfahrene und kompetente Ratschläge waren unverzichtbar um den roten Faden nicht zu verlieren, sie haben mehr als einmal den entscheidenden Impuls ausgelöst; außerdem leidet man nie an Langeweile wenn man sein Büro wieder verläßt. Daniel Wicke hat nicht nur meine Arbeit intensiv und kompetent begleitet und unverzichtbare Beiträge zu ihrem Gelingen geleistet, auf seinen Erfahrungen im Bereich der Analyse und Interpretation der Daten fußt ein großer Teil meiner Analyse. Dank auch an Oliver Passon, der oft half schwierige Sachverhalte von verschiedenen Standpunkten aus zu beleuchten, an Siggi Hahn, der meinen schwarzen Humor mit erstaunlicher Souveränität ertragen hat, an Martin Siebel für Milde bei der Durchsicht meines Theoriekapitels und an Ralf Reinhardt.

Ein ganz dicker Dank geht nach Dresden an meine Lieblingstheoretiker, die „APACICS“ Frank Krauss und Ralf Kuhn. Mir hat die Zusammenarbeit zwischen „Exis“ und „Theos“ ganz besonders viel Spaß gemacht.

Meine Nachbarn im „Elefantenbüro“ sind mir besonders ans Herz gewachsen: Mit meinen Freunden Klaus Münich und Thomas Brenke verbindet mich seit langem mehr als Kollegialität. Mit Uwe Müller und Hendrik Hoeth habe ich in sehr angenehmem Klima zusammenarbeiten dürfen. Dank auch an Patrick Buschmann für seine Hilfe wenn es dem Pinguin mal wieder nicht gut ging.

Der wichtigste Dank gebührt meiner Familie. Meinen Eltern danke ich für ihre immerwährende Unterstützung, nicht nur im Studium. Meine Freundin Geli und ihre Tochter Kira haben zu Hause die Atmosphäre geschaffen in der ich mich erholen und „den Kopf frei bekommen“ konnte. Sie haben mit viel Verständnis einen großen Teil der Last mitgeschultert.