



FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

Energieabhängigkeit von Ereignisformobservablen und der starken Kopplung

Messungen von hadronischen Ereignissen in der
Elektron-Positron-Annihilation mit dem DELPHI-Detektor

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades

Daniel Wicke

WUB-DIS 99-5
April 1999

Abstract

Infrared and collinear safe event shape observables are especially well suited to measure the strong coupling α_s in e^+e^- -annihilation. To perform the measurement of the strong coupling from such event shape observables two ingredients are necessary: a perturbative prediction containing the dependence of the observables on α_s and a description of the hadronisation process to match the perturbative prediction with the hadronic data. As perturbative prediction $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, NLLA and combined calculations are available. Beside the well known Monte-Carlo based models also analytical predictions, so called power corrections, exist to describe the hadronisation.

Eighteen different event shape distributions and their moments are determined using the data taken at seven different centre of mass energies around and above M_Z with the DELPHI detector at LEP. From the two event shapes for which all different predictions and descriptions are available ($1 - T$ and M_h^2/E_{vis}^2), the strong coupling α_s is extracted in $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, NLLA and a combined scheme. Hadronisation corrections are evaluated with fragmentation model generators as well as with an analytical power ansatz. At all seven energies the investigated methods give consistent results for the strong coupling.

The energy dependence (running) of α_s is accessible through the large energy range available at LEP. To measure this dependence the logarithmic energy slope of the inverse strong coupling was chosen. This quantity is expected to be energy independent to first order and is proportional to the Callan-Symanzik β -function describing the running of α_s . The result

$$\frac{d\alpha_s^{-1}}{d \log(E_{\text{cm}})} (89 \dots 183 \text{ GeV}) = 1.44 \pm 0.32(\text{stat}) \pm 0.18(\text{syst}) \quad ,$$

is in good agreement with the second order QCD expectation of 1.27.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theorie	7
2.1	Das Standardmodell	7
2.1.1	Lagrangedichte	7
2.1.2	Teilcheninhalt	8
2.1.3	Symmetriebrechung	10
2.2	Störungsrechnungen	11
2.2.1	Feynmandiagramme	11
2.2.2	Renormierung	12
2.2.3	Die gleitende Kopplung	13
2.2.4	Grenzen der Störungstheorie	14
2.3	Elektron-Positron-Annihilation	15
2.3.1	Ereignisklassen	15
2.3.2	Besonderheiten hadronischer Ereignisse	19
2.3.3	Ereignisformobservablen	20
2.3.4	Beschreibung nichtperturbativer Effekte	26
2.3.5	Simulation	28
3	Experiment	32
3.1	LEP	32
3.2	DELPHI	33
3.2.1	Magnetspule	35
3.2.2	Spurdetektoren	35
3.2.3	Elektromagnetische Kalorimeter	36
3.2.4	Hadronkalorimeter	37
3.2.5	Müonkammern	37
3.2.6	Szintillationszähler	38
3.2.7	Trigger und Datenaufzeichnung	38
3.3	Die Analysekette	38
3.3.1	Spurrekonstruktion in DELANA	39
3.3.2	DSTANA	40
3.3.3	MINI	40

3.4	Simulation des Detektors	41
4	Analyse	42
4.1	Spurselektion	42
4.2	Ereignisselektion	43
4.2.1	Selektion hadronischer Ereignisse	43
4.2.2	Unterdrückung radiativer Ereignisse	44
4.2.3	Unterdrückung von WW- und ZZ-Ereignissen	45
4.3	Analyse der Daten	47
4.3.1	Normierung der Histogramme	47
4.3.2	Subtraktion des verbliebenen Untergrundes	49
4.3.3	Akzeptanzkorrektur	50
4.3.4	Berechnung der Momente	50
4.3.5	Bestimmung der systematischen Unsicherheiten	52
4.3.6	Bestimmung der statistischen Unsicherheiten	55
4.4	Ergebnisse	58
4.4.1	Verteilungen	58
4.4.2	Momente	59
5	Interpretation	64
5.1	Bestimmung von α_s aus Mittelwerten	65
5.1.1	Naive Potenzreihenkorrekturen	65
5.1.2	Alternative Beschreibungen	68
5.1.3	Der Ansatz von Dokshitzer und Webber	70
5.2	Bestimmung von α_s aus Verteilungen	73
5.2.1	Hadronisierungskorrektur	74
5.2.2	Die Anpassungsprozedur	74
5.2.3	Statistische und systematische Unsicherheiten	76
5.2.4	Ergebnisse	77
5.3	Energieabhängigkeit der starken Kopplung	80
5.3.1	Statistische und systematische Unsicherheiten	80
5.3.2	Ergebnisse	83
6	Zusammenfassung und Ausblick	86
A	Tabellen zu den Ereignisformobservablen	89
B	Abbildungen zu den Ereignisformobservablen	133
C	Tab. und Abb. zu Anpassungen der starken Kopplung	171
	Literaturverzeichnis	186
	Danksagung	193

Kapitel 1

Einleitung

Das grundlegende Verständnis der fundamentalen Bausteine der Natur ist seit jeher eines der zentralen Ziele physikalischer Forschungen. Die Bausteine der Natur sind einerseits die Materie und andererseits die Kräfte, mit denen die Materie sich gegenseitig beeinflusst.

Nach heutigem Verständnis besteht die Materie aus kleinsten Einheiten, den (fermionischen) Elementarteilchen, welche untereinander vier verschiedene Wechselwirkungen austauschen können: die Gravitation, die elektromagnetische Kraft, die schwache Kernkraft und die starke Kernkraft. Während die Gravitation auf alle bekannte Materie wirkt, beeinflussen die drei anderen Kräfte nur die Elementarteilchen, welche eine passende Ladung tragen. Die elektromagnetische Kraft wirkt nur auf Teilchen mit elektrischer Ladung, die schwache Kraft nur auf solche mit schwacher Ladung, die starke Kraft wirkt nur auf Teilchen mit Farbladung. Auch die Kräfte besitzen kleinste Einheiten: die Eichbosonen. Obwohl die Gravitation die aus dem täglichen Leben bekannteste Kraft ist, ist sie die schwächste aller Kräfte. Die nächststärkere und ebenfalls makroskopisch wirksame Kraft ist die elektromagnetische Kraft. Die beiden Kernkräfte dagegen entfalten, wie der Name schon andeutet, ihre Wirkung nur bei sehr kleinen Abständen.

Das europäische Labor für Teilchenphysik CERN hat in den achtziger Jahren den riesigen Elektron-Positron-Beschleuniger LEP gebaut. Mit 27 km Umfang ist er bis heute der größte Teilchenbeschleuniger der Welt. In ihm können Elektronen und Positronen in gegenläufigen Bahnen auf Energien von bis zu 100 GeV beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Die extrem hohen Energien erlauben es, die Eigenschaften der Kräfte bei kürzesten Abständen zu untersuchen.

Die wichtigste Reaktion bei dieser Kollision ist die Annihilation von Elektronen und Positronen zu den Austauschbosonen der elektromagnetischen oder der schwachen Wechselwirkung. Sie ermöglicht die hochpräzise Vermessung der Parameter der Theorie dieser beiden Kräfte und genaueste Tests ihrer Struktur.

Die Austauschbosonen zerfallen überwiegend in stark wechselwirkende Teilchen. Aufgrund des einfachen Anfangszustands ergibt sich daraus ein ideales Laboratorium zur Untersuchung der starken Wechselwirkung. Trotzdem gestalten sich Tests der Struktur der Theorie der starken Wechselwirkung und die Bestimmung ihres freien Parameters ungleich schwieriger als entsprechende Messungen zur elektroschwachen Kraft. Die Schwierigkeiten bei der Untersuchung der starken Wechselwirkung liegen auf der theoretischen Seite. Aufgrund der Stärke der Wechselwirkung versagen die bekannten Berechnungsmethoden. Phänomenologische Modelle müssen benutzt werden, um die Lücke zwischen berechenbaren Prozessen und experimentell beobachtbaren Phänomenen zu schließen. Neben der Bestimmung der Parameter und Tests der Struktur nimmt daher die Überprüfung solcher Hadronisierungsmodelle einen breiten Raum in den Forschungen ein.

In dieser Arbeit steht die Bestimmung der starken Kopplung α_s , des einzigen freien Parameters der Theorie der starken Wechselwirkung im Vordergrund. Dessen Energieabhängigkeit liefert einen Beitrag zum Test der Struktur der starken Wechselwirkung. Als Basis dieser Messung dienen Ereignisformobservablen, welche besonders sensitiv auf die berechenbaren Prozesse sind und nur kleine Änderungen durch die Hadronisierung erfahren. Durch die Anwendung neuer analytischer Methoden zur Beschreibung der Hadronisierungseffekte in Ereignisformobservablen (sogenannten Potenzreihenkorrekturen) wird versucht, die theoretischen Unsicherheiten dieser Ergebnisse weiter zu reduzieren.

Kapitel 2

Theorie

Die Theorie, welche zur Beschreibung der Elementarteilchen benutzt wird, heißt Standardmodell der Teilchenphysik. Sie beschreibt die Wirkung von drei der vier bekannten fundamentalen Kräfte auf die elementaren Teilchen. Für die elektromagnetische und die schwache Kraft basiert es auf der GSW-Theorie [1, 2, 3], zur Beschreibung der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD) [4] enthalten. Nur die Gravitation konnte bisher nicht in ein gemeinsames Gebäude mit den anderen drei Kräften aufgenommen werden. Ihre im Vergleich zu den anderen Kräften geringe Kopplungsstärke macht sie glücklicherweise für die Elementarteilchenphysik vernachlässigbar.

Im folgenden sollen das Standardmodell und seine Bestandteile beschrieben werden. Anschließend werden verschiedene Aspekte im Zusammenhang mit Lösungen dieser Theorie diskutiert. Dabei wird in der gesamten Arbeit in „natürlichen“ Einheiten gearbeitet:

$$\hbar = c = 1 \quad .$$

In diesem Einheitensystem gilt: $[\text{Länge}] = [\text{Zeit}] = [\text{Energie}]^{-1} = [\text{Masse}]^{-1}$.

2.1 Das Standardmodell

2.1.1 Lagrangedichte

Das Standardmodell (SM) ist eine Quantenfeldtheorie mit lokaler $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ Eichsymmetrie. Genau wie gewöhnliche Feldtheorien lassen sich Quantenfeldtheorien durch die Angabe ihrer Lagrangedichte charakterisieren. Zur Erklärung der Physik werden im SM drei verschiedene Arten von Feldern verwendet: Eich- oder Vektorbosonen, Fermionen und Skalare.

Die Beschreibung der Eichbosonen erfolgt durch Vektorfelder A_μ , die der Skalare durch komplexe Felder ϕ . Fermionen werden durch Weylspinoren ψ , den links- und rechtshändigen Helizitätseigenzuständen, repräsentiert.

Unter Verwendung der Summenkonvention läßt sich die Lagrangedichte darstellen als:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu} + i\bar{\psi}_\alpha \not{D}\psi_\alpha + (D_\mu\phi^a)(D^\mu\phi^a) + y_{\alpha\beta}^a \bar{\psi}_\alpha \psi_\beta \phi^a \\ & + V(\phi) + (\text{Geist- und Eichterme}) \quad . \end{aligned} \quad (2.1)$$

Große lateinische Buchstaben indizieren die Eichbosonen, kleine lateinische Buchstaben die Skalare. Griechische Buchstaben α, β numerieren die Fermionen. μ und ν sind Dirac-Indizes.

Die Feldstärketensoren der Eichbosonen sind durch

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu A_\nu^A - \partial_\nu A_\mu^A - gC_{ABC}A_\mu^B A_\nu^C \quad (2.2)$$

definiert. Dabei sind C_{ABC} die Strukturkonstanten der Eichgruppe. Aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz ergibt sich die kovariante Ableitung:

$$D_\mu = \partial_\mu - i\frac{g_{(B)}}{2} t^B A_\mu^B \quad . \quad (2.3)$$

Dabei bezeichnet $g_{(B)}$ die zum Eichboson A^B gehörige Kopplung (g, g' oder g_s). t^B sind die Generatoren der Eichsymmetrie in der Darstellung, die die gleiche Dimension hat wie die Teilchendarstellung, auf die D_μ wirkt.

$$\not{D} = \sigma^\mu D_\mu \quad \text{mit} \quad \sigma^\mu = (1, \pm\vec{\sigma}) \quad , \quad (2.4)$$

worin $\vec{\sigma}$ der Vektor der Pauli-Matrizen ist. Das positive Vorzeichen gilt für die Anwendung auf rechtshändige, das negative für die auf linkshändige Weylspinoren.

2.1.2 Teilcheninhalt

Jeder der Weylspinoren ψ_α des SMs wird entsprechend seinem Wechselwirkungsverhalten in eine fundamentale Darstellung der Eichsymmetriegruppe

	Quarks			Leptonen	
	$(\mathbf{3}, \mathbf{2})_{\frac{1}{6}}$	$(\mathbf{3}, \mathbf{1})_{\frac{2}{3}}$	$(\mathbf{3}, \mathbf{1})_{-\frac{1}{3}}$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2})_{-\frac{1}{2}}$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1})_{-1}$
1. Familie	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	u_R	d_R	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	e_R
2. Familie	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	c_R	s_R	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	μ_R
3. Familie	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	t_R	b_R	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	τ_R

Tabelle 2.1: Die Fermionen und ihre Darstellungen im SM.

Symbol	Darstellung	Kopplungsstärke
g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1})_0$	g_s
(W^1, W^2, W^3)	$(\mathbf{1}, \mathbf{3})_0$	$g = g_2$
B	$(\mathbf{1}, \mathbf{1})_0$	$g' = \sqrt{\frac{3}{5}}g_1$

Tabelle 2.2: Die Eichbosonen und ihre Darstellungen im SM.

eingeteilt. Die Quarks, die in drei Farben auftreten, bilden jeweils eine dreidimensionale Darstellung der $SU(3)$. Alle linkshändigen Spinoren werden in $SU(2)$ -Doublets eingeteilt, während die rechtshändigen in $SU(2)$ -Singlets auftauchen (Tab. 2.1). Die vorhandenen Darstellungen werden dreimal wiederholt, so daß drei Familien von Fermionen entstehen, wie sie im Experiment beobachtet werden [5].

Die fundamentalen Darstellungen von nicht-abelschen Lie-Gruppen werden durch ihre Dimension bezeichnet. Doublets bilden eine $\mathbf{2}$, Triplets eine $\mathbf{3}$ usw. Die zu einer Darstellung komplex konjugierte Darstellung wird durch einen Querstrich gekennzeichnet (z.B. $\bar{\mathbf{3}}$). Um die Darstellung eines Teilchens im SM zu bezeichnen, werden die $SU(3)$ -, die $SU(2)$ -Darstellung und die Hyperladung Y benötigt. Die beiden ersten werden in Klammern geschrieben, an die Y als Index gesetzt wird.

Die Eichbosonen des SM leben in den adjungierten Darstellungen (Tab. 2.2). Die Kopplungsstärke der $SU(3)$ wird mit g_s bezeichnet. Die Kopplung der $SU(2)$ wird mit g oder g_2 , die der $U(1)$ mit g' oder g_1 bezeichnet. Die Kopplungen g_1 und g_2 werden häufig bei der Konstruktion von Vereinheitlichungstheorien (GUTs) benutzt, da sie der in GUTs notwendigen Normierung entsprechen.

Statt durch ihre Dimension kann eine Darstellung auch durch den Eigenwert ihres quadratischen Casimiroperators $C^2 := t^B t^B$ charakterisiert werden. t^B sind wieder die Generatoren der Eichgruppe in der betreffenden Darstellung. Dies ist besonders in der $SU(2)$ üblich, wo die Darstellungen durch den Isospin I unterschieden werden. Isospin und Casimiroperator sind durch $C^2 = 2I(I + 1)$ verbunden (Tab. 2.3).

Die Komponenten einer Darstellung lassen sich durch den Eigenwert

Gruppe	Darstellung	C^2	I
$SU(2)$	$\mathbf{1}$	0	0
	$\mathbf{2}$	3/2	1/2
	$\mathbf{3}$	4	1

Tabelle 2.3: Eigenwerte des Casimiroperators der $SU(2)$ nach Slansky [6].

bezüglich des \hat{I}_3 -Operators unterscheiden. $\hat{I}_3 := t_{SU(2)}^3$ ist ein Generator der $SU(2)$ in der betrachteten Darstellung. Dieser kann die Eigenwerte $I_3 = -I, -I + 1, \dots, I$ annehmen. Die Doublets in Tab. 2.1 sind so geschrieben, daß die obere Komponente $I_3 = +\frac{1}{2}$ und die untere Komponente $I_3 = -\frac{1}{2}$ besitzt. Mit I_3 und der Hyperladung Y läßt sich die elektrische Ladung der Teilchen ausdrücken:

$$Q = I_3 + Y \quad . \quad (2.5)$$

2.1.3 Symmetriebrechung

Die Symmetrie des SM ist in der Natur gebrochen. Diese Brechung wird in der Theorie durch den Higgs-Mechanismus [7] realisiert. Dazu wird ein (komplexes) skalares Doublett Φ mit der Darstellung $(\mathbf{1}, \mathbf{2})_{\frac{1}{2}}$ eingeführt, dessen $I_3 = -\frac{1}{2}$ -Komponente man einen Vakuumerwartungswert zuordnet:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \langle \phi_2 \rangle \end{pmatrix} \quad . \quad (2.6)$$

Indem die komplexen Felder um den Vakuumerwartungswert des Potentials entwickelt werden, erhält man zunächst vier reelle Skalare. Durch Undefinieren der Eichfelder der Theorie ist es jedoch möglich, drei dieser Skalare zu entfernen. Dabei ergibt sich eine Theorie mit einem massiven reellen Skalar (dem Higgs-Boson), drei massiven Eichbosonen W^+, Z, W^- und einem masselosen Eichboson A , dem Photon:

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \pm iW^2) \quad (2.7)$$

$$Z = \frac{g'B - gW^3}{\sqrt{g'^2 + g^2}} = \sin \theta_W B - \cos \theta_W W^3 \quad (2.8)$$

$$A = \frac{gB + g'W^3}{\sqrt{g'^2 + g^2}} = \cos \theta_W B + \sin \theta_W W^3 \quad . \quad (2.9)$$

Der Weinbergwinkel θ_W ist durch das Verhältnis der Kopplungsstärken definiert:

$$\tan(\theta_W) := \frac{g'}{g} \quad . \quad (2.10)$$

Die so umgeschriebene Theorie ist eine $SU(3) \times U(1)$ -invariante Eichtheorie. Die Quantenzahl der $U(1)$ ist die elektrische Ladung Q . Entfernt man aus dieser Theorie die schweren Eichbosonen und das Higgs-Boson, so ergeben sich die Theorien der starken und der elektromagnetischen Wechselwirkung (QCD und QED).

2.2 Störungsrechnungen

Bisher ist es nicht möglich, exakte Lösungen des Standardmodells analytisch zu berechnen. Lediglich in einer Theorie ohne Wechselwirkungen ($g = g' = g_s = 0$) lassen sich Lösungen für die Bewegung der Teilchen finden.

Wenn man sich auf Situationen beschränkt, in denen die Kopplung klein ist, kann man mit Hilfe der Lösungen für Teilchen ohne Wechselwirkung näherungsweise Lösungen der Gesamtheorie bestimmen. Die Wechselwirkungen werden in diesem Ansatz als kurzzeitige Störungen der freien Teilchenbewegung betrachtet. Dieser Ansatz heißt daher Störungstheorie.

2.2.1 Feynmandiagramme

In der Störungstheorie entstehen die Lösungen als eine Reihenentwicklung, bei der mit jedem neuen Term eine punktförmige Wechselwirkung zur Lösung hinzugefügt wird. Dieses Zusammenspiel von freier Propagation und punktförmiger Wechselwirkung wird sehr anschaulich in Form von Feynmandiagrammen dargestellt. Die Basisdiagramme der QCD sind in Abb. 2.1 dargestellt.

Durch Zusammensetzen dieser Diagramme lassen sich alle Prozesse veranschaulichen, die mit der Störungstheorie beschreibbar sind. Gleichzeitig bilden diese Diagramme die Basis für eine Vorschrift zur Berechnung der zugehörigen n -Punkt-Korrelationsfunktionen, aus welchen sich wiederum physikalische Größen wie Wirkungsquerschnitte berechnen lassen. In dieser Vorschrift (den Feynmanregeln) ist jedem Basisdiagramm aus Abb. 2.1 ein Rechenausdruck zugeordnet. Die Korrelationsfunktion für eine bestimmte Anzahl von einlaufenden bzw. auslaufenden Teilchen ergibt sich als Summe über

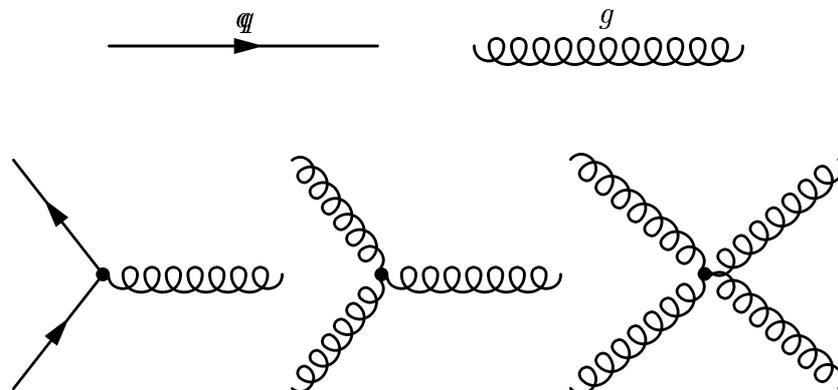


Abbildung 2.1: Die fundamentalen Feynmandiagramme der QCD.

alle möglichen Diagramme, die die richtigen ein- bzw. auslaufenden Teilchen besitzen.

2.2.2 Renormierung

Korrekturen höherer Ordnung in der Reihenentwicklung der Störungstheorie können Schleifendiagramme enthalten. In solchen Diagrammen definiert die Festlegung der Impulse der ein- bzw. auslaufenden Teilchen die Impulse der übrigen Propagatoren des Graphen nicht vollständig. Gemäß den Feynmanregeln wird in diesen Situationen über alle möglichen (internen) Impulse integriert.

Viele dieser Integrale über interne Schleifen sind divergent. Um trotzdem eine Vorhersage zu erhalten, wird ein zweischrittiges Verfahren angewendet:

1. Regularisierung. Bei der Regularisierung werden die divergenten Integrale durch Ausdrücke ersetzt, die von einem neuen Parameter (dem Regularisierungsparameter) abhängen und für einen bestimmten Grenzwert die ursprüngliche *Form* annehmen.
2. Renormierung. Zur Renormierung werden die so gewonnenen Ausdrücke in Anteile, die im Grenzwert divergieren und in solche, die endlich bleiben, zerlegt. Die neuen (renormierten) n -Punktfunktionen werden durch die endlichen Anteile der alten Funktion definiert.

Abschließend ist es möglich, eine Lagrangedichte zu konstruieren, welche direkt die so gewonnenen endlichen Resultate liefert.

Es gibt mehrere verschiedene Regularisierungsvorschriften. Die in der Elementarteilchenphysik gebräuchlichste Vorschrift ist die dimensionale Regularisierung. In dieser werden die Schleifenintegrale statt über d^4p über $d^{4+\varepsilon}p$ durchgeführt. Dadurch wird zunächst ε als neuer Parameter eingeführt. Die divergenten Integrale können nun als Funktionen von ε in der komplexen Ebene mit einem Pol bei $\varepsilon = 0$ aufgefaßt werden.

Die Integration über $\varepsilon \in \mathcal{C}$ Dimensionen ist dabei durch analytische Fortsetzung der Integration über $\varepsilon \in \mathcal{N}$ Dimensionen definiert.

Um die dimensionale Regularisierung sauber formulieren zu können, ist es notwendig, neben dem Regularisierungsparameter ε eine Massenskala μ einzuführen. Dieser zusätzliche Parameter ist erforderlich, damit die Einheiten der betrachteten Integrale in allen Dimensionen die gleichen bleiben. Physikalische Größen sind von diesem Parameter unabhängig, denn er wird nur in Potenzen von ε verwendet und verschwindet daher für $\varepsilon \rightarrow 0$ wie $\mu^\varepsilon \rightarrow 1$. Vorhersagen der Störungstheorie sind dagegen im allgemeinen abhängig von μ , da die Störungsreihe nicht vollständig berechnet ist. Die Abhängigkeit von der Renormierungsskala μ wird daher oft zur Abschätzung der verbleibenden theoretischen Unsicherheiten verwendet.

2.2.3 Die gleitende Kopplung

Für die physikalischen Resultate darf es weiterhin keinen Unterschied machen, welche Masseneinheit in den Betrachtungen benutzt wird. Eine n -Punkt-Greensfunktion $\Gamma^{(n)}(p; m, g, \mu)$ skaliert also mit s^d unter der Transformation $p \rightarrow sp$, $m \rightarrow sm$, $\mu \rightarrow s\mu$, wobei d die Massendimension von $\Gamma^{(n)}$ ist.

Zusammen mit der Unabhängigkeit der vollständigen Resultate von der Renormierungsskala μ läßt sich aus dieser Überlegung ein Ansatz ableiten, mit dessen Hilfe es möglich ist, das Verhalten der n -Punkt-Funktionen bei Skalierung der äußeren Impulse zu beschreiben:

$$\Gamma^{(n)}(sp; m, g, \mu) = f(s)\Gamma^{(n)}(p; m(s), g(s), \mu) \quad . \quad (2.11)$$

Für die in dieser Gleichung vorkommenden effektiven (oder gleitenden) Kopplungen $g(s)$ und Massen $m(s)$, sowie für den Skalierungsfaktor $f(s)$ können Differentialgleichungen angegeben werden:

$$s \frac{\partial m}{\partial s} = m(\gamma_m - 1) \quad (2.12)$$

$$s \frac{\partial g}{\partial s} = \beta \quad (2.13)$$

$$\frac{s}{f(s)} \frac{df}{ds} = d - n\gamma_d \quad . \quad (2.14)$$

Darin sind γ_m , β und γ_d berechenbare Funktionen. Die β -Funktion, welche durch eine Ableitung nach der Renormierungsskala μ definiert ist, beschreibt die Energieabhängigkeit der Kopplung. Sie kann als Reihe in der Kopplungsstärke g_s ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} \beta &:= \mu \frac{\partial g_s}{\partial \mu} = -\frac{\beta_0}{16\pi^2} g_s^3 - \frac{\beta_1}{128\pi^4} g_s^5 - \dots \\ \Leftrightarrow \mu \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu} &= -\frac{\beta_0}{2\pi} \alpha_s^2 - \frac{\beta_1}{4\pi^2} \alpha_s^3 - \dots \end{aligned} \quad (2.15)$$

mit $\alpha_s := g_s^2/4\pi$. Die Koeffizienten der β -Funktion sind bis zur vierten Ordnung berechnet, in dieser Arbeit werden nur die ersten beiden Koeffizienten für die starke Kopplung benötigt:

$$\begin{aligned} \beta_0 &= 11 - \frac{2}{3}n_f \\ \beta_1 &= 51 - \frac{19}{3}n_f \quad . \end{aligned} \quad (2.16)$$

Darin ist n_f die Anzahl der Quarksorten, die bei der betrachteten Schwer-

punktsenergie reell produziert werden können. Bei allen in dieser Arbeit betrachteten Energien gilt $n_f = 5$.

Die Lösung der Gl. (2.13) wird in der QCD häufig durch den skalenuabhängigen dimensionsbehafteten Parameter Λ ausgedrückt. In zweiter Ordnung ergibt sich für $\alpha_s(\mu) = g_s^2(\mu)/4\pi$:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log(\mu^2/\Lambda^2)} \left[1 - \frac{2\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\log(\log(\mu^2/\Lambda^2))}{\log(\mu^2/\Lambda^2)} \right] , \quad (2.17)$$

wobei Terme der Ordnung $\mathcal{O}(\frac{\log^2(\log(\mu^2/\Lambda^2))}{\log^3(\mu^2/\Lambda^2)})$ vernachlässigt wurden.

Entsprechend Gl. (2.11) muß zur Beschreibung eines Prozesses bei doppelter Schwerpunktsenergie die Kopplung an der doppelten Skala ausgewertet werden, um eine konsistente Beschreibung mit dem Prozeß an der ursprünglichen Energie zu erreichen. Die absolute Skala μ ist jedoch nicht strikt festgelegt. Häufig wird $\mu = E_{\text{cm}}$ benutzt, in dieser Arbeit werden jedoch auch optimierte Skalen verwendet. Um diese unabhängig von den betrachteten Schwerpunktsenergien angeben zu können, wird die relative Skala definiert:

$$x_\mu := \frac{\mu^2}{E_{\text{cm}}^2} . \quad (2.18)$$

2.2.4 Grenzen der Störungstheorie

Die Vorhersagen störungstheoretischer Berechnungen sind für kleine Kopplungsstärken am genauesten. Da sich die Kopplungsstärke jedoch mit der Energie des betrachteten Prozesses ändert, sind die Vorhersagen nicht für alle Energiebereiche gleich gut.

Bei nicht-abelschen Eichtheorien (mit nicht zu vielen Fermionen) wächst die Kopplungsstärke mit sinkender Energie. Während der Anstieg der Kopplung der SU(2)-Wechselwirkung bei kleinen Energien aufgrund der Symmetriebrechung nicht zum Tragen kommt, verlieren störungstheoretische Vorhersagen über die starke Wechselwirkung bei geringen Energien ihre Genauigkeit.

Die anwachsende Kopplungsstärke der starken Kraft führt schließlich dazu, daß sich farbgeladene Teilchen immer zu gebundenen Zuständen zusammenschließen. Der Übergang von freien Quarks und Gluonen zu ihren gebundenen Zuständen, den Hadronen, wird als Hadronisierung oder auch als Fragmentation bezeichnet. Da niedrige Energien großen Abständen entsprechen, bedeutet eine mit sinkender Energie wachsende Kopplung eine mit wachsendem Abstand stärker werdende Kraft. Um zwei Farbladungen vollständig zu trennen, wäre somit eine unendliche Energie erforderlich, so daß Farbladungen eingeschlossen sind. Dieser Einschluß wird als Confinement bezeichnet.

Die Näherung freier Teilchen mit wenigen punktuellen Wechselwirkungen, wie sie die Störungstheorie macht, ist für gebundene Zustände und auch für

den Übergang von freien Teilchen in gebundene Zustände nicht mehr gültig. Solche Phänomene werden daher als nichtperturbativ bezeichnet.

Auf die spezielle Bedeutung der nichtperturbativen Effekte und deren Beschreibung in der e^+e^- -Annihilation wird in Abschnitt 2.3.4 genauer eingegangen.

2.3 Elektron-Positron-Annihilation

2.3.1 Ereignisklassen

Die Ereignisse der e^+e^- -Annihilation werden gemäß des zugrundeliegenden störungstheoretischen Prozesses in verschiedene Klassen eingeteilt, welche im folgenden diskutiert werden.

Für die Untersuchung der starken Wechselwirkung sind Ereignisse mit Quarks und Gluonen im Endzustand des Grundprozesses erforderlich. Der einfachste Prozeß dieser Art ist die Annihilation von einem Elektron und einem Positron zu einem Photon (γ) oder einem Z-Boson, welches dann in ein Quark (q) und das zugehörige Antiquark (\bar{q}) zerfällt. Die Häufigkeit, mit der die initialen Quarks Gluonen (g) abstrahlen, ist proportional zur Stärke der Kopplung α_s . In Abb. 2.2 sind die Feynman-Graphen dieser Prozeßklasse mit bis zu vier Partonen im Endzustand (ohne Schleifendiagramme) dargestellt.

Die Einfachheit dieser Ereignisklasse aus experimenteller Sicht besteht darin, daß das Austauschboson, aus welchem der gesamte Endzustand entsteht, eine bekannte Energie und einen verschwindenden Impuls besitzt, so daß sich eine aufwendige Rekonstruktion dieser Parameter erübrigt. Diese Klasse bildet die Grundlage für die in dieser Arbeit beschriebenen Analysen.

Andere Prozeßklassen mit Quarks und Gluonen im Endzustand werden als Untergrund betrachtet. Die wichtigsten Untergrundklassen sind die WW-/ZZ-Ereignisse (Abb. 2.2) und die Ereignisse mit initialer Bremsstrahlung (Abb. 2.3).

In Ereignissen mit initialer Bremsstrahlung wird vor der Annihilation ein Photon abgestrahlt, so daß Energie und Impuls des hadronischen Endzustandes nicht mehr durch die nominellen Strahlenergien festgelegt sind. Die Energie, welche dem hadronischen Endzustand in seinem Ruhesystem zur Verfügung steht, heißt effektive Schwerpunktsenergie ($\sqrt{s'}$). Sie entspricht der invarianten Masse des Austauschbosons. Da das abgestrahlte Photon mit großer Wahrscheinlichkeit parallel zur Flugrichtung des Elektrons oder Positrons abgestrahlt wird, kann es häufig nicht im Detektor beobachtet werden. Falls es zusätzlich nur wenig Energie besitzt, sind die Ereignisse von denen ohne Bremsstrahlung nicht unterscheidbar. Es gibt also einen fließenden Übergang zwischen dieser Klasse und der Ereignisklasse ohne Bremsstrahlung.

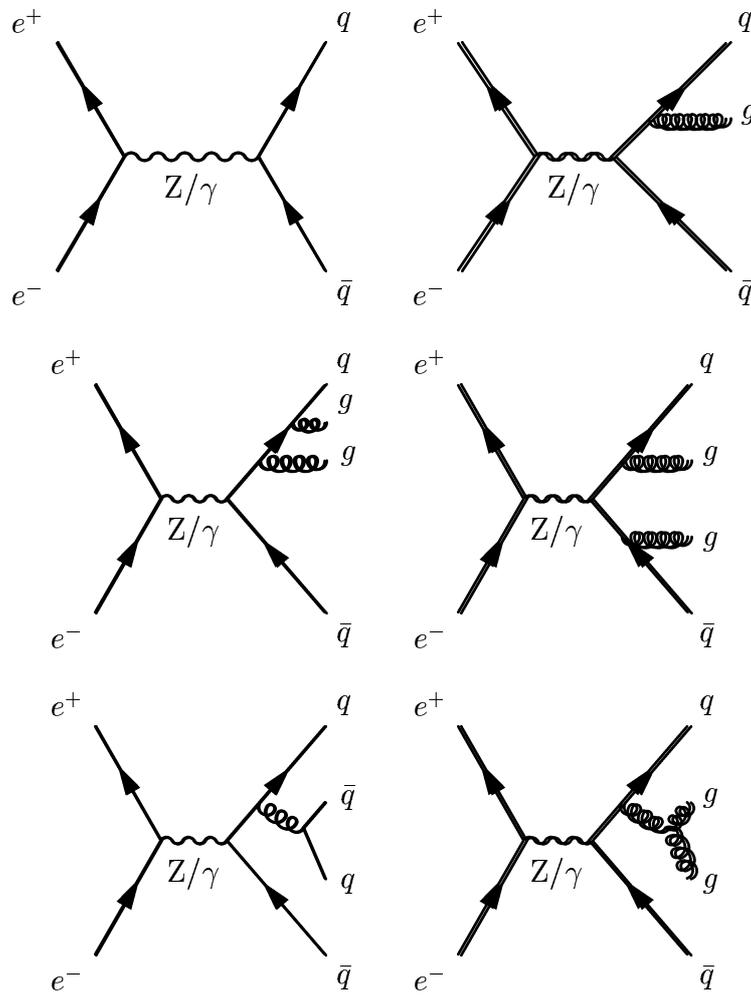


Abbildung 2.2: $q\bar{q}$ -Ereignisse in der e^+e^- -Annihilation.

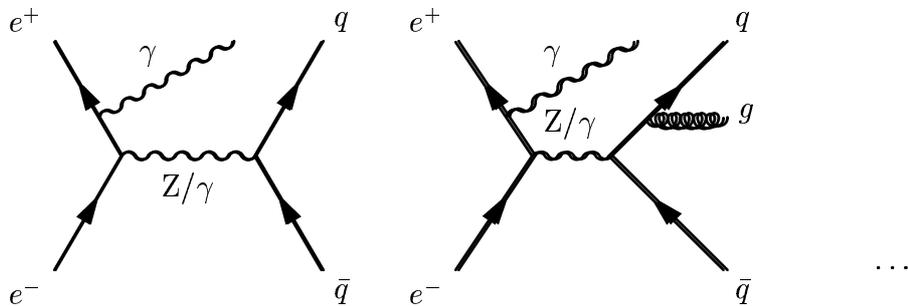


Abbildung 2.3: $q\bar{q}$ -Ereignisse mit initialer Bremsstrahlung.

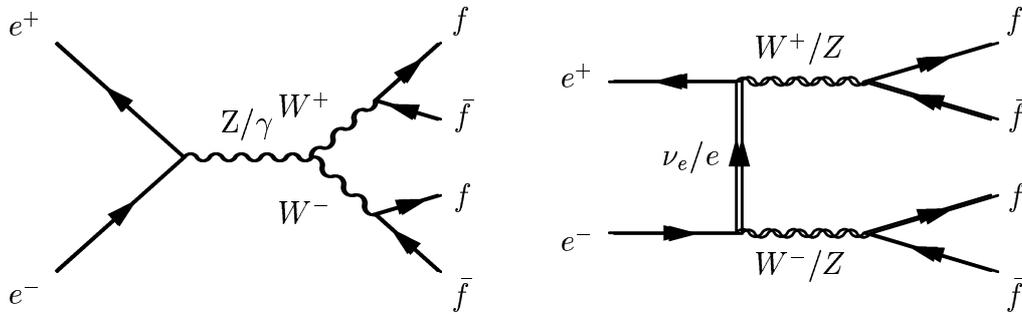


Abbildung 2.4: Die sogenannten *CC03*-Diagramme von *WW*-Ereignissen in der e^+e^- -Annihilation. Das rechte Diagramm zeigt gleichzeitig den wichtigsten Graphen zur *ZZ*-Produktion.

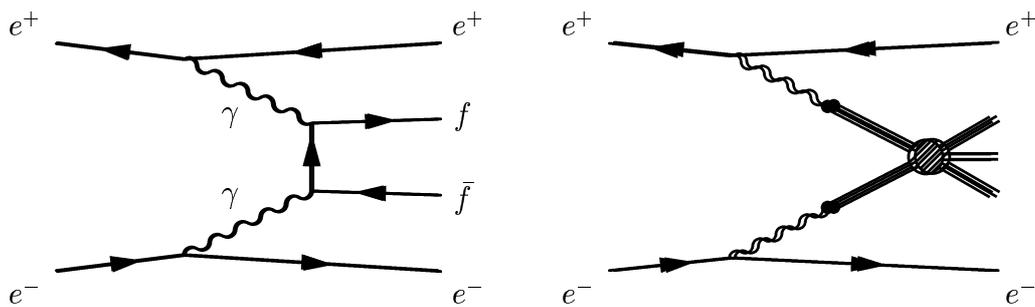


Abbildung 2.5: Beispiele für $\gamma\gamma$ -Ereignisse in der e^+e^- -Annihilation. Im rechten Diagramm bezeichnen doppelte Linien Hadronen, die schraffierte Fläche eine starke Wechselwirkung.

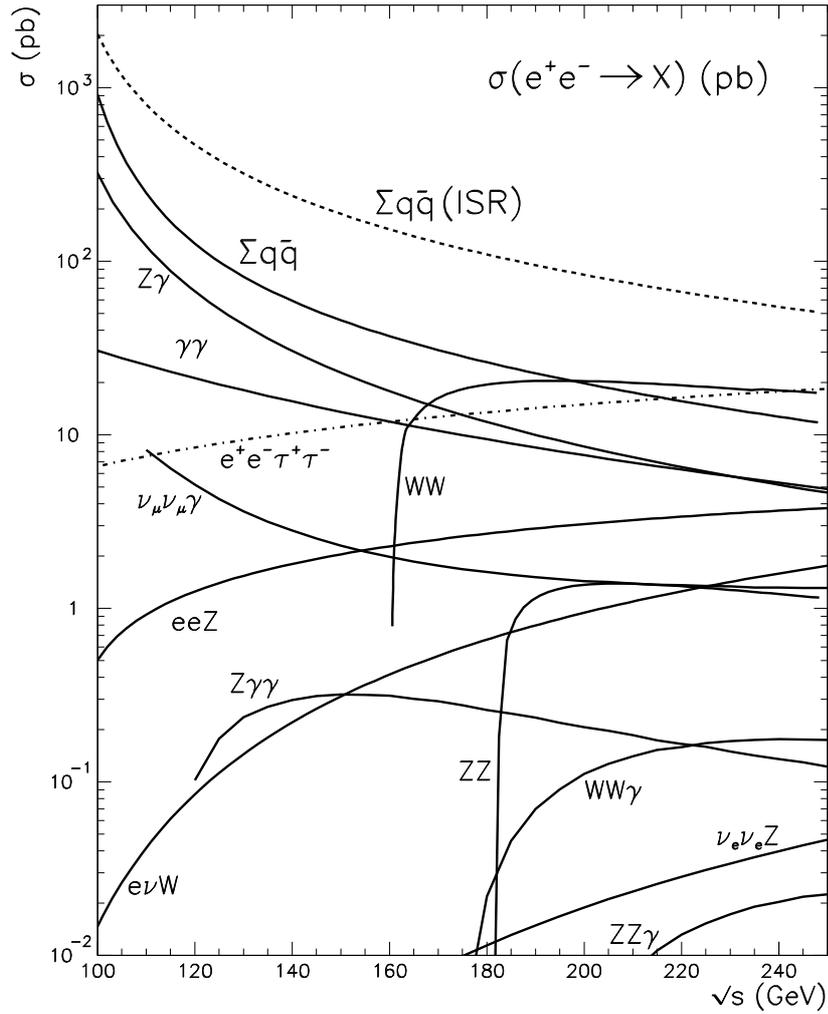


Abbildung 2.6: Wirkungsquerschnitte verschiedener Ereignisklassen in der Elektron-Positron-Annihilation oberhalb der Z -Resonanz [8].

Besondere Bedeutung erhalten die radiativen $q\bar{q}$ -Ereignisse bei Schwerpunktsenergien oberhalb von M_Z durch den hohen Wirkungsquerschnitt der e^+e^- -Annihilation an der Z-Resonanz. Aufgrund dieser Resonanz annihiliert ein Elektron-Positron-Paar mit 1000fach größerer Wahrscheinlichkeit, wenn es zuvor ein oder mehrere Photonen so abgestrahlt hat, daß die effektive Schwerpunktsenergie nahe der Z-Masse liegt.

Dieser Effekt führt dazu, daß der Wirkungsquerschnitt für die e^+e^- -Annihilation in $q\bar{q}$ einschließlich radiativer Ereignisse deutlich größer ist als ohne radiative Ereignisse (vgl. Abb. 2.6).

Die zweite wichtige Untergrundklasse ist die Produktion von W-Paaren, die bei Energien ab 161 GeV auftritt. Feynman-Graphen dieser Ereignisse sind in Abb. 2.4 dargestellt. Formal gesehen sind Ereignisse aus diesen Graphen von anderen Ereignissen mit vier Quarks im Endzustand nicht unterscheidbar. Interferenzen zwischen den Graphen der $q\bar{q}$ -Produktion und der WW-Produktion sind jedoch stark unterdrückt. Deshalb ist es dennoch sinnvoll, die Klassen zu unterscheiden. Um die Wirkungsquerschnitte berechnen zu können, wird definiert, daß die Klasse der WW-Ereignisse durch die in Abb. 2.4 gezeigten, sogenannten CC03-Diagramme gegeben ist. Obwohl der Wirkungsquerschnitt für diese Ereignisse kleiner ist als für die Produktion nichtradiativer $q\bar{q}$ -Ereignisse (vgl. Abb. 2.6), bilden besonders die WW-Ereignisse einen bedeutenden Untergrund. Dies rührt daher, daß WW-Ereignisse zu 47% vier Quarks im Endzustand bilden, während bei reinen $q\bar{q}$ -Ereignissen nur in etwa 2% der Fälle vier klare hadronische Jets auftreten. Ab 183 GeV werden auch Paare von Z-Bosonen erzeugt. Falls beide Z-Bosonen hadronisch zerfallen, ergibt sich wiederum ein Endzustand mit vier Quarks. In Analogie zur Argumentation der WW-Ereignisse werden ZZ-Ereignisse durch das in Abb. 2.4 (rechts) gezeigte Diagramm definiert.

Weitere Untergrundklassen werden durch leptonische Zerfälle des Z-Bosons aber auch durch Zwei-Photon-Ereignisse (Abb. 2.5) gebildet. Neben dem elementaren Prozeß der Photonfusion (Abb. 2.5 links) spielt insbesondere die Vektormesonfusion (Abb. 2.5 rechts) eine Rolle. Sowohl leptonische Ereignisse als auch die Zwei-Photon-Ereignisse können durch geringe Multiplizität von den hadronischen Z-Ereignissen gut unterschieden werden. Ein Großteil der Endzustandsteilchen in Zwei-Photon-Ereignissen bildet zudem nur einen kleinen Winkel mit den einlaufenden Strahlen, wodurch eine Diskriminierung dieser Klasse leicht möglich ist.

2.3.2 Besonderheiten hadronischer Ereignisse

Da aus farbgeladenen Elementarteilchen immer farbneutrale Hadronen entstehen, bildet der störungstheoretische Grundprozeß für Ereignisse der Elektron-Positron-Annihilation mit hadronischem Endzustand nur die erste Phase eines dreistufigen Prozesses (Abb. 2.7).

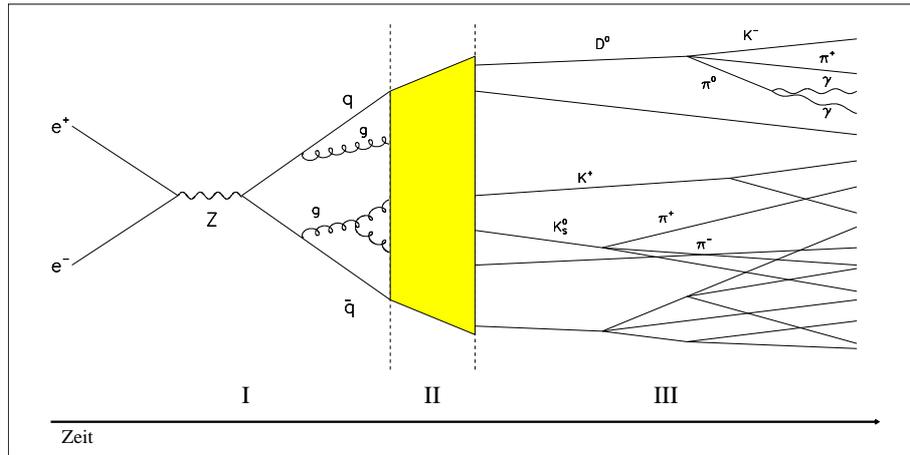


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung einer Elektron-Positron-Annihilation mit hadronischem Endzustand.

Als zweite Phase findet die Hadronisierung, der Übergang der Partonen in ihre gebundenen Zustände, statt. Die Beschreibung dieser Phase ist perturbativ nicht möglich. Üblicherweise werden stattdessen phänomenologische Modelle in Form von Monte-Carlo-Simulationen verwendet. Seit einiger Zeit gibt es jedoch auch analytische Vorhersagen für einzelne Observablen.

In der dritten Phase schließlich werden die Zerfälle der primären Hadronen beschrieben. Kinematik und experimentelle Ergebnisse über Zerfallskanäle und Verzweigungsverhältnisse erlauben eine genaue Beschreibung dieser Phase.

Am Ende der drei Phasen finden sich statt der ursprünglichen Partonen Bündel von Hadronen. Diese Bündel werden als Jets bezeichnet. Die nicht-perturbativen Effekte machen es notwendig, die Unterschiede zwischen den Eigenschaften der Partonen und denen der Jets zu beschreiben, um einen Vergleich mit der Störungstheorie zu ermöglichen (siehe Abschnitt 2.3.4). Durch geeignete Wahl der verwendeten Observablen kann der Einfluß dieser Effekte jedoch klein gehalten werden.

2.3.3 Ereignisformobservablen

Um aus den $q\bar{q}$ -Ereignissen der e^+e^- -Annihilation die starke Kopplung α_s zu bestimmen, ist es notwendig, Observablen zu definieren, welche einerseits von α_s abhängen und andererseits eine endliche Vorhersage aus der Störungstheorie erlauben.

Zwei Bedingungen sind notwendig, um störungstheoretische Vorhersagen für eine Observable erstellen zu können: Die Observable muß infrarotsicher sein, d. h. die Abstrahlung eines Gluons mit infinitesimaler Energie darf den

Wert der Observablen nicht ändern. Die Observable muß außerdem kollinear-sicher sein, d. h. der Wert der Observablen darf sich nicht ändern, wenn man ein Teilchen in zwei sich parallel bewegende Teilchen mit gleichem Gesamtimpuls aufspaltet.

Beide Bedingungen sind aus theoretischer Sicht notwendig, da die Wahrscheinlichkeiten sowohl für die Abstrahlung eines Gluons mit Energie E_g für $E_g \rightarrow 0$, als auch für die Aufspaltung einer Spur in zwei Spuren mit Transversalimpuls p_T für $p_T \rightarrow 0$ divergieren.

Sie sind aber auch aus experimenteller Sicht notwendig, da die Abstrahlung eines Gluons mit verschwindender Energie oder die Aufspaltung in zwei kollineare Spuren nicht beobachtbar ist. Anders gesagt, der Wert einer Observablen, welche die beiden Bedingungen nicht erfüllt, würde entscheidend von der Detektorauflösung oder den Details der Hadronisierung abhängen. Eine solche Observable würde somit keine Information über die perturbative QCD enthüllen.

Definition der verwendeten Observablen

Einige der ältesten Observablen, die diesen Anforderungen entsprechen, werden mit Hilfe der Summe der auf eine Achse projizierten Teilchenimpulse \vec{p}_i definiert.

$$\mathcal{T}(\vec{n}) := \frac{\sum_{i=1}^{n_{\text{Spur}}} |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|}{\sum_{i=1}^{n_{\text{Spur}}} |\vec{p}_i|} \quad (2.19)$$

Aus $\mathcal{T}(\vec{n})$ lassen sich vier seit langem verwendete Observablen konstruieren: Thrust (T) [9, 10], Major (M) [11], Minor (m) [11] und Oblateness (O) [9, 10].

$$T := \max_{|\vec{n}|=1} \mathcal{T}(\vec{n}) \quad (2.20)$$

Die Achse \vec{n}_T , für welche $T = \mathcal{T}(\vec{n}_T)$ gilt, heißt Thrustachse. Die Thrustachse wird häufig zur Unterteilung eines Ereignisses in zwei Hemisphären verwendet, indem jedes Teilchen je nach Vorzeichen von $\vec{p}_i \cdot \vec{n}_T$ der „+“- oder der „-“-Hemisphäre zugeordnet wird. Diese Einteilung findet bei der Definition der Jetmassen und -breiten weiter unten Verwendung.

$$M := \max_{|\vec{n}|=1, \vec{n} \perp \vec{n}_T} \mathcal{T}(\vec{n}) \quad (2.21)$$

Die Achse \vec{n}_M , für welche $M = \mathcal{T}(\vec{n}_M)$ gilt, heißt Majorachse.

$$m := \mathcal{T}(\vec{n}_m) \quad \text{mit} \quad \vec{n}_m = \vec{n}_T \times \vec{n}_M \quad (2.22)$$

$$O := |M - m| \quad (2.23)$$

Basierend auf der erwähnten Zerlegung eines Ereignisses in zwei Hemisphären, lassen sich für jedes Ereignis zwei invariante Massen bilden:

$$M_{\pm}^2 := \left(\sum_{\pm \vec{p}_i \cdot \vec{n}_T > 0} p_i \right)^2 . \quad (2.24)$$

Aus diesen werden die schwere Jetmasse ($M_{\text{h}}^2/E_{\text{vis}}^2$), die leichte Jetmasse ($M_{\text{l}}^2/E_{\text{vis}}^2$) und die Jetmassendifferenz ($M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2$) abgeleitet [12, 13]:

$$M_{\text{h}}^2/E_{\text{vis}}^2 := \max(M_{+}^2, M_{-}^2)/E_{\text{vis}}^2 \quad (2.25)$$

$$M_{\text{l}}^2/E_{\text{vis}}^2 := \min(M_{+}^2, M_{-}^2)/E_{\text{vis}}^2 \quad (2.26)$$

$$M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2 := |M_{+}^2 - M_{-}^2|/E_{\text{vis}}^2 . \quad (2.27)$$

In die Jetmassen M_{\pm}^2 gehen über das Viererimpulsquadrat die Massen der beobachteten Hadronen ein. Diese Hadronmassen sind jedoch störungstheoretischen Berechnungen nicht zugänglich [14]. Vom Standpunkt der perturbativen QCD sind daher die beiden folgenden Größen äquivalent zu Gl. (2.24):

$$M_{(p)\pm}^2 := \left(\sum_{\pm \vec{p}_i \cdot \vec{n}_T > 0} \begin{pmatrix} |\vec{p}_i| \\ \vec{p}_i \end{pmatrix} \right)^2 \quad M_{(E)\pm}^2 := \left(\sum_{\pm \vec{p}_i \cdot \vec{n}_T > 0} \begin{pmatrix} E_i \\ E_i \vec{p}_i / |\vec{p}_i| \end{pmatrix} \right)^2 \quad (2.28)$$

In diesen wurden die Teilchenmassen auf null gesetzt, indem entweder der Impuls oder die Energie durch die jeweils andere Größe unter der Annahme $m_i = 0$ ersetzt wurde. Von den alternativen Definitionen der Jetmassen, die sich daraus ergeben, werden in dieser Arbeit die beiden alternativen schweren Jetmassen benutzt, um den Einfluß der Hadronmassen zu studieren:

$$M_{(p)\text{h}}^2/E_{\text{vis}}^2 := \max(M_{(p)+}^2, M_{(p)-}^2)/E_{\text{vis}}^2 \quad (2.29)$$

$$M_{(E)\text{h}}^2/E_{\text{vis}}^2 := \max(M_{(E)+}^2, M_{(E)-}^2)/E_{\text{vis}}^2 . \quad (2.30)$$

Ebenfalls auf der Ereigniszerlegung mittels Thrustachse basierend haben sich in den letzten Jahren die Jetbreiten [15] durchgesetzt:

$$B_{\pm} := \frac{\sum_{\pm \vec{p}_i \cdot \vec{n}_T > 0} |\vec{p}_i \times \vec{n}|}{2 \sum_i |\vec{p}_i|} . \quad (2.31)$$

Aus B_{\pm} werden vier Größen abgeleitet: die große Jetbreite (B_{max}), die schmale Jetbreite (B_{min}), die totale Jetbreite (B_{sum}) und die Jetbreitendifferenz (B_{diff}):

$$B_{\max} := \max(B_+, B_-) \quad (2.32)$$

$$B_{\min} := \min(B_+, B_-) \quad (2.33)$$

$$B_{\text{sum}} := B_+ + B_- \quad (2.34)$$

$$B_{\text{diff}} := |B_+ - B_-| \quad . \quad (2.35)$$

Der lineare Impulstensor Θ^{ab} bildet die Basis für Ereignisformobservablen, die ohne Festlegung einer Ereignisachse auskommen:

$$\Theta^{ab} := \sum_i^{n_{\text{Spur}}} \frac{p_i^a p_i^b}{|\vec{p}_i|} \bigg/ \sum_i^{n_{\text{Spur}}} |\vec{p}_i| \quad a, b = x, y, z \quad . \quad (2.36)$$

Aus den Eigenwerten λ_i dieses Tensors berechnen sich die Observablen C -Parameter (C) [16] und D -Parameter (D) [16]:

$$C := 3(\lambda_1 \lambda_2 + \lambda_1 \lambda_3 + \lambda_2 \lambda_3) \quad (2.37)$$

$$D := 27 \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \quad . \quad (2.38)$$

Eine andere Gruppe von Observablen wird aus dem quadratischen Impulstensor M^{ab} gebildet:

$$M^{ab} := \sum_{i=1}^{n_{\text{Spur}}} p_i^a p_i^b \quad a, b = x, y, z \quad . \quad (2.39)$$

Aus den drei geordneten Eigenwerten $\Lambda_1 \geq \Lambda_2 \geq \Lambda_3$ dieses Tensors berechnen sich mit $\tilde{\lambda}_i = \Lambda_i / \sum_{j=1}^3 \Lambda_j$ die Observablen Sphärizität (S) [17, 18], Planarität (P) und Aplanarität (A) [19]:

$$S := \frac{3}{2} (\tilde{\lambda}_2 + \tilde{\lambda}_3) \quad (2.40)$$

$$P := \tilde{\lambda}_2 - \tilde{\lambda}_3 \quad (2.41)$$

$$A := \frac{3}{2} \tilde{\lambda}_3 \quad . \quad (2.42)$$

Da die Impulse der Teilchen in M^{ab} quadratisch eingehen, sind diese Größen im Gegensatz zu den aus Θ^{ab} gebildeten Größen C und D nicht kollinearsicher. Trotzdem werden ihre Verteilungen in dieser Arbeit bestimmt werden, um einen Vergleich mit früheren Experimenten zu ermöglichen.

Entsprechend der Zuordnung von Partonen und Jets bezeichnet man Observablen als n -jetartig, wenn n Partonen notwendig sind, um einen nichttrivialen Wert der Observablen zu erhalten. Dreijetartige Größen sind T , M , M_h^2/E_{vis}^2 , B_{\max} , B_{sum} , C -Parameter und S . Vierjetartige Observablen sind m , M_1^2/E_{vis}^2 , B_{\min} , D -Parameter und A . Die Differenzgrößen sind strenggenommen dreijetartig, werden jedoch oft als eigene Klasse betrachtet.

Störungstheoretische Vorhersagen

Vorhersagen in fester Ordnung Störungstheorie ($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$) Für die aufgeführten infrarot- und kollinearsicheren Ereignisformobservablen existieren Vorhersagen bis zur zweiten Ordnung in α_s . Für eine Observable y hat die Vorhersage die allgemeine Form

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma}{dy} = A(y) \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} + \left(A(y) \cdot 2\pi b_0 \log \frac{\mu^2}{E_{\text{cm}}^2} + B(y) \right) \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \right)^2 \quad (2.43)$$

mit $b_0 = \beta_0/4\pi = (33 - 2n_f)/12\pi$ und der Renormierungsskala μ . Die observablenabhängigen Koeffizienten $A(y)$ und $B(y)$ können numerisch bestimmt werden [16]. In dieser Arbeit wurden die in [20] tabellierten Ergebnisse verwendet. Die dort angegebenen Koeffizienten A^{tab} und B^{tab} sind für $\frac{1}{\sigma_0} y \frac{d\sigma}{dy}$ berechnet und müssen daher gemäß

$$\begin{aligned} A_i &= A_i^{\text{tab}}/y_i \\ B_i &= (B_i^{\text{tab}} - 2A_i^{\text{tab}})/y_i \end{aligned} \quad (2.44)$$

umgerechnet werden. y_i bezeichnet dabei die Mitte des Intervalls für das A_i^{tab} bzw. B_i^{tab} gültig sind.

Vorhersagen der führenden und nächstführenden Logarithmen (NLLA) Neben den Vorhersagen in fester Ordnung Störungstheorie gibt es für einige Observablen Vorhersagen aus der Resummierung der führenden und nächstführenden Logarithmen (NLLA, für „Next to Leading Log Approximation“) [21].

Diese resummierten Vorhersagen wurden für integrierte Wirkungsquerschnitte $R(y)$ gemacht. Ihre allgemeine Form lautet

$$R(y) := \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \int_0^y \frac{d\sigma}{dy} dy = C(\alpha_s) \Sigma(y, \alpha_s) + F(y, \alpha_s) \quad (2.45)$$

mit

$$\begin{aligned} C(\alpha_s) &= 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_s^n C_n \\ \log \Sigma(y, \alpha_s) &= \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_s^n \sum_{m=1}^{2n} G_{nm} L^m \\ F(y, \alpha_s) &= \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_s^n F_n(y) \end{aligned} \quad (2.46)$$

und $L = \log(1/y)$. C_n und G_{nm} sind observablenabhängige Konstanten,

während $F_n(y)$ perturbativ berechenbare Funktionen sind, welche für kleine Werte von y verschwinden.

Die Resummierung dieser Vorhersage besteht darin, daß bei der Berechnung von $\log \Sigma(y, \alpha_s)$ die Summe über n vollständig ausgeführt wird. Je nachdem, ob dabei nur der erste oder die ersten beiden Summanden der Summe über m berücksichtigt werden, spricht man von der Resummierung der führenden Logarithmen (LLA, für „Leading Log Approximation“) oder von Resummierung der führenden und nächstführenden Logarithmen (NLLA). Im folgenden wird nur die NLLA-Vorhersage berücksichtigt.

Unter NLLA im engeren Sinne versteht man $R_{NLLA}(y) = C(\alpha_s)\Sigma(y, \alpha_s)$, wobei zur Berechnung von $\log \Sigma(y, \alpha_s)$ wie beschrieben die führenden und nächstführenden Logarithmen berücksichtigt werden und $C(\alpha_s)$ bis zur zweiten Ordnung benutzt wird: $C(\alpha_s) = 1 + \alpha_s C_1 + \alpha_s^2 C_2$. Die Restterme $F(y, \alpha_s)$ werden in der reinen NLLA-Vorhersage vernachlässigt.

Ausdrücke für C_1 und $\Sigma(y, \alpha_s)$ in führender und nächstführender Ordnung sind analytisch bekannt und wurden aus [22, 23] übernommen. Der Koeffizient C_2 kann nur numerisch bestimmt werden, er wurde aus [24] übernommen.

Kombination von $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ - und NLLA-Vorhersagen Zur Kombination der Vorhersage in zweiter Ordnung mit der NLLA-Vorhersage [21, 25] sind mehrere Verfahren denkbar. Grundsätzlich addiert man zunächst die NLLA- und die $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Vorhersage und zieht dann doppelte Beiträge wieder ab:

$$\mathcal{R}_{NLLA+\mathcal{O}(\alpha_s^2)}(y) = \mathcal{R}_{NLLA}(y) + \mathcal{R}_{\mathcal{O}(\alpha_s^2)}(y) - T_2[\mathcal{R}_{NLLA}](y) \quad . \quad (2.47)$$

$\mathcal{R}_{NLLA}(y)$ und $\mathcal{R}_{\mathcal{O}(\alpha_s^2)}(y)$ sind die Vorhersagen in reiner NLLA bzw. in $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$. $T_2[\mathcal{R}_{NLLA}]$ bezeichnet die Taylor Reihe von \mathcal{R}_{NLLA} in α_s bis zur zweiten Ordnung.

Die Ambiguität besteht nun darin, welche Größe man für \mathcal{R} einsetzt. Benutzt man $\mathcal{R} = R$ so erhält man

$$\begin{aligned} R_{NLLA+\mathcal{O}(\alpha_s^2)}(y) &= C(\alpha_s)\Sigma(y, \alpha_s) + \mathcal{A}\alpha_s + \mathcal{B}\alpha_s^2 \\ &- (C_1 + G_{11}L + G_{12}L^2) \alpha_s \\ &- \left[C_2 + G_{22}L^2 + G_{23}L^3 \right. \\ &\quad \left. + (G_{11}L + G_{12}L^2)(C_1 + \frac{1}{2}(G_{11}L + G_{12}L^2)) \right] \alpha_s^2 \quad . \quad (2.48) \end{aligned}$$

Darin sind $\mathcal{A} := \int_{y_{\max}}^y dy A(y)$ und $\mathcal{B} := \int_{y_{\max}}^y dy B(y)$ die integrierten Koeffizienten der zweiten Ordnungsvorhersage. Diese Methode wird als R -Schema bezeichnet.

Wählt man stattdessen $\mathcal{R} = \log R$ ergibt sich

$$\begin{aligned}
(\log R(y))_{\text{NLLA}+\mathcal{O}(\alpha_s^2)} &= \log \Sigma(y, \alpha_s) + \mathcal{A}\alpha_s + \left[\mathcal{B} - \frac{1}{2}\mathcal{A}^2\right] \alpha_s^2 \\
&\quad - (G_{11}L + G_{12}L^2)\alpha_s - (G_{22}L^2 + G_{23}L^3)\alpha_s^2 \quad . \quad (2.49)
\end{aligned}$$

Dabei wurde die Vorhersage für die zweite Ordnung von $\log R$ durch $T_2[\log(R_{\mathcal{O}(\alpha_s^2)})]$ bestimmt. Diese Methode wird als $\log R$ -Schema bezeichnet.

Ein Problem der NLLA-Vorhersagen ist, daß sie an der Phasenraumgrenze harter Gluonabstrahlung die notwendigen Bedingungen $R(y) \rightarrow 1$ und $dR/dy \rightarrow 0$ nicht immer erfüllen. Insbesondere nach Kombination mit $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ kann dies dazu führen, daß die Vorhersagen der kombinierten Rechnungen schlechter zu den Daten passen als die reine $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Vorhersage.

Um dieses Problem zu beheben, wurde vorgeschlagen [21, 26], in den obigen Gleichungen L durch

$$L' = \log(1/y - 1/y_{\max} + 1) \quad (2.50)$$

zu ersetzen. Dies garantiert die obige Phasenraumbedingung. Sie wurde in dieser Arbeit sowohl für die kombinierte Vorhersage von NLLA und $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ als auch für die reine NLLA benutzt.

2.3.4 Beschreibung nichtperturbativer Effekte

In einem realen Experiment werden die im letzten Abschnitt beschriebenen Observablen aus den Impulsen und Energien der im Detektor beobachteten Hadronen berechnet. Als Grundlage der theoretischen Vorhersagen dienen jedoch Quarks und Gluonen. Um die Daten mit den Vorhersagen der Theorie vergleichen zu können, muß der Einfluß des Übergangs von freien Quarks und Gluonen zu ihren gebundenen Zuständen, den Hadronen, berücksichtigt werden.

Eine Beschreibung dieser als Hadronisierung bezeichneten Phase aus den Prinzipien der QCD ist bisher nicht möglich. Stattdessen wurden verschiedene phänomenologische Modelle entwickelt.

Hadronisierungsmodelle

Das erfolgreichste dieser Modelle ist unter dem Namen Stringfragmentation [27, 28] bekannt. Die von Theoretikern der TU Lund entwickelte Variante dieses Modells findet in den Monte-Carlo-Generatoren JETSET [29] und ARIADNE [30] Anwendung.

Dieses Modell basiert auf der Annahme, daß sich zwischen den auseinander laufenden Farbladungen der Partonen ein Farbschlauch ausbildet. Der Durchmesser dieses Schlauchs entspricht der typischen Ausdehnung von Hadronen (ca. 1 fm). Mit zunehmender Entfernung zwischen den Partonen wächst die im Schlauch enthaltene Energie linear mit seiner Länge (typischerweise 1 GeV/fm). Schließlich steht genügend Energie zur Verfügung, um ein

Quark-Antiquark-Paar zu produzieren. Der Schlauch zerfällt in zwei Teile. Ist die invariante Masse der verbleibenden Schläuche groß genug, können sie weiter aufbrechen.

Im Lundmodell wird diese Aufspaltung so lange wiederholt, bis die verbleibenden Hadronen keine Virtualität mehr besitzen. Jedes Hadron entspricht so einem kleinen Schlauchstück. Die Aufspaltung des Schlauchs wird im Lundmodell als Tunneleffekt beschrieben. In diesem Tunneleffekt werden die benötigten Quarkmassen und Transversalimpulse mit unabhängigen Wahrscheinlichkeiten erzeugt. Die Unterdrückung der Produktion schwerer Quarks als Konsequenz der Quarkmasse ergibt sich aus der mit steigender Masse größer werdenden zu durchtunnelnden Strecke.

Ein alternatives Modell ist die Clusterfragmentation [27, 31, 32]. Sie wird in dem Ereignis-Generator HERWIG [33] verwendet. Die Clusterfragmentation verwendet den Umstand, daß am Ende eines Partonschauers in der Umgebung jedes Partons ein anderes Parton mit entgegengesetzter Farbe aber ähnlichem Impuls zu finden ist. Je zwei solcher benachbarter Partonen werden zu einem farbneutralen „Cluster“ zusammengefaßt, wobei in HERWIG Gluonen zuvor in $q\bar{q}$ -Paare aufgespalten werden. Hadronen werden nun durch isotrope Zweikörperzerfälle im Ruhesystem der jeweiligen Cluster gebildet. Wegen der direkten Verbindung zwischen Parton- und Hadronimpulsen wird dieses Modell als eine Realisierung der Parton-Hadron-Dualität bezeichnet.

Potenzreihenkorrekturen

In den letzten drei bis vier Jahren wurde eine zu Hadronisierungsmodellen alternative Methode entwickelt, die für Ereignisformobservablen eine analytische Vorhersage über den Einfluß der Hadronisierung macht. Im allgemeinen ergibt sich, daß die Beiträge dieser „weichen Physik“, wie Potenzen des Kehrwertes der Gesamtenergie E_{cm} , unterdrückt sind. Diese Korrekturen haben also die Form

$$\frac{C}{E_{\text{cm}}^p} \quad , \quad (2.51)$$

wobei die Potenz p aus Feynmangraphen bestimmt werden kann.

Mit zusätzlichen Annahmen ist es möglich, die Größe des Koeffizienten C für verschiedene Observablen in Beziehung zu setzen. Dieser Renormalonansatz (im Englischen auch als „Dispersive Approach“ bekannt) wurde zunächst von Dokshitzer und Webber [34, 35] entwickelt und später von Dokshitzer et. al. [36, 37] erweitert.

In dieser Arbeit werden Potenzreihenkorrekturen auf Mittelwerte von Ereignisformobservablen angewendet. Dabei wird der Mittelwert als Summe der perturbativen Vorhersage $\langle y_{\text{pert}} \rangle$ und der Potenzreihenkorrektur $\langle y_{\text{pow}} \rangle$ geschrieben:

$$\langle y \rangle = \langle y_{\text{pert}} \rangle + \langle y_{\text{pow}} \rangle \quad . \quad (2.52)$$

y	$1 - T$	M_h^2/E_{vis}^2
c_y	2	1

Tabelle 2.4: Koeffizienten c_y in zweiter Ordnung für die später verwendeten Observablen nach [37].

Für $\langle y_{\text{pow}} \rangle$ kann nun entweder ein naiver Ansatz vom Typ

$$\langle y_{\text{pow}} \rangle = \frac{C_p}{E_{\text{cm}}^p} \quad (2.53)$$

benutzt werden oder aber die Vorhersage aus dem Renormalonansatz von Dokshitzer und Webber:

$$\langle y_{\text{pow}} \rangle = c_y \frac{4C_F}{\pi^2} \mathcal{M} \frac{\mu_I}{E_{\text{cm}}} \left[\alpha_0(\mu_I) - \alpha_s(\mu) - \left(b_0 \cdot \log \frac{\mu^2}{\mu_I^2} + \frac{K}{2\pi} + 2b_0 \right) \alpha_s^2(\mu) \right] \quad (2.54)$$

$K = (67/18 - \pi^2/6)C_A - 5n_f/9$. c_y ist ein von der Observablen abhängiger Koeffizient (siehe Tab. 2.4). Die intermediäre Skala $\mu_I \sim 2 \text{ GeV}$ spezifiziert, bis zu welcher Energie der Renormalonansatz benutzt wird und ab wo er durch die übliche Störungstheorie ersetzt wird. Der Wert von 2 GeV wurde von den Autoren dieser Vorhersage übernommen. Der einzige freie Parameter in dieser Formel ist $\alpha_0(\mu_I)$. Er hat die Bedeutung einer mittleren Kopplungsstärke unterhalb der intermediären Skala μ_I und sollte für alle Observablen den gleichen Wert haben.

$\mathcal{M} = 1.8$ ist der sogenannte Milan-Faktor, durch den die Effekte der zweiten Ordnung berücksichtigt werden. Obwohl diese formal gesehen mit α_s unterdrückt sind, erzeugen sie Korrekturen der Ordnung eins [36].

Die eckige Klammer in Gl. (2.54) enthält neben α_0 zwei Terme, welche die Beiträge von $\langle y_{\text{pert}} \rangle$ aus Energien unterhalb von μ_I subtrahieren, um eine Doppelzählung zu vermeiden.

2.3.5 Simulation

Die Simulation von e^+e^- -Ereignissen aller besprochenen Klassen vereinfacht die Analyse insbesondere bei der Korrektur auf den Untergrund. Für die Abschätzung der Detektoreinflüsse und die Anwendung der generatorbasierten Hadronisierungsmodelle ist sie sogar unerlässlich. Je nach Ereignisklasse gibt es eine Anzahl von Generatoren, welche die störungstheoretischen Vorhersagen in verschiedener Genauigkeit widerspiegeln.

In den folgenden Abschnitten werden die verwendeten Ereignisgeneratoren und ihre Eigenschaften kurz vorgestellt.

$q\bar{q}$ -Generatoren

Entsprechend den beiden störungstheoretischen Rechnungen gibt es zwei Arten von $q\bar{q}$ -Generatoren. Solche, die die Matrixelemente der Rechnungen erster Ordnung als Grundlagen benutzen und solche, die die resummierten Vorhersagen verwenden.

In dieser Arbeit wurden nur Generatoren verwendet, welche auf den resummierten Vorhersagen beruhen. Diese haben ihre Stärken bei der Beschreibung von zwei- und dreijetartigen Ereignissen. Sie sind damit besonders zur Beschreibung dreijetartiger Observablen geeignet, wie sie in dieser Arbeit zur Bestimmung von α_s benutzt werden.

Jetset/Pythia Das Programmpaket JETSET/PYTHIA [29, 38] stellt eine vollständige Simulation für eine große Zahl von Ereignisklassen zur Verfügung. Die Behandlung der initialen Bremsstrahlung erfolgt über eine Elektronstrukturfunktion. Diese wird als Lösung der vollständigen DGLAP-Gleichung [39, 40, 41] in erster Ordnung gewonnen und in Form eines rückwärtsgerichteten Partonschauers von γ -Abstrahlung der Elektronen bzw. Positronen realisiert. Die Generierung der $q\bar{q}(g)$ -Ereignisse erfolgt dann unter Verwendung des Matrixelements erster Ordnung.

Die LLA-Vorhersage wird daran anschließend durch einen Partonschauer mit Winkelordnung realisiert. Jedes aus dem Matrixelement entstandene Parton kann entsprechend dem Sudakov-Formfaktor [43, 44] ein Gluon abstrahlen bzw. in zwei Quarks aufspalten. Dieser Prozeß wird iterativ wiederholt, bis alle verbliebenen Partonen eine Virtualität besitzen, die kleiner als ein vorgegebener Wert Q_0 ist. Q_0 hat typischerweise einen Wert von etwa 1 GeV. Bei jedem der obigen Schritte wird zusätzlich verlangt, daß der Winkel einer Aufspaltung kleiner ist als der Winkel der vorangegangenen Aufspaltung. Diese Winkelordnung sorgt für die Berücksichtigung von Kohärenzeffekten.

Als Hadronisierungsmodell wird die bereits beschriebene Stringfragmentation der Lund-Gruppe verwendet.

Ariadne ARIADNE [30, 38] implementiert eine alternative Formulierung der LLA-Vorhersage, die Farbdipolkaskade [45, 46]. In diesem Modell wird die Emission eines Gluons g_1 von einem $q\bar{q}$ -Paar als Dipolstrahlung des Farbfeldes zwischen Quark und Antiquark beschrieben. Die nächste Abstrahlung eines Gluons g_2 wird in diesem Bild durch zwei Dipole beschrieben. Einem zwischen q und g_1 und einem zwischen g_1 und \bar{q} , wobei der mit $1/9$ unterdrückte $q\bar{q}$ -Dipol vernachlässigt wurde.

Aus theoretischer Sicht hat dieses Modell den Vorteil, daß es das Matrixelement erster Ordnung korrekt beinhaltet, ohne daß eine spezielle Anpassung an die nachfolgende Partonentwicklung notwendig ist. Auch die in

Partonschauermodellen über die Winkelordnung nachträglich berücksichtigten Kohärenzeffekte sind bereits enthalten.

In ARIADNE sind neben der Partonkaskade keinerlei Prozesse implementiert. Daher wird es üblicherweise in JETSET/PYTHIA als Alternative zum dortigen Partonschauer eingesetzt. Der mit ARIADNE bezeichnete Generator enthält daher dieselbe Stringfragmentation wie JETSET/PYTHIA.

Herwig HERWIG [33, 38] ist ein vollständiger Ereignisgenerator für viele verschiedene Prozesse, nicht nur in der e^+e^- -Annihilation.

Die Behandlung der initialen Bremsstrahlung erfolgt auch hier über eine Elektronstrukturfunktion. HERWIG implementiert jedoch die Lösung der vollständigen DGLAP-Gleichung [39, 40, 41] in zweiter Ordnung. Daher gilt die Behandlung der Bremsstrahlung in HERWIG als besonders vollständig.

An das Matrixelement des Übergangs $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(g)$ schließt sich ein Partonschauer an, welcher auf einer modifizierten Vorhersage resumierter Logarithmen (MLLA) beruht. Als Hadronisierungsmodell verwendet HERWIG eine Clusterfragmentation.

Die Erfahrungen mit den Daten der Z-Resonanz zeigen, daß die Beschreibung der Daten durch HERWIG nicht so gut ist wie mit JETSET/PYTHIA oder ARIADNE. Bei höheren Schwerpunktsenergien ist jedoch die als besonders vollständig geltende Beschreibung der initialen Bremsstrahlung von besonderer Bedeutung. Dagegen fallen die Abweichungen, welche zu den genauen Daten der Z-Resonanz beobachtet werden, aufgrund der größeren statistischen Fehler nicht mehr ins Gewicht.

WW-/ZZ-Generatoren

Pythia PYTHIA [29, 38] wird auch zur Beschreibung von WW- und ZZ-Ereignissen (Abb. 2.4) eingesetzt. Die Matrixelemente sind nur in Bornnäherung implementiert, auch kann nur einer der beiden Prozesse gleichzeitig generiert werden.

Ein Vergleich mit den $q\bar{q}$ -Generatoren ist aufgrund der identischen Partonschauerphase und Fragmentierung besonders sinnvoll.

Excalibur EXCALIBUR [47, 38] ist ein Generator zur Beschreibung des Übergangs von e^+e^- in vier (masselose) Fermionen. Mit diesem Generator können auch die Interferenzen zwischen WW- und ZZ-Ereignissen berücksichtigt werden.

Der Generator besitzt keinen eigenen Partonschauer und auch kein Hadronisierungsmodell. Daher werden die generierten Ereignisse üblicherweise mit den Routinen aus JETSET weiter verarbeitet.

$\gamma\gamma$ -Generatoren

Es gibt eine große Anzahl verschiedener Prozesse, die unter den Begriff $\gamma\gamma$ -Ereignisse fallen und somit auch eine entsprechend große Zahl verschiedener Ereignisgeneratoren. Zur Abschätzung des Untergrundes werden in dieser Arbeit zwei Modelle verwendet: Das Quark-Parton-Modell (QPM), welches Photonfusion (Abb. 2.5 links) und verwandte Graphen enthält sowie das Modell der Vektormeson Dominanz (VMD), welches die Vektormesonfusion entsprechend (Abb. 2.5 rechts) beschreibt.

Kapitel 3

Experiment

3.1 LEP

Zur Bestimmung der Parameter des Standardmodells und zum Test seiner Struktur wurde vom europäischen Labor für Teilchenphysik CERN der Large Electron Positron Collider LEP entworfen und in den 80er Jahren verwirklicht. LEP besteht aus einem Vakuumring von 27 km Umfang, welcher in einem Tunnel 50 bis 180 m tief unter der Erde installiert ist. Zur Beschleunigung der Elektronen und Positronen werden Hohlraumresonatoren aus Kupfer verwendet, welche seit 1995 nach und nach durch supraleitende Resonatoren aus Niob und Niob-beschichtetem Kupfer ergänzt und ersetzt werden. Um die Teilchen auf eine Kreisbahn zu lenken, werden ca. 3300 Dipol-Magnete eingesetzt. Zur Fokussierung werden weitere 2000 Magnete (Quadropol, Sextupol) benötigt. Vor den vier Wechselwirkungszonen an den Detektoren werden supraleitende Quadropolmagnete zur Fokussierung der Strahlen auf die Wechselwirkungspunkte benutzt. Die Detektoren, mit denen die Ereignisse an diesen Kollisionspunkten aufgezeichnet werden, sind ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL.

Vor dem Einsatz der supraleitenden Hohlraumresonatoren 1995 wurden die Elektron- und Positronstrahlen auf eine Energie von etwa 45 GeV beschleunigt. Seit Beginn des Einbaus der supraleitenden Resonatoren konnte die Strahlenergie nach und nach erhöht werden und erreichte 1998 knapp 92 GeV. Entsprechend den erreichbaren Strahlenergien wurde LEP zwischen 1989 und 1995 bei Schwerpunktsenergien nahe der Masse des Z-Bosons von 91.2 GeV betrieben. Aufgrund des großen Wirkungsquerschnittes der Elektron-Positron-Annihilation auf der Z-Resonanz wurden in dieser Zeit pro Wechselwirkungspunkt etwa 4 Millionen Z-Ereignisse produziert. Diese erste Betriebsphase wird heute als LEP1 bezeichnet.

Seit Herbst 1995 wird die Schwerpunktsenergie schrittweise, entsprechend der Anzahl der neu eingebauten Resonatoren, erhöht. 1995 wurden maximal

140 GeV erreicht. 1996 betrug die Schwerpunktsenergie zunächst 161 GeV, im zweiten Halbjahr 172 GeV. 1997 wurden schließlich 183 GeV erreicht. Seit 1996 können somit Paare von W-Bosonen erzeugt werden. Die präzise Messung der W-Masse ist seither einer der Hauptpunkte im Programm der LEP-Experimente. Diese zweite Ausbaustufe wird als LEP2 bezeichnet.

Der für die Experimente neben der Strahlenergie wichtigste Parameter eines Beschleunigers ist die Luminosität L . Aus der Luminosität ergibt sich zusammen mit dem Wirkungsquerschnitt eines Prozesses direkt die Anzahl der produzierten Ereignisse:

$$N = \int \sigma L dt \quad . \quad (3.1)$$

Die Luminosität läßt sich aus einfachen Parametern des Beschleunigers berechnen:

$$L = \frac{fkN^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad . \quad (3.2)$$

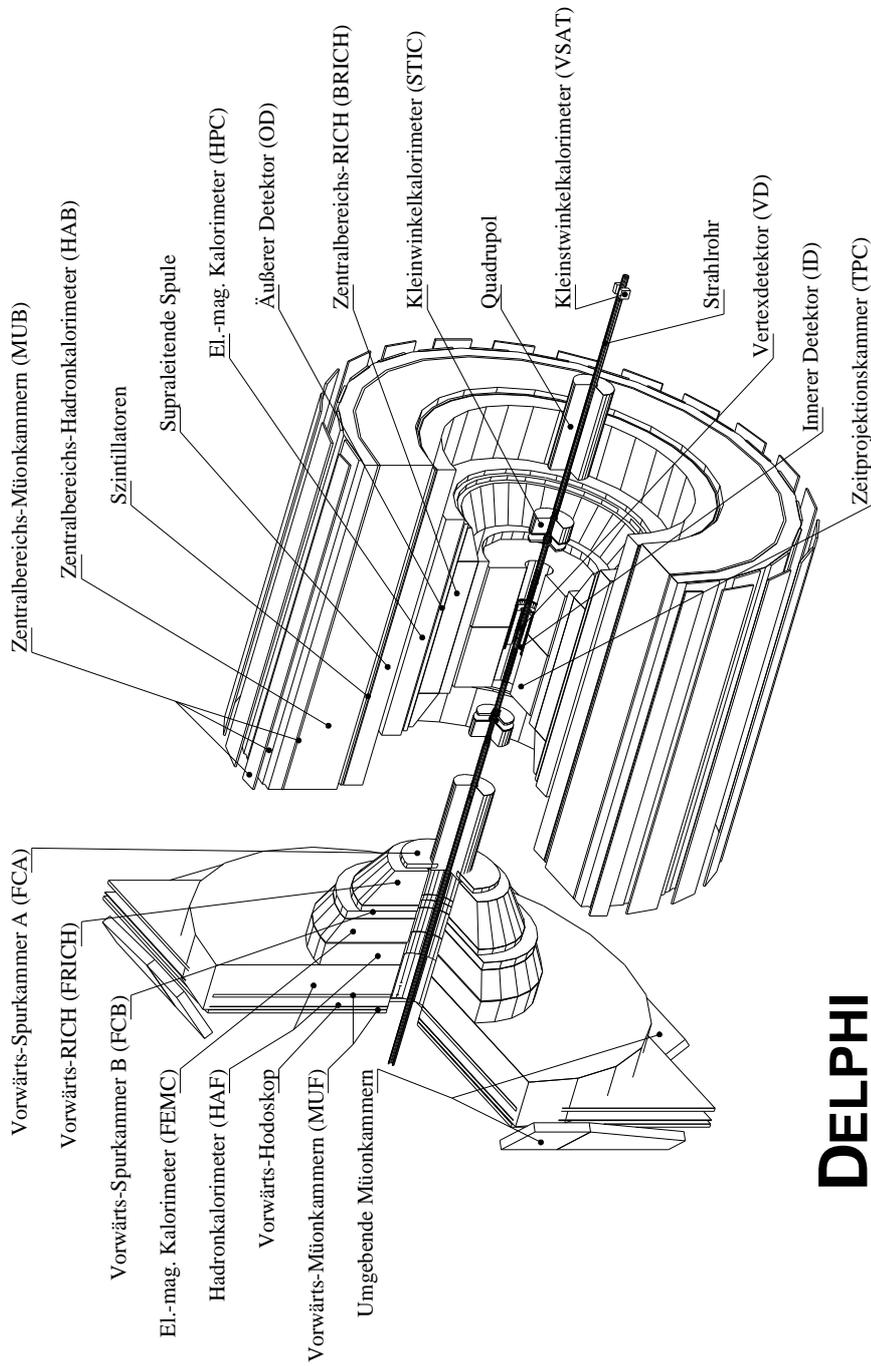
Darin ist f die Umlauffrequenz, k die Anzahl der Pakete von Elektronen bzw. Positronen aus denen ein Strahl besteht, N die Anzahl der Teilchen in einem Paket, σ_x und σ_y sind die beiden Halbachsen eines als ellipsenförmig angenommenen Strahlquerschnittes am Wechselwirkungspunkt.

Da die Wechselwirkungen zwischen dem Elektron- und dem Positronstrahl mit wachsender Energie geringer werden, ist es bei höheren Energien möglich, die Anzahl der Teilchen pro Paket zu steigern. Als Folge dieses Effekts werden bei LEP2 größere Luminositäten erreicht als dies in der LEP1-Phase der Fall war.

3.2 DELPHI

Das Experiment, auf dessen Daten die in den folgenden Kapiteln beschriebene Analyse beruht, ist das DELPHI-Experiment [48, 49, 50, 51]. DELPHI steht für „DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification“. Wie der Name bereits andeutet, wurde, neben der Vermessung von Impuls bzw. Energie geladener und neutraler Spuren, beim Entwurf auch auf die Teilchenidentifikation Wert gelegt. Um diesen Ansprüchen gerecht zu werden, besteht der DELPHI-Detektor aus einer großen Anzahl von Subdetektoren.

Zur Beschreibung der Detektorelemente werden kartesische und zylindrische Raumkoordinaten benutzt. Dabei liegt die z -Achse in Flugrichtung der Elektronen, die x -Achse zeigt zum Ringmittelpunkt, damit weist die y -Achse nach oben. Der Polarwinkel θ wird gegen die z -Achse gemessen. Der Koordinatenursprung liegt am nominellen Wechselwirkungspunkt.



DELPHI

Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau von DELPHI.

3.2.1 Magnetspule

Wie viele andere Detektoren in der Teilchenphysik, besitzt der DELPHI-Detektor eine Spule zur Erzeugung eines homogenen Magnetfeldes. Dieses bildet die Grundlage für die Messung der Impulse geladener Teilchen mittels ihrer Bahnkrümmung und ist Voraussetzung für die Funktionsweise einiger Spurdetektoren.

Zur Erzeugung des Magnetfeldes wird eine supraleitende Spule mit einer Länge von 7.4 m und einem inneren Durchmesser von 5.2 m verwendet. Das Magnetfeld von 1.2 T, das parallel zur z -Richtung liegt, wird durch eine einzige Leiterlage (5000 A) erzeugt. An den Rändern wird mit einer 35 cm breiten zweiten Lage die Homogenität des Feldes verbessert.

3.2.2 Spurdetektoren

Die Detektorkomponenten von DELPHI werden nach ihren geometrischen Lagen in Komponenten des Zentralbereichs und Komponenten der Endkappen unterteilt. Die verschiedenen Teile des Zentralbereichs sind als konzentrische Zylinder ineinander geschachtelt. Die Komponenten der beiden Endkappen liegen wie kreisförmige Scheiben aneinander (Abb. 3.1).

Der wichtigste Detektor zur Rekonstruktion geladener Spuren ist eine Zeitprojektionskammer (TPC). Wie alle Detektoren des Zentralbereichs hat die TPC eine zylindrische Form. Der Akzeptanzbereich hat eine Länge von 2×150 cm und schließt Radien von 35 cm bis 111 cm ein, Spuren vom Wechselwirkungspunkt können im Polarwinkelbereich von $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ erkannt werden. Bei Polarwinkeln zwischen 39° und 141° durchlaufen Spuren den gesamten radialen Bereich der TPC, so daß alle 16 Auslesekanäle beitragen können.

Nach außen schließt sich ein ringabbildender Cherenkov-Zähler (RICH) an. Der RICH erweitert die durch die TPC über dE/dx -Rekonstruktion bereits bestehenden Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation erheblich.

An der Außenseite des RICH bilden fünf Lagen aus Driftröhren den Äußeren Detektor (OD). Mit einem von der Strahlachse weit entfernten Akzeptanzbereich von $198 \text{ cm} \leq R \leq 206 \text{ cm}$ und einer Polarwinkelüberdeckung von $43^\circ \leq \theta \leq 137^\circ$ trägt er entscheidend zur Impulsauflösung bei hochenergetischen Spuren im Zentralbereich bei.

Direkt innerhalb der TPC liegen fünf Lagen von Vieldrahtproportionalkammern, welche hauptsächlich als Trigger Anwendung finden. Weiter innen liegt eine Driftkammer mit Jetkammergeometrie. Die Driftkammer liefert in einem Akzeptanzbereich von $11.8 \text{ cm} \leq R \leq 22.3 \text{ cm}$ bis zu 24 $R\phi$ -Meßpunkte. Die Proportionalkammern und die Driftkammer werden zusammen als Innerer Detektor (ID) bezeichnet. 1995 wurde der gesamte ID erneuert: Die Proportionalkammern wurden durch Straw Tubes ersetzt. Die Drift-

kammer wurde durch einen Neubau mit identischer Drahtgeometrie und um 30 cm auf 120 cm vergrößerter Ausdehnung in z -Richtung ersetzt. Dadurch erweitert sich ab dem Jahrgang 1995 die Akzeptanz für Spuren, die durch mindestens 10 Drähte gesehen werden, im Polarwinkel von $23^\circ \leq \theta \leq 157^\circ$ auf $15^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$.

Drei Lagen aus Siliziumstreifendetektoren in mittleren Abständen von 6.3 cm, 9.0 cm und 10.9 cm bilden den innersten Detektorteil, den Vertexdetektor (VD). Die Polarwinkelüberdeckung des VD beträgt $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$.

1994 wurde die mittlere Lage verlängert, so daß ihr Akzeptanzbereich seitdem $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ beträgt. Zusätzlich wurden in die innere und die äußere Lage weitere Streifendetektoren zur Messung der z -Koordinate installiert.

Im Verlauf des Jahres 1996 wurde der Vertexdetektor nochmals erweitert. Zwei Lagen Pixeldetektoren und zwei Lagen Streifendetektoren wurden kegelförmig um das Strahlrohr gelegt. Damit erweiterte sich die Akzeptanz des VD bis zu Polarwinkeln von 11° bzw. 169° . Dieser Teil des VD wird als VFT (Very Forward Tracker [52, 53]) bezeichnet.

In beiden Endkappen bilden zwei Driftkammern und ein dazwischen liegender RICH das Spursystem, welches den Akzeptanzbereich von DELPHI zu kleinen Polarwinkeln erweitert.

Die innere Driftkammer (FCA) besteht aus 6 Lagen Driftröhren. Je zwei Lagen gegeneinander versetzter Röhren bilden ein Modul. Die drei Module einer Seite sind um jeweils 60° gegeneinander verdreht. Bei einem Abstand vom Wechselwirkungspunkt von 160 cm in z -Richtung überdeckt FCA Polarwinkel von $11^\circ \leq \theta \leq 32^\circ$ und $148^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$.

An die FCA schließt sich ein ringabbildender Cherenkov-Zähler (RIF) an.

Die zweite Driftkammer des Vorwärtsbereiches (FCB) bildet den Abschluß der Spurdetektoren in den Endkappen. FCB besteht aus 12 Ebenen, die wie in FCA gegeneinander versetzt und verdreht sind. Ihr Abstand von der Wechselwirkungszone beträgt 275 cm in z -Richtung, die Abdeckung im Polarwinkel $11^\circ \leq \theta \leq 36^\circ$ und $144^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$.

Die Impulsauflösung für geladene Spuren ist abhängig vom Polarwinkel θ und der Segmentierung des Detektors. Aus der Messung von Müonpaaren mit einem Impuls von 45.6 GeV ergibt sich im Zentralbereich unter Beteiligung aller Komponenten eine Auflösung im Kehrwert des Impulses von $\sigma(1/p) = 0.6 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$. Im Vorwärtsbereich ist die Auflösung bis $\theta \geq 25^\circ$ zweieinhalbmals schlechter, unterhalb von 25° sogar fünfmal ungenauer.

3.2.3 Elektromagnetische Kalorimeter

Außerhalb der Spurdetektoren schließen sich zunächst elektromagnetische Kalorimeter an.

Eine hochauflösende Projektionskammer (HPC) nach dem TPC-Prinzip bildet das elektromagnetische Kalorimeter des Zentralbereichs. 41 Bleiwände,

die durch jeweils 8 mm Gas getrennt sind, sorgen für die Entstehung des elektromagnetischen Schauers.

In den beiden Endkappen wurden je eine Scheibe aus Bleiglasblöcken von 5 m Durchmesser als elektromagnetisches Kalorimeter (FEMC) installiert. Sie decken Polarwinkel von $10^\circ \leq \theta \leq 36.5^\circ$ und $143.5^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$ ab.

Um die Luminosität des Strahls über den Nachweis von Bhabha-Ereignissen zu messen, sind weitere Kalorimeter bei noch kleineren Winkeln installiert. Bis 1993 wurde ein kombiniertes Kalorimeter mit Spurrekonstruktion (SAT) mit einer Winkelüberdeckung von $2.5^\circ \leq \theta \leq 6.8^\circ$ benutzt. Dieses wurde vor der Datennahme 1994 durch ein Bleiszintillatorkalorimeter (STIC) ersetzt, das Polarwinkel von $1.7^\circ \leq \theta \leq 10.6^\circ$ abdeckt. Noch kleinere Winkel ($0.29^\circ \leq \theta \leq 0.4^\circ$) werden mit einem Kalorimeter aus Siliziumdioden (VSAT) überwacht.

3.2.4 Hadronkalorimeter

Das Hadronkalorimeter (HAC) ist ein sogenannter „sampling“ Gasdetektor, der in das aus Eisen bestehende Joch des Magneten eingelassen ist. Der zentrale Bereich (HAB) schließt Winkel von $\theta = 42.6^\circ$ bis 137.4° ein. Er ist aus 24 Sektoren mit 20 Lagen Detektoren aufgebaut, die im „limited streamer mode“ betrieben werden und zwischen 5 cm dicken Eisenplatten installiert sind. Die beiden Endkappen (HAF) überdecken $11.2^\circ \leq \theta \leq 48.5^\circ$ und $131.5^\circ \leq \theta \leq 138.8^\circ$, sie sind aus Modulen ähnlich dem Zentralteil aufgebaut und enthalten 19 Detektorlagen.

Das Hadronkalorimeter liefert kalorimetrische Energiemessungen für geladene und neutrale Hadronen mit einer Auflösung von etwa $120\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$.

1995 wurde ein zusätzliches System zur Auslese der Kathoden installiert, um ein detaillierteres Bild der hadronischen Schauer zu gewinnen und so die Unterscheidung zwischen Schauern neutraler und geladener Hadronen zu verbessern.

3.2.5 Müonkammern

DELPHI wird nach außen durch die Müonkammern abgeschlossen. Sie sind in drei Komponenten unterteilt: Den Zentralbereich (MUB) $53.0^\circ \leq \theta \leq 88.5^\circ$ und $91.5^\circ \leq \theta \leq 127.0^\circ$, den Vorwärtsbereich (MUF) mit $20^\circ \leq \theta \leq 42^\circ$ und $138^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$, sowie den 1994 installierten Surrounding Muon Chambers (SMC), welche die Lücken zwischen dem Zentral- und dem Vorwärtsbereich schließen.

3.2.6 Szintillationszähler

In DELPHI sind zwei Komponenten aus Szintillationszählern eingebaut. Im Zentralbereich liegt der TOF, welcher über Flugzeitmessungen Ereignisse aus kosmischen Müonen erkennen sollte. Andere Methoden erwiesen sich dazu jedoch als effektiver. Der TOF befindet sich außerhalb der Magnetspule, jedoch innerhalb des Hadronkalorimeters.

Im Bereich der Endkappen befindet sich der HOF, welcher die Triggereffizienz für Müonen im Vorwärtsbereich verbessert und zusätzlich der einzige Trigger für strahlinduzierte sogenannte parallele Müonen ist. Die Spuren aus parallelen Müonen werden bei der Vermessung der relativen Positionen der Detektorkomponenten benötigt.

3.2.7 Trigger und Datenaufzeichnung

Der Trigger (also die Auslöselogik zum Start der Auslese) von DELPHI ist in vier Schritten realisiert. Die erste Entscheidung wird $3.5 \mu\text{s}$, die zweite, falls notwendig, $39 \mu\text{s}$ nach dem Strahldurchgang getroffen. Während mit dem ersten Schritt eine Vorauswahl getroffen wird, um die Totzeit zu verringern, folgt auf eine positive Entscheidung im zweiten Schritt die Auslese aller Detektorkomponenten in die individuellen Ereignispuffer.

Die Schritte drei und vier werden per Software asynchron zum Strahldurchgang durchgeführt. Mit Schritt drei wird entschieden, ob eine Ereignis in das zentrale Datenauslesesystem (DAS) übertragen wird. Schritt vier entscheidet schließlich, ob das Ereignis gespeichert wird. Die Triggerentscheidungen drei und vier verringern den jeweils verbliebenen Untergrund auf die Hälfte. Das vierstufige Triggersystem ermöglicht es, die Ereignisrate auch bei hohen Luminositäten unter 2 Hz zu halten. Die in dieser Arbeit analysierten hadronischen Ereignisse werden aufgrund ihrer hohen Multiplizität mit einer Effizienz selektiert, die von eins kaum unterscheidbar ist.

Bis 1994 wurden die durch den vierten Schritt selektierten Ereignisse am DELPHI-Kontrollraum auf IBM3480 Bänder geschrieben. Seit 1995 werden diese Rohdaten direkt über ein Glasfaserkabel zum Rechenzentrum des CERN kopiert und dort auf 10GB Bänder (DLT) geschrieben. Dabei werden neben den eigentlichen Daten auch Informationen über die Betriebszustände der einzelnen Detektorelemente und die von LEP gelieferten Strahlparameter gespeichert.

3.3 Die Analysekette

Bevor die gespeicherten Rohdaten für Physikanalysen benutzt werden können, müssen die Kalibration der Detektorkomponenten und die Ausrichtung der Detektoren untereinander eingearbeitet werden. Weiterhin ist

es sinnvoll, die Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation zentral zu behandeln. Diese Aufgaben sind in dem zentralen DELPHI-Analyseprogramm DELANA [54], zum Teil auch in dem nachgeschalteten Programm DSTANA, realisiert.

3.3.1 Spurrekonstruktion in DELANA

In DELANA werden zunächst die Rohdaten der einzelnen Detektorkomponenten kalibriert. Dazu steht für jede Detektorkomponente ein eigenes Modul zur Verfügung.

Ebenfalls in einem eigenen Modul für jede Detektorkomponente beginnt die Spurrekonstruktion mit einer lokalen Mustererkennung. Aus den gefundenen Mustern bilden die Module Spurstücke. Diese werden zur weiteren Bearbeitung in einem der, um Spurlänge und -richtung sowie Impuls oder Energie, ergänzten DELPHI-Koordinatensysteme angegeben. Bei der Umrechnung der Koordinaten aus einem der modulspezifischen lokalen Koordinatensysteme in DELPHI-Koordinaten werden die relativen Subdetektorpositionen berücksichtigt, welche aus Müonereignissen und parallelen Müonen für jede Betriebsphase bestimmt werden.

Die zentrale Spurrekonstruktion, welche auf den gefundenen Spurstücken aufbaut, wurde zwischen 1994 und 1996 vollständig überarbeitet. Ziel dieser Maßnahme war die Einarbeitung des Vertexdetektors, dessen Meßpunkte bis dahin erst nachträglich zu den gefundenen Spuren hinzugefügt wurden.

In der neuen Version werden mehrere verschiedene Suchalgorithmen implementiert, die unter Verwendung unterschiedlicher Startpunkte die Spurstücke zu Spurkandidaten zusammensetzen. Anschließend werden die Parameter der Spurkandidaten mit einem Kalman-Filter angepaßt. Bei Bedarf werden einzelne Spurstücke, die sehr schlecht zu den gefundenen Parametern passen, aus Spurkandidaten entfernt und die Parameter erneut berechnet. Gelingt es nicht, geeignete Parameter zu einem Kandidaten zu finden, kann er auch ganz verworfen werden. In den verbleibenden Spurkandidaten können einzelne Spurstücke mehrfach Verwendung finden. Solche Mehrfachverwendung von Information ist jedoch unphysikalisch und kann im Extremfall aus einem einzelnen Teilchendurchgang mehrere Spuren erzeugen. Daher werden die Mehrdeutigkeiten in der Zuordnung der Spurstücke in einem speziellen Modul, dem „Ambiguity Processor“, aufgelöst [55]. Die im Ambiguity Processor selektierten Kandidaten bilden die gefundenen Spuren.

In einem zweiten Durchgang wird nun eine zweite lokale Mustererkennung ausgeführt. Die Module der Detektorkomponenten erhalten so die Möglichkeit, weitere Informationen zu gefundenen Spuren hinzuzufügen, die für sich genommen nicht ausreichend vertrauenswürdig erscheinen. Die Genauigkeit der Parameter einiger Spuren kann so noch verbessert werden. Eine Wiederholung der Such- und Anpassungsroutinen und eine erneute Auflösung

der Mehrdeutigkeiten zum „Aufsammeln der Reste“ beschließen den zweiten Durchgang.

Die Spuren geladener Teilchen werden nun zu den verschiedenen Kalorimetern extrapoliert. Energiedepositionen, die mit einer der Extrapolationen konsistent sind, werden zu der entsprechenden Spur assoziiert. Energiedepositionen, die zu keiner der geladenen Spuren assoziiert werden können, werden als neue neutrale Spur interpretiert.

Abschließend werden die Ergebnisse dieser Analysen im sogenannten DST-Format abgespeichert.

Alle DELPHI-Daten ab dem Jahrgang 1992 wurden mit der neuen Version (DELANA45) prozessiert. Die in dieser Arbeit verwendeten Hochenergiedaten (ab 1996) wurden mit weiter verbesserten Versionen bearbeitet, welche auch den VFT in die Spurrekonstruktion einschliessen.

3.3.2 DSTANA

Nachdem die Assoziation von Spurpunkten des Vertexdetektors in die zentrale Spursuche integriert wurde, sind in DSTANA die Rekonstruktion von zerfallenen Teilchen sowie die Identifikation von Elektronen, Müonen und geladenen Hadronen verblieben [56, 57].

Da die Informationen, die mit diesen Programmpaketen rekonstruiert werden, in dieser Arbeit keine Anwendung finden, wird auf eine detaillierte Beschreibung der verwendeten Methoden verzichtet.

Die Ausgabe von DSTANA unterdrückt einen Großteil der detaillierten Angaben, welche auf DST noch verfügbar sind, so daß das geschriebene ShortDST Format nur noch 20 KB für ein durchschnittliches hadronisches Ereignis benötigt.

3.3.3 MINI

Um die Daten aller Jahrgänge in Wuppertal auf Festplatte speichern zu können, muß die Menge der Daten weiter reduziert werden. Dazu werden Informationen verworfen, die für Analysen der Wuppertaler Gruppe nicht benötigt werden. Eine zusätzliche Komprimierung erlaubt es, ein durchschnittliches hadronisches Ereignis in 6 KB unterzubringen.

Zusätzlich werden einige Informationen für die einfachere Verwendung vorbereitet. Insbesondere werden die Energien aller geladenen Spuren unter der Annahme der Pionmasse neu berechnet:

$$E^2 = m_\pi^2 + \vec{p}^2 \quad \text{mit} \quad m_\pi = 139 \text{ MeV} \quad . \quad (3.3)$$

Dieser Ansatz führt in Analysen ohne Teilchenidentifikation zu kleineren Detektorrekturen.

3.4 Simulation des Detektors

Für die Simulation der Detektoreigenschaften wurde ein eigenes Programm Namens DELSIM [58, 59] entwickelt.

Zur Generierung der zugrundeliegenden physikalischen Prozesse wird auf die im Abschnitt 2.3.5 beschriebenen Ereignisgeneratoren zurückgegriffen. Die dort generierten Teilchen werden zunächst mit einem universellen Programmteil durch den Detektor verfolgt, bis sie auf ein aktives Detektorelement treffen. Die Verfolgung der Teilchenwege innerhalb aktiver Detektorelemente und die Simulation der zugehörigen Detektorreaktionen ist in einzelnen Modulen realisiert. Jeder Detektorkomponente ist so ein Softwaremodul innerhalb von DELSIM zugeordnet.

Die Verfolgung der Teilchenwege durch das Magnetfeld und das Material des Detektors erfolgt schrittweise. Die Entfernungen, die ein Teilchen bei gleichbleibender Materialdichte zurücklegen kann, variieren sehr stark. Um die Rechenzeit zu optimieren, wird die Schrittweite daher unter Berücksichtigung der DELPHI-Datenbank CARGO [60] angepaßt.

Neben Energieverlust und Mehrfachstreuung werden die folgenden sekundären Wechselwirkungen berücksichtigt: Photoeffekt, δ -Strahlen, Bremsstrahlung, Annihilation von Positronen, Paarproduktion, Comptonstreuung, schwache Zerfälle und Kernwechselwirkungen. Die Materialkonstanten, welche die Raten dieser Wechselwirkungen bestimmen, werden aus den Einträgen von CARGO bestimmt.

Sobald ein Teilchen in ein aktives Detektorelement eintritt, wird die Steuerung von dem zugehörigen Softwaremodul übernommen. Die meisten Module benutzen zur Verfolgung der Spuren wiederum die allgemeinen Routinen. Durchläuft ein Teilchen das sensitive Volumen eines Detektors, werden die elektronischen Signale der erwarteten Detektorreaktion berechnet. Die Untergrund- und Effizienzparameter für diese Signale werden ebenfalls aus CARGO entnommen. Sobald ein Teilchen das aktive Detektorelement wieder verläßt oder innerhalb des Elementes gestoppt wird, werden seine aktuellen Spurparameter und die eventueller Tochterpartikel wieder der generellen Steuerung übergeben.

Die Ergebnisse der Detektorsimulation DELSIM werden anschließend genau wie echte Daten mit DELANA, DSTANA und MINI weiterverarbeitet. Sie unterscheiden sich von echten Daten nur noch dadurch, daß, soweit möglich, zu jeder rekonstruierten Spur eine Verbindung zu der ursprünglich generierten Spur existiert, welche als Ausgangspunkt für DELSIM diene.

Im folgenden sollen die Spuren, welche DELSIM als Ausgangspunkt benutzt, als Hadronniveau, jene, welche aus der Detektorsimulation rekonstruiert werden, als Detektorniveau bezeichnet werden. Offensichtlich enthält das Hadronniveau die gesuchte (detektorunabhängige) Information, während das Detektorniveau den real zur Verfügung stehenden Daten entspricht.

Kapitel 4

Analyse

Nachdem aus den Rohdaten die physikalischen Ereignisse rekonstruiert und in Wuppertal im MINI-Format abgespeichert wurden, beginnt die eigentliche Auswertung der Ereignisse. Zunächst werden geeignete Spuren ausgewählt und danach die relevanten Ereignisse selektiert. Für die selektierten Ereignisse werden dann die gewünschten Ereignisformobservablen berechnet und in Histogramme eingetragen. Diese gemessenen Verteilungen werden anschließend mit Hilfe von Simulationen auf Detektoreffekte und auf den Einfluß des verbliebenen Untergrundes korrigiert. Aus den vollständig korrigierten Verteilungen werden abschließend die Mittelwerte und höheren Momente berechnet.

4.1 Spurselektion

Die Spurselektion dient dazu, schlecht vermessene oder unphysikalische Spuren zu verwerfen. Dabei ist im Hinblick auf die späteren Akzeptanzkorrekturen auf eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten zu achten.

Für die Messung von hadronischen Ereignisformobservablen sind niederenergetische Spuren von geringerer Bedeutung, da die Observablen infrarot-sicher gewählt sind. Daher wird für geladene Spuren ein minimaler Impuls und für neutrale Spuren eine minimale Energie von 400 MeV gefordert. Ab dieser Energie wird eine sehr gute Beschreibung durch die Detektorsimulation erzielt.

Als Qualitätsmerkmale werden der relative Impuls- bzw. Energiefehler sowie die Spurlänge benutzt. Die Werte von 100% sowie 30 cm haben sich bei Analysen auf der Z-Resonanz bewährt [61]. Um die Übereinstimmung mit der Simulation weiter zu verbessern und Spuren zu entfernen, die keine Information über den elementaren Prozeß enthalten, wird gefordert, daß die betrachteten Spuren aus der Nähe des Wechselwirkungspunktes kommen. Es

Impuls	$0.4 \text{ GeV} \leq p \leq 100 \text{ GeV}$
Impulsfehler	$\Delta p/p \leq 1.0$
gemessene Spurlänge	$l \geq 30 \text{ cm}$
Impaktparameter in $r\phi$	$\varepsilon \leq 4 \text{ cm}$
Impaktparameter in z	$\delta_z \leq 10 \text{ cm}$

Tabelle 4.1: *Spurschnitte: Die ersten beiden Schnitte werden auf geladene und neutrale Spuren angewendet, die übrigen beziehen sich nur auf geladene Spuren.*

werden maximal 4 cm Abstand in radialer Richtung und 10 cm entlang der z -Achse zugelassen.

Die Übereinstimmung mit der Monte-Carlo-Simulation kann weiter verbessert werden, indem Spuren mit unphysikalisch großem Impuls oder hoher Energie verworfen werden. Hier werden maximal 100 GeV zugelassen. Eine Einschränkung der Spuren im Polarwinkel wird nicht vorgenommen, diese Beschränkung wird der EreignisSelektion überlassen.

Die Spurschnitte sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

4.2 EreignisSelektion

Mit der EreignisSelektion sollen nun diejenigen Ereignisse herausgefiltert werden, welche mit großer Wahrscheinlichkeit aus dem Prozeß $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ ohne initiale Photonabstrahlung herrühren. Zunächst werden Ereignisse mit hadronischem Endzustand selektiert. Für Schwerpunktsenergien größer als M_Z wird ein zusätzlicher Schnitt zur Unterdrückung radiativer Ereignisse benötigt, für Energien ab 161 GeV müssen auch noch Untergrundereignisse vom Typ $e^+e^- \rightarrow WW/ZZ \rightarrow ffff$ unterdrückt werden.

4.2.1 Selektion hadronischer Ereignisse

Zur Selektion hadronischer Ereignisse werden mindestens sieben geladene Spuren gefordert. Dieser Schnitt unterdrückt leptonische Ereignisse und den $\gamma\gamma$ -Untergrund. Um die Qualität der Ereignisse zu verbessern und den $\gamma\gamma$ -Untergrund weiter zu unterdrücken, wird gefordert, daß der Polarwinkel der Thrust-Achse mindestens 25° beträgt.

Zusätzlich werden nur Ereignisse verwendet, in denen die Gesamtenergie der selektierten Spuren E_{tot} mindestens die Hälfte der nominellen Schwerpunktsenergie beträgt. Dies garantiert eine gute Qualität bei der Rekonstruktion der Schwerpunktsenergie, welche zur Unterdrückung radiativer Ereignisse dient. Obwohl dieser strenge Schnitt für die Analyse der Z-Daten

nicht notwendig wäre, wird er auch dort benutzt, um die Analysen möglichst ähnlich zu halten.

4.2.2 Unterdrückung radiativer Ereignisse

Um radiative Ereignisse unterdrücken zu können, wird für jedes Ereignis zunächst die effektive Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ rekonstruiert. Für diese Aufgabe steht innerhalb von DELPHI das Programmpaket SPRIME(+) [62, 63] zur Verfügung. In diesem werden zwei Methoden zur Rekonstruktion von $\sqrt{s'}$ bereitgestellt.

Beide Methoden suchen zunächst nach isolierten Photonen im Detektor. Diese müssen eine Energie von mindestens 10 GeV aufweisen und in einer Umgebung von 17° darf kein geladenes Teilchen mit einem Impuls von mehr als 1 GeV gemessen worden sein. Der geforderte Isolationswinkel wird auf 30° vergrößert, falls der elektromagnetische Schauer weniger als 70% der Energie besitzt, die für $\sqrt{s'} = M_Z$ notwendig ist. Ein Schnitt auf einen maximalen Isolationswinkel wird (im Gegensatz zur Beschreibung in [63]) nicht mehr durchgeführt [64].

Die robuste Methode (als SPRIME bezeichnet) benutzt zur Rekonstruktion von $\sqrt{s'}$ nur die Richtungen der hadronischen Jets und, falls vorhanden, der gefundenen ISR-Photonen. Das Ereignis wird (ohne die gefundenen ISR-Photonen) mit dem Durham-Algorithmus in zwei Jets aufgeteilt. Unter Verwendung von Energie- und Impulserhaltung können aus den Richtungen der Jets und der gefundenen Photonen Energie und Impuls eines weiteren (hypothetischen) Photons, welches entlang der Strahlachse fliegt, bestimmt werden. Aus der nominellen Schwerpunktsenergie und den Parametern des gemessenen und des rekonstruierten Photons kann die effektive Schwerpunktsenergie errechnet werden.

Die zweite Methode (als SPRIME+ bezeichnet) benutzt nicht nur die Richtungen sondern auch die gemessenen Impulsbeträge und Energien der Hadronen und Photonen. Außerdem ist diese Methode in der Lage, Ereignisse mit mehr als zwei Jets in gleicher Qualität einzubeziehen.

Zunächst werden alle Teilchen (ohne die isolierten Photonen) zu einer „natürlichen“ Anzahl von Jets zusammengefaßt. Dies erfolgt mit dem Durham-Algorithmus bei einem Auflöseparameter von $y_{\text{cut}} = 0.002$. Für die anschließende Anpassung stehen nun drei Nebenbedingungen zur Verfügung:

$$\sum p_x = 0 \quad (4.1)$$

$$\sum p_y = 0 \quad (4.2)$$

$$\sum E = \sqrt{s} \pm \sum p_z \quad . \quad (4.3)$$

Das Vorzeichen in der Energieerhaltung (4.3) hängt von der z -Richtung des

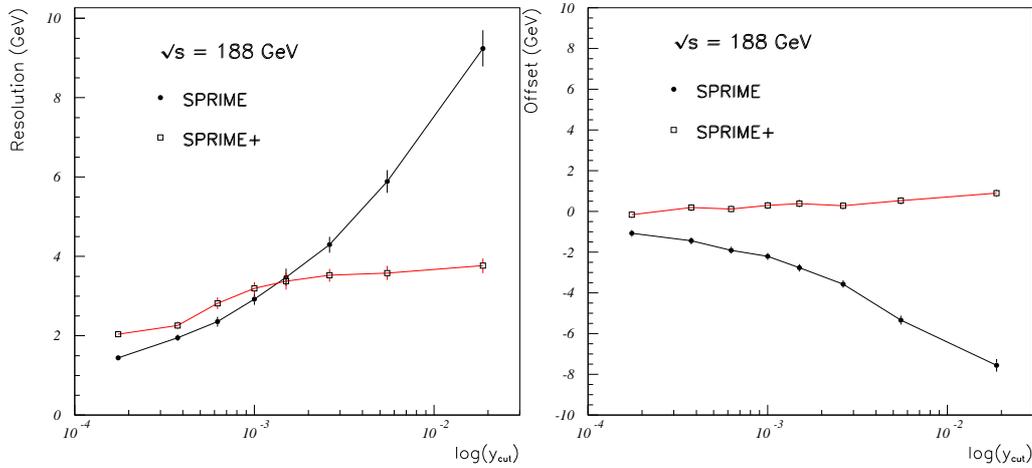


Abbildung 4.1: Vergleich der Auflösung (links) und Verschiebung (rechts) von SPRIME und SPRIME+ als Funktion der Auflösung y_{23} , bei der das Ereignis von zwei Jets nach drei Jets übergeht [63]. Zur experimentellen Definition der Jets wird der Durham-Algorithmus [65] verwendet.

hypothetischen Photons ab. Entsprechend den zwei möglichen Sätzen von Nebenbedingungen werden zwei Anpassungen durchgeführt. Falls die Anpassung die angenommene Richtung des Photons beibehält, ist die Lösung physikalisch, kehrt sie die Richtung um, ist die Lösung unphysikalisch. Als Ergebnis wird die physikalische Lösung mit dem kleinsten χ^2 genommen. Sind beide Lösungen unphysikalisch wird eine weitere Anpassung mit $\sum p_z = 0$ durchgeführt.

Tests der beiden Methoden wurden an PYTHIA $q\bar{q}\gamma$ -Ereignissen zwischen 130 GeV und 190 GeV durchgeführt. Die Methode SPRIME+ zeigt eine erheblich kleinere Verschiebung als SPRIME und für dreijetartige Ereignisse eine bessere Auflösung (Abb. 4.1).

In dieser Arbeit wurde daher das Verfahren SPRIME+ verwendet. Nur zu einem sehr kleinen Prozentsatz (etwa 0.3%) konvergieren die Anpassungen nicht. In diesem Fall wird auf SPRIME zurückgegriffen. Zur Selektion nichtstrahlender Ereignisse wurde gefordert, daß die rekonstruierte effektive Schwerpunktsenergie mindestens 90% der nominellen Schwerpunktsenergie beträgt (siehe Tab. 4.2).

4.2.3 Unterdrückung von WW- und ZZ-Ereignissen

Bei Energien oberhalb von 161 GeV können vier hadronische Jets nicht nur durch $q\bar{q}$ -Prozesse (entsprechend Abb. 2.2) produziert werden, sondern auch

	Observable	Zentralwert	Schnittvariationen	
Hadronische Selektion	n_{ch}	≥ 7	≥ 6	≥ 8
	θ_{Thrust}	$[25^\circ, 155^\circ]$	$[20^\circ, 160^\circ]$	$[30^\circ, 150^\circ]$
	E_{tot}	$\geq 0.50E_{\text{cm}}$	$\geq 0.45E_{\text{cm}}$	$\geq 0.55E_{\text{cm}}$
ISR-Unterdrückung	$\sqrt{s'_{\text{rec}}}$	$\geq 90\%E_{\text{cm}}$	$\geq 80\%E_{\text{cm}}$	
WW-/ZZ-Unterdr. ($E_{\text{cm}} \geq 161 \text{ GeV}$)	n_{ch}	≤ 42	$\leq \infty$	
	B_{min}	≤ 0.08	≤ 0.10	

Tabelle 4.2: Ereignisschnitte zur Selektion von $q\bar{q}$ -Ereignissen und Schnittvariationen, welche zur Bestimmung systematischer Unsicherheiten verwendet werden.

über elektroschwache Prozesse mit zwei W-Bosonen als Zwischenzustand (vgl. Abb. 2.4). Ab 172 GeV gibt es dazu entsprechende Ereignisse auch mit zwei Z-Bosonen als Zwischenzustand, welche jedoch aufgrund des geringeren Wirkungsquerschnitts weniger relevant sind als die WW-Ereignisse. Sowohl die WW- als auch die ZZ-Ereignisse tragen im Partonbild mit (maximal) vier Partonen im Endzustand keine Informationen über die starke Kopplung und werden daher als Untergrund betrachtet.

Die Ähnlichkeit von WW- bzw. ZZ-Ereignissen einerseits und QCD-Vierjetereignissen andererseits macht eine effiziente Trennung der beiden Klassen schwierig. Viele der möglichen Schnitte oder Algorithmen beeinflussen zudem die Observablen, aus denen später α_s bestimmt werden soll.

Mit Schnitten auf eine Observable, die nur aus einer Hemisphäre berechnet wird, kann der Einfluß auf viele dreijetartige Ereignisformobservablen klein gehalten werden. Als besonders geeignet zur Unterdrückung von WW-Ereignissen wurde in [8] die schmale Jetbreite B_{min} vorgeschlagen. Da die Bestimmung der starken Kopplung in dieser Arbeit auf dreijetartigen Observablen beruht, soll diese Variable auch hier benutzt werden, obwohl in vierjetartigen Größen mit einem solchen Schnitt große Verzerrungen entstehen.

Auf eine Energieabhängigkeit des B_{min} -Schnittes wurde wegen der geringen Statistik der Daten unterhalb von 183 GeV und dem daraus resultierenden geringen Einfluß verzichtet.

Zusätzlich wird eine maximale geladene Multiplizität von 42 gefordert, um weitere WW-Ereignisse zu unterdrücken [42]. Da $q\bar{q}$ -Ereignisse eine derart große Multiplizität kaum erreichen, entstehen keine zusätzlichen Verzerrungen.

Die Ereignisschnitte sind in Tab. 4.2 zusammengefaßt. Die so selektierten Ereignisse enthalten noch einen Anteil an WW- bzw. ZZ-Ereignissen von bis

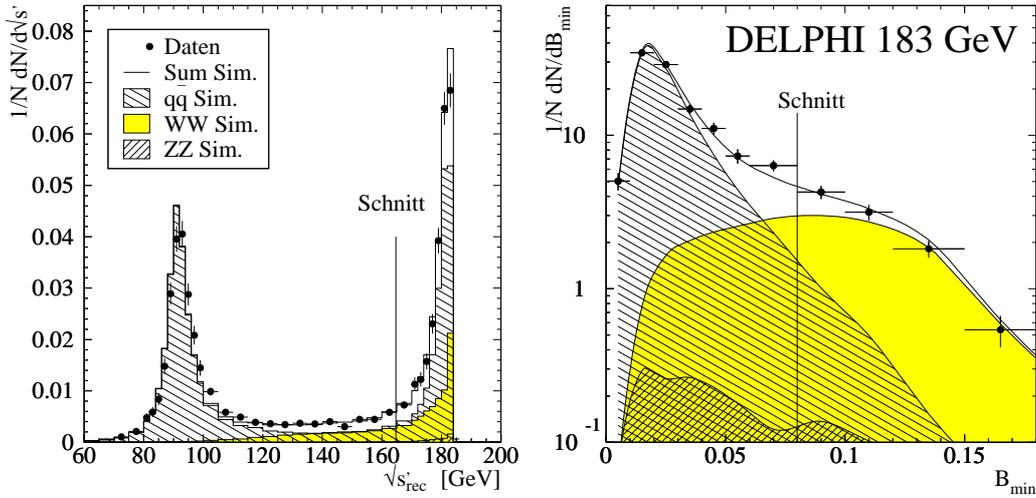


Abbildung 4.2: Links: Rekonstruierte Schwerpunktsenergie \sqrt{s}' (am Beispiel der 183 GeV Daten). Rechts: Separationsobservable B_{min} für $q\bar{q}$ -, WW- und ZZ-Ereignisse bei $E_{\text{cm}} = 183$ GeV. In beiden Abbildungen basieren die Simulationen auf PYTHIA [29] und DELSIM [50]. Die gezeigten Daten verstehen sich ohne WW-Unterdrückung, in der linken Abbildung auch ohne ISR-Unterdrückung.

zu 14%, der Anteil an $\gamma\gamma$ - und an leptonischen Ereignissen konnte für alle Energien auf weniger als ein Ereignis abgeschätzt werden.

4.3 Analyse der Daten

Für alle mit den beschriebenen Schnitten selektierten Ereignisse werden die gewünschten Observablen berechnet und in Histogramme eingetragen. Die Histogramme enthalten so für mehrere Teilintervalle die Anzahl von selektierten Ereignissen, die einen Observablenwert in diesem Teilintervall liefern. Diese Verteilungen müssen nun normiert und anschließend auf Detektoreffekte und verbliebenen Untergrund korrigiert werden, um die endgültigen Ergebnisse für die Ereignisformobservablen zu erhalten.

4.3.1 Normierung der Histogramme

Um aus den „rohen“ Histogrammen Werte der gesuchten Verteilung in der Form $\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma}{dy}$ zu erhalten, müssen die Einträge durch die Breite Δy_i des zugehörigen Teilintervalls geteilt werden und die Ereigniszahlen in Wirkungsquerschnitte umgerechnet werden.

Die Umrechnung von Ereigniszahlen in Wirkungsquerschnitte σ erfolgt

E_{cm}	133 GeV	161 GeV	172 GeV	183 GeV
\mathcal{L}	11.9 pb ⁻¹	10.1 pb ⁻¹	10.0 pb ⁻¹	54 pb ⁻¹
$\sigma_{q\bar{q}}^{\text{gen}}$	292 pb	147 pb	121.0 pb	100.3 pb
$\sigma_{q\bar{q}} (\sqrt{s'} > 0.85\sqrt{s})$	74 pb	35 pb	29 pb	24.5 pb
$\sigma_{\text{WW}}^{\text{gen}}$	—	3.3 pb	12.1 pb	15.4 pb
Ereigniszahl	846	359	289	1338

Tabelle 4.3: Integrierte Luminositäten \mathcal{L} , generierte Wirkungsquerschnitte $\sigma_{q\bar{q}}^{\text{gen}}$ und $\sigma_{\text{WW}}^{\text{gen}}$ der benutzten Simulationen, Wirkungsquerschnitt schwach radiativer Ereignisse $\sigma_{q\bar{q}} (\sqrt{s'} > 0.85\sqrt{s})$ nach ZFITTER 5.12 [66] und Anzahl der selektierten (nichtradiativen) hadronischen Ereignisse für die LEP2 Energien.

über die integrierte Luminosität \mathcal{L} :

$$N = \sigma \mathcal{L} = \sigma \int L dt \quad . \quad (4.4)$$

Sowohl die Datenhistogramme als auch die Histogramme der Simulationen müssen also auf ihre jeweilige Luminosität normiert werden. Weiterhin sind alle Histogramme entsprechend der obigen Definition durch den totalen Wirkungsquerschnitt (der $q\bar{q}$ -Ereignisse) zu dividieren. Dazu wird der Wirkungsquerschnitt für akzeptierte Ereignisse σ_Q^{acc} benutzt. Der Unterschied zwischen σ_Q^{acc} und σ_{tot} wird später durch die Akzeptanzkorrektur berücksichtigt.

Die normierten Histogramme für unkorrigierte Daten M , $q\bar{q}$ -Simulation Q und Untergrundsimulation U ergeben sich also zu

$$M_i = \frac{\tilde{M}_i}{\sigma_Q^{\text{acc}} \mathcal{L}_D \Delta y_i} \quad Q_i = \frac{\tilde{Q}_i}{\sigma_Q^{\text{acc}} \mathcal{L}_Q \Delta y_i} \quad U_i = \frac{\tilde{U}_i}{\sigma_Q^{\text{acc}} \mathcal{L}_U \Delta y_i} \quad , \quad (4.5)$$

worin unnormierte Histogramme durch eine Tilde ($\tilde{}$) bezeichnet werden und Δy_i die Breite des i -ten Teilintervalls ist. Der zunächst unbekannte Wirkungsquerschnitt für selektierte Ereignisse wird (wie bereits durch den Index angedeutet) aus der $q\bar{q}$ -Simulation bestimmt. Er kann durch die Anzahl der akzeptierten Ereignisse und die Luminosität ausgedrückt werden: $\sigma_Q^{\text{acc}} = N_Q^{\text{acc}} / \mathcal{L}_Q$. Die Luminositäten der Simulationen ergeben sich aus den für die Simulationen ausgewiesenen Wirkungsquerschnitten σ^{gen} (vgl. Tab. 4.3) und der Anzahl der generierten Ereignisse:

$$\mathcal{L}_i = N_i / \sigma_i^{\text{gen}} \quad \text{mit} \quad i = Q, U \quad . \quad (4.6)$$

Verwendet man, daß die Summe der Wirkungsquerschnitte für Untergrund und $q\bar{q}$ -Signal den Wirkungsquerschnitt der Daten ergibt, so kann aus

der Gl. (4.5) noch die Luminosität der Daten entfernt werden. Die Bedingung

$$\sigma_D^{\text{acc}} = \sigma_Q^{\text{acc}} + \sigma_U^{\text{acc}} \quad (4.7)$$

ist dabei nur gültig, falls alle relevanten Untergrundbeiträge in der Untergrundsimulation berücksichtigt werden und keine unphysikalischen Beiträge (z. B. hypothetische Prozesse) enthalten sind. Abschließend ergeben sich daraus die folgenden Normierungen:

$$\begin{aligned} M_i &= \frac{\tilde{M}_i}{N_D^{\text{acc}} \Delta y_i} \left(1 + \frac{\sigma_U^{\text{acc}}}{\sigma_Q^{\text{acc}}} \right) = \frac{\tilde{M}_i}{N_D^{\text{acc}} \Delta y_i} \left(1 + \frac{N_U^{\text{acc}} \mathcal{L}_Q}{\mathcal{L}_U N_Q^{\text{acc}}} \right) \\ Q_i &= \frac{\tilde{Q}_i}{N_Q^{\text{acc}} \Delta y_i} \\ U_i &= \frac{\tilde{U}_i}{N_Q^{\text{acc}} \Delta y_i} \frac{\mathcal{L}_Q}{\mathcal{L}_U} \quad , \end{aligned} \quad (4.8)$$

wobei die verschiedenen Luminositäten gemäß Gl. (4.6) bestimmt werden.

4.3.2 Subtraktion des verbliebenen Untergrundes

Für die wie beschrieben normierten Histogramme gilt, daß die Summe von $q\bar{q}$ - und Untergrundhistogrammen den gemessenen Daten entsprechen sollte. Somit kann nun der Untergrund U ohne weiteres von den gemessenen Daten M abgezogen werden, um den Einfluß des verbliebenen Untergrundes zu korrigieren:

$$M^{\text{SubU}} = M - U \quad . \quad (4.9)$$

Das resultierende, auf Untergrund korrigierte Histogramm ist richtig (auf eins) normiert, falls die Daten durch die Simulation beschrieben werden.

Statt den verbleibenden Untergrund zu subtrahieren, wäre es auch möglich, eine multiplikative Korrektur durchzuführen:

$$M^{\text{SubU}^*} = M \frac{Q}{Q + U} \quad . \quad (4.10)$$

Diese Methode führt zu kleineren statistischen Fehlern, verwendet aber zusätzliche Information aus der $q\bar{q}$ -Simulation. Dadurch ergibt sich eine Verzerrung der Ergebnisse in Richtung auf die in der Simulation erwarteten Resultate. Solange die Korrekturen klein sind, d. h. nur wenig Untergrund vorliegt, fließt auch nur wenig Information aus der $q\bar{q}$ -Simulation ein und die resultierenden Verzerrungen sind klein. Im Fall des WW-Untergrundes gibt es aber in allen Ereignisformverteilungen Bereiche, in denen der Korrekturfaktor 0.5 unterschreitet. Dort würde mehr als die Hälfte der Information aus der Simulation stammen.

So korrigierte Verteilungen wären für eine Bestimmung der starken Kopplung ungeeignet. Diese Methode wird daher nicht angewendet.

4.3.3 Akzeptanzkorrektur

Nachdem der verbliebene Untergrund entfernt wurde, kann die Akzeptanzkorrektur nun ausschließlich aus der $q\bar{q}$ -Simulation entnommen werden:

$$D = M^{\text{SubU}} C, \quad C = \frac{Q_{\text{noISR}}^{\text{had}}}{Q_{\text{ISR}}^{\text{acc}}} . \quad (4.11)$$

$Q_{\text{ISR}}^{\text{acc}}$ bezeichnet das normierte Histogramm, welches aus den akzeptierten Ereignissen der $q\bar{q}$ -Simulation inklusive radiativer Ereignisse gefüllt wurde. $Q_{\text{noISR}}^{\text{had}}$ bezeichnet das normierte Histogramm, welches mit den generierten Ereignissen (Hadronlevel) gefüllt wurde, die mit ihrer Schwerpunktsenergie vernachlässigbar (d. h. weniger als 0.1 GeV) von der nominellen Schwerpunktsenergie abweichen.

Die resultierenden Histogramme D bilden die vollständig korrigierten Datenverteilungen. Das Integral über diese Verteilungen ist im allgemeinen nicht mehr exakt gleich eins, sondern weicht wenige Prozent von eins ab. Diese Abweichung ergibt sich, falls die gemessenen Daten von der Simulation abweichen, da die Normierung bei Anwendung des Korrekturfaktors C nur bei Übereinstimmung von Daten und Simulation erhalten bleibt. Ein erneutes Normieren ist nicht sinnvoll, da dies die großen Abweichungen zwischen Daten und Simulation, welche häufig im ersten Teilintervall auftreten, in die für die α_s -Bestimmung benutzen Intervalle übertragen würde.

Um den Einfluß der Selektion nichtradiativer Ereignisse von der Untergrundunterdrückung unterscheiden zu können, wird der Korrekturfaktor in zwei Anteile gespalten:

$$C = C_{\text{QCD}} C_{\text{WW}} = \frac{Q_{\text{noISR}}^{\text{had}}}{Q_{\text{ISR}}^{\text{acc, vor } B_{\text{min}}}} \frac{Q_{\text{ISR}}^{\text{acc, vor } B_{\text{min}}}}{Q_{\text{ISR}}^{\text{acc}}} . \quad (4.12)$$

Darin ist $Q_{\text{ISR}}^{\text{acc, vor } B_{\text{min}}}$ das normierte Histogramm, welches aus den ohne Anwendung der WW-Unterdrückung akzeptierten Ereignissen der vollen QCD-Simulation gefüllt wurde. Der Anteil C_{WW} enthält nur die Korrektur, die aufgrund der Untergrundunterdrückung mittels B_{min} notwendig ist, C_{QCD} enthält die Korrekturen, die aus der sonstigen Ereignisselektion entstehen.

4.3.4 Berechnung der Momente

Neben den Verteilungen werden in dieser Arbeit auch die Mittelwerte und höheren Momente der Verteilungen betrachtet. Das einfache k -te Moment einer Observablen y ist definiert als

$$\langle y^k \rangle := \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N y_j^k , \quad (4.13)$$

wobei N die Anzahl der gemessenen Ereignisse ist und y_j der Wert, den die Observable im j -ten Ereignis annimmt. Daraus ergibt sich das k -te zentrale Moment als

$$\langle (y - \langle y \rangle)^k \rangle \quad . \quad (4.14)$$

Die zweiten und dritten zentralen Momente (Varianz und Schiefe) werden wie folgt abgekürzt:

$$\text{Var}(y) := \langle (y - \langle y \rangle)^2 \rangle \quad (4.15)$$

$$\text{Skew}(y) := \langle (y - \langle y \rangle)^3 \rangle \quad . \quad (4.16)$$

Einfacher als die direkte Anwendung der Gl. (4.13) auf die Daten ist es, die Momente aus den bereits vorliegenden normierten und vollständig korrigierten Verteilungen zu berechnen:

$$\overline{y^k} := \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} y_i^k D_i \Delta y_i}{\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} D_i \Delta y_i} \quad , \quad \overline{(y - \bar{y})^k} := \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} (y_i - \bar{y})^k D_i \Delta y_i}{\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} D_i \Delta y_i} \quad . \quad (4.17)$$

N_{bin} ist die Anzahl der Teilintervalle, in denen die betrachtete Verteilung gemessen wird, y_i ist die Mitte des i -ten Intervalls, D_i dessen Inhalt und Δy_i seine Breite. Aufgrund der Normierung entspricht $D_i \Delta y_i$ der relativen Häufigkeit von Ereignissen mit Observablenwerten zwischen $y_i - \frac{1}{2} \Delta y_i$ und $y_i + \frac{1}{2} \Delta y_i$. Obwohl das Histogramm D bereits normiert ist, darf zur Berechnung der Momente die Normierung nicht vernachlässigt werden, da das Integral über die Verteilung aufgrund der Akzeptanzkorrekturen im allgemeinen nicht exakt eins ist.

Wegen der endlichen Breite der Teilintervalle sind die Formeln (4.17) nur Näherungen zur Berechnung der Momente. Um die Einflüsse der endlichen Intervallbreiten zu korrigieren, werden die Resultate aus Gl. (4.17) mit einem Faktor korrigiert:

$$\langle y^k \rangle_{\text{D}} = C_{\text{bin}} \overline{y_{\text{D}}^k} \quad , \quad C_{\text{bin}} = \frac{\langle y_{\text{Q}}^k \rangle}{y_{\text{Q}}^k} \quad (4.18)$$

$$\langle (y - \langle y \rangle)^k \rangle_{\text{D}} = C_{\text{bin}} \overline{(y_{\text{D}} - \bar{y}_{\text{D}})^k} \quad , \quad C_{\text{bin}} = \frac{\langle (y_{\text{Q}} - \langle y_{\text{Q}} \rangle)^k \rangle}{(y_{\text{Q}} - \bar{y}_{\text{Q}})^k} \quad . \quad (4.19)$$

Der Index D bezeichnet Größen, die aus den Daten berechnet werden, der Index Q bezeichnet Größen, die aus der $q\bar{q}$ -Simulation berechnet werden.

Die Größe dieser Korrekturen liegt selbst bei den dritten Momenten nur bei wenigen Prozent, so daß die Näherung aufgrund endlicher Intervallbreiten keinen Nachteil ergibt.

4.3.5 Bestimmung der systematischen Unsicherheiten

Die systematischen Unsicherheiten werden aus der Größe der Korrekturfaktoren sowie durch Variation der Ereignisschnitte abgeschätzt. Auch der Einfluß der verwendeten Simulation wird untersucht. Angesichts der geringen Ereigniszahlen ist es ratsam, abschließend die statistische Signifikanz der einzelnen systematischen Fehler zu überprüfen, um eine künstliche Vergrößerung durch Mehrfachzählung statistischer Beiträge zu vermeiden [67].

Als Fehler der Akzeptanzkorrektur C und der Korrektur auf endliche Intervallbreiten C_{bin} werden 10% der Änderungen angenommen, die durch diese Korrekturen hervorgerufen werden. Die Ereignisschnitte n_{ch} , E_{tot} und θ_{Thrust} , sowie die Schnitte zur Untergrundunterdrückung $\sqrt{s'}$, B_{min} und n_{ch} werden entsprechend der in Tab. 4.2 angegebenen Bereiche variiert. Schließlich werden die Analysen mit einem um 5% (für 161 GeV sogar 10%) vergrößerten Wirkungsquerschnitt für den WW-Untergrund, sowie mit HERWIG statt JETSET als $q\bar{q}$ -Simulation wiederholt.

Alle aufgeführten Fehler werden mit Vorzeichen als Abweichung vom Zentralwert betrachtet. Bei den Ereignisschnitten werden die Variationen in die verschiedenen Richtungen zunächst getrennt behandelt.

Um die statistische Signifikanz zu untersuchen, werden nun „Pseudodaten“ erzeugt. Darunter soll ein Satz von Ereignissen aus der vollen Detektorsimulation verstanden werden, der die richtige Mischung aus $q\bar{q}$ - und Untergrundereignissen enthält und dessen Ereignisanzahl derjenigen in den Daten entspricht. Zur Erzeugung eines solchen Pseudodatensatzes werden N_Q $q\bar{q}$ - und N_W WW-Ereignisse aus den bestehenden Simulationen entnommen und zu einem Datensatz zusammengefaßt. Die Ereigniszahlen werden gemäß

$$N_i = \sigma_i \mathcal{L}_D + x_i \sqrt{\sigma_i \mathcal{L}_D} \quad i = \{Q, W\} \quad (4.20)$$

berechnet. Darin sind x_Q und x_W zwei unabhängige normalverteilte Zufallszahlen. \mathcal{L}_D ist die integrierte Luminosität der Daten und σ_i sind die erwarteten Wirkungsquerschnitte. Der Einfluß der ZZ-Ereignisse ist vernachlässigbar.

Für jeden Energiepunkt oberhalb der Z-Resonanz wurden möglichst viele solcher Pseudodatensätze erzeugt (siehe Tab. 4.4). Bei den 133 GeV-Daten wurde dabei die Jahrgänge (1995 und 1997) und im Jahrgang 1995 auch die Energien (130 GeV und 136 GeV) entsprechend den Daten zusammengesetzt. Für den Jahrgang 1997 stand keine nach 130 GeV und 136 GeV getrennte Simulation zu Verfügung, stattdessen wurde eine 133 GeV-Simulation verwendet.

Jeder dieser Pseudodatensätze wird nun analysiert, als ob es sich um echte Daten der entsprechenden Energie handelte. Für jeden Satz erhält man so ein eigenes Ergebnis für alle betrachteten Observablen inklusive aller oben beschriebenen systematischen Fehler. Der Mittelwert eines systematischen

Energie	Anzahl
89 GeV–93 GeV	–
133 GeV	5
161 GeV	9
172 GeV	10
183 GeV	23

Tabelle 4.4: Anzahl der unabhängigen Pseudodatensätze, die für die verschiedenen Energien benutzt wurden.

Fehlers innerhalb der Pseudodatensätze des entsprechenden Jahrgangs muß mit null verträglich sein, da die Simulation sich selbst perfekt beschreibt. Hiervon ausgenommen sind die systematischen Fehler, deren Einfluß nicht von der Simulation korrigiert wird. Diese Ausnahme trifft auf die Variation des WW-Wirkungsquerschnitts und die Ersetzung von PYTHIA durch HERWIG zur Berechnung der Akzeptanzkorrektur zu. Die Streuung eines systematischen Fehlers innerhalb der Pseudodatensätze entspricht in allen Fällen der statistischen Unsicherheit dieses systematischen Fehlers.

An dieser Stelle können nun mehrere Situationen auftreten. Ist die in den Daten gefundene Abweichung für eine bestimmte Schnittvariation viel größer als ihre aus den Pseudodaten errechnete statistische Unsicherheit, so handelt es sich um einen tatsächlichen systematischen Fehler. Ist die statistische Unsicherheit jedoch viel größer als die in den Daten gefundene Abweichung, so kann über die Größe des tatsächlichen systematischen Fehlers keine Aussage gemacht werden. Die in den Daten gesehene Abweichung ist mit großer Wahrscheinlichkeit statistischer Natur und ist somit bereits im statistischen Fehler berücksichtigt. Zwischen diesen beiden Extremen ist die Situation mehrdeutig.

Um diesen Möglichkeiten Rechnung zu tragen und Mehrfachzählungen statistischer Fluktuationen zu vermeiden, wird der systematische Fehler aufgrund von Abweichungen, deren statistische Unsicherheit S größer als ihr Wert A ist, auf null gesetzt. Ist die statistische Streuung S kleiner als die auf den Daten gefundene Abweichung A , wird der statistische Anteil quadratisch subtrahiert:

$$F_{(\pm)} = \begin{cases} 0 & \text{falls } S > |A| \\ \sqrt{A^2 - S^2} & \text{sonst.} \end{cases} \quad (4.21)$$

Diese Methode ergibt einen stetigen Übergang zwischen den beiden Extremen. Sie garantiert, daß die Hinzunahme weiterer Schnittvariationen nicht zum systematischen Fehler beiträgt, solange die gefundene Abweichung mit einer statistischen Fluktuation verträglich ist. Schließlich ergibt die quadratische Summe der Streuung und des in Gl. (4.21) definierten systematischen

183 GeV	$\langle 1 - T \rangle$		$[10^{-3}]$	
	A	S	F_{\pm}	F
C	-0.033	—		0.033
C_{Bin}	0.015	—		0.015
σ_{WW}	0.988	—		0.988
WW-/ZZ-Unterdr.	0.684	1.588		0.000
ISR-Unterdr.	-0.956	1.318		0.000
HERWIG	0.214	—		0.214
$n_{\text{ch}} \geq 6$	-0.329	0.336	0.000	} 0.000
$n_{\text{ch}} \geq 8$	0.002	0.051	0.000	
$\theta_{\text{Thrust}} \in [20^\circ, 160^\circ]$	1.294	0.321	1.254	} 1.426
$\theta_{\text{Thrust}} \in [30^\circ, 150^\circ]$	-1.869	0.969	1.598	
$E_{\text{tot}} \geq 0.45 E_{\text{cm}}$	0.200	0.116	0.163	} 0.150
$E_{\text{tot}} \geq 0.55 E_{\text{cm}}$	-0.318	0.288	0.136	
Totaler syst. Fehler				1.755

Tabelle 4.5: Berechnung des totalen systematischen Fehlers aus den individuellen Beiträgen am Beispiel von $\langle 1 - T \rangle$ bei 183 GeV. Für die aus Schnittvariationen gewonnenen systematischen Abweichungen A wird eine statistische Streuung S berechnet, gemäß Gl. (4.21) subtrahiert und evtl. gemittelt (4.22), um den Fehlerbeitrag F zu erhalten. Für Unsicherheiten, die ohne Änderung der Grundgesamtheit der betrachteten Ereignisse bestimmt werden, gilt $F = |A|$. Der totale systematische Fehler ist die quadratische Summe aller Teilfehler F .

Fehlers die gesehene Abweichung.

Für die Schnittvariationen, welche symmetrisch in beide Richtungen betrachtet werden, berechnet sich der abschließende Fehler als Mittelwert der beiden einzelnen Abweichungen:

$$F = \frac{1}{2} (F_+ + F_-) \quad . \quad (4.22)$$

Die obige Subtraktion statistischer Komponenten der systematischen Fehler wurde nur auf systematische Unsicherheiten aufgrund von Schnittvariationen und nur auf die Hochenergiedaten angewendet. Zum einen stehen für die Daten auf der Resonanz nicht ausreichend Monte-Carlo-Ereignisse zur Verfügung um mehrere Pseudodatensätze zusammenzustellen, zum anderen ist bei diesen Daten ein Teil der systematischen Fehler wesentlich größer als der gesamte statistische Fehler, so daß eine Subtraktion der statistischen Komponenten keinen Einfluß hätte.

Der totale systematische Fehler wird durch quadratische Summation aller Teilfehler berechnet. Die Berechnung aus den verschiedenen systemati-

schen Abweichungen vom Zentralwert ist in Tab. 4.5 nochmals beispielhaft erläutert.

Für einige der betrachteten Observablen überschreitet die Streuung der Resultate der drei verschiedenen Jahrgänge auf der Z-Resonanz die hier beschriebenen systematischen Fehler. In diesen Fällen wurde die systematische Unsicherheit durch die Streuung der drei Jahrgänge abgeschätzt.

4.3.6 Bestimmung der statistischen Unsicherheiten

Die statistischen Fehler der Werte einzelner Teilintervalle in den Verteilungen ergeben sich durch Fehlerfortpflanzung aus der poissonverteilten Anzahl der Einträge in den unnormierten Histogrammen. Dabei werden die Korrekturfaktoren und die Untergrundsubtraktion als fehlerfrei angenommen und die Korrelation zwischen den Teilintervallen aufgrund der Normierung vernachlässigt. Der statistische Fehler wird dadurch in den Maxima der Verteilungen um ca. 10% überschätzt.

Um die Behandlung des Untergrundes in die Rechnung einbeziehen zu können, werden die statistischen Fehler von Mittelwerten und höheren Momenten durch Fehlerfortpflanzung aus den Ergebnissen für die Verteilungen berechnet. Um Korrelationen zwischen den Ergebnissen verschiedener Teilintervalle aus dem Weg zu gehen, beginnt man bei der Ableitung mit den unnormierten Histogrammen \tilde{D} .

Einfache Momente

Die einfachen Momente berechnen sich aus dieser Verteilung nach

$$\overline{y^k} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} y_i^k \tilde{D}_i}{\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \tilde{D}_i} . \quad (4.23)$$

Die Einträge \tilde{D}_i in den verschiedenen Teilintervallen sind voneinander unabhängig. Der Fehler eines Moments ergibt sich somit aus einfacher Fehlerfortpflanzung ohne Korrelationsterme zu

$$\begin{aligned}
\delta\bar{y}^k &= \sqrt{\sum_{j=1}^{N_{\text{bin}}} \left(\delta\tilde{D}_j \frac{d}{d\tilde{D}_j} \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} y_i^k \tilde{D}_i}{\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \tilde{D}_i} \right)^2} \\
&= \sqrt{\sum_{j=1}^{N_{\text{bin}}} \left(\delta\tilde{D}_j \frac{y_j^k \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \tilde{D}_i - \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} y_i^k \tilde{D}_i}{\left(\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \tilde{D}_i \right)^2} \right)^2} . \quad (4.24)
\end{aligned}$$

Mit Gl. (4.23) und $N = \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \tilde{D}_i$ ergibt sich

$$\delta\bar{y}^k = \sqrt{\frac{1}{N^2} \sum_{j=1}^{N_{\text{bin}}} \delta\tilde{D}_j^2 \left(y_j^k - \bar{y}^k \right)^2} . \quad (4.25)$$

Da die Fehler der normierten Verteilungen durch die Poissonverteilung angenähert wurden, kann in dieser Gleichung $\delta\tilde{D}_j$ ohne Näherung durch $\delta D_j \Delta y_j N$ ersetzt werden. In Situationen mit Untergrund wird in dieser Formel der in den untergrundbehafteten Teilintervallen vergrößerte Fehler in die Unsicherheit des Moments weitergegeben.

In Fällen ohne Untergrund, in denen $\delta\tilde{D}_j = \sqrt{\tilde{D}_j}$ gilt, ergibt sich die bekannte Formel für Fehler von Momenten:

$$\delta\bar{y}^k = \sqrt{\frac{1}{N} \left(\overline{y^{2k}} - \bar{y}^{2k} \right)} . \quad (4.26)$$

Zur Überprüfung der Formel im Fall von Untergrund können die Pseudodatensätze herangezogen werden. Die Streuung der Resultate für Momente aus den Pseudodatensätzen ist auf 10% kompatibel mit den Ergebnissen der Gl. (4.25). Die verbleibenden Unterschiede werden der geringen Anzahl von Pseudodatensätzen zugeschrieben, aufgrund derer die Streuung noch nicht ausreichend genau bestimmt ist.

Definiert man die Momente der untergrundbehafteten Verteilung M als

$$\bar{m}^k := \frac{1}{N_m} \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} y_i^k \tilde{M}_i \quad \text{mit} \quad N_m = \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \tilde{M}_i , \quad (4.27)$$

so kann man die Gl. (4.25) allein durch die verschiedenen Momente und Ereigniszahlen schreiben:

$$\delta\bar{y}^k = \sqrt{\frac{N_m}{N^2} \left[\left(\overline{m^{2k}} - \bar{m}^{2k} \right) + \left(\bar{m}^k - \bar{y}^k \right)^2 \right]} . \quad (4.28)$$

Diese Form wird von der LEP QCD-Arbeitsgruppe verwendet.

Zentrale Momente

Für zentrale Momente wird die Rechnung etwas aufwendiger. Sie berechnen sich aus der Verteilung \tilde{D} nach

$$\overline{(y - \bar{y})^k} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} (y_i - \bar{y})^k \tilde{D}_i}{\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \tilde{D}_i} . \quad (4.29)$$

Der Fehler ergibt sich wiederum aus einfacher Fehlerfortpflanzung ohne Korrelationsterme, wobei jedoch bei der Ableitung zu berücksichtigen ist, daß \bar{y} eine Abhängigkeit von \tilde{D}_j besitzt:

$$\begin{aligned} \delta \overline{(y - \bar{y})^k} &= \sqrt{\sum_{j=1}^{N_{\text{bin}}} \left(\delta \tilde{D}_j \frac{d}{d\tilde{D}_j} \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} (y_i - \bar{y})^k \tilde{D}_i}{\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \tilde{D}_i} \right)^2} \\ &= \sqrt{\sum_{j=1}^{N_{\text{bin}}} \left(\delta \tilde{D}_j \frac{\left((y_j - \bar{y})^k + \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \frac{d(y_i - \bar{y})^k}{d\tilde{D}_j} \tilde{D}_i \right) \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \tilde{D}_i - \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} (y_i - \bar{y})^k \tilde{D}_i}{\left(\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \tilde{D}_i \right)^2} \right)^2} , \end{aligned}$$

worin

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \frac{d(y_i - \bar{y})^k}{d\tilde{D}_j} \tilde{D}_i &= - \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} (y_i - \bar{y})^{k-1} \frac{y_j \sum_{l=1}^{N_{\text{bin}}} \tilde{D}_l - \sum_{l=1}^{N_{\text{bin}}} y_l \tilde{D}_l}{\left(\sum_{l=1}^{N_{\text{bin}}} \tilde{D}_l \right)^2} \tilde{D}_i \\ &= - \overline{(y - \bar{y})^{k-1}} (y_j - \bar{y}) . \end{aligned} \quad (4.30)$$

Einsetzen von $N = \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \tilde{D}_i$ ergibt weiter:

$$\delta \overline{(y - \bar{y})^k} = \sqrt{\frac{1}{N^2} \sum_{j=1}^{N_{\text{bin}}} \delta \tilde{D}_j^2 \left((y_j - \bar{y})^k - \overline{(y - \bar{y})^{k-1}} (y_j - \bar{y}) - \overline{(y - \bar{y})^k} \right)^2} . \quad (4.31)$$

Wie zuvor kann der Fehler aus den normierten Verteilungen entnommen werden:

$$\delta \tilde{D}_j^2 = \delta D_j^2 \Delta y_j N . \quad (4.32)$$

Wegen $\overline{(y - \bar{y})} = 0$ liefert der mittlere Term in Gl. (4.31) nur für $k > 2$ einen Beitrag. Für die Varianz ist die Formel also analog zu Gl. (4.25).

4.4 Ergebnisse

4.4.1 Verteilungen

Als Beispiel für die resultierenden Verteilungen und Momente werden hier $1 - T$ und M_h^2/E_{vis}^2 diskutiert. Tabellen und Figuren zu allen übrigen Observablen finden sich in den Anhängen A und B, sie sind in [68] veröffentlicht.

In den Abbildungen 4.3 und 4.4 sind die Verteilungen von $1 - T$ und M_h^2/E_{vis}^2 für verschiedene Energien dargestellt. Neben den Datenpunkten ist im mittleren Teil das hadronische Niveau der für die Detektorrekturen verwendeten Simulation eingezeichnet. Die gute Übereinstimmung dieser Simulation mit den vollständig korrigierten Daten spiegelt indirekt die Güte der Detektorsimulation wieder.

Die Größe der Akzeptanzkorrektur C_{QCD} ist als durchgezogene Linie im oberen Teil der Abbildung dargestellt. Die Korrektur ist über einen großen Teil der Observablenwerte konstant und kleiner als 20%. Die starke Änderung der Korrektur in der Nähe von null ist in den Daten zwischen 133 GeV und 172 GeV durch doppeltbreite Teilintervalle geglättet. In den 183 GeV-Ergebnissen erscheint dieses Überschwingen der Korrektur wieder, ist aber zu kleineren Werten verschoben.

Alle verwendeten Observablen sind so konstruiert, daß Ereignisse mit Ereignisformwerten nahe bei null zweijetartig sind. In zweijetartigen Ereignissen führen die meisten Meßungenauigkeiten zu einer Vergrößerung des Observablenwertes. Die Größe der Akzeptanzkorrektur ist also von der Anzahl der Ereignisse im linken Nachbarintervall abhängig. Dies erklärt die Form der Korrektur bei kleinen Werten der Observablen in der Nähe des Maximums. Die Verschiebung ergibt sich dann aus der für alle Ereignisformobservablen typischen Verschiebung der Maximumslage mit der Energie.

Für die Energien ab 161 GeV ist im mittleren Teil zusätzlich die Menge der WW-Ereignisse in den selektierten Daten eingezeichnet. Man erkennt, daß die Menge der Untergrundereignisse, die trotz spezifischer Schnitte zur Untergrundunterdrückung im Datensatz verbleibt, mit zunehmender Energie steigt. Dies entspricht dem Anstieg des Wirkungsquerschnitts zur W-Paarproduktion bei gleichzeitiger Abnahme des $q\bar{q}$ -Wirkungsquerschnitts mit wachsender Energie.

Im oberen Teil ist neben C_{QCD} (durchgezogene Linie) auch der Faktor C_{WW} (gestrichelte Linie) eingezeichnet, welcher die zusätzlichen Korrekturen aufgrund der WW-Unterdrückung enthält. Als gepunktete Linie ist weiterhin das Verhältnis der Daten nach Untergrundsubtraktion zu den Daten vor Untergrundsubtraktion angegeben.

Unterhalb der Darstellung der Daten ist das Produkt aus Reinheit und Effizienz der WW-Unterdrückung eingezeichnet. Die Energieabhängigkeit dieses Produkts ist fast ausschließlich auf die mit wachsender Energie sinken-

de Reinheit p zurückzuführen, welche wiederum eine Folge des wachsenden WW-Anteils in den Daten ist.

Die Konstanz der Effizienz ε mit der Energie spiegelt sich auch darin wieder, daß der Korrekturfaktor C_{WW} nur wenig mit der Energie variiert. Die unterschiedliche Größe von C_{WW} für $1 - T$ und $M_{\text{h}}^2/E_{\text{vis}}^2$ bestätigt beispielhaft, daß die WW-Unterdrückung mittels B_{min} in Observablen, welche nur aus den Spuren einer Hemisphäre berechnet werden, kleinere Verzerrungen verursacht, als in Observablen, welche die Spuren beider Hemisphären enthalten.

4.4.2 Momente

Die Energieabhängigkeit der Momente von $1 - T$ und $M_{\text{h}}^2/E_{\text{vis}}^2$ ist in Abb. 4.3 und 4.4 links unten dargestellt. Auch diese Ergebnisse stimmen mit den Erwartungen der Simulation überein.

Man erkennt, daß die Änderung des Mittelwertes zwischen 89 GeV und 183 GeV deutlich meßbar ist. Für die höheren Momente nimmt die Signifikanz insbesondere aufgrund der größeren Fehler deutlich ab. Bei Varianz und Schiefe ist die beobachtete Änderung mit null verträglich. Daß sogar die Varianz keine meßbare Änderung aufweist legt nahe, daß die gesamte Information über die Energieabhängigkeit im Mittelwert enthalten ist. Die sichtbare Energieabhängigkeit der einfachen zweiten und dritten Momente ist nur eine Folge der großen Korrelationen von über 90% (über 70%) zwischen erstem und zweitem (drittem) Moment.

Die Messung, insbesondere der höheren Momente, ist mit der gewählten Ereignisselektion nicht für alle Observablen möglich. Aufgrund der WW-Unterdrückung mittels B_{min} sind insbesondere vierjetartige Observablen mit großen Korrekturfaktoren belastet. Für diese Observablen wurde auf die Bestimmung der Momente ganz oder teilweise verzichtet.

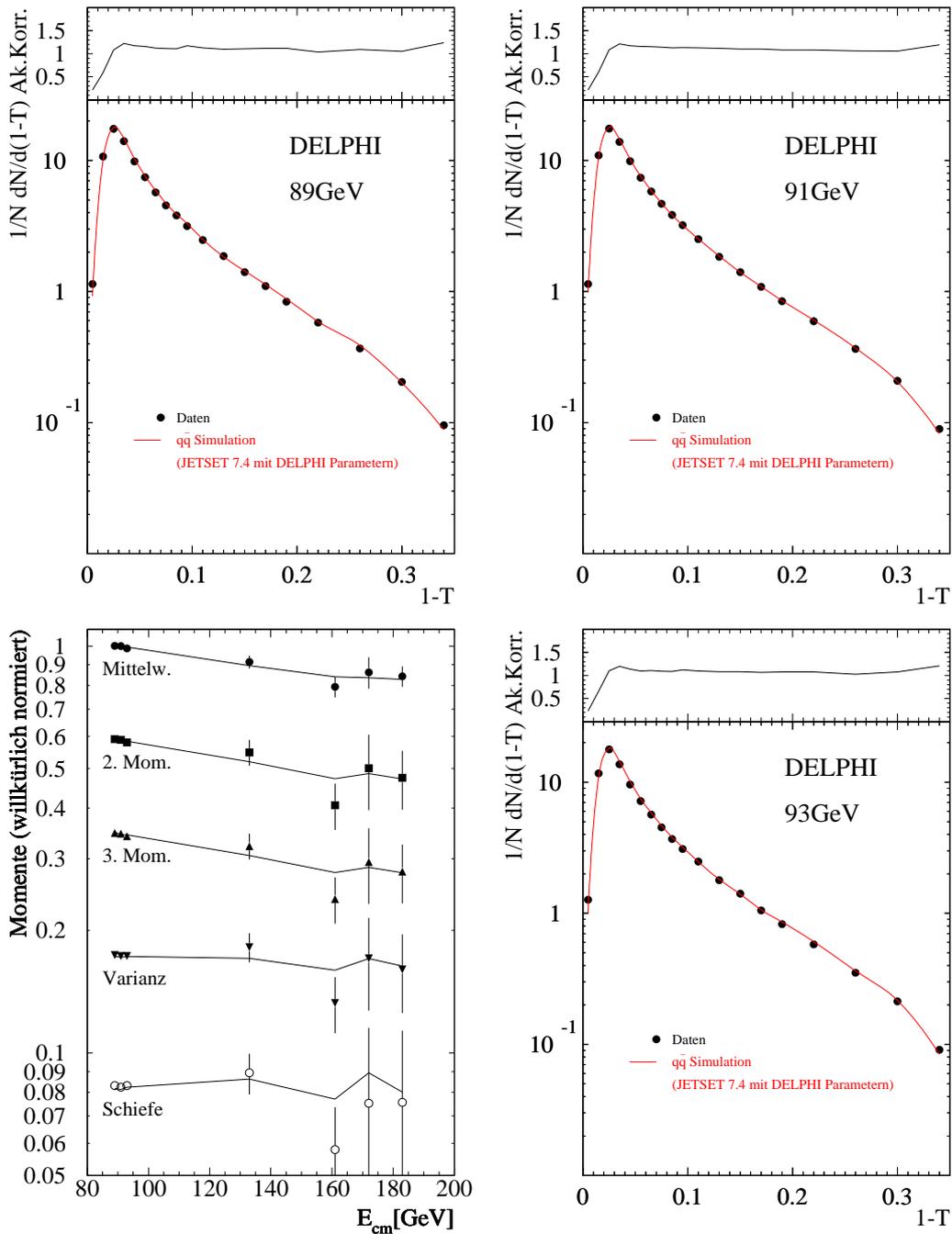
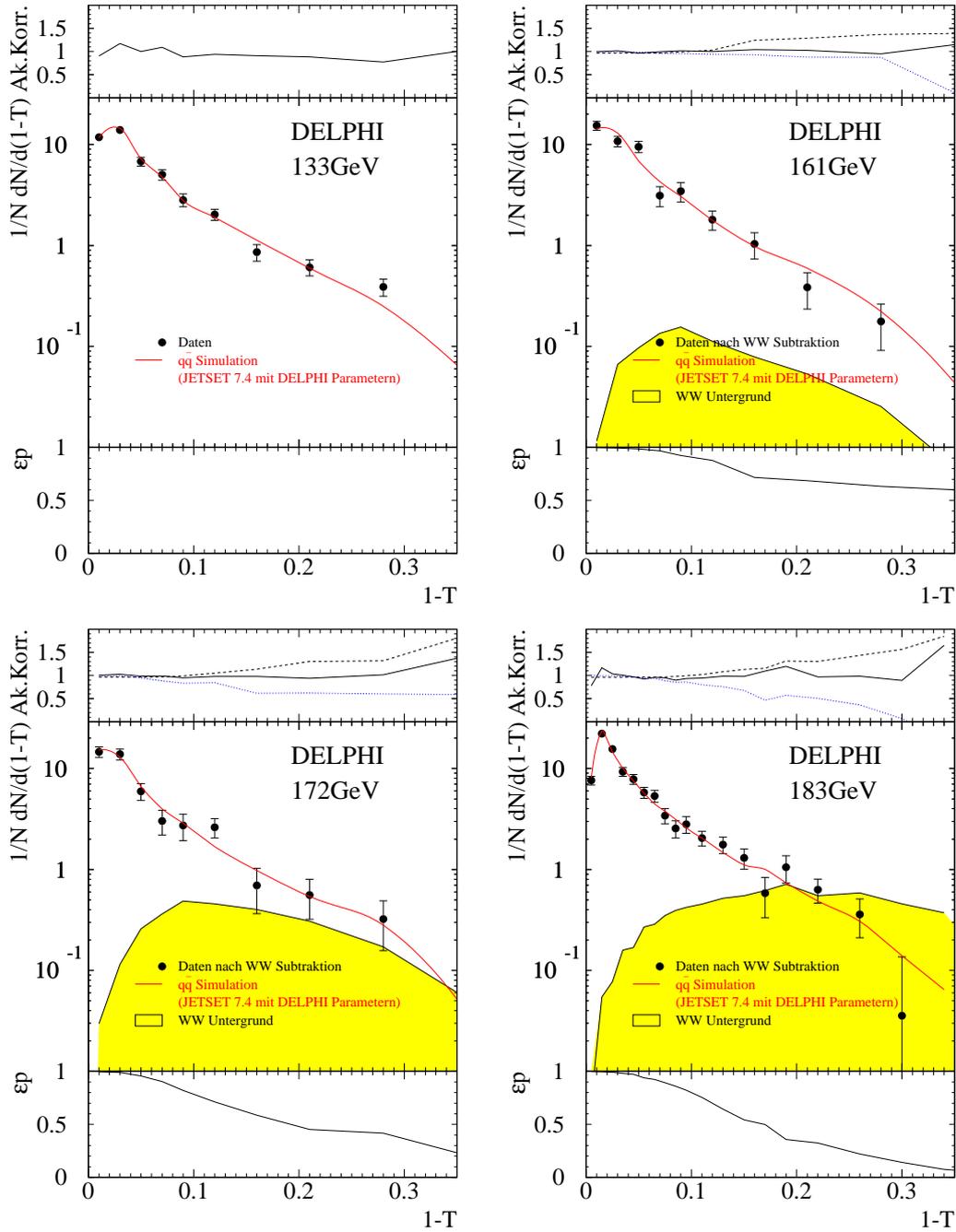


Abbildung 4.3: Die Momente und Verteilungen der Observablen Thrust (T) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtstrahlender $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

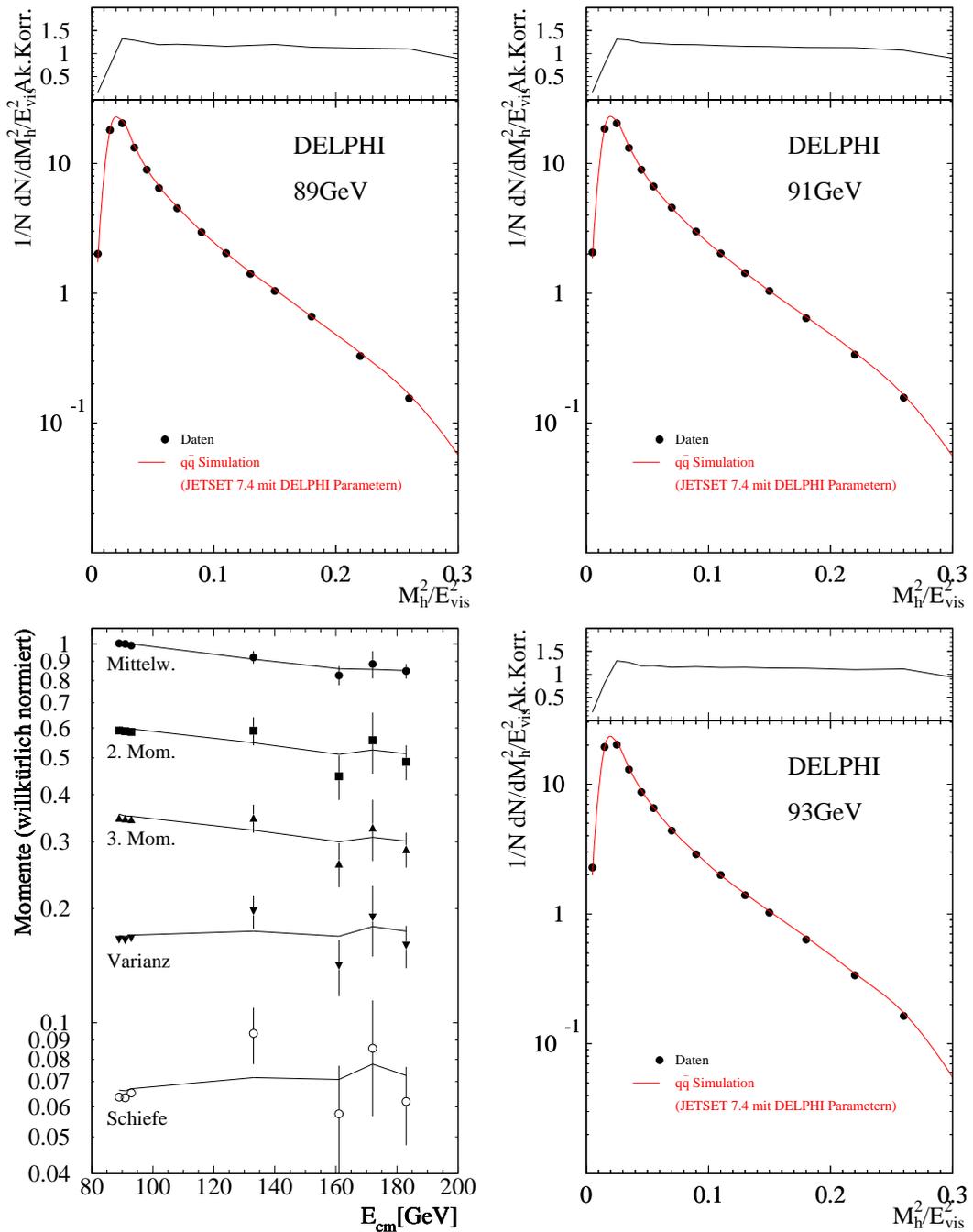
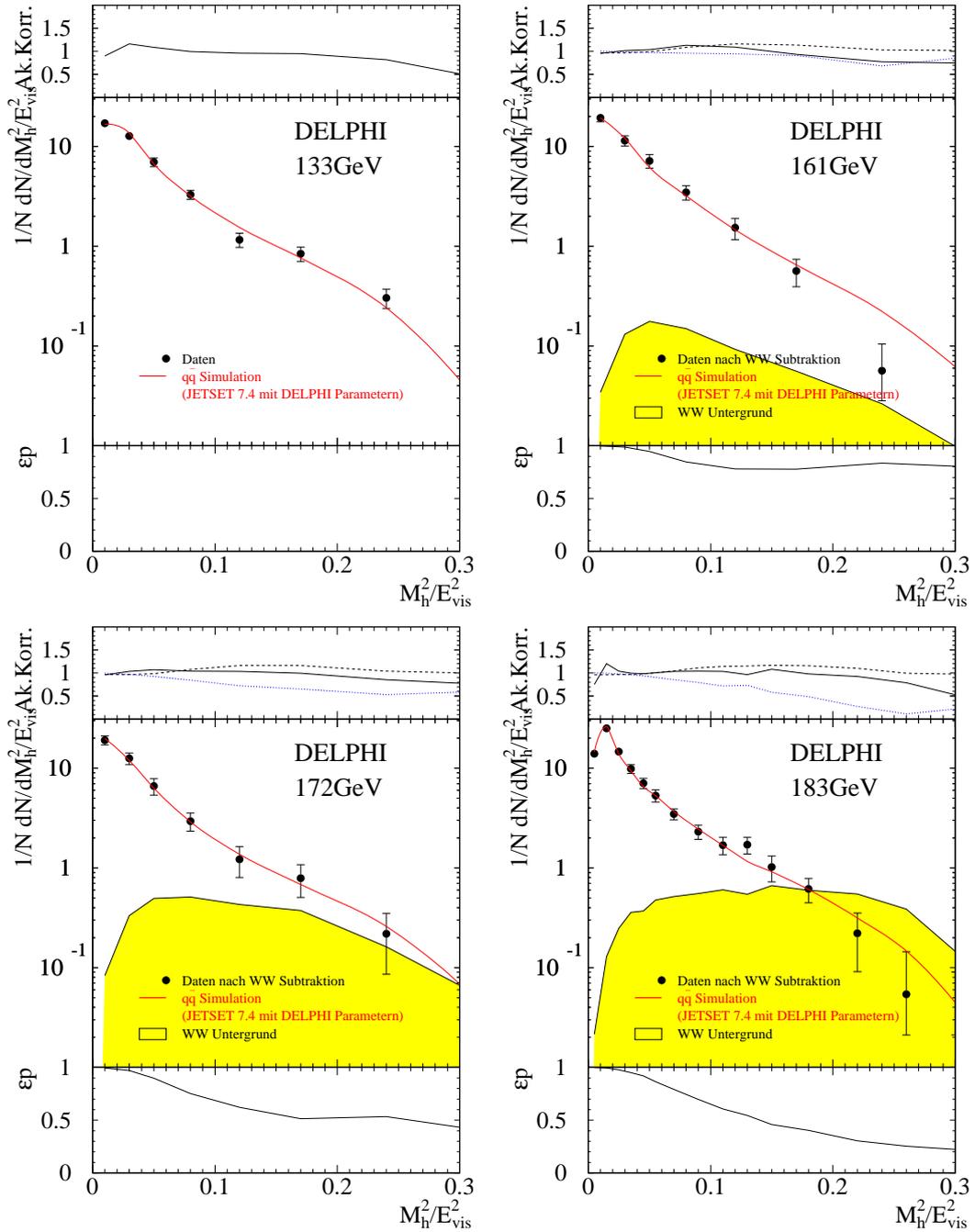


Abbildung 4.4: Die Momente und Verteilungen der Observablen M_h^2/E_{vis}^2 für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtradiativer $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

Kapitel 5

Interpretation

Wie bereits im Theorieteil (Kapitel 2) besprochen, sind sowohl die Mittelwerte als auch die Verteilungen der gemessenen Ereignisformobservablen geeignet, die Kopplung der starken Wechselwirkung α_s zu bestimmen. Als theoretische Vorhersage stehen verschiedene Näherungen zur Verfügung, in denen α_s ein freier Parameter ist. Zur Bestimmung der starken Kopplung aus den Verteilungen sollen Vorhersagen in $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, NLLA sowie eine kombinierte Vorhersage benutzt werden. Für die Mittelwerte ist nur die $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Vorhersage sinnvoll, da der Mittelwert durch den Bereich großer Werte der Observablen bestimmt wird, in dem die NLLA-Vorhersage eine schlechte Näherung ist.

Alle diese Vorhersagen machen Aussagen über die Ereignisformobservablen, wie sie sich aus den Partonen ergeben. Um diese Vorhersagen mit den Daten vergleichen zu können, muß daher zusätzlich ein Modell oder eine Vorhersage für die Hadronisierung benutzt werden. Neben den verschiedenen Hadronisierungsmodellen, die in Monte-Carlo-Generatoren verwendet werden, soll hier auch eine analytische Vorhersage, eine Potenzreihenkorrektur, benutzt werden.

Zunächst werden verschiedene einfache Ansätze von Potenzreihenkorrekturen untersucht und anschließend mit Beschreibungen ohne Hadronisierungskorrektur verglichen. Zur Bestimmung von α_s aus den Mittelwerten der Observablen wird schließlich der theoretisch ausformulierte Potenzreihenansatz von Dokshitzer und Webber [34, 35] mit den Erweiterungen der Mailänder Gruppe [36, 37] benutzt. Anschließend werden diese Resultate mit solchen aus der Anpassung von α_s an Verteilungen verglichen, für die generatorbasierte Hadronisierungsmodelle angewandt werden. Einige dieser Resultate wurden bereits auf Konferenzen vorgestellt bzw. publiziert [68, 69, 70, 71].

5.1 Bestimmung von α_s aus Mittelwerten

Ursprünglich wurde erwartet, daß die Analyse von Mittelwerten und höheren Momenten den statistischen Fehler minimieren würde und deshalb besonders für die Untersuchung von Daten mit geringer Statistik geeignet sei. Durch die besondere Gewichtung von Ereignissen mit großen Werten y der betrachteten Observablen und dem dortigem WW-Untergrund bei hohen Schwerpunktsenergien wird dieser Vorteil jedoch zunichte gemacht.

Das Hauptinteresse an Momenten liegt daher in der funktionalen Form der Energieabhängigkeit. Neben der durch die verschiedenen QCD-Rechnungen vorhergesagten Energieabhängigkeit ist der Beitrag der Hadronisierungskorrektur von besonderem Interesse. Im folgenden sollen verschiedene Ansätze zur Beschreibung der totalen Energieabhängigkeit diskutiert werden.

5.1.1 Naive Potenzreihenkorrekturen

Um die Gültigkeit des Ansatzes einer Potenzreihenkorrektur zu überprüfen, wurden zunächst naive Ansätze untersucht. Mit Gl. (5.1) kann überprüft werden, ob die für $1 - T$ und M_h^2/E_{vis}^2 vorhergesagte Potenz der Korrektur (eins) zutrifft.

$$\langle y_{\text{pow}} \rangle = \frac{C_p}{E_{\text{cm}}^p} \quad (5.1)$$

Ein zweiter Ansatz untersucht die gleiche Frage eher im Hinblick auf eine Reihenentwicklung der Korrekturen.

$$\langle y_{\text{pow}} \rangle = \frac{C_1}{E_{\text{cm}}} + \frac{C_2}{E_{\text{cm}}^2} \quad (5.2)$$

Die relative Größe der beiden Terme in (5.2) gibt Auskunft darüber, wie stark höhere Ordnungen zu der Potenzreihenkorrektur beitragen. Zur Bestimmung der Parameter C_1 , C_2 , C_p und p wird eine Anpassung an möglichst viele Daten durchgeführt. Besondere Bedeutung haben dabei Daten aus Niederenergieexperimenten [72], ohne die eine Bestimmung dieser Parameter nicht möglich wäre. Die Niederenergieexperimente schränken die Anzahl der möglichen Observablen stark ein, da viele der moderneren Ereignisformobservablen von den alten Experimenten nicht gemessen wurden.

Zu Beginn dieser Analyse waren lediglich für $1 - T$ und M_h^2/E_{vis}^2 ausreichend Daten und eine theoretische Vorhersage vorhanden, so daß sich die Analyse auf diese beiden Observablen beschränkt. Inzwischen wurden die theoretischen Vorhersagen auf den C -Parameter erweitert. Wegen der großen Korrelation zwischen C -Parameter und $1 - T$ wurde jedoch auf diese Observable verzichtet. Seit Mitte 1998 gibt es außerdem Resultate der

Observable	C_p	p	$\alpha_s(M_Z)$	χ^2/ndf
$\langle 1 - T \rangle$	1.39 ± 0.75	1.38 ± 0.23	0.137 ± 0.003	40.6/27
	0.49 ± 0.06	0.80 ± 0.03	0.1189 (fest)	49.9/28
$\langle M_h^2/E_{\text{vis}}^2 \rangle$	0.38 ± 0.14	0.86 ± 0.25	0.118 ± 0.017	2.7/16
	0.38 ± 0.07	0.88 ± 0.08	0.1189 (fest)	2.7/17

Tabelle 5.1: *Ergebnisse der Parameteranpassung an eine einfache Korrektur mit freiem Exponenten: Gl. (2.43, 2.52, 5.1). Die angegebenen Fehler sind rein statistisch.*

Observable	C_1	C_2	$\alpha_s(M_Z)$	χ^2/ndf
$\langle 1 - T \rangle$	0.38 ± 0.16	2.8 ± 1.7	0.134 ± 0.003	41.2/27
	1.16 ± 0.03	-4.5 ± 0.9	0.1189 (fest)	67.0/28
$\langle M_h^2/E_{\text{vis}}^2 \rangle$	0.55 ± 0.20	-0.9 ± 2.1	0.122 ± 0.005	2.69/16
	0.67 ± 0.04	2.1 ± 0.9	0.1189 (fest)	3.08/17

Tabelle 5.2: *Ergebnisse der Parameteranpassung an eine einfache Korrektur mit zwei Termen einer Potenzreihe: Gl. (2.43, 2.52, 5.2). Die angegebenen Fehler sind rein statistisch.*

JADE-Kollaboration [73] zu den Jetbreiten B_{max} und B_{sum} . Die theoretischen Vorhersagen wurden jedoch mehrfach, zuletzt im Dezember 1998 [74], geändert.

Sowohl Gl. (5.1) als auch Gl. (5.2) enthalten zwei freie Parameter in $\langle y_{\text{pow}} \rangle$. Da diese Parameter eine große Korrelation mit α_s besitzen, können sich für die beiden Observablen sehr unterschiedliche Werte der starken Kopplung ergeben. Um den Vergleich der beiden Observablen zu ermöglichen, ist es notwendig, für beide Observablen dasselbe α_s zu benutzen. Dazu wird der Weltmittelwert von 1998 [5] benutzt: $\alpha_s(M_Z) = 0.1189$.

Die Ergebnisse der Anpassungen mit freiem und mit festem α_s sind in Tab. 5.1 und 5.2 zusammengefaßt. Die aus der Anpassung mit festem α_s resultierenden Funktionen werden in Abb. 5.1 mit den Daten verglichen.

Aus beiden naiven Ansätzen der Potenzreihenkorrekturen ergibt sich, daß die Korrekturen von $1 - T$ und M_h^2/E_{vis}^2 durch Beiträge vom Typ $1/E_{\text{cm}}$ dominiert werden. Aus Gl. (5.1) ergeben sich bei Festlegung von α_s auf 10% gleiche Potenzen p . Die resultierenden Koeffizienten C_p liegen nahe beieinander. Korrekturen vom Typ $1/E_{\text{cm}}^2$ im Ansatz einer Reihenentwicklung (5.2) spielen nur bei den niedrigsten Energien (12 GeV) eine Rolle. Bei LEP-Energien mit $E_{\text{cm}} \geq 91$ GeV tragen sie nur mit wenigen Prozent bei.

In beiden Ansätzen zeigt der Vergleich der Resultate mit festgelegtem

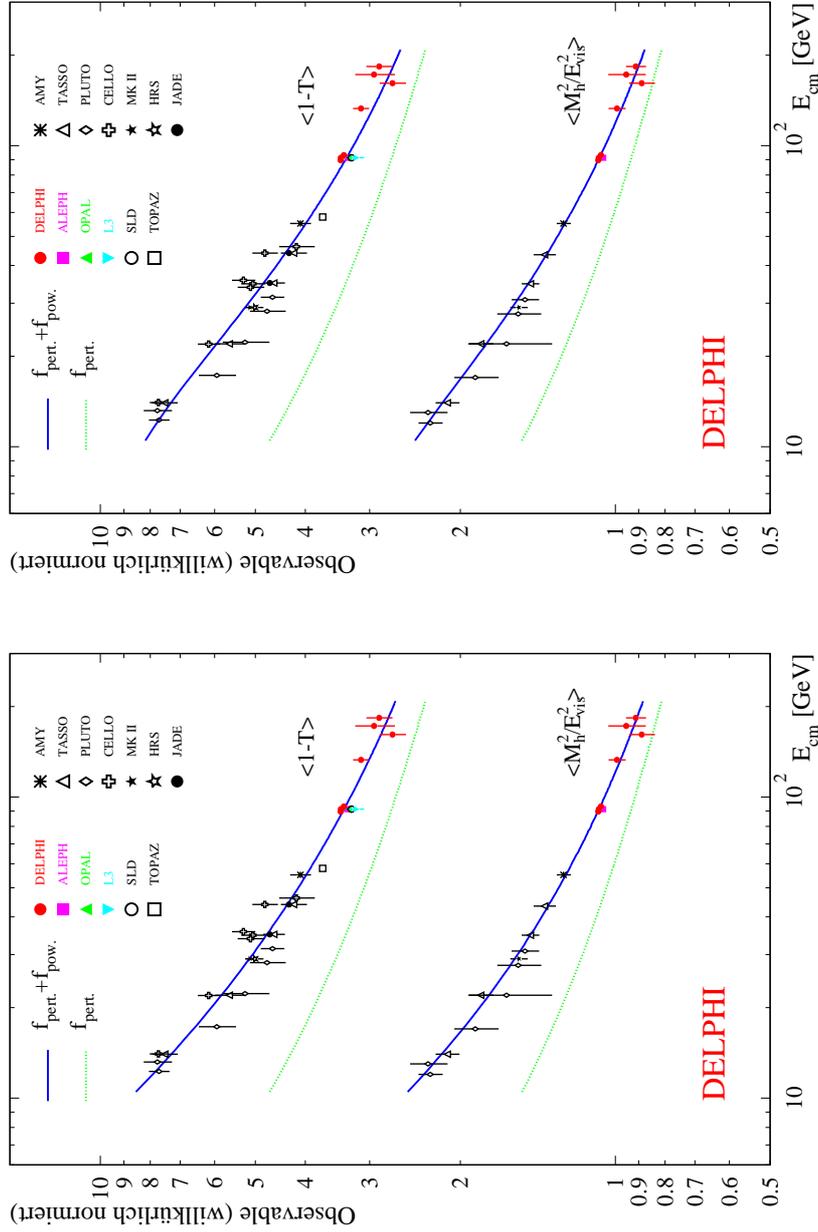


Abbildung 5.1: Mittelwerte von $\langle 1 - T \rangle$ und $\langle M_H^2/E_{vis}^2 \rangle$ als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die durchgezogenen Linien entsprechen dem Resultat der Parameteranpassung mit der Potenzreihenkorrektur Gl. (2.43,2.52), auf der linken Seite mit dem Ansatz eines freien Exponenten Gl. (5.1), auf der rechten mit dem Ansatz einer Potenzreihe Gl. (5.2). Die gepunkteten Linien zeigen den rein perturbativen Anteil.

α_s , daß die Koeffizienten der Korrekturen zu $1 - T$ größer sind als die zu M_h^2/E_{vis}^2 . Das von Akhoury und Zakharov vorhergesagte Verhältnis von 2 : 1 [75, 76] wird jedoch nicht erreicht.

5.1.2 Alternative Beschreibungen

Eine Frage, die immer wieder diskutiert wird, ist, ob Potenzreihenkorrekturen etwas Eigenes sind, daß zusätzlich zur Störungstheorie benötigt wird, um die Daten zu beschreiben, oder ob die Daten auch ohne Potenzreihenkorrekturen beschrieben werden könnten.

Um diese Frage zu klären, wurden zwei mögliche Ansätze verfolgt, die versuchen, ausschließlich mit Störungstheorie auszukommen.

Anpassung des Koeffizienten der dritten Ordnung

Der erste Ansatz untersucht die Frage, ob die dritte Ordnung der Störungstheorie Potenzreihenkorrekturen bereits unnötig machen könnte. Dazu wurde statt der Potenzreihenkorrektur in Gl. (2.52) ein Term dritter Ordnung mit unbekanntem Koeffizienten benutzt:

$$\langle y_{\text{pow}} \rangle = \langle y_{O3} \rangle = C\alpha_s^3 \quad . \quad (5.3)$$

Die Resultate der Anpassung sind in Tab. 5.3 aufgeführt. Die Größe der Korrektur des $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ -Terms beträgt bei $E_{\text{cm}} = M_Z$ für $1 - T$ 40% und für M_h^2/E_{vis}^2 125% des Terms der zweiten Ordnung. Für beide Observablen ergeben sich deutlich höhere Werte für χ^2/ndf als bei Verwendung von Potenzreihenkorrekturen, was einer drastischen Verschlechterung der Datenbeschreibung entspricht. Diese Verschlechterung ist in Abb. 5.2 deutlich erkennbar.

Die dritte Ordnung der Störungstheorie alleine kann also die Effekte der Hadronisierung nicht beschreiben.

Anpassung der Renormierungsskala

Eine andere Möglichkeit ist, daß die zweite Ordnung mit einer geeigneten Renormierungsskala die Energieabhängigkeit der Daten auch ohne Potenzreihenkorrekturen beschreibt. Es wurde daher versucht, die Daten mit $\langle y_{\text{pert}} \rangle$

Observable	C	$\alpha_s(M_Z)$	χ^2/ndf
$\langle 1 - T \rangle$	3.66 ± 0.72	0.130 ± 0.004	117.1/28
$\langle M_h^2/E_{\text{vis}}^2 \rangle$	5.02 ± 2.37	0.119 ± 0.006	39.4/17

Tabelle 5.3: *Ergebnisse der Anpassung eines Koeffizienten der dritten Ordnung: Gl. (2.43, 2.52, 5.3). Die angegebenen Fehler sind rein statistisch.*

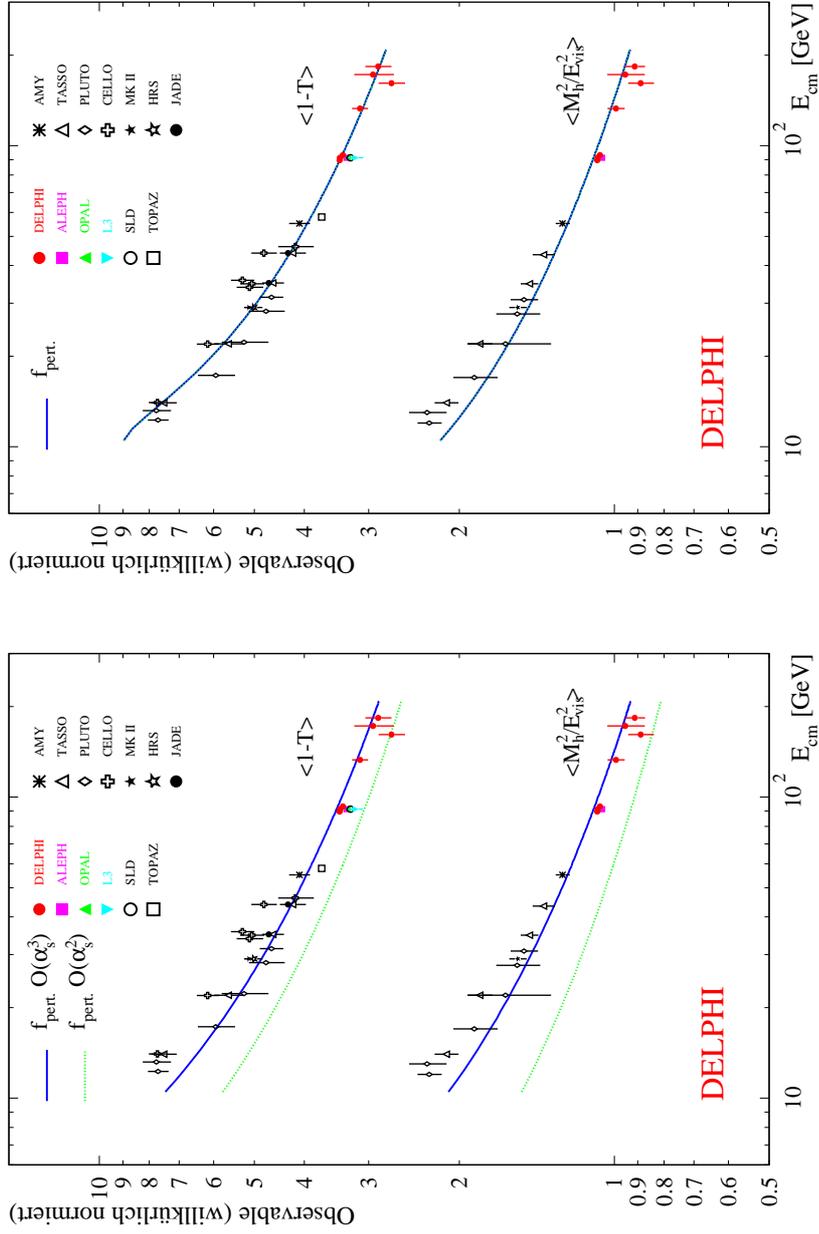


Abbildung 5.2: Werte von $\langle 1 - T \rangle$ und $\langle M_H^2/E_{vis}^2 \rangle$ als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die durchgezogenen Linien entsprechen dem Resultat der Parameteranpassung mit freiem Koeffizienten dritter Ordnung Gl. (2.43,2.52,5.3) (links) bzw. mit freier Renormierungsskala Gl. (2.43,2.52) (rechts). In der linken Abbildung zeigen die gepunkteten Linien den Anteil der zweiten Ordnung.

Observable	$x_\mu = \mu^2/E_{\text{cm}}^2$	$\alpha_s(M_Z)$	χ^2/ndf
$\langle 1 - T \rangle$	0.0031 ± 0.0004	0.122 ± 0.001	42.85/28
$\langle M_h^2/E_{\text{vis}}^2 \rangle$	0.061 ± 0.023	0.131 ± 0.001	34.6/17

Tabelle 5.4: *Ergebnisse der Parameteranpassung der reinen zweiten Ordnung mit freier Renormierungsskala: Gl. (2.43). Die angegebenen Fehler sind rein statistisch.*

alleine zu beschreiben. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tab. 5.4 zusammengefaßt und in Abb. 5.2 dargestellt.

Während für $1 - T$ eine Beschreibung der Daten mit einer geeigneten Renormierungsskala zu χ^2 -Werten führt, die vergleichbar mit denen der Potenzreihenkorrekturen sind, führt dieser Ansatz bei M_h^2/E_{vis}^2 zu erheblich vergrößerten Werten von χ^2 .

Bemerkenswert ist, daß die Skala, welche die Beschreibung der Energieabhängigkeit in $1 - T$ allein aus der zweiten Ordnung ermöglicht, kompatibel ist mit der Skala, welche die Beschreibung der Verteilung von $1 - T$ unter Berücksichtigung einer Hadronisierungskorrektur optimiert (vgl. Abschnitt 5.2.2 und Tab. 5.7). Für M_h^2/E_{vis}^2 sind die entsprechenden Ergebnisse dagegen inkompatibel. Von einer Beschreibung der Energiabhängigkeit durch die Anpassung der Renormierungsskala im allgemeinen kann daher nicht gesprochen werden.

5.1.3 Der Ansatz von Dokshitzer und Webber

Nachdem mit Hilfe der naiven Ansätze die Vorhersagen der Potenzreihenkorrekturen verifiziert wurden und zwei alternative Erklärungen ausgeschlossen werden konnten, soll nun der Ansatz von Dokshitzer und Webber mit Erweiterungen der Mailänder Gruppe [34, 35, 36, 37] benutzt werden, um α_s unabhängig von Monte-Carlo-basierten Hadronisierungsmodellen zu bestimmen. Dazu wird in zwei Schritten vorgegangen.

Anpassung von α_0 :

Im ersten Schritt wird der freie Parameter α_0 aus Gl. (2.54) bestimmt. Dazu wird eine Anpassung mit zwei freien Parametern (α_0 und α_s) an die Ergebnisse aus Kapitel 4 und eine große Anzahl von Niederenergiegedaten [72] durchgeführt. Dieser Schritt ist vergleichbar mit der Feinabstimmung der Parameter eines Hadronisierungsmodells [61, 77].

Die Ergebnisse der Anpassung von α_0 sind in Tab. 5.5 zusammengefaßt. Die gefundenen Werte liegen wie erwartet [35] in der Nähe von 0.5. Im Rahmen ihrer Fehler sind die Werte jedoch nicht miteinander verträglich. Die

Observable	$\alpha_0(2 \text{ GeV})$	$\alpha_s(M_Z)$	χ^2/ndf
$\langle 1 - T \rangle$	$0.487 \pm 0.009 \pm 0.004$	$0.1211 \pm 0.0012 \pm 0.0058$	54.6/28
$\langle M_h^2/E_{\text{vis}}^2 \rangle$	$0.551 \pm 0.023 \pm 0.013$	$0.1188 \pm 0.0017 \pm 0.0037$	2.75/17

Tabelle 5.5: *Bestimmung von α_0 aus einer kombinierten Anpassung von α_0 und α_s an eine große Zahl von Messungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien [72]. Als intermediäre Skala wurde dazu $\mu_f = 2 \text{ GeV}$, als Renormierungsskala $x_\mu = 1$ verwendet. Der erste Fehler ist der statistische Fehler aus der Anpassung, der zweite ist der Skalenfehler.*

vorhergesagte Universalität von α_0 ist also nicht bis zu der von den Daten erreichten Genauigkeit gegeben. Da jedoch andererseits die theoretische Seite als eine Reihenentwicklung in α_0 betrachtet werden kann, wird auch nur eine Genauigkeit von etwa 10% erwartet.

Ein weiterer Grund für die Abweichungen zwischen den beiden Observablen liegt im unterschiedlichen Einfluß der Hadronmassen. Während $1 - T$ fast unabhängig von den Massen der beteiligten Hadronen ist, spielen diese durch die Differenzbildung im Viererimpulsquadrat bei M_h^2/E_{vis}^2 eine entscheidende Rolle. Die Unterschiede im Mittelwert zwischen der (massebehafteten) Definition der schweren Jetmasse und zwei alternativen masselosen Definitionen (Gl. (2.30)) betragen in der Nähe der Z-Resonanz ca. 10%, bei 183 GeV jedoch nur noch 5% (siehe Tab. A.3 und A.4).

Bestimmung von α_s :

Im zweiten Schritt kann α_s unter Verwendung der gefundenen Werte von α_0 für jede Energie einzeln aus den Gl. (2.43, 2.52, 2.54) bestimmt werden.

Dabei werden für die beiden Observablen individuelle α_0 -Werte benutzt, um der experimentell gefundenen Diskrepanz Rechnung zu tragen. Die Ergebnisse aus den beiden Observablen werden mit einem ungewichteten Mittelwert zusammengefaßt.

Die statistischen Fehler der α_s -Ergebnisse für die einzelnen Observablen ergeben sich durch Propagation der statistischen Fehler der verwendeten Mittelwerte. Sie werden unter der Annahme maximaler Korrelation zusammengefaßt, um den statistischen Fehler des gemittelten α_s -Resultats zu erhalten. Dazu wird der kleinere Fehler δ_1 als der total korrelierte Anteil angesehen und die Differenz zwischen den beiden Fehlern als der unkorrelierte Anteil. Der Gesamtfehler ergibt sich als quadratische Summe dieser beiden Anteile:

$$\delta = \sqrt{\delta_1^2 + (\delta_1 - \delta_2)^2} \quad . \quad (5.4)$$

Die systematischen Fehler ergeben sich durch quadratische Addition der

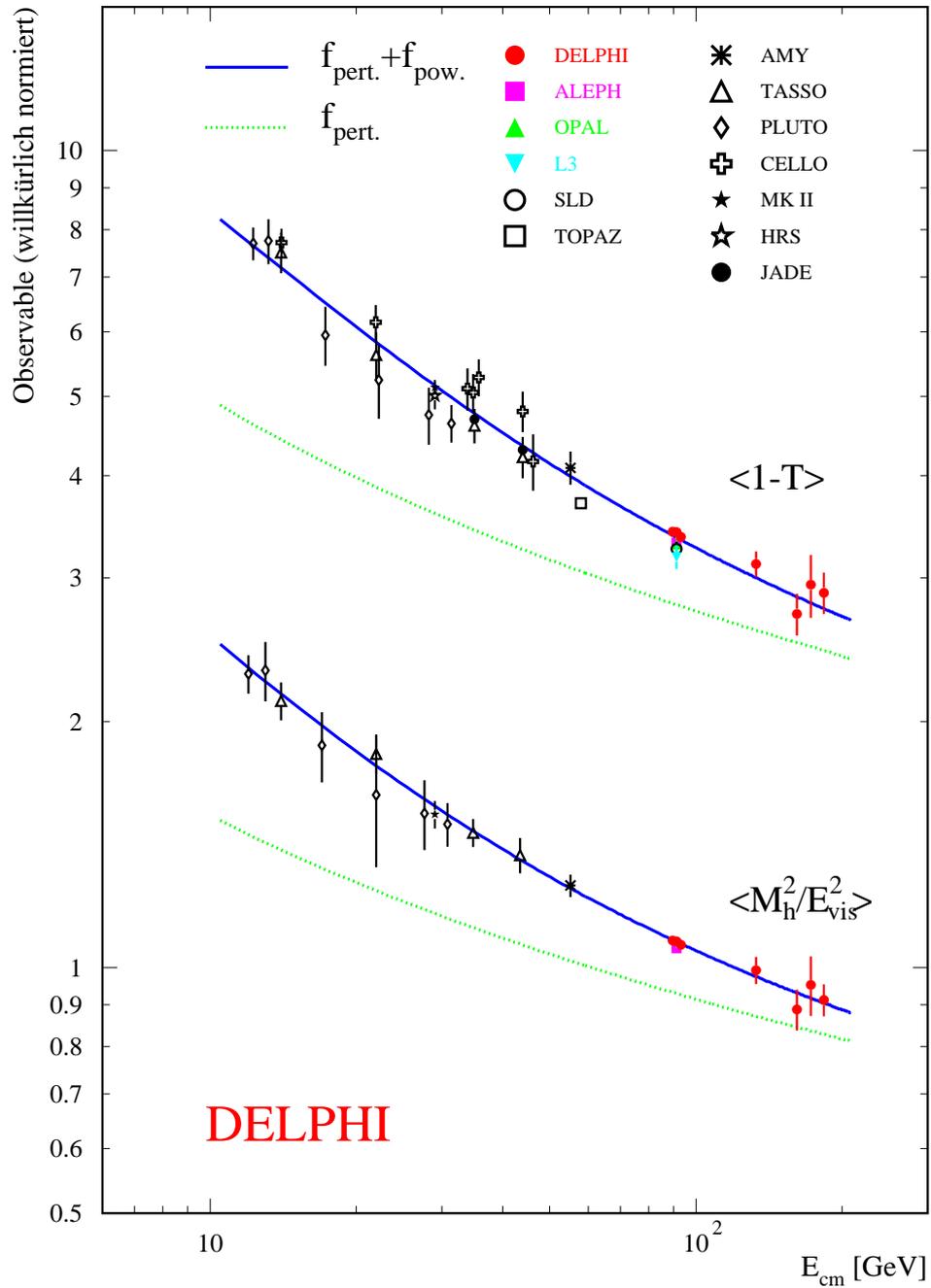


Abbildung 5.3: Mittelwerte von $\langle 1 - T \rangle$ und $\langle M_h^2/E_{vis}^2 \rangle$ als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die durchgezogenen Linien entsprechen dem Resultat der Parameteranpassung mit der Potenzreihenkorrektur nach Dokshitzer et. al. (2.43, 2.52, 2.54), die gepunkteten Linien zeigen den rein perturbativen Anteil.

E_{cm}	Parameter	Resultat \pm Stat. \pm Syst. \pm Skala
89.5 GeV	$\alpha_s(89.5 \text{ GeV})$	0.1209 \pm 0.0004 \pm 0.0018 \pm 0.0043
	$\alpha_s(M_Z)$	0.1206 \pm 0.0004 \pm 0.0018 \pm 0.0042
91.2 GeV	$\alpha_s(M_Z)$	0.1212 \pm 0.0001 \pm 0.0018 \pm 0.0042
93.0 GeV	$\alpha_s(93.0 \text{ GeV})$	0.1200 \pm 0.0004 \pm 0.0016 \pm 0.0042
	$\alpha_s(M_Z)$	0.1204 \pm 0.0004 \pm 0.0016 \pm 0.0042
133 GeV	$\alpha_s(133 \text{ GeV})$	0.1169 \pm 0.0045 \pm 0.0011 \pm 0.0038
	$\alpha_s(M_Z)$	0.1239 \pm 0.0051 \pm 0.0012 \pm 0.0043
161 GeV	$\alpha_s(161 \text{ GeV})$	0.1049 \pm 0.0063 \pm 0.0052 \pm 0.0031
	$\alpha_s(M_Z)$	0.1136 \pm 0.0075 \pm 0.0062 \pm 0.0037
172 GeV	$\alpha_s(172 \text{ GeV})$	0.1142 \pm 0.0096 \pm 0.0015 \pm 0.0036
	$\alpha_s(M_Z)$	0.1258 \pm 0.0119 \pm 0.0018 \pm 0.0044
183 GeV	$\alpha_s(183 \text{ GeV})$	0.1112 \pm 0.0053 \pm 0.0033 \pm 0.0034
	$\alpha_s(M_Z)$	0.1236 \pm 0.0067 \pm 0.0042 \pm 0.0042

Tabelle 5.6: *Resultate der Bestimmung von α_s mit Hilfe des Dokshitzer-Webber-Ansatzes aus $\langle 1 - T \rangle$ und $\langle M_h^2/E_{\text{vis}}^2 \rangle$.*

aus den systematischen Fehlern der Mittelwerte resultierenden Unsicherheit, sowie der Unsicherheit aufgrund des statistischen Fehlers von α_0 . In den Skalenfehler gehen die Variation der relativen Renormierungsskala $x_\mu = \mu^2/E_{\text{cm}}^2$ von 0.25 bis 4 sowie die Variation der intermediären Skala μ_I von 1 GeV bis 3 GeV ein. Für jede dieser Skalenvariationen wurde α_0 erneut bestimmt. Die systematischen Fehler und die Skalenfehler des gemittelten Resultats werden durch Mittelung der Fehler für die beiden Observablen errechnet.

Die Resultate der α_s -Berechnungen sind in Tab. 5.6 zusammengetragen. Eine graphische Darstellung der Ergebnisse findet sich in Abschnitt 5.3, Abb. 5.7.

5.2 Bestimmung von α_s aus Verteilungen

Zur Bestimmung der starken Kopplung aus Ereignisformverteilungen werden drei verschiedene QCD-Vorhersagen benutzt: $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, NLLA und die kombinierte Vorhersage im log R -Schema. Als Observablen werden, wie für die Bestimmung von α_s aus den Mittelwerten, $1 - T$ und M_h^2/E_{vis}^2 verwendet.

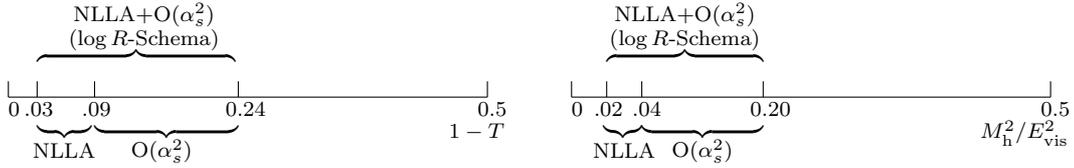


Abbildung 5.4: Gewählte Anpassungsbereiche zur Bestimmung von α_s aus verschiedenen QCD-Vorhersagen der Verteilungen von $1 - T$ und M_h^2/E_{vis}^2 .

5.2.1 Hadronisierungskorrektur

Um die Vorhersagen der QCD-Rechnungen mit den Messungen vergleichen zu können, muß der Effekt der Hadronisierung berücksichtigt werden. Dazu wurden die Generatoren JETSET 7.4 PS und ARIADNE mit DELPHI Anpassungen [77] jeweils ohne initiale Bremsstrahlung verwendet. Jede Observable wurde sowohl aus dem hadronischen Endzustand als auch aus dem abschließenden Partonzustand berechnet. Als abschließender Partonzustand wurde dabei der Zustand nach Beendigung des Partonschauers benutzt. Das Verhältnis der Berechnung aus dem hadronischen Endzustand und dem abschließenden Partonzustand bildet die Hadronisierungskorrektur:

$$C_{\text{had}} = \frac{Q_{\text{noISR}}^{\text{had}}}{Q_{\text{noISR}}^{\text{part}}} . \quad (5.5)$$

Die Verwendung des Partonschauerendzustandes zur Berechnung der Hadronisierungskorrektur für die $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Vorhersage erscheint zunächst fraglich, da ein Partonschauerendzustand mehr als die in zweiter Ordnung möglichen vier Partonen erzeugen kann. Andererseits sind Simulationen, welche auf dem Matrixelement zweiter Ordnung aufbauen nur bedingt in der Lage, die hadronischen Daten zu beschreiben. Optimal wäre es sicherlich, einen Partonschauer an eine Simulation des Matrixelements zweiter Ordnung anzuschließen. Eine solche Simulation steht jedoch bisher nicht zur Verfügung. Die Berechnung der Hadronisierungskorrektur aus Simulationen mit einem Partonschauer erscheint daher auch für die Vorhersage in zweiter Ordnung als die bestmögliche Wahl.

5.2.2 Die Anpassungsprozedur

Die für die Anpassungen verwendeten Observablenbereiche sind in Abb. 5.4 dargestellt. Im Vergleich zu früheren DELPHI-Veröffentlichungen [78, 79] wird das obere Ende der Anpassungsbereiche für die kombinierte Vorhersage etwas zu kleineren Observablenwerten verschoben, so daß untergrunddominierte Bereiche nicht in die Anpassung eingehen. An der unteren Grenze kann der Bereich dagegen etwas ausgedehnt werden, da das Maximum sowohl der

	$x_\mu = \mu^2/E_{\text{cm}}^2$	$\alpha_s(M_Z)$	χ^2/ndf
$1 - T$	0.0028 ± 0.0008	0.1124 ± 0.0008	13.1/5
M_h^2/E_{vis}^2	0.0076 ± 0.0010	0.1228 ± 0.0002	66/8

Tabelle 5.7: *Ergebnisse der gleichzeitigen Anpassung von α_s und μ zur Bestimmung der optimierten Renormierungsskalen. Die angegebenen Werte für χ^2/ndf wurden ausschließlich aus den statistischen Fehlern bestimmt. Die Hinzunahme der systematischen Fehler ergibt $\chi^2/\text{ndf} \approx 0.5$.*

Verteilung als auch der Hadronisierungskorrektur mit wachsender Energie zu kleineren Werten rückt. Die untere Grenze wurde so gewählt, daß die Anpassungen bei 183 GeV ein gutes χ^2/ndf behalten und auch die Resultate auf der Z-Resonanz mit gleichem Anpassungsbereich noch stabile Werte liefern. Die Grenzen in den Anpassungen der NLLA- und der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Rechnungen wurden disjunkt gewählt, so daß diese beiden Methoden statistisch unabhängig sind. Die Grenze zwischen den beiden Methoden wurde entsprechend der unteren Grenze für die $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Anpassungen in [80, 81] gesetzt. Dort wurden die Größe der Hadronisierungskorrektur, die Größe des B -Koeffizienten der störungstheoretischen Vorhersage und die Stabilität unter Änderungen des Anpassungsbereiches berücksichtigt.

Neben α_s enthalten alle QCD-Vorhersagen die Renormierungsskala μ als unbekanntes Parameter. In bisherigen Untersuchungen wurde häufig $\mu = E_{\text{cm}}$ gewählt. In [80] wurde jedoch gezeigt, daß für $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ eine experimentell optimierte Skala zu deutlich geringeren Diskrepanzen zwischen den verschiedenen Observablen führt. Daher soll dieser Ansatz auch hier verfolgt werden. Die Bestimmung der optimierten Skala ist aufgrund mangelnder Statistik nur mit den Daten auf der Z-Resonanz möglich. Sie wird daher aus den Daten mit 91 GeV Schwerpunktsenergie durch eine gleichzeitige Anpassung der Skala und der Kopplung bestimmt. Die so optimierte relative Skala x_μ wird für alle Energien verwendet. Die Ergebnisse der gleichzeitigen Anpassung von Skala und Kopplung sind in Tab. 5.7 zusammengefaßt. Die Berechnung der aufgeführten χ^2 -Werte erfolgt ausschließlich aus den statistischen Fehlern, so daß jedes Teilintervall entsprechend seinem statistischen Gewicht eingeht. Aufgrund der geringen Statistik ist dies die Situation, die bei den Hochenergiedaten automatisch entsteht. Durch Einbeziehung der systematischen Fehler ergibt sich in beiden Fällen ein χ^2/ndf in der Nähe von 0.5, die Ergebnisse der Anpassung ändern sich dabei um weniger als die Hälfte der in Tab. 5.7 angegebenen statistischen Fehler.

Für NLLA und kombinierte Vorhersagen liegen auch die experimentell optimierten Skalen sehr nahe bei $\mu = E_{\text{cm}}$, so daß für diese Rechnungen der traditionelle Weg eingeschlagen wurde, um den Vergleich mit anderen Analysen zu vereinfachen.

Bei allen Anpassungen an Verteilungen werden nur die statistischen Fehler aus den einzelnen Intervallen berücksichtigt. Dadurch gehen die Ergebnisse aus den einzelnen Intervallen mit ihrem aus der Statistik herrührenden Gewicht in die Anpassung ein und die Unsicherheiten der Anpassung können direkt als statistische Fehler interpretiert werden. Die systematische Fehler werden getrennt betrachtet.

Zur Mittelung der Ergebnisse aus den Observablen $1 - T$ und M_h^2/E_{vis}^2 wird ein ungewichtetes Mittel benutzt.

5.2.3 Statistische und systematische Unsicherheiten

Da für die Berechnung des χ^2 in den Anpassungen nur der statistische Fehler aus den einzelnen Intervallen benutzt wird, kann der statistische Fehler von α_s jeweils der Anpassung entnommen werden. Der statistische Fehler der gemittelten Resultate wird unter der Annahme maximaler Korrelation entsprechend Gl. (5.4) berechnet.

Die systematischen Fehler der α_s -Resultate werden bestimmt, indem Anpassungen an Verteilungen durchgeführt werden, welche mit den in Abschnitt 4.3.5 beschriebenen geänderten Ereignisschnitten, QCD-Simulationen oder WW-Wirkungsquerschnitten gewonnen wurden. Auf diese Art erhält man dieselben vorzeichenbehafteten Abweichungen für α_s , wie sie schon für die Verteilungen berechnet wurden. Dabei werden durch die Anpassung an die veränderten Verteilungen die Korrelationen zwischen den Werten verschiedener Teilintervalle berücksichtigt.

Aufgrund der geringen Statistik der Hochenergiedaten können Schnittvariationen erhebliche Beiträge aus statistischen Fluktuationen enthalten. Daher werden, ebenso wie für die Momente und Verteilungen, die statistischen Fehler der systematischen Abweichungen berechnet und entsprechend Gl. (4.21) quadratisch subtrahiert, um den systematischen Fehler aus Schnittvariationen zu erhalten.

Zusätzlich zu den systematischen Fehlern aus den Verteilungen wird ein Fehler der Hadronisierungskorrektur und ein Skalenfehler zur Abschätzung der theoretischen Unsicherheiten bestimmt.

Der Fehler aus der Hadronisierungskorrektur wird als halbe Differenz der Resultate mit einer aus JETSET bzw. ARIADNE berechneten Korrektur angenommen. Ein Fehler aus Änderungen des Anpassungsbereiches wäre für die Hochenergiedaten nicht sinnvoll, da er statistisch dominiert wäre. Schon bei den Daten mit hoher Statistik (89 GeV bis 93 GeV) sind die Fehler aus solchen Änderungen des Anpassungsbereiches gegenüber den Fehlern der Hadronisierungskorrektur vernachlässigbar.

Der Skalenfehler für die reine NLLA und die NLLA+ $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Analyse wird bestimmt, indem die relative Renormierungsskala x_μ zwischen 0.25 und 4 variiert wird. Für die Analyse in zweiter Ordnung wurde auf die Ergebnisse

einer früheren DELPHI-Analyse [78] zurückgegriffen. Eine genaue Analyse der Skalenabhängigkeit bei optimierten Skalen ist in Vorbereitung [81].

Die systematischen Fehler der gemittelten α_s -Werte werden berechnet, indem die obigen Verfahren auf die gemittelten Resultate angewendet werden. Dadurch werden alle Korrelationen der systematischen Variationen, die zwischen den Observablen auftreten, berücksichtigt.

5.2.4 Ergebnisse

In Tab. 5.8 sind die Mittelwerte aus den α_s -Anpassungen an die $1 - T$ - und die M_h^2/E_{vis}^2 -Verteilungen zusammengefaßt. In Abb. 5.5 sind beispielhaft Anpassungen an Daten mit Schwerpunktsenergien von 91.2 GeV und 183 GeV dargestellt. Abbildungen und Tabellen der verschiedenen Anpassungen von α_s an die einzelnen Verteilungen sind für alle Energien in Anhang C aufgeführt.

Die Anpassungen der drei verschiedenen theoretischen Vorhersagen liefern konsistente Resultate für α_s . Sie sind kompatibel mit den Ergebnissen aus den Mittelwerten. Dabei ist jedoch, insbesondere für die Datensätze mit hoher Statistik (89 GeV bis 93 GeV), die Berücksichtigung des Skalenfehlers notwendig, sowohl um die Konsistenz unter den theoretischen Vorhersagen, als auch um die Konsistenz unter den verwendeten Observablen zu erreichen. Es fällt auf, daß die kombinierte NLLA+ $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Vorhersage im Mittel größere Werte für α_s liefert als die Anpassungen von NLLA und $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ alleine. Dies wird auf die Verwendung optimierter Skalen zurückgeführt. Während die in den Anpassungen an $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ verwendeten optimierten Skalen x_μ deutlich kleiner als eins sind, liegen für NLLA auch optimierte Skalen nahe bei eins. In der kombinierten NLLA+ $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Vorhersage wird eine einheitliche Skala von eins in beiden Teilrechnungen verwendet. Der in die kombinierte Rechnung eingehende $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Anteil erreicht eine schlechtere Beschreibung der Daten als die Verwendung optimierter Skalen [80, 81] und liefert größere Werte für die starke Kopplung.

Alle Skalenfehler (auch der aus [78] übernommene) wurden, wie bei der Bestimmung von α_s aus Mittelwerten, durch Variation der relativen Skala x_μ um einen Zentralwert von eins bestimmt. Im Vergleich mit den Ergebnissen der Potenzreihenkorrektur ergeben sich für die Methoden mit generatorbasierter Hadronisierungskorrektur durchweg größere Fehler als mit dem Potenzreihenansatz.

Abb. 5.5 zeigt sowohl für $1 - T$ als auch für M_h^2/E_{vis}^2 eine deutliche Reduzierung des Maximums der Hadronisierungskorrektur bei 183 GeV. Dieses rückt gleichzeitig mit dem Maximum der Verteilung zu kleineren Werten der Observablen, so daß im Anpassungsbereich die Korrekturen noch stärker zurückgehen.

Die in den Abbildungen angegebenen χ^2 -Werte wurden allein aus den

E_{cm}	Theorie	Parameter	Resultat \pm Stat. \pm Syst. \pm Skala
89.5 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(89.5 \text{ GeV})$	0.1179 \pm 0.0004 \pm 0.0015 \pm 0.006
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1175 \pm 0.0004 \pm 0.0015 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(89.5 \text{ GeV})$	0.1209 \pm 0.0006 \pm 0.0040 \pm 0.0083
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1204 \pm 0.0006 \pm 0.0039 \pm 0.0083
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(89.5 \text{ GeV})$	0.1236 \pm 0.0004 \pm 0.0025 \pm 0.0063
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1231 \pm 0.0004 \pm 0.0024 \pm 0.0062
91.2 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(M_Z)$	0.1186 \pm 0.0002 \pm 0.0015 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(M_Z)$	0.1221 \pm 0.0002 \pm 0.0039 \pm 0.0087
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA	$\alpha_s(M_Z)$	0.1246 \pm 0.0002 \pm 0.0024 \pm 0.0063
93.0 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(93.0 \text{ GeV})$	0.1171 \pm 0.0003 \pm 0.0013 \pm 0.006
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1174 \pm 0.0004 \pm 0.0013 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(93.0 \text{ GeV})$	0.1204 \pm 0.0006 \pm 0.0037 \pm 0.0082
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1208 \pm 0.0006 \pm 0.0037 \pm 0.0082
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(93.0 \text{ GeV})$	0.1227 \pm 0.0003 \pm 0.0022 \pm 0.0061
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1231 \pm 0.0003 \pm 0.0023 \pm 0.0061
133 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(133 \text{ GeV})$	0.1097 \pm 0.0046 \pm 0.0009 \pm 0.005
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1158 \pm 0.0052 \pm 0.0010 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(133 \text{ GeV})$	0.1104 \pm 0.0074 \pm 0.0020 \pm 0.0057
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1166 \pm 0.0082 \pm 0.0023 \pm 0.0064
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(133 \text{ GeV})$	0.1136 \pm 0.0043 \pm 0.0013 \pm 0.0048
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1202 \pm 0.0048 \pm 0.0014 \pm 0.0053
161 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(161 \text{ GeV})$	0.1085 \pm 0.0076 \pm 0.0011 \pm 0.005
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1178 \pm 0.0091 \pm 0.0012 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(161 \text{ GeV})$	0.1059 \pm 0.0104 \pm 0.0015 \pm 0.0046
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1147 \pm 0.0123 \pm 0.0018 \pm 0.0054
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(161 \text{ GeV})$	0.1131 \pm 0.0068 \pm 0.0021 \pm 0.0046
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1232 \pm 0.0080 \pm 0.0026 \pm 0.0055
172 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(172 \text{ GeV})$	0.1093 \pm 0.0094 \pm 0.0010 \pm 0.005
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1199 \pm 0.0113 \pm 0.0012 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(172 \text{ GeV})$	0.1041 \pm 0.0091 \pm 0.0011 \pm 0.0057
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1139 \pm 0.0107 \pm 0.0013 \pm 0.0070
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(172 \text{ GeV})$	0.1087 \pm 0.0081 \pm 0.0013 \pm 0.0042
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1193 \pm 0.0098 \pm 0.0016 \pm 0.0050
183 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(183 \text{ GeV})$	0.1102 \pm 0.0044 \pm 0.0019 \pm 0.005
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1222 \pm 0.0054 \pm 0.0023 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(183 \text{ GeV})$	0.1094 \pm 0.0055 \pm 0.0028 \pm 0.0056
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1212 \pm 0.0068 \pm 0.0034 \pm 0.0070
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(183 \text{ GeV})$	0.1132 \pm 0.0038 \pm 0.0013 \pm 0.0049
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1259 \pm 0.0048 \pm 0.0016 \pm 0.0061

Tabelle 5.8: *Resultate der Anpassungen von α_s an die Verteilungen von $1 - T$ und M_h^2/E_{vis}^2 . Die Skalenfehler der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Analyse wurden aus einer früheren DELPHI-Publikation [78] entnommen.*

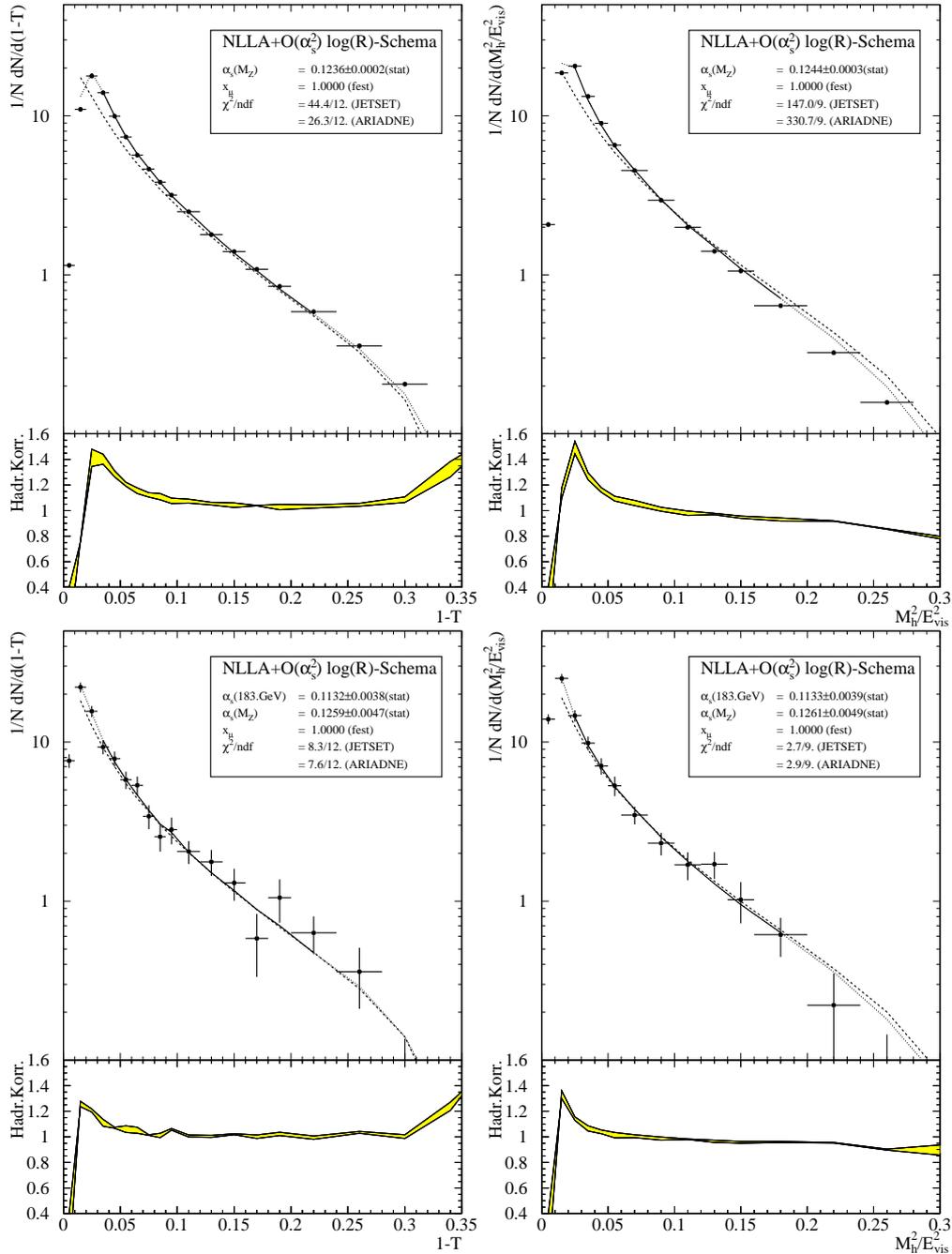


Abbildung 5.5: Resultate der Anpassungen der $\text{NLLA} + \mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Vorhersage an die Verteilungen von $1 - T$ und M_h^2/E_{vis}^2 bei 91.2 GeV und 183 GeV . Im Anpassungsbereich ist die angepasste Kurve als durchgezogene, außerhalb als gepunktete Linie dargestellt. Zusätzlich ist als gestrichelte Linie die Vorhersage vor Hadronisierungskorrektur eingezeichnet. Die Hadronisierungskorrektur ist im unteren Teil der Figuren dargestellt. Darin umfasst das Band den Unterschied zwischen der Korrektur aus JETSET und ARIADNE. Im Kasten sind die Anpassungsergebnisse aufgeführt. Die angegebenen α_s -Werte entsprechen der Mittelung der Anpassungen mit einer JETSET- und einer ARIADNE-Korrektur, deren χ^2 -Werte einzeln aufgeführt werden.

statistischen Fehlern berechnet. Daraus ergeben sich für die Resultate der 89 GeV bis 93 GeV Daten extrem große Werte. Erst die Einbeziehung der (experimentellen) systematischen Fehler sowie der Fehler aufgrund der Hadronisierungskorrektur in die Berechnung von χ^2/ndf führt zu Werten nahe bei eins. Um eine mit den Hochenergiedaten konsistente Methode zu verwenden, wurden jedoch auch für diese Daten die Anpassungen auf Basis der rein statistischen Fehler durchgeführt.

5.3 Energieabhängigkeit von α_s

Aus Gl. (2.17) folgt, daß die starke Kopplung in erster Ordnung wie $\log^{-1}(E_{\text{cm}}^2/\Lambda^2)$ von der Energie abhängt. Daher eignet sich die logarithmische Ableitung der inversen Kopplung nach der Energie besonders als Meßgröße, denn ihr Wert ist in erster Ordnung sowohl energieunabhängig als auch unabhängig von Λ . Erst in der zweiten Ordnung ergibt sich eine geringe (logarithmische) Abhängigkeit von der Energie und von Λ :

$$\frac{d\alpha_s^{-1}(E_{\text{cm}})}{d \log E_{\text{cm}}} = \frac{\beta_0}{2\pi} \left(1 + \frac{2\beta_1}{\beta_0^2 \log(E_{\text{cm}}^2/\Lambda^2)} \right) + \mathcal{O} \left(\frac{\log^2 \log(E_{\text{cm}}^2/\Lambda^2)}{\log^2(E_{\text{cm}}^2/\Lambda^2)} \right) . \quad (5.6)$$

Bildet man die vollständige Ableitung der inversen Kopplung aus Gl. (2.17), so ergibt sich für den Energiebereich zwischen 89 GeV und 183 GeV mit $n_f = 5$

$$\frac{d\alpha_s^{-1}}{d \log E_{\text{cm}}} (89 \dots 183 \text{ GeV}) = 1.275 \pm 0.009 , \quad (5.7)$$

wobei der angegebene Fehler die in Abb. 5.6 gezeigten Abhängigkeiten von E_{cm} und Λ einschließt.

Die experimentellen Werte für die Energieabhängigkeit der starken Kopplung wurden durch Anpassung einer Geraden in der Ebene α_s^{-1} gegen $\log E$ bestimmt. Um ein stabiles Ergebnis mit verlässlichen Fehlern zu erhalten, ist es notwendig, die Gerade so zu parametrisieren, daß die Steigung b eine möglichst geringe Korrelation zum Achsenabschnitt a erhält. Dies wurde durch eine Verschiebung in den $\log E_{\text{cm}}$ -Werten erreicht:

$$G(\log E_{\text{cm}}) = a + b(\log E_{\text{cm}} - \log(91 \text{ GeV})) . \quad (5.8)$$

5.3.1 Statistische und systematische Unsicherheiten

Genau wie bei der Bestimmung von α_s selbst gehen in diese Anpassungen nur die statistischen Fehler ein, so daß der statistische Fehler der Energieabhängigkeit sich direkt aus der Anpassung ergibt.

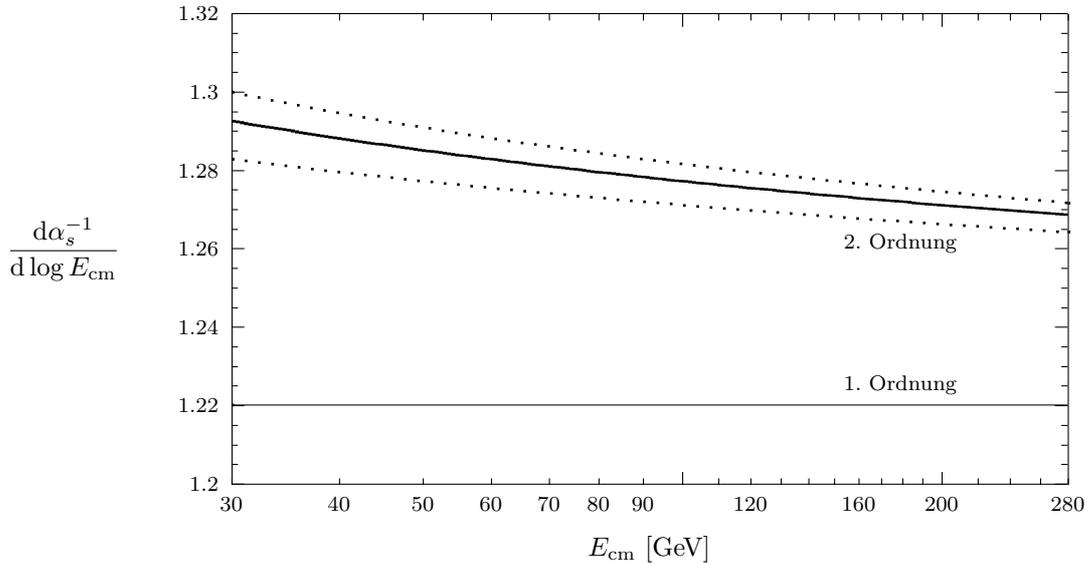


Abbildung 5.6: Vorhersage für die logarithmische Ableitung der inversen starken Kopplung nach der Energie. Die konstante Linie entspricht der Vorhersage in erster Ordnung, die drei oberen Linien entsprechen den Vorhersagen in zweiter Ordnung für $\Lambda = 200 \pm 100$ MeV.

Da die systematischen Fehler von α_s aus den Ergebnissen verschiedener Schwerpunktsenergien stark korreliert sind, können Fehler, die in allen Resultaten mit gleicher Größe vorkommen, vernachlässigt werden. Die für die Energieabhängigkeit von α_s relevanten Fehler sind zum einen die Unsicherheiten in der Bestimmung von WW- und ISR-Untergrund, zum anderen die mit wachsender Energie kleiner werdenden Fehler aufgrund der Akzeptanzkorrektur.

Um diese Fehler zu bestimmen, werden die α_s -Werte der verschiedenen Energien so verschoben, daß der maximale Effekt auf die Energieabhängigkeit entsteht, der noch mit den Fehlern der Einzelwerte verträglich ist. Zu jedem der Fehlerbeiträge werden zwei Verschiebungen benutzt, so daß die Steigung von α_s einmal vergrößert und einmal verkleinert wird. Anschließend wird die Geradenanpassung Gl. (5.8) mit diesen verschobenen Werten wiederholt. Die positiven und negativen Beiträge zum systematischen Fehler der Energieabhängigkeit ergeben sich als Differenz zum Zentralwert.

Der Einfluß des WW- und des ISR-Untergrundes wird berücksichtigt, indem die quadratische Summe der WW- und ISR-Fehleranteile gleichzeitig auf alle Ergebnisse addiert bzw. von allen subtrahiert wird:

$$\delta_{\alpha_s}^U(E) = \pm \sqrt{\delta_{\text{WW}}^2(E) + \delta_{\text{ISR}}^2(E)} \quad E \geq 133 \text{ GeV} \quad . \quad (5.9)$$

δ_{WW} und δ_{ISR} sind die Fehlerbeiträge zu α_s aufgrund des WW- bzw. ISR-

Untergrundes. Da die α_s -Resultate mit hoher Statistik für die Energien zwischen 89 GeV und 93 GeV diesen Fehler nicht aufweisen und alle anderen Resultate zu höheren Schwerpunktsenergien gehören, ergibt die gleichzeitige Verschiebung der Werte ab $E_{\text{cm}} = 133$ GeV die maximale Änderung in der Steigung.

Zur Bestimmung des Fehlers aus der Akzeptanzkorrektur wurden zwei verschiedene Verschiebungen getrennt ausgeführt. Zum einen wurden die Ergebnisse nahe der Z-Resonanz um die Differenz der Akzeptanzfehler des 91 GeV und des 183 GeV Ergebnisses vergrößert bzw. verkleinert:

$$\delta_{\alpha_s}^{A_1}(E) = \pm(\delta_{\text{Akz}}(91 \text{ GeV}) - \delta_{\text{Akz}}(183 \text{ GeV})) \quad (5.10)$$

mit $E=89$ GeV, 91 GeV, 93 GeV. δ_{Akz} ist der Beitrag der Akzeptanzkorrektur im systematischen Fehler von α_s der angegebenen Energie. Hier wird angenommen, daß der Fehler der Akzeptanzkorrektur für alle Energien das gleiche Vorzeichen hat und sich nur in der Größe unterscheidet. Die gleichzeitige Verschiebung der drei Resultate nahe der Z-Resonanz führt zu der entsprechenden Änderung in der Steigung.

Als zweite Verschiebung wurden die Daten von 89 GeV und 93 GeV gegenläufig um die Differenz der Akzeptanzfehler zu 91 GeV verändert:

$$\begin{aligned} \delta_{\alpha_s}^{A_2}(89 \text{ GeV}) &= \pm|\delta_{\text{Akz}}(91 \text{ GeV}) - \delta_{\text{Akz}}(89 \text{ GeV})| \\ \delta_{\alpha_s}^{A_2}(93 \text{ GeV}) &= \mp|\delta_{\text{Akz}}(91 \text{ GeV}) - \delta_{\text{Akz}}(93 \text{ GeV})| \end{aligned} \quad (5.11)$$

Obwohl hier formal von der Akzeptanzkorrektur gesprochen wird, ist dieser Fehler ein Beitrag der Korrektur auf ISR bei diesen Energien. Da für diese Energien keine Unterdrückung von ISR-Ereignissen durchgeführt wird, ist die Korrektur aus ISR vollständig in der Akzeptanzkorrektur enthalten. Die gegenläufige Verschiebung der beiden Energien neben der Resonanz erzeugt den maximalen Einfluß auf die Energieabhängigkeit.

Der totale systematische Fehler ergibt sich als quadratische Summe der drei Fehlerbeiträge entsprechend den drei Geradenanpassungen mit auf verschiedene Arten verschobenen α_s -Werten. Für die Ergebnisse aus den Mittelwerten wurden die Gleichungen (5.9) und (5.10) statt auf die α_s -Werte sinngemäß auf die Mittelwerte angewendet und die Anpassungen zur Bestimmung der starken Kopplung wiederholt. Der Fehler aus Gl. (5.11) wurde hierbei vernachlässigt.

Die individuellen Fehleranteile für die verschiedenen Ergebnisse sind in Tab. 5.9 zusammengestellt. Aufgrund der Normierung bei Ereignisformverteilungen, ergibt sich auch für die NLLA-Ergebnisse aus der Untergrundbehandlung ein signifikanter Beitrag zum Fehler. Dieser ist jedoch antikorreliert zum Fehler der Anpassung in $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$. Daher trägt diese Fehlerquelle für die kombinierte Theorie nur wenig zum Gesamtfehler bei.

Theorie für die Messung	Stat.	Syst.			
		Total	δ^U	δ^{A_1}	δ^{A_2}
$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +Potenzreihenansatz	0.39	0.20	0.130	0.147	-
$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	0.38	0.19	0.137	0.118	0.055
NLLA	0.50	0.27	0.159	0.258	0.064
NLLA+ $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ (log R -Schema)	0.32	0.18	0.029	0.163	0.059

Tabelle 5.9: Übersicht über die Fehleranteile zur Energieabhängigkeit der Kopplung. Die Einträge der Spalte δ^x ergeben sich aus der Geradenanpassung an die um $\delta_{\alpha_s^x}^x(E_{\text{cm}})$ gemäß Gl. (5.9–5.11) verschobenen Kopplungen.

Die Größe der Fehler aus der Akzeptanzkorrektur nach Gl. (5.10) folgt, wie erwartet, der Größe der Akzeptanzkorrekturen in den verschiedenen Anpassungsbereichen. Die Fehler aus Gl. (5.11) liefern in allen Fällen nur einen kleinen Beitrag. Dies entspricht der Tatsache, daß die Ergebnisse der starken Kopplung von 89 GeV und 93 GeV, aufgrund der kleinen Energiedifferenz zum genauesten Resultat, nur für eine kleine Verbesserung bei der Bestimmung der Energieabhängigkeit sorgen.

5.3.2 Ergebnisse

Die Resultate der Geradenanpassung zur Bestimmung der Energieabhängigkeit von α_s sind in Tab. 5.10 zusammengefaßt. Alle vier Methoden der α_s -Bestimmung liefern konsistente Ergebnisse und sind mit der QCD-Vorhersage in Einklang. Wie auf Grund der gewählten Anpassungsbereiche erwartet, re-

Theorie für die Messung	$\frac{d\alpha_s^{-1}}{d \log E_{\text{cm}}} \pm \text{stat} \pm \text{syst}$
$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ + Potenzreihenansatz	1.22 \pm 0.39 \pm 0.20
$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	1.25 \pm 0.38 \pm 0.19
NLLA	1.65 \pm 0.50 \pm 0.27
$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	1.44 \pm 0.32 \pm 0.18
QCD-Erwartung	1.27
QCD+Glueinos-Erwartung	0.90

Tabelle 5.10: Ergebnisse der Geradenanpassung an die logarithmische Energieabhängigkeit der inversen starken Kopplung (Gl. (5.8)). Die theoretischen Erwartungen entsprechen der zweiten Ordnung.

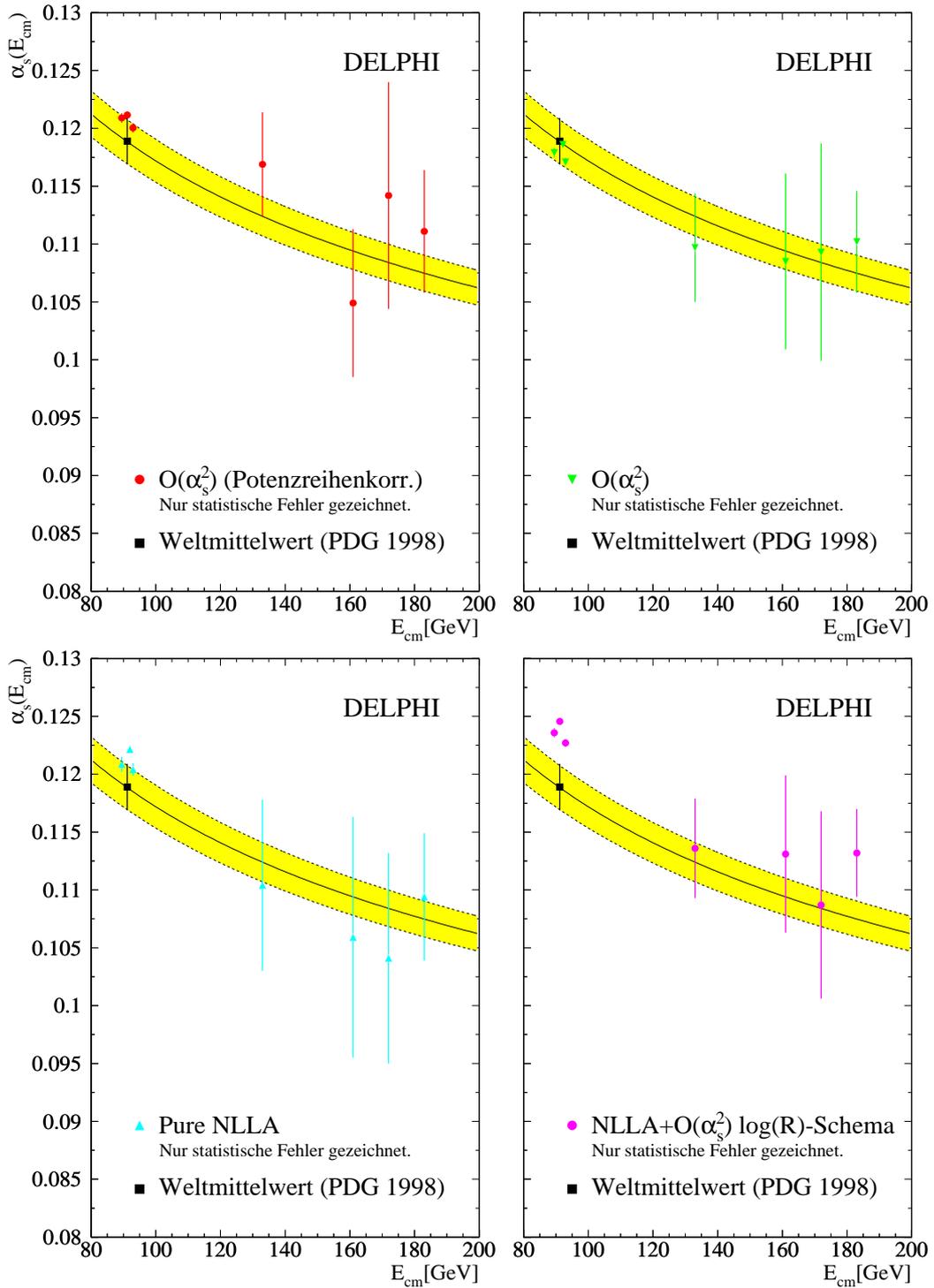


Abbildung 5.7: Energieabhängigkeit von α_s gemessen aus Mittelwerten mit Potenzreihenkorrekturen (oben links) verglichen mit α_s gemessen aus Verteilungen. Die gezeigten Fehler sind rein statistisch. Das Band zeigt die Extrapolation des Weltmittelwertes [5].

produziert ein gewichtetes Mittel von $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ und NLLA das Ergebnis der kombinierten Vorhersage (der Unterschied beträgt 3%).

Die Annahme einer energieunabhängigen Kopplung führt zu Wahrscheinlichkeiten zwischen 0.5% (für den Potenzreihenansatz) und 10^{-7} (für NLLA+ $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$). Die Energieabhängigkeit der starken Kopplung wurde somit aus einem einzelnen Experiment bestätigt.

Obwohl erwartet wird, daß leichte Gluinos in direkter Suche entdeckt würden, bevor ihr Einfluß in der Energieabhängigkeit der starken Kopplung sichtbar wird, ist es aufschlußreich, das gefundene Ergebnis mit der Vorhersage einer um leichte Gluinos erweiterten Theorie zu vergleichen, um die erreichte Genauigkeit einzuordnen. Für QCD mit leichten Gluinos erwartet man eine andere β -Funktion: Der Einfluß leichter Gluinos entspricht einer Vergrößerung der Anzahl aktiver Quarksorten n_f um drei auf acht [82].

Invertiert man die Vorhersage der ersten Ordnung (Gl. (5.6)) so ergibt sich $n_f = 2.9 \pm 3.0$ (NLLA+ $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$). Der Unterschied zwischen der QCD des Standardmodells und der um Gluinos erweiterten Theorie entspricht also einer Standardabweichung.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Aus den mit DELPHI in den Jahren 1993 bis 1997 gemessenen Daten wurden 18 Ereignisformobservablen und deren Momente für sieben verschiedene Schwerpunktsenergien bestimmt. Für die meisten Observablen wurde eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation gefunden. Lediglich einige vierjetartige Größen wie Minor, Aplanarität und D -Parameter zeigen Abweichungen in den hochpräzisen Daten mit Schwerpunktsenergien zwischen 89 GeV und 93 GeV. Solche Unterschiede werden für die verwendeten Monte-Carlo-Simulationen, deren Partonschauer auf der Näherung kleiner Abstrahlungswinkel basieren, jedoch erwartet.

Die Energieabhängigkeit wird für alle betrachteten Verteilungen gut vorhergesagt. Dabei ist die Information über die Energieabhängigkeit zu großen Teilen im Mittelwert der Verteilung enthalten. Einzig für M_1^2/E_{vis}^2 wird eine energieabhängige Varianz erwartet und beobachtet.

Aus den Mittelwerten und Verteilungen von $1 - T$ und M_h^2/E_{vis}^2 wurde die starke Kopplung α_s mit vier verschiedenen Methoden bestimmt. Potenzreihenkorrekturen erlauben die Bestimmung von α_s ohne Verwendung Monte-Carlo-basierter Hadronisierungsmodelle und bieten so einen direkteren Zugang zur Theorie. Die Resultate der Potenzreihenkorrekturen nach Dokshitzer und Webber besitzen kleinere Skalenfehler als die Resultate aus traditionellen Anpassungen an Ereignisformobservable, welche sich auf Hadronisierungsmodelle stützen. Die Reduktion der Skalenabhängigkeit resultiert aus der Ersetzung perturbativer Terme durch die Terme der Potenzreihenkorrektur. Deren zusätzlicher Fehler aufgrund der Übergangsskala (μ_I) ist kleiner als der ursprüngliche Anteil am Renormierungsskalenfehler.

Die Ergebnisse der Anpassung an Verteilungen sind mit den Ergebnissen der Mittelwerte verträglich. Trotzdem fällt auf, daß die Ergebnisse aus der kombinierten NLLA+ $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Rechnung im Mittel deutlich höher liegen als die Resultate der reinen NLLA bzw. $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$. Ursache hierfür ist, daß die in den Anpassungen an $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ verwendeten optimierten Skalen deutlich kleiner als eins sind, während für NLLA auch optimierte Skalen nahe bei eins liegen. In

der kombinierten $NLLA + \mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Vorhersage wird eine einheitliche Skala von eins in beiden Teilrechnungen verwendet. Der in die kombinierte Rechnung eingehende $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Anteil erreicht eine schlechtere Beschreibung der Daten als die Verwendung optimierter Skalen und liefert größere Werte für die starke Kopplung.

Die individuellen Ergebnisse zur Größe der starken Kopplung bei verschiedenen Schwerpunktsenergien finden sich in Tab. 5.6, 5.8 und Abb. 5.7.

Als Maß für die Energieabhängigkeit der starken Kopplung wurde die logarithmische Ableitung der inversen Kopplung gewählt. Diese Größe ist in führender Ordnung proportional zum ersten Koeffizienten der Callan-Symanzik- β -Funktion. Die kleinere Skalenabhängigkeit der Analyse mit Potenzreihenkorrekturen spielt in dieser Größe keine Rolle. Wegen des geringsten statistischen Fehlers liefern die Ergebnisse aus der $NLLA - \mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Analyse den kleinsten Gesamtfehler:

$$\frac{d\alpha_s^{-1}}{d \log E_{\text{cm}}} (89 \dots 183 \text{ GeV}) = 1.44 \pm 0.32(\text{stat}) \pm 0.18(\text{syst}) \quad (6.1)$$

in guter Übereinstimmung mit der Vorhersage der QCD von 1.27. Die erreichte Genauigkeit schließt eine energieunabhängige Kopplungsstärke mit großer Sicherheit aus. Der Unterschied der Energieabhängigkeit in der QCD und einer um leichte Gluinos erweiterten Theorie entspricht einer Standardabweichung.

Nach der Meßperiode des Jahres 1998 stehen für Energien oberhalb der Z-Resonanz seit kurzem erstmals Daten zur Verfügung, mit denen Ereignisformverteilungen bestimmt werden können, deren statistische Fehler nicht mehr die dominante Unsicherheit bilden. Die größere Ereigniszahl sollte es ermöglichen, die vorhandenen Systematiken genauer zu studieren und die Ereignisschnitte zugunsten kleinerer systematischer Fehler zu optimieren. Bei der Bestimmung der starken Kopplung aus diesen Daten könnte die Methode der Potenzreihenkorrekturen eine wichtige Rolle spielen, da sie bisher die kleinsten Skalenfehler aufweist.

Um die Ergebnisse auf eine breitere Basis zu stellen, kann die Methode der Potenzreihenkorrekturen auf weitere Observablen ausgedehnt werden. Neue theoretische Rechnungen und die erneute Analyse von JADE-Daten erlauben es, die Jetbreiten einzubeziehen. Die Analyse radiativer Ereignisse aus den Jahren bis 1995 ermöglicht es, auch mit DELPHI-Daten Observablen für Schwerpunktsenergien unterhalb von M_Z zu bestimmen und daraus die Art und die Größe ihrer Potenzreihenkorrekturen zu untersuchen.

Um die Ursachen der verbleibenden Unterschiede im nichtperturbativen Parameter des Dokshitzer-Webber-Ansatzes zwischen $1 - T$ und M_h^2/E_{vis}^2 zu untersuchen, erscheint das Konzept der alternativen Jetmassen vielversprechend. Die Störungstheorie und die Potenzreihenkorrekturen können die

verschiedenen Definitionen nicht unterscheiden und liefern identische Vorhersagen für diese Größen. In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß die alternativen Definitionen in den Daten deutlich andere Ergebnisse liefern. Erste Anpassungen an JETSET-Simulationen zeigen, daß $\langle M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2 \rangle$ ein deutlich kleineres α_0 erhält und die Differenz der α_0 -Werte aus Thrust und schwerer Jetmasse mit der alternativen Definition sogar ihr Vorzeichen ändert.

Eine konsistente Behandlung der Hadronmassen und das Verständnis ihrer Einflüsse könnte die Vorhersagekraft der Potenzreihenkorrekturen festigen. Das daraus erwachsende Verständnis der nichtperturbativen Eigenschaften der QCD wäre ein weiterer Schritt zu einer vollständig analytischen Vorhersage für Ereignisformobservablen aus den Prinzipien der QCD.

Anhang A

Tabellen zu den Ereignisformobservablen

E_{cm} [GeV]	$\langle 1 - T \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	68.3	± 0.2	± 0.7
91	68.2	± 0.1	± 0.7
93	67.4	± 0.2	± 0.6
133	62.4	± 2.2	± 0.5
161	54.2	± 3.2	± 2.6
172	58.8	± 5.2	± 1.1
183	57.5	± 3.3	± 1.8

E_{cm} [GeV]	$\langle M \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	177.8	± 0.3	± 0.2
91	178.0	± 0.1	± 1.0
93	176.5	± 0.3	± 0.5
133	165.7	± 4.0	± 2.0
161	154.2	± 5.9	± 4.3
172	162.9	± 9.1	± 4.9
183	159.9	± 4.8	± 3.7

E_{cm} [GeV]	$\langle (1 - T)^2 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	8.40	± 0.06	± 0.09
91	8.37	± 0.02	± 0.09
93	8.25	± 0.05	± 0.08
133	7.80	± 0.57	± 0.12
161	5.78	± 0.75	± 0.34
172	7.12	± 1.50	± 0.49
183	6.75	± 1.11	± 0.44

E_{cm} [GeV]	$\langle (M)^2 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	43.2	± 0.2	± 0.1
91	43.3	± 0.1	± 0.4
93	42.9	± 0.2	± 0.2
133	40.5	± 2.0	± 0.9
161	33.8	± 2.7	± 1.9
172	40.0	± 4.9	± 2.0
183	39.0	± 2.7	± 1.9

E_{cm} [GeV]	$\langle (1 - T)^3 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	1.517	± 0.018	± 0.018
91	1.504	± 0.004	± 0.016
93	1.487	± 0.014	± 0.014
133	1.436	± 0.151	± 0.027
161	0.922	± 0.193	± 0.050
172	1.240	± 0.457	± 0.209
183	1.176	± 0.381	± 0.104

E_{cm} [GeV]	$\langle (M)^3 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	13.49	± 0.09	± 0.07
91	13.52	± 0.03	± 0.14
93	13.44	± 0.08	± 0.09
133	13.06	± 0.94	± 0.43
161	9.52	± 1.18	± 0.58
172	12.77	± 2.69	± 0.96
183	12.89	± 1.61	± 1.04

E_{cm} [GeV]	$\text{Var}(1 - T) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	3.73	± 0.03	± 0.02
91	3.71	± 0.01	± 0.02
93	3.71	± 0.03	± 0.01
133	3.91	± 0.32	± 0.06
161	2.85	± 0.45	± 0.12
172	3.67	± 0.94	± 0.36
183	3.44	± 0.75	± 0.24

E_{cm} [GeV]	$\text{Var}(M) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	11.61	± 0.07	± 0.08
91	11.64	± 0.02	± 0.08
93	11.74	± 0.06	± 0.08
133	13.03	± 0.80	± 0.28
161	9.98	± 1.06	± 0.57
172	13.43	± 2.26	± 0.50
183	13.45	± 1.36	± 0.73

E_{cm} [GeV]	$\text{Skew}(1 - T) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	0.431	± 0.008	± 0.008
91	0.427	± 0.002	± 0.002
93	0.431	± 0.006	± 0.002
133	0.463	± 0.053	± 0.007
161	0.300	± 0.081	± 0.029
172	0.390	± 0.207	± 0.124
183	0.392	± 0.196	± 0.039

E_{cm} [GeV]	$\text{Skew}(M) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	1.66	± 0.02	± 0.03
91	1.67	± 0.01	± 0.03
93	1.71	± 0.02	± 0.03
133	2.02	± 0.20	± 0.07
161	1.24	± 0.27	± 0.06
172	1.91	± 0.82	± 0.16
183	2.32	± 0.55	± 0.26

Tabelle A.1: Momente von 1 -Thrust ($1 - T$) und Major (M).

E_{cm} [GeV]	$\langle m \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	97.23	± 0.16	± 0.62
91	96.96	± 0.05	± 0.62
93	95.36	± 0.14	± 0.47
133	83.27	± 1.69	± 0.48
161	76.25	± 3.24	± 1.55
172	78.98	± 6.46	± 12.55
183	75.81	± 4.56	± 3.21

E_{cm} [GeV]	$\langle (m)^2 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	11.58	± 0.06	± 0.12
91	11.49	± 0.02	± 0.13
93	11.15	± 0.04	± 0.09
133	8.91	± 0.43	± 0.09
161	7.35	± 0.87	± 0.33
172	8.42	± 2.10	± 5.81
183	7.95	± 1.71	± 1.31

E_{cm} [GeV]	$\langle (m)^3 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	1.72	± 0.03	± 0.03
91	1.69	± 0.01	± 0.03
93	1.61	± 0.02	± 0.02
133	1.17	± 0.11	± 0.02
161	0.85	± 0.20	± 0.10
172	1.09	± 0.55	± 2.01
183	1.08	± 0.56	± 0.42

E_{cm} [GeV]	$\text{Var}(m) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	2.11	± 0.03	± 0.02
91	2.09	± 0.01	± 0.02
93	2.04	± 0.02	± 0.02
133	1.98	± 0.18	± 0.03
161	1.55	± 0.39	± 0.11
172	2.17	± 1.05	± 2.92
183	2.19	± 0.99	± 0.80

E_{cm} [GeV]	$\text{Skew}(m) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	0.176	± 0.012	± 0.007
91	0.167	± 0.003	± 0.005
93	0.153	± 0.008	± 0.009
133	0.123	± 0.025	± 0.006
161	0.079	± 0.042	± 0.024
172	0.133	± 0.126	± 0.323
183	0.156	± 0.205	± 0.146

E_{cm} [GeV]	$\langle O \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	80.8	± 0.3	± 0.5
91	81.1	± 0.1	± 0.5
93	81.2	± 0.2	± 0.5
133	82.3	± 3.0	± 1.6
161	80.2	± 4.5	± 2.6
172	85.9	± 6.6	± 2.2
183	84.2	± 3.3	± 2.3

E_{cm} [GeV]	$\langle (O)^2 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	13.03	± 0.08	± 0.14
91	13.14	± 0.02	± 0.14
93	13.21	± 0.07	± 0.14
133	14.52	± 0.98	± 0.53
161	12.80	± 1.33	± 0.46
172	15.76	± 2.33	± 0.91
183	14.36	± 1.16	± 0.63

E_{cm} [GeV]	$\langle (O)^3 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	3.04	± 0.03	± 0.05
91	3.08	± 0.01	± 0.05
93	3.11	± 0.03	± 0.05
133	3.73	± 0.36	± 0.20
161	2.89	± 0.45	± 0.22
172	4.20	± 0.88	± 0.34
183	3.44	± 0.43	± 0.20

E_{cm} [GeV]	$\text{Var}(O) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	6.50	± 0.04	± 0.06
91	6.56	± 0.01	± 0.06
93	6.61	± 0.04	± 0.06
133	7.74	± 0.56	± 0.25
161	6.36	± 0.72	± 0.47
172	8.38	± 1.33	± 0.55
183	7.27	± 0.66	± 0.27

Tabelle A.2: Momente von Minor (m) und Oblateness (O).

E_{cm} [GeV]	$\langle M_h^2/E_{\text{vis}}^2 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	53.97	± 0.16	± 0.75
91	53.83	± 0.05	± 0.73
93	53.33	± 0.14	± 0.67
133	49.61	± 1.90	± 0.42
161	44.42	± 2.56	± 2.65
172	47.61	± 3.96	± 0.52
183	45.62	± 2.03	± 1.71

E_{cm} [GeV]	$\langle (M_h^2/E_{\text{vis}}^2)^2 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	5.26	± 0.03	± 0.07
91	5.24	± 0.01	± 0.07
93	5.21	± 0.03	± 0.06
133	5.25	± 0.45	± 0.11
161	3.98	± 0.53	± 0.49
172	4.95	± 0.91	± 0.22
183	4.34	± 0.46	± 0.46

E_{cm} [GeV]	$\langle (M_h^2/E_{\text{vis}}^2)^3 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	0.766	± 0.008	± 0.008
91	0.761	± 0.002	± 0.007
93	0.765	± 0.007	± 0.010
133	0.874	± 0.119	± 0.028
161	0.562	± 0.134	± 0.138
172	0.800	± 0.227	± 0.121
183	0.628	± 0.111	± 0.111

E_{cm} [GeV]	$\text{Var}(M_h^2/E_{\text{vis}}^2) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	2.347	± 0.020	± 0.010
91	2.336	± 0.005	± 0.009
93	2.367	± 0.018	± 0.016
133	2.790	± 0.282	± 0.072
161	2.005	± 0.340	± 0.293
172	2.688	± 0.569	± 0.237
183	2.264	± 0.289	± 0.308

E_{cm} [GeV]	$\text{Skew}(M_h^2/E_{\text{vis}}^2) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	0.229	± 0.003	± 0.003
91	0.228	± 0.001	± 0.003
93	0.235	± 0.003	± 0.004
133	0.337	± 0.057	± 0.012
161	0.207	± 0.070	± 0.082
172	0.308	± 0.104	± 0.092
183	0.223	± 0.052	± 0.048

E_{cm} [GeV]	$\langle M_1^2/E_{\text{vis}}^2 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	20.17	± 0.06	± 0.65
91	20.09	± 0.02	± 0.64
93	19.66	± 0.05	± 0.60
133	16.52	± 0.59	± 0.31
161	12.96	± 0.72	± 0.26
172	16.27	± 2.44	± 4.03
183	13.74	± 0.81	± 0.36

E_{cm} [GeV]	$\langle (M_1^2/E_{\text{vis}}^2)^2 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	0.660	± 0.006	± 0.027
91	0.656	± 0.002	± 0.028
93	0.633	± 0.005	± 0.025
133	0.488	± 0.042	± 0.010
161	0.261	± 0.034	± 0.014
172	0.505	± 0.183	± 0.290
183	0.334	± 0.055	± 0.023

E_{cm} [GeV]	$\text{Var}(M_1^2/E_{\text{vis}}^2) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	0.253	± 0.003	± 0.006
91	0.253	± 0.001	± 0.006
93	0.246	± 0.003	± 0.005
133	0.215	± 0.025	± 0.002
161	0.095	± 0.017	± 0.011
172	0.241	± 0.104	± 0.149
183	0.147	± 0.034	± 0.014

Tabelle A.3: Momente der Jetmassen M_h^2/E_{vis}^2 und M_1^2/E_{vis}^2 .

E_{cm} [GeV]	$\langle M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2 \rangle [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	48.65	\pm 0.16	\pm 0.31	
91	48.66	\pm 0.05	\pm 0.32	
93	48.14	\pm 0.14	\pm 0.29	
133	45.76	\pm 1.83	\pm 0.56	
161	42.30	\pm 2.99	\pm 2.44	
172	46.96	\pm 4.73	\pm 1.93	
183	43.65	\pm 2.07	\pm 2.01	

E_{cm} [GeV]	$\langle (M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2)^2 \rangle [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	4.67	\pm 0.03	\pm 0.02	
91	4.67	\pm 0.01	\pm 0.03	
93	4.64	\pm 0.03	\pm 0.05	
133	4.70	\pm 0.40	\pm 0.12	
161	3.93	\pm 0.72	\pm 0.38	
172	5.22	\pm 1.24	\pm 0.49	
183	4.25	\pm 0.48	\pm 0.46	

E_{cm} [GeV]	$\langle (M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2)^3 \rangle [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	0.682	\pm 0.007	\pm 0.003	
91	0.680	\pm 0.002	\pm 0.003	
93	0.684	\pm 0.007	\pm 0.010	
133	0.753	\pm 0.100	\pm 0.028	
161	0.591	\pm 0.201	\pm 0.133	
172	0.897	\pm 0.357	\pm 0.133	
183	0.633	\pm 0.122	\pm 0.101	

E_{cm} [GeV]	$\text{Var}(M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2) [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	2.308	\pm 0.019	\pm 0.012	
91	2.298	\pm 0.005	\pm 0.010	
93	2.323	\pm 0.017	\pm 0.017	
133	2.602	\pm 0.255	\pm 0.070	
161	2.144	\pm 0.500	\pm 0.251	
172	3.016	\pm 0.834	\pm 0.321	
183	2.346	\pm 0.314	\pm 0.282	

E_{cm} [GeV]	$\text{Skew}(M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2) [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	0.231	\pm 0.003	\pm 0.003	
91	0.229	\pm 0.001	\pm 0.003	
93	0.237	\pm 0.003	\pm 0.004	
133	0.299	\pm 0.048	\pm 0.011	
161	0.243	\pm 0.112	\pm 0.100	
172	0.369	\pm 0.185	\pm 0.065	
183	0.243	\pm 0.062	\pm 0.037	

E_{cm} [GeV]	$\langle M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2 \rangle [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	49.91	\pm 0.16	\pm 0.42	
91	49.88	\pm 0.05	\pm 0.40	
93	49.37	\pm 0.14	\pm 0.34	
133	46.62	\pm 1.84	\pm 0.47	
161	43.44	\pm 3.07	\pm 2.34	
172	47.73	\pm 4.73	\pm 4.51	
183	44.35	\pm 2.07	\pm 1.78	

E_{cm} [GeV]	$\langle (M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2)^2 \rangle [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	4.80	\pm 0.03	\pm 0.03	
91	4.79	\pm 0.01	\pm 0.03	
93	4.76	\pm 0.03	\pm 0.04	
133	4.79	\pm 0.41	\pm 0.11	
161	4.11	\pm 0.76	\pm 0.42	
172	5.34	\pm 1.26	\pm 1.20	
183	4.32	\pm 0.48	\pm 0.42	

E_{cm} [GeV]	$\langle (M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2)^3 \rangle [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	0.699	\pm 0.008	\pm 0.004	
91	0.695	\pm 0.002	\pm 0.003	
93	0.698	\pm 0.007	\pm 0.010	
133	0.766	\pm 0.102	\pm 0.027	
161	0.629	\pm 0.215	\pm 0.171	
172	0.934	\pm 0.366	\pm 0.309	
183	0.644	\pm 0.122	\pm 0.093	

E_{cm} [GeV]	$\text{Var}(M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2) [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	2.309	\pm 0.019	\pm 0.013	
91	2.298	\pm 0.005	\pm 0.011	
93	2.324	\pm 0.017	\pm 0.015	
133	2.613	\pm 0.257	\pm 0.069	
161	2.224	\pm 0.529	\pm 0.329	
172	3.065	\pm 0.847	\pm 0.789	
183	2.354	\pm 0.312	\pm 0.261	

E_{cm} [GeV]	$\text{Skew}(M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2) [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	0.229	\pm 0.003	\pm 0.003	
91	0.227	\pm 0.001	\pm 0.003	
93	0.234	\pm 0.003	\pm 0.004	
133	0.299	\pm 0.048	\pm 0.011	
161	0.258	\pm 0.118	\pm 0.124	
172	0.386	\pm 0.188	\pm 0.137	
183	0.243	\pm 0.061	\pm 0.035	

Tabelle A.4: Momente der schweren Jetmassen $M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ und $M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2$.

E_{cm} [GeV]	$\langle M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	33.38	± 0.14	± 0.10
91	33.52	± 0.04	± 0.20
93	33.26	± 0.12	± 0.27
133	33.30	± 1.61	± 0.52
161	31.03	± 2.16	± 2.74
172	31.95	± 3.22	± 1.45
183	32.40	± 1.71	± 1.48
E_{cm} [GeV]	$\langle (M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2)^2 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	3.01	± 0.03	± 0.02
91	3.02	± 0.01	± 0.02
93	3.02	± 0.02	± 0.04
133	3.40	± 0.33	± 0.10
161	2.60	± 0.41	± 0.50
172	3.04	± 0.62	± 0.11
183	2.99	± 0.35	± 0.40
E_{cm} [GeV]	$\langle (M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2)^3 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	0.430	± 0.006	± 0.005
91	0.432	± 0.002	± 0.005
93	0.436	± 0.005	± 0.008
133	0.559	± 0.082	± 0.025
161	0.359	± 0.100	± 0.128
172	0.444	± 0.136	± 0.029
183	0.428	± 0.085	± 0.113
E_{cm} [GeV]	$\text{Var}(M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	1.892	± 0.018	± 0.015
91	1.897	± 0.005	± 0.013
93	1.917	± 0.016	± 0.021
133	2.297	± 0.239	± 0.069
161	1.638	± 0.297	± 0.360
172	2.020	± 0.438	± 0.054
183	1.935	± 0.256	± 0.315
E_{cm} [GeV]	$\text{Skew}(M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	0.204	± 0.003	± 0.003
91	0.203	± 0.001	± 0.003
93	0.208	± 0.003	± 0.004
133	0.293	± 0.047	± 0.012
161	0.176	± 0.063	± 0.080
172	0.218	± 0.074	± 0.036
183	0.205	± 0.050	± 0.071

Tabelle A.5: Momente der Jetmassendifferenz ($M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2$)

E_{cm} [GeV]	$\langle B_{\text{max}} \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	74.33	± 0.16	± 0.13
91	74.42	± 0.05	± 0.38
93	73.81	± 0.14	± 0.29
133	69.90	± 1.83	± 0.84
161	66.41	± 2.60	± 1.91
172	69.53	± 3.84	± 0.92
183	67.50	± 2.00	± 1.72

E_{cm} [GeV]	$\langle (B_{\text{max}})^2 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	7.81	± 0.03	± 0.02
91	7.82	± 0.01	± 0.06
93	7.75	± 0.03	± 0.05
133	7.50	± 0.39	± 0.15
161	6.43	± 0.51	± 0.31
172	7.54	± 0.85	± 0.13
183	7.00	± 0.45	± 0.32

E_{cm} [GeV]	$\langle (B_{\text{max}})^3 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	1.068	± 0.007	± 0.004
91	1.069	± 0.002	± 0.008
93	1.066	± 0.006	± 0.010
133	1.082	± 0.086	± 0.029
161	0.817	± 0.104	± 0.035
172	1.092	± 0.184	± 0.029
183	0.951	± 0.099	± 0.064

E_{cm} [GeV]	$\text{Var}(B_{\text{max}}) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	2.280	± 0.014	± 0.008
91	2.282	± 0.004	± 0.007
93	2.308	± 0.012	± 0.009
133	2.609	± 0.170	± 0.040
161	2.018	± 0.215	± 0.059
172	2.701	± 0.372	± 0.061
183	2.446	± 0.205	± 0.093

E_{cm} [GeV]	$\text{Skew}(B_{\text{max}}) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	0.148	± 0.001	± 0.002
91	0.149	± 0.001	± 0.001
93	0.152	± 0.001	± 0.001
133	0.193	± 0.022	± 0.004
161	0.122	± 0.028	± 0.003
172	0.193	± 0.042	± 0.018
183	0.149	± 0.025	± 0.010

E_{cm} [GeV]	$\langle B_{\text{min}} \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	36.06	± 0.07	± 0.13
91	35.99	± 0.02	± 0.27
93	35.43	± 0.06	± 0.08
133	30.53	± 0.70	± 0.27
161	25.54	± 0.80	± 0.35
172	27.26	± 1.12	± 0.74
183	25.57	± 0.55	± 1.09

E_{cm} [GeV]	$\langle (B_{\text{min}})^2 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	1.692	± 0.008	± 0.008
91	1.686	± 0.002	± 0.022
93	1.642	± 0.007	± 0.005
133	1.309	± 0.074	± 0.021
161	0.844	± 0.059	± 0.020
172	0.994	± 0.088	± 0.084
183	0.888	± 0.042	± 0.106

E_{cm} [GeV]	$\langle (B_{\text{min}})^3 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	0.105	± 0.001	± 0.001
91	0.102	± 0.001	± 0.002
93	0.102	± 0.001	± 0.000
133	0.079	± 0.008	± 0.002
161	0.035	± 0.004	± 0.002
172	0.046	± 0.006	± 0.008
183	0.040	± 0.003	± 0.010

Tabelle A.6: Momente von großer (B_{max}) und schmaler Jetbreite (B_{min}).

E_{cm} [GeV]	$\langle B_{\text{sum}} \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	110.5	± 0.2	± 0.3
91	110.5	± 0.1	± 0.6
93	109.3	± 0.2	± 0.3
133	101.0	± 2.3	± 1.0
161	92.8	± 3.2	± 2.0
172	99.8	± 6.0	± 4.3
183	94.6	± 2.9	± 2.9

E_{cm} [GeV]	$\langle (B_{\text{sum}})^2 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	15.81	± 0.06	± 0.05
91	15.81	± 0.02	± 0.15
93	15.57	± 0.05	± 0.07
133	14.19	± 0.65	± 0.26
161	11.54	± 0.85	± 0.43
172	14.50	± 2.07	± 1.82
183	12.74	± 0.92	± 0.68

E_{cm} [GeV]	$\langle (B_{\text{sum}})^3 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	2.808	± 0.017	± 0.009
91	2.809	± 0.005	± 0.032
93	2.764	± 0.014	± 0.014
133	2.570	± 0.176	± 0.064
161	1.810	± 0.213	± 0.059
172	2.751	± 0.675	± 0.659
183	2.199	± 0.278	± 0.193

E_{cm} [GeV]	$\text{Var}(B_{\text{sum}}) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	3.60	± 0.02	± 0.01
91	3.60	± 0.01	± 0.01
93	3.62	± 0.02	± 0.01
133	3.99	± 0.24	± 0.06
161	2.92	± 0.32	± 0.07
172	4.54	± 0.97	± 0.98
183	3.79	± 0.42	± 0.21

E_{cm} [GeV]	$\text{Skew}(B_{\text{sum}}) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	0.266	± 0.003	± 0.002
91	0.264	± 0.001	± 0.002
93	0.270	± 0.002	± 0.002
133	0.330	± 0.033	± 0.006
161	0.197	± 0.044	± 0.007
172	0.398	± 0.170	± 0.171
183	0.276	± 0.069	± 0.050

E_{cm} [GeV]	$\langle B_{\text{diff}} \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	38.14	± 0.14	± 0.14
91	38.32	± 0.04	± 0.12
93	38.30	± 0.12	± 0.27
133	39.72	± 1.62	± 0.48
161	38.26	± 2.23	± 1.34
172	40.44	± 3.21	± 2.61
183	39.84	± 1.66	± 1.13

E_{cm} [GeV]	$\langle (B_{\text{diff}})^2 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	3.18	± 0.02	± 0.02
91	3.20	± 0.01	± 0.01
93	3.22	± 0.02	± 0.04
133	3.67	± 0.29	± 0.07
161	3.09	± 0.35	± 0.15
172	3.66	± 0.56	± 0.46
183	3.37	± 0.30	± 0.19

E_{cm} [GeV]	$\langle (B_{\text{diff}})^3 \rangle [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	0.379	± 0.004	± 0.004
91	0.383	± 0.001	± 0.002
93	0.388	± 0.004	± 0.007
133	0.495	± 0.060	± 0.014
161	0.354	± 0.066	± 0.042
172	0.472	± 0.107	± 0.086
183	0.391	± 0.057	± 0.037

E_{cm} [GeV]	$\text{Var}(B_{\text{diff}}) [10^{-3}]$		
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
89	1.726	± 0.012	± 0.009
91	1.734	± 0.004	± 0.003
93	1.754	± 0.011	± 0.021
133	2.097	± 0.180	± 0.035
161	1.625	± 0.209	± 0.105
172	2.023	± 0.333	± 0.256
183	1.779	± 0.179	± 0.103

Tabelle A.7: Momente der Jetbreitensumme (B_{sum}) und -differenz (B_{diff}).

E_{cm} [GeV]	$\langle C \rangle [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	269.9	± 0.6	± 2.2	
91	269.8	± 0.2	± 2.2	
93	266.4	± 0.5	± 1.8	
133	243.3	± 6.9	± 2.2	
161	224.5	± 11.8	± 11.9	
172	228.7	± 15.8	± 6.3	
183	225.8	± 10.0	± 5.8	
E_{cm} [GeV]	$\langle (C)^2 \rangle [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	107.8	± 0.5	± 1.1	
91	107.7	± 0.1	± 1.1	
93	105.9	± 0.4	± 0.9	
133	96.4	± 5.2	± 1.4	
161	82.2	± 9.3	± 8.5	
172	87.2	± 12.7	± 6.0	
183	84.1	± 9.1	± 4.2	
E_{cm} [GeV]	$\langle (C)^3 \rangle [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	55.6	± 0.4	± 0.6	
91	55.5	± 0.1	± 0.6	
93	54.6	± 0.3	± 0.5	
133	50.6	± 3.8	± 0.9	
161	40.2	± 7.1	± 6.0	
172	43.4	± 9.9	± 5.6	
183	41.1	± 7.8	± 2.8	
E_{cm} [GeV]	$\text{Var}(C) [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	35.0	± 0.2	± 0.1	
91	34.9	± 0.1	± 0.1	
93	35.0	± 0.2	± 0.1	
133	37.1	± 2.2	± 0.4	
161	31.8	± 4.4	± 3.6	
172	34.9	± 6.0	± 3.3	
183	33.2	± 4.8	± 1.7	
E_{cm} [GeV]	$\text{Skew}(C) [10^{-3}]$			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst	
89	7.66	± 0.07	± 0.06	
91	7.63	± 0.02	± 0.05	
93	7.74	± 0.06	± 0.06	
133	9.09	± 0.76	± 0.10	
161	7.44	± 1.84	± 1.30	
172	7.52	± 2.43	± 1.84	
183	7.16	± 2.34	± 0.59	

Tabelle A.8: Momente des C -Parameters (C).

1 - T bei 89.5 GeV				1 - T bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 - 0.01	1.142	± 0.024	± 0.416	0.00 - 0.01	1.1424	± 0.0067	± 0.4158
0.01 - 0.02	10.739	± 0.090	± 0.729	0.01 - 0.02	10.945	± 0.026	± 0.708
0.02 - 0.03	17.44	± 0.14	± 0.13	0.02 - 0.03	17.514	± 0.040	± 0.141
0.03 - 0.04	14.02	± 0.13	± 0.25	0.03 - 0.04	13.881	± 0.037	± 0.237
0.04 - 0.05	9.82	± 0.11	± 0.13	0.04 - 0.05	9.877	± 0.031	± 0.142
0.05 - 0.06	7.454	± 0.094	± 0.099	0.05 - 0.06	7.401	± 0.027	± 0.095
0.06 - 0.07	5.724	± 0.081	± 0.068	0.06 - 0.07	5.804	± 0.024	± 0.071
0.07 - 0.08	4.550	± 0.072	± 0.045	0.07 - 0.08	4.673	± 0.021	± 0.056
0.08 - 0.09	3.806	± 0.066	± 0.044	0.08 - 0.09	3.840	± 0.019	± 0.044
0.09 - 0.10	3.156	± 0.061	± 0.041	0.09 - 0.10	3.207	± 0.018	± 0.036
0.10 - 0.12	2.472	± 0.038	± 0.026	0.10 - 0.12	2.516	± 0.011	± 0.027
0.12 - 0.14	1.867	± 0.033	± 0.018	0.12 - 0.14	1.8402	± 0.0094	± 0.0183
0.14 - 0.16	1.408	± 0.028	± 0.013	0.14 - 0.16	1.4046	± 0.0082	± 0.0132
0.16 - 0.18	1.101	± 0.025	± 0.012	0.16 - 0.18	1.0881	± 0.0072	± 0.0095
0.18 - 0.20	0.836	± 0.022	± 0.008	0.18 - 0.20	0.8453	± 0.0063	± 0.0067
0.20 - 0.24	0.580	± 0.013	± 0.003	0.20 - 0.24	0.5948	± 0.0037	± 0.0040
0.24 - 0.28	0.368	± 0.010	± 0.003	0.24 - 0.28	0.3655	± 0.0029	± 0.0021
0.28 - 0.32	0.2040	± 0.0075	± 0.0038	0.28 - 0.32	0.2087	± 0.0022	± 0.0014
0.32 - 0.36	0.0954	± 0.0056	± 0.0024	0.32 - 0.36	0.0894	± 0.0015	± 0.0015
0.36 - 0.40	0.0148	± 0.0023	± 0.0007	0.36 - 0.40	0.01746	± 0.00074	± 0.00046
0.40 - 0.50	0.00183	± 0.00087	± 0.00022	0.40 - 0.50	0.00089	± 0.00012	± 0.00005

1 - T bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 - 0.01	1.268	± 0.024	± 0.407
0.01 - 0.02	11.697	± 0.087	± 0.605
0.02 - 0.03	17.82	± 0.12	± 0.18
0.03 - 0.04	13.67	± 0.11	± 0.21
0.04 - 0.05	9.613	± 0.091	± 0.108
0.05 - 0.06	7.180	± 0.079	± 0.069
0.06 - 0.07	5.673	± 0.070	± 0.057
0.07 - 0.08	4.530	± 0.062	± 0.040
0.08 - 0.09	3.692	± 0.056	± 0.030
0.09 - 0.10	3.097	± 0.052	± 0.033
0.10 - 0.12	2.478	± 0.033	± 0.023
0.12 - 0.14	1.792	± 0.028	± 0.013
0.14 - 0.16	1.414	± 0.025	± 0.015
0.16 - 0.18	1.052	± 0.021	± 0.007
0.18 - 0.20	0.828	± 0.019	± 0.008
0.20 - 0.24	0.580	± 0.011	± 0.004
0.24 - 0.28	0.3513	± 0.0085	± 0.0019
0.28 - 0.32	0.2129	± 0.0068	± 0.0016
0.32 - 0.36	0.0910	± 0.0047	± 0.0015
0.36 - 0.40	0.0153	± 0.0019	± 0.0003
0.40 - 0.50	0.00109	± 0.00046	± 0.00008

Tabelle A.9: Verteilungen von Thrust ($1 - T$).

1 - T bei 133 GeV				1 - T bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 - 0.02	11.84	± 0.85	± 0.30	0.00 - 0.02	15.4	± 1.6	± 0.4
0.02 - 0.04	13.9	± 1.0	± 0.2	0.02 - 0.04	10.8	± 1.3	± 0.1
0.04 - 0.06	6.79	± 0.67	± 0.10	0.04 - 0.06	9.5	± 1.2	± 0.3
0.06 - 0.08	5.04	± 0.61	± 0.05	0.06 - 0.08	3.12	± 0.70	± 0.02
0.08 - 0.10	2.83	± 0.41	± 0.07	0.08 - 0.10	3.46	± 0.76	± 0.07
0.10 - 0.14	2.03	± 0.26	± 0.02	0.10 - 0.14	1.81	± 0.39	± 0.15
0.14 - 0.18	0.86	± 0.16	± 0.03	0.14 - 0.18	1.04	± 0.30	± 0.11
0.18 - 0.24	0.61	± 0.11	± 0.01	0.18 - 0.24	0.385	± 0.150	± 0.004
0.24 - 0.32	0.390	± 0.075	± 0.054	0.24 - 0.32	0.177	± 0.086	± 0.003
0.32 - 0.40	0.046	± 0.028	± 0.013	0.32 - 0.40	-0.0052	± 0.0020	± 0.0005
				0.40 - 0.50	0.00000	± 0.00000	± 0.00002

1 - T bei 172 GeV				1 - T bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 - 0.02	14.6	± 1.7	± 0.5	0.00 - 0.01	7.62	± 0.75	± 0.94
0.02 - 0.04	13.8	± 1.7	± 0.4	0.01 - 0.02	22.1	± 1.6	± 0.4
0.04 - 0.06	5.95	± 1.12	± 0.07	0.02 - 0.03	15.6	± 1.2	± 0.3
0.06 - 0.08	3.03	± 0.83	± 0.10	0.03 - 0.04	9.31	± 0.94	± 0.31
0.08 - 0.10	2.73	± 0.80	± 0.42	0.04 - 0.05	7.85	± 0.86	± 0.19
0.10 - 0.14	2.61	± 0.57	± 0.30	0.05 - 0.06	5.79	± 0.73	± 0.16
0.14 - 0.18	0.70	± 0.33	± 0.03	0.06 - 0.07	5.35	± 0.72	± 0.19
0.18 - 0.24	0.56	± 0.24	± 0.01	0.07 - 0.08	3.42	± 0.58	± 0.02
0.24 - 0.32	0.32	± 0.17	± 0.02	0.08 - 0.09	2.54	± 0.50	± 0.25
0.32 - 0.40	0.08	± 0.10	± 0.02	0.09 - 0.10	2.81	± 0.54	± 0.21
0.40 - 0.50	0.0000	± 0.0000	± 0.0001	0.10 - 0.12	2.05	± 0.34	± 0.04
				0.12 - 0.14	1.77	± 0.33	± 0.16
				0.14 - 0.16	1.30	± 0.30	± 0.02
				0.16 - 0.18	0.58	± 0.25	± 0.42
				0.18 - 0.20	1.05	± 0.32	± 0.07
				0.20 - 0.24	0.63	± 0.17	± 0.05
				0.24 - 0.28	0.36	± 0.15	± 0.03
				0.28 - 0.32	0.04	± 0.10	± 0.11
				0.32 - 0.36	-0.10	± 0.11	± 0.12
				0.36 - 0.40	0.13	± 0.15	± 0.04
				0.40 - 0.50	0.0000	± 0.0000	± 0.0003

Tabelle A.10: Verteilungen von Thrust ($1 - T$).

M bei 89.5 GeV				M bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	0.0000	± 0.0000	± 0.0006	0.00 – 0.02	0.00172	± 0.00050	± 0.00229
0.02 – 0.04	0.0649	± 0.0048	± 0.0106	0.02 – 0.04	0.0718	± 0.0015	± 0.0109
0.04 – 0.05	0.728	± 0.026	± 0.046	0.04 – 0.05	0.6955	± 0.0070	± 0.0496
0.05 – 0.06	2.189	± 0.048	± 0.067	0.05 – 0.06	2.142	± 0.013	± 0.073
0.06 – 0.07	3.988	± 0.065	± 0.055	0.06 – 0.07	4.093	± 0.019	± 0.049
0.07 – 0.08	5.596	± 0.078	± 0.044	0.07 – 0.08	5.634	± 0.022	± 0.017
0.08 – 0.10	6.689	± 0.061	± 0.024	0.08 – 0.10	6.751	± 0.018	± 0.026
0.10 – 0.12	6.306	± 0.059	± 0.030	0.10 – 0.12	6.212	± 0.017	± 0.021
0.12 – 0.14	4.933	± 0.051	± 0.025	0.12 – 0.14	4.906	± 0.015	± 0.008
0.14 – 0.16	3.906	± 0.045	± 0.005	0.14 – 0.16	3.903	± 0.013	± 0.007
0.16 – 0.20	3.007	± 0.028	± 0.007	0.16 – 0.20	2.9891	± 0.0081	± 0.0061
0.20 – 0.24	2.141	± 0.024	± 0.006	0.20 – 0.24	2.1530	± 0.0069	± 0.0065
0.24 – 0.28	1.553	± 0.020	± 0.003	0.24 – 0.28	1.5900	± 0.0059	± 0.0053
0.28 – 0.32	1.207	± 0.018	± 0.006	0.28 – 0.32	1.1850	± 0.0051	± 0.0034
0.32 – 0.36	0.887	± 0.015	± 0.003	0.32 – 0.36	0.8930	± 0.0044	± 0.0022
0.36 – 0.40	0.676	± 0.013	± 0.002	0.36 – 0.40	0.6676	± 0.0038	± 0.0010
0.40 – 0.44	0.485	± 0.011	± 0.002	0.40 – 0.44	0.4953	± 0.0033	± 0.0005
0.44 – 0.48	0.3629	± 0.0097	± 0.0018	0.44 – 0.48	0.3628	± 0.0028	± 0.0013
0.48 – 0.52	0.2336	± 0.0075	± 0.0033	0.48 – 0.52	0.2436	± 0.0022	± 0.0020
0.52 – 0.56	0.1532	± 0.0060	± 0.0018	0.52 – 0.56	0.1536	± 0.0017	± 0.0022
0.56 – 0.60	0.0767	± 0.0041	± 0.0027	0.56 – 0.60	0.0731	± 0.0011	± 0.0023
0.60 – 1.00	0.00248	± 0.00021	± 0.00017	0.60 – 1.00	0.00250	± 0.00006	± 0.00018
M bei 93.0 GeV							
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	0.011	± 0.014	± 0.013				
0.02 – 0.04	0.0796	± 0.0052	± 0.0120				
0.04 – 0.05	0.797	± 0.025	± 0.043				
0.05 – 0.06	2.389	± 0.045	± 0.048				
0.06 – 0.07	4.452	± 0.063	± 0.014				
0.07 – 0.08	5.775	± 0.071	± 0.021				
0.08 – 0.10	6.941	± 0.055	± 0.047				
0.10 – 0.12	6.117	± 0.050	± 0.018				
0.12 – 0.14	4.843	± 0.044	± 0.012				
0.14 – 0.16	3.767	± 0.038	± 0.016				
0.16 – 0.20	2.964	± 0.024	± 0.008				
0.20 – 0.24	2.119	± 0.021	± 0.007				
0.24 – 0.28	1.572	± 0.018	± 0.004				
0.28 – 0.32	1.160	± 0.015	± 0.002				
0.32 – 0.36	0.882	± 0.013	± 0.003				
0.36 – 0.40	0.657	± 0.011	± 0.002				
0.40 – 0.44	0.4824	± 0.0098	± 0.0012				
0.44 – 0.48	0.3532	± 0.0084	± 0.0020				
0.48 – 0.52	0.2478	± 0.0069	± 0.0015				
0.52 – 0.56	0.1586	± 0.0054	± 0.0027				
0.56 – 0.60	0.0742	± 0.0036	± 0.0023				
0.60 – 1.00	0.00285	± 0.00021	± 0.00021				

Tabelle A.11: Verteilungen von Major (M).

M bei 133 GeV				M bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.04	0.159	± 0.069	± 0.133	0.00 – 0.04	0.38	± 0.20	± 0.34
0.04 – 0.06	4.76	± 0.65	± 0.12	0.04 – 0.06	4.72	± 1.00	± 0.18
0.06 – 0.08	7.65	± 0.80	± 0.28	0.06 – 0.08	9.1	± 1.3	± 0.2
0.08 – 0.12	5.20	± 0.42	± 0.10	0.08 – 0.12	5.30	± 0.62	± 0.26
0.12 – 0.16	3.86	± 0.36	± 0.07	0.12 – 0.16	3.31	± 0.49	± 0.10
0.16 – 0.24	2.16	± 0.19	± 0.03	0.16 – 0.24	2.21	± 0.28	± 0.06
0.24 – 0.32	1.29	± 0.14	± 0.02	0.24 – 0.32	1.33	± 0.23	± 0.09
0.32 – 0.40	0.671	± 0.096	± 0.026	0.32 – 0.40	0.74	± 0.18	± 0.15
0.40 – 0.48	0.326	± 0.065	± 0.010	0.40 – 0.48	0.117	± 0.073	± 0.040
0.48 – 0.56	0.330	± 0.067	± 0.016	0.48 – 0.56	0.146	± 0.073	± 0.004
0.56 – 1.00	0.0088	± 0.0037	± 0.0022	0.56 – 1.00	0.0025	± 0.0045	± 0.0002

M bei 172 GeV				M bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.04	1.10	± 0.44	± 0.48	0.00 – 0.02	0.105	± 0.096	± 0.292
0.04 – 0.06	5.9	± 1.3	± 0.2	0.02 – 0.04	2.43	± 0.45	± 0.15
0.06 – 0.08	5.40	± 1.11	± 0.08	0.04 – 0.05	3.92	± 0.74	± 0.16
0.08 – 0.12	5.73	± 0.74	± 0.14	0.05 – 0.06	7.13	± 0.91	± 0.22
0.12 – 0.16	3.10	± 0.56	± 0.04	0.06 – 0.07	6.82	± 0.83	± 0.22
0.16 – 0.24	1.95	± 0.31	± 0.03	0.07 – 0.08	5.61	± 0.73	± 0.14
0.24 – 0.32	1.40	± 0.28	± 0.14	0.08 – 0.10	6.03	± 0.53	± 0.08
0.32 – 0.40	0.69	± 0.22	± 0.01	0.10 – 0.12	3.71	± 0.40	± 0.04
0.40 – 0.48	0.35	± 0.16	± 0.01	0.12 – 0.14	3.79	± 0.41	± 0.05
0.48 – 0.56	0.35	± 0.16	± 0.02	0.14 – 0.16	3.19	± 0.37	± 0.28
0.56 – 1.00	-0.0047	± 0.0066	± 0.0068	0.16 – 0.20	2.61	± 0.24	± 0.10
				0.20 – 0.24	1.72	± 0.20	± 0.19
				0.24 – 0.28	1.39	± 0.19	± 0.07
				0.28 – 0.32	0.89	± 0.16	± 0.02
				0.32 – 0.36	1.00	± 0.18	± 0.04
				0.36 – 0.40	0.70	± 0.16	± 0.14
				0.40 – 0.44	0.50	± 0.17	± 0.14
				0.44 – 0.48	0.41	± 0.14	± 0.04
				0.48 – 0.52	-0.09	± 0.10	± 0.03
				0.52 – 0.56	0.173	± 0.099	± 0.065
				0.56 – 0.60	0.074	± 0.061	± 0.006
				0.60 – 1.00	0.0100	± 0.0060	± 0.0028

Tabelle A.12: Verteilungen von Major (M).

m bei 89.5 GeV				m bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	0.0256	± 0.0029	± 0.0090	0.00 – 0.02	0.02110	± 0.00073	± 0.00743
0.02 – 0.04	1.252	± 0.021	± 0.136	0.02 – 0.04	1.2602	± 0.0060	± 0.1388
0.04 – 0.05	5.670	± 0.070	± 0.266	0.04 – 0.05	5.626	± 0.020	± 0.267
0.05 – 0.06	9.364	± 0.095	± 0.182	0.05 – 0.06	9.528	± 0.027	± 0.183
0.06 – 0.07	11.65	± 0.11	± 0.07	0.06 – 0.07	11.978	± 0.032	± 0.048
0.07 – 0.08	12.35	± 0.12	± 0.05	0.07 – 0.08	12.348	± 0.033	± 0.049
0.08 – 0.10	10.339	± 0.076	± 0.087	0.08 – 0.10	10.350	± 0.022	± 0.090
0.10 – 0.12	6.977	± 0.063	± 0.082	0.10 – 0.12	6.928	± 0.018	± 0.083
0.12 – 0.14	4.262	± 0.050	± 0.054	0.12 – 0.14	4.299	± 0.014	± 0.058
0.14 – 0.16	2.631	± 0.039	± 0.035	0.14 – 0.16	2.590	± 0.011	± 0.035
0.16 – 0.20	1.294	± 0.020	± 0.017	0.16 – 0.20	1.2884	± 0.0057	± 0.0174
0.20 – 0.24	0.521	± 0.013	± 0.007	0.20 – 0.24	0.5237	± 0.0037	± 0.0072
0.24 – 0.28	0.2249	± 0.0086	± 0.0037	0.24 – 0.28	0.2187	± 0.0024	± 0.0028
0.28 – 0.32	0.0986	± 0.0059	± 0.0016	0.28 – 0.32	0.0915	± 0.0016	± 0.0013
0.32 – 0.40	0.0234	± 0.0019	± 0.0005	0.32 – 0.40	0.02571	± 0.00059	± 0.00026
0.40 – 1.00	0.00052	± 0.00011	± 0.00003	0.40 – 1.00	0.000453	± 0.000029	± 0.000005
m bei 93.0 GeV							
	Wert	\pm Stat	\pm Syst				
0.00 – 0.02	0.0241	± 0.0027	± 0.0086				
0.02 – 0.04	1.424	± 0.021	± 0.124				
0.04 – 0.05	6.139	± 0.067	± 0.218				
0.05 – 0.06	10.073	± 0.089	± 0.135				
0.06 – 0.07	12.205	± 0.100	± 0.038				
0.07 – 0.08	12.38	± 0.10	± 0.06				
0.08 – 0.10	10.189	± 0.065	± 0.079				
0.10 – 0.12	6.723	± 0.053	± 0.055				
0.12 – 0.14	4.142	± 0.042	± 0.044				
0.14 – 0.16	2.398	± 0.032	± 0.018				
0.16 – 0.20	1.227	± 0.017	± 0.012				
0.20 – 0.24	0.493	± 0.011	± 0.005				
0.24 – 0.28	0.2112	± 0.0071	± 0.0025				
0.28 – 0.32	0.0886	± 0.0047	± 0.0014				
0.32 – 0.40	0.0253	± 0.0018	± 0.0004				
0.40 – 1.00	0.00034	± 0.00007	± 0.00002				

Tabelle A.13: Verteilungen von $Minor(m)$.

<i>m</i> bei 133 GeV				<i>m</i> bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.04	2.12	± 0.26	± 0.15	0.00 – 0.04	2.87	± 0.48	± 0.40
0.04 – 0.06	14.2	± 1.0	± 0.6	0.04 – 0.06	14.7	± 1.6	± 0.4
0.06 – 0.08	11.75	± 0.91	± 0.11	0.06 – 0.08	14.4	± 1.5	± 0.6
0.08 – 0.12	5.45	± 0.41	± 0.10	0.08 – 0.12	4.46	± 0.56	± 0.09
0.12 – 0.16	2.93	± 0.32	± 0.08	0.12 – 0.16	1.77	± 0.36	± 0.09
0.16 – 0.24	0.591	± 0.093	± 0.013	0.16 – 0.24	0.65	± 0.20	± 0.04
0.24 – 0.32	0.164	± 0.056	± 0.004	0.24 – 0.32	0.09	± 0.13	± 0.07
0.32 – 1.00	0.00281 \pm 0.00213 \pm 0.00007			0.32 – 1.00	-0.00042 \pm 0.00039 \pm 0.00005		

<i>m</i> bei 172 GeV				<i>m</i> bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.04	3.84	± 0.66	± 0.34	0.00 – 0.02	0.44	± 0.13	± 0.42
0.04 – 0.06	14.9	± 1.8	± 0.3	0.02 – 0.04	8.36	± 0.69	± 0.19
0.06 – 0.08	10.1	± 1.4	± 0.1	0.04 – 0.05	16.8	± 1.4	± 0.4
0.08 – 0.12	4.69	± 0.69	± 0.09	0.05 – 0.06	13.1	± 1.1	± 0.7
0.12 – 0.16	2.64	± 0.55	± 0.42	0.06 – 0.07	11.2	± 1.0	± 0.1
0.16 – 0.24	0.49	± 0.22	± 0.20	0.07 – 0.08	7.98	± 0.87	± 0.17
0.24 – 0.32	0.098	± 0.176	± 0.009	0.08 – 0.10	6.93	± 0.57	± 0.21
0.32 – 1.00	0.0	± 0.0	± 0.2	0.10 – 0.12	3.69	± 0.43	± 0.10
				0.12 – 0.14	1.51	± 0.31	± 0.04
				0.14 – 0.16	1.89	± 0.35	± 0.05
				0.16 – 0.20	0.72	± 0.19	± 0.03
				0.20 – 0.24	0.24	± 0.18	± 0.02
				0.24 – 0.28	0.15	± 0.15	± 0.02
				0.28 – 0.32	0.23	± 0.29	± 0.16
				0.32 – 0.40	0.04	± 0.14	± 0.08
				0.40 – 1.00	-0.00054 \pm 0.00053 \pm 0.00005		

Tabelle A.14: Verteilungen von *Minor* (*m*).

<i>O</i> bei 89.5 GeV				<i>O</i> bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	9.241	± 0.076	± 0.132	0.00 – 0.02	9.215	± 0.022	± 0.121
0.02 – 0.04	11.484	± 0.080	± 0.048	0.02 – 0.04	11.456	± 0.023	± 0.047
0.04 – 0.06	7.258	± 0.061	± 0.042	0.04 – 0.06	7.229	± 0.017	± 0.036
0.06 – 0.08	4.846	± 0.050	± 0.030	0.06 – 0.08	4.781	± 0.014	± 0.029
0.08 – 0.10	3.524	± 0.043	± 0.016	0.08 – 0.10	3.534	± 0.012	± 0.012
0.10 – 0.12	2.649	± 0.037	± 0.011	0.10 – 0.12	2.712	± 0.011	± 0.006
0.12 – 0.14	2.151	± 0.034	± 0.011	0.12 – 0.14	2.1288	± 0.0095	± 0.0056
0.14 – 0.16	1.718	± 0.030	± 0.008	0.14 – 0.16	1.7147	± 0.0085	± 0.0041
0.16 – 0.18	1.374	± 0.026	± 0.004	0.16 – 0.18	1.4085	± 0.0077	± 0.0034
0.18 – 0.20	1.101	± 0.023	± 0.011	0.18 – 0.20	1.1351	± 0.0069	± 0.0035
0.20 – 0.24	0.882	± 0.015	± 0.004	0.20 – 0.24	0.8589	± 0.0042	± 0.0035
0.24 – 0.28	0.581	± 0.012	± 0.004	0.24 – 0.28	0.5857	± 0.0035	± 0.0040
0.28 – 0.32	0.3857	± 0.0096	± 0.0041	0.28 – 0.32	0.3931	± 0.0028	± 0.0040
0.32 – 0.36	0.2595	± 0.0078	± 0.0035	0.32 – 0.36	0.2627	± 0.0023	± 0.0036
0.36 – 0.40	0.1582	± 0.0059	± 0.0037	0.36 – 0.40	0.1621	± 0.0017	± 0.0035
0.40 – 0.44	0.0833	± 0.0040	± 0.0036	0.40 – 0.44	0.0869	± 0.0012	± 0.0035
0.44 – 0.52	0.0214	± 0.0013	± 0.0017	0.44 – 0.52	0.02209	± 0.00039	± 0.00182

<i>O</i> bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	9.271	± 0.066	± 0.132
0.02 – 0.04	11.375	± 0.070	± 0.051
0.04 – 0.06	7.269	± 0.054	± 0.042
0.06 – 0.08	4.760	± 0.043	± 0.033
0.08 – 0.10	3.473	± 0.037	± 0.018
0.10 – 0.12	2.734	± 0.033	± 0.011
0.12 – 0.14	2.137	± 0.029	± 0.009
0.14 – 0.16	1.717	± 0.026	± 0.008
0.16 – 0.18	1.426	± 0.024	± 0.004
0.18 – 0.20	1.124	± 0.021	± 0.007
0.20 – 0.24	0.859	± 0.013	± 0.004
0.24 – 0.28	0.583	± 0.011	± 0.003
0.28 – 0.32	0.3937	± 0.0086	± 0.0042
0.32 – 0.36	0.2640	± 0.0069	± 0.0037
0.36 – 0.40	0.1609	± 0.0053	± 0.0033
0.40 – 0.44	0.0958	± 0.0040	± 0.0031
0.44 – 0.52	0.0223	± 0.0012	± 0.0019

Tabelle A.15: Verteilungen der Oblateness (*O*).

O bei 133 GeV				O bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.04	10.82	± 0.65	± 0.24	0.00 – 0.04	10.67	± 0.97	± 0.43
0.04 – 0.08	5.25	± 0.41	± 0.04	0.04 – 0.08	5.55	± 0.63	± 0.25
0.08 – 0.12	3.385	± 0.336	± 0.007	0.08 – 0.12	3.42	± 0.52	± 0.13
0.12 – 0.16	1.45	± 0.21	± 0.31	0.12 – 0.16	2.00	± 0.39	± 0.03
0.16 – 0.20	1.53	± 0.22	± 0.02	0.16 – 0.20	1.07	± 0.31	± 0.07
0.20 – 0.28	0.78	± 0.11	± 0.01	0.20 – 0.28	0.81	± 0.18	± 0.06
0.28 – 0.36	0.281	± 0.056	± 0.018	0.28 – 0.36	0.30	± 0.10	± 0.03
0.36 – 0.44	0.215	± 0.050	± 0.015	0.36 – 0.44	0.083	± 0.052	± 0.032

O bei 172 GeV				O bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.04	11.1	± 1.1	± 0.2	0.00 – 0.02	11.11	± 0.80	± 0.62
0.04 – 0.08	4.48	± 0.67	± 0.04	0.02 – 0.04	9.57	± 0.67	± 0.06
0.08 – 0.12	3.55	± 0.61	± 0.08	0.04 – 0.06	5.79	± 0.51	± 0.12
0.12 – 0.16	1.77	± 0.43	± 0.03	0.06 – 0.08	5.33	± 0.51	± 0.06
0.16 – 0.20	1.63	± 0.45	± 0.20	0.08 – 0.10	3.74	± 0.42	± 0.05
0.20 – 0.28	0.62	± 0.21	± 0.06	0.10 – 0.12	2.84	± 0.37	± 0.06
0.28 – 0.36	0.27	± 0.15	± 0.02	0.12 – 0.14	1.69	± 0.29	± 0.05
0.36 – 0.44	0.34	± 0.14	± 0.03	0.14 – 0.16	1.55	± 0.28	± 0.16
				0.16 – 0.18	1.20	± 0.27	± 0.18
				0.18 – 0.20	1.03	± 0.25	± 0.14
				0.20 – 0.24	1.34	± 0.21	± 0.02
				0.24 – 0.28	0.77	± 0.16	± 0.05
				0.28 – 0.32	0.50	± 0.16	± 0.05
				0.32 – 0.36	0.18	± 0.10	± 0.01
				0.36 – 0.40	0.174	± 0.093	± 0.014
				0.40 – 0.44	0.042	± 0.065	± 0.024
				0.44 – 0.52	0.036	± 0.024	± 0.006

Tabelle A.16: Verteilungen der Oblateness (O).

S bei 89.5 GeV				S bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	15.82	± 0.14	± 0.11	0.00 – 0.01	15.954	± 0.039	± 0.100
0.01 – 0.02	19.72	± 0.15	± 0.17	0.01 – 0.02	19.539	± 0.043	± 0.155
0.02 – 0.03	12.67	± 0.12	± 0.05	0.02 – 0.03	12.694	± 0.033	± 0.034
0.03 – 0.04	8.301	± 0.092	± 0.040	0.03 – 0.04	8.233	± 0.026	± 0.023
0.04 – 0.05	6.048	± 0.079	± 0.032	0.04 – 0.05	5.929	± 0.022	± 0.022
0.05 – 0.06	4.524	± 0.067	± 0.030	0.05 – 0.06	4.492	± 0.019	± 0.022
0.06 – 0.08	3.326	± 0.041	± 0.015	0.06 – 0.08	3.274	± 0.012	± 0.013
0.08 – 0.10	2.231	± 0.033	± 0.015	0.08 – 0.10	2.3106	± 0.0098	± 0.0101
0.10 – 0.12	1.694	± 0.029	± 0.014	0.10 – 0.12	1.7377	± 0.0085	± 0.0081
0.12 – 0.16	1.233	± 0.018	± 0.008	0.12 – 0.16	1.2210	± 0.0051	± 0.0059
0.16 – 0.20	0.833	± 0.015	± 0.005	0.16 – 0.20	0.8256	± 0.0042	± 0.0048
0.20 – 0.25	0.559	± 0.011	± 0.005	0.20 – 0.25	0.5732	± 0.0031	± 0.0035
0.25 – 0.30	0.4037	± 0.0091	± 0.0030	0.25 – 0.30	0.4078	± 0.0026	± 0.0027
0.30 – 0.35	0.2992	± 0.0078	± 0.0021	0.30 – 0.35	0.2985	± 0.0022	± 0.0024
0.35 – 0.40	0.2090	± 0.0063	± 0.0028	0.35 – 0.40	0.2267	± 0.0020	± 0.0019
0.40 – 0.50	0.1528	± 0.0040	± 0.0011	0.40 – 0.50	0.1478	± 0.0011	± 0.0014

S bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	16.85	± 0.13	± 0.18
0.01 – 0.02	19.91	± 0.13	± 0.19
0.02 – 0.03	12.53	± 0.10	± 0.02
0.03 – 0.04	8.308	± 0.081	± 0.034
0.04 – 0.05	5.783	± 0.067	± 0.040
0.05 – 0.06	4.378	± 0.057	± 0.037
0.06 – 0.08	3.245	± 0.035	± 0.021
0.08 – 0.10	2.292	± 0.030	± 0.016
0.10 – 0.12	1.689	± 0.025	± 0.014
0.12 – 0.16	1.191	± 0.015	± 0.009
0.16 – 0.20	0.798	± 0.012	± 0.005
0.20 – 0.25	0.5540	± 0.0092	± 0.0046
0.25 – 0.30	0.3925	± 0.0078	± 0.0036
0.30 – 0.35	0.2840	± 0.0066	± 0.0027
0.35 – 0.40	0.2251	± 0.0060	± 0.0016
0.40 – 0.50	0.1464	± 0.0034	± 0.0019

Tabelle A.17: Verteilungen der Sphärizität (S).

S bei 133 GeV				S bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	23.2	± 1.4	± 0.6	0.00 – 0.02	25.1	± 2.1	± 0.9
0.02 – 0.04	8.69	± 0.75	± 0.16	0.02 – 0.04	7.7	± 1.0	± 0.2
0.04 – 0.06	3.73	± 0.47	± 0.21	0.04 – 0.06	5.39	± 0.89	± 0.18
0.06 – 0.10	2.47	± 0.28	± 0.04	0.06 – 0.10	1.99	± 0.37	± 0.05
0.10 – 0.16	1.21	± 0.16	± 0.03	0.10 – 0.16	1.06	± 0.22	± 0.06
0.16 – 0.25	0.515	± 0.077	± 0.017	0.16 – 0.25	0.72	± 0.16	± 0.03
0.25 – 0.35	0.356	± 0.062	± 0.025	0.25 – 0.35	0.185	± 0.079	± 0.013
0.35 – 0.50	0.133	± 0.028	± 0.009	0.35 – 0.50	0.080	± 0.039	± 0.002

S bei 172 GeV				S bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	25.8	± 2.5	± 0.5	0.00 – 0.01	35.0	± 2.0	± 0.9
0.02 – 0.04	7.0	± 1.2	± 0.2	0.01 – 0.02	14.4	± 1.1	± 0.2
0.04 – 0.06	4.19	± 0.87	± 0.14	0.02 – 0.03	9.08	± 0.89	± 0.34
0.06 – 0.10	1.72	± 0.41	± 0.07	0.03 – 0.04	8.10	± 0.86	± 0.15
0.10 – 0.16	1.17	± 0.30	± 0.14	0.04 – 0.05	4.49	± 0.64	± 0.16
0.16 – 0.25	0.73	± 0.20	± 0.06	0.05 – 0.06	3.20	± 0.54	± 0.08
0.25 – 0.35	0.170	± 0.103	± 0.007	0.06 – 0.08	2.45	± 0.33	± 0.18
0.35 – 0.50	0.171	± 0.077	± 0.007	0.08 – 0.10	1.77	± 0.28	± 0.04
				0.10 – 0.12	1.18	± 0.24	± 0.16
				0.12 – 0.16	1.05	± 0.17	± 0.02
				0.16 – 0.20	0.76	± 0.15	± 0.09
				0.20 – 0.25	0.53	± 0.12	± 0.02
				0.25 – 0.30	0.237	± 0.089	± 0.081
				0.30 – 0.35	0.214	± 0.085	± 0.056
				0.35 – 0.40	0.146	± 0.085	± 0.053
				0.40 – 0.50	0.170	± 0.056	± 0.024

Tabelle A.18: Verteilungen der Sphärizität (S).

<i>P</i> bei 89.5 GeV				<i>P</i> bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	49.52	± 0.24	± 0.31	0.00 – 0.01	49.366	± 0.068	± 0.279
0.01 – 0.02	14.39	± 0.12	± 0.11	0.01 – 0.02	14.327	± 0.034	± 0.091
0.02 – 0.03	7.620	± 0.088	± 0.047	0.02 – 0.03	7.586	± 0.025	± 0.042
0.03 – 0.04	4.993	± 0.071	± 0.031	0.03 – 0.04	5.019	± 0.021	± 0.020
0.04 – 0.05	3.482	± 0.059	± 0.026	0.04 – 0.05	3.655	± 0.018	± 0.014
0.05 – 0.06	2.841	± 0.054	± 0.016	0.05 – 0.06	2.761	± 0.015	± 0.012
0.06 – 0.08	1.970	± 0.031	± 0.015	0.06 – 0.08	2.0135	± 0.0092	± 0.0084
0.08 – 0.10	1.427	± 0.027	± 0.007	0.08 – 0.10	1.3875	± 0.0077	± 0.0062
0.10 – 0.12	1.007	± 0.023	± 0.009	0.10 – 0.12	1.0202	± 0.0066	± 0.0056
0.12 – 0.16	0.695	± 0.013	± 0.005	0.12 – 0.16	0.6954	± 0.0038	± 0.0039
0.16 – 0.20	0.436	± 0.010	± 0.004	0.16 – 0.20	0.4475	± 0.0031	± 0.0031
0.20 – 0.25	0.2745	± 0.0074	± 0.0030	0.20 – 0.25	0.2879	± 0.0022	± 0.0023
0.25 – 0.30	0.1773	± 0.0060	± 0.0013	0.25 – 0.30	0.1774	± 0.0017	± 0.0014
0.30 – 0.35	0.1118	± 0.0047	± 0.0010	0.30 – 0.35	0.1081	± 0.0013	± 0.0010
0.35 – 0.40	0.0621	± 0.0036	± 0.0009	0.35 – 0.40	0.05972	± 0.00099	± 0.00059
0.40 – 0.50	0.0137	± 0.0011	± 0.0005	0.40 – 0.50	0.01412	± 0.00033	± 0.00016

<i>P</i> bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	49.74	± 0.21	± 0.35
0.01 – 0.02	14.32	± 0.10	± 0.12
0.02 – 0.03	7.545	± 0.076	± 0.060
0.03 – 0.04	4.953	± 0.062	± 0.033
0.04 – 0.05	3.631	± 0.053	± 0.021
0.05 – 0.06	2.805	± 0.047	± 0.014
0.06 – 0.08	1.984	± 0.028	± 0.010
0.08 – 0.10	1.346	± 0.023	± 0.009
0.10 – 0.12	0.961	± 0.019	± 0.009
0.12 – 0.16	0.688	± 0.012	± 0.004
0.16 – 0.20	0.4426	± 0.0093	± 0.0028
0.20 – 0.25	0.2702	± 0.0064	± 0.0032
0.25 – 0.30	0.1823	± 0.0054	± 0.0019
0.30 – 0.35	0.1174	± 0.0044	± 0.0008
0.35 – 0.40	0.0593	± 0.0030	± 0.0009
0.40 – 0.50	0.0151	± 0.0011	± 0.0004

Tabelle A.19: Verteilungen der Planarität (*P*).

P bei 133 GeV				P bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	32.7	± 1.6	± 0.6	0.00 – 0.02	32.9	± 2.3	± 0.8
0.02 – 0.04	5.85	± 0.60	± 0.12	0.02 – 0.04	6.8	± 1.0	± 0.4
0.04 – 0.06	2.65	± 0.40	± 0.03	0.04 – 0.06	3.45	± 0.71	± 0.49
0.06 – 0.10	1.62	± 0.22	± 0.07	0.06 – 0.10	1.10	± 0.28	± 0.02
0.10 – 0.16	0.78	± 0.12	± 0.04	0.10 – 0.16	0.84	± 0.21	± 0.04
0.16 – 0.25	0.293	± 0.057	± 0.012	0.16 – 0.25	0.198	± 0.083	± 0.039
0.25 – 0.35	0.130	± 0.034	± 0.007	0.25 – 0.35	0.027	± 0.028	± 0.002
0.35 – 0.50	0.047	± 0.017	± 0.016	0.35 – 0.50	0.010	± 0.014	± 0.013

P bei 172 GeV				P bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	32.1	± 2.6	± 0.6	0.00 – 0.01	50.4	± 2.3	± 0.5
0.02 – 0.04	5.7	± 1.0	± 0.2	0.01 – 0.02	14.5	± 1.2	± 0.2
0.04 – 0.06	2.70	± 0.78	± 0.57	0.02 – 0.03	7.04	± 0.81	± 0.48
0.06 – 0.10	1.48	± 0.43	± 0.03	0.03 – 0.04	4.36	± 0.64	± 0.15
0.10 – 0.16	0.81	± 0.27	± 0.05	0.04 – 0.05	3.70	± 0.61	± 0.06
0.16 – 0.25	0.25	± 0.13	± 0.02	0.05 – 0.06	1.80	± 0.44	± 0.15
0.25 – 0.35	0.063	± 0.075	± 0.056	0.06 – 0.08	1.63	± 0.30	± 0.27
0.35 – 0.50	0.132	± 0.069	± 0.033	0.08 – 0.10	1.15	± 0.27	± 0.16
				0.10 – 0.12	1.05	± 0.27	± 0.23
				0.12 – 0.16	0.89	± 0.18	± 0.17
				0.16 – 0.20	0.28	± 0.12	± 0.02
				0.20 – 0.25	0.180	± 0.086	± 0.013
				0.25 – 0.30	0.111	± 0.094	± 0.032
				0.30 – 0.35	0.188	± 0.085	± 0.033
				0.35 – 0.40	-0.002	± 0.056	± 0.012
				0.40 – 0.50	0.008	± 0.021	± 0.012

Tabelle A.20: Verteilungen der Planarität (P).

A bei 89.5 GeV				A bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	64.78	± 0.27	± 0.21	0.00 – 0.01	64.750	± 0.076	± 0.170
0.01 – 0.02	19.90	± 0.14	± 0.04	0.01 – 0.02	20.058	± 0.041	± 0.023
0.02 – 0.03	6.936	± 0.083	± 0.055	0.02 – 0.03	6.847	± 0.024	± 0.055
0.03 – 0.04	3.186	± 0.056	± 0.048	0.03 – 0.04	3.115	± 0.016	± 0.039
0.04 – 0.06	1.386	± 0.026	± 0.020	0.04 – 0.06	1.3584	± 0.0075	± 0.0201
0.06 – 0.08	0.543	± 0.016	± 0.012	0.06 – 0.08	0.5655	± 0.0049	± 0.0080
0.08 – 0.10	0.283	± 0.012	± 0.006	0.08 – 0.10	0.2853	± 0.0036	± 0.0041
0.10 – 0.12	0.1431	± 0.0086	± 0.0025	0.10 – 0.12	0.1447	± 0.0025	± 0.0029
0.12 – 0.16	0.0775	± 0.0048	± 0.0012	0.12 – 0.16	0.0693	± 0.0013	± 0.0011
0.16 – 0.20	0.0241	± 0.0025	± 0.0009	0.16 – 0.20	0.02543	± 0.00076	± 0.00052
0.20 – 0.25	0.0090	± 0.0014	± 0.0004	0.20 – 0.25	0.00923	± 0.00041	± 0.00022
0.25 – 0.30	0.00102	± 0.00037	± 0.00025	0.25 – 0.30	0.00313	± 0.00025	± 0.00006
0.30 – 0.32	0.0019	± 0.0014	± 0.0005	0.30 – 0.32	0.00149	± 0.00032	± 0.00014
0.32 – 0.40	0.00025	± 0.00023	± 0.00011	0.32 – 0.40	0.000307	± 0.000059	± 0.000010
				0.40 – 0.50	0.000018	± 0.000020	± 0.000002

A bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	66.37	± 0.24	± 0.32
0.01 – 0.02	19.41	± 0.12	± 0.08
0.02 – 0.03	6.503	± 0.069	± 0.087
0.03 – 0.04	2.920	± 0.046	± 0.055
0.04 – 0.06	1.274	± 0.022	± 0.027
0.06 – 0.08	0.537	± 0.014	± 0.013
0.08 – 0.10	0.281	± 0.011	± 0.005
0.10 – 0.12	0.1381	± 0.0074	± 0.0025
0.12 – 0.16	0.0641	± 0.0036	± 0.0016
0.16 – 0.20	0.0241	± 0.0022	± 0.0007
0.20 – 0.25	0.0085	± 0.0012	± 0.0003
0.25 – 0.30	0.00172	± 0.00048	± 0.00016
0.30 – 0.32	0.00080	± 0.00053	± 0.00015
0.32 – 0.40	0.00041	± 0.00023	± 0.00008

Tabelle A.21: Verteilungen der Aplanarität (A).

A bei 133 GeV				A bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	44.1	± 1.7	± 0.2	0.00 – 0.02	45.6	± 2.7	± 0.5
0.02 – 0.04	3.73	± 0.46	± 0.20	0.02 – 0.04	2.29	± 0.58	± 0.06
0.04 – 0.08	0.69	± 0.13	± 0.03	0.04 – 0.08	0.77	± 0.27	± 0.14
0.08 – 0.12	0.110	± 0.049	± 0.007	0.08 – 0.12	0.30	± 0.20	± 0.14
0.12 – 0.20	0.0448	± 0.0274	± 0.0002	0.12 – 0.20	-0.0033	± 0.0020	± 0.0003
0.20 – 0.30	0.0061	± 0.0071	± 0.0006	0.20 – 0.30	0.00000	± 0.00000	± 0.00004

A bei 172 GeV				A bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	44.3	± 3.1	± 0.1	0.00 – 0.01	82.3	± 2.9	± 0.8
0.02 – 0.04	3.47	± 0.87	± 0.35	0.01 – 0.02	9.98	± 0.96	± 0.60
0.04 – 0.08	0.87	± 0.37	± 0.08	0.02 – 0.03	3.04	± 0.59	± 0.21
0.08 – 0.12	0.05	± 0.18	± 0.03	0.03 – 0.04	2.09	± 0.55	± 0.08
0.12 – 0.20	0.07	± 0.13	± 0.06	0.04 – 0.06	0.64	± 0.27	± 0.12
0.20 – 0.30	-0.0108	± 0.0137	± 0.0009	0.06 – 0.08	0.18	± 0.19	± 0.29
				0.08 – 0.10	0.20	± 0.19	± 0.04
				0.10 – 0.12	-0.134	± 0.084	± 0.011
				0.12 – 0.16	0.18	± 0.13	± 0.09
				0.16 – 0.20	-0.032	± 0.064	± 0.010
				0.20 – 0.25	0.011	± 0.044	± 0.001
				0.25 – 0.30	0.0000	± 0.0000	± 0.0003

Tabelle A.22: Verteilungen der Aplanarität (A).

M_h^2/E_{vis}^2 bei 89.5 GeV				M_h^2/E_{vis}^2 bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	2.015	± 0.029	± 1.052	0.00 – 0.01	2.0605	± 0.0085	± 1.0447
0.01 – 0.02	18.12	± 0.12	± 0.61	0.01 – 0.02	18.481	± 0.037	± 0.557
0.02 – 0.03	20.44	± 0.16	± 0.48	0.02 – 0.03	20.404	± 0.047	± 0.483
0.03 – 0.04	13.26	± 0.13	± 0.29	0.03 – 0.04	13.206	± 0.037	± 0.293
0.04 – 0.05	8.96	± 0.11	± 0.17	0.04 – 0.05	8.952	± 0.030	± 0.167
0.05 – 0.06	6.455	± 0.089	± 0.115	0.05 – 0.06	6.663	± 0.026	± 0.117
0.06 – 0.08	4.517	± 0.052	± 0.071	0.06 – 0.08	4.575	± 0.015	± 0.075
0.08 – 0.10	2.948	± 0.042	± 0.045	0.08 – 0.10	2.991	± 0.012	± 0.047
0.10 – 0.12	2.041	± 0.035	± 0.032	0.10 – 0.12	2.026	± 0.010	± 0.030
0.12 – 0.14	1.412	± 0.029	± 0.021	0.12 – 0.14	1.4276	± 0.0084	± 0.0197
0.14 – 0.16	1.042	± 0.025	± 0.015	0.14 – 0.16	1.0399	± 0.0072	± 0.0140
0.16 – 0.20	0.660	± 0.014	± 0.010	0.16 – 0.20	0.6427	± 0.0039	± 0.0077
0.20 – 0.24	0.3285	± 0.0096	± 0.0055	0.20 – 0.24	0.3367	± 0.0028	± 0.0038
0.24 – 0.28	0.1547	± 0.0066	± 0.0020	0.24 – 0.28	0.1567	± 0.0019	± 0.0013
0.28 – 0.32	0.0514	± 0.0035	± 0.0009	0.28 – 0.32	0.0530	± 0.0010	± 0.0006
0.32 – 0.36	0.0074	± 0.0010	± 0.0009	0.32 – 0.36	0.00812	± 0.00033	± 0.00090
0.36 – 0.40	0.00132	± 0.00044	± 0.00033	0.36 – 0.40	0.00069	± 0.00008	± 0.00029
0.40 – 0.50	0.00000	± 0.00000	± 0.00002	0.40 – 0.50	0.00002	± 0.00001	± 0.00003

M_h^2/E_{vis}^2 bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	2.280	± 0.030	± 1.019
0.01 – 0.02	19.32	± 0.12	± 0.45
0.02 – 0.03	20.13	± 0.14	± 0.44
0.03 – 0.04	12.99	± 0.11	± 0.25
0.04 – 0.05	8.684	± 0.089	± 0.139
0.05 – 0.06	6.549	± 0.078	± 0.105
0.06 – 0.08	4.388	± 0.044	± 0.058
0.08 – 0.10	2.886	± 0.036	± 0.040
0.10 – 0.12	1.992	± 0.030	± 0.025
0.12 – 0.14	1.397	± 0.025	± 0.018
0.14 – 0.16	1.022	± 0.021	± 0.013
0.16 – 0.20	0.635	± 0.012	± 0.007
0.20 – 0.24	0.3360	± 0.0086	± 0.0046
0.24 – 0.28	0.1635	± 0.0060	± 0.0021
0.28 – 0.32	0.0564	± 0.0033	± 0.0009
0.32 – 0.36	0.00719	± 0.00094	± 0.00108
0.36 – 0.40	0.00061	± 0.00024	± 0.00040
0.40 – 0.50	0.00000	± 0.00000	± 0.00003

Tabelle A.23: Verteilungen der schweren Jetmasse (M_h^2/E_{vis}^2).

M_h^2/E_{vis}^2 bei 133 GeV				M_h^2/E_{vis}^2 bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	17.1	± 1.0	± 0.3	0.00 – 0.02	19.4	± 1.7	± 0.9
0.02 – 0.04	12.72	± 0.99	± 0.26	0.02 – 0.04	11.5	± 1.4	± 0.3
0.04 – 0.06	7.00	± 0.72	± 0.10	0.04 – 0.06	7.2	± 1.1	± 0.4
0.06 – 0.10	3.30	± 0.33	± 0.02	0.06 – 0.10	3.47	± 0.57	± 0.15
0.10 – 0.14	1.16	± 0.19	± 0.13	0.10 – 0.14	1.54	± 0.37	± 0.11
0.14 – 0.20	0.84	± 0.14	± 0.02	0.14 – 0.20	0.57	± 0.17	± 0.09
0.20 – 0.28	0.303	± 0.066	± 0.009	0.20 – 0.28	0.057	± 0.048	± 0.005
0.28 – 0.36	0.049	± 0.022	± 0.012	0.28 – 0.36	0.072	± 0.050	± 0.005
				0.36 – 0.50	0.00000	± 0.00000	± 0.00004

M_h^2/E_{vis}^2 bei 172 GeV				M_h^2/E_{vis}^2 bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	19.0	± 1.9	± 0.3	0.00 – 0.01	13.9	± 1.0	± 1.0
0.02 – 0.04	12.5	± 1.7	± 0.7	0.01 – 0.02	25.1	± 1.7	± 0.5
0.04 – 0.06	6.6	± 1.3	± 0.6	0.02 – 0.03	14.6	± 1.2	± 0.2
0.06 – 0.10	2.95	± 0.61	± 0.31	0.03 – 0.04	9.84	± 0.98	± 0.14
0.10 – 0.14	1.22	± 0.42	± 0.16	0.04 – 0.05	7.07	± 0.84	± 0.16
0.14 – 0.20	0.79	± 0.29	± 0.03	0.05 – 0.06	5.32	± 0.74	± 0.20
0.20 – 0.28	0.218	± 0.132	± 0.009	0.06 – 0.08	3.48	± 0.44	± 0.10
0.28 – 0.36	0.088	± 0.077	± 0.006	0.08 – 0.10	2.31	± 0.37	± 0.25
0.36 – 0.50	0.0000	± 0.0000	± 0.0002	0.10 – 0.12	1.69	± 0.34	± 0.17
				0.12 – 0.14	1.71	± 0.33	± 0.09
				0.14 – 0.16	1.02	± 0.30	± 0.20
				0.16 – 0.20	0.62	± 0.17	± 0.09
				0.20 – 0.24	0.22	± 0.13	± 0.06
				0.24 – 0.28	0.054	± 0.091	± 0.074
				0.28 – 0.32	0.042	± 0.048	± 0.039
				0.32 – 0.36	0.037	± 0.029	± 0.009
				0.36 – 0.40	-0.0010	± 0.0025	± 0.0009
				0.40 – 0.50	0.0000	± 0.0000	± 0.0002

Tabelle A.24: Verteilungen der schweren Jetmasse (M_h^2/E_{vis}^2).

M_1^2/E_{vis}^2 bei 89.5 GeV				M_1^2/E_{vis}^2 bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	23.85	± 0.12	± 3.16	0.00 – 0.01	24.237	± 0.035	± 3.150
0.01 – 0.02	39.18	± 0.24	± 1.38	0.01 – 0.02	39.512	± 0.070	± 1.431
0.02 – 0.03	17.75	± 0.18	± 0.85	0.02 – 0.03	17.762	± 0.051	± 0.859
0.03 – 0.04	7.64	± 0.11	± 0.34	0.03 – 0.04	7.682	± 0.033	± 0.340
0.04 – 0.05	4.009	± 0.082	± 0.168	0.04 – 0.05	3.907	± 0.023	± 0.160
0.05 – 0.06	2.133	± 0.059	± 0.084	0.05 – 0.06	2.185	± 0.017	± 0.086
0.06 – 0.08	1.006	± 0.028	± 0.037	0.06 – 0.08	1.0191	± 0.0082	± 0.0385
0.08 – 0.10	0.393	± 0.018	± 0.014	0.08 – 0.10	0.3815	± 0.0051	± 0.0147
0.10 – 0.12	0.136	± 0.011	± 0.006	0.10 – 0.12	0.1417	± 0.0032	± 0.0059
0.12 – 0.16	0.0225	± 0.0035	± 0.0013	0.12 – 0.16	0.0254	± 0.0011	± 0.0014

M_1^2/E_{vis}^2 bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	25.36	± 0.11	± 3.01
0.01 – 0.02	39.04	± 0.21	± 1.37
0.02 – 0.03	16.96	± 0.15	± 0.77
0.03 – 0.04	7.352	± 0.094	± 0.302
0.04 – 0.05	3.798	± 0.067	± 0.145
0.05 – 0.06	2.103	± 0.050	± 0.080
0.06 – 0.08	0.943	± 0.023	± 0.034
0.08 – 0.10	0.368	± 0.015	± 0.014
0.10 – 0.12	0.1205	± 0.0082	± 0.0041
0.12 – 0.16	0.0267	± 0.0033	± 0.0015

M_1^2/E_{vis}^2 bei 133 GeV				M_1^2/E_{vis}^2 bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	37.6	± 1.5	± 0.3	0.00 – 0.02	40.7	± 2.4	± 0.7
0.02 – 0.04	9.12	± 0.93	± 0.68	0.02 – 0.04	7.1	± 1.3	± 0.2
0.04 – 0.06	2.59	± 0.46	± 0.28	0.04 – 0.06	1.45	± 0.71	± 0.18
0.06 – 0.10	0.48	± 0.14	± 0.02	0.06 – 0.10	-0.021	± 0.011	± 0.003
0.10 – 0.16	0.0405	± 0.0309	± 0.0002				

M_1^2/E_{vis}^2 bei 172 GeV				M_1^2/E_{vis}^2 bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	39.1	± 2.8	± 0.8	0.00 – 0.01	52.3	± 2.1	± 1.4
0.02 – 0.04	7.7	± 1.6	± 0.6	0.01 – 0.02	29.7	± 2.2	± 0.9
0.04 – 0.06	3.2	± 1.2	± 0.3	0.02 – 0.03	10.2	± 1.3	± 0.2
0.06 – 0.10	1.3	± 1.5	± 0.7	0.03 – 0.04	4.31	± 0.94	± 0.29
				0.04 – 0.05	1.92	± 0.67	± 0.31
				0.05 – 0.06	2.17	± 0.93	± 0.17
				0.06 – 0.08	0.47	± 0.54	± 0.58
				0.08 – 0.10	0.0000	± 0.0000	± 0.0002

Tabelle A.25: Verteilungen der leichten Jetmasse (M_1^2/E_{vis}^2).

$M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 89.5 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	35.02	± 0.19	± 0.26
0.01 – 0.02	20.74	± 0.15	± 0.13
0.02 – 0.03	11.35	± 0.11	± 0.07
0.03 – 0.04	7.155	± 0.088	± 0.026
0.04 – 0.06	4.393	± 0.049	± 0.014
0.06 – 0.08	2.674	± 0.038	± 0.014
0.08 – 0.12	1.426	± 0.020	± 0.006
0.12 – 0.16	0.763	± 0.015	± 0.005
0.16 – 0.20	0.3780	± 0.0099	± 0.0023
0.20 – 0.25	0.1798	± 0.0060	± 0.0018
0.25 – 0.30	0.0585	± 0.0032	± 0.0018
0.30 – 0.35	0.00832	± 0.00096	± 0.00119
0.35 – 0.40	0.00091	± 0.00029	± 0.00031

$M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	34.846	± 0.054	± 0.249
0.01 – 0.02	20.610	± 0.044	± 0.131
0.02 – 0.03	11.376	± 0.032	± 0.054
0.03 – 0.04	7.225	± 0.025	± 0.017
0.04 – 0.06	4.472	± 0.014	± 0.013
0.06 – 0.08	2.666	± 0.011	± 0.009
0.08 – 0.12	1.4634	± 0.0057	± 0.0049
0.12 – 0.16	0.7325	± 0.0040	± 0.0012
0.16 – 0.20	0.3902	± 0.0029	± 0.0009
0.20 – 0.25	0.1819	± 0.0017	± 0.0011
0.25 – 0.30	0.05946	± 0.00093	± 0.00158
0.30 – 0.35	0.00851	± 0.00029	± 0.00119
0.35 – 0.40	0.000460	± 0.000052	± 0.000320
0.40 – 0.50	0.000015	± 0.000006	± 0.000025

$M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	35.61	± 0.17	± 0.17
0.01 – 0.02	20.54	± 0.13	± 0.12
0.02 – 0.03	11.273	± 0.097	± 0.039
0.03 – 0.04	7.052	± 0.076	± 0.006
0.04 – 0.06	4.351	± 0.042	± 0.007
0.06 – 0.08	2.580	± 0.032	± 0.007
0.08 – 0.12	1.450	± 0.017	± 0.004
0.12 – 0.16	0.716	± 0.012	± 0.002
0.16 – 0.20	0.4044	± 0.0091	± 0.0036
0.20 – 0.25	0.1831	± 0.0054	± 0.0004
0.25 – 0.30	0.0625	± 0.0029	± 0.0018
0.30 – 0.35	0.00862	± 0.00092	± 0.00126
0.35 – 0.40	0.00017	± 0.00011	± 0.00043

Tabelle A.26: Verteilungen der Jetmassendifferenz ($M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2$).

$M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 133 GeV				$M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	30.2	± 1.5	± 0.3	0.00 – 0.02	29.6	± 2.2	± 1.3
0.02 – 0.04	6.92	± 0.65	± 0.07	0.02 – 0.04	7.2	± 1.0	± 0.1
0.04 – 0.08	3.71	± 0.35	± 0.03	0.04 – 0.08	4.13	± 0.59	± 0.08
0.08 – 0.16	0.90	± 0.11	± 0.02	0.08 – 0.16	1.13	± 0.21	± 0.13
0.16 – 0.25	0.361	± 0.068	± 0.012	0.16 – 0.25	0.120	± 0.057	± 0.009
0.25 – 0.35	0.063	± 0.023	± 0.015	0.25 – 0.35	0.060	± 0.042	± 0.002

$M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 172 GeV				$M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	29.7	± 2.6	± 0.3	0.00 – 0.01	41.4	± 2.1	± 0.9
0.02 – 0.04	8.1	± 1.3	± 0.1	0.01 – 0.02	17.8	± 1.3	± 0.6
0.04 – 0.08	3.26	± 0.59	± 0.08	0.02 – 0.03	8.27	± 0.88	± 0.46
0.08 – 0.16	1.08	± 0.26	± 0.02	0.03 – 0.04	7.84	± 0.86	± 0.41
0.16 – 0.25	0.27	± 0.14	± 0.01	0.04 – 0.06	3.83	± 0.44	± 0.29
0.25 – 0.35	0.040	± 0.046	± 0.003	0.06 – 0.08	2.02	± 0.33	± 0.02
				0.08 – 0.12	1.75	± 0.22	± 0.05
				0.12 – 0.16	0.96	± 0.18	± 0.13
				0.16 – 0.20	0.37	± 0.13	± 0.04
				0.20 – 0.25	0.124	± 0.086	± 0.043
				0.25 – 0.30	-0.020	± 0.038	± 0.008
				0.30 – 0.35	0.061	± 0.031	± 0.016
				0.35 – 0.40	-0.0012	± 0.0019	± 0.0012

Tabelle A.27: Verteilungen der Jetmassendifferenz ($M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2$).

$M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 89.5 GeV				$M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	6.312	± 0.064	± 0.801	0.00 – 0.01	6.330	± 0.018	± 0.793
0.01 – 0.02	25.48	± 0.17	± 0.14	0.01 – 0.02	25.510	± 0.048	± 0.163
0.02 – 0.03	17.45	± 0.14	± 0.23	0.02 – 0.03	17.306	± 0.041	± 0.224
0.03 – 0.04	10.63	± 0.11	± 0.08	0.03 – 0.04	10.830	± 0.032	± 0.086
0.04 – 0.05	7.656	± 0.093	± 0.058	0.04 – 0.05	7.577	± 0.026	± 0.049
0.05 – 0.06	5.605	± 0.079	± 0.043	0.05 – 0.06	5.784	± 0.023	± 0.043
0.06 – 0.08	3.948	± 0.047	± 0.023	0.06 – 0.08	4.020	± 0.014	± 0.027
0.08 – 0.10	2.614	± 0.038	± 0.019	0.08 – 0.10	2.647	± 0.011	± 0.018
0.10 – 0.12	1.818	± 0.032	± 0.014	0.10 – 0.12	1.8143	± 0.0092	± 0.0118
0.12 – 0.14	1.279	± 0.027	± 0.009	0.12 – 0.14	1.2859	± 0.0077	± 0.0078
0.14 – 0.16	0.940	± 0.023	± 0.006	0.14 – 0.16	0.9397	± 0.0066	± 0.0054
0.16 – 0.20	0.598	± 0.013	± 0.006	0.16 – 0.20	0.5842	± 0.0036	± 0.0028
0.20 – 0.24	0.3040	± 0.0090	± 0.0036	0.20 – 0.24	0.3067	± 0.0026	± 0.0014
0.24 – 0.28	0.1388	± 0.0060	± 0.0013	0.24 – 0.28	0.1422	± 0.0017	± 0.0006
0.28 – 0.32	0.0442	± 0.0031	± 0.0015	0.28 – 0.32	0.04654	± 0.00092	± 0.00115
0.32 – 0.36	0.00582	± 0.00086	± 0.00099	0.32 – 0.36	0.00646	± 0.00028	± 0.00101
0.36 – 0.40	0.00092	± 0.00034	± 0.00034	0.36 – 0.40	0.00051	± 0.00006	± 0.00030
0.40 – 0.50	0.00000	± 0.00000	± 0.00002	0.40 – 0.50	0.00002	± 0.00001	± 0.00003

$M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	6.865	± 0.063	± 0.729
0.01 – 0.02	26.10	± 0.15	± 0.24
0.02 – 0.03	17.01	± 0.12	± 0.18
0.03 – 0.04	10.706	± 0.095	± 0.057
0.04 – 0.05	7.396	± 0.078	± 0.033
0.05 – 0.06	5.643	± 0.069	± 0.029
0.06 – 0.08	3.893	± 0.040	± 0.018
0.08 – 0.10	2.541	± 0.033	± 0.012
0.10 – 0.12	1.789	± 0.028	± 0.010
0.12 – 0.14	1.253	± 0.023	± 0.006
0.14 – 0.16	0.923	± 0.020	± 0.006
0.16 – 0.20	0.583	± 0.011	± 0.003
0.20 – 0.24	0.3068	± 0.0080	± 0.0024
0.24 – 0.28	0.1477	± 0.0055	± 0.0010
0.28 – 0.32	0.0493	± 0.0030	± 0.0014
0.32 – 0.36	0.00616	± 0.00085	± 0.00117
0.36 – 0.40	0.00056	± 0.00022	± 0.00036
0.40 – 0.50	0.00000	± 0.00000	± 0.00003

Tabelle A.28: Verteilungen der alternativen schweren Jetmasse ($M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2$).

$M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 133 GeV				$M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	20.3	± 1.2	± 0.2	0.00 – 0.02	21.9	± 1.9	± 1.0
0.02 – 0.04	11.38	± 0.89	± 0.12	0.02 – 0.04	10.6	± 1.3	± 0.3
0.04 – 0.06	6.26	± 0.65	± 0.09	0.04 – 0.06	6.30	± 0.99	± 0.42
0.06 – 0.10	2.96	± 0.30	± 0.03	0.06 – 0.10	3.15	± 0.52	± 0.13
0.10 – 0.14	1.15	± 0.18	± 0.11	0.10 – 0.14	1.50	± 0.36	± 0.12
0.14 – 0.20	0.78	± 0.13	± 0.02	0.14 – 0.20	0.56	± 0.17	± 0.09
0.20 – 0.28	0.278	± 0.061	± 0.011	0.20 – 0.28	0.029	± 0.038	± 0.003
0.28 – 0.36	0.049	± 0.022	± 0.012	0.28 – 0.36	0.070	± 0.049	± 0.005
				0.36 – 0.50	0.00000	± 0.00000	± 0.00004

$M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 172 GeV				$M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	21.7	± 2.2	± 0.3	0.00 – 0.01	20.8	± 1.4	± 1.2
0.02 – 0.04	11.1	± 1.5	± 0.6	0.01 – 0.02	22.6	± 1.5	± 0.2
0.04 – 0.06	5.9	± 1.1	± 0.6	0.02 – 0.03	12.9	± 1.1	± 0.2
0.06 – 0.10	2.80	± 0.57	± 0.22	0.03 – 0.04	9.75	± 0.95	± 0.14
0.10 – 0.14	1.10	± 0.40	± 0.10	0.04 – 0.05	6.44	± 0.78	± 0.11
0.14 – 0.20	0.81	± 0.28	± 0.03	0.05 – 0.06	4.81	± 0.68	± 0.28
0.20 – 0.28	0.218	± 0.132	± 0.009	0.06 – 0.08	3.15	± 0.41	± 0.08
0.28 – 0.36	0.049	± 0.061	± 0.003	0.08 – 0.10	2.19	± 0.35	± 0.18
0.36 – 0.50	0.0000	± 0.0000	± 0.0002	0.10 – 0.12	1.54	± 0.31	± 0.16
				0.12 – 0.14	1.63	± 0.31	± 0.09
				0.14 – 0.16	0.98	± 0.29	± 0.18
				0.16 – 0.20	0.58	± 0.16	± 0.08
				0.20 – 0.24	0.25	± 0.13	± 0.05
				0.24 – 0.28	0.021	± 0.085	± 0.077
				0.28 – 0.32	0.039	± 0.045	± 0.037
				0.32 – 0.36	0.033	± 0.026	± 0.009
				0.36 – 0.40	-0.0008	± 0.0024	± 0.0007
				0.40 – 0.50	0.0000	± 0.0000	± 0.0002

Tabelle A.29: Verteilungen der alternativen schweren Jetmasse ($M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2$).

$M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 89.5 GeV				$M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	5.043	± 0.054	± 0.902	0.00 – 0.01	5.083	± 0.016	± 0.893
0.01 – 0.02	23.70	± 0.16	± 0.05	0.01 – 0.02	23.836	± 0.046	± 0.030
0.02 – 0.03	18.40	± 0.15	± 0.32	0.02 – 0.03	18.270	± 0.043	± 0.312
0.03 – 0.04	11.30	± 0.11	± 0.13	0.03 – 0.04	11.422	± 0.033	± 0.140
0.04 – 0.05	7.929	± 0.096	± 0.083	0.04 – 0.05	7.889	± 0.027	± 0.077
0.05 – 0.06	5.795	± 0.081	± 0.060	0.05 – 0.06	5.992	± 0.024	± 0.061
0.06 – 0.08	4.112	± 0.048	± 0.037	0.06 – 0.08	4.154	± 0.014	± 0.039
0.08 – 0.10	2.674	± 0.039	± 0.024	0.08 – 0.10	2.727	± 0.011	± 0.025
0.10 – 0.12	1.881	± 0.033	± 0.019	0.10 – 0.12	1.8636	± 0.0094	± 0.0160
0.12 – 0.14	1.305	± 0.027	± 0.012	0.12 – 0.14	1.3186	± 0.0079	± 0.0106
0.14 – 0.16	0.966	± 0.023	± 0.008	0.14 – 0.16	0.9665	± 0.0067	± 0.0078
0.16 – 0.20	0.612	± 0.013	± 0.007	0.16 – 0.20	0.5960	± 0.0037	± 0.0038
0.20 – 0.24	0.3079	± 0.0091	± 0.0039	0.20 – 0.24	0.3123	± 0.0027	± 0.0018
0.24 – 0.28	0.1408	± 0.0061	± 0.0012	0.24 – 0.28	0.1435	± 0.0018	± 0.0007
0.28 – 0.32	0.0439	± 0.0031	± 0.0014	0.28 – 0.32	0.04703	± 0.00093	± 0.00111
0.32 – 0.36	0.00600	± 0.00089	± 0.00096	0.32 – 0.36	0.00651	± 0.00028	± 0.00101
0.36 – 0.40	0.00104	± 0.00037	± 0.00032	0.36 – 0.40	0.00059	± 0.00007	± 0.00029
0.40 – 0.50	0.00000	± 0.00000	± 0.00002	0.40 – 0.50	0.00002	± 0.00001	± 0.00003

$M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	5.526	± 0.054	± 0.838
0.01 – 0.02	24.50	± 0.14	± 0.08
0.02 – 0.03	17.97	± 0.13	± 0.27
0.03 – 0.04	11.277	± 0.099	± 0.109
0.04 – 0.05	7.675	± 0.081	± 0.056
0.05 – 0.06	5.857	± 0.071	± 0.048
0.06 – 0.08	4.023	± 0.041	± 0.028
0.08 – 0.10	2.615	± 0.033	± 0.017
0.10 – 0.12	1.839	± 0.028	± 0.014
0.12 – 0.14	1.281	± 0.023	± 0.009
0.14 – 0.16	0.951	± 0.020	± 0.008
0.16 – 0.20	0.594	± 0.011	± 0.004
0.20 – 0.24	0.3132	± 0.0081	± 0.0029
0.24 – 0.28	0.1494	± 0.0056	± 0.0011
0.28 – 0.32	0.0483	± 0.0029	± 0.0014
0.32 – 0.36	0.00623	± 0.00085	± 0.00119
0.36 – 0.40	0.00057	± 0.00022	± 0.00035
0.40 – 0.50	0.00000	± 0.00000	± 0.00003

Tabelle A.30: Verteilungen der alternativen schweren Jetmasse ($M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2$).

$M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 133 GeV				$M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	19.6	± 1.2	± 0.2	0.00 – 0.02	21.3	± 1.9	± 0.9
0.02 – 0.04	11.75	± 0.91	± 0.14	0.02 – 0.04	10.9	± 1.3	± 0.3
0.04 – 0.06	6.39	± 0.66	± 0.09	0.04 – 0.06	6.3	± 1.0	± 0.4
0.06 – 0.10	3.03	± 0.31	± 0.03	0.06 – 0.10	3.28	± 0.53	± 0.14
0.10 – 0.14	1.17	± 0.19	± 0.10	0.10 – 0.14	1.50	± 0.36	± 0.11
0.14 – 0.20	0.78	± 0.13	± 0.02	0.14 – 0.20	0.54	± 0.16	± 0.08
0.20 – 0.28	0.286	± 0.063	± 0.010	0.20 – 0.28	0.056	± 0.048	± 0.005
0.28 – 0.36	0.047	± 0.021	± 0.011	0.28 – 0.36	0.068	± 0.048	± 0.005
				0.36 – 0.50	0.00000	± 0.00000	± 0.00004

$M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 172 GeV				$M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2$ bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	21.1	± 2.1	± 0.3	0.00 – 0.01	18.9	± 1.3	± 1.1
0.02 – 0.04	11.3	± 1.5	± 0.5	0.01 – 0.02	23.4	± 1.6	± 0.3
0.04 – 0.06	6.0	± 1.2	± 0.6	0.02 – 0.03	13.2	± 1.1	± 0.2
0.06 – 0.10	2.88	± 0.58	± 0.20	0.03 – 0.04	10.05	± 0.98	± 0.15
0.10 – 0.14	1.10	± 0.40	± 0.09	0.04 – 0.05	6.30	± 0.77	± 0.16
0.14 – 0.20	0.83	± 0.29	± 0.03	0.05 – 0.06	5.17	± 0.72	± 0.28
0.20 – 0.28	0.174	± 0.123	± 0.008	0.06 – 0.08	3.20	± 0.42	± 0.08
0.28 – 0.36	0.084	± 0.073	± 0.007	0.08 – 0.10	2.24	± 0.36	± 0.16
0.36 – 0.50	0.0000	± 0.0000	± 0.0002	0.10 – 0.12	1.57	± 0.32	± 0.13
				0.12 – 0.14	1.67	± 0.32	± 0.09
				0.14 – 0.16	0.97	± 0.29	± 0.19
				0.16 – 0.20	0.59	± 0.16	± 0.08
				0.20 – 0.24	0.25	± 0.13	± 0.05
				0.24 – 0.28	0.021	± 0.085	± 0.077
				0.28 – 0.32	0.040	± 0.046	± 0.036
				0.32 – 0.36	0.035	± 0.027	± 0.009
				0.36 – 0.40	-0.0009	± 0.0025	± 0.0007
				0.40 – 0.50	0.0000	± 0.0000	± 0.0002

Tabelle A.31: Verteilungen der alternativen schweren Jetmasse ($M_{(E)h}^2/E_{\text{vis}}^2$).

B_{\max} bei 89.5 GeV				B_{\max} bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	0.0096	± 0.0037	± 0.0139	0.00 – 0.01	0.00790	± 0.00089	± 0.00887
0.01 – 0.02	1.002	± 0.029	± 0.081	0.01 – 0.02	1.0214	± 0.0084	± 0.0825
0.02 – 0.03	9.55	± 0.10	± 0.12	0.02 – 0.03	9.568	± 0.029	± 0.116
0.03 – 0.04	16.36	± 0.14	± 0.08	0.03 – 0.04	16.362	± 0.039	± 0.082
0.04 – 0.05	13.68	± 0.12	± 0.03	0.04 – 0.05	13.550	± 0.034	± 0.020
0.05 – 0.06	10.34	± 0.10	± 0.06	0.05 – 0.06	10.311	± 0.030	± 0.029
0.06 – 0.07	8.310	± 0.094	± 0.030	0.06 – 0.07	8.242	± 0.027	± 0.011
0.07 – 0.08	6.758	± 0.085	± 0.026	0.07 – 0.08	6.753	± 0.024	± 0.013
0.08 – 0.10	5.045	± 0.052	± 0.015	0.08 – 0.10	5.156	± 0.015	± 0.015
0.10 – 0.12	3.656	± 0.045	± 0.014	0.10 – 0.12	3.646	± 0.013	± 0.014
0.12 – 0.14	2.565	± 0.037	± 0.012	0.12 – 0.14	2.601	± 0.011	± 0.010
0.14 – 0.17	1.731	± 0.025	± 0.007	0.14 – 0.17	1.7445	± 0.0072	± 0.0071
0.17 – 0.20	1.066	± 0.020	± 0.008	0.17 – 0.20	1.0415	± 0.0055	± 0.0027
0.20 – 0.24	0.512	± 0.012	± 0.004	0.20 – 0.24	0.5172	± 0.0034	± 0.0015
0.24 – 0.28	0.1348	± 0.0057	± 0.0017	0.24 – 0.28	0.1366	± 0.0016	± 0.0015
0.28 – 0.32	0.00330	± 0.00061	± 0.00075	0.28 – 0.32	0.00355	± 0.00019	± 0.00083

B_{\max} bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	0.0226	± 0.0076	± 0.0169
0.01 – 0.02	1.154	± 0.029	± 0.072
0.02 – 0.03	10.330	± 0.095	± 0.045
0.03 – 0.04	16.61	± 0.12	± 0.11
0.04 – 0.05	13.40	± 0.10	± 0.03
0.05 – 0.06	10.196	± 0.090	± 0.051
0.06 – 0.07	8.046	± 0.080	± 0.027
0.07 – 0.08	6.688	± 0.073	± 0.021
0.08 – 0.10	5.059	± 0.045	± 0.010
0.10 – 0.12	3.574	± 0.038	± 0.010
0.12 – 0.14	2.567	± 0.033	± 0.008
0.14 – 0.17	1.688	± 0.021	± 0.005
0.17 – 0.20	1.055	± 0.017	± 0.005
0.20 – 0.24	0.515	± 0.010	± 0.003
0.24 – 0.28	0.1477	± 0.0053	± 0.0019
0.28 – 0.32	0.0028	± 0.0005	± 0.0009

Tabelle A.32: Verteilungen der großen Jetbreite (B_{\max}).

B_{\max} bei 133 GeV				B_{\max} bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	2.32	± 0.43	± 0.34	0.00 – 0.02	2.23	± 0.69	± 0.67
0.02 – 0.04	15.5	± 1.1	± 0.4	0.02 – 0.04	16.3	± 1.7	± 0.4
0.04 – 0.06	9.86	± 0.81	± 0.03	0.04 – 0.06	10.4	± 1.2	± 0.4
0.06 – 0.08	6.71	± 0.67	± 0.03	0.06 – 0.08	5.50	± 0.89	± 0.23
0.08 – 0.12	3.83	± 0.35	± 0.05	0.08 – 0.12	4.75	± 0.63	± 0.38
0.12 – 0.17	1.92	± 0.21	± 0.04	0.12 – 0.17	1.78	± 0.35	± 0.07
0.17 – 0.24	0.79	± 0.11	± 0.01	0.17 – 0.24	0.38	± 0.12	± 0.01
0.24 – 0.32	0.094	± 0.031	± 0.022	0.24 – 0.32	0.062	± 0.045	± 0.003

B_{\max} bei 172 GeV				B_{\max} bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	4.6	± 1.2	± 0.9	0.00 – 0.01	0.50	± 0.28	± 1.43
0.02 – 0.04	15.1	± 1.8	± 0.2	0.01 – 0.02	9.9	± 1.2	± 0.4
0.04 – 0.06	8.5	± 1.3	± 0.3	0.02 – 0.03	15.9	± 1.3	± 0.5
0.06 – 0.08	6.1	± 1.1	± 0.1	0.03 – 0.04	12.6	± 1.1	± 0.2
0.08 – 0.12	3.95	± 0.67	± 0.08	0.04 – 0.05	9.54	± 0.91	± 0.20
0.12 – 0.17	1.84	± 0.44	± 0.20	0.05 – 0.06	8.18	± 0.84	± 0.10
0.17 – 0.24	0.85	± 0.27	± 0.17	0.06 – 0.07	7.40	± 0.82	± 0.28
0.24 – 0.32	0.088	± 0.072	± 0.048	0.07 – 0.08	5.39	± 0.70	± 0.39
				0.08 – 0.10	4.61	± 0.46	± 0.31
				0.10 – 0.12	3.18	± 0.42	± 0.32
				0.12 – 0.14	2.32	± 0.37	± 0.31
				0.14 – 0.17	1.72	± 0.28	± 0.12
				0.17 – 0.20	1.20	± 0.26	± 0.16
				0.20 – 0.24	0.47	± 0.16	± 0.06
				0.24 – 0.28	0.003	± 0.082	± 0.061
				0.28 – 0.32	0.024	± 0.019	± 0.009
				0.32 – 0.36	0.00000	± 0.00000	± 0.00005

Tabelle A.33: Verteilungen der großen Jetbreite (B_{\max}).

B_{\min} bei 89.5 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	0.726	± 0.022	± 0.069
0.01 – 0.02	13.81	± 0.11	± 0.47
0.02 – 0.03	31.78	± 0.19	± 0.08
0.03 – 0.04	24.69	± 0.17	± 0.29
0.04 – 0.05	12.02	± 0.11	± 0.07
0.05 – 0.06	6.213	± 0.081	± 0.019
0.06 – 0.08	2.960	± 0.040	± 0.008
0.08 – 0.10	1.250	± 0.026	± 0.009
0.10 – 0.12	0.503	± 0.016	± 0.003
0.12 – 0.15	0.1906	± 0.0086	± 0.0012
0.15 – 0.18	0.0325	± 0.0037	± 0.0007

B_{\min} bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	0.7335	± 0.0064	± 0.0664
0.01 – 0.02	13.942	± 0.032	± 0.487
0.02 – 0.03	32.165	± 0.054	± 0.085
0.03 – 0.04	24.410	± 0.048	± 0.299
0.04 – 0.05	11.780	± 0.033	± 0.064
0.05 – 0.06	6.267	± 0.024	± 0.023
0.06 – 0.08	3.007	± 0.012	± 0.009
0.08 – 0.10	1.2209	± 0.0075	± 0.0047
0.10 – 0.12	0.5359	± 0.0050	± 0.0030
0.12 – 0.15	0.1783	± 0.0024	± 0.0008
0.15 – 0.18	0.03033	± 0.00099	± 0.00017
0.18 – 0.32	0.00011	± 0.00003	± 0.00001

B_{\min} bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	0.814	± 0.022	± 0.059
0.01 – 0.02	14.91	± 0.11	± 0.39
0.02 – 0.03	32.86	± 0.17	± 0.17
0.03 – 0.04	23.81	± 0.14	± 0.24
0.04 – 0.05	11.248	± 0.095	± 0.024
0.05 – 0.06	6.030	± 0.069	± 0.014
0.06 – 0.08	2.909	± 0.034	± 0.005
0.08 – 0.10	1.173	± 0.022	± 0.002
0.10 – 0.12	0.491	± 0.014	± 0.004
0.12 – 0.15	0.1803	± 0.0073	± 0.0017
0.15 – 0.18	0.0318	± 0.0031	± 0.0005
0.18 – 0.32	0.00003	± 0.00004	± 0.00001

B_{\min} bei 133 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	15.8	± 1.1	± 0.3
0.02 – 0.04	24.0	± 1.3	± 0.2
0.04 – 0.06	6.00	± 0.59	± 0.14
0.06 – 0.10	1.66	± 0.22	± 0.04
0.10 – 0.15	0.298	± 0.082	± 0.015

B_{\min} bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	21.3	± 2.0	± 0.8
0.02 – 0.04	20.9	± 1.7	± 0.5
0.04 – 0.06	4.42	± 0.77	± 0.12
0.06 – 0.10	1.48	± 0.40	± 0.24

B_{\min} bei 172 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	18.9	± 2.2	± 0.9
0.02 – 0.04	20.9	± 2.0	± 0.5
0.04 – 0.06	4.45	± 0.94	± 0.41
0.06 – 0.10	2.25	± 0.61	± 0.44

B_{\min} bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	5.24	± 0.73	± 1.17
0.01 – 0.02	41.6	± 2.2	± 0.9
0.02 – 0.03	23.8	± 1.4	± 0.5
0.03 – 0.04	10.21	± 0.95	± 0.27
0.04 – 0.05	6.99	± 0.84	± 0.24
0.05 – 0.06	3.62	± 0.65	± 0.12
0.06 – 0.08	2.61	± 0.42	± 0.20

Tabelle A.34: Verteilungen der schmalen Jetbreite (B_{\min}).

B_{sum} bei 89.5 GeV				B_{sum} bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	0.0000	± 0.0000	± 0.0006	0.00 – 0.01	0.0035	± 0.0050	± 0.0089
0.01 – 0.02	0.0203	± 0.0042	± 0.0147	0.01 – 0.02	0.0191	± 0.0011	± 0.0126
0.02 – 0.03	0.316	± 0.015	± 0.038	0.02 – 0.03	0.3190	± 0.0044	± 0.0373
0.03 – 0.04	2.317	± 0.046	± 0.127	0.03 – 0.04	2.286	± 0.013	± 0.135
0.04 – 0.05	6.222	± 0.079	± 0.134	0.04 – 0.05	6.296	± 0.023	± 0.126
0.05 – 0.06	9.408	± 0.100	± 0.057	0.05 – 0.06	9.530	± 0.029	± 0.046
0.06 – 0.07	10.83	± 0.11	± 0.04	0.06 – 0.07	10.854	± 0.031	± 0.033
0.07 – 0.08	10.11	± 0.11	± 0.04	0.07 – 0.08	9.993	± 0.030	± 0.040
0.08 – 0.09	8.310	± 0.094	± 0.042	0.08 – 0.09	8.374	± 0.027	± 0.029
0.09 – 0.10	7.153	± 0.088	± 0.021	0.09 – 0.10	7.047	± 0.025	± 0.022
0.10 – 0.11	6.161	± 0.082	± 0.032	0.10 – 0.11	6.014	± 0.023	± 0.020
0.11 – 0.13	4.825	± 0.051	± 0.018	0.11 – 0.13	4.865	± 0.015	± 0.020
0.13 – 0.15	3.590	± 0.044	± 0.014	0.13 – 0.15	3.691	± 0.013	± 0.018
0.15 – 0.17	2.793	± 0.039	± 0.016	0.15 – 0.17	2.807	± 0.011	± 0.015
0.17 – 0.19	2.200	± 0.035	± 0.015	0.17 – 0.19	2.1677	± 0.0099	± 0.0102
0.19 – 0.21	1.685	± 0.030	± 0.007	0.19 – 0.21	1.6666	± 0.0087	± 0.0079
0.21 – 0.24	1.209	± 0.021	± 0.007	0.21 – 0.24	1.2058	± 0.0060	± 0.0047
0.24 – 0.27	0.762	± 0.016	± 0.002	0.24 – 0.27	0.7924	± 0.0048	± 0.0019
0.27 – 0.30	0.479	± 0.013	± 0.004	0.27 – 0.30	0.4670	± 0.0037	± 0.0022
0.30 – 0.33	0.2084	± 0.0083	± 0.0022	0.30 – 0.33	0.2129	± 0.0024	± 0.0020
0.33 – 0.36	0.0625	± 0.0047	± 0.0012	0.33 – 0.36	0.0623	± 0.0014	± 0.0008
0.36 – 0.40	0.0063	± 0.0016	± 0.0002	0.36 – 0.40	0.00447	± 0.00034	± 0.00013

B_{sum} bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	0.00	± 0.00	± 0.01
0.01 – 0.02	0.0327	± 0.0059	± 0.0228
0.02 – 0.03	0.340	± 0.015	± 0.036
0.03 – 0.04	2.613	± 0.045	± 0.104
0.04 – 0.05	6.759	± 0.075	± 0.076
0.05 – 0.06	9.945	± 0.091	± 0.027
0.06 – 0.07	11.010	± 0.097	± 0.065
0.07 – 0.08	9.784	± 0.090	± 0.033
0.08 – 0.09	8.310	± 0.082	± 0.030
0.09 – 0.10	6.834	± 0.074	± 0.011
0.10 – 0.11	5.878	± 0.068	± 0.020
0.11 – 0.13	4.820	± 0.044	± 0.014
0.13 – 0.15	3.577	± 0.038	± 0.009
0.15 – 0.17	2.787	± 0.034	± 0.012
0.17 – 0.19	2.134	± 0.030	± 0.009
0.19 – 0.21	1.617	± 0.026	± 0.006
0.21 – 0.24	1.189	± 0.018	± 0.004
0.24 – 0.27	0.746	± 0.014	± 0.003
0.27 – 0.30	0.471	± 0.011	± 0.002
0.30 – 0.33	0.2171	± 0.0075	± 0.0023
0.33 – 0.36	0.0691	± 0.0045	± 0.0011
0.36 – 0.40	0.00390	± 0.00093	± 0.00007

Tabelle A.35: Verteilungen der totalen Jetbreite (B_{sum}).

B_{sum} bei 133 GeV				B_{sum} bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	0.078	± 0.066	± 0.192	0.00 – 0.02	0.26	± 0.22	± 0.46
0.02 – 0.04	4.54	± 0.60	± 0.07	0.02 – 0.04	3.82	± 0.85	± 0.11
0.04 – 0.06	11.87	± 0.97	± 0.36	0.04 – 0.06	14.2	± 1.6	± 0.4
0.06 – 0.08	9.04	± 0.80	± 0.07	0.06 – 0.08	8.5	± 1.1	± 0.5
0.08 – 0.10	5.64	± 0.59	± 0.09	0.08 – 0.10	5.44	± 0.89	± 0.20
0.10 – 0.13	3.96	± 0.41	± 0.06	0.10 – 0.13	4.14	± 0.64	± 0.11
0.13 – 0.17	3.13	± 0.32	± 0.08	0.13 – 0.17	2.98	± 0.47	± 0.24
0.17 – 0.21	1.59	± 0.21	± 0.03	0.17 – 0.21	1.72	± 0.38	± 0.10
0.21 – 0.27	0.68	± 0.11	± 0.02	0.21 – 0.27	0.38	± 0.15	± 0.02
0.27 – 0.33	0.486	± 0.094	± 0.038	0.27 – 0.33	0.20	± 0.10	± 0.02
0.33 – 0.40	0.040	± 0.023	± 0.003	0.33 – 0.40	-0.0064	± 0.0050	± 0.0007

B_{sum} bei 172 GeV				B_{sum} bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	0.27	± 0.22	± 0.38	0.00 – 0.01	0.0	± 0.0	± 1.5
0.02 – 0.04	7.7	± 1.5	± 0.3	0.01 – 0.02	0.46	± 0.22	± 0.22
0.04 – 0.06	8.6	± 1.4	± 0.1	0.02 – 0.03	6.49	± 0.98	± 0.29
0.06 – 0.08	9.9	± 1.4	± 0.4	0.03 – 0.04	10.0	± 1.1	± 0.3
0.08 – 0.10	4.67	± 0.93	± 0.31	0.04 – 0.05	10.3	± 1.0	± 0.2
0.10 – 0.13	3.91	± 0.72	± 0.29	0.05 – 0.06	10.22	± 0.99	± 0.19
0.13 – 0.17	2.76	± 0.53	± 0.18	0.06 – 0.07	7.63	± 0.82	± 0.11
0.17 – 0.21	1.95	± 0.51	± 0.19	0.07 – 0.08	6.75	± 0.76	± 0.27
0.21 – 0.27	0.66	± 0.26	± 0.04	0.08 – 0.09	6.58	± 0.76	± 0.22
0.27 – 0.33	0.47	± 0.23	± 0.08	0.09 – 0.10	5.21	± 0.68	± 0.06
0.33 – 0.40	0.17	± 0.24	± 0.05	0.10 – 0.11	5.80	± 0.70	± 0.12
				0.11 – 0.13	3.46	± 0.39	± 0.04
				0.13 – 0.15	2.59	± 0.35	± 0.25
				0.15 – 0.17	2.43	± 0.35	± 0.28
				0.17 – 0.19	1.78	± 0.31	± 0.12
				0.19 – 0.21	1.66	± 0.33	± 0.20
				0.21 – 0.24	1.02	± 0.25	± 0.16
				0.24 – 0.27	0.58	± 0.24	± 0.07
				0.27 – 0.30	0.28	± 0.19	± 0.08
				0.30 – 0.33	0.33	± 0.16	± 0.15
				0.33 – 0.36	-0.08	± 0.13	± 0.31
				0.36 – 0.40	0.00000	± 0.00000	± 0.00005

Tabelle A.36: Verteilungen der totalen Jetbreite (B_{sum}).

B_{diff} bei 89.5 GeV				B_{diff} bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	27.87	± 0.18	± 0.19	0.00 – 0.01	27.674	± 0.051	± 0.187
0.01 – 0.02	18.83	± 0.14	± 0.05	0.01 – 0.02	18.728	± 0.040	± 0.039
0.02 – 0.03	11.95	± 0.11	± 0.10	0.02 – 0.03	11.937	± 0.032	± 0.086
0.03 – 0.04	8.420	± 0.092	± 0.047	0.03 – 0.04	8.520	± 0.027	± 0.047
0.04 – 0.05	6.485	± 0.082	± 0.024	0.04 – 0.05	6.435	± 0.023	± 0.023
0.05 – 0.06	4.975	± 0.072	± 0.018	0.05 – 0.06	5.070	± 0.021	± 0.008
0.06 – 0.07	3.884	± 0.063	± 0.015	0.06 – 0.07	4.036	± 0.019	± 0.005
0.07 – 0.08	3.257	± 0.059	± 0.013	0.07 – 0.08	3.279	± 0.017	± 0.004
0.08 – 0.09	2.718	± 0.054	± 0.006	0.08 – 0.09	2.675	± 0.015	± 0.002
0.09 – 0.10	2.263	± 0.049	± 0.012	0.09 – 0.10	2.229	± 0.014	± 0.006
0.10 – 0.12	1.657	± 0.030	± 0.005	0.10 – 0.12	1.6617	± 0.0085	± 0.0035
0.12 – 0.14	1.142	± 0.025	± 0.007	0.12 – 0.14	1.1532	± 0.0071	± 0.0042
0.14 – 0.16	0.793	± 0.021	± 0.003	0.14 – 0.16	0.7961	± 0.0059	± 0.0030
0.16 – 0.18	0.525	± 0.017	± 0.006	0.16 – 0.18	0.5257	± 0.0048	± 0.0021
0.18 – 0.20	0.321	± 0.013	± 0.004	0.18 – 0.20	0.3204	± 0.0037	± 0.0010
0.20 – 0.24	0.1251	± 0.0055	± 0.0018	0.20 – 0.24	0.1313	± 0.0016	± 0.0011
0.24 – 0.28	0.0115	± 0.0014	± 0.0010	0.24 – 0.28	0.01245	± 0.00042	± 0.00100
0.28 – 0.34	0.00007	± 0.00006	± 0.00007	0.28 – 0.34	0.00009	± 0.00002	± 0.00007

B_{diff} bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.01	28.10	± 0.16	± 0.21
0.01 – 0.02	18.60	± 0.12	± 0.05
0.02 – 0.03	11.834	± 0.096	± 0.097
0.03 – 0.04	8.530	± 0.082	± 0.049
0.04 – 0.05	6.321	± 0.070	± 0.029
0.05 – 0.06	5.028	± 0.063	± 0.016
0.06 – 0.07	3.984	± 0.056	± 0.013
0.07 – 0.08	3.300	± 0.052	± 0.014
0.08 – 0.09	2.641	± 0.046	± 0.008
0.09 – 0.10	2.160	± 0.042	± 0.005
0.10 – 0.12	1.679	± 0.026	± 0.005
0.12 – 0.14	1.138	± 0.021	± 0.004
0.14 – 0.16	0.812	± 0.018	± 0.007
0.16 – 0.18	0.562	± 0.015	± 0.007
0.18 – 0.20	0.321	± 0.011	± 0.003
0.20 – 0.24	0.1340	± 0.0051	± 0.0012
0.24 – 0.28	0.0126	± 0.0013	± 0.0011
0.28 – 0.34	0.00006	± 0.00007	± 0.00009

Tabelle A.37: Verteilungen der Jetbreitendifferenz (B_{diff}).

B_{diff} bei 133 GeV				B_{diff} bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	23.6	± 1.3	± 0.2	0.00 – 0.02	24.1	± 2.0	± 0.4
0.02 – 0.04	10.03	± 0.81	± 0.06	0.02 – 0.04	8.8	± 1.1	± 0.5
0.04 – 0.06	5.44	± 0.59	± 0.05	0.04 – 0.06	6.3	± 1.0	± 0.2
0.06 – 0.08	2.98	± 0.43	± 0.36	0.06 – 0.08	4.03	± 0.81	± 0.39
0.08 – 0.10	2.53	± 0.39	± 0.16	0.08 – 0.10	2.66	± 0.67	± 0.09
0.10 – 0.14	1.42	± 0.21	± 0.11	0.10 – 0.14	1.57	± 0.33	± 0.11
0.14 – 0.18	0.838	± 0.162	± 0.008	0.14 – 0.18	0.50	± 0.18	± 0.01
0.18 – 0.24	0.208	± 0.060	± 0.034	0.18 – 0.24	0.090	± 0.068	± 0.003
0.24 – 0.34	0.060	± 0.029	± 0.006	0.24 – 0.34	0.0178	± 0.0204	± 0.0009

B_{diff} bei 172 GeV				B_{diff} bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	23.2	± 2.3	± 0.5	0.00 – 0.01	29.1	± 1.8	± 1.1
0.02 – 0.04	9.3	± 1.4	± 0.3	0.01 – 0.02	16.3	± 1.2	± 0.6
0.04 – 0.06	6.3	± 1.2	± 0.3	0.02 – 0.03	10.8	± 1.0	± 0.4
0.06 – 0.08	3.85	± 0.91	± 0.69	0.03 – 0.04	7.19	± 0.84	± 0.38
0.08 – 0.10	1.70	± 0.63	± 0.25	0.04 – 0.05	7.67	± 0.88	± 0.24
0.10 – 0.14	1.44	± 0.44	± 0.07	0.05 – 0.06	6.25	± 0.77	± 0.39
0.14 – 0.18	1.10	± 0.40	± 0.36	0.06 – 0.07	3.81	± 0.61	± 0.54
0.18 – 0.24	0.19	± 0.13	± 0.01	0.07 – 0.08	2.62	± 0.53	± 0.17
0.24 – 0.34	0.025	± 0.028	± 0.021	0.08 – 0.09	3.13	± 0.59	± 0.37
				0.09 – 0.10	2.27	± 0.53	± 0.14
				0.10 – 0.12	1.87	± 0.34	± 0.07
				0.12 – 0.14	1.80	± 0.33	± 0.24
				0.14 – 0.16	1.08	± 0.28	± 0.04
				0.16 – 0.18	0.50	± 0.22	± 0.04
				0.18 – 0.20	0.22	± 0.20	± 0.04
				0.20 – 0.24	0.000	± 0.080	± 0.019
				0.24 – 0.28	0.048	± 0.037	± 0.011
				0.28 – 0.34	0.0005	± 0.0012	± 0.0015

Tabelle A.38: Verteilungen der Jetbreitendifferenz (B_{diff}).

C bei 89.5 GeV				C bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.04	0.1089	± 0.0037	± 0.0416	0.00 – 0.04	0.09983	± 0.00100	± 0.04247
0.04 – 0.08	1.478	± 0.016	± 0.171	0.04 – 0.08	1.5049	± 0.0046	± 0.1704
0.08 – 0.12	3.778	± 0.031	± 0.031	0.08 – 0.12	3.8097	± 0.0090	± 0.0230
0.12 – 0.16	3.722	± 0.033	± 0.051	0.12 – 0.16	3.7384	± 0.0095	± 0.0511
0.16 – 0.20	2.794	± 0.028	± 0.034	0.16 – 0.20	2.7916	± 0.0082	± 0.0351
0.20 – 0.24	2.176	± 0.025	± 0.025	0.20 – 0.24	2.1349	± 0.0071	± 0.0224
0.24 – 0.28	1.693	± 0.022	± 0.017	0.24 – 0.28	1.7088	± 0.0063	± 0.0171
0.28 – 0.32	1.395	± 0.020	± 0.014	0.28 – 0.32	1.4200	± 0.0058	± 0.0147
0.32 – 0.36	1.139	± 0.018	± 0.009	0.32 – 0.36	1.1766	± 0.0053	± 0.0113
0.36 – 0.40	0.996	± 0.017	± 0.010	0.36 – 0.40	0.9965	± 0.0049	± 0.0097
0.40 – 0.44	0.836	± 0.015	± 0.008	0.40 – 0.44	0.8607	± 0.0045	± 0.0083
0.44 – 0.48	0.753	± 0.015	± 0.008	0.44 – 0.48	0.7349	± 0.0041	± 0.0063
0.48 – 0.52	0.638	± 0.013	± 0.005	0.48 – 0.52	0.6419	± 0.0039	± 0.0056
0.52 – 0.56	0.562	± 0.013	± 0.006	0.52 – 0.56	0.5606	± 0.0036	± 0.0041
0.56 – 0.60	0.490	± 0.012	± 0.004	0.56 – 0.60	0.4925	± 0.0034	± 0.0038
0.60 – 0.64	0.450	± 0.011	± 0.004	0.60 – 0.64	0.4372	± 0.0032	± 0.0029
0.64 – 0.68	0.391	± 0.011	± 0.004	0.64 – 0.68	0.3862	± 0.0030	± 0.0023
0.68 – 0.72	0.3224	± 0.0092	± 0.0010	0.68 – 0.72	0.3461	± 0.0028	± 0.0019
0.72 – 0.76	0.2931	± 0.0088	± 0.0033	0.72 – 0.76	0.3043	± 0.0026	± 0.0013
0.76 – 0.80	0.2728	± 0.0089	± 0.0044	0.76 – 0.80	0.2618	± 0.0025	± 0.0025
0.80 – 0.84	0.1579	± 0.0072	± 0.0036	0.80 – 0.84	0.1612	± 0.0021	± 0.0032
0.84 – 0.88	0.0701	± 0.0048	± 0.0015	0.84 – 0.88	0.0737	± 0.0014	± 0.0015
0.88 – 0.92	0.0370	± 0.0038	± 0.0011	0.88 – 0.92	0.03126	± 0.00096	± 0.00059
0.92 – 1.00	0.0066	± 0.0011	± 0.0004	0.92 – 1.00	0.00642	± 0.00032	± 0.00010
C bei 93.0 GeV							
	Wert	\pm Stat	\pm Syst				
0.00 – 0.04	0.1094	± 0.0035	± 0.0419				
0.04 – 0.08	1.642	± 0.016	± 0.152				
0.08 – 0.12	3.960	± 0.029	± 0.012				
0.12 – 0.16	3.747	± 0.029	± 0.052				
0.16 – 0.20	2.710	± 0.024	± 0.025				
0.20 – 0.24	2.066	± 0.021	± 0.015				
0.24 – 0.28	1.702	± 0.019	± 0.014				
0.28 – 0.32	1.362	± 0.017	± 0.010				
0.32 – 0.36	1.152	± 0.016	± 0.008				
0.36 – 0.40	0.975	± 0.014	± 0.007				
0.40 – 0.44	0.831	± 0.013	± 0.007				
0.44 – 0.48	0.713	± 0.012	± 0.005				
0.48 – 0.52	0.639	± 0.012	± 0.004				
0.52 – 0.56	0.554	± 0.011	± 0.004				
0.56 – 0.60	0.479	± 0.010	± 0.004				
0.60 – 0.64	0.4457	± 0.0098	± 0.0038				
0.64 – 0.68	0.3655	± 0.0086	± 0.0019				
0.68 – 0.72	0.3337	± 0.0083	± 0.0038				
0.72 – 0.76	0.3056	± 0.0080	± 0.0022				
0.76 – 0.80	0.2497	± 0.0072	± 0.0022				
0.80 – 0.84	0.1665	± 0.0065	± 0.0043				
0.84 – 0.88	0.0697	± 0.0041	± 0.0014				
0.88 – 0.92	0.0301	± 0.0028	± 0.0004				
0.92 – 1.00	0.00570	± 0.00087	± 0.00009				

Tabelle A.39: Verteilungen des C -Parameters (C).

C bei 133 GeV				C bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.08	1.97	± 0.17	± 0.09	0.00 – 0.08	2.51	± 0.32	± 0.17
0.08 – 0.16	4.08	± 0.28	± 0.08	0.08 – 0.16	3.60	± 0.38	± 0.29
0.16 – 0.24	1.78	± 0.17	± 0.09	0.16 – 0.24	2.00	± 0.27	± 0.04
0.24 – 0.32	1.308	± 0.149	± 0.009	0.24 – 0.32	1.48	± 0.25	± 0.08
0.32 – 0.40	1.06	± 0.14	± 0.02	0.32 – 0.40	0.85	± 0.18	± 0.04
0.40 – 0.48	0.70	± 0.10	± 0.02	0.40 – 0.48	0.80	± 0.18	± 0.10
0.48 – 0.56	0.473	± 0.085	± 0.081	0.48 – 0.56	0.53	± 0.15	± 0.04
0.56 – 0.64	0.375	± 0.074	± 0.009	0.56 – 0.64	0.324	± 0.117	± 0.008
0.64 – 0.72	0.288	± 0.063	± 0.010	0.64 – 0.72	0.212	± 0.097	± 0.003
0.72 – 0.80	0.401	± 0.080	± 0.051	0.72 – 0.80	0.103	± 0.065	± 0.025
0.80 – 0.88	0.107	± 0.041	± 0.002	0.80 – 0.88	0.14	± 0.12	± 0.06
0.88 – 1.00	0.0084	± 0.0091	± 0.0001	0.88 – 1.00	-0.0014	± 0.0011	± 0.0001

C bei 172 GeV				C bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.08	2.70	± 0.38	± 0.14	0.00 – 0.04	0.94	± 0.12	± 0.17
0.08 – 0.16	3.81	± 0.46	± 0.07	0.04 – 0.08	4.66	± 0.36	± 0.09
0.16 – 0.24	1.50	± 0.27	± 0.11	0.08 – 0.12	4.01	± 0.32	± 0.10
0.24 – 0.32	1.34	± 0.27	± 0.17	0.12 – 0.16	2.77	± 0.25	± 0.02
0.32 – 0.40	0.57	± 0.17	± 0.09	0.16 – 0.20	1.90	± 0.21	± 0.22
0.40 – 0.48	1.03	± 0.25	± 0.09	0.20 – 0.24	1.93	± 0.21	± 0.10
0.48 – 0.56	0.38	± 0.17	± 0.09	0.24 – 0.28	1.39	± 0.18	± 0.07
0.56 – 0.64	0.43	± 0.18	± 0.02	0.28 – 0.32	1.24	± 0.17	± 0.03
0.64 – 0.72	0.38	± 0.16	± 0.06	0.32 – 0.36	0.90	± 0.15	± 0.01
0.72 – 0.80	0.31	± 0.16	± 0.02	0.36 – 0.40	0.63	± 0.12	± 0.02
0.80 – 0.88	-0.02	± 0.12	± 0.17	0.40 – 0.44	0.72	± 0.14	± 0.05
0.88 – 1.00	0.08	± 0.13	± 0.02	0.44 – 0.48	0.75	± 0.14	± 0.02
				0.48 – 0.52	0.64	± 0.13	± 0.03
				0.52 – 0.56	0.51	± 0.14	± 0.03
				0.56 – 0.60	0.31	± 0.11	± 0.05
				0.60 – 0.64	0.37	± 0.13	± 0.02
				0.64 – 0.68	0.51	± 0.15	± 0.03
				0.68 – 0.72	0.19	± 0.12	± 0.02
				0.72 – 0.76	0.27	± 0.13	± 0.02
				0.76 – 0.80	0.29	± 0.15	± 0.11
				0.80 – 0.84	-0.01	± 0.10	± 0.03
				0.84 – 0.88	-0.09	± 0.15	± 0.02
				0.88 – 0.92	-0.02	± 0.14	± 0.01
				0.92 – 1.00	0.020	± 0.044	± 0.002

Tabelle A.40: Verteilungen des C -Parameters (C).

<i>D</i> bei 89.5 GeV				<i>D</i> bei 91.2 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	21.034	± 0.100	± 0.432	0.00 – 0.02	20.999	± 0.028	± 0.437
0.02 – 0.04	8.984	± 0.072	± 0.104	0.02 – 0.04	8.999	± 0.021	± 0.108
0.04 – 0.06	4.736	± 0.052	± 0.053	0.04 – 0.06	4.793	± 0.015	± 0.057
0.06 – 0.08	3.098	± 0.042	± 0.037	0.06 – 0.08	3.170	± 0.012	± 0.041
0.08 – 0.10	2.217	± 0.036	± 0.028	0.08 – 0.10	2.240	± 0.010	± 0.030
0.10 – 0.12	1.714	± 0.032	± 0.027	0.10 – 0.12	1.7082	± 0.0091	± 0.0251
0.12 – 0.14	1.372	± 0.029	± 0.023	0.12 – 0.14	1.3579	± 0.0082	± 0.0224
0.14 – 0.16	1.132	± 0.027	± 0.023	0.14 – 0.16	1.0797	± 0.0074	± 0.0194
0.16 – 0.20	0.783	± 0.016	± 0.015	0.16 – 0.20	0.8087	± 0.0046	± 0.0165
0.20 – 0.24	0.552	± 0.013	± 0.012	0.20 – 0.24	0.5533	± 0.0039	± 0.0124
0.24 – 0.28	0.388	± 0.011	± 0.010	0.24 – 0.28	0.3889	± 0.0033	± 0.0092
0.28 – 0.32	0.2763	± 0.0097	± 0.0070	0.28 – 0.32	0.2795	± 0.0028	± 0.0068
0.32 – 0.36	0.1941	± 0.0081	± 0.0047	0.32 – 0.36	0.1940	± 0.0023	± 0.0044
0.36 – 0.40	0.1397	± 0.0069	± 0.0030	0.36 – 0.40	0.1409	± 0.0020	± 0.0031
0.40 – 0.44	0.0978	± 0.0056	± 0.0020	0.40 – 0.44	0.1069	± 0.0018	± 0.0023
0.44 – 0.48	0.0802	± 0.0054	± 0.0018	0.44 – 0.48	0.0749	± 0.0015	± 0.0015
0.48 – 0.54	0.0552	± 0.0038	± 0.0017	0.48 – 0.54	0.05077	± 0.00098	± 0.00096
0.54 – 0.62	0.0288	± 0.0022	± 0.0005	0.54 – 0.62	0.03112	± 0.00068	± 0.00060
0.62 – 0.70	0.0182	± 0.0018	± 0.0003	0.62 – 0.70	0.01627	± 0.00049	± 0.00028
0.70 – 0.80	0.0090	± 0.0012	± 0.0004	0.70 – 0.80	0.00766	± 0.00030	± 0.00012
0.80 – 0.90	0.00209	± 0.00053	± 0.00018	0.80 – 0.90	0.00274	± 0.00019	± 0.00004
0.90 – 1.00	0.00025	± 0.00018	± 0.00008	0.90 – 1.00	0.00047	± 0.00008	± 0.00003

<i>D</i> bei 93.0 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.02	21.660	± 0.090	± 0.362
0.02 – 0.04	8.794	± 0.061	± 0.088
0.04 – 0.06	4.727	± 0.045	± 0.046
0.06 – 0.08	3.045	± 0.036	± 0.032
0.08 – 0.10	2.229	± 0.031	± 0.023
0.10 – 0.12	1.693	± 0.027	± 0.022
0.12 – 0.14	1.302	± 0.024	± 0.018
0.14 – 0.16	1.056	± 0.022	± 0.016
0.16 – 0.20	0.787	± 0.014	± 0.014
0.20 – 0.24	0.533	± 0.011	± 0.012
0.24 – 0.28	0.3689	± 0.0094	± 0.0074
0.28 – 0.32	0.2576	± 0.0079	± 0.0049
0.32 – 0.36	0.1705	± 0.0063	± 0.0030
0.36 – 0.40	0.1415	± 0.0061	± 0.0030
0.40 – 0.44	0.0978	± 0.0050	± 0.0020
0.44 – 0.48	0.0713	± 0.0043	± 0.0016
0.48 – 0.54	0.0483	± 0.0029	± 0.0011
0.54 – 0.62	0.0325	± 0.0021	± 0.0006
0.62 – 0.70	0.0144	± 0.0014	± 0.0002
0.70 – 0.80	0.00702	± 0.00085	± 0.00014
0.80 – 0.90	0.00214	± 0.00045	± 0.00008
0.90 – 1.00	0.00049	± 0.00026	± 0.00003

Tabelle A.41: Verteilungen des *D*-Parameters (*D*).

<i>D</i> bei 133 GeV				<i>D</i> bei 161 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.04	16.39	± 0.74	± 0.07	0.00 – 0.04	18.1	± 1.2	± 0.3
0.04 – 0.08	3.51	± 0.35	± 0.02	0.04 – 0.08	3.70	± 0.54	± 0.22
0.08 – 0.12	1.90	± 0.26	± 0.08	0.08 – 0.12	0.97	± 0.28	± 0.03
0.12 – 0.16	0.86	± 0.16	± 0.03	0.12 – 0.16	0.70	± 0.25	± 0.01
0.16 – 0.24	0.65	± 0.11	± 0.01	0.16 – 0.24	0.329	± 0.137	± 0.009
0.24 – 0.32	0.231	± 0.056	± 0.007	0.24 – 0.32	0.37	± 0.16	± 0.08
0.32 – 0.40	0.175	± 0.060	± 0.039	0.32 – 0.40	0.114	± 0.093	± 0.005
0.40 – 0.48	0.0130	± 0.0132	± 0.0002	0.40 – 0.48	-0.0071	± 0.0027	± 0.0408
0.48 – 0.62	0.059	± 0.027	± 0.002	0.48 – 0.62	-0.0070	± 0.0031	± 0.0007
0.62 – 0.80	0.0064	± 0.0051	± 0.0007	0.62 – 0.80	-0.0015	± 0.0013	± 0.0001
				0.80 – 1.00	0.00000	± 0.00000	± 0.00002

<i>D</i> bei 172 GeV				<i>D</i> bei 183 GeV			
	Wert	\pm Stat	\pm Syst		Wert	\pm Stat	\pm Syst
0.00 – 0.04	17.4	± 1.3	± 0.1	0.00 – 0.02	27.4	± 1.1	± 0.4
0.04 – 0.08	3.06	± 0.59	± 0.29	0.02 – 0.04	8.43	± 0.64	± 0.07
0.08 – 0.12	1.67	± 0.45	± 0.03	0.04 – 0.06	3.69	± 0.44	± 0.04
0.12 – 0.16	0.89	± 0.37	± 0.02	0.06 – 0.08	2.47	± 0.36	± 0.13
0.16 – 0.24	0.47	± 0.19	± 0.12	0.08 – 0.10	1.63	± 0.32	± 0.03
0.24 – 0.32	0.40	± 0.24	± 0.05	0.10 – 0.12	1.28	± 0.29	± 0.11
0.32 – 0.40	-0.028	± 0.079	± 0.045	0.12 – 0.14	1.27	± 0.32	± 0.11
0.40 – 0.48	0.024	± 0.077	± 0.015	0.14 – 0.16	0.71	± 0.23	± 0.03
0.48 – 0.62	0.13	± 0.13	± 0.01	0.16 – 0.20	0.37	± 0.14	± 0.12
0.62 – 0.80	0.054	± 0.088	± 0.037	0.20 – 0.24	0.34	± 0.16	± 0.02
0.80 – 1.00	0.00000	± 0.00000	± 0.00006	0.24 – 0.28	0.25	± 0.13	± 0.06
				0.28 – 0.32	0.05	± 0.11	± 0.04
				0.32 – 0.36	0.23	± 0.14	± 0.10
				0.36 – 0.40	0.15	± 0.15	± 0.06
				0.40 – 0.44	0.25	± 0.13	± 0.04
				0.44 – 0.48	-0.054	± 0.048	± 0.059
				0.48 – 0.54	-0.119	± 0.051	± 0.031
				0.54 – 0.62	0.057	± 0.072	± 0.059
				0.62 – 0.70	0.047	± 0.061	± 0.004
				0.70 – 0.80	-0.065	± 0.079	± 0.020
				0.80 – 0.90	0.0017	± 0.0074	± 0.0002
				0.90 – 1.00	0.00000	± 0.00000	± 0.00004

Tabelle A.42: Verteilungen des *D*-Parameters (*D*).

Anhang B

Abbildungen zu den Ereignisformobservablen

Lots of plots

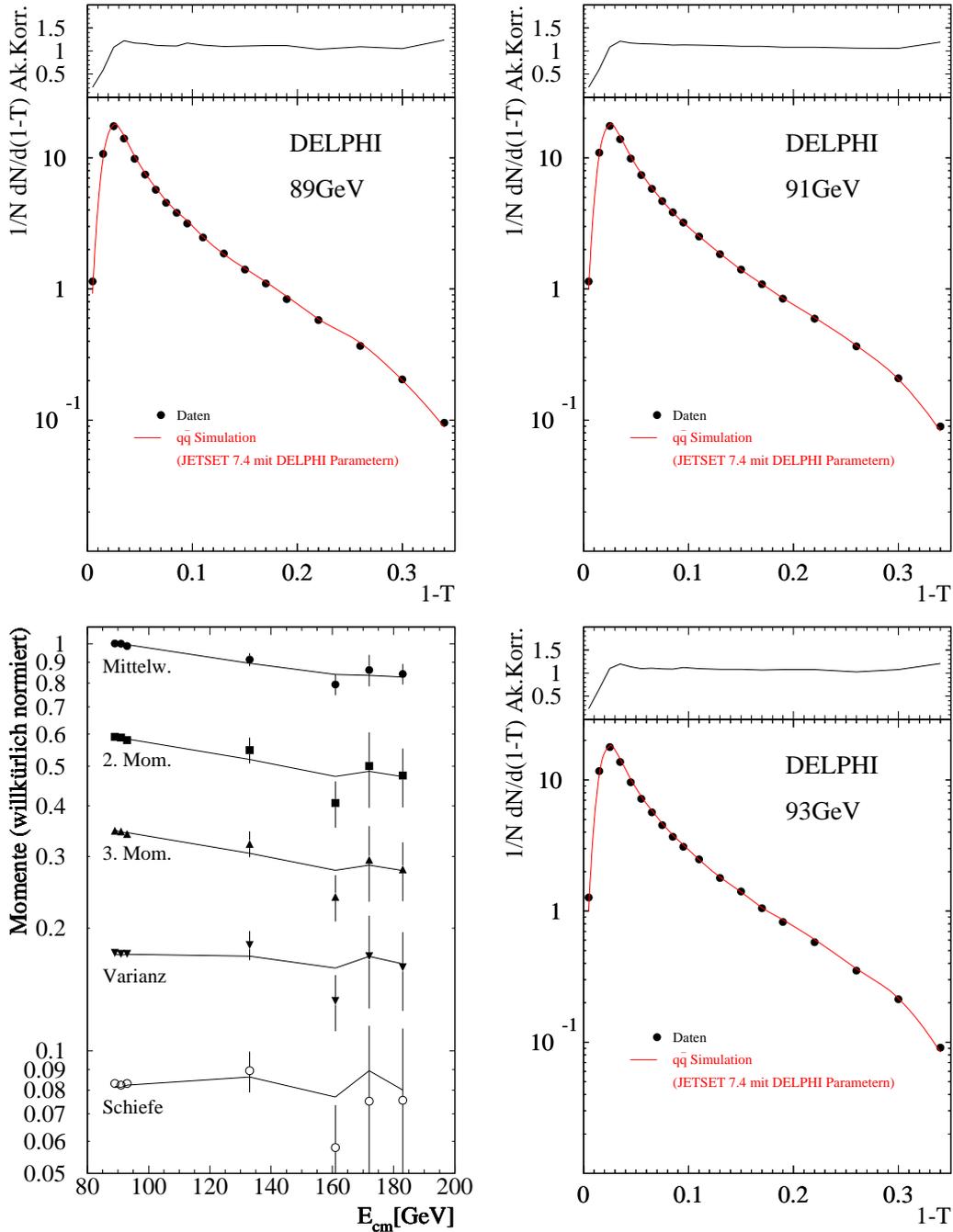
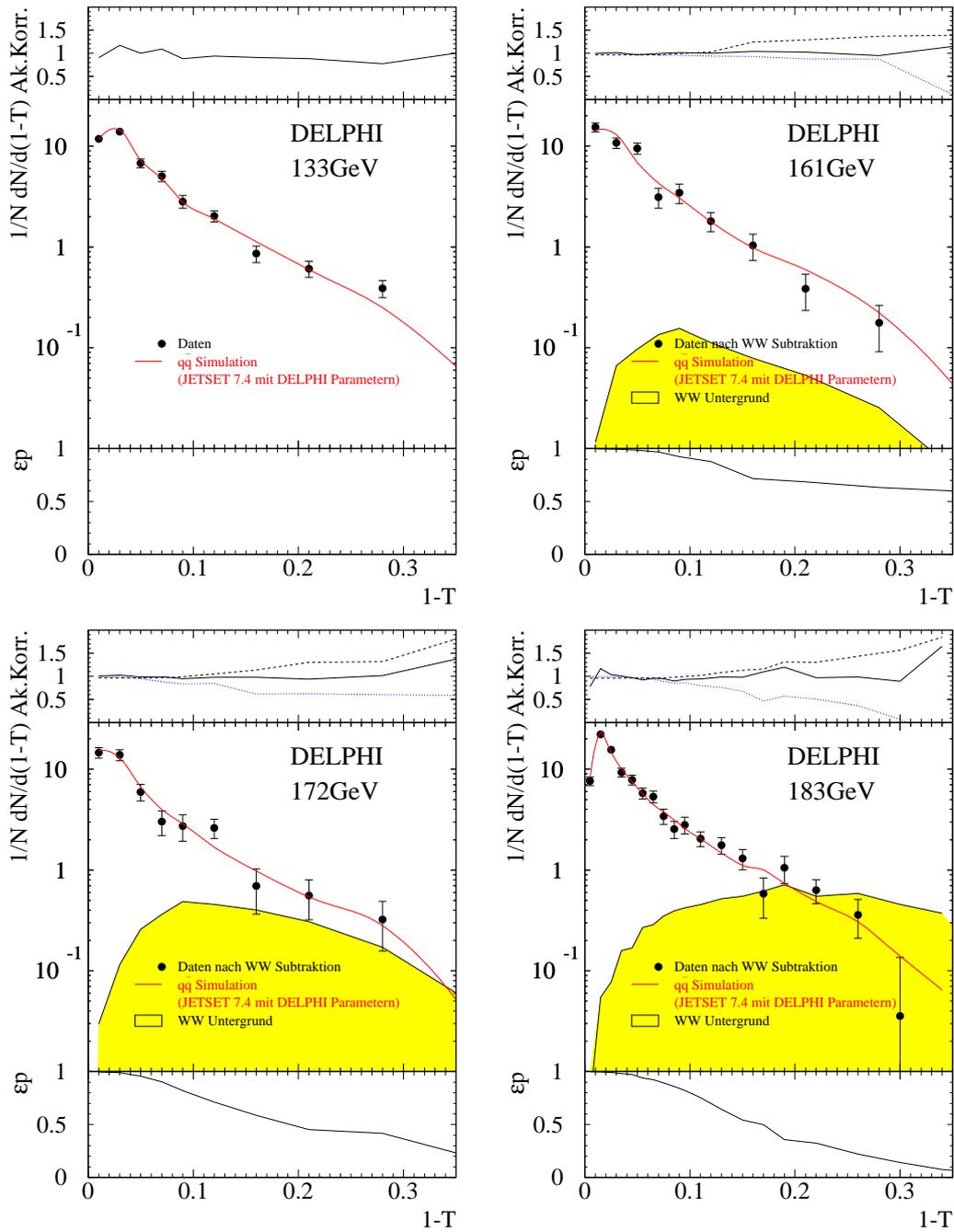


Abbildung B.1: Die Momente und Verteilungen der Observablen Thrust $(1 - T)$ für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtstrahlender $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

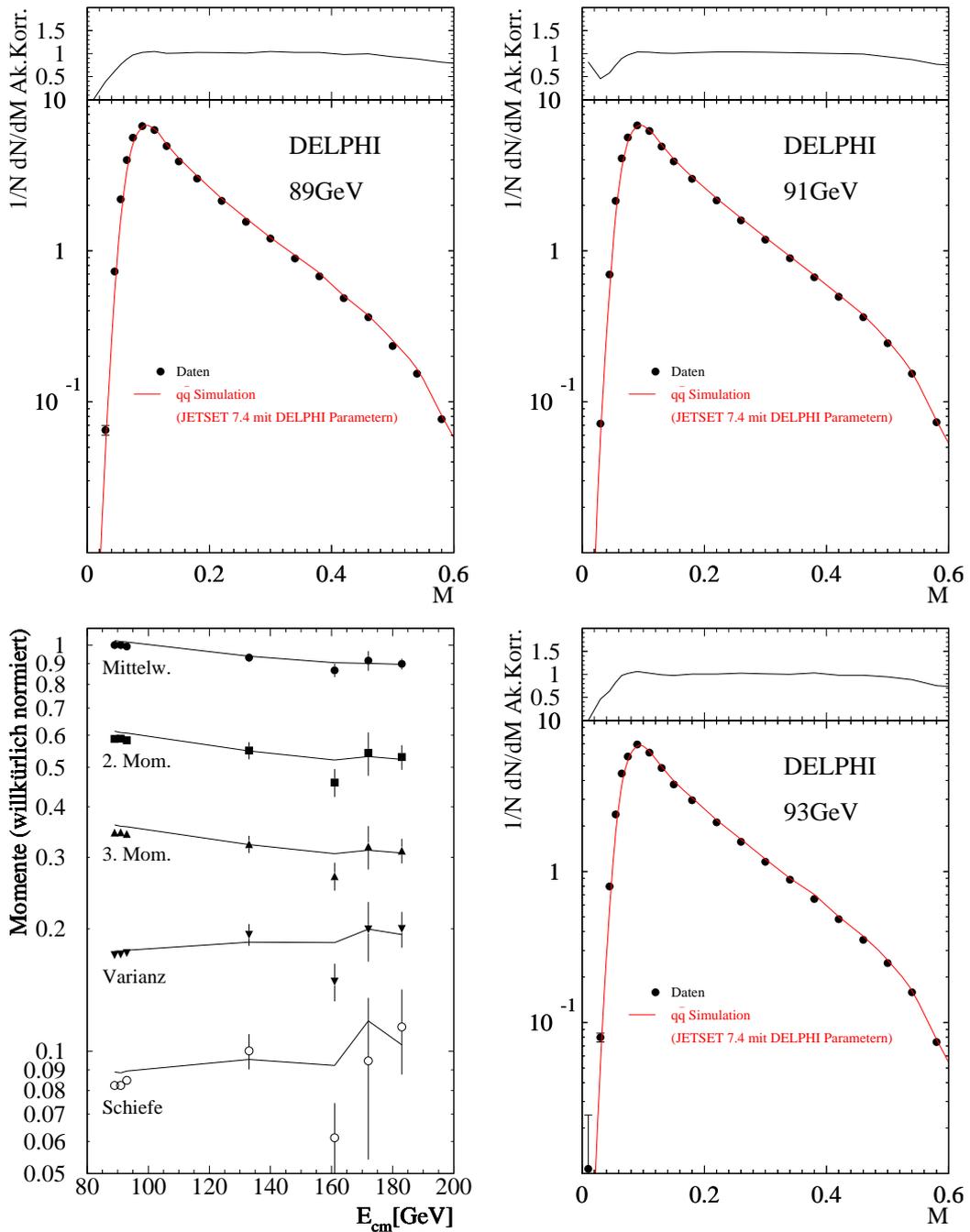
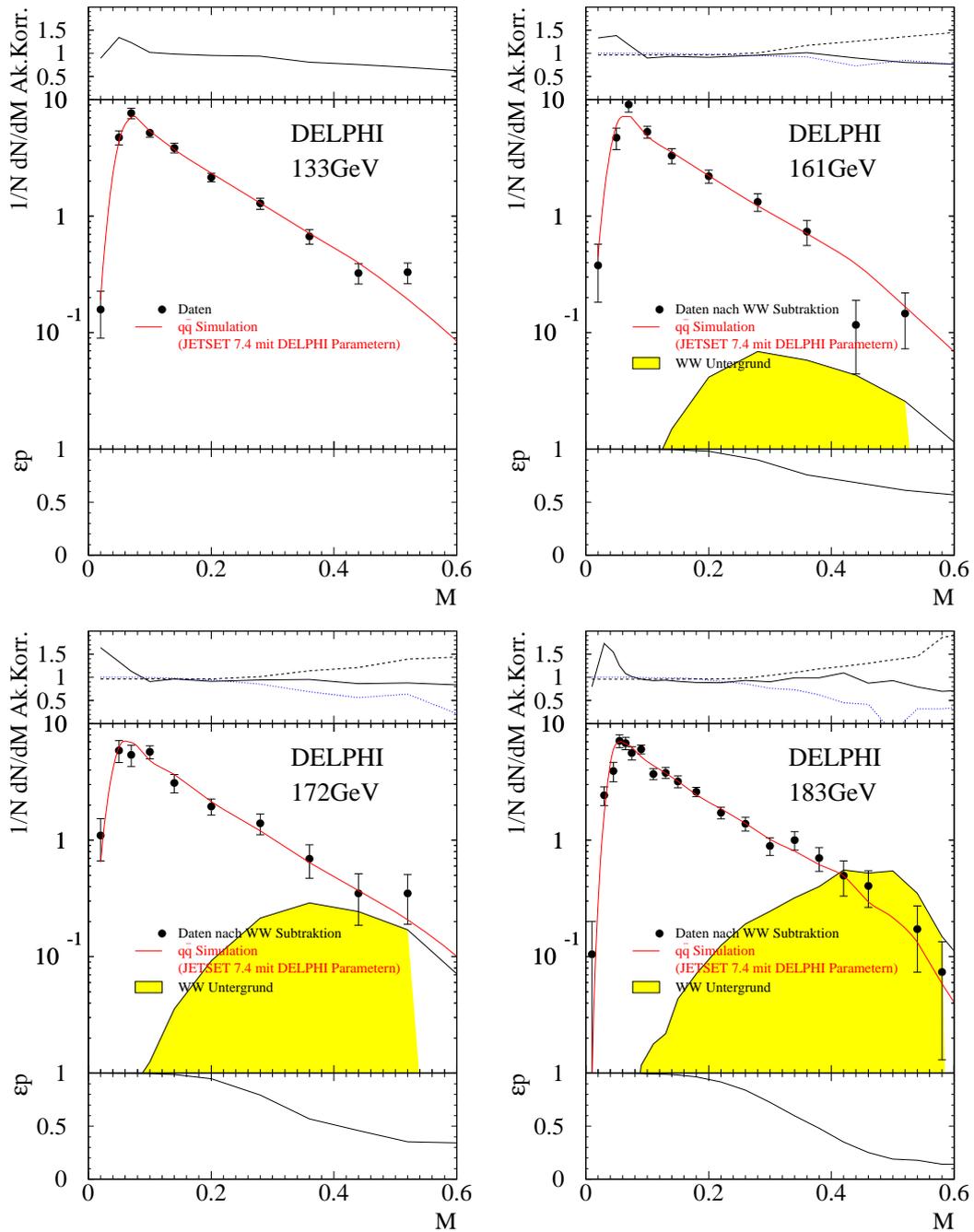


Abbildung B.2: Die Momente und Verteilungen der Observablen Major (M) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtradiativer $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

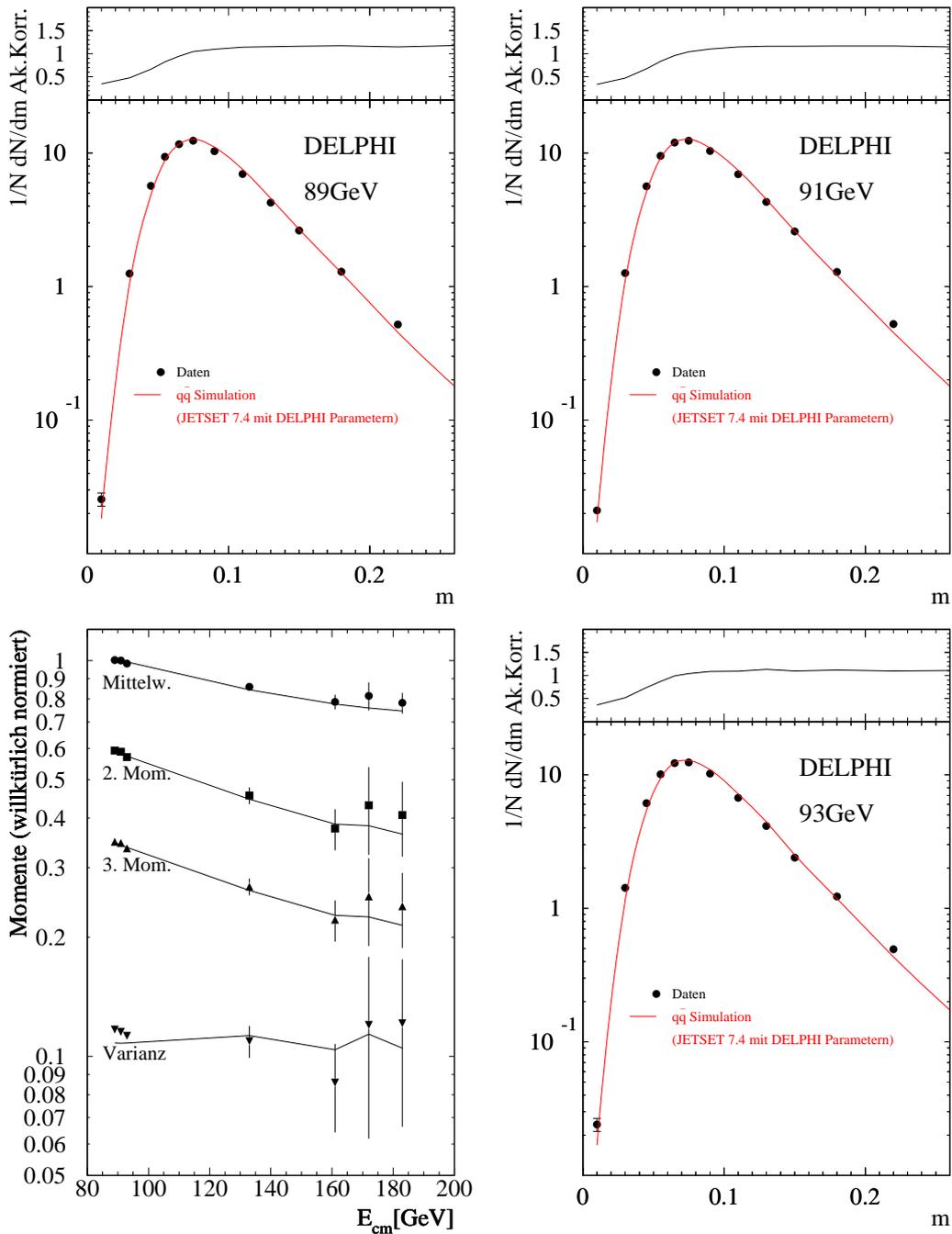
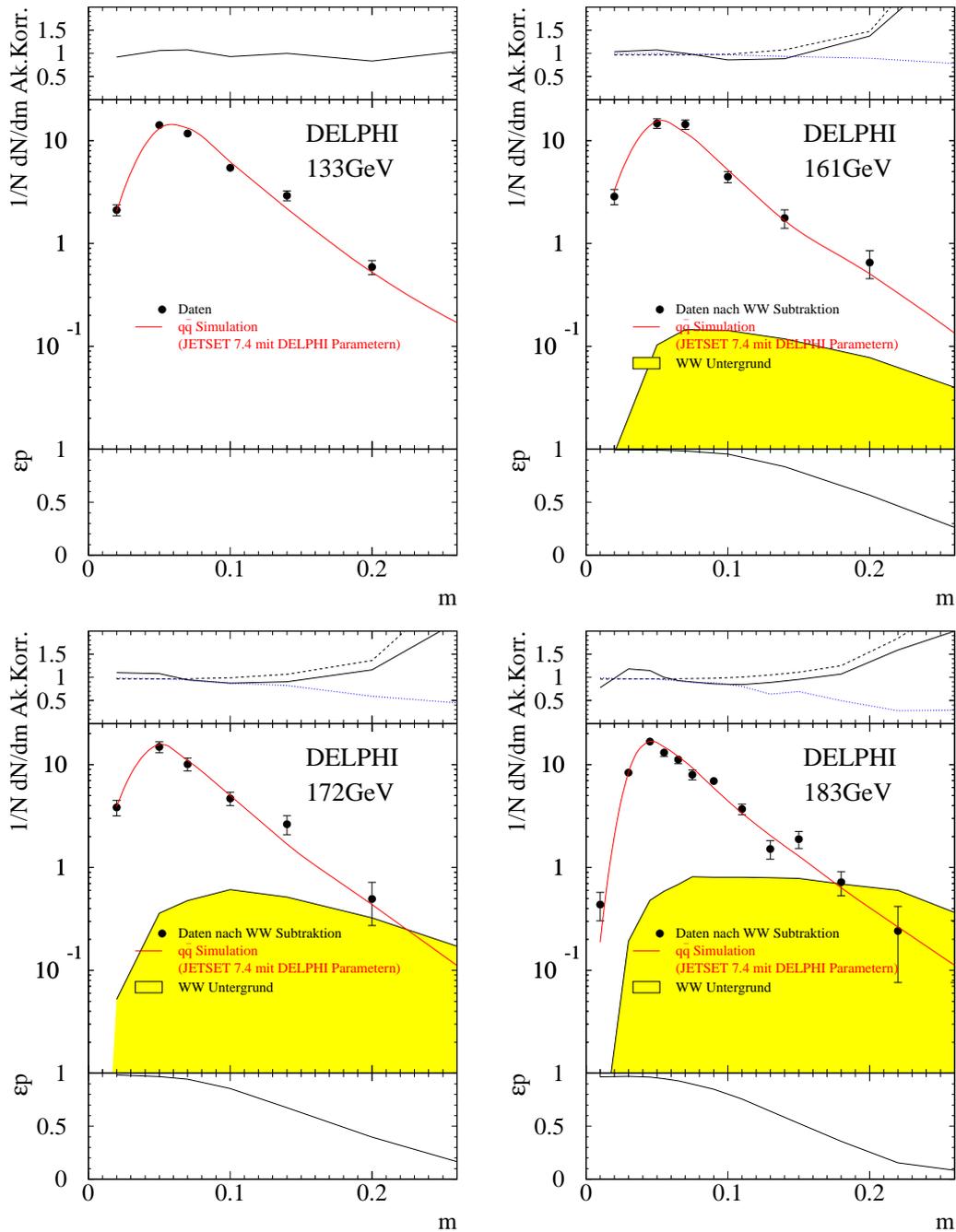


Abbildung B.3: Die Momente und Verteilungen der Observablen Minor (m) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtradiativer $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

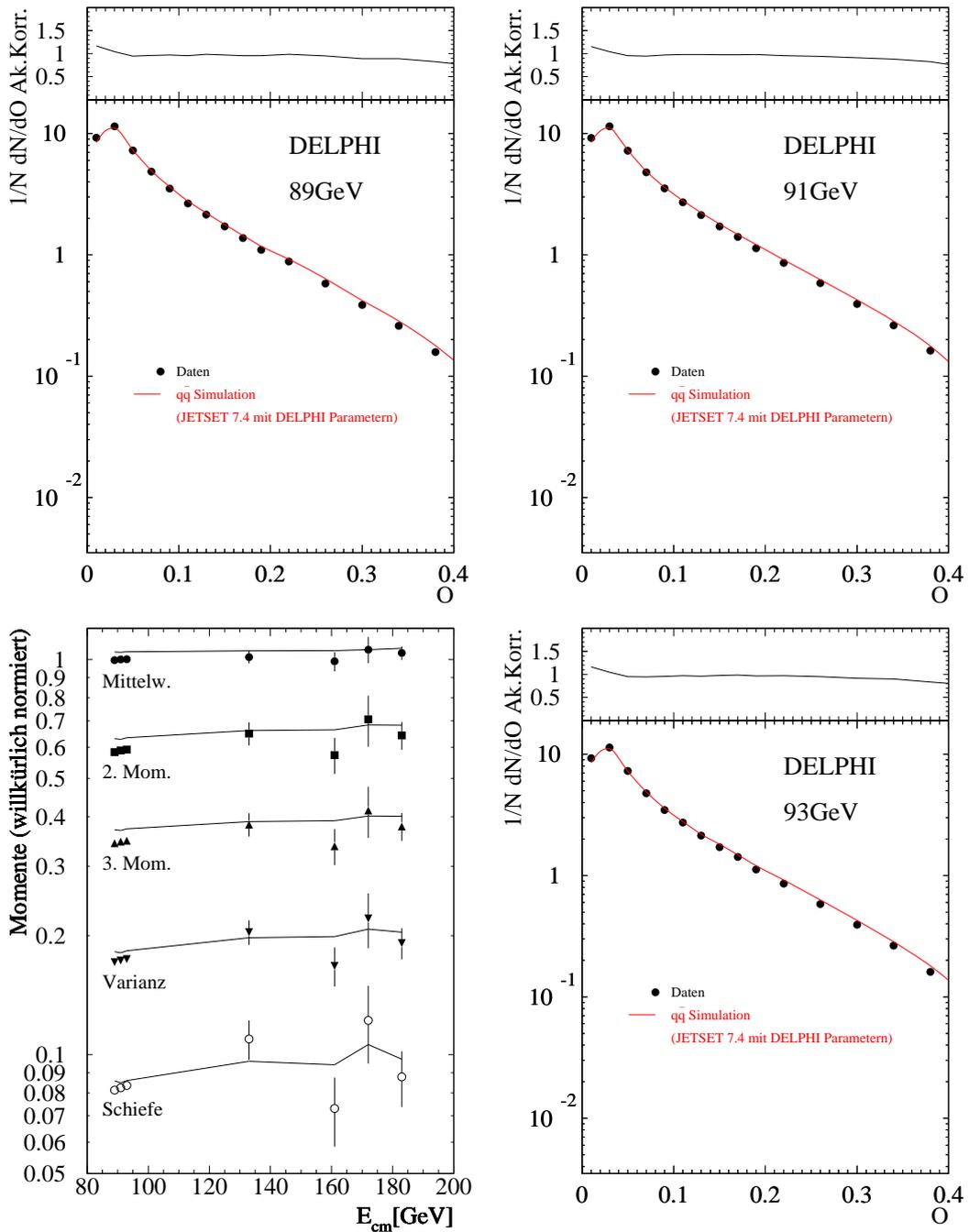
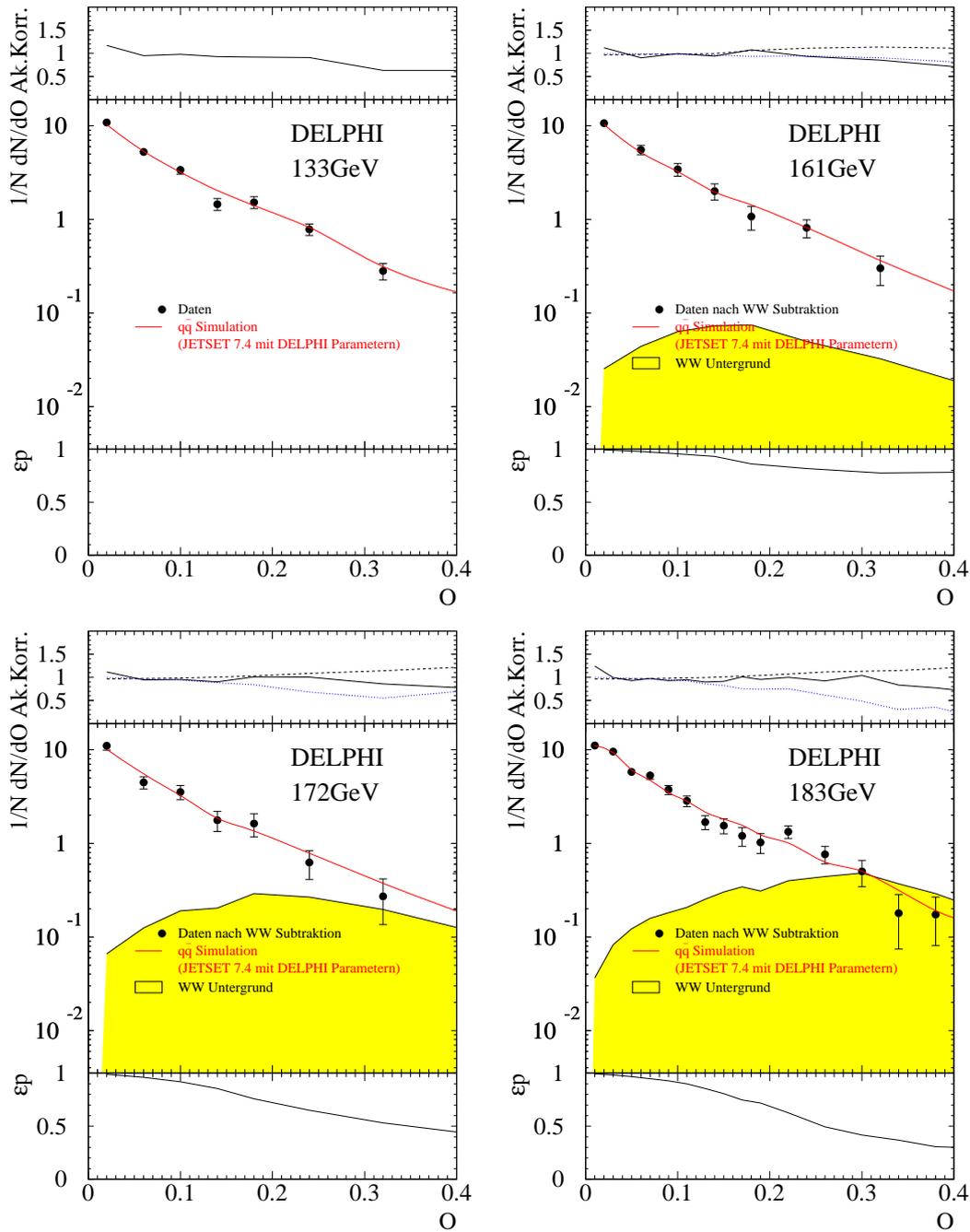


Abbildung B.4: Die Momente und Verteilungen der Observablen Oblateness (O) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtradiativer $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie, . . .



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

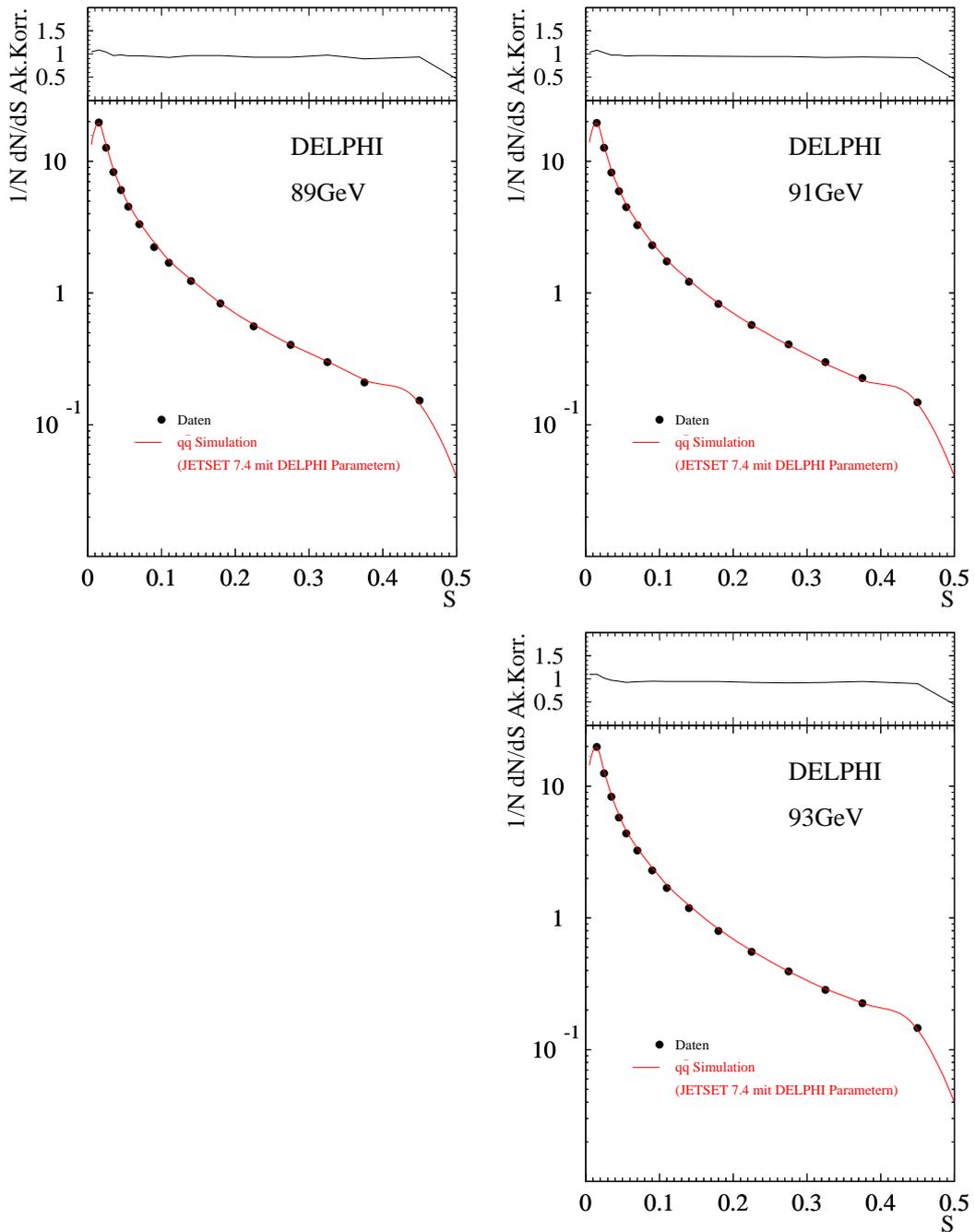
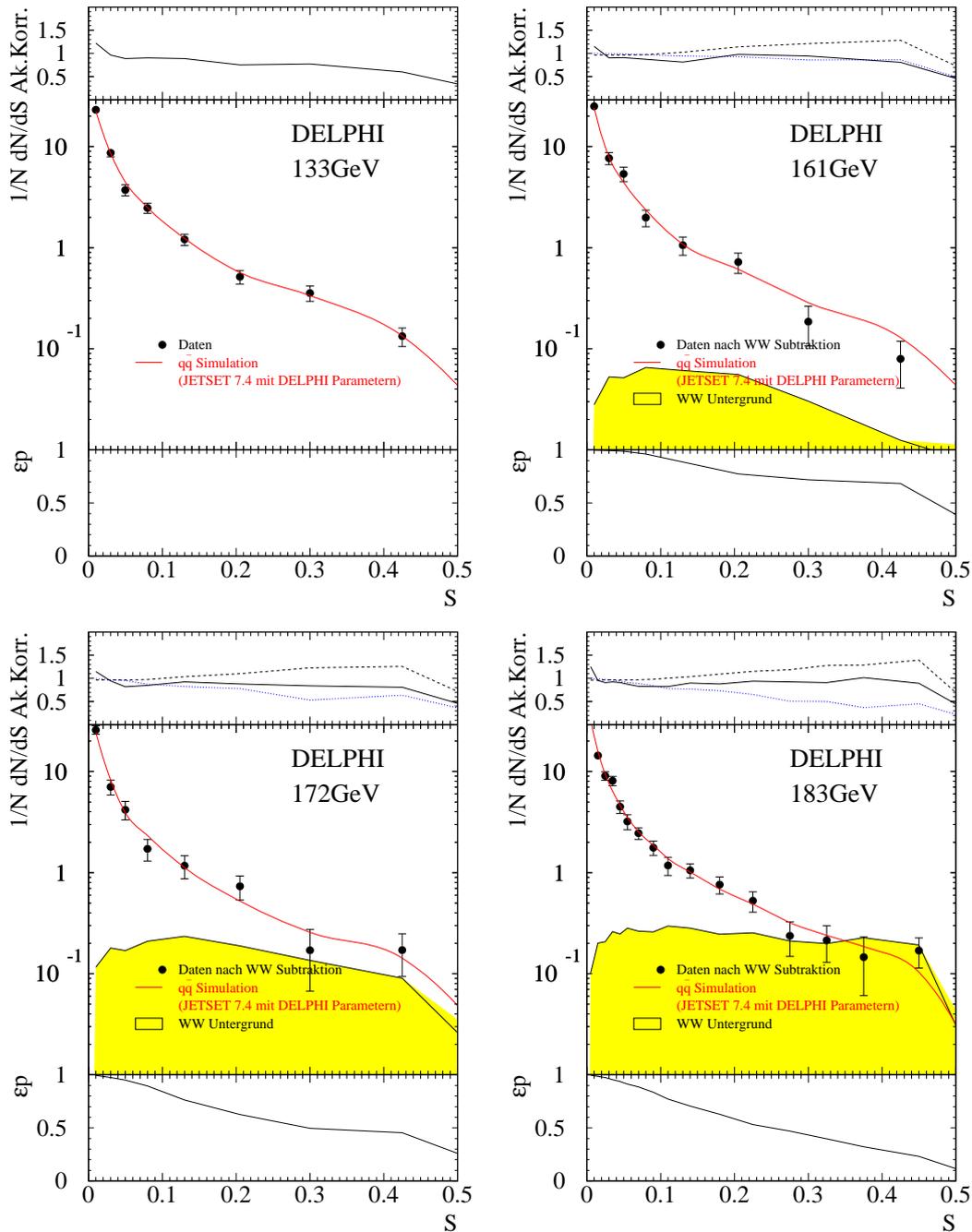


Abbildung B.5: Die Verteilungen der Observablen Sphärizität (S) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtradiativer $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

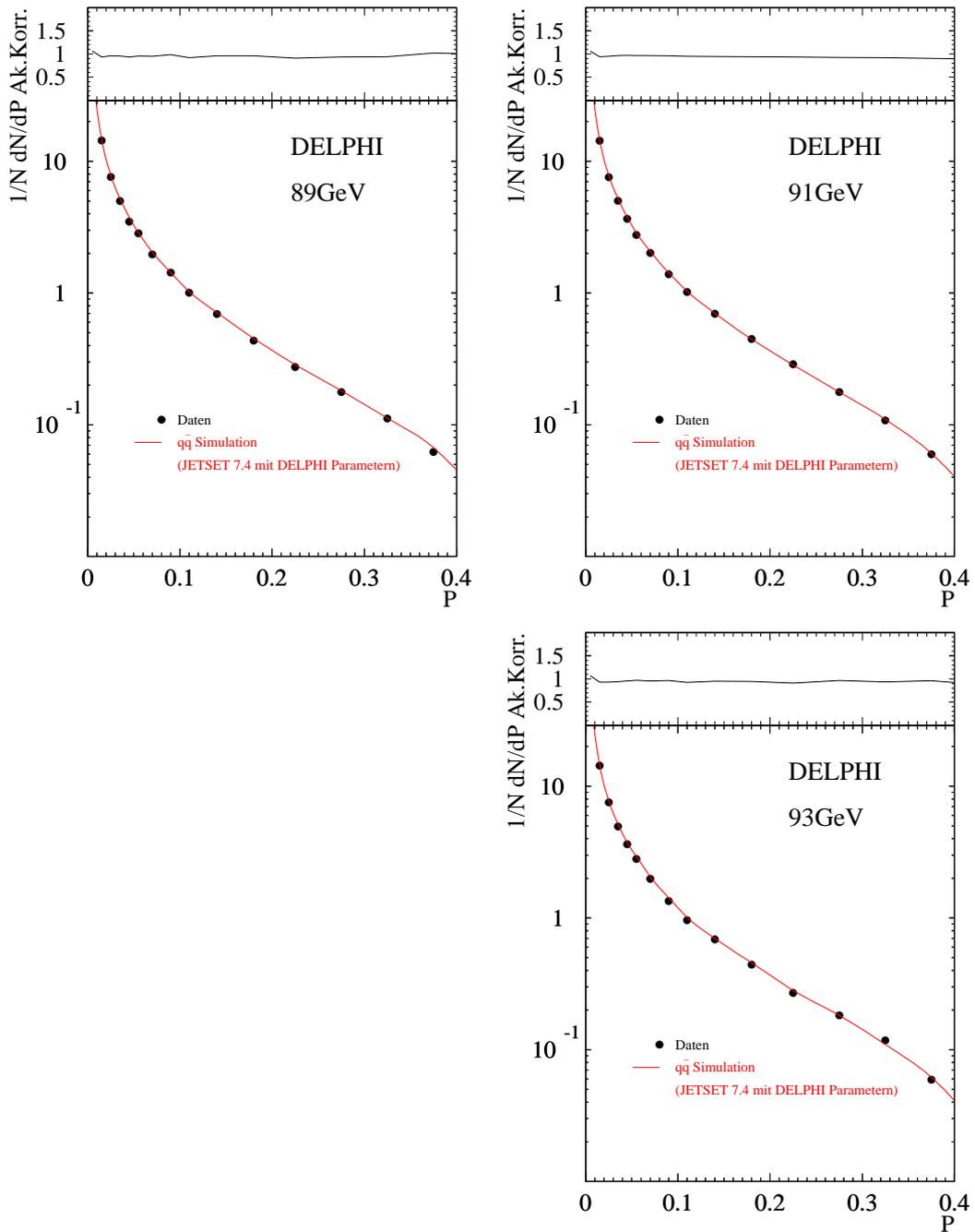
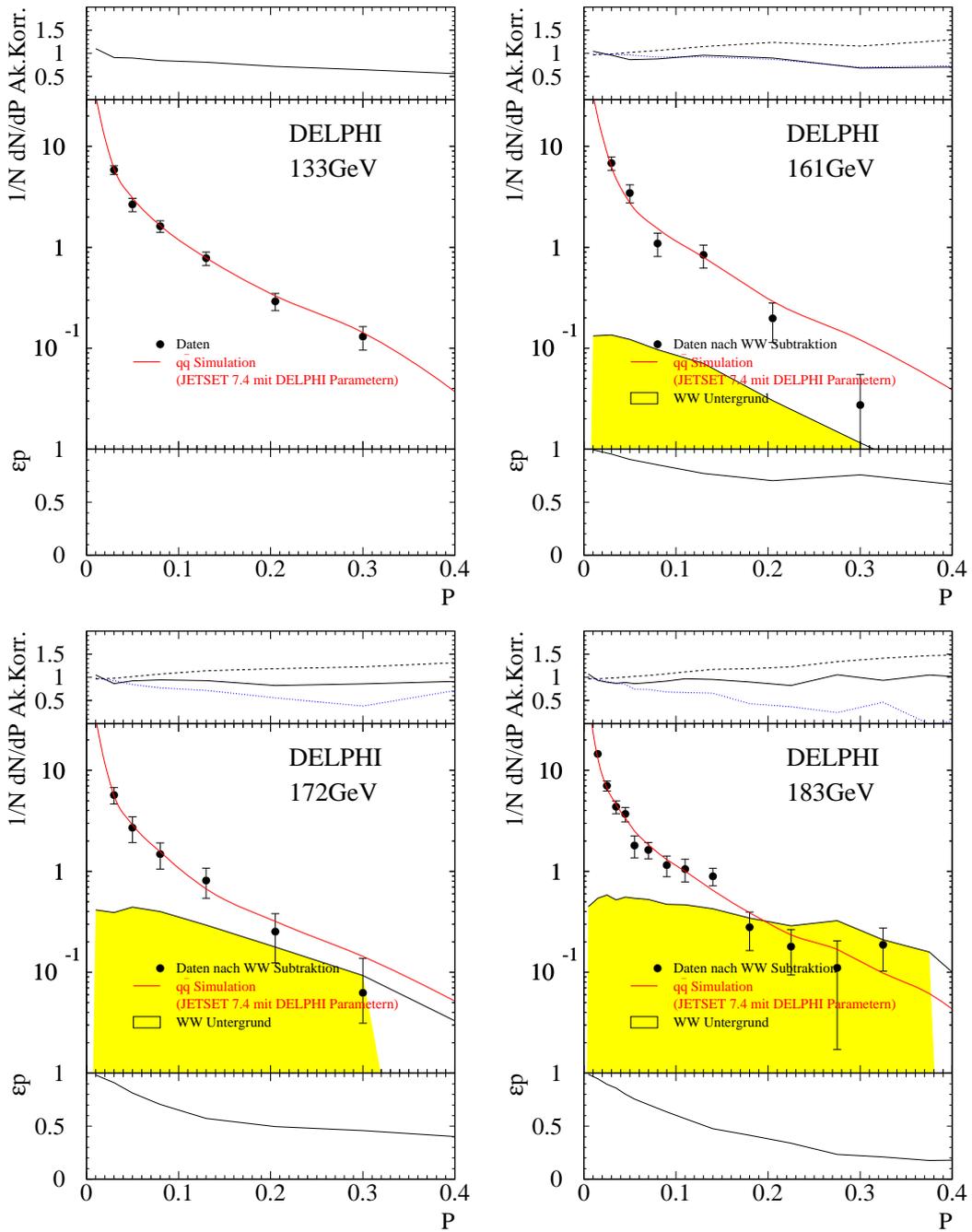


Abbildung B.6: Die Verteilungen der Observablen Planarität (P) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtstrahlender $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

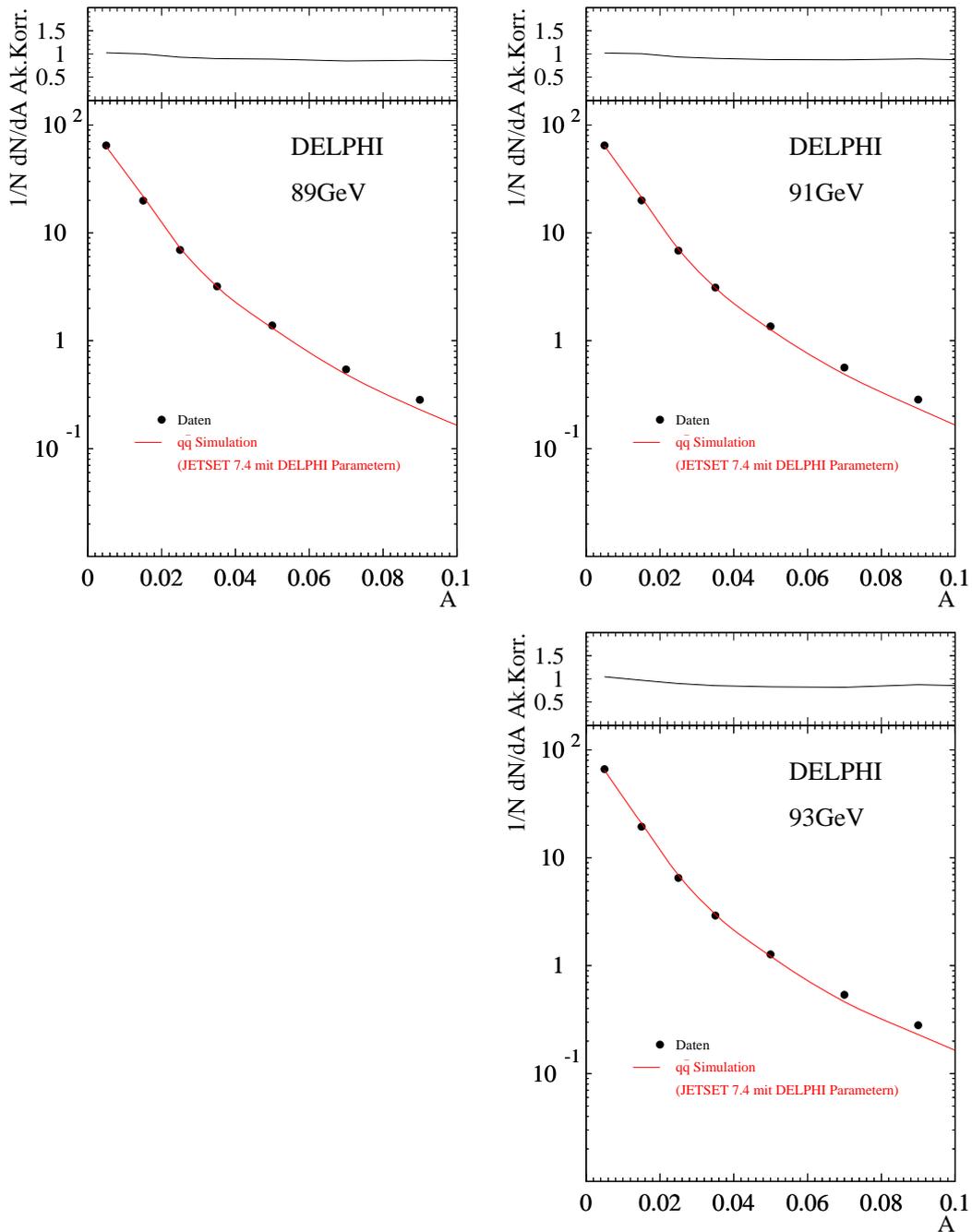
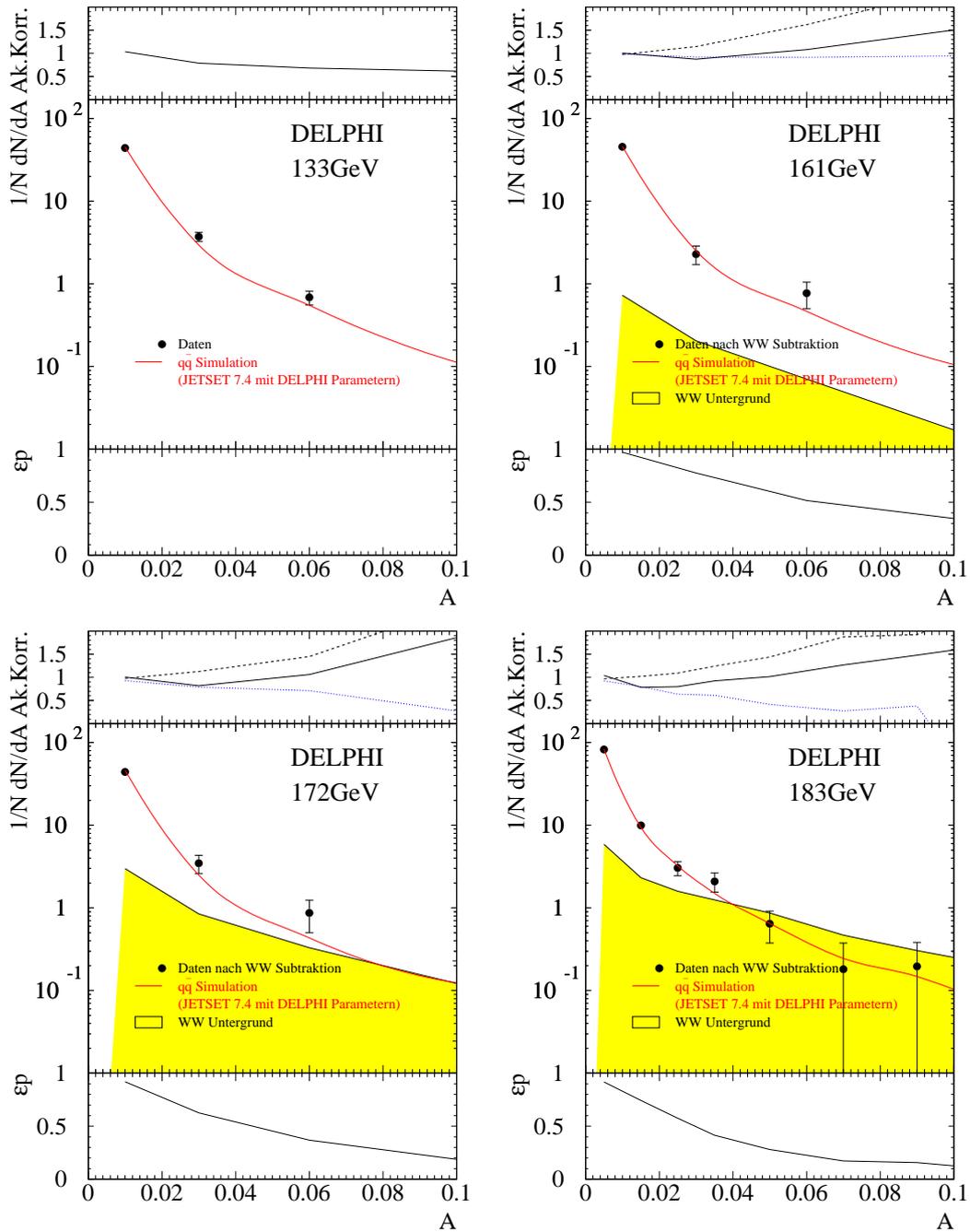


Abbildung B.7: Die Verteilungen der Observablen Aplanarität (A) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtstrahlender $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

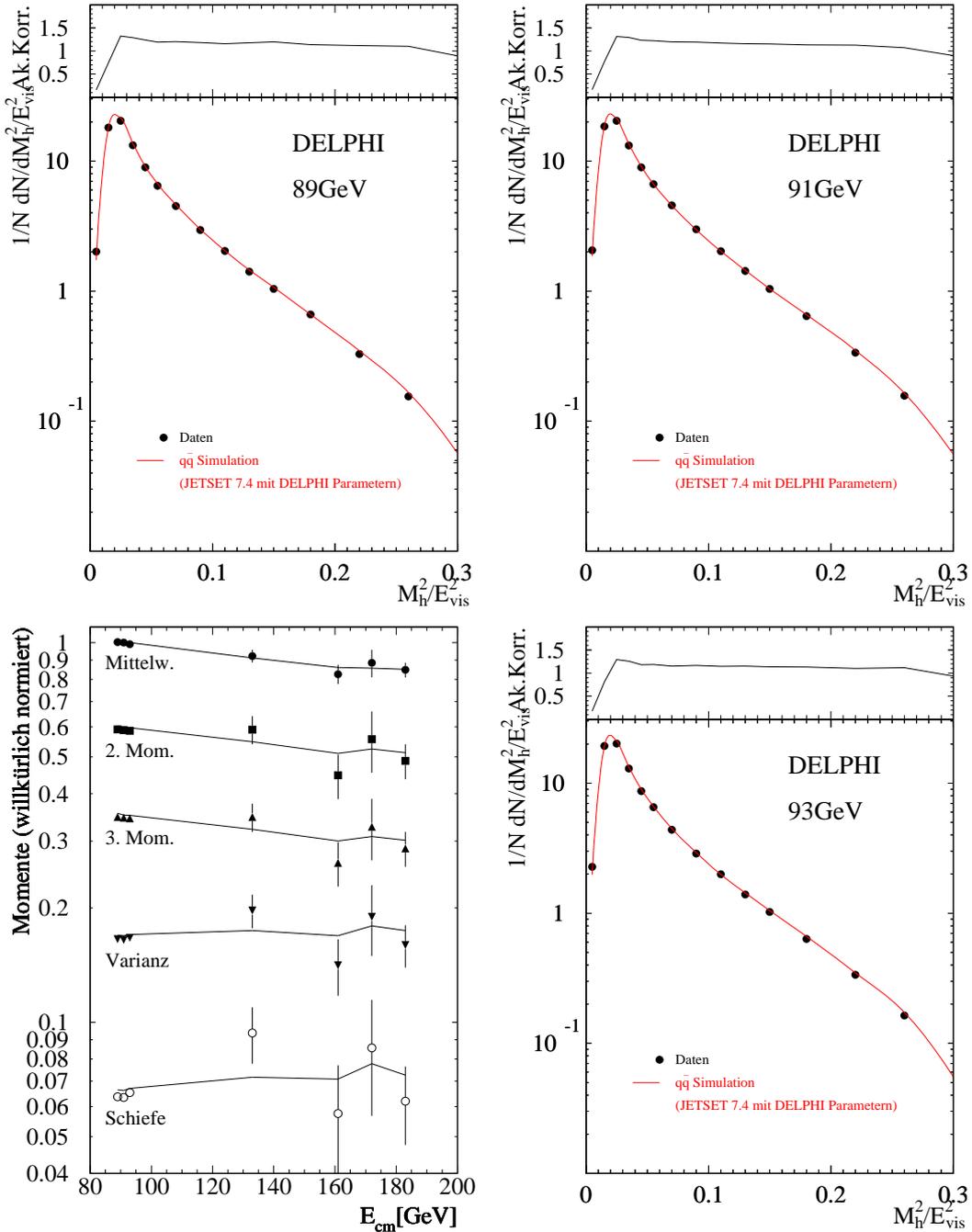
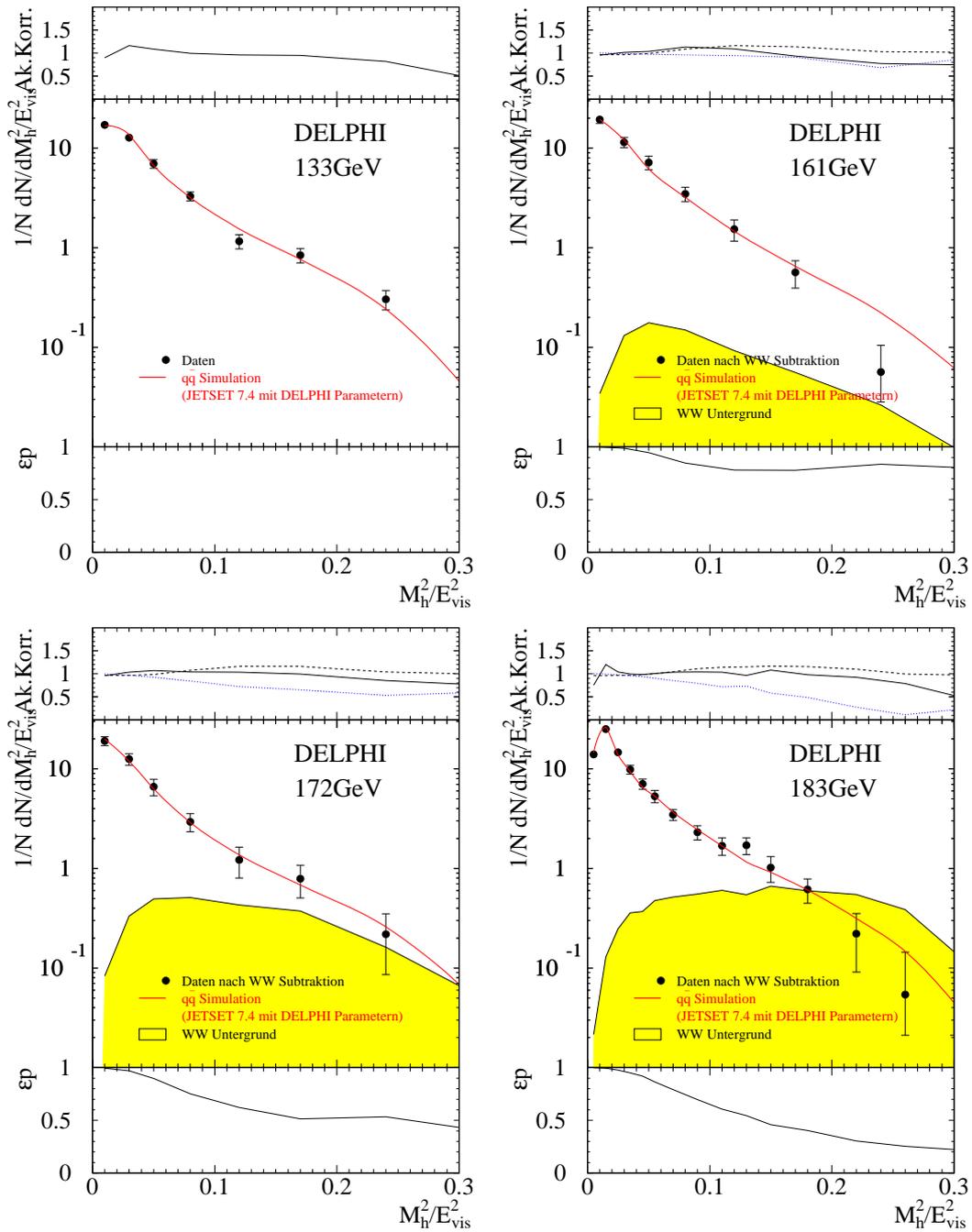


Abbildung B.8: Die Momente und Verteilungen der schweren Jetmasse (M_h^2/E_{vis}^2) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtstrahlender $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie, . . .



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

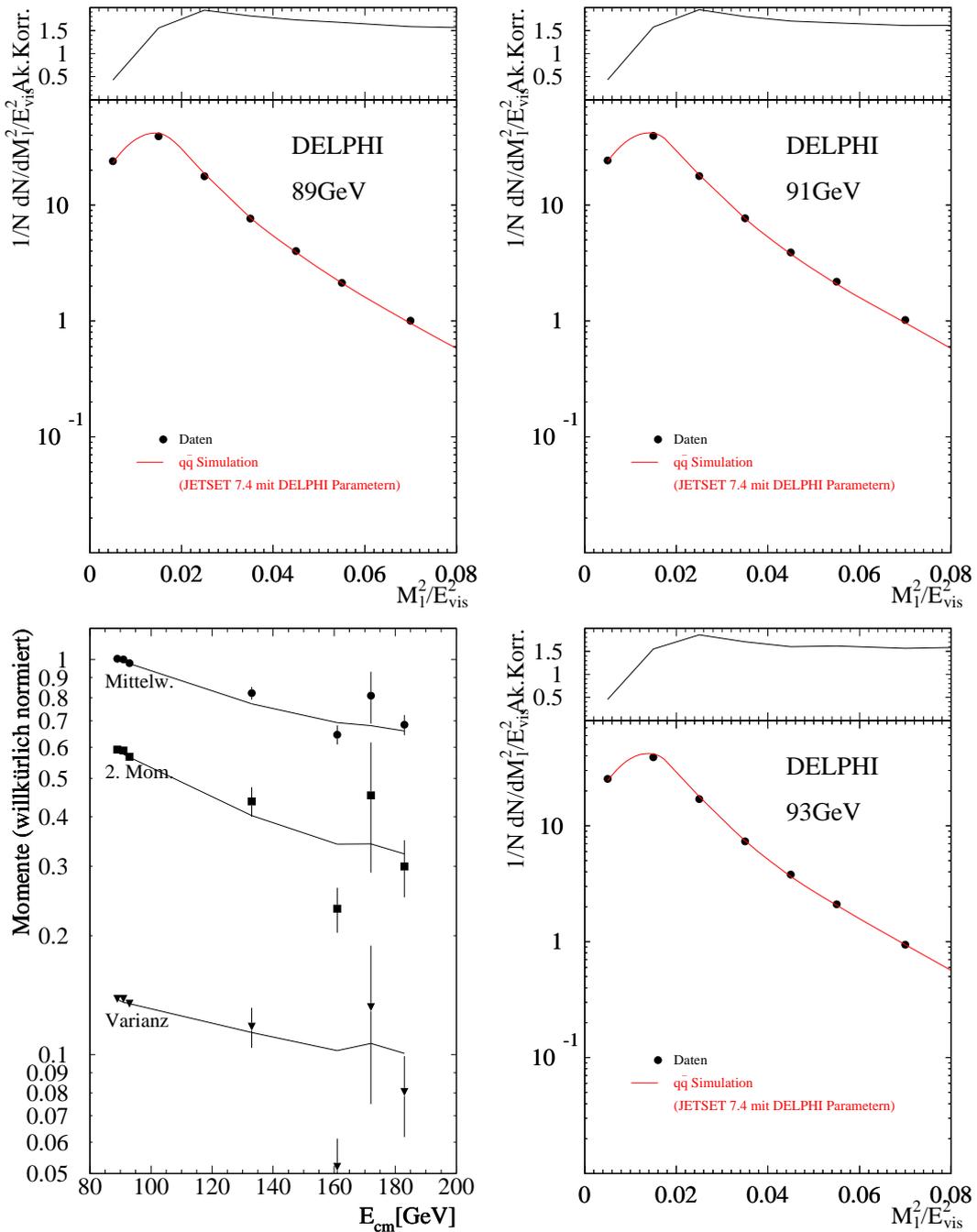
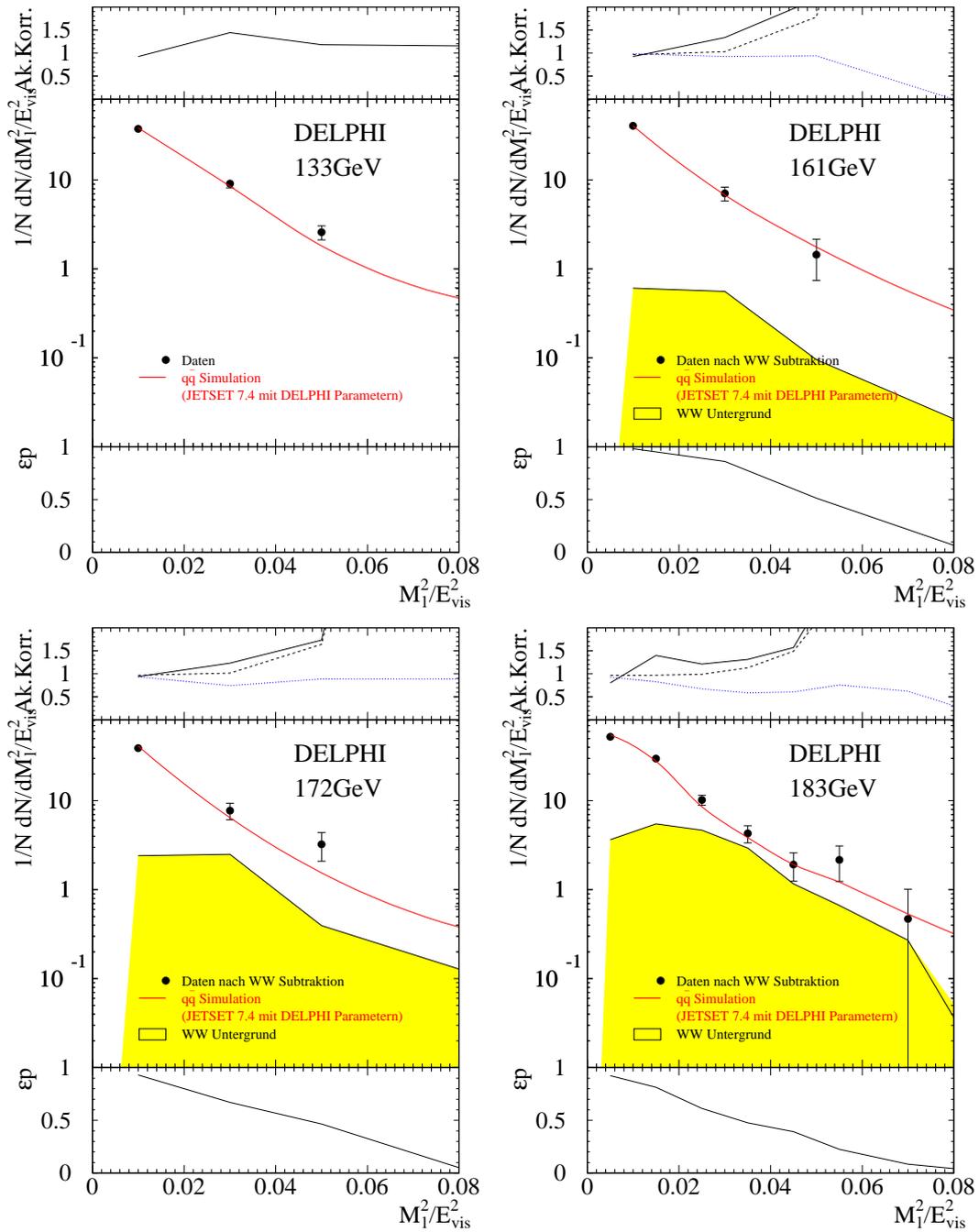


Abbildung B.9: Die Momente und Verteilungen der leichten Jetmasse (M_1^2/E_{vis}^2) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtstrahlender $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

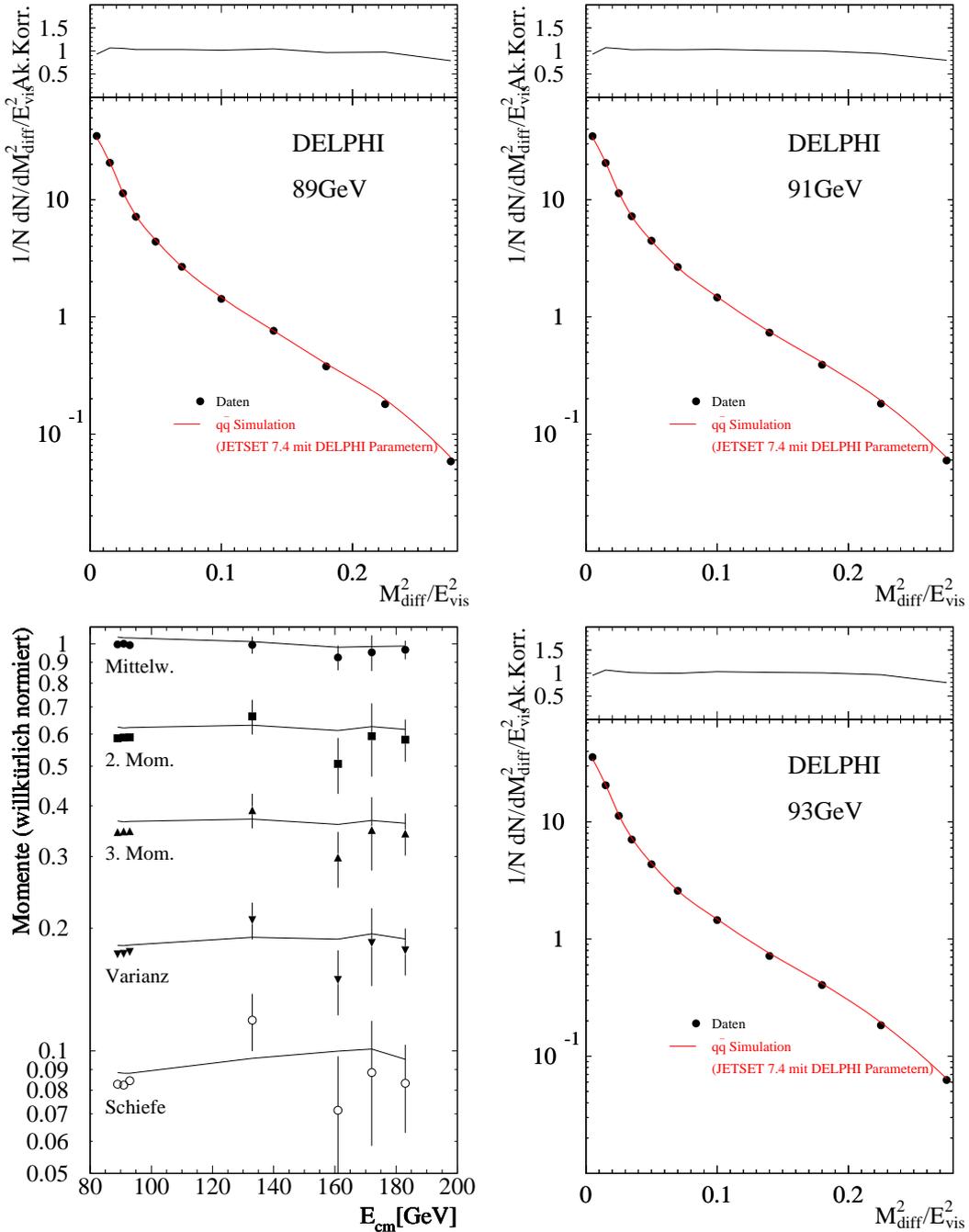
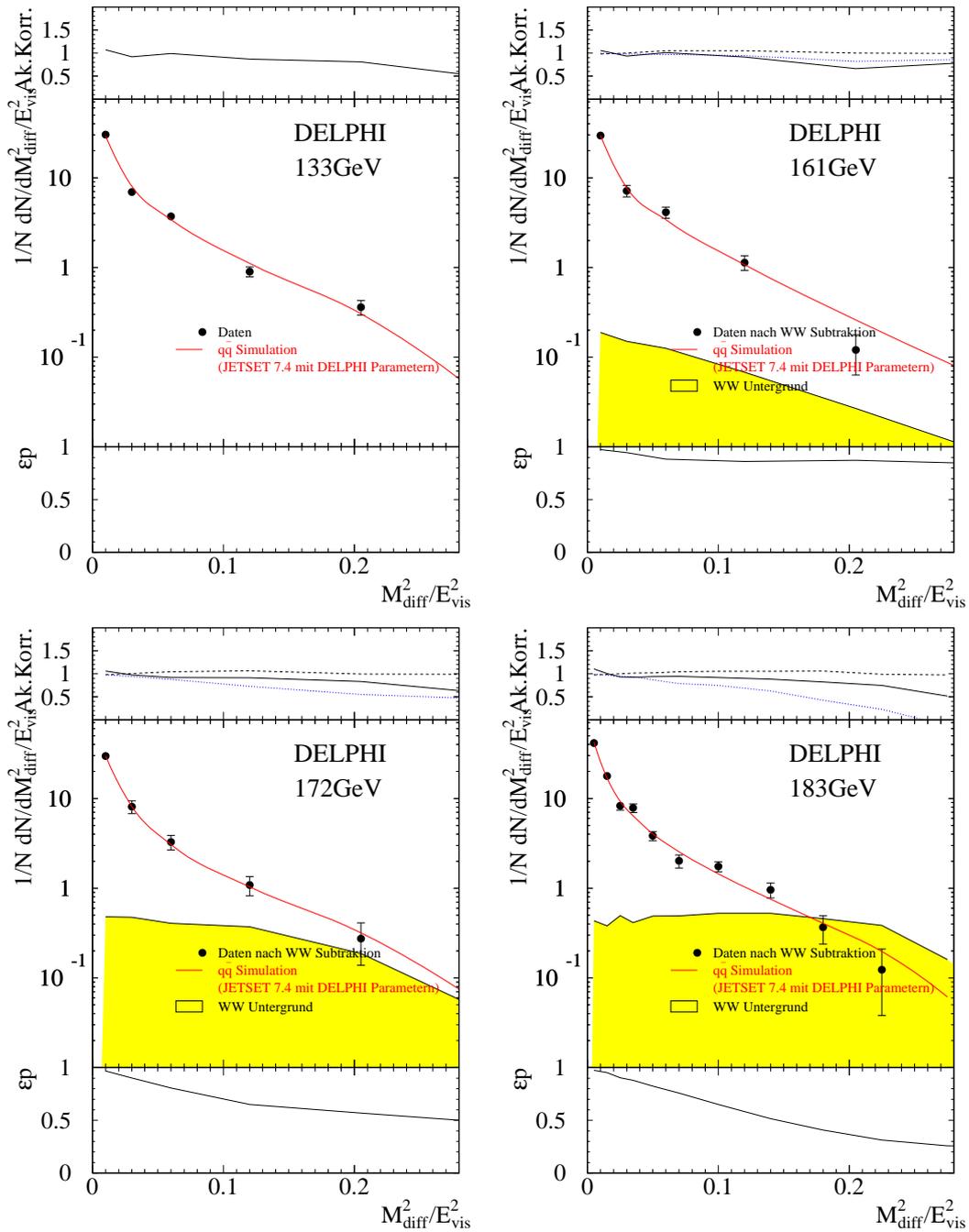


Abbildung B.10: Die Momente und Verteilungen der Jetmassendifferenz ($M_{\text{diff}}^2/E_{\text{vis}}^2$) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtstrahlender $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie, . . .



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

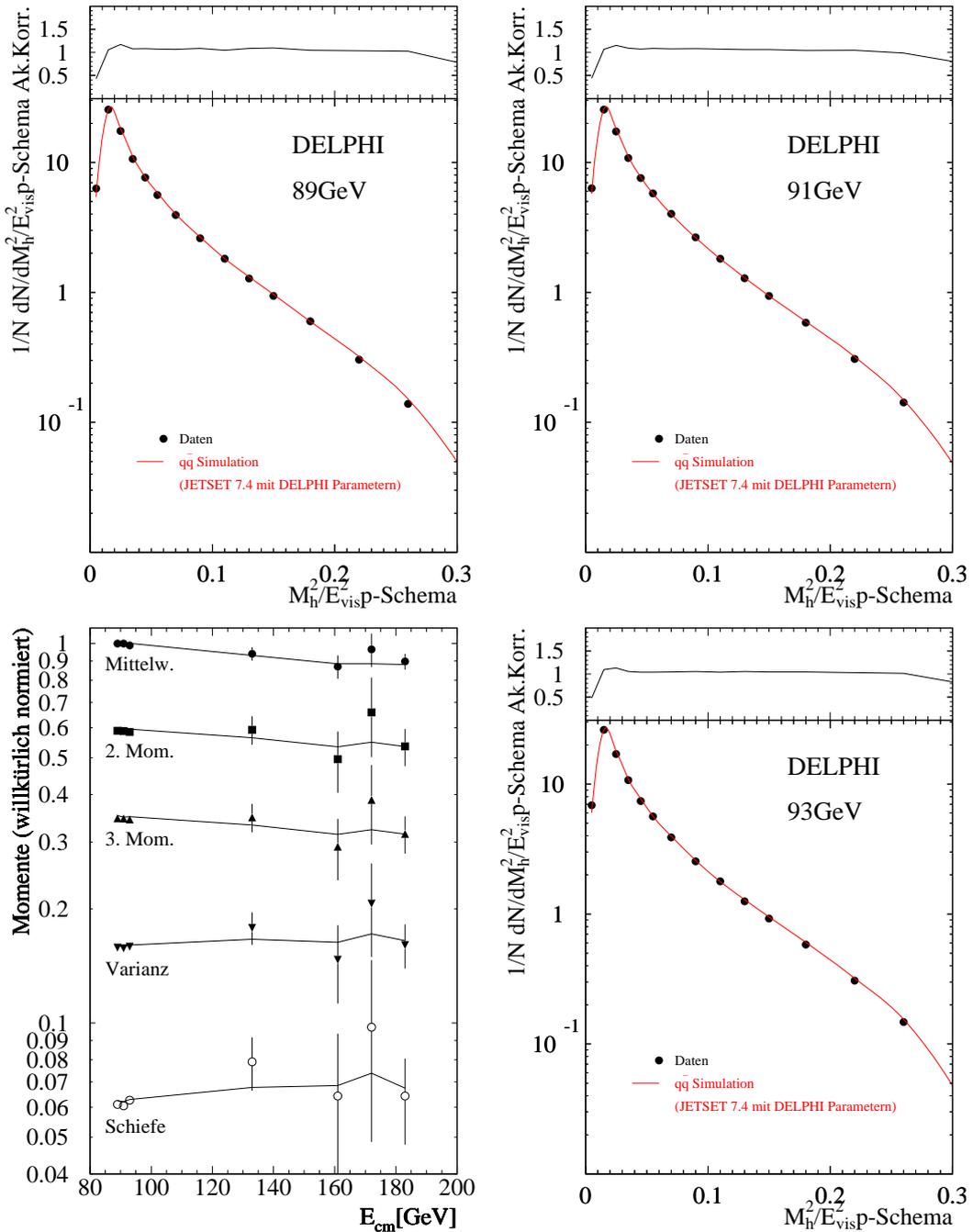
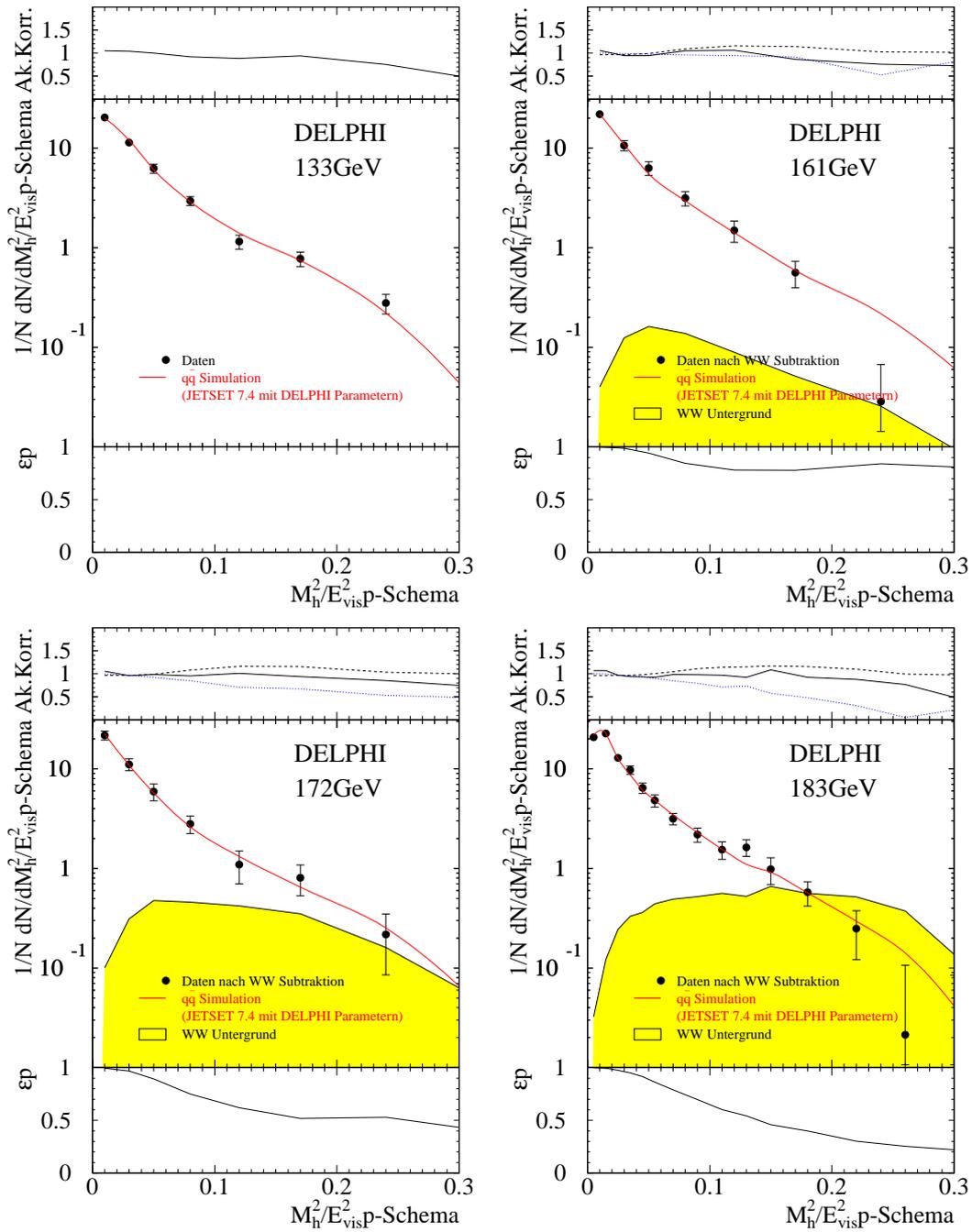


Abbildung B.11: Die Momente und Verteilungen der alternativen Jetmasse $(M_{(p)h}^2/E_{\text{vis}}^2)$ für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtstrahlender $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie, . . .



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

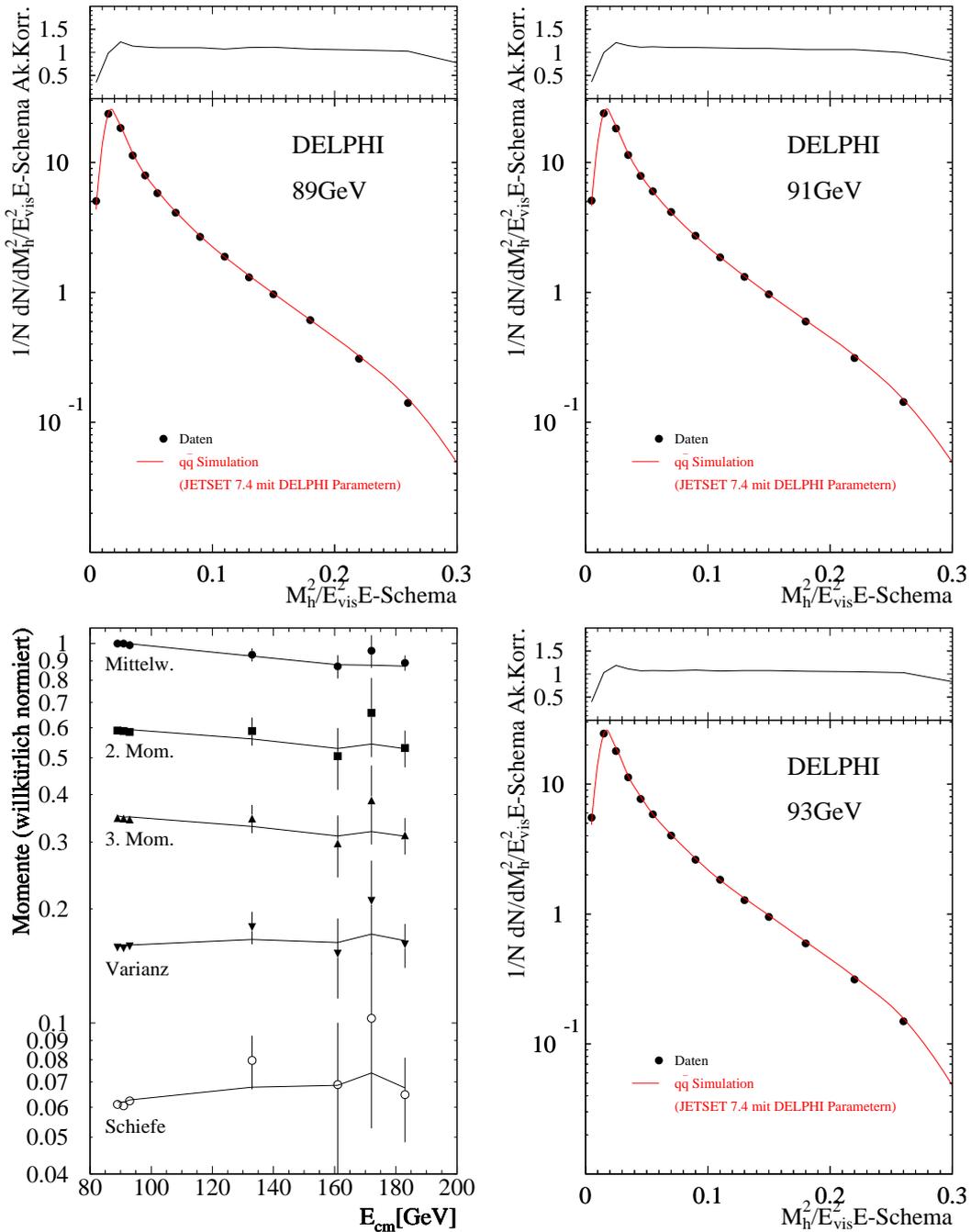
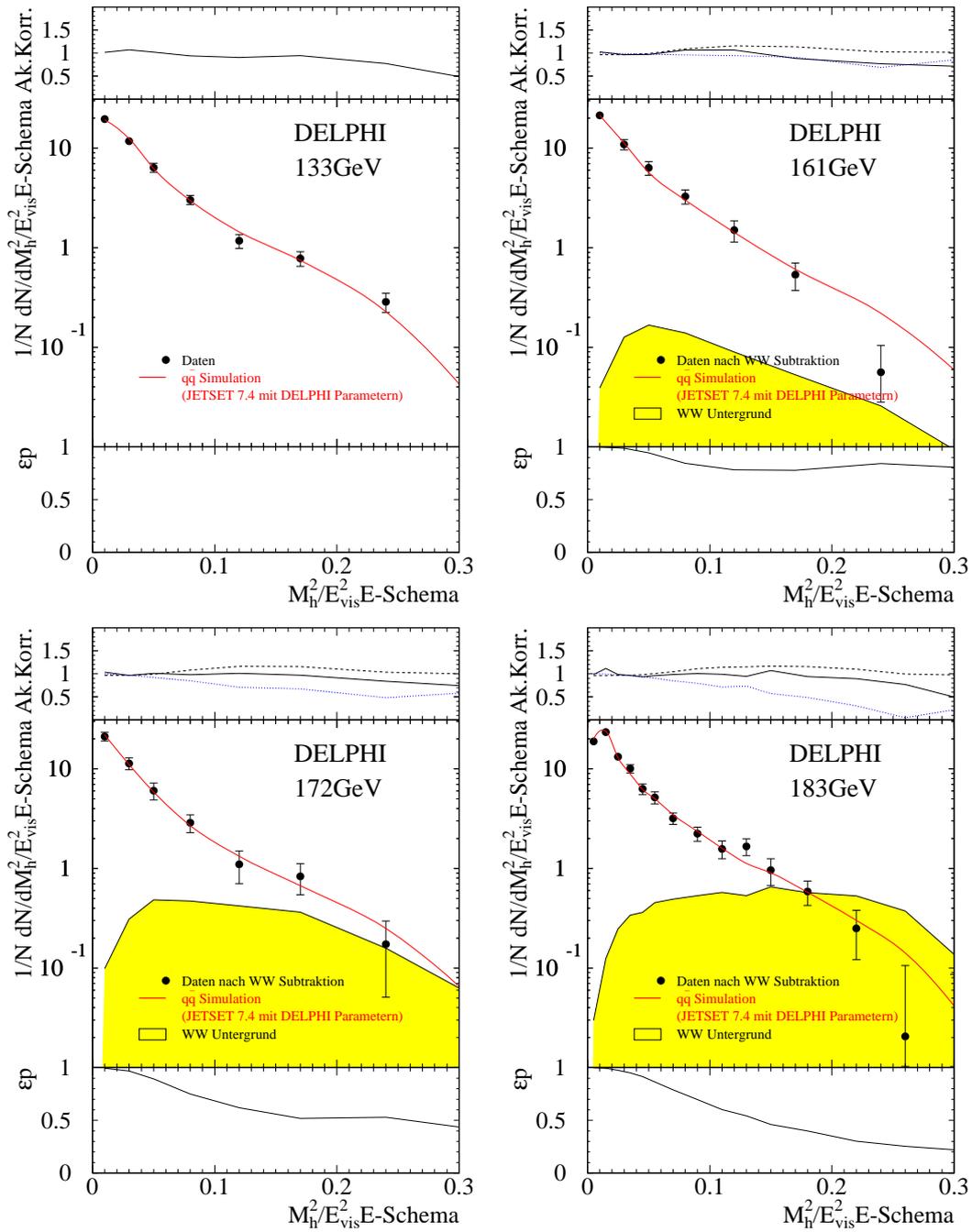


Abbildung B.12: Die Momente und Verteilungen der alternativen Jetmasse ($M_{(E)h}^2/E_{vis}^2$) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtstrahlender qq -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW -Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW -Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW -Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW -Unterdrückung.

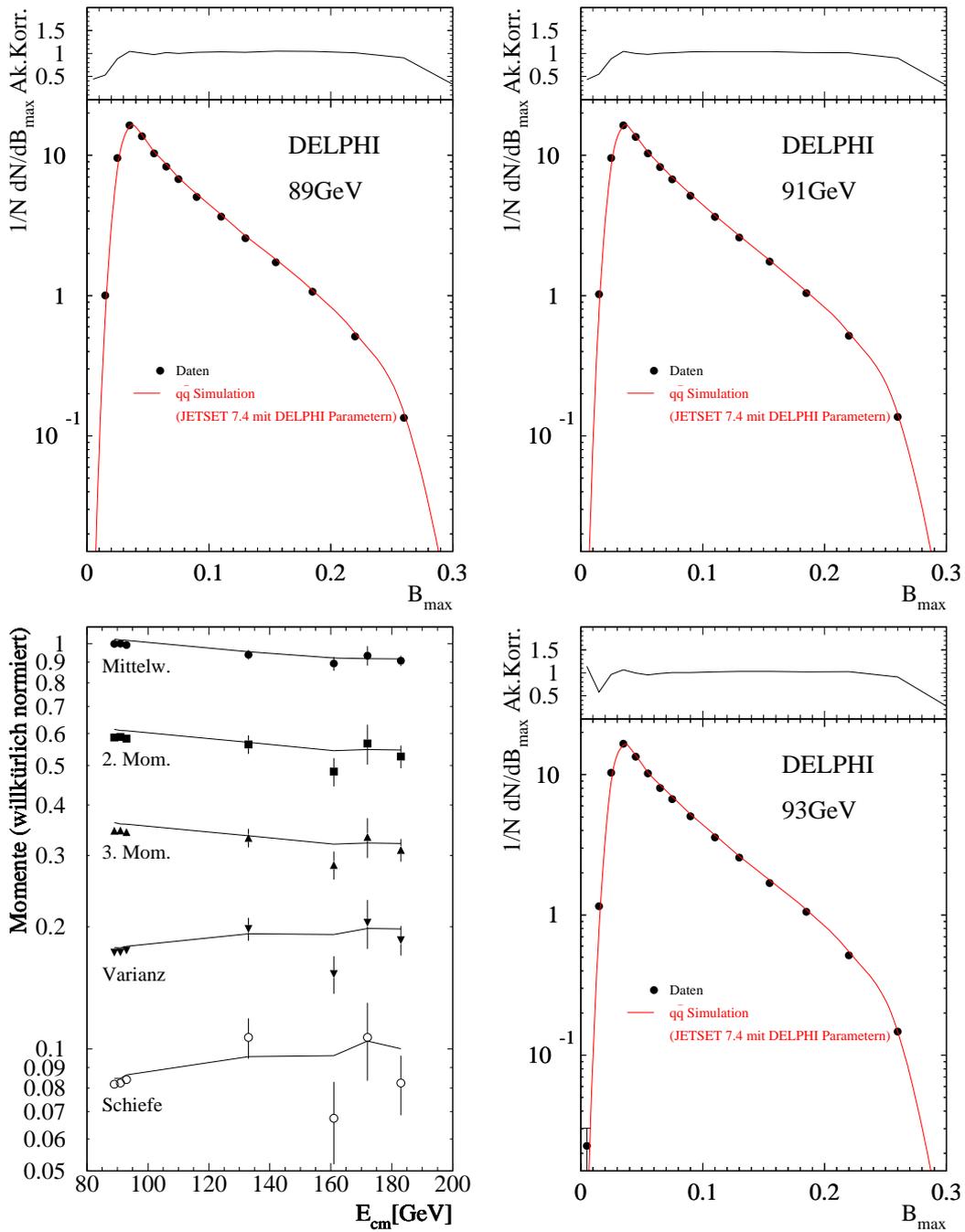
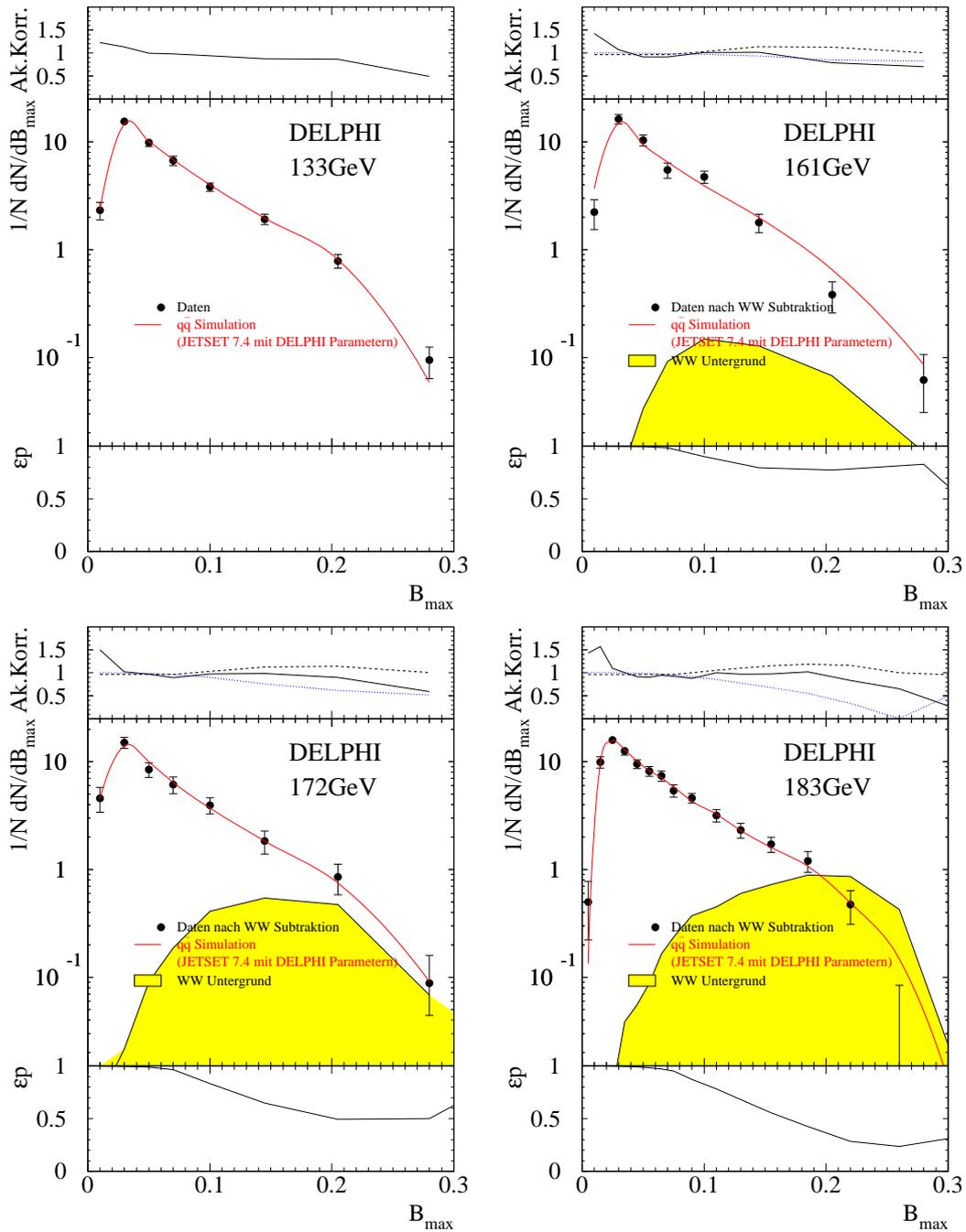


Abbildung B.13: Die Momente und Verteilungen der großen Jetbreite (B_{\max}) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtstrahlender $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie, . . .



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

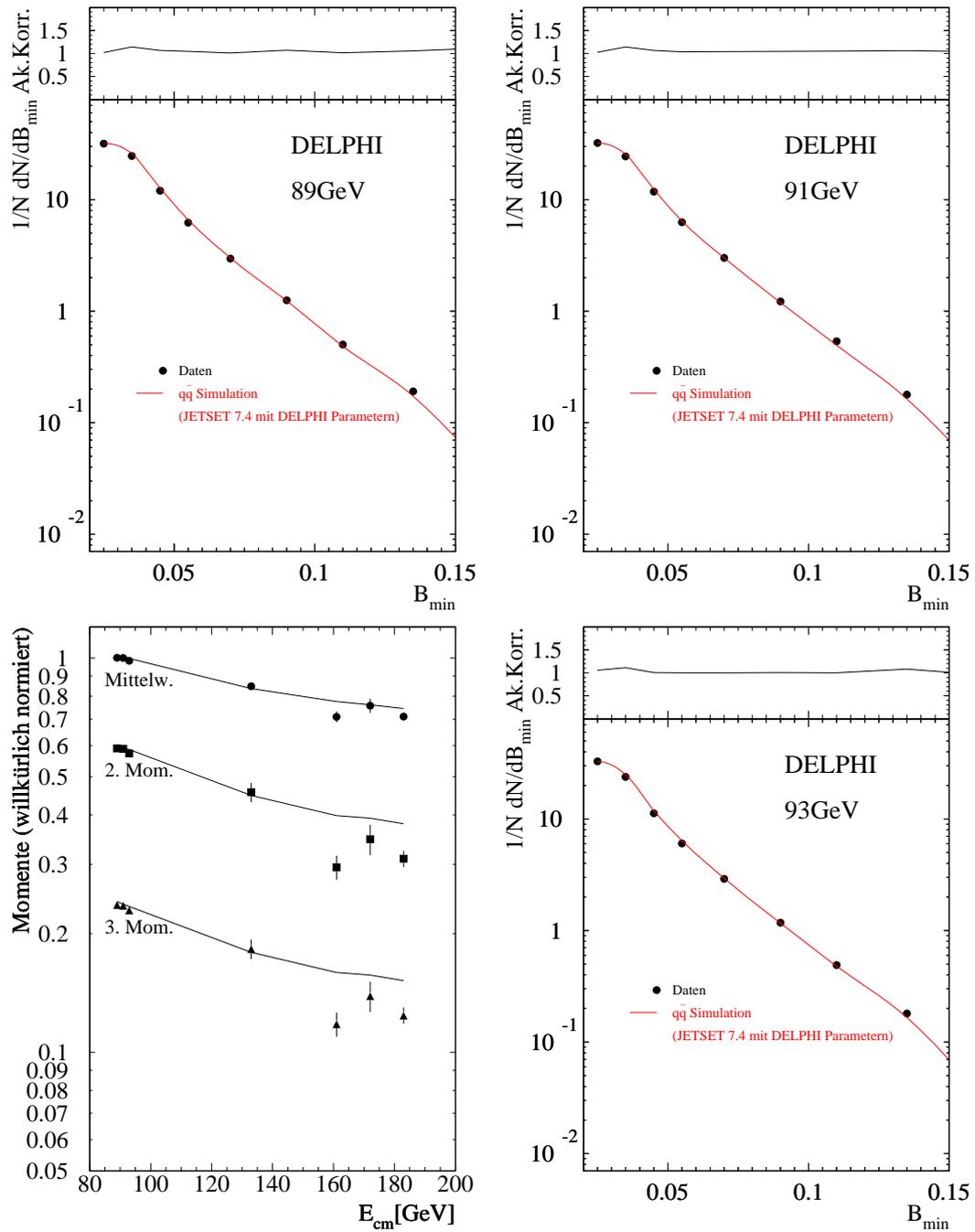
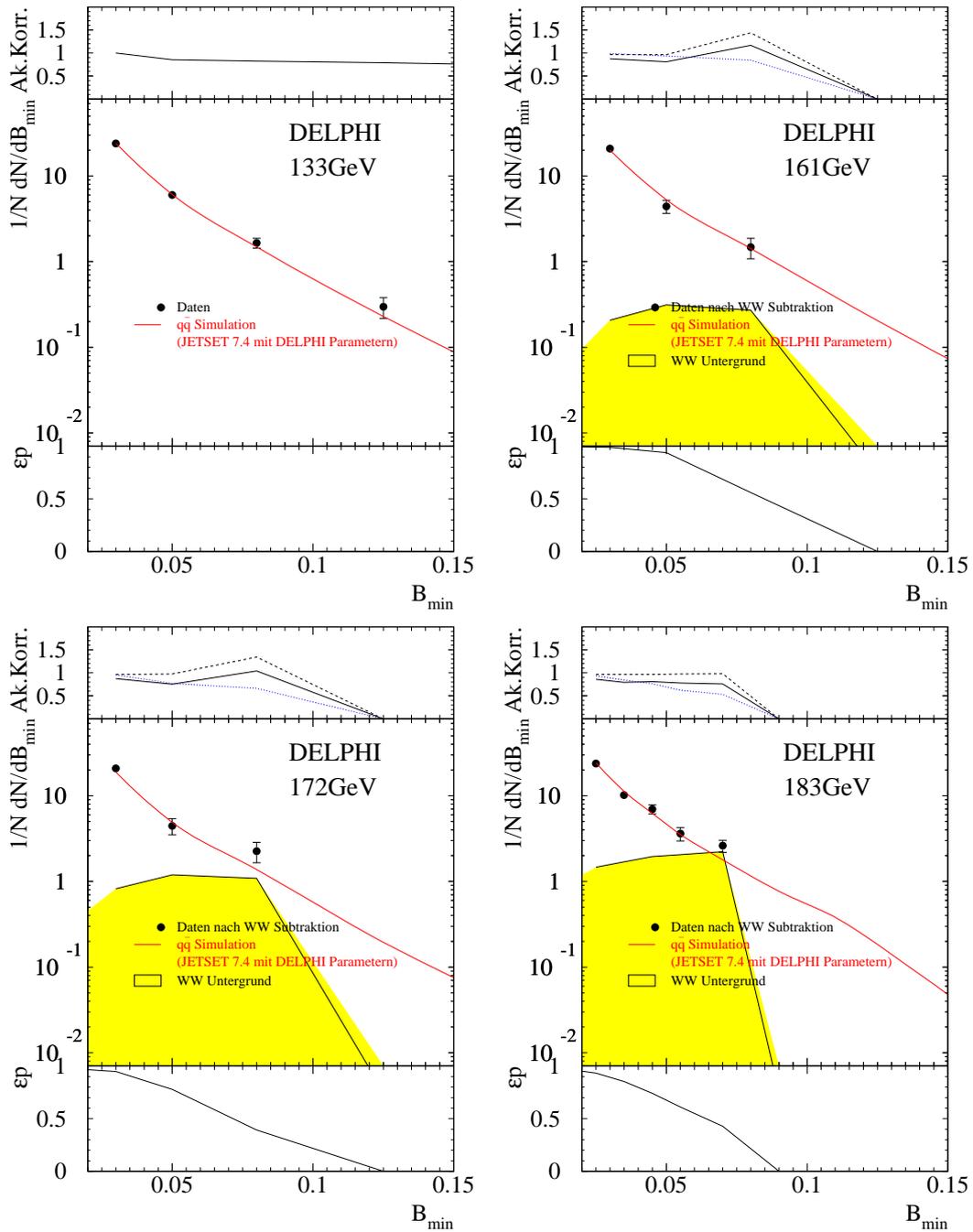


Abbildung B.14: Die Momente und Verteilungen der schmalen Jetbreite (B_{\min}) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtstrahlender $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

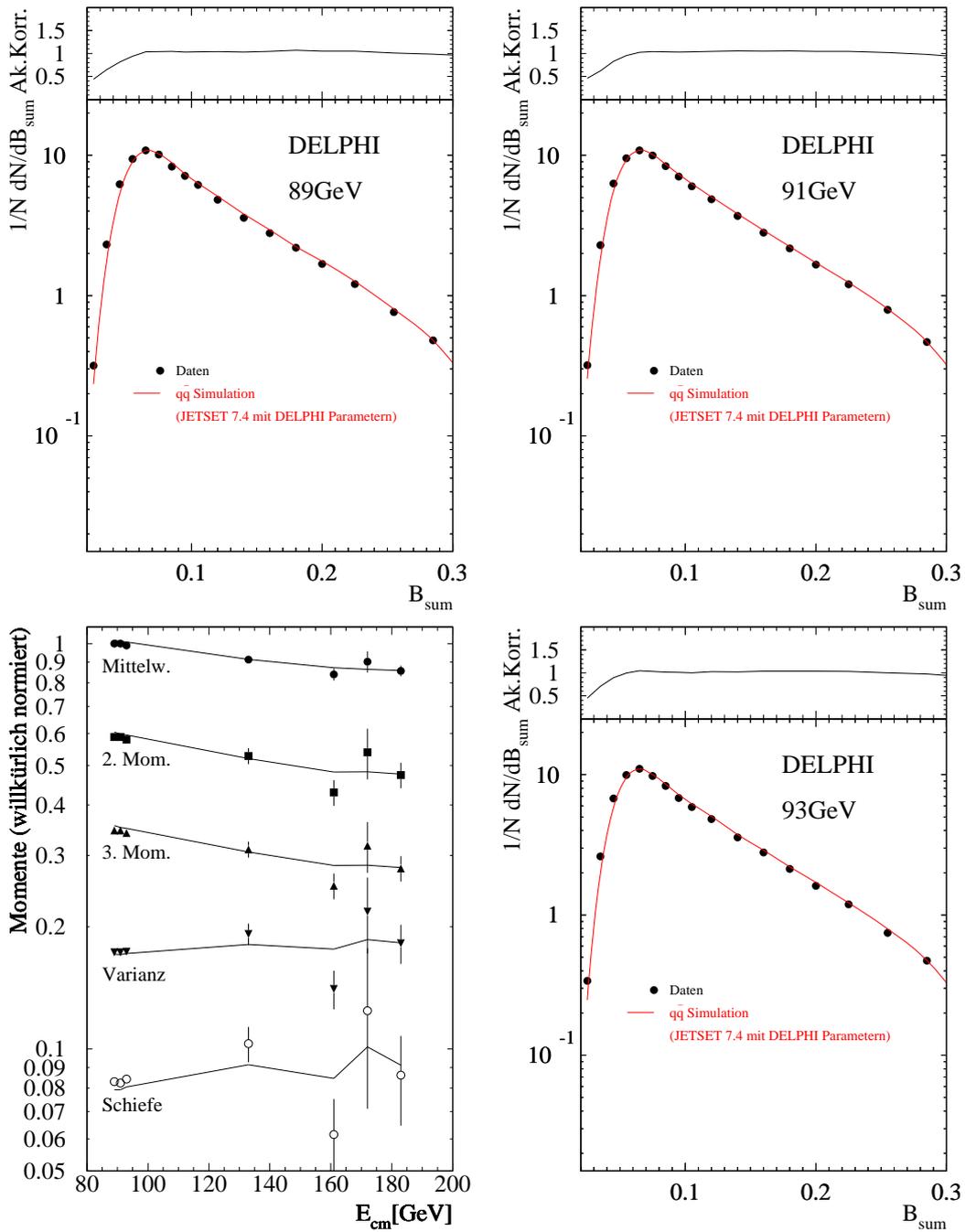
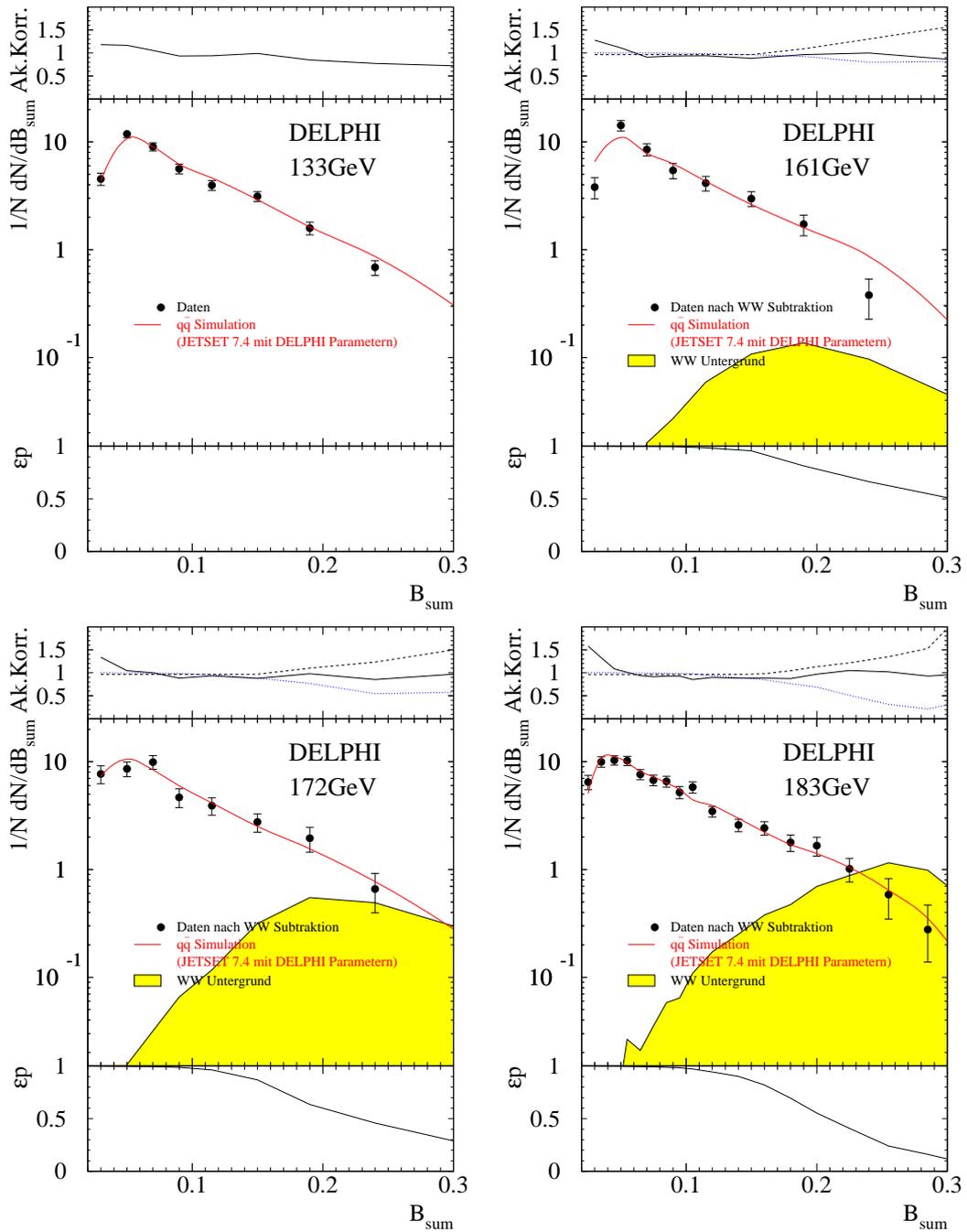


Abbildung B.15: Die Momente und Verteilungen der Jetbreitensumme (B_{sum}) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtstrahlender $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

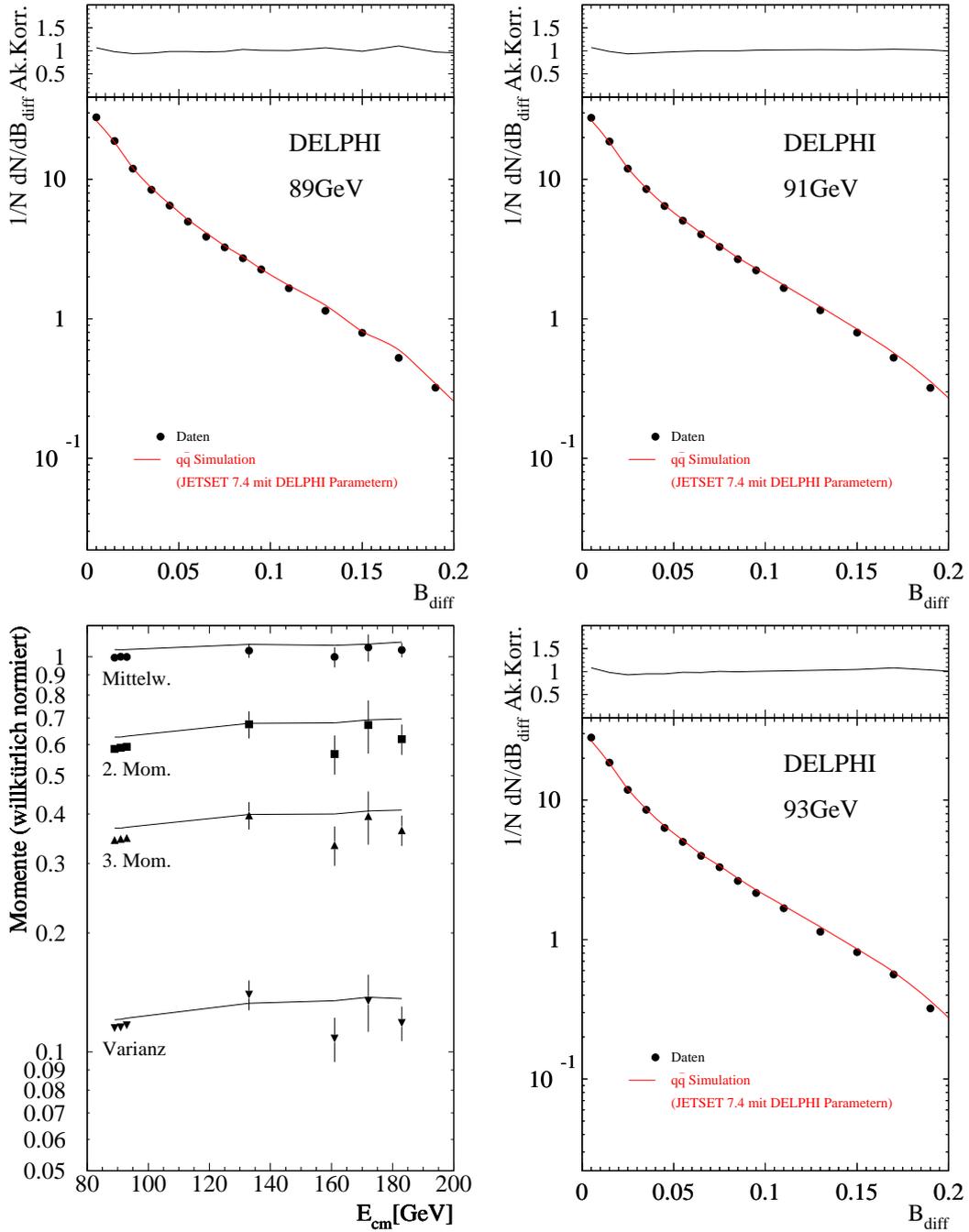
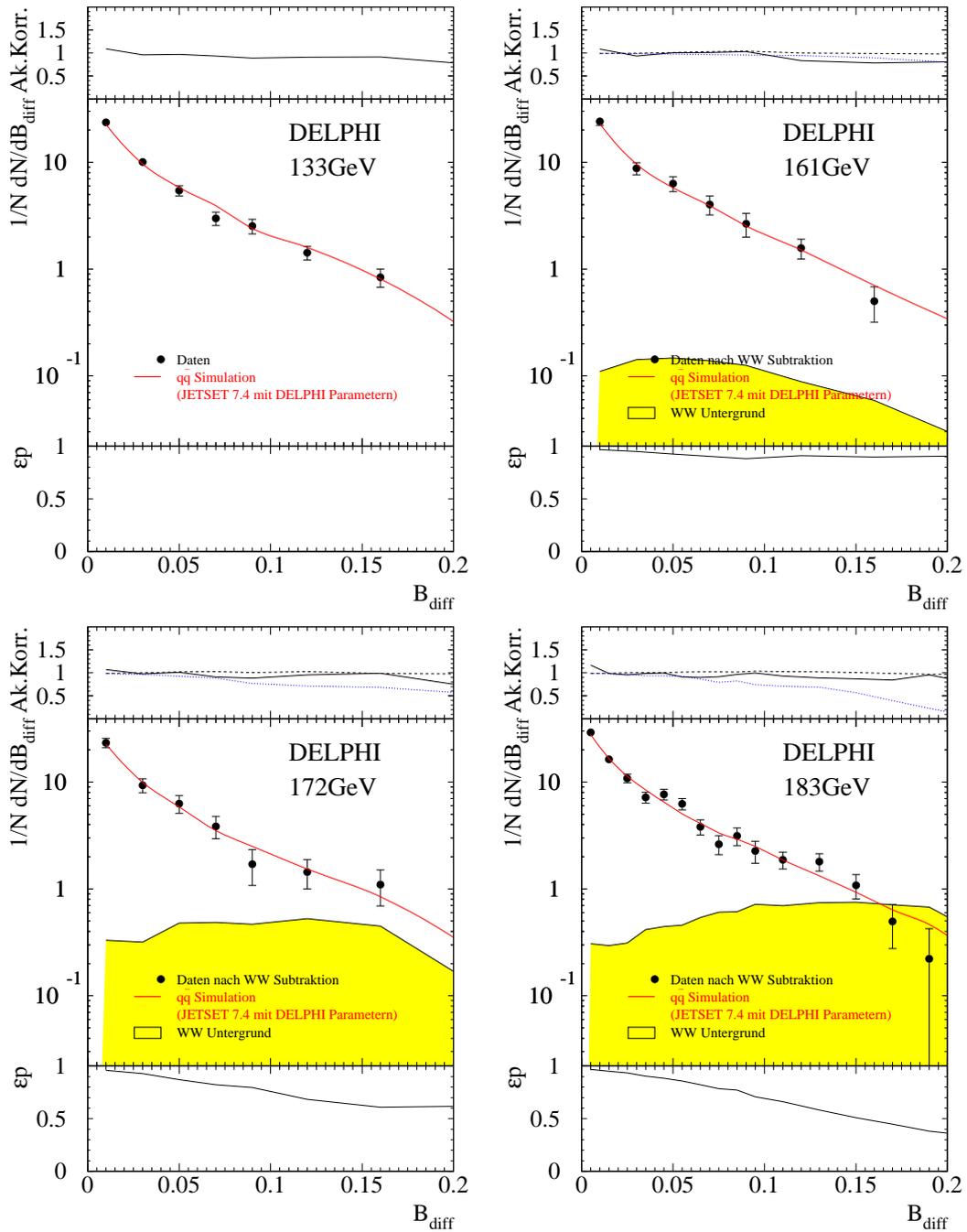


Abbildung B.16: Die Momente und Verteilungen der Jetbreitendifferenz (B_{diff}) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtradiativer $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

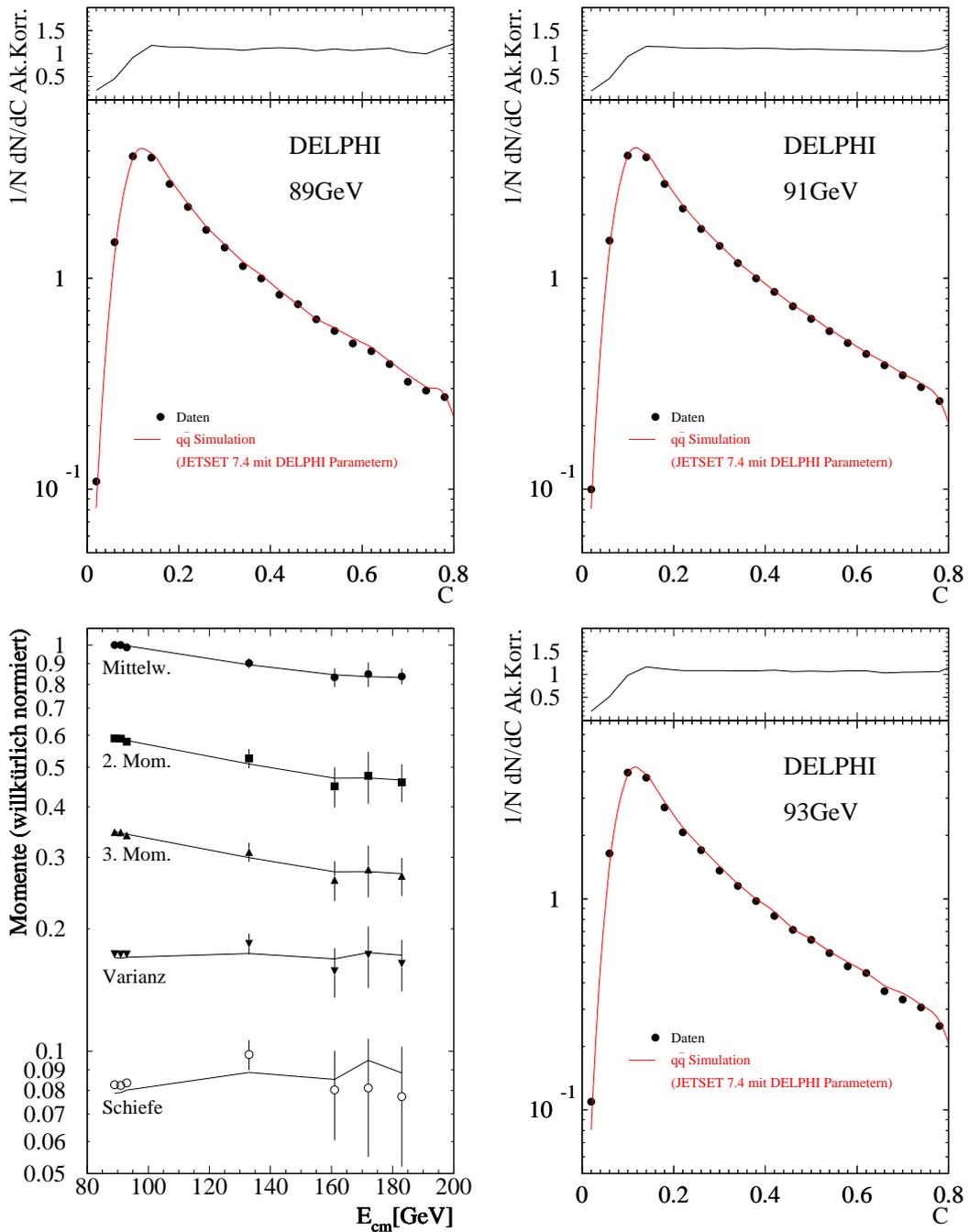
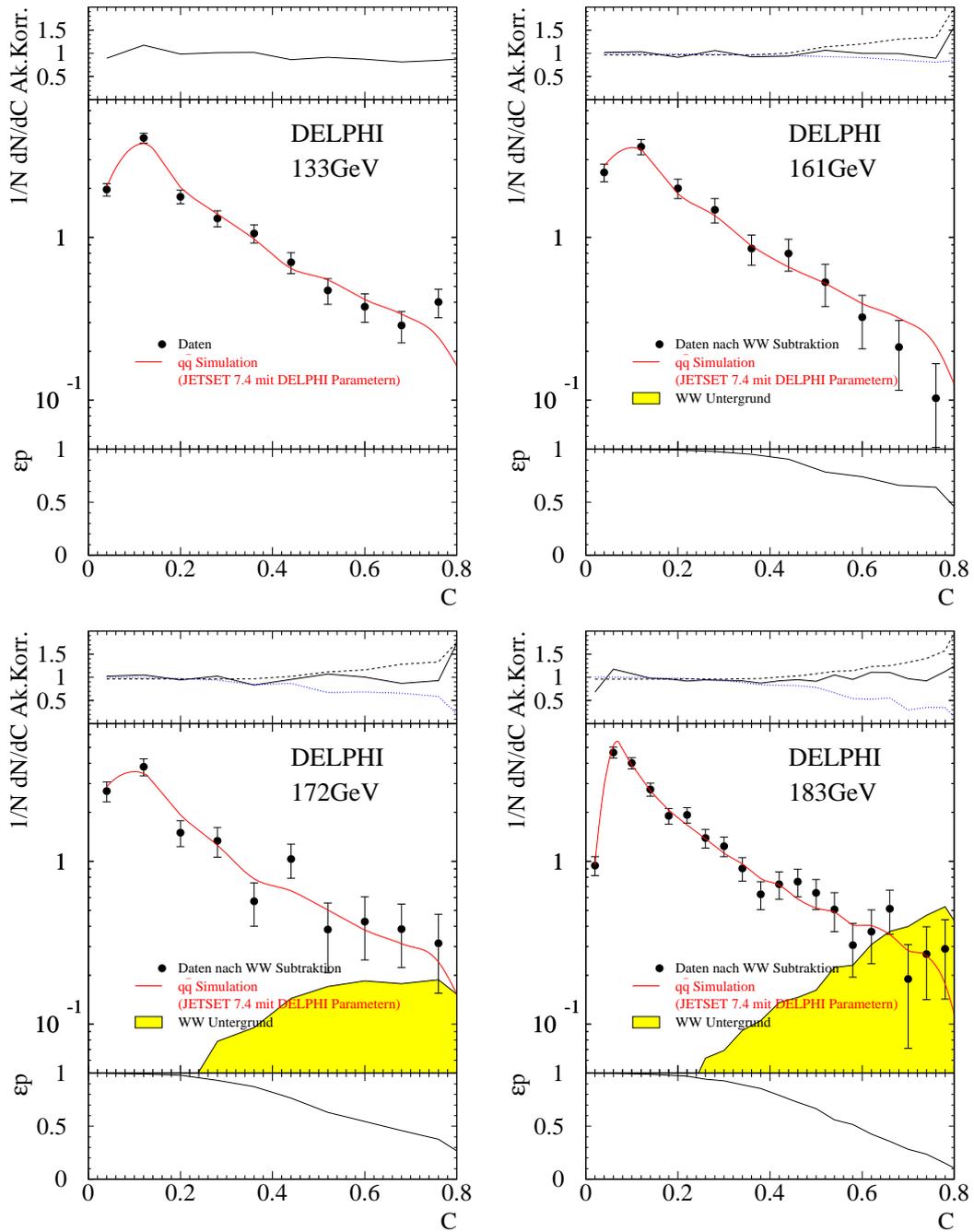


Abbildung B.17: Die Momente und Verteilungen des C -Parameters (C) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtstrahlender $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

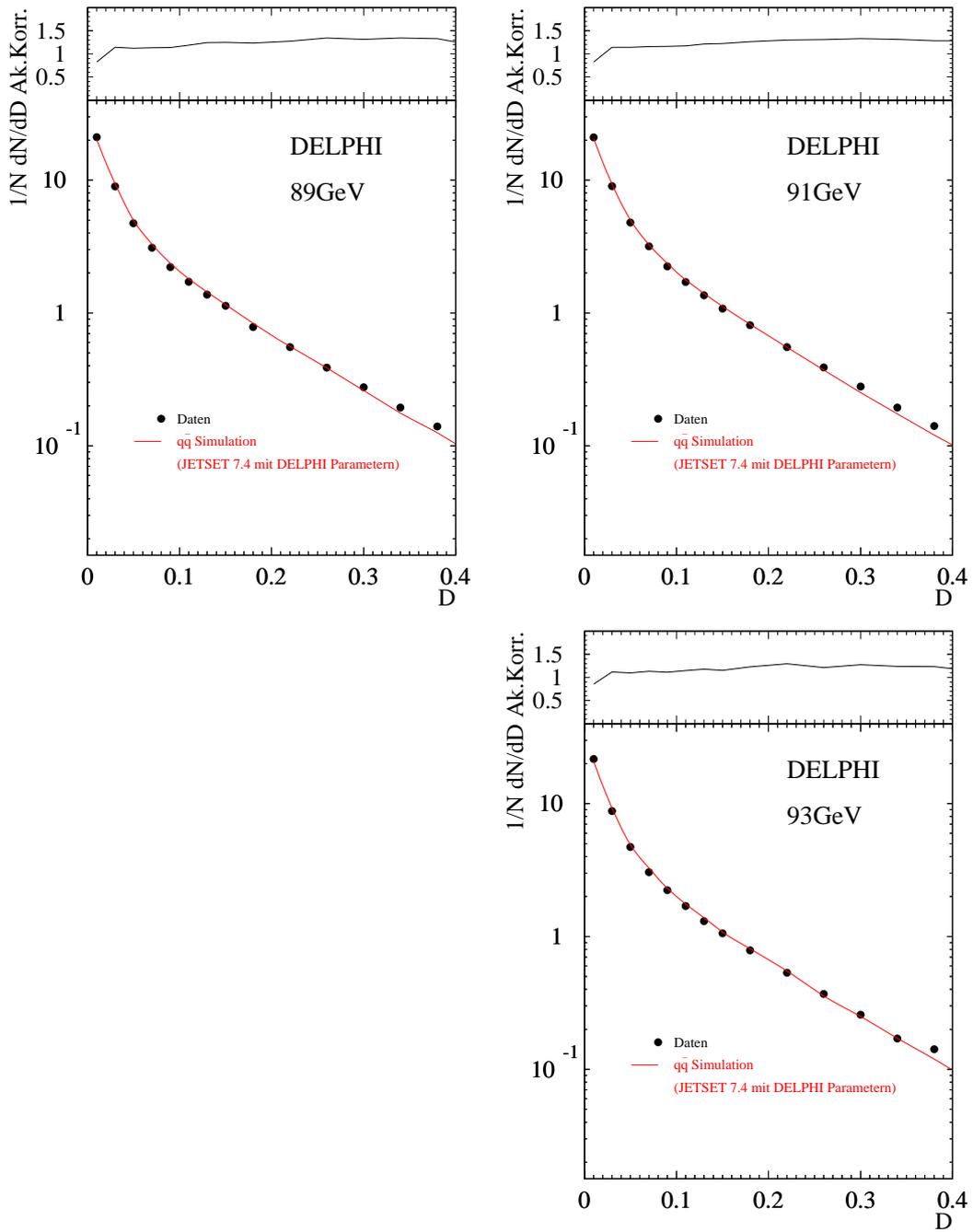
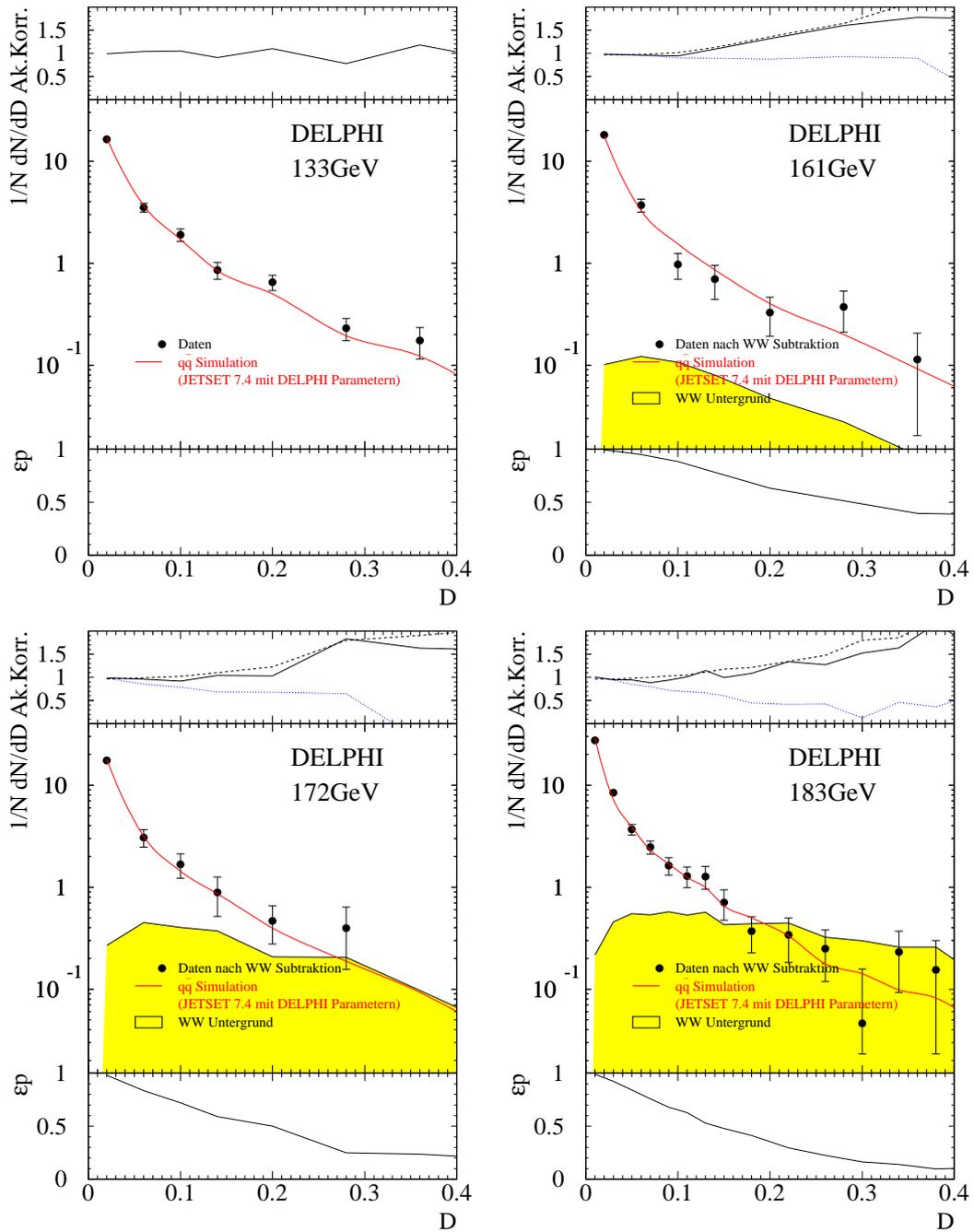


Abbildung B.18: Die Verteilungen des D -Parameters (D) für die gemessenen Energien. Dargestellt sind die Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit statistischem Fehler, die Simulation nichtradiativer $q\bar{q}$ -Ereignisse und der WW -Untergrund. Für die Verteilungen sind in der oberen Kurve die Akzeptanzkorrekturen wie folgt dargestellt: Die Korrektur durch Selektion hadronischer Ereignisse C_{QCD} als durchgezogene Linie,



... dazu (für die Energien mit WW-Untergrund) die Korrektur aufgrund der Schnitte gegen WW-Ereignisse C_{WW} als gestrichelte Linie und das Verhältnis der Daten vor und nach der WW-Subtraktion als gepunktete Linie. Für die drei höchsten Energien zeigt die unterste Kurve das Produkt aus Reinheit und Effizienz der angewendeten WW-Unterdrückung.

Anhang C

Tabellen und Abbildungen zu Anpassungen der starken Kopplung

E_{cm}	Theorie	Parameter	Resultat \pm Stat. \pm Syst. \pm Skala
89.5 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(89.5 \text{ GeV})$	0.1126 \pm 0.0004 \pm 0.0009 \pm 0.006
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1123 \pm 0.0004 \pm 0.0009 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(89.5 \text{ GeV})$	0.1162 \pm 0.0005 \pm 0.0025 \pm 0.0062
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1159 \pm 0.0005 \pm 0.0024 \pm 0.0062
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(89.5 \text{ GeV})$	0.1231 \pm 0.0004 \pm 0.0021 \pm 0.0067
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1227 \pm 0.0004 \pm 0.0021 \pm 0.0066
91.2 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(M_Z)$	0.1132 \pm 0.0001 \pm 0.0009 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(M_Z)$	0.1174 \pm 0.0001 \pm 0.0023 \pm 0.0064
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA	$\alpha_s(M_Z)$	0.1242 \pm 0.0001 \pm 0.0020 \pm 0.0068
93.0 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(93.0 \text{ GeV})$	0.1120 \pm 0.0003 \pm 0.0009 \pm 0.006
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1124 \pm 0.0003 \pm 0.0009 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(93.0 \text{ GeV})$	0.1155 \pm 0.0004 \pm 0.0022 \pm 0.0061
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1159 \pm 0.0004 \pm 0.0022 \pm 0.0061
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(93.0 \text{ GeV})$	0.1223 \pm 0.0003 \pm 0.0019 \pm 0.0065
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1227 \pm 0.0003 \pm 0.0019 \pm 0.0066
133 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(133 \text{ GeV})$	0.1054 \pm 0.0049 \pm 0.0005 \pm 0.006
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1111 \pm 0.0054 \pm 0.0006 \pm 0.005
	NLLA	$\alpha_s(133 \text{ GeV})$	0.1116 \pm 0.0068 \pm 0.0013 \pm 0.0055
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1179 \pm 0.0076 \pm 0.0014 \pm 0.0061
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(133 \text{ GeV})$	0.1145 \pm 0.0043 \pm 0.0012 \pm 0.0052
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1212 \pm 0.0048 \pm 0.0014 \pm 0.0059
161 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(161 \text{ GeV})$	0.0997 \pm 0.0085 \pm 0.0003 \pm 0.006
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1074 \pm 0.0099 \pm 0.0004 \pm 0.005
	NLLA	$\alpha_s(161 \text{ GeV})$	0.1087 \pm 0.0096 \pm 0.0013 \pm 0.0043
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1180 \pm 0.0114 \pm 0.0016 \pm 0.0051
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(161 \text{ GeV})$	0.1130 \pm 0.0067 \pm 0.0010 \pm 0.0049
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1231 \pm 0.0080 \pm 0.0012 \pm 0.0059
172 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(172 \text{ GeV})$	0.1074 \pm 0.0102 \pm 0.0005 \pm 0.006
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1177 \pm 0.0123 \pm 0.0006 \pm 0.005
	NLLA	$\alpha_s(172 \text{ GeV})$	0.0923 \pm 0.0111 \pm 0.0005 \pm 0.0027
		$\alpha_s(M_Z)$	0.0997 \pm 0.0130 \pm 0.0006 \pm 0.0031
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(172 \text{ GeV})$	0.1051 \pm 0.0084 \pm 0.0009 \pm 0.0042
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1148 \pm 0.0100 \pm 0.0011 \pm 0.0050
183 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(183 \text{ GeV})$	0.1079 \pm 0.0046 \pm 0.0004 \pm 0.005
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1194 \pm 0.0056 \pm 0.0005 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(183 \text{ GeV})$	0.1054 \pm 0.0045 \pm 0.0014 \pm 0.0044
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1163 \pm 0.0055 \pm 0.0017 \pm 0.0054
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(183 \text{ GeV})$	0.1132 \pm 0.0038 \pm 0.0012 \pm 0.0053
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1259 \pm 0.0047 \pm 0.0015 \pm 0.0066

Tabelle C.1: *Resultate der Anpassungen von α_s and die Verteilungen von $1 - T$. Die Skalenfehler der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Analyse stammen aus einer früheren DELPHI Publikation [78].*

E_{cm}	Theorie	Parameter	Resultat \pm Stat. \pm Syst. \pm Skala
89.5 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(89.5 \text{ GeV})$	0.1232 \pm 0.0004 \pm 0.0018 \pm 0.006
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1228 \pm 0.0004 \pm 0.0018 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(89.5 \text{ GeV})$	0.1255 \pm 0.0010 \pm 0.0055 \pm 0.0105
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1251 \pm 0.0010 \pm 0.0055 \pm 0.0105
$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(89.5 \text{ GeV})$	0.1241 \pm 0.0004 \pm 0.0026 \pm 0.0058	
	$\alpha_s(M_Z)$	0.1237 \pm 0.0004 \pm 0.0026 \pm 0.0058	
91.2 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(M_Z)$	0.1240 \pm 0.0001 \pm 0.0018 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(M_Z)$	0.1268 \pm 0.0003 \pm 0.0055 \pm 0.0110
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA	$\alpha_s(M_Z)$	0.1249 \pm 0.0001 \pm 0.0026 \pm 0.0058
93.0 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(93.0 \text{ GeV})$	0.1221 \pm 0.0004 \pm 0.0016 \pm 0.006
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1225 \pm 0.0004 \pm 0.0016 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(93.0 \text{ GeV})$	0.1253 \pm 0.0008 \pm 0.0052 \pm 0.0103
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1257 \pm 0.0008 \pm 0.0053 \pm 0.0104
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(93.0 \text{ GeV})$	0.1230 \pm 0.0003 \pm 0.0024 \pm 0.0056
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1234 \pm 0.0004 \pm 0.0024 \pm 0.0056
133 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(133 \text{ GeV})$	0.1139 \pm 0.0046 \pm 0.0008 \pm 0.005
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1205 \pm 0.0051 \pm 0.0009 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(133 \text{ GeV})$	0.1093 \pm 0.0090 \pm 0.0025 \pm 0.0060
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1154 \pm 0.0100 \pm 0.0028 \pm 0.0066
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(133 \text{ GeV})$	0.1128 \pm 0.0043 \pm 0.0011 \pm 0.0042
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1193 \pm 0.0048 \pm 0.0013 \pm 0.0047
161 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(161 \text{ GeV})$	0.1173 \pm 0.0073 \pm 0.0014 \pm 0.005
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1282 \pm 0.0088 \pm 0.0016 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(161 \text{ GeV})$	0.1030 \pm 0.0126 \pm 0.0008 \pm 0.0049
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1113 \pm 0.0147 \pm 0.0010 \pm 0.0057
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(161 \text{ GeV})$	0.1131 \pm 0.0068 \pm 0.0013 \pm 0.0043
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1233 \pm 0.0081 \pm 0.0016 \pm 0.0051
172 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(172 \text{ GeV})$	0.1112 \pm 0.0090 \pm 0.0009 \pm 0.005
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1222 \pm 0.0110 \pm 0.0011 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(172 \text{ GeV})$	0.1160 \pm 0.0081 \pm 0.0011 \pm 0.0081
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1280 \pm 0.0097 \pm 0.0014 \pm 0.0100
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(172 \text{ GeV})$	0.1124 \pm 0.0080 \pm 0.0009 \pm 0.0042
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1237 \pm 0.0098 \pm 0.0011 \pm 0.0051
183 GeV	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\alpha_s(183 \text{ GeV})$	0.1127 \pm 0.0043 \pm 0.0009 \pm 0.005
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1252 \pm 0.0054 \pm 0.0011 \pm 0.006
	NLLA	$\alpha_s(183 \text{ GeV})$	0.1132 \pm 0.0079 \pm 0.0020 \pm 0.0068
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1259 \pm 0.0098 \pm 0.0025 \pm 0.0085
	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ +NLLA (log R -Schema)	$\alpha_s(183 \text{ GeV})$	0.1133 \pm 0.0039 \pm 0.0012 \pm 0.0045
		$\alpha_s(M_Z)$	0.1261 \pm 0.0049 \pm 0.0015 \pm 0.0056

Tabelle C.2: Resultate der Anpassungen von α_s and die Verteilungen von M_h^2/E_{vis}^2 . Die Skalenfehler der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Analyse stammen aus einer früheren DELPHI Publikation [78].

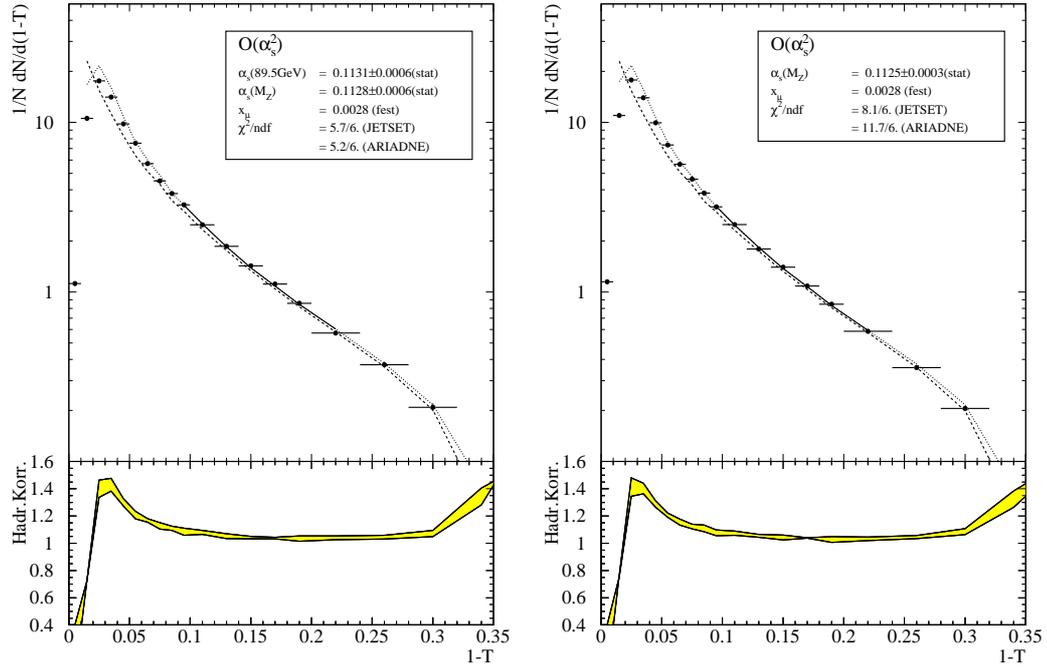
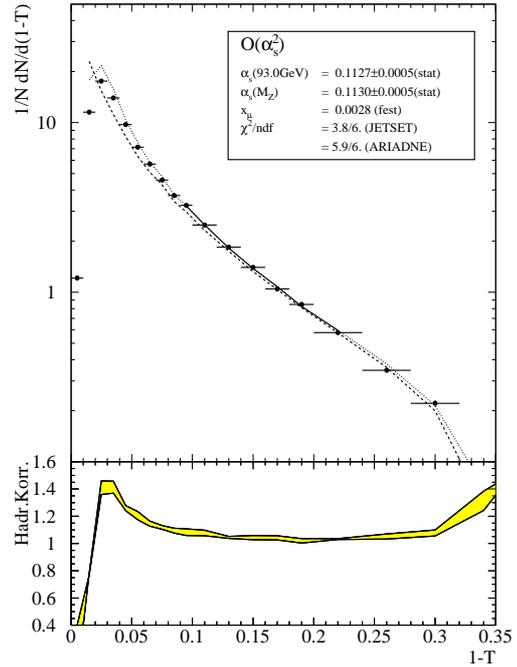
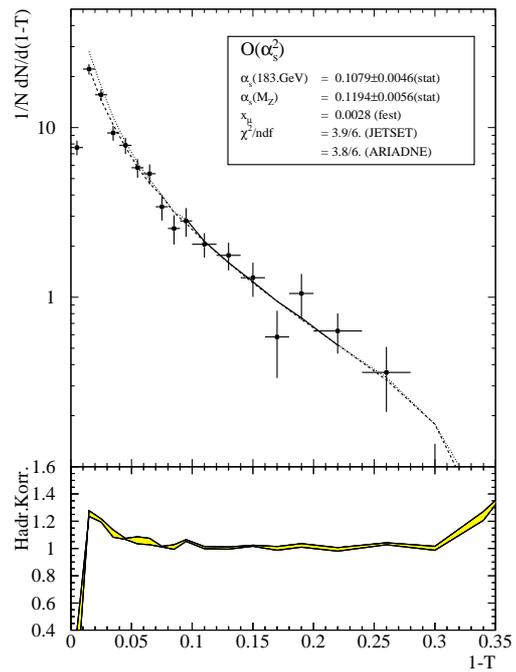
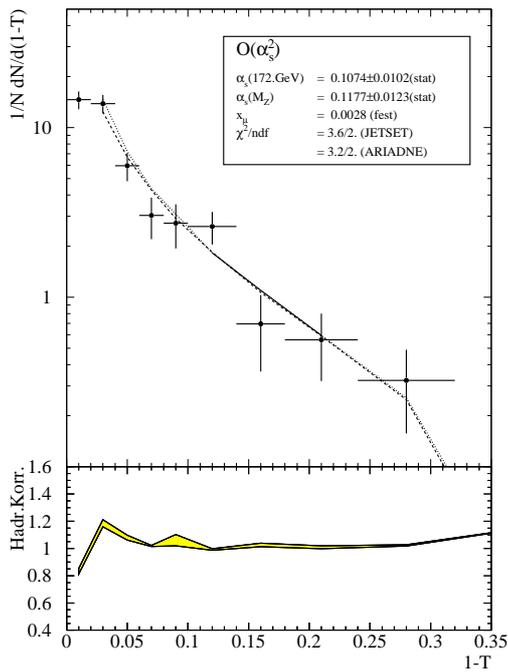
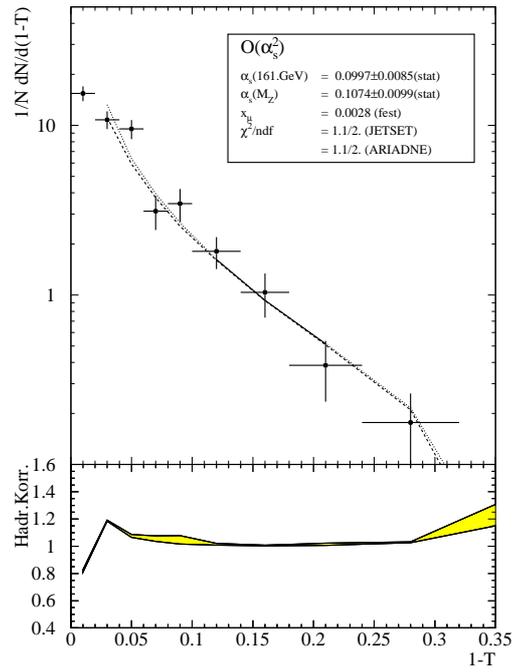
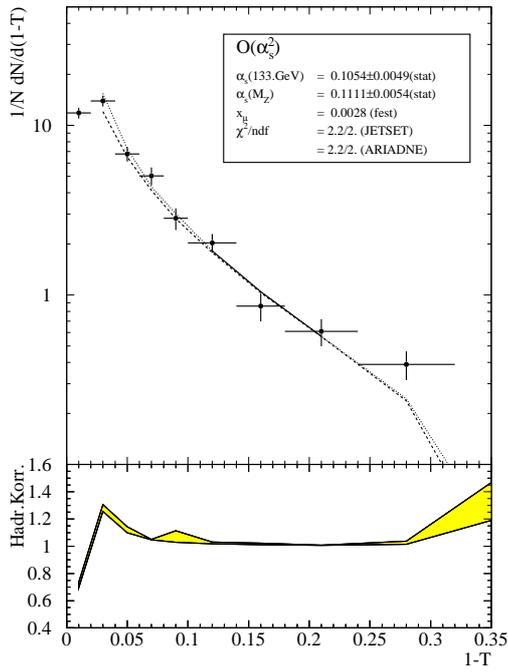


Abbildung C.1: *Resultate der Anpassungen der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Vorhersage an die Verteilungen von $1 - T$. Im Anpassungsbereich ist die angepasste Kurve als durchgezogene, außerhalb als gepunktete Linie dargestellt. Zusätzlich ist als gestrichelte Linie die Vorhersage vor Hadronisierungskorrektur eingezeichnet. Die Hadronisierungskorrektur ist im unteren Teil der Figuren dargestellt. Darin umfaßt das Band den Unterschied zwischen der Korrektur aus JETSET und ARIADNE. Im Kasten sind die Anpassungsergebnisse aufgeführt. Die angegebenen α_s -Werte entsprechen der Mittelung der Anpassungen mit einer JETSET- und einer ARIADNE-Korrektur, deren χ^2 -Werte einzeln aufgeführt werden.*





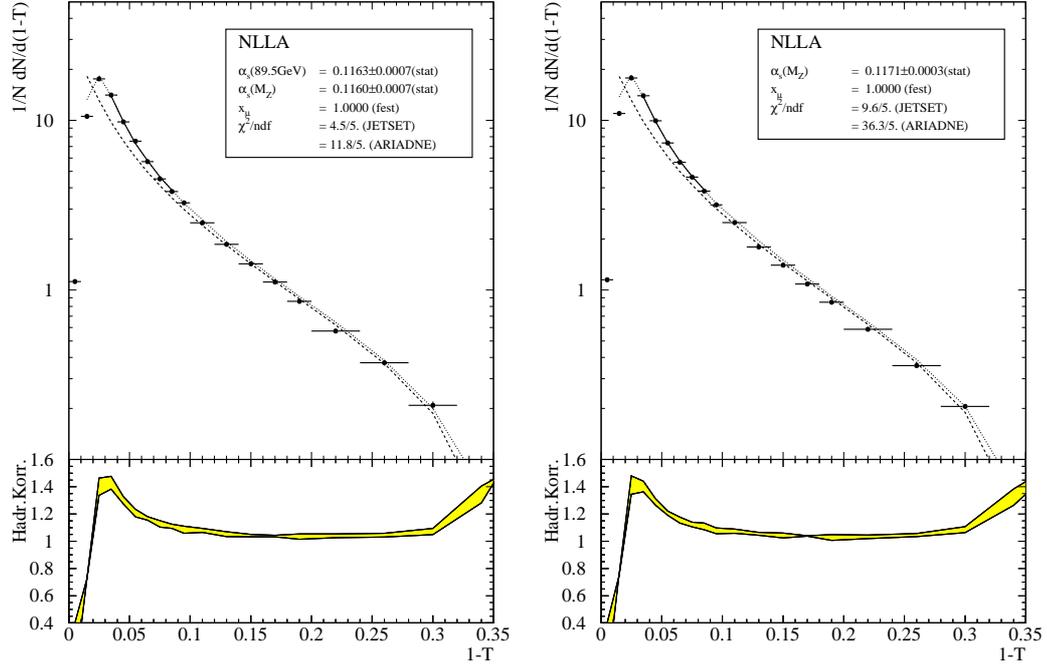
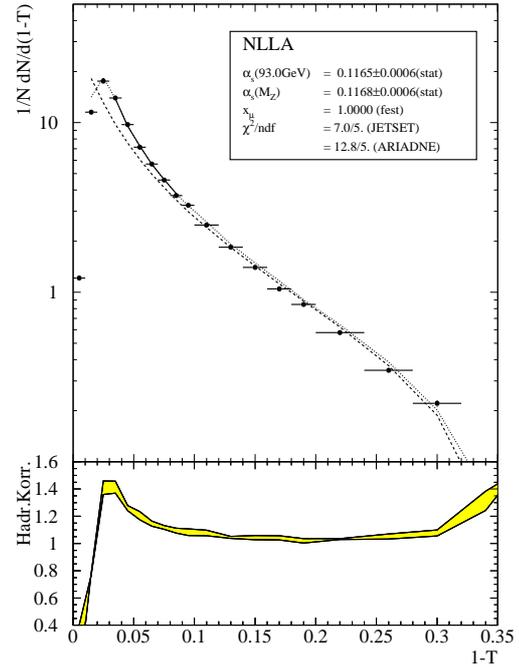
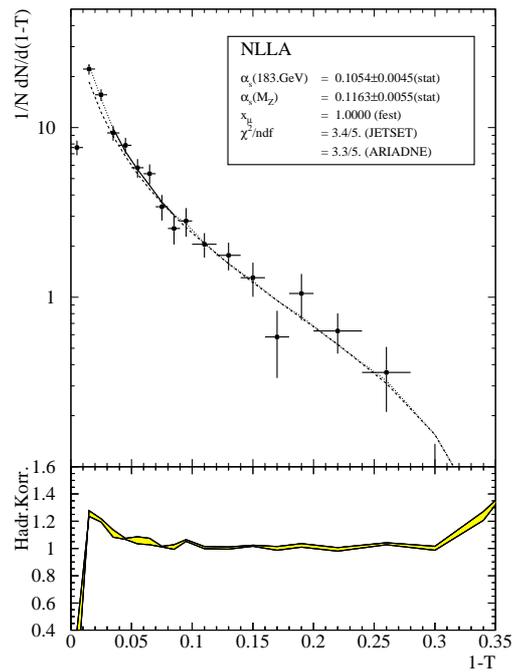
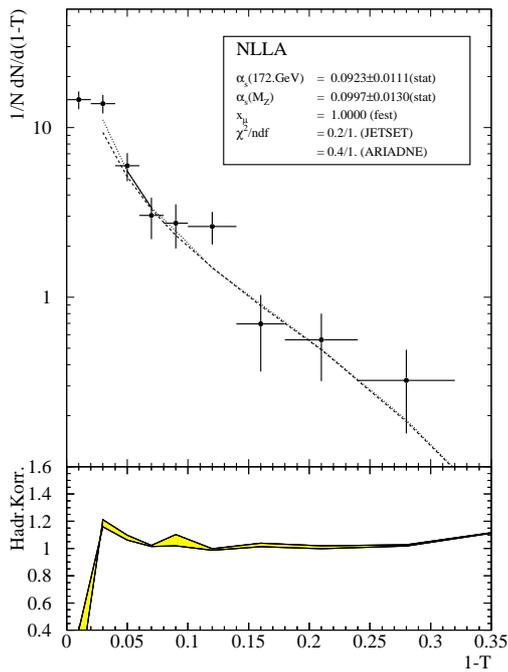
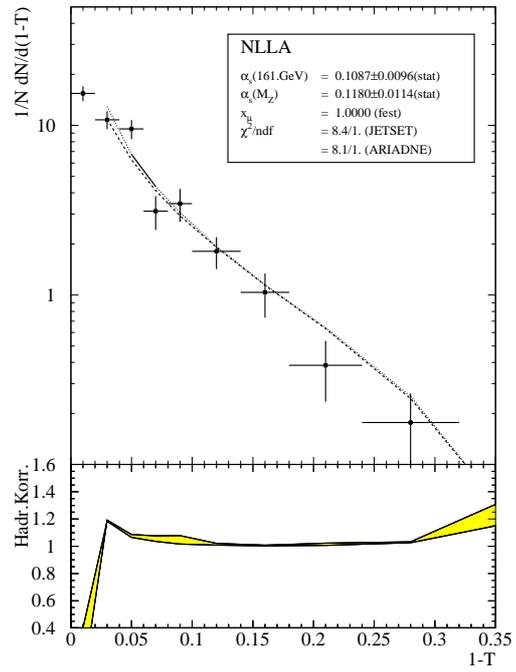
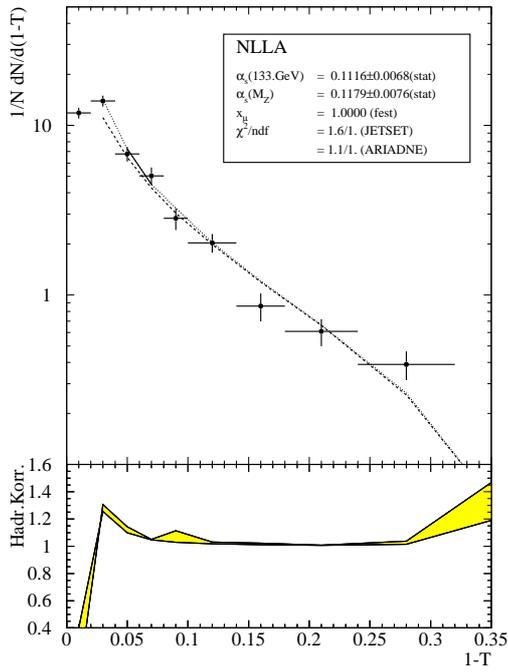


Abbildung C.2: *Resultate der Anpassungen der NLLA-Vorhersage an die Verteilungen von $1 - T$. Im Anpassungsbereich ist die angepasste Kurve als durchgezogene, außerhalb als gepunktete Linie dargestellt. Zusätzlich ist als gestrichelte Linie die Vorhersage vor Hadronisierungskorrektur eingezeichnet. Die Hadronisierungskorrektur ist im unteren Teil der Figuren dargestellt. Darin umfaßt das Band den Unterschied zwischen der Korrektur aus JETSET und ARIADNE. Im Kasten sind die Anpassungsergebnisse aufgeführt. Die angegebenen α_s -Werte entsprechen der Mittelung der Anpassungen mit einer JETSET- und einer ARIADNE-Korrektur, deren χ^2 -Werte einzeln aufgeführt werden.*





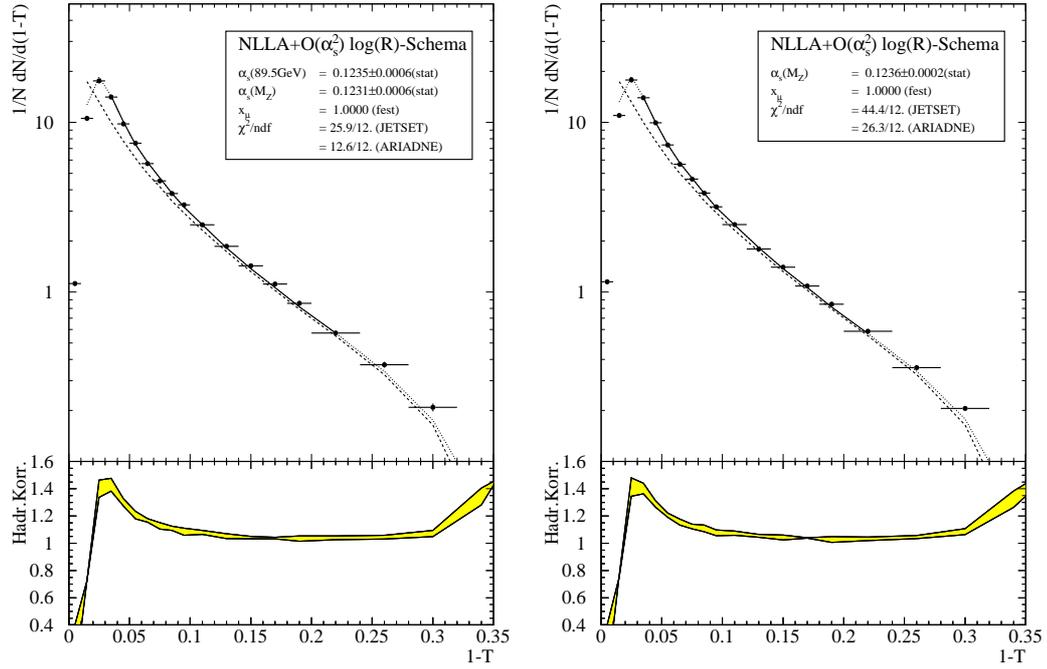
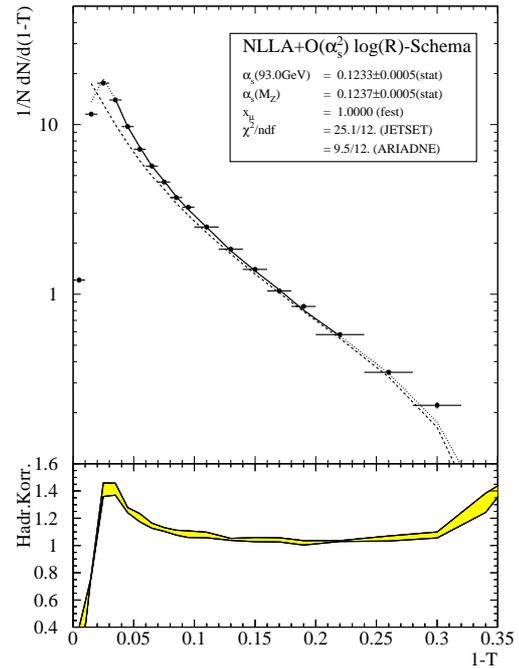
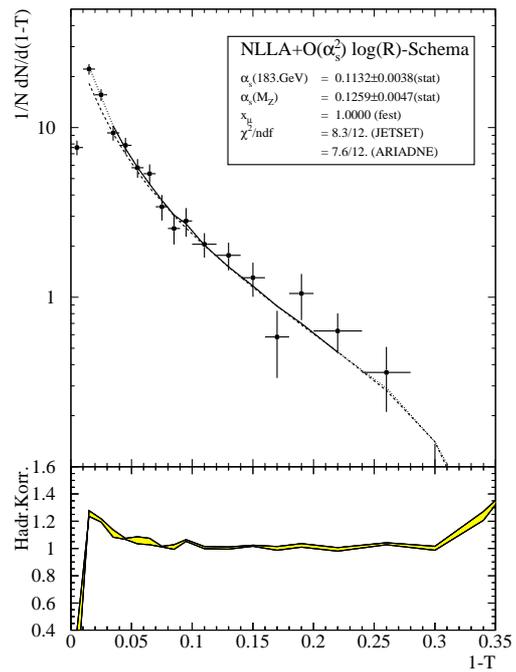
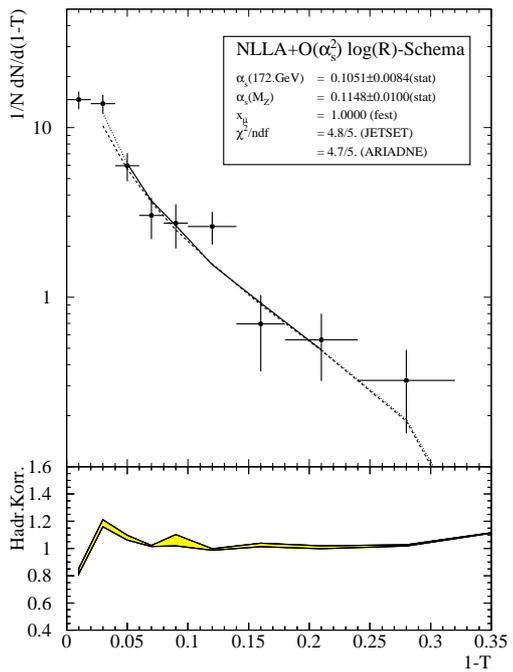
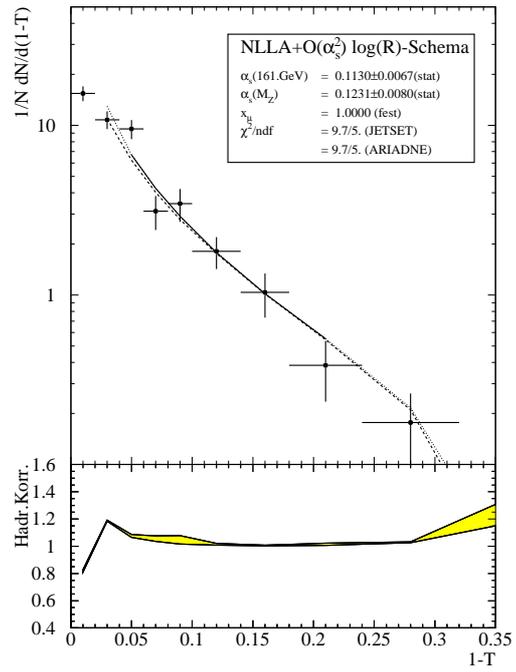
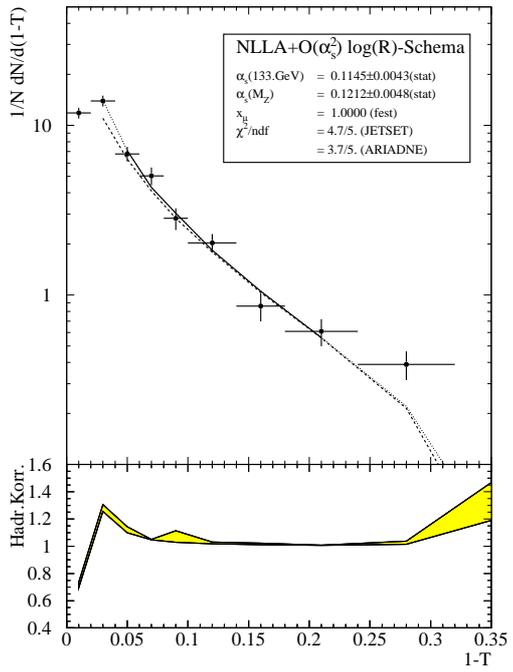


Abbildung C.3: *Resultate der Anpassungen der NLLA+O(α_s^2)-Vorhersage an die Verteilungen von $1 - T$. Im Anpassungsbereich ist die angepasste Kurve als durchgezogene, außerhalb als gepunktete Linie dargestellt. Zusätzlich ist als gestrichelte Linie die Vorhersage vor Hadronisierungskorrektur eingezeichnet. Die Hadronisierungskorrektur ist im unteren Teil der Figuren dargestellt. Darin umfaßt das Band den Unterschied zwischen der Korrektur aus JETSET und ARIADNE. Im Kasten sind die Anpassungsergebnisse aufgeführt. Die angegebenen α_s -Werte entsprechen der Mittelung der Anpassungen mit einer JETSET- und einer ARIADNE-Korrektur, deren χ^2 -Werte einzeln aufgeführt werden.*





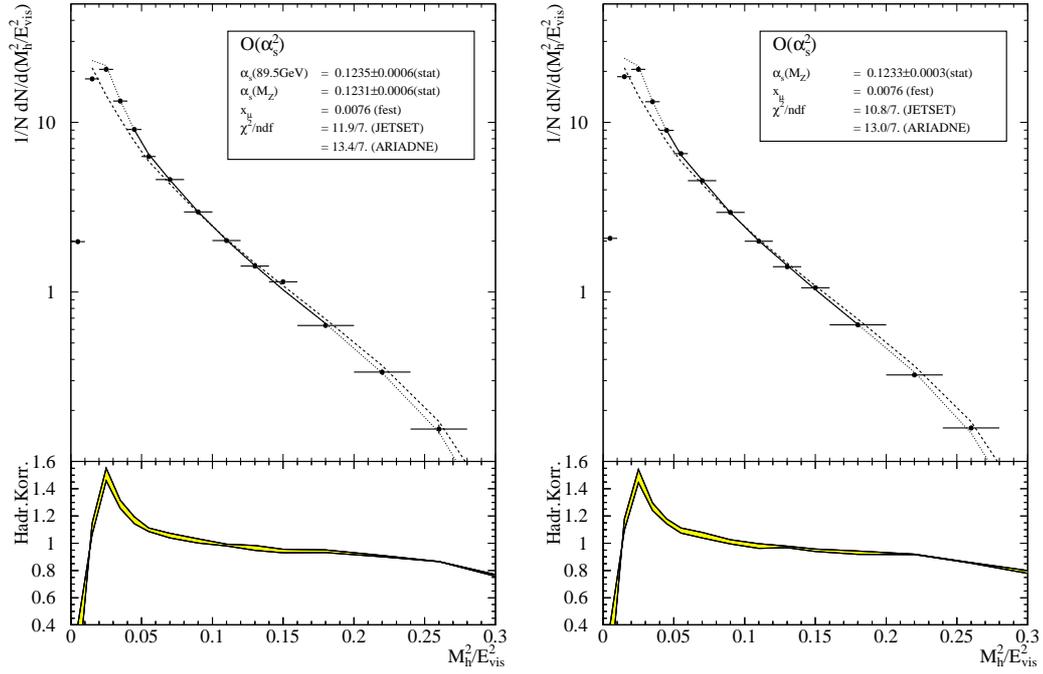
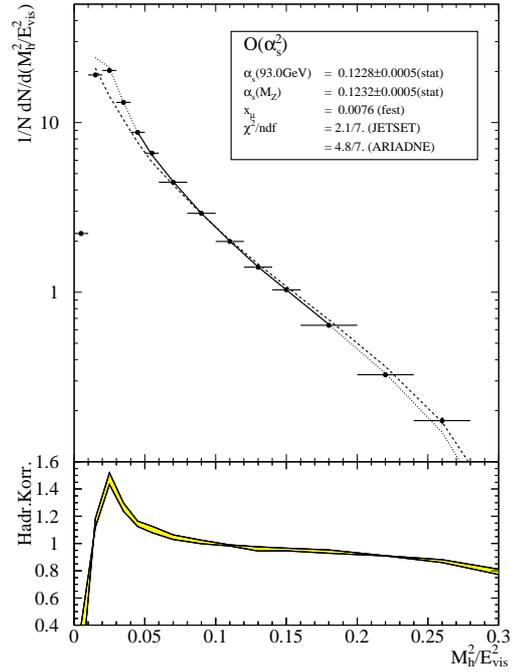
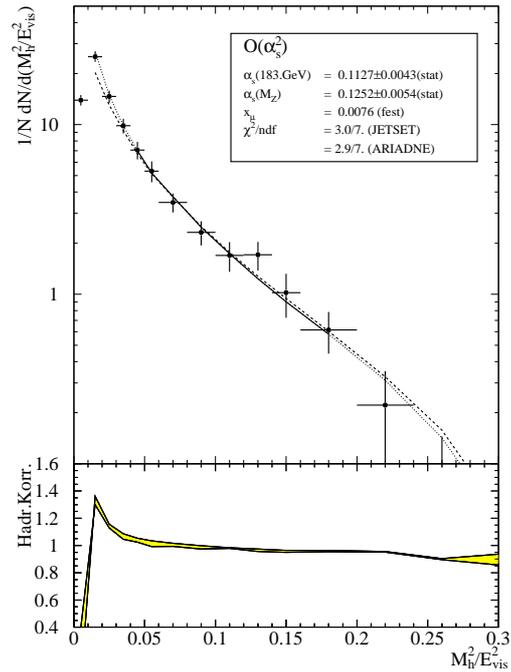
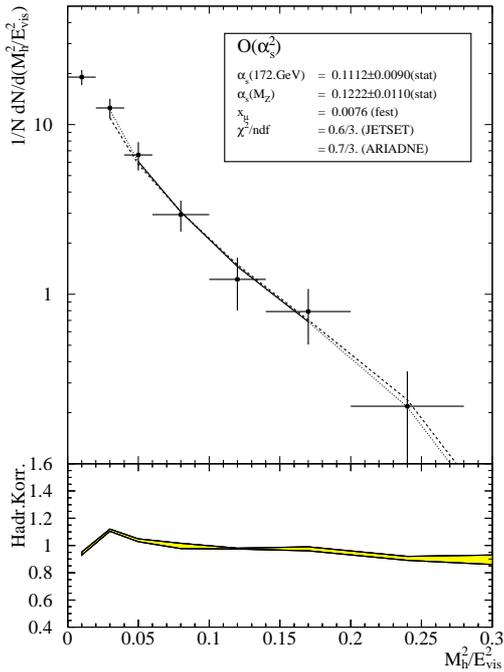
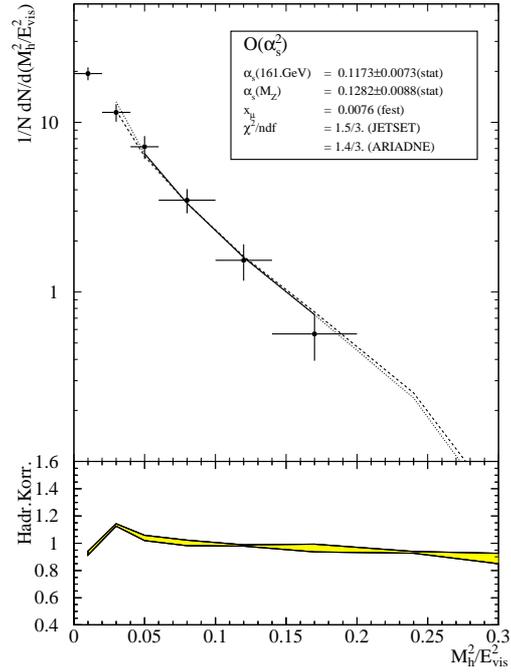
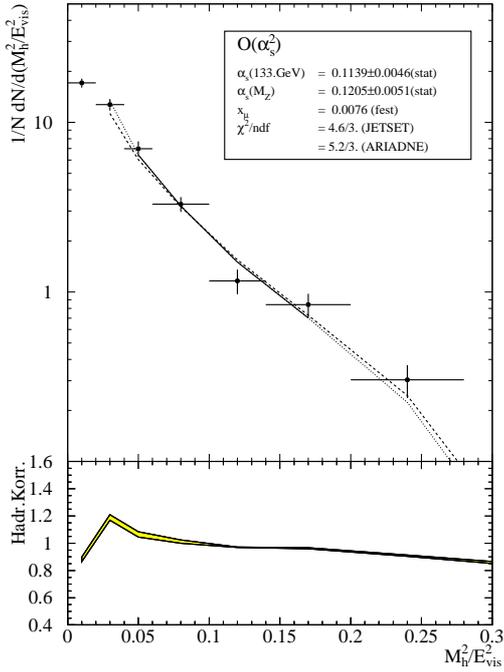


Abbildung C.4: *Resultate der Anpassungen der $O(\alpha_s^2)$ -Vorhersage an die Verteilungen von M_h^2/E_{vis}^2 . Im Anpassungsbereich ist die angepasste Kurve als durchgezogene, außerhalb als gepunktete Linie dargestellt. Zusätzlich ist als gestrichelte Linie die Vorhersage vor Hadronisierungskorrektur eingezeichnet. Die Hadronisierungskorrektur ist im unteren Teil der Figuren dargestellt. Darin umfaßt das Band den Unterschied zwischen der Korrektur aus JETSET und ARIADNE. Im Kasten sind die Anpassungsergebnisse aufgeführt. Die angegebenen α_s -Werte entsprechen der Mittelung der Anpassungen mit einer JETSET- und einer ARIADNE-Korrektur, deren χ^2 -Werte einzeln aufgeführt werden.*





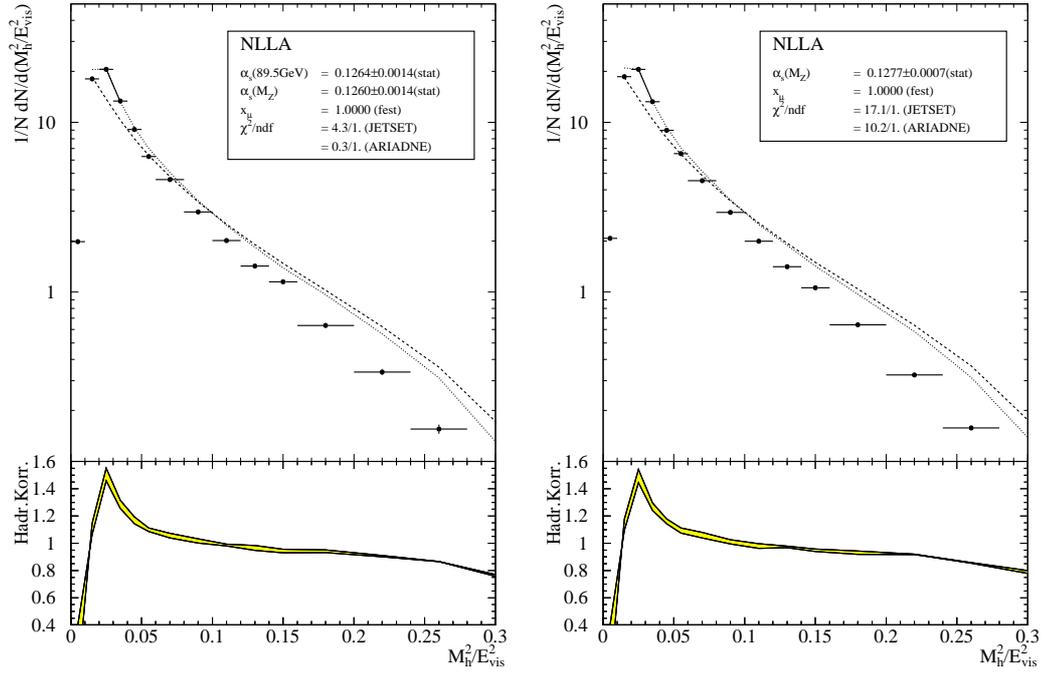
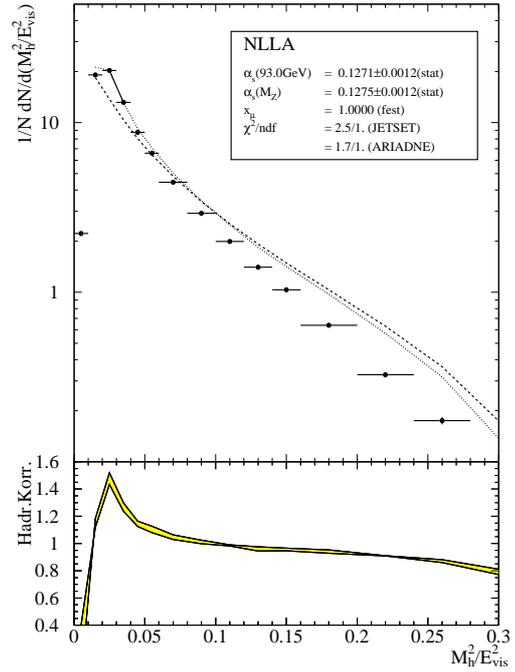
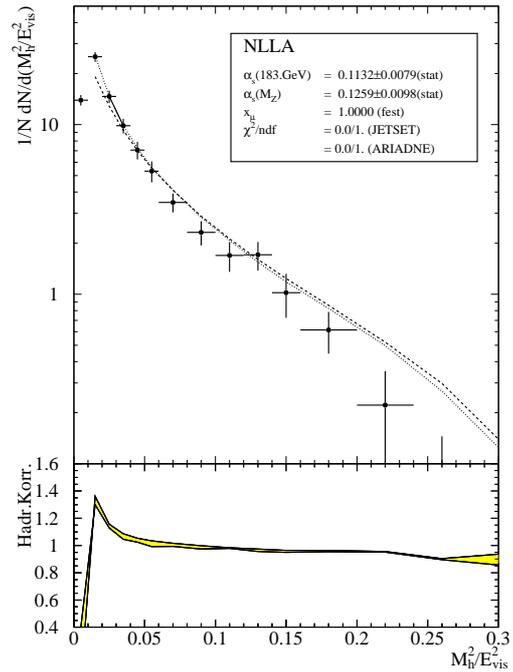
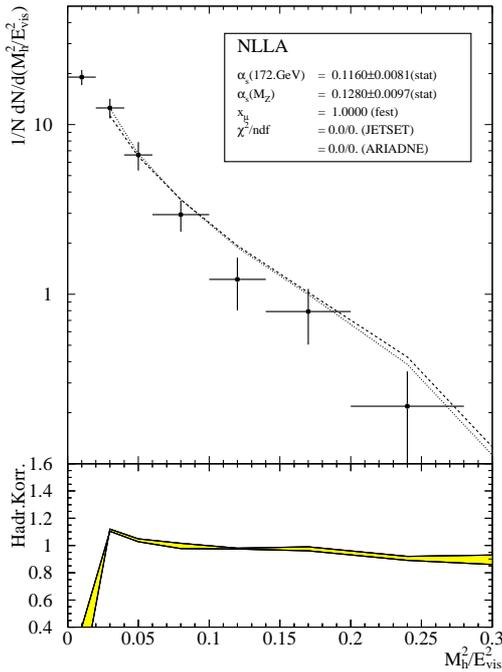
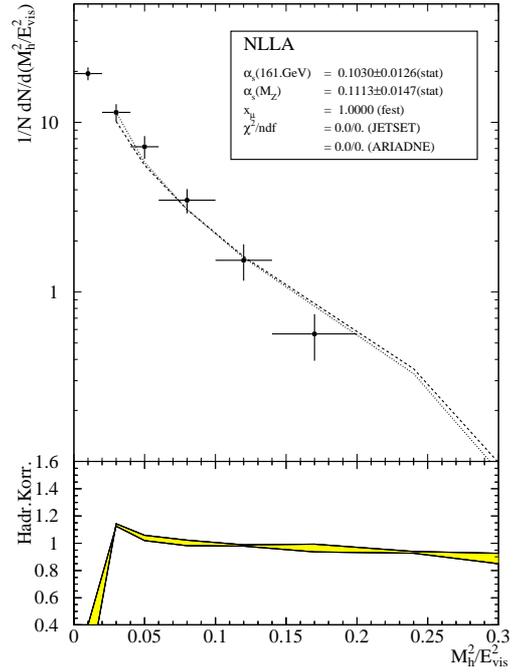
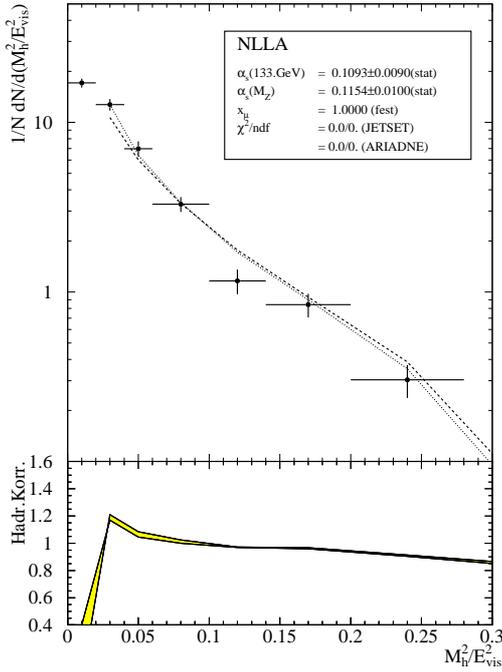


Abbildung C.5: *Resultate der Anpassungen der NLLA-Vorhersage an die Verteilungen von M_h^2/E_{vis}^2 . Im Anpassungsbereich ist die angepasste Kurve als durchgezogene, außerhalb als gepunktete Linie dargestellt. Zusätzlich ist als gestrichelte Linie die Vorhersage vor Hadronisierungskorrektur eingezeichnet. Die Hadronisierungskorrektur ist im unteren Teil der Figuren dargestellt. Darin umfaßt das Band den Unterschied zwischen der Korrektur aus JETSET und ARIADNE. Im Kasten sind die Anpassungsergebnisse aufgeführt. Die angegebenen α_s -Werte entsprechen der Mittelung der Anpassungen mit einer JETSET- und einer ARIADNE-Korrektur, deren χ^2 -Werte einzeln aufgeführt werden.*





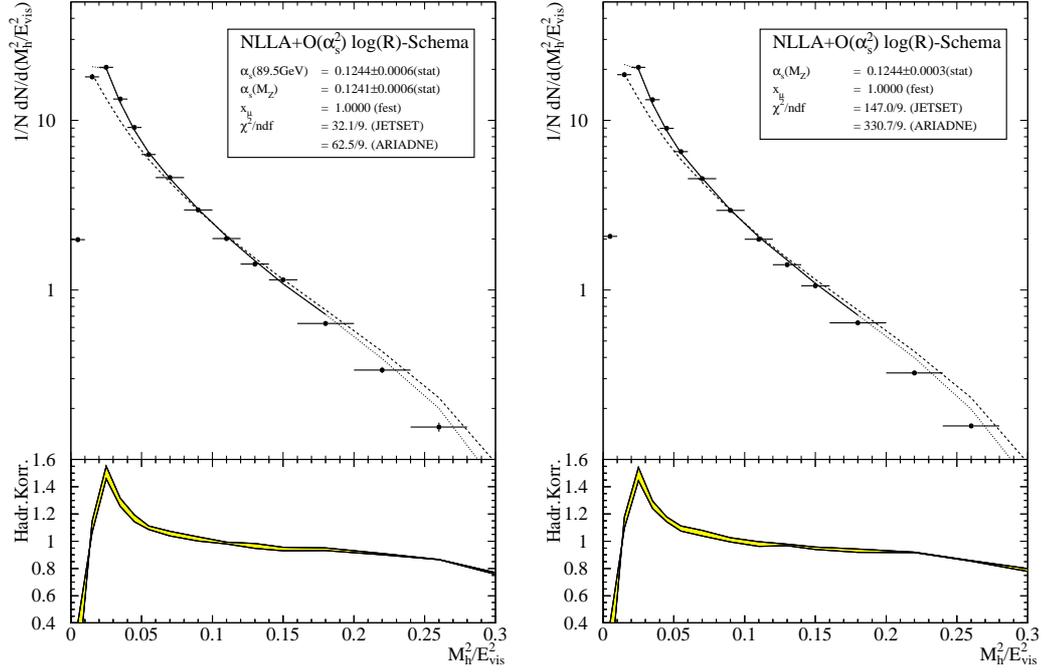
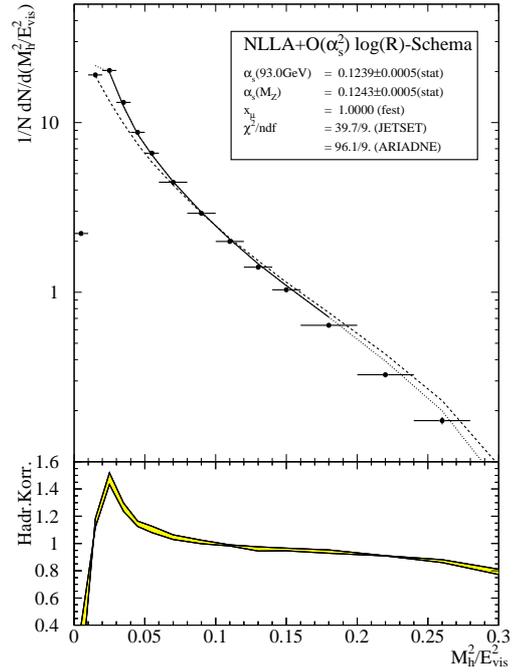
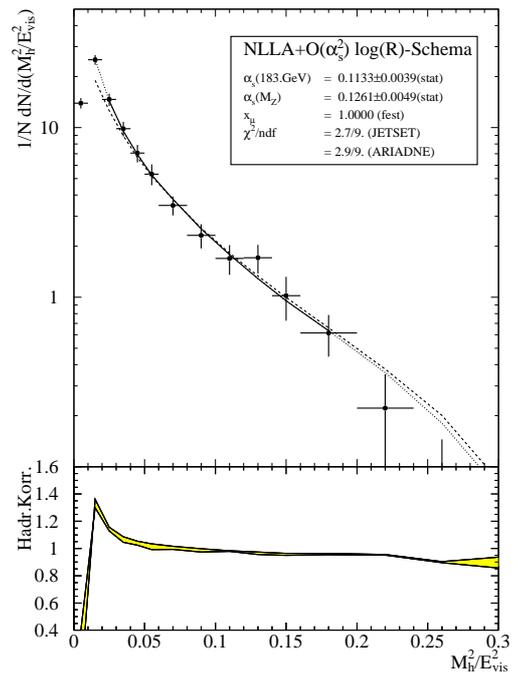
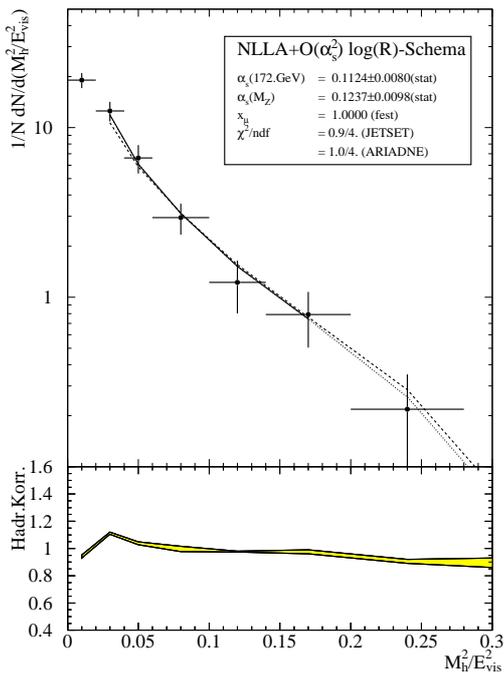
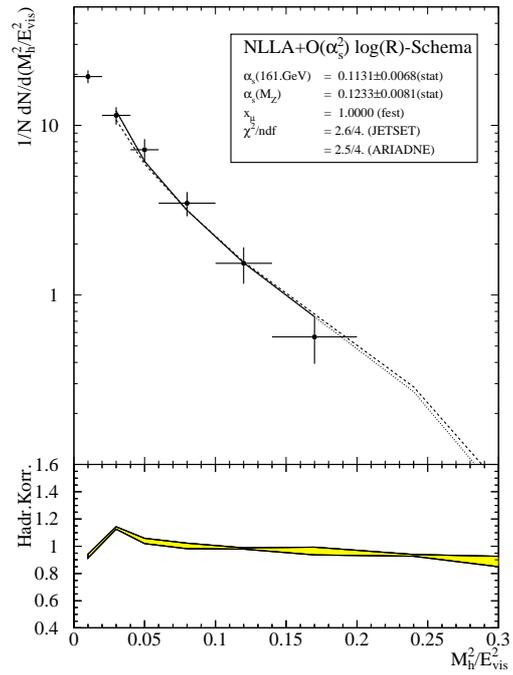
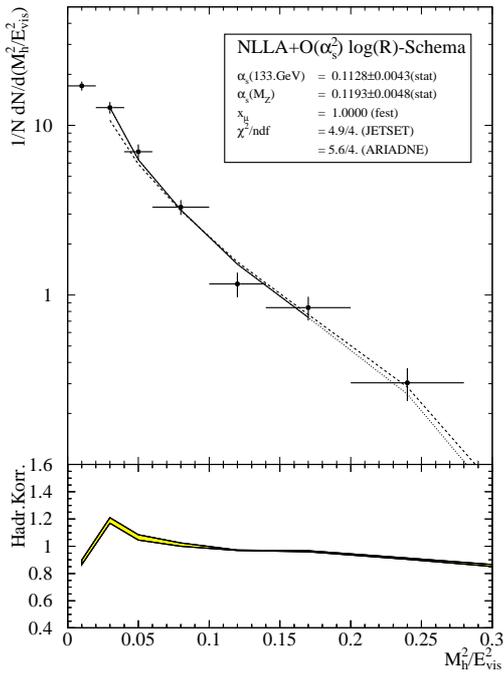


Abbildung C.6: *Resultate der Anpassungen der NLLA+O(α_s^2)-Vorhersage an die Verteilungen von M_h^2/E_{vis}^2 . Im Anpassungsbereich ist die angepaßte Kurve als durchgezogene, außerhalb als gepunktete Linie dargestellt. Zusätzlich ist als gestrichelte Linie die Vorhersage vor Hadronisierungskorrektur eingezeichnet. Die Hadronisierungskorrektur ist im unteren Teil der Figuren dargestellt. Darin umfaßt das Band den Unterschied zwischen der Korrektur aus JETSET und ARIADNE. Im Kasten sind die Anpassungsergebnisse aufgeführt. Die angegebenen α_s -Werte entsprechen der Mittelung der Anpassungen mit einer JETSET- und einer ARIADNE-Korrektur, deren χ^2 -Werte einzeln aufgeführt werden.*





Literaturverzeichnis

- [1] S. L. Glashow, „Partial symmetries of weak interactions“, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579.
- [2] J. Goldstone, A. Salam und S. Weinberg, „Broken symmetries“, *Phys. Rev.* **127** (1962) 965.
- [3] S. Weinberg, „A model of leptons“, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
- [4] H. Fritzsch, M. Gell-Mann und H. Leutwyler, „Advantages of the color octet gluon picture“, *Phys. Lett.* **B47** (1973) 365.
- [5] Particle Data Group, „Review of particle physics“, *Eur. Phys. J.* **C3** (1998) 1.
- [6] R. Slansky, „Group theory for unified model building“, *Physics Reports* **79** (1981), no. 1, 1–128.
- [7] P. W. Higgs, „Broken symmetries, massless particles and gauge fields“, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132.
- [8] „Physics at LEP 2“. CERN 96-01 Vol. 1, 1996.
- [9] S. Brandt, C. Peyrou, R. Sosnowski und A. Wroblewski, „The principal axis of jets. an attempt to analyze high- energy collisions as two body processes“, *Phys. Lett.* **12** (1964) 57.
- [10] E. Fahri *et. al.*, „A QCD test for jets“, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 1587.
- [11] S. Catani *et. al.*, „New clustering algorithm for multijet cross sections in e^+e^- annihilation“, *Phys. Lett.* **B269** (1991) 423.
- [12] T. Chandramohan und L. Clavelli, „Consequences of second order QCD for jet structure in e^+e^- annihilation“, *Nucl. Phys.* **B184** (1981) 365.
- [13] L. Clavelli und D. Wyler, „Kinematical bounds on jet variables and the heavy jet mass distribution“, *Phys. Lett.* **B103** (1981) 383.
- [14] G. Salam. Private Kommunikation.

- [15] S. Catani, G. Turnock und B. Webber, „Jet broadening measures in e^+e^- annihilation“, *Phys. Lett.* **B295** (1992) 269.
- [16] R. K. Ellis, D. A. Ross und A. E. Terrano, „The perturbative calculation of jet structure in e^+e^- annihilation“, *Nucl. Phys* **B178** (1981) 421.
- [17] D. Bjorken und S. Brodsky, „Statistical model for electron - positron annihilation into hadrons“, *Phys. Rev.* **D1** (1970) 1416.
- [18] SLAC-LBL, G. Hanson *et. al.*, „Evidence for jet structure in hadron production by e^+e^- annihilation“, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1609.
- [19] PLUTO, C. Berger *et. al.*, „Jet analysis of the $\nu(9.46)$ decay into charged hadrons“, *Phys. Lett.* **B82** (1979) 449.
- [20] „Physics at LEP 1“. CERN 89-08 Vol. 1, 1989.
- [21] S. Catani, L. Trentadue, G. Turnock und B. Webber, „Resummation of large logarithms in e^+e^- event shape distributions“, *Nucl. Phys.* **B407** (1993) 3.
- [22] S. Catani, G. Turnock, B. R. Webber und L. Trentadue, „Thrust distribution in e^+e^- annihilation“, *Phys. Lett.* **B263** (1991) 491.
- [23] S. Catani, G. Turnock und B. R. Webber, „Heavy jet mass distribution in e^+e^- annihilation“, *Phys. Lett.* **B272** (1991) 368.
- [24] A. Wehr, „Bestimmung der starken Kopplungskonstanten $\alpha_s(M_Z^2)$ unter Berücksichtigung vollständig resummierter führender und nächstführender Logarithmen“, . Dissertation, BUGH Wuppertal, 1994. WUB DIS 94-2.
- [25] OPAL, P. Acton *et. al.*, „A determination of $\alpha_s(M_Z)$ at LEP using resummed QCD calculations“, *Z. Phys.* **C59** (1993) 1.
- [26] B. R. Webber, „Jets in perturbation theory“, in *QCD : 20 Years Later*, P. M. Zerwas und H. A. Kastrup, eds. World Sci., Singapore, 1992. CERN TH 6706-92.
- [27] X. Artru und G. Mennessier, „String model and multiproduction“, *Nucl. Phys.* **B70** (1974) 93.
- [28] B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman und T. Sjöstrand, „Parton fragmentation and string dynamics“, *Phys. Rep.* **97** (1983) 31.
- [29] T. Sjöstrand, „The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics: Jetset version 6.2“, *Comp. Phys. Comm.* **39** (1986) 347.

- [30] L. Lönnblad, „ARIADNE version 4: A program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model“, *Comp. Phys. Comm.* **71** (1992) 15.
- [31] G. C. Fox und S. Wolfram, „A model for parton showers in QCD“, *Nucl. Phys.* **B168** (1980) 285.
- [32] R. D. Field und S. Wolfram, „A QCD model for e^+e^- annihilation“, *Nucl. Phys.* **B213** (1983) 65.
- [33] G. Marchesini, B. Webber, G. Abbiendi, I. Knowles, M. Seymour und L. Stanco, „HERWIG“, *Computer Phys. Commun.* **67** (1992) 465.
- [34] Y. L. Dokshitzer und B. R. Webber, „Calculation of power corrections to hadronic event shapes“, *Phys. Lett.* **B352** (1995) 451.
- [35] B. R. Webber, „Hadronic final states“. Talk given at workshop on DIS and QCD in Paris, hep-ph/9510283, Apr 1995.
- [36] Y. L. Dokshitzer, A. Lucenti, G. Marchesini und G. P. Salam, „Universality of $1/Q$ corrections to jet-shape observables rescued“, *Nucl. Phys.* **B511** (1997) 396, hep-ph/9707532.
- [37] Y. 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.
- [38] „Physics at LEP 2“. CERN 96-01 Vol. 2, 1996.
- [39] V. Gribov und L. Lipatov *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438.
- [40] Y. L. Dokshitzer, „Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics. (in russian)“, *Sov. Phys. JETP* **46** (1977) 641–653.
- [41] G. Altarelli und G. Parisi, „Asymptotic freedom in parton language“, *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298.
- [42] D. Adams, *The Hitchhiker’s Guide to the Galaxy*. Pan Books, London, 1979.
- [43] V. V. Sudakov, „Vertex parts at very high-energies in quantum electrodynamics“, *Sov. Phys. JETP* **3** (1956).
- [44] R. K. Ellis, W. J. Stirling und B. R. Webber, *QCD and Collider Physics*. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press, 1996.

- [45] G. Gustafson, „Dual description of a confined color field“, *Phys. Lett.* **B175** (1986) 453.
- [46] G. Gustafson und U. Petterson, „Dipole formulation of QCD cascades“, *Nucl. Phys.* **B306** (1988) 746.
- [47] K. Kleis und R. Pittau, „Weight optimization in multichannel Monte Carlo“, *Comp. Phys. Comm.* **83** (1994) 141.
- [48] DELPHI, M. Crozon *et. al.*, „DELPHI: A detector with lepton, photon and hadron identification: Letter of intent for an experimental program at LEP“. DELPHI-82/1.
- [49] DELPHI Coll., „DELPHI technical proposal“. CERN-LEPC 83-3, 1983.
- [50] DELPHI Coll., P. Abreu *et. al.*, „The DELPHI detector at LEP“, *Nucl. Instr. Meth.* **A303** (1991) 233.
- [51] DELPHI Coll., P. Abreu *et. al.*, „Performance of the DELPHI detector“, *Nucl. Instr. Meth.* **A378** (1996) 57.
- [52] DELPHI SILICON TRACKER GROUP, P. Chochula *et. al.*, „The DELPHI silicon tracker at LEP2“, *Nucl. Instrum. Meth.* **A412** (1998) 304.
- [53] J. Heuser, „Construction, operation and application of the DELPHI pixel detector at LEP2“, . Dissertation, BUGH Wuppertal, 1999. WUB DIS 99-01.
- [54] DELPHI, „DELPHI data analysis program (DELANA) user’s guide“. DELPHI 89-44 PROG 137, 1989.
- [55] D. Wicke, „A new algorithm for solving tracking ambiguities“. DELPHI 98-163 PROG 236 TRACK 92, 1998.
- [56] M. Feindt, W. Oberschulte gen. Beckmann und C. Weiser, „How to use the MAMMOTH program“. DELPHI 96-52 PROG 216, 1996.
- [57] M. Feindt, C. Kreuter und O. Podobrin, „ELEPHANT reference manual“. DELPHI 96-82 PROG 217, 1996.
- [58] DELPHI, „DELSIM, DELPHI event generation and detector simulation user’s guide“. DELPHI 87-96 PROG 99, 1987.
- [59] DELPHI, „DELSIM, DELPHI event generation and detector simulation - reference manual“. DELPHI 87-97 PROG 100, 1987.
- [60] Y. Belokopytov und V. Perovozchikov, „CARGO database management package“. DELPHI 93-5 PROG 195, 1993.

- [61] M. Weierstall, „Anpassung und Test von Fragmentierungsmodellen mit präzisen Ereignisform- und Einteilchenverteilungen unter besonderer Berücksichtigung von identifizierten Teilchen“,. Dissertation, BUGH Wuppertal, 1995. WUB DIS 95-11.
- [62] 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, 1996.
- [63] P. Abreu, A. D. Angelis, G. D. Ricca, D. Fassouliotis, A. Grefrath, N. Kjaer, R. Henriques, M. Mulders, M. Pimenta und L. Vitale, „The estimation of the effective centre of mass energy in $q\bar{q}\gamma$ events from DELPHI“. CERN-OPEN 98-026, hep-ex/9809008, accepted by Nucl. Instr. Meth. A.
- [64] P. Abreu. Private Kommunikation.
- [65] JADE, S. Bethke *et. al.*, „Experimental investigation of the energy dependence of the strong coupling strength“, *Phys. Lett.* **B213** (1988) 235.
- [66] D. Bardin *et. al.*, „ZFITTER, an analytical program for fermion pair production in e^+e^- annihilation“. CERN-TH. 6443/92.
- [67] L. Lyons, „On estimating systematic errors from repeated measurements“, *J. Phys. A: Math. Gen.* **25** (1992) 1967.
- [68] DELPHI Coll., P. Abreu *et. al.*, „Energy dependence of event shapes and of α_s at LEP 2“. CERN-EP 99-44, angenommen zur Publikation in *Phys. Lett.* **B**, 1999.
- [69] D. Wicke, „Energy dependence of event shapes (an experimentalist’s view of power corrections)“. Talk given at Workshop on Renormalons and Power Corrections in QCD, København, 1996.
- [70] D. Wicke, „Determination of α_s from event shapes and power corrections“, *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* **B64** (1998) 27, hep-ph/9708467. Talk given at the QCD 97 conference held in Montpellier, July 1997.
- [71] D. Wicke, „Power corrections at LEP“. Talk given at 33eme Recontres de Moriond, QCD Session, 1998.
- [72] ALEPH Coll., D. Decamp *et al.* *Phys. Lett.* **B284** (1992) 163.
 ALEPH Coll., D. Buskulic *et al.* *Z. Phys.* **C55** (1992) 209.
 AMY Coll., I.H. Park *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 1713.
 AMY Coll., Y.K. Li *et al.* *Phys. Rev.* **D41** (1990) 2675.
 CELLO Coll., H.J. Behrend *et al.* *Z. Phys.* **C44** (1989) 63.

- HRS Coll., D. Bender et al. *Phys. Rev.* **D31** (1985) 1.
P.A. Movilla Fernandez, et. al. and the JADE Coll. *Eur. Phys. J.* **C1** (1998) 461.
L3 Coll., B. Adeva et al. *Z. Phys.* **C55** (1992) 39.
Mark II Coll., A. Peterson et al. *Phys. Rev.* **D37** (1988) 1.
Mark II Coll., S. Bethke et al. *Z. Phys.* **C43** (1989) 325.
MARK J Coll., D. P. Barber et al. *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 831.
OPAL Coll., P. Acton et al. *Z. Phys.* **C59** (1993) 1.
PLUTO Coll., C. Berger et al. *Z. Phys.* **C12** (1982) 297.
SLD Coll., K. Abe et al. *Phys. Rev.* **D51** (1995) 962.
TASSO Coll., W. Braunschweig et al. *Phys. Lett.* **B214** (1988) 293.
TASSO Coll., W. Braunschweig et al. *Z. Phys.* **C45** (1989) 11.
TASSO Coll., W. Braunschweig et al. *Z. Phys.* **C47** (1990) 187.
TOPAZ Coll., I. Adachi et al. *Phys. Lett.* **B227** (1989) 495.
TOPAZ Coll., K. Nagai et al. *Phys. Lett.* **B278** (1992) 506.
TOPAZ Coll., Y. Ohnishi et al. *Phys. Lett.* **B313** (1993) 475. .
- [73] JADE, P. A. M. Fernandez, O. Biebel und S. Bethke, „Measurement of C parameter and determinations of α_s from C parameter and jet broadening at PETRA energies“, [hep-ex/9807007](#).
- [74] Y. L. Dokshitzer, G. Marchesini und G. P. Salam, „Revisiting nonperturbative effects in the jet broadenings“, [hep-ph/9812487](#).
- [75] R. Akhoury und V. I. Zakharov, „On the universality of the leading, $1/Q$ power corrections in QCD“, *Phys. Lett.* **B357** (1995) 646–652, [hep-ph/9504248](#).
- [76] R. Akhoury und V. I. Zakharov, „Leading power corrections in QCD: From renormalons to phenomenology“, *Nucl. Phys.* **B465** (1996) 295, [hep-ph/9507253](#).
- [77] DELPHI Coll., P. Abreu *et. al.*, „Tuning and test of fragmentation models based on identified particles and precision event shape data“, *Z. Phys.* **C73** (1996) 11.
- [78] DELPHI Coll., P. Abreu *et. al.*, „Determination of α_s in second order QCD from hadronic z decays“, *Z. Phys.* **C54** (1992) 21.
- [79] DELPHI Coll., P. Abreu *et. al.*, „Determination of α_s using the next-to-leading log approximation of QCD“, *Z. Phys.* **C59** (1993) 21.
- [80] J. Drees und S. Hahn, „Consistent measurements of α_s from precise oriented event shapes“. Contributed paper ICHEP'98 #142, Vancouver, 1998.

- [81] S. Hahn. Private Kommunikation, Dissertation in Vorbereitung.
- [82] J. Ellis, D. V. Nanopoulos und D. A. Ross, „Perturbative QCD data are consistent with light gluinos“, *Phys. Lett.* **B305** (1993) 375–383, hep-ph/9303273.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Prof. Jürgen Drees danken, der diese Arbeit durch seine Vorschläge initiierte und in vielen Diskussionsrunden aktiv begleitete. Durch ein freies und selbständiges Arbeitsklima schaffte er die Voraussetzungen für fruchtbare und produktive wissenschaftliche Tätigkeit. Zusätzlich zur Teilnahme an einer Sommerschule ermöglichte er mir zahlreiche Reisen zum CERN und zu mehreren Konferenzen, wo ich nach meinen Vorträgen und den daraus erwachsenen Diskussionen und Kontakten viele Anregungen für meine Arbeit erhalten habe.

Zum Gelingen einer großen Kollaboration tragen Mitarbeiter verschiedenster Fachrichtungen bei. Ihnen möchte ich für ihren Einsatz beim Aufbau und Betrieb des Detektors, der Entwicklung und Pflege der Software aber auch für ihr kritisches Interesse an meiner Analyse danken. Besonderen Anteil bei der täglichen Arbeit an meiner Promotion hatten natürlich die Wuppertaler Kollegen.

Beginnen möchte ich mit Dr. Klaus Hamacher, der mit seinen Vorschlägen, Anregungen und seiner Kritik neben Prof. Drees den größten Einfluß auf die Entwicklung der Arbeit und die Interpretation der Ergebnisse genommen hat. Thomas Brenke (und Ralf Reinhardt) möchte ich für ihren unermüdlichen Einsatz um die Pflege und die Entwicklung des Wuppertaler Analyseprogramms MINI(++) danken. Martin Siebel und Tobias Burgsmüller hatten großen Anteil an vielen teoretisch, theoretischen Plauderstündchen, nach denen die Interpretation physikalischer Resultate oft genug präziser formuliert wurde. Allen Wuppertaler Kollegen gebührt besonderer Dank für eine Vielzahl an Tips bei technischen Problemen mit VMS, PAW, ZFITTER, DELGRA u. a. Neben den bereits erwähnten Kollegen möchte ich hier noch Willi Neumann und Uwe Flaggmeyer besonders hervorheben.

Zum Schluß möchte ich mich besonders bei meiner Frau Petra bedanken, die mir während der letzten eineinhalb Jahre der Promotion viel Arbeit abgenommen und meine abendlichen Arbeitsanfälle geduldig ertragen hat.