FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

Anpassung und Test von Fragmentierungsmodellen mit präzisen Ereignisform- und Einteilchenverteilungen unter besonderer Berücksichtigung von identifizierten Teilchenspektren

Michael Weierstall

Wuppertal, August 1995
WUB-DIS 95-11

FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

Anpassung und Test von Fragmentierungsmodellen mit präzisen Ereignisform- und Einteilchenverteilungen unter besonderer Berücksichtigung von identifizierten Teilchenspektren

Michael Weierstall

Abstract

Improved tunings of the JETSET, ARIADNE and HERWIG parton shower models and the JETSET matrix element model are obtained by fitting the models to event shape and charged particle inclusive distributions determined from 750.000 hadronic Z events measured with the DELPHI detector at LEP and identified particle distributions from all LEP experiments. The statistical and systematic precision of this data allows a decisive confrontation with Monte Carlo models of the hadronization process and a better understanding of the structure of the Z hadronic final state.
A fit procedure is presented using an analytical approximation of the dependence of the physical observables on the model parameters. The chosen strategy allows to determine the model parameters, their statistical errors and correlations. The great flexibility of the methode allows detailed systematical studies.
The models reasonably describe the inclusive and the event shape distributions for each considered final state. All models underestimate the tail of the p_t^{out} distribution by more than 25%. With this exception the best overall description of event shapes is provided by the ARIADNE 4.06 model. HERWIG 5.8c tends to overestimate and JETSET 7.3/7.4 to underestimate the production of 4 and more jet events. Correspondingly the tails of shape distributions sensitive to particle production out of the event plane are overestimated (underestimated) by HERWIG (JETSET).The matrix element model JETSET 7.4 ME with optimized scale also provides reasonable predictions. It however shows the expected discrepancies due to missing higher orders in the extreme 2-jet and multijet regions.
Identified meson spectra are fairly well described by all models. Strong production of p-wave resonances ($25-40\%$) has to be considered. This is not expected in the 2-dimensional string fragmentation picture.
The gross features of baryon production are described by JETSET and ARIADNE. Some discrepancies however show up in the momentum spectra. HERWIG shows stronger discrepancies, especially the predicted fragmentation functions are too hard. In JETSET and ARIADNE a similar tendency has been corrected by an extra leading baryon suppression.

Wuppertal, August 1995
WUB-DIS 95-11

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1

Einleitung

In den letzten Jahrzehnten hat sich das Verständnis von der Natur der Elementarteilchen und den fundamentalen Kräften wesentlich weiterentwickelt. Die Entwicklung des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung durch S.L. Glashow, S. Weinberg und A. Salam [1] in den 60er Jahren und die Entdeckung der zugehörigen Eichbosonen [2–4] am europäischen Labor für Teilchenphysik CERN[1] hatten einen ähnlichen Einfluß, wie die Einführung der Quarks durch M. Gell–Mann [5] und G. Zweig [6] 1964 und damit später verbunden die Entwicklung der Quantenchromodynamik QCD [7]. Die ersten experimentellen Hinweise auf die Substruktur von Nukleonen wurden 1972 am Linearbeschleuniger in Stanford durch die Entdeckung der Skaleninvarianz der Wirkungsquerschnitte in der Elektron–Nukleon–Streuung [8] gemacht. Die Entwicklung des GIM–Mechanismus 1970 [9] durch A.L. Glashow, J.Iliopoulos und L. Maiami und die daraus resultierende Vorhersage des (Charm) c–Quarks ist genauso hervorzuheben, wie die Vorhersage des (Beauty oder Bottom) b–Quarks und seines schwachen Isospinpartners, des (Top) t–Quarks, im Rahmen der Kobayashi–Maskawa–Matrix [10]. Die experimentelle Bestätigung der Vorhersagen [11–16] erfolgte erst wesentlich später, so wurde das Top–Quark erst 1994 nach der Bestimmung der Top–Masse durch die LEP[2]–Experimente [17] am Tevatron durch die CDF– und D0–Kollaborationen gefunden [18, 19].

Um ein noch besseres Verständnis der Natur zu erlangen, sind Präzisionsmessungen nötig. Der LEP–Speicherring am CERN bietet dafür ein geeignetes Umfeld. Präzisionsmessungen mit Hilfe des hadronischen Endzustandes, wie z. B. die Bestimmung der starken Kopplungskonstanten α_s aus hadronischen Ereignisformvariablen, die Messung der Z°–Masse, die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie für Quarks oder bei höheren Energien die Bestimmung der $W^{\pm}$–Masse erfordern sehr genaue Modelle der ablaufenden Prozesse, inklusive der korrespondierenden Endzustände. Die perturbative QCD ist nicht in der Lage den Prozeß des Überganges von Quarks in beobachtbare Hadronen, der als Fragmentierung oder Hadronisierung bezeichnet wird, vollständig theoretisch zu beschreiben. Nur der Bereich großer Impulsüberträge bei der Abstrahlung harter

[1] European Organisation for Nuclear Research
[2] **L**arge **E**lectron **P**ostitron Collider

Gluonen und die Schauerentwicklung sind perturbativ beschreibbar. Die Formierung der beobachtbaren Hadronen bleibt bedingt durch das Anwachsen der starken Kopplungskonstanten α_s bei kleinen Impulsüberträgen verborgen. Für die Beschreibung der Hadronisierung werden phänomenologische Modelle verwendet, die QCD basiert sind. Zum besseren Verständnis der Hadronisierung sind detailierte Studien des hadronischen Endzustandes und der identifizierten Teilchen nötig. Der wohldefinierte Anfangszustand bei der e^+e^-–Annihilation, die große Ereignisstatistik und hohe Schwerpunktsenergie bei LEP I sowie die verbesserten Detektoren bieten exzellente Voraussetzungen für entsprechende Studien.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Parameterbestimmung der gebräuchlichsten Hadronisierungsmodelle, um eine optimale Beschreibung von hadronischen Ereignisform–, Einteilchenvariablen und identifizierten Teilchenspektren zu erhalten. Es wird ein Verfahren verwendet, das auf der analytischen Beschreibung der Variation betrachteter Verteilungen in Abhängigkeit der Modellparameter beruht. Zur Zeit können maximal 10 Parameter simultan angepaßt werden. Für die Parameterbestimmung werden Ereignisform– und Einteilchenverteilungen, die mit dem DELPHI[3]–Detektor am LEP gemessen worden sind, betrachtet. Bei der Erstellung der Verteilungen wurde besonderer Wert auf kleine systematische Fehler gelegt, da aufgrund der verfügbaren Statistik der statistische Fehler kleiner 1% ist. Außerdem werden identifizierte Teilchenspektren von allen LEP–Experimenten berücksichtigt. Dieses erlaubt die präzise Bestimmung sehr vieler Modellparameter und bietet die Möglichkeit der Überprüfung der internen Konsistenz der Modelle. Die Vorhersagekraft der betrachteten Modelle wird verglichen und kritisch bewertet.

Im Kapitel 2 werden das Experiment und die Datennahme vorgestellt. Die Datenanalyse und systematische Fehlerstudien werden in Kapitel 3 diskutiert. In Kapitel 4 werden die Grundzüge der betrachteten Modelle und deren Parameter vorgestellt, gefolgt von einer detailierten Beschreibung des zur Parameteranpassung verwandten Verfahrens in Kapitel 5. Die Anpassungstrategien für die verschiedenen Modelle sowie die Resultate für die Parameter werden in Kapitel 6 aufgezeigt. Der kritische Vergleich der Modelle mit den Meßdaten und untereinander wird in Kapitel 7 präsentiert. Die Auswirkungen des Bose–Einstein–Effektes auf die Vorhersagekraft der Modelle wird exemplarisch für das ARIADNE–Modell in Kapitel 8 diskutiert. Das Kapitel 9 enthält eine Zusammenfassung aller wichtigen Ergebnisse und Resultate. Der Anhang beinhaltet die Definitionen aller in dieser Arbeit betrachteten Verteilungen sowie vollständige Tabellen und vergleichende Abbildungen für alle Verteilungen. Außerdem sind Tabellen für die Sensitivitäten und für alle bestimmten Modellparameter aufgeführt.

[3]**DE**tektor mit **L**epton, **P**hoton und**H**adron **I**dentifikation

2

Das Experiment

In diesem Kapitel werden kurz der Elektron–Positron–Speicherring LEP sowie der DELPHI–Detektor vorgestellt. Desweiteren erfolgt eine kurze Darstellung der Datennahme und Datenverarbeitung.

2.1 Der LEP–Speicherring

Mit einem Umfang von 26.66 km ist der Elektron–Positron–Speicherring LEP am CERN der zur Zeit größte in Betrieb befindliche Speicherring der Welt. Er besitzt die Form eines Oktogons mit abgerundeten Ecken. Insgesamt gibt es 8 Wechselwirkungszonen in den linearen Abschnitten, wovon 4 mit Detektoren (ALEPH [20], DELPHI [21], L3 [22], und OPAL [23]) bestückt sind. Der DELPHI–Detektor befindet sich im Wechselwirkungspunkt 8 etwa 100 m unter der Erdoberfläche. In der ersten Ausbaustufe LEP–I wird der Speicherring mit einer Schwerpunktsenergie von $\sim$ 91.2 GeV betrieben, so daß die Z°–Resonanz vermessen werden kann. Für die zweite Ausbaustufe LEP–II werden sukzessive die normalleitenden Resonatoren gegen supraleitende Nb–Resonatoren mit einem Feldgradienten von $\sim$ 6 MV/m ausgetauscht. Wenn alle Nb–Resonatoren eingebaut sind, ist eine Erhöhung der Schwerpunktsenergie über die W^+W^-–Paar–Produktionschwelle von ungefähr 160 GeV möglich.

Die $e^{\pm}$–Strahlen bestehen aus einzelnen Paketen, den sogenannten Bunchen. Die Erzeugung der Bunche erfolgt zu Beginn mit dem Linearbeschleuniger LIL[1], wobei Positronen durch Beschuß von Wolfram mit Elektronen erzeugt werden. Mit einer Energie von 600 MeV werden die $e^{\pm}$ im EPA[2] gespeichert. Sind genügend $e^{\pm}$ vorhanden, werden diese in das PS[3] eingeschossen und dort auf 3.5 GeV beschleunigt. Ein weiterer Vorbeschleuniger ist das SPS[4], dort wird die Energie auf 20 GeV gesteigert und anschließend werden die Strahlen in LEP injiziert. Im LEP erfolgt die letzte Energieerhöhung (Ramping)

[1] Linear Injector Linac
[2] Elektron–Positron–Akkumulator
[3] Protronsynchrotron
[4] Superprotonsynchrotron

auf ca. 91.2 GeV. Anschließend werden die Pakete auf die Wechselwirkungszonen der Experimente fokussiert (Squeezing), wobei eine Paketgröße von typischerweise $\pm 300\ \mu$m in horizontaler Richtung und $\pm 50\ \mu$m in vertikaler Richtung ($R\phi$–Ebene des Detektors) erreicht wird.

Durch Einbau von 8 unipolaren elektrostatischen Strahlseparatoren, vom $Sp\overline{p}S$[5], konnte ab September 1992 die Anzahl der e^+e^-–Pakete von 4 auf 8 gesteigert werden. Dabei fliegen die Strahlen in sogenannten „*Pretzel*“ Orbits [24]. Mit Verdoppelung der Paketanzahl wurde ein Anwachsen der Luminosität um fast den Faktor 2 erreicht. Die Luminosität ist eine charakteristische Größe für die Leistungsfähigkeit eines Beschleunigerringes und ist definiert als:

$$\mathcal{L} = \frac{n^2 k f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad , \tag{2.1}$$

wobei n die Anzahl der Teilchen in einem Paket, k Anzahl der Pakete, f die Umlauffrequenz und σ_x bzw. σ_y die horizontale bzw. vertikale Ausdehnung der Strahlen ist. Betrachtet man die erreichten Luminositäten pro Füllung (*Fill*), so ist ein stetiges Anwachsen zu erkennen [25], wobei LEP nun eine Luminosität von $1.5 \cdot 10^{31}$ cm$^{-2}s^{-1}$ erreicht [26].

Die Lebensdauer durch Restgas wäre in der Größenordnung von 200 Std., bedingt durch den sehr niedrigen Druck von $\sim 10^{-11}$ Torr (Designwert: 3.10^{-9} Torr) [27]. Die Lebensdauer eines einzelnen Strahls wird durch Elektronenstreuung mit thermischen Untergrundphotonen begrenzt [25]. Bei Kollisionsbetrieb beträgt die mittlere Lebensdauer der Strahlen typischerweise 12 Stunden und ist nicht durch Strahl–Gas–Wechselwirkungen sondern durch Strahl–Strahl–Wechselwirkungen limitiert.

Die Präzisionsmessungen der Z°–Masse und –Breite sind in ihrem systematischen Fehler durch die Messung der LEP–Strahlenergie begrenzt. Zu Beginn wurden die Energien über induzierte Magnetfelder in einem Refenerenzmagneten, der mit den übrigen Dipolmagneten von LEP in Reihe geschaltet war, gemessen. Nach Beobachtung der transversalen Strahlpolarisation bei LEP erfolgt die Energiemessung seit 1992 über resonante Strahldepolaristion. Die Genauigkeit dieses Verfahrens liegt in der Größenordnung von 1 MeV, so daß Variationen der Strahlenergie $\Delta E \sim 14$ MeV durch Veränderung des LEP–Umfangs ~ 1 mm durch Gezeiteneffekte leicht nachgewiesen werden können [28–30].

2.2 Der DELPHI–Detektor

Der DELPHI–Detektor ist zylindersymmetrisch zur Strahlachse konstruiert und mit einer Länge und einem Durchmesser von 10 m besitzt er eine Akzeptanz, die fast den vollen Raumwinkel abdeckt. Bei der Konstruktion wurde besonderer Wert auf eine gute Orts– und Impulsmessung sowie Redundanz in den meisten Komponenten gelegt. Weitere Schwerpunkte sind die Identifikation von Teilchen und die Rekonstruktion von Vertizes. Der Detektor besteht aus einem Zentralteil, dem sogenannten Barrel und zwei

[5] Beschleuniger am CERN

Endkappen, die die Vorwärts– bzw. Rückwärtsrichtung abdecken. In der folgenden Beschreibung werden die verschiedenen Komponenten des Detektors, die Spurdetektoren, Kalorimeter und Detektoren zur Teilchenidentifikation mit ihren Abmessungen und wichtigsten Eigenschaften kurz vorgestellt. Die Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung des DELPHI–Detektors. Die z–Achse des verwendeten Koordinatensystems verläuft parallel zur Strahlachse, der Radius R und der Azimutwinkel ϕ sind in der Ebene senkrecht zur Strahlachse definiert. Für den Polarwinkel Θ gilt: $\Theta = 0$ entlang der z–Achse. Eine ausführlichere Beschreibung des Detektors mit den zugehörigen Skizzen enthält [21], darin befinden sich zusätzlich detailierte Informationen über das Triggersystem, das Auslesesystem, das Gassystem und das Slow–Control–System.

Supraleitende Spule

Zur Impulsmessung geladener Spuren und einer genauen Bestimmung von Vertizes besitzt der DELPHI–Detektor eine supraleitende Spule von 7.4 m Länge und einem Durchmesser von 5.2 m, wobei dies den Dimensionen des Kryostaten entspricht. Die Spule besteht aus einer Lage supraleitender Drähte aus Niob–Titan Filamenten, die in einem Aluminiumkabel eingebettet sind. Ein Strom von 5000 A produziert ein solenoidales Magnetfeld von 1.2 Tesla entlang der Strahlrichtung. Zur Verbesserung der Homogenität des Magnetfeldes befinden sich in den Endbereichen des Solenioden zwei zusätzliche, 35 cm lange, Wicklungslagen, die sogenannten „*short end layer*“. Nach der Optimierung der Ströme in diesen Lagen, zur Kompensation von Randeffekten, ergibt sich ein Magnetfeld von 1.2334^{+1}_{-10} T, wobei eine schwache axiale Asymmetrie mit vernachlässigbarer azimutaler Variation feststellbar ist. Die radiale Komponente beträgt $< 5 \cdot 10^{-4}$ T.

Vertex–Detektor VD

Dem Wechselwirkungspunkt am nächsten befindet sich ein Silizium–Halbleiter–Detektor, dessen Streifen parallel zur z–Richtung verlaufen. Er besteht aus 3 konzentrischen Lagen mit den Radien R= 6.5, 9 und 11 cm. Die Länge des sensitiven Bereiches beträgt für die beiden äußeren Lagen 24 cm und für die innere Lage 20 cm. Jede Lage ist aus 24 Modulen aufgebaut, die einen Überlapp von 10% in ϕ–Richtung zu Alignment–Zwecken besitzen. Die $R\phi$–Auflösung, d. h. die azimutale Ortsauflösung beträgt $\sigma_{R\phi} \sim 7$ μm. Zusammen mit den anderen Spurdetektoren ermöglicht dieses z. B. die exakte Bestimmung des primären Vertex sowie von sekundären Vertizes kurzlebiger Teilchen.

Innere Detektor ID

An den Vertex–Detektor schließt der Innere Detektor an. Er liefert redundante Informationen für die Vertexrekonstruktion und Triggerinformation. Der ID bestehend aus einer inneren Driftkammer mit Jetkammer–Geometrie, die von einer 5 lagigen Vieldrahtproportionalkammer gefolgt wird. Die Jetkammer besteht azimutal aus 24 Sektoren mit einem Radius zwischen 11.8 und 22.3 cm. Die Länge in z–Richtung beträgt 80 cm. In jedem Sektor sind 24 Drähte in radialer Richtung gespannt. Die Hochspannung ist so gewählt, daß die Driftgeschwindigkeit mit steigendem Radius linear anwächst und somit unabhängig vom Radius die gleiche Driftzeit gemessen wird. Die erreichte Ortsauflösung in $R\phi$ ist in der Größenordnung von $\sigma_{R\phi} \sim 90$ μm. Die Proportionalkammer erstreckt

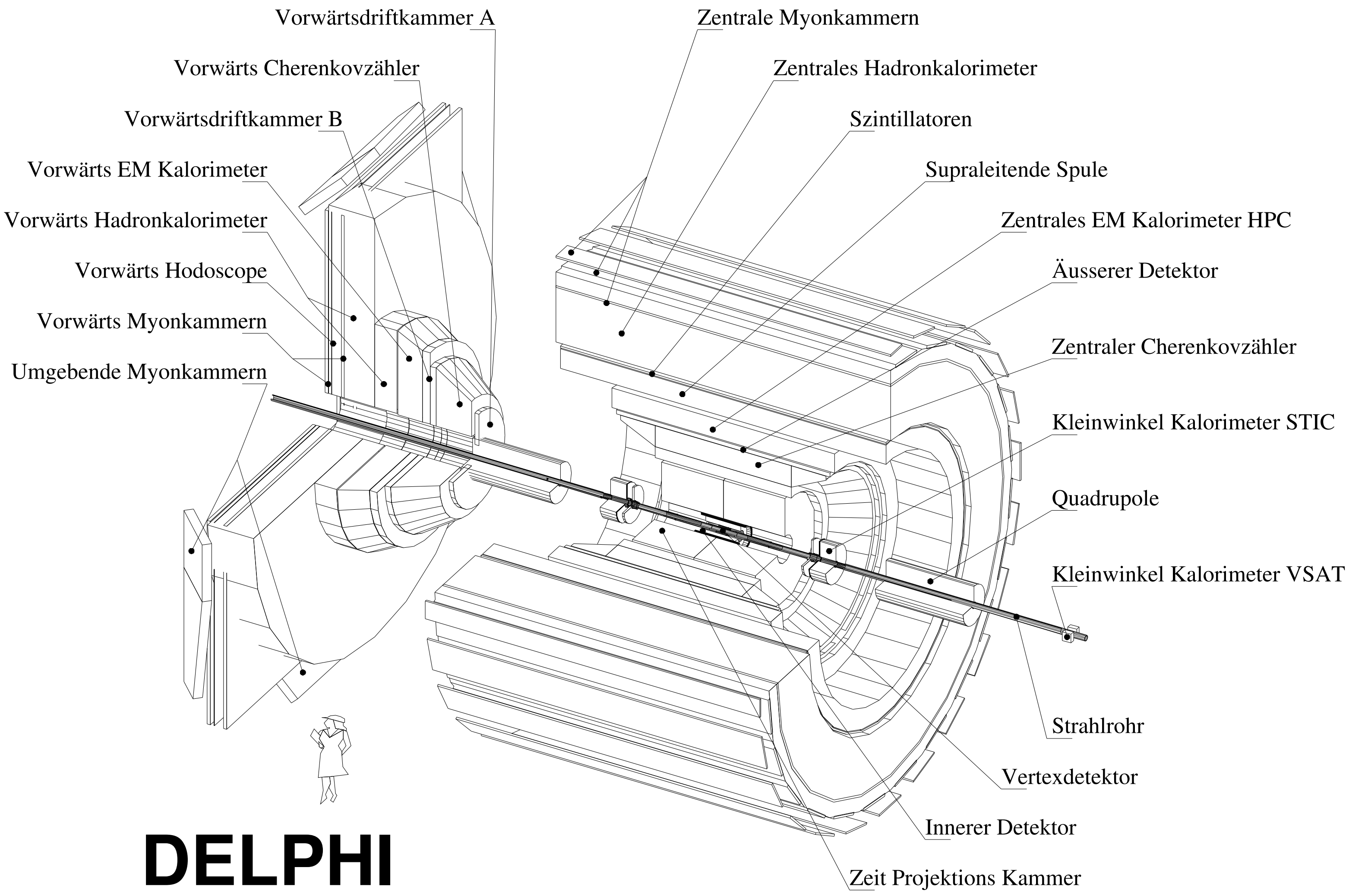

Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des DELPHI–Detektors.

sich in z–Richtung über 100 cm sowie über einen Radius zwischen 23 und 28 cm. Insgesamt hat jede Lage 192 Signal– und Felddrähte, sowie 192 Kathodenstreifen (5 mm breit) die zirkular angeordnet sind. Diese liefern zusätzlich eine z–Information mit einer Auflösung von $\sigma_z < 600$ μm. Die Proportionalkammer liefert schnelle Triggerinformationen und dient zur Auflösung von Rechts–Links–Ambiguitäten in der Jetkammer.

		Akzeptanz			Mess–	Auflösung
		R[cm]	$z[cm]$	$\Theta[°]$	punkte	pro Punkt [cm]
VD		6.5/9/11	12	37-143	2	Rϕ: 0.007
ID:	Jetkammer	11.8-22.3	40	17-163	24	Rϕ: 0.09
	Trigger–K.	23-28	$\leq$50	30-150	5	z: < 1
TPC		35-111	$\leq$134	20 -160	16	Rϕ: 0.23
					192	z: < 0.9
OD		198-206	$\leq$232	43-137	5$*$Rϕ	Rϕ: 0.11
					3$*$z	z: 44
FCA		30-103	155-165	11-33	2$*$(x,u,v)	x,u,v: 0.3
FCB		53-195	267-283	11-35	4$*$(x,u,v)	x,u,v: 0.25
MUB		$\sim$445	$\leq$185	52-138	2(+2)	Rϕ: 1.5
		$\sim$485		52-128		z: 10
MUF		60-460	463	9-43	2(+2)$*$(x,y)	x,y: 1.0

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Eigenschaften der Spurdetektoren des DELPHI–Detektors

Zeit–Projektions–Kammer TPC

Der Hauptspurrekonstruktionsdetektor des DELPHI–Experimentes ist die Zeit–Projektions–Kammer TPC. Sie ermöglicht die Messung der Ionisationsspur eines geladenen Teilchens im aktiven Gasvolumen als dreidimensionale Raumkurve und liefert zusätzlich Informationen über den Energieverlust des Teilchens pro Wegstrecke dE/dx. Die TPC besteht aus zwei aktiven Gasvolumina die eine Länge von 134 cm sowie einen inneren bzw. äußeren Radius von 35 bzw. 111 cm besitzen. Die entlang der Teilchenspur erzeugten Elektronen driften parallel zum $\vec{E}$–Feld zu den Endkappen. Durch die Parallelität von $\vec{E}$– und $\vec{B}$–Feld wird eine Stabilisierung der Driftbewegung und somit eine Verbesserung der $R\phi$–Auflösung erreicht. Die Endkappen der TPC sind in 6 Sektoren unterteilt. Jeder Sektor beinhaltet 192 Anodendrähte und 16 Reihen konzentrischer Kathodenstreifen. Über die Messung des Ladungsschwerpunktes in der Kathodenauslese werden die $R\phi$–Informationen mit einem Auflösevermögen von $\sigma_{R\phi} \sim 230$ μm bestimmt. Die Messung der z–Koordinaten erfolgt über die Zeitmessung mit den Anodendrähten, wobei eine Auflösung in z von $\sigma_z \sim 900$ μm erreicht wird. Die Doppelspurauflösung liegt in der Größenordnung von 1.5 cm. Die Bestimmung der spezifischen Ionisationsenergie dE/dx erfolgt über die Pulsform. Mit einem momentanen Auflösungsvermögen von ca. 7.5% (für Pionen mit einer Energie von 280–400 MeV) können diese Informationen zur

Teilchenidentifikation (z. B. zur Trennung von Elektronen und Pionen) verwendet werden.

Die Spurinformationen der TPC bilden die Grundlagen für die Spurrekonstruktion im DELPHI–Detektor. Die in der TPC gefundenen Spurstücke werden in dem globalen DELPHI–Spurrekonstruktionsprogramm zu den verschiedenen Subdetektoren extrapoliert, um dort in einer zweiten Stufe als Zusatzinformationen für die Spurrekonstruktion zu dienen (siehe auch Kapitel 2.2.2).

Äußerer Detektor OD
Ungewöhnlich beim DELPHI–Detektor, im Vergleich zu anderen Detektoren ist, daß sich sowohl das elektromagnetische Kalorimeter HPC als auch der ringabbildende Cherenkov–Zähler innerhalb der Spule befinden. Dadurch bedingt ist der für das Spurrekonstruktionssystem zur Verfügung stehende Platz beschränkt. Zur genauen Rekonstruktion von Spuren mit großem Impuls werden aber Meßpunkte in großer Entfernung vom Wechselwirkungspunkt benötigt. Im Zentralbereich werden diese Meßpunkte durch die Driftkammer OD gemessen, die im „*limited streamer mode*“ betrieben wird. Sie befindet sich zwischen dem RICH und der HPC. Der OD hat eine Länge von 4.7 m und besteht aus 24 Modulen, wobei jedes Modul 145 Driftröhren in fünf Lagen beinhaltet. Die Auflösung in $R\phi$ beträgt $\sigma_{R\phi} = 110\ \mu$m. Die Bestimmung der z–Koordinate erfolgt in drei Lagen über die relative Laufzeitmessung der Signale an beiden Enden des Detektors, wodurch diese Koordinate nur mit einem relativ großen Fehler von $\sigma_z \sim 4.4$ cm bestimmt werden kann. Der OD liefert zudem schnelle Triggerinformationen bzgl. der z–Koordinate und wird zusätzlich zur richtigen Zuordnung von in der TPC gemessenen Teilchenspuren im RICH und in der HPC verwendet.

Vorwärtsdriftkammern FCA und FCB
Ähnlich zur Situation im Zentralbereich werden zur Verbesserung der Spurrekonstruktion im Vorwärtsbereich zwei Driftkammern verwendet. Die Vorwärtsdriftkammer FCA ist unmittelbar auf die Endplatten der TPC montiert. Die Vorwärtsdriftkammer FCB befindet sich hinter dem Vorwärts–RICH. Beide Subdetektoren sind sensitiv in dem Polarwinkelintervall $11^o < \Theta < 33^o$ bzw. $147^o < \Theta < 169^o$. Die FCA besteht aus zwei Halbscheiben, die ihrerseits aus drei Kammern zusammengesetzt sind. Die Drahtorientierungen der einzelnen Kammern sind um 60^o gegeneinander verdreht. Jede Kammer besteht aus zwei versetzten Ebenen mit 64 Driftröhren, die im „*limited streamer mode*“ arbeiten. Um Rechts–Links–Ambiguitäten aufzulösen, beträgt der Versatz zwischen zwei Ebenen eine halbe Driftröhrenbreite. Somit ergeben sich 2x3 Linearkombination in x und y Koordinate (u,v,x) für die Spurrekonstruktion mit einer Genauigkeit von $\sim 300\ \mu$m. Die FCB besitzt eine ähnliche Architektur, wird aber im konventionellen Driftkammermode betrieben. Sie besteht aus insgesamt 12 Ebenen, die einen Abstand von 1.1 cm haben. Die 3 verschiedenen Drahtorientierungen liefern 4 redundante Meßpunkte in (u,v,x) mit einer Auflösung von $\sim 250\ \mu$m und einer Effizienz von 80% im Mittel pro Ebene einschließlich der „toten“ Zonen. Unter Verwendung der Informationen aller 12 Ebenen ergibt sich eine Auflösung in x und y von $\sim 120\ \mu$m.

Myon Kammern MUF und MUB

Im Zentral– und im Vorwärtsbereich findet man zwei doppellagige Driftkammern als äußester Spurdetektor. Sie liegen außerhalb des Eisenjoches des Detektors, welches zur Rückführung des magnetischen Flusses der supraleitenden Spule dient. In den Kammern erfolgt der Nachweis von Teilchen, die im Eisen noch nicht absorbiert worden sind, d.h. im wesentlichen von Myonen. Im Zentralbereich MUB haben die Module eine Größe von $2.0 \times 20.8 \times 365$ cm^3. Die erreichbare Auflösung beträgt in z $\sigma_z \sim 4$ mm und in $R\phi$ $\sigma_{R\phi} \sim 2.5$ mm. Im Vorwärtsbereich haben die Myonkammern MUF eine Fläche von 9×9 m^2, die in Quadranten von 4.4×4.4 m^2 unterteilt sind, wobei das Driftvolumen eines einzelnen Moduls $2.0 \times 18.8 \times 435.4$ cm^3 beträgt. Die Auflösung variiert hier zwischen 1.5 und 2.5 mm. Im sensitiven Bereich der Myonkammern liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen bei 99%. Desweiteren können Myonen durch ihre charakteristische Energiedeposition in den Kalorimetern nachgewiesen werden [31].

Elektromagnetische Kalorimeter HPC und FEMC

Das elektromagnetische Kalorimeter im Zentralbereich ist die HPC, wobei die Abkürzung für **H**igh–density **P**rojection **C**hamber steht. Die HPC ist ein Blei–Gas–Sampling–Kalorimeter, das nach dem Prinzip einer Zeit–Projektionskammer arbeitet. Die Konstruktion der HPC erlaubt die 3–dimensionale Rekonstruktion von elektromagnetischen Schauern über die Messung der Ionisation im Gasvolumen. Der Vorteil des TPC–Prinzips liegt in der feinen Granularität, die mit nur einer geringen Anzahl von Auslesekanälen (18000) erreicht wird, wobei die Messung der z–Komponente über die Driftzeit erfolgt. Mit der HPC ist es möglich, den gesamten Energiebereich zwischen minimal ionisierenden Teilchen und 45 GeV Elektronenschauer zu erfassen. Das Kalorimeter befindet sich in einem zylindrischen Volumen zwischen 208 und 260 cm innerhalb der Spule und überdeckt eine polare Akzeptanz von $43^o < \Theta < 137^o$. Es ist in 144 Module unterteilt, die zu 6 Ringen mit je 24 Modulen angeordnet sind. Ein Modul besteht aus 41 Lagen Blei mit Gaszwischenräumen von 8 mm. Auf den Endplatten befindet sich das Auslesesystem, bestehend aus 128 Kathodenpads. Diese sind in 9 Lagen angeordnet, wobei am erwarteten Schauermaximum (zwischen 2. und 3. Lage) die Segmentierung am feinsten ist. Die ϕ–Auflösung $\sigma_\phi = 15$ mrad ist durch die Segmentierung gegeben. Hingegen hängt die z–Auflösung $\sigma_z = 5$ mm von der Zeitauflösung der Ausleseelektronik ab. Bei lediglich 18 Strahlungslängen und dadurch bedingte Leckverluste beträgt die Energieauflösung der HPC nur:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{29\%}{\sqrt{E}} + 4\ \% \quad .$$

Im Vorwärtsbereich wird ein Bleiglaskalorimeter als elektromagnetisches Kalorimeter verwendet, welches mit FEMC bezeichnet wird. Es befindet sich in den Endkappen hinter der Vorwärtsdriftkammer B und besteht aus zwei großen Scheiben mit R=5m. Auf jeder Seite sind über 4500 Bleiglasblöcke installiert, die je eine Grundfläche von 5×5 cm^2 besitzen und die Form von Pyramidenstümpfen haben. Jeder Block überdeckt in azimutaler und polarer Richtung einen Winkel von ca. 1^o. Zur Vermeidung von Lücken sind die Blöcke in polarer Richtung 3^o gegenüber dem Wechselwirkungspunkt geneigt. Die Auslese erfolgt mit Vakuum–Phototrioden. Mit 20 Strahlungslängen erreicht das

	Akzeptanz			Auslese– Granularität	Strah– lungs– längen	Energie– auflösung
	R$[cm]$	$z[cm]$	$\Theta[^\circ]$			$\Delta E/E\%$
HPC	208-260	$\leq$254	43-137	$\phi \sim 1^o$; z:4mm	$18X_0$	$29/\sqrt{E}+4$
FEMC	46-240	284-240	10-36.5	ϕ: 1^o; θ: 1^o	$20X_0$	$[(0.35+5/\sqrt{E})^2+(6/E)^2]^{1/2}$ 4% bei 45.6 GeV
SAT	10-36	233-285	2.5-7.7	ϕ: 7.5^o, 15^o θ: 0.7^o	$28X_0$	$[1.2^2+11.4^2/E]^{1/2}+2.3$
VSAT	$\sim 6-9$	770	5-7mrad		$24X_0$	5% bei 45.6 GeV
HCAL B: FW:	320-479 65-460	<380 340-489	10-170	ϕ:3.75^o, θ:3.0^o ϕ:3.75^o, θ:2.6^o	6λ	$120/\sqrt{E}$

Tabelle 2.2: Zusammenfassung der Eigenschaften der Kalorimeter des DELPHI–Detektors

FEMC eine sehr gute Energieauflösung von:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{(0.35 + \frac{5}{\sqrt{E}})^2 + (\frac{6}{E})^2}\ \%$$

Hadronkalorimeter HAB und HAF

Das Hadronkalorimeter ist ein Sampling Gasdetektor, der im Eisenjoch des Magneten untergebracht ist. Im Zentralbereich überdeckt das HAB einen Polarwinkelbereich von $42.6^o < \Theta < 137.4^o$. Ergänzt wird dieses in den Endkappen durch das HAF, welches einen Bereich von $11.2^o < \Theta < 48.5^o$ bzw. $131.5^o < \Theta < 168.8^o$ abdeckt. Der aktive Bereich des Kalorimeters besteht aus 20 Lagen (19 Lagen im Vorwärtsbereich) Streamerröhren der Dicke 2 cm. Die Röhren sind alternierend mit 5 cm dicken Eisenplatten angeordnet. Die insgesamt 19032 Detektoren, mit Längen zwischen 0.4 m und 4.1 m, ermöglichen für hadronische Schauer eine Energieauflösung von:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{120}{\sqrt{E}}\ \%$$

Ringabbildende Cherenkov–Detektoren BRICH und FRICH

Durch die ringabbildenden Cherenkov–Detektoren besitzt der DELPHI–Detektor Komponenten, die die Teilchenseparation von π, K und p über einen großen Impulsbereich ermöglichen. Die RICH–Zähler sind differentielle Cherenkov–Detektoren. Sie bestehen aus einem Flüssigkeitsradiator mit C_6F_{14} (n=1.283) und einem Gasradiator mit C_5F_{12} (n=1.00176). Zwischen den Radiatoren befindet sich eine Driftbox mit Quarzfenstern. Vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen durchqueren zuerst den Flüssigkeits– und anschließend den Gasradiator. Das im Gasradiator erzeugte Cherenkovlicht wird über fokussierende Spiegel zurück auf die Driftbox projeziert. Das Cherenkovlicht des Flüssigkeitsradiators gelangt direkt zur Driftbox. Dort wird das Licht in Elektronen ($1\gamma = 1e^-$) konvertiert, die dann zu den Ausleseebenen der Driftbox wandern, wobei auch hier das TPC–Prinzip verwendet wird. Der RICH im Barrelbereich (BRICH) ist ein 3.5 m langer Zylinder mit einer radialen Ausdehnung von R=246 cm bis 394 cm.

Die in den Endkappen eingebauten Cherenkovzähler (FRICH) besitzen eine andere Geometrie, die durch die unterschiedlichen mittleren Spurwinkel sowie in der Lage der $\vec{E}$– und $\vec{B}$–Felder zueinander bedingt ist. Die Separation von Pionen und Kaonen ist bis zu einer Energie von 22 GeV sowie für Kaonen und Protonen bis zu 37 GeV möglich [32].

Flugzeitzähler TOF und HOF
Auf der Oberfläche der Spule ist eine Lage von 172 Szintilationszählern installiert. Die Module haben eine Größe von 19×2 cm^2 und eine Länge von 3.5 m , deren Auslese an beiden Enden über Photomultiplier erfolgt. In einem Polarwinkelbereich von $41^o < \Theta < 131^o$ dienen diese Detektorkomponenten (TOF) als Trigger. Die Zeitauflösung wurde mit kosmischen Myonereignissen zu 1.2 ns bestimmt. In den Vorwärtsbereichen sind die Szintilationszähler (HOF) vor den Myonkammern installiert. Sie haben eine Dicke von 1 cm, bei einer Breite von 20 cm und einer Länge von 4.5 m. Der HOF verbessert die Myonidentifikation und liefert eine schnelle Triggerinformation. Die Zeitauflösung beträgt 5 ns.

Luminositätsmonitore SAT und VSAT
Die Bestimmung der Luminosität erfolgt unter kleinen Polarwinkeln $43 < \Theta < 135$ mrad über die Messung der Bhabha–Rate. Dazu wurde bis Ende 1993 der Small Angle Tagger SAT verwendet. Dieser befindet sich ± 2.5 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt und besteht aus einem Sampling–Kalorimeter und einem 3 lagigen Silizium Spurdetekor. Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{1.2^2 + \frac{11.4^2}{E}} + 2.3 \ \%$$

Eine zweite unabhängige Messung der Luminosität ermöglicht der Very Small Angle Tagger VSAT, der sich in einer Entfernung von ± 7.7 m zum Wechselwirkungspunkt befindet und einen Winkelbereich von $5 < \Theta < 7$ mrad abdeckt. Die Informationen des SAT werden außerdem als Veto–Signal bei der Vorselektion hadronischer Ereignisse verwendet. Mit Beginn der Meßperiode 94 wurde der SAT durch den STIC ersetzt. Dessen Eigenschaften können z. B. den Referenzen [33, 34] entnommen werden.

2.2.1 Das Trigger– und Auslesesystem

Die Rate, mit der sich die Teilchenbündel an dem Wecheselwirkungspunkt durchkreuzen, liegt bei 90 (45) kHz für den 8 (4) e^+e^-–Betrieb des LEP–Speicherrings. Da der DELPHI–Detektor nicht mit einer solchen Frequenz ausgelesen werden kann, wird ein mehrstufiges Triggersystem [35, 36] verwendet, um zu entscheiden, welche Ereignisse ausgelesen werden sollen. In den verschiedenen Jahren der Datennahme wurden unterschiedliche Konfigurationen des Triggers benutzt. Die beiden ersten Triggerstufen, kurz T1 und T2 genannt, sind schnelle Hardwaretrigger, die mit dem BCO–Signal[6] synchronisiert sind. Sie wurden über den gesamten, für die Analyse relevanten Zeitraum von 1991–1993 verwendet. Eine T1–Entscheidung wird innerhalb von 4 μs gefällt. Bei

[6] **B**eam **C**ross **O**ver

einem positiven Resultat benötigt die 2. Stufe T2 etwa 39 μs für ihre Entscheidung. Fällt T2 auch positiv aus, so wird das Ereignis ausgelesen. Dafür werden etwa 4 ms benötigt. Seit 1992 steht eine zusätzliche 3. Entscheidungsstufe T3 zur Verfügung. Diese arbeitet asynchron zum BCO–Signal und basiert auf Programmen (Softwaretrigger) in der Auslesesoftware. Die ausgelesenen Ereignisse werden zwischengespeichert und nur bei einer positiven T3 Entscheidung auf ein Rohdatenband geschrieben. Ein Triggerüberwachungssystem übernimmt die Kontrolle über Zeitsignale und stellt eine programmierbare Logik zur Verfügung.

2.2.2 Die Datenverarbeitung

Für die Ereignisrekonstruktion bzw. Datenverarbeitung bei DELPHI wird das Programmpaket DELANA[7] [37] verwendet. Die Speicherung aller Informationen und Resultate erfolgt mit dem Programmpaket TANAGRA[8] [38] in einem festen Format, in sogenannten TANAGRA–Bänken. Mit Hilfe des Graphikprogrammes DELGRA[9] kann jeder Schritt der Analyse graphisch dargestellt werden.

Im ersten Schritt der Datenanalyse, dem sogenannten „*first stage pattern recogniton*“, werden die Rohdaten der einzelnen Subdetektoren unabhängig voneinander verarbeitet. Dabei werden zeitabhängige Kalibrationsdaten und, oder Geometriedaten aus der Detektordatenbank mittels dem Programmpaket DDAPP[10] [39] ausgelesen und die erzeugten Daten, i. a. sind dies Raumpunkte, Driftzeiten, Pulshöhen usw., in **TD**[11]–Bänken abgespeichert. In der nächsten Stufe der Datenverarbeitung erzeugen lokale Mustererkennungsprogramme Spurelemente **TE**[12], die Informationen über Spuren oder Schauer in einem weitgehend detektorunabhängigen Format enthalten. Bei der Bestimmung von Spuren durch das globale Mustererkennungsprogramm werden zuerst die TE–Bänke zu Spurkanidaten in **TS**[13]–Bänken zusammengefaßt. Mit Hilfe einer Helixanpassung durch Auflösung von Mehrdeutigkeiten und ggf. Neuberechnung von Spurstücken werden Spuren eines Ereignisses beschrieben. Diese werden in sogenannten **TK**[14]–Bänken abgelegt. Um alle Informationen auszunutzen, erfolgt ausgehend von Spurstücken der TPC die Extrapolation der gefundenen Spuren in die verschiedenen Subdetektoren. Im sogenannten „*second stage pattern recogniton*“ wird nun versucht, durch einen neuen Spurfit unassoziierte Spurelemente und Spurstücke zu neuen Spuren zusammenzusetzen. Desweiteren werden Kalorimeterinformationen zu Spurkanidaten assoziiert. Die TK–Bänke bilden die Grundlage zur Rekonstruktion von Vertizes. Die rekonstruierten Spuren werden zu Bündeln mit gemeinsamen Ursprung in **TB**[15]–Bänken zusammenge-

[7] **DEL**PHI **ANA**lysis Program
[8] **T**rack **ANA**lysis and **GRA**phic package
[9] **DEL**PHI **GRA**phic package
[10] **D**etector **D**escription **AP**plication **P**ackage
[11] TD: Pattern recognition input data
[12] TE: Track elements
[13] TS: Track strings
[14] TK: Fitted track
[15] TB: Bundle of tracks

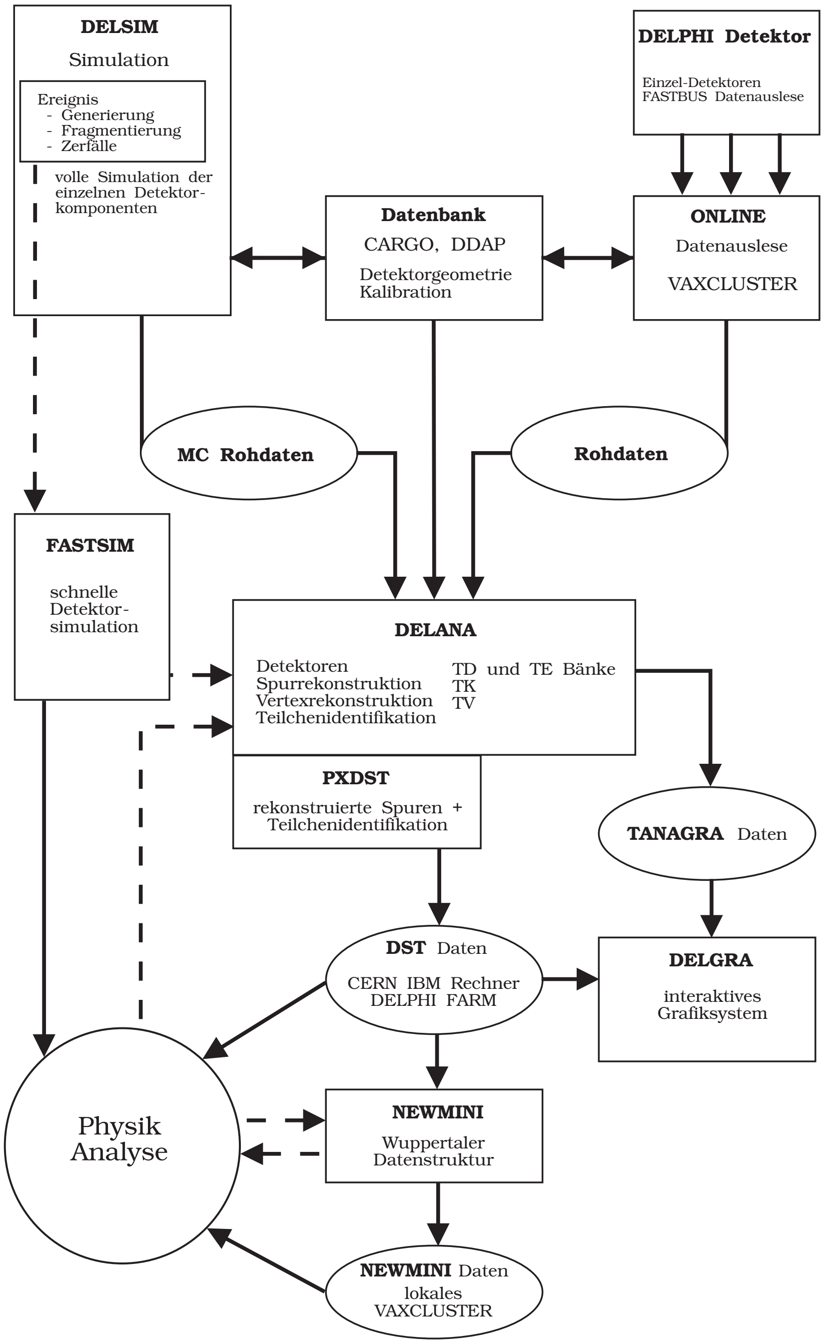

Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Datenanalyse des DELPHI–Detektors.

faßt. Die abschließende Vertexrekonstruktion liefert die **TV**[16]–Bänke. Das vollständig rekonstruierte Ereignis wird mit allen Bänken auf Master–**DST**[17]s abgespeichert. In Wuppertal stehen weitere Programmpakete zur Datenreduktion und Datenanalyse zur Verfügung. Die komplette Analysekette ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt.

2.2.3 Die Detektorsimulation

Für die Korrektur der Meßdaten auf Detektorakzeptanzeffekte, Auflöse– und Schmiereffekte ist die Kenntnis der Detektoreigenschaften sowie das Verhalten der Analyseprogramme eine notwendige Vorraussetzung. Dazu werden Programme verwendet, die auf Zufallszahlen basieren und daher auch als Monte–Carlo–Simulationen bezeichnet werden.

Für die Simulation des DELPHI–Detektors wird das Programm DELSIM [40] verwendet. Je nach Fragestellung können verschiedene physikalische Ereignisse oder bestimmte Ereignistopologien mit jeglichem Detektorzustand generiert werden. Je nach gewünschter Topologie werden verschiedene physikalische Generatoren zur Erzeugung der Ereignisse benutzt. Für die Erzeugung von Myonpaar–Ereignissen oder die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand wird der Generator DYMU3 [41] verwendet. Als Alternative zur Simulation von Myonpaar–Ereignissen und zur Generierung von $\tau^+\tau^-$–Ereignissen kann der Generator KORALZ [42] benutzt werden. Für die Erzeugung von hadronischen Endzuständen stehen eine Vielzahl von Generatoren zur Verfügung. Die für die vorliegende Arbeit relevanten Generatoren sowie deren Prizipien werden im Kapitel 4 eingehend erläutert. Zur Simulation von Untergrundereignissen aus 2–Photon–Prozessen oder Bhabha–Ereignissen stehen die Generatoren FERMISV [43], BABAMC [44] und ALIBABA [45] zur Verfügung.

Das Programmpaket DELSIM verfolgt jede generierte Spur durch den Detektor, wobei sekundäre Wechselwirkungen, wie z. B. Erzeugung von δ–Elektronen, Bremsstrahlung, Paarproduktion, Compton Streuung, Photoeffekt und Vielfachstreuung mit dem Detektormaterial berücksichtigt werden. Die dazu benötigten Angaben zur Detektorgeometrie sowie Materialkonstanten und Kalibrationskonstanten werden der Detektordatenbank entnommen. Der Zerfall kurzlebiger Teilchen, hadronische Wechselwirkung und Positron–Annihilation werden ebenfalls berücksichtigt. Die generierten Ereignisse werden im gleichen Datenformat wie gemessene Daten unter zusätzlicher Berücksichtigung der Historie des Ereignisses abgespeichert.

[16]TV: Track vertex
[17]Data summary tape

3

Die Datenanalyse

In diesem Kapitel werden die verwendeten Selektionskriterien kurz erläutert und die durchgeführten Untergrundstudien beschrieben. Abschließend erfolgt eine ausführliche Betrachtung der Korrekturen und systematischen Fehler sowie ein Vergleich zwischen den gemessenen Datenverteilungen der LEP–Experimente.

3.1 Die verwendeten Datensätze

Die für diese Arbeit relevanten Datensätze wurden in den Jahren 1991 bis 1993 mit dem DELPHI–Detektor aufgenommen. Die Datenanalyse beschränkt sich für das Jahr 1991 auf die Meßdaten, die bei der Schwerpunktsenergie der Z°–Resonanz von $\sim$ 91.2 GeV[1] aufgenommen wurden. Im Jahr 1992 wurden nur bei dieser Schwerpunktsenergie Daten aufgezeichnet, um eine möglichst hohe Statistik für erste Präzisionsanalysen zu erhalten. Für das Jahr 1992 wird in der Analyse jedoch zwischen der sogenannten *Gas*[2]– und der *Liquid*[3]–Periode unterschieden. Für das Jahr 1993 werden die Daten aller Schwerpunktsenergien berücksichtigt. Dabei ist die Nomenklatur wie folgt:

93 minus 2 Schwerpunktsenergie[4] zwischen 89.47 GeV und 89.49 GeV

93 on Peak Schwerpunktsenergie zwischen 91.10 GeV und 91.37 GeV

93 plus 2 Schwerpunktsenergie zwischen 93.06 GeV und 93.09 GeV

Die hier verwendeten Daten sind alle mit derselben DELANA–Version[5] prozessiert. Die Datennahme ist bei DELPHI in sogenannte *Runs* unterteilt. Als Auswahlkriterium

[1]Bedingt durch die geringe Statistik werden die Daten der anderen Schwerpunktsenergien nicht berücksichtigt.

[2]In dieser Meßperiode war nur der Gasradiator des Cherenkov–Zählers in Betrieb und zusätzlich befand sich eine Bleimaske vor dem SAT–Kalorimeter, die in der Liqiud Periode entfernt wurde.

[3]In dieser Meßperiode waren der Gas– und der Liquidradiator des Cherenkov–Zählers in Betrieb.

[4]Die Schwerpunktsenergien sind dem in Wuppertal verfügbaren Energiekalibrationsfile entnommen

[5]91F Prozessing für 91er Daten, 92D für 92er Daten und 93B für 93er Daten, wobei der Buchstabe die Version des Prozessierung kennzeichnet.

werden bei der Datenanalyse nur *Runs* berücksichtigt, bei denen die TPC als zentraler Spurdetektor zu mindestens 99% funktionstüchtig war.

3.2 Die Selektion hadronischer Z°–Ereignisse

Bei der Prozessierung der Rohdaten wird mit Hilfe eines Unterprogramms von DELANA eine schnelle und einfache Klassifizierung der Ereignisse vorgenommen. Je nach Fragestellung der Arbeitsgruppen der DELPHI–Kollaboration werden verschiedene Kriterien bzgl. der aufgezeichneten Spur–, Kalorimeter– und Vertex–Trigger gefordert, um ein Ereignis zu bewerten. Aufbauend auf diese Vorselektion werden bei der endgültigen Selektion hadronischer Z°–Ereignisse weitere Kriterien bzw. Forderungen an Spuren und Ereignistopologie gestellt. Für die Anpassung von Monte–Carlo–Generatoren an hadronische Verteilung ist es von besonderer Bedeutung, daß die Ereignisse sehr gut vermessen sind, d. h. kleine systematische Fehler haben und weitgehend untergrundfrei sind. Daraus resultierend beschränkt sich die Analyse auf den Bereich des Detektors, in dem die kleinsten systematischen Fehler bei der Spurmessung und Kalorimetrie erreicht werden und zudem die größte Sensitivität bzw. Akzeptanz besteht.

Um für die Analyse nur Spuren definierter Güte zu berücksichtigen, werden diverse Anforderungen an die Teilchenspuren gestellt. Es werden nur geladene Spuren im Impulsintervall von 0.2 bis 75 GeV mit einer gemessenen Spurlänge von mindestens 50 cm akzeptiert. Zudem muß der Impulsfehler $\frac{\Delta p}{p} < 1$ sein. Der untere Impulsschnitt resultiert aus der Anforderung, daß der Korrekturfaktor der Rapiditätsverteilungen möglichst klein bleiben soll. Bei einer Schwerpunktsenergie von $\sim$ 91.2 GeV beträgt der maximal mögliche Impuls einer Spur $\sim$ 45 GeV. Bedingt durch Fehler oder Probleme bei der Spurrekonstruktion kann Spuren auch ein wesentlich größerer Impuls zugeordnet werden. Um Verzerrungen bei Ereignistopologievariablen gering zu halten, wird daher der maximal zulässige Impuls auf 75 GeV beschränkt. Außerdem wird für die Messung hochenergetischer Spuren ein großer Hebelarm bei der Spurrekonstruktion gefordert. Für geladene Spuren mit einem Impuls größer als 25 GeV müssen im Winkelbereich von $45° \leq \Theta \geq 135°$ der Vertex– oder Innere Detektor sowie der Äussere Detektor an der Spurrekonstruktion beteiligt sein. Im Vorwärtsbereich ($\Theta \leq 34°$ bzw. $\Theta \geq 146°$) wird für die Spurmessung die Beteiligung des Inneren Detektors und der Vorwärtskammer B gefordert. Im Bereich des Kabelkanals genügt hingegen die Kombination von Inneren Detektor und TPC, um eine hochenergetische Spur zu akzeptieren, da dort Spuren die größte Anzahl von Messpunkten in der TPC aufweisen. Für den Polarwinkel einer Spur wird gefordert: $25^o < \Theta_{Spur} < 155^o$. Dies liegt darin begründet, daß sich im Vorwärtsbereich aufgrund des dort kleineren Transversalimpulsanteils die Impulsauflösung verschlechtert.

Zur Unterdrückung von Spuren, die aus Zerfällen langlebiger Teilchen oder aus sekundären Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial stammen, werden restriktive Anforderungen an die Impaktparameter der Spur gestellt. Bezüglich des nominalen Wechselwirkungspunktes muß der Abstand einer geladenen Spur in der xy–Ebene des Detektors $\sigma_{xy} < 2.0$ cm betragen. Für den Impaktparameter bzgl. der z–Koordinate

Spurschnitte für geladene Spuren		
Impuls	$0.2 < p < 75.0$	GeV
Impulsfehler	$\frac{\Delta p}{p} \leq 1$	
gemessene Spurlänge	$L > 50$	cm
Azimutalwinkel Spur	$\Theta_{Spur} > 25^o$	
Impaktparameter xy	$\sigma_{xy} < 2.0$	cm
Impaktparameter z	$\sigma_z < 5.0$	cm
Spurschnitte für neutrale Spuren		
gemessen mit elektromagn. Kalorimetern oder ELEPHANT		
Energie	$0.5 < E < 100.0$	GeV
gemessen mit hadronischen Kalorimetern		
Energie	$1.0 < E < 100.0$	GeV

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der Schnitte für geladene und neutrale Teilchenspuren

ist der Schnitt weniger restriktiv, da sowohl die Position des Wechselwirkungspunktes als auch die Spurmessung in dieser Koordinate nicht so genau bekannt sind. Es werden Spuren anerkannt, wenn ihr Impaktparameter $\sigma_z < 5.0$ cm beträgt. Die Energie geladener Spuren wird unter Annahme der Pionmasse von $m_\pi = 0.1396$ GeV [46] aus dem Impuls berechnet.

Neutrale Teilchen werden hingegen als masselos angenommen. Die Schnitte für die Energiemessung neutraler Spuren bzw. Cluster hängen dabei explizit von der bei der Rekonstruktion beteiligten Detektorkomponenten ab. Für Messungen mit den elektromagnetischen Kalorimetern HPC und EMF bzw. durch Rekonstruktion mit dem Programmpaket ELEPHANT [6] [47] muß die gemessene Energie in dem Bereich $0.5 < E < 100.0$ GeV liegen. In diesem Energieintervall zeigen Daten und das DELSIM Detektor–Monte–Carlo eine gute Übereinstimmung. Für Energiecluster gemessen mit den hadronischen Kalorimetern HAB oder HAF wird ein Energieintervall von $1.0 < E < 100.0$ GeV gefordert. In der Tabelle 3.1 sind die Selektionskriterien für geladene und neutrale Spuren zusammengefaßt.

Basierend auf den genannten Spurschnitten werden hadronische Ereignisse über folgende Kriterien selektiert. Die gesamte detektierte geladene Energie beträgt mehr als 12% der Schwerpunktsenergie und gleichzeitig muß in jeder Hemisphere die detektierte geladene Energie mindestens 3% der Schwerpunktsenergie betragen. Diese Schnitte unterdrücken Strahl–Restgas– und Strahl–Wand–Ereignisse sowie Zwei–Photon–Ereignisse. Diese Untergrundereignisse zeichnen sich besonders dadurch aus, daß sie eine asymmetrische Energieverteilung im Detektor besitzen, da die Schwerpunktssysteme solcher Ereignisse stark gegenüber dem Laborsystem „*geboostet*[7]“ sind. Desweiteren werden Ereignisse verworfen, die aufgrund von Detektorineffizienzen nur unvollständig rekonstruiert wer-

[6] **ELE**ctron **PH**oton **ANA**lysis **T**ool
[7] Befinden sich bezüglich des Laborsystems nicht in Ruhe.

Ereignisschnitte				
geladene totale Energie	E_{tot}	$>$	12	% bzgl. $\sqrt{S}$
gel. Energie pro Hemisphere	$E_{Hemis.}$	$>$	3	% bzgl. $\sqrt{S}$
geladene Multiplizität	N_{Ch}	$\geq$	5	
Azimutalwinkel Ereignisachse	$50° < \Theta_{\vec{n_s}}$	$<$	85°	
Impulsbalance bzgl. z–Achse	$\lvert p_z^{miss.}\rvert$	$<$	15	% bzgl. $\sqrt{S}$

Tabelle 3.2: Zusammenfassung der Ereignisschnitte

den. Ein zusätzlicher Schnitt auf die Impulsbalance[8] in z–Richtung führt zu einer weiteren Unterdrückung solcher Ereignisse.

Zur Verringerung des Untergrundes durch leptonische Z°–Ereignisse ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ und $\tau^+\tau^-$) werden mindestens fünf rekonstruierte geladene Spuren gefordert, um ein Ereignis zu akzeptieren. Aufgrund des möglichen hadronischen Zerfalls des τ–Leptons, trägt nur die Klasse der τ–Ereignisse signifikant zum Untergrund aus leptonischen Ereignissen bei.

Als Ereignisachse wird die Spherizitätsachse $\vec{n_s}$ (Definition siehe Anhang A), die in erster Ordnung mit der Flugrichtung des primären q$\overline{\text{q}}$–Paares übereinstimmt, verwendet. Durch die Forderung, daß für den Polarwinkel der Spherizitätsachse (Ausrichtung in positiver z–Richtung) $50° < \Theta_{\vec{n_s}} < 85°$ gilt, wird sichergestellt, daß die selektierten Ereignisse hauptsächlich im Zentralbereich des Detektors liegen. Die Einschränkung auf diesen Winkelbereich wurde gewählt, da im Vorwärtsbereich sowie um den Polarwinkelbereich $\Theta = 90°$ eine große Anzahl von Spuren nicht oder nur mit großen Fehlern rekonstruiert werden und Lücken für den Nachweis neutraler elektromagnetischer und hadronischer Schauer bestehen. Außerdem besitzt der Detektor im Zentralbereich die größte Akzeptanz und die kleinsten systematischen Fehler bei der Spurrekonstruktion. Die hier genannten Selektionskriterien für hadronische Ereignisse werden im Folgenden als Standardschnitte bezeichnet und sind in den Tabellen 3.1 und 3.2 zusammengefasst.

Zur Bestimmung der Selektionseffizienzen für hadronische Ereignisse und der konkurrierenden Untergrundprozesse sind Studien mit vollständig simulierten Ereignissen, d.h. Generator mit anschließender Detektorsimulation, durchgeführt worden. Die bestimmten Selektionseffizienzen sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Die relativ geringen Selektionseffizienzen $\mathcal{O}$ (50)% für hadronische Ereignisse sind in dem sehr restriktiven Schnitt bzgl. des Polarwinkels der Ereignisachse begründet. Normalerweise ist man bestrebt, eine möglichst große Selektionseffizienz zu erlangen. Wie bereits ansprochen, ist es aber für die Anpassung von Modellparametern notwendig, sehr gut und vollständig rekonstruierte Ereignisse zu betrachten. Die Selektionseffizienz für simulierte hadronische Ereignisse mit einer Ereignisachse im Polarwinkelbereich von

[8] $\delta p_z = \sum_{i=1}^{N_{Spur}} \vec{p_i}\vec{e_z} = \sum_{i=1}^{N_{Spur}} {}^i p_z$

Ereignisklasse	Selektionseffizienz	
Hadron–Monte–Carlo	$\epsilon_{had.}$	47.67 ± 0.04 %
τ–Monte–Carlo	ϵ_{τ}	1.58 ± 0.03 %
$\gamma\gamma$–Monte–Carlo	$\epsilon_{\gamma\gamma}$	< 0.01
Bhabha–Monte–Carlo	ϵ_{Bhabha}	< 0.01

Tabelle 3.3: Zusammenfassung der Selektionseffizienzen für die verschiedenen Ereignissetypen

$50° - 85°$ auf generierten Niveau, d.h. ohne Detektorsimulation, beträgt mehr als 95%. Gleichzeitig sind die Verschmierungen gering (siehe dazu Abschnitt 3.3.2).

Der Untergrund aus Zwei–Photon bzw. Bhabha–Ereignissen kann aufgrund der geringen Selektionseffizienzen ϵ vernachlässigt werden. Der erwartete Untergrund aus τ–Ereignissen ergibt sich zu:

$$\frac{\epsilon_{\tau}}{\epsilon_{\tau} \ + \ R \ \epsilon_{had.}} \ = \ 0.16 \pm 0.03\% \ , \qquad (3.1)$$

mit einem R–Verhältnis von R=20.749±0.070 [48].

Insgesamt werden nach den genannten Schnitten $\sim$ 750.000 Ereignisse für die Datenanalyse selektiert, wobei die Beiträge der einzelnen Meßperioden der Tabelle 3.4 entnommen werden können.

	Anzahl der akzeptierten Ereignisse mit	
Meßperiode	geladenen Spuren	geladenen u. neutralen Spuren
91	96993	96863
92 Gas	209350	209314
92 Liquid	146894	146950
93 on Peak	185465	186000
93 minus 2	46446	46539
93 plus 2	66103	66099
gesamt:	751251	751765

Tabelle 3.4: Zusammenfassung der akzeptierten Ereignisse für die verschiedenen Meßperioden

3.3 Die Datenkorrekturen

3.3.1 Korrektur auf Untergrundereignisse

Ausgehend von den Selektionseffizienzen für hadronische und τ–Ereignisse ist der zu erwartende Untergrund kleiner als 0.2% und sollte daher eigentlich vernachlässigbar sein. Dies ist allerdings nicht der Fall, da die τ–Leptonen zu Ereignissen mit extremer zweijetartiger Topologie führen. Die Abbildung 3.1 zeigt exemplarisch für die Ereignisformvariablen Major M und Minor m sowie für die Einteilchenvariablen Rapidität y_T und den skalierten Impuls x_p den Vergleich zwischen unkorrigierten Datenverteilungen mit den Erwartungen aus simulierten hadronischen und τ–Ereignissen. Die dunkelgrau unterlegte Kurve kennzeichnet dabei die Erwartung aus der τ–Klasse. Im extremen 2–Jetbereich sind die Beiträge aus τ–Ereignissen für die Größen Major und Minor groß. Dabei wird das erste Intervall der Major–Verteilung mit einem Untergrundbeitrag von 71.1% aus τ–Ereignissen dominiert. In den weiteren Intervallen fällt der Untergrund über 17.6% und 0.7% auf unter ein Promill und ist somit ab dem 4 Intervall vernachlässigbar klein. Für die Größe Minor hingegen ist der Untergrundbeitrag mit 23.0% nur im ersten Intervall nennenswert. Im zweiten Intervall ergibt sich hingegen nur noch eine Kontermination von 0.3% und ab dem dritten Intervall, mit weniger als 0.1%, muß der Untergrund nicht mehr berücksichtigt werden.

Die τ–Ereignisse besitzen i. A. eine geringe geladene Multiplizität, so daß oft nur eine geladene Spur mit großem Impuls pro Ereignis existiert. Auf der anderen Seite führt der Zwei– oder Dreikörperzerfall des τ–Leptons dazu, daß Teilchen mit hohen Rapiditäten erzeugt werden. So steigt der Beitrag des Untergrundes aus τ–Ereignissen in der Rapiditätsverteilung kontinuierlich an. Bis zu einer Rapidität y_T von 3.25 beträgt der Untergrund weniger als 0.1%. Er wächst dann für Rapiditaten bis 4.5 auf knapp ein Prozent an und liegt für größere Werte der Rapidität zwischen 1.3 und 3.6%. Die skalierte Impulsverteilung x_p zeigt hingegen keine nenneswerte Beeinflussung durch die τ–Ereignisse. Die maximale Kontamination beträgt weniger als ein Prozent in den letzten vier Intervallen und kann im Vergleich mit anderen Unsicherheiten in diesem Gebiet vernachlässigt werden.

Diese vier genannten Beispiele zeigen exemplarisch die Eigenschaften des τ–Untergrundes. Neben Beiträgen in einzelnen Intervallen von mehr als 10% können größere Bereiche in Verteilungen durch einen Untergrund von wenigen Prozent verfälscht werden. Die *unkorrigierten* Datenverteilungen werden auf den τ–Untergrund korrigiert. Dazu wird die dunkelgrau unterlegte Verteilung wie folgt subtrahiert:

$$\frac{1}{N}\frac{d\sigma\binom{\tau-korr.}{Daten}}{dx} = \frac{1}{N}\frac{d\sigma\binom{unkorr.}{Daten}}{dx} - \frac{\epsilon_\tau}{\epsilon_\tau \ + \ R\ \epsilon_{had.}}\frac{1}{N}\frac{d\sigma\binom{akz.}{\tau MC}}{dx} \quad . \tag{3.2}$$

ϵ_τ bzw. $\epsilon_{had.}$ sind die in Abschnitt 3.2 angegebenen Selektionseffizienzen für τ– bzw. hadronische Ereignisse. Die Größen $\frac{1}{N}\frac{d\sigma}{dx}$ stehen für die verschiedenen Verteilungen, die auf die Anzahl der Ereignisse sowie die Intervallbreite normiert sind.

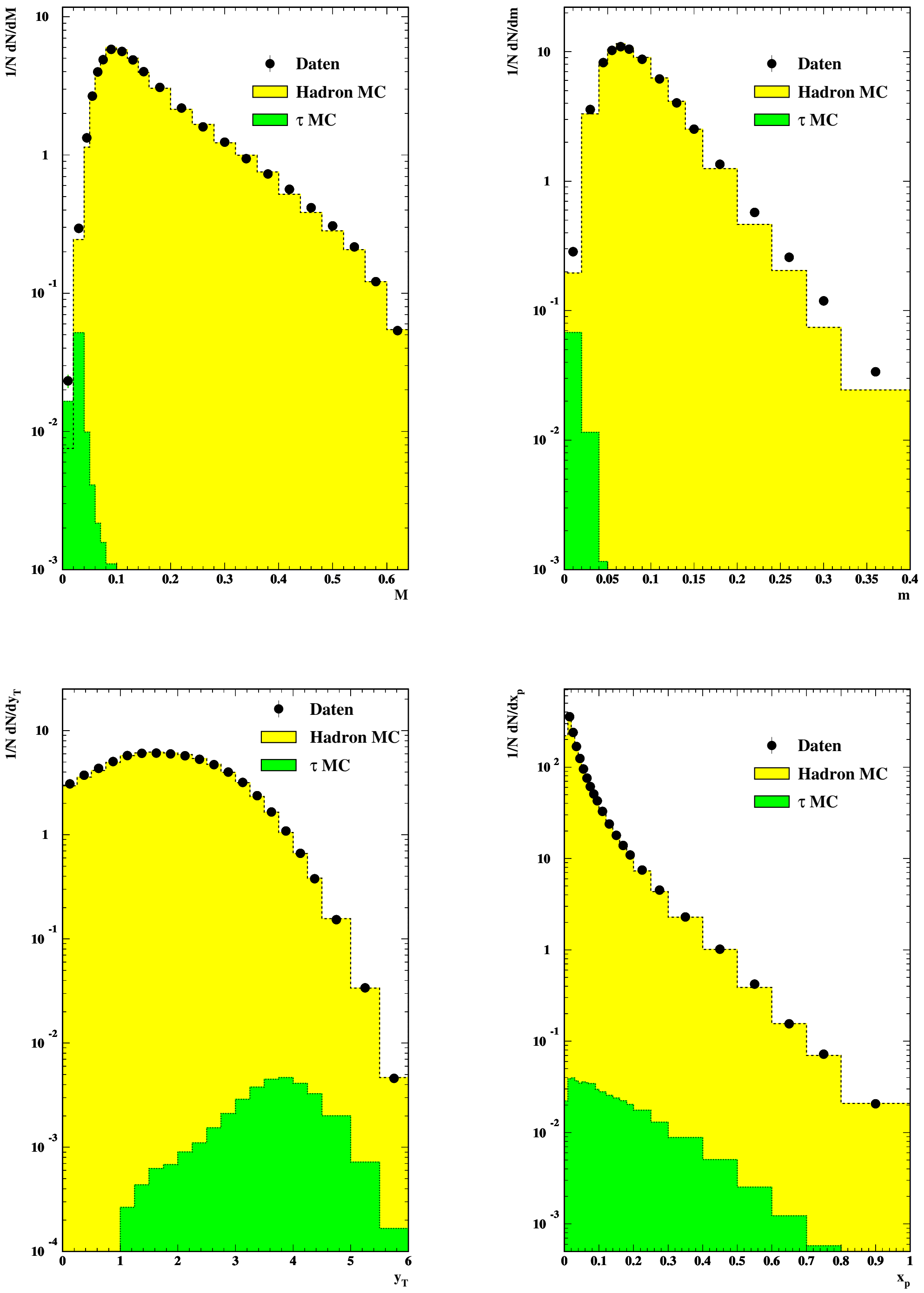

Abbildung 3.1: Untergrund aus τ–Ereignissen in den *unkorrigierten* Datenverteilungen für die Ereignisformvariablen Major M und Minor m sowie für die Einteilchenvariablen Rapidität y_T und dem skalierten Impuls x_p. Die hellgrau unterlegte Verteilung beschreibt die Erwartung aus dem hadronischen Monte–Carlo, erzeugt mit dem DELSIM–Generator. Die dunkelgrau unterlegte Verteilung bezeichnet die Erwartung für den Untergrund aus τ–Ereignissen, generiert mit dem KORALZ–Generator und anschließender Detektorsimulation.

3.3.2 Korrekturen durch Detektoreffekte

Für den Vergleich der Daten mit theoretischen Vorhersagen bzw. mit Monte–Carlo–Generatoren erzeugten Verteilungen, müssen die auf den τ–Untergrund korrigierten Verteilungen auf das sogenannte generierte Niveau[9] transformiert werden. Hierbei werden Korrekturen auf Detektorakzeptanz und Auflösungseffekte sowie auf die Bremsstrahlung im Anfangszustand durchgeführt. Die Ereignisakzeptanz hängt von der Ereignistopologie, der Lage des Ereignissen im Detektor sowie von der Ereignisgröße ab. Die Ereignisakzeptanz ist kleiner als 100% und kann zur Bevorzugung von bestimmten Ereignistopologien führen. Detektorauflösungseffekte, Fehler und Probleme bei der Spurrekonstruktion, Spurverluste und Wechselwirkungen mit Detektormaterial führen zu Verschmierungen sowie systematischen Verschiebungen der Meßgrößen. Diese Effekte hängen sehr stark von den Detektoreffizienzen sowie der Detektorgeometrie ab. Zusätzlich können Spur– und Ereignisschnitte zusätzliche Effekte hervorrufen. Die Art der Korrekturen hängt daher sehr stark von der verwendeten Intervalleinteilung der Verteilungen ab. Für Einteilungen die kleiner als die Auflösungseffekte bzw. Verschmierungen des Detektors sind, müssen komplizierte Matrixkorrekturen oder Entfaltungs– (sogenannte *unfolding*) Programme [49] verwendet werden. Die Einteilung der in dieser Arbeit betrachteten Verteilungen ist so gewählt, daß die Breite eines einzelnen Intervalls etwa das Doppelte des Auflösungsvermögens des Detektors beträgt. Dadurch sind die Schmiereffekte in der Größenordnung kleiner 15% und rechtfertigen die Verwendung von linearen Korrekturfaktoren. Die Transformation auf das Generatorniveau der auf den τ–Untergrund korrigierten Verteilungen erfolgt mittels:

$$\frac{1}{N}\frac{d\sigma\left(^{korr.}_{Daten}\right)}{dx} = C_{det} \times C_{\Omega} \times C_{ISR} \times \frac{1}{N}\frac{d\sigma\left(^{\tau-korr.}_{Daten}\right)}{dx} \tag{3.3}$$

C_{det}: Der Korrekturfaktor C_{det} beinhaltet die Detektorakzeptanz. Dabei wird für die generierten Monte–Carlo–Ereignisse derselbe Schnitt auf die Ereignisachse wie auf den gemessenen Datenverteilungen durchgeführt. Alle Teilchen und Antiteilchen werden auf Generatorniveau als stabil angesehen, wenn deren Lebensdauer mehr als 10^{-9} Sekunden beträgt.
(stabile Teilchen bzw. Antiteilchen: γ, e^-, μ^-, π^0, π^+, K^0_{long}, K^+, p, n sowie Neutrinos $\overline{\nu}_e$, $\overline{\nu}_\mu$, und $\overline{\nu}_\tau$.)
Der Korrekturfaktor C_{det} ist wie folgt definiert:

$$C_{det} = \frac{\frac{1}{N}\frac{d\sigma^{gen.MC}_{\Theta\ Schnitt}}{dx}}{\frac{1}{N}\frac{d\sigma^{acc.MC}}{dx}} \tag{3.4}$$

Die Größe $\frac{1}{N}\frac{d\sigma}{dx}$ steht im Folgenden für die verschiedenen Verteilungen bzw. Intervalle der Verteilungen, die auf die Anzahl der Ereignisse sowie die Intervallbreite normiert sind.

[9] Verteilungen nur mit Generator berechnet ohne Detektorsimulation $\hat{=}$ erwartete physikalische Verteilung ohne Störprozesse

C_Ω: Dieser Korrekturfaktor berücksichtigt die Variation der Verteilungen zwischen dem eingeschränkten Raumwinkelbereich (durch den Schnitt auf die Ereignisachse) und dem vollen Raumwinkel.

$$C_\Omega = \frac{\frac{1}{N}\frac{d\sigma^{gen.MC}_{ohne\Theta\ Schnitt}}{dx}}{\frac{1}{N}\frac{d\sigma^{gen.MC}_{\Theta\ Schnitt}}{dx}} \tag{3.5}$$

C_Ω hängt explizit von α_S bzw. von der Gluonabstrahlung ab. Der Korrekturfaktor kann leicht für alle Modelle berechnet werden. Durchgeführte Studien zeigen, daß die Korrekturfaktoren für alle angepaßten Modelle sowie für das zur Korrektur verwendete Detektor-Monte-Carlo identisch sind.

C_{ISR}: Wie bereits angesprochen führt die Abstrahlung eines reellen Photons im Anfangszustand zu einer Reduktion der Schwerpunktsenergie. Damit ergeben sich unter anderem Veränderungen für Verteilungen, die die Ereignistopologie beschreiben. C_{ISR} beinhaltet die Korrekturen für die Abstrahlung eines reellen Photons des Anfangszustandes.

$$C_{ISR} = \frac{\frac{1}{N}\frac{d\sigma^{ohne\ ISR}}{dx}}{\frac{1}{N}\frac{d\sigma^{mit\ ISR}}{dx}} \tag{3.6}$$

Die Größe $\sigma^{mit\ ISR}$ beinhaltet sowohl Ereignisse mit Anfangsbremsstrahlung als auch ohne. Ausgehend von einer Linearkombination aus Ereignissätzen mit nur Anfangsbremsstrahlung $\tilde{\sigma}^{mit\ ISR}$ und ohne Anfangsbremsstrahlung $\tilde{\sigma}^{ohne\ ISR}$ läßt sich C_{ISR} schreiben als:

$$C_{ISR} = \frac{1}{1 - f_{isr} + f_{isr} \times \frac{\frac{1}{N}\frac{d\tilde{\sigma}^{mit\ ISR}}{dx}}{\frac{1}{N}\frac{d\tilde{\sigma}^{ohne\ ISR}}{dx}}} \quad . \tag{3.7}$$

Dabei ist f_{isr} der Bruchteil der Ereignisse, die Anfangsbremsstrahlung mit einer Energie oberhalb einer Schwelle aufweisen. Diese Zerlegung von C_{ISR} hat den Vorteil, das wesentlich weniger Ereignisse generiert werden müssen, um den Fehler von $\sigma_{C_{ISR}}$ zu minimieren. Der Fehler wird minimal, wenn die Anzahl der generierten Ereignisse für $\tilde{\sigma}^{mit\ ISR}$ und $\tilde{\sigma}^{ohne\ ISR}$ gleich groß ist.

Die Korrekturfaktoren C_{det} und C_Ω werden aus Ereignissen, die mit DELSIM generiert sind, bestimmt. Zur Berechnung des Faktors C_{ISR} wird der JETSET–Generator 7.3 mit DELPHI–Zerfällen verwendet, wobei für die Photonabstrahlung im Anfangszustand der DYMU3 Generator benutzt wird. Für jede betrachtete Schwerpunktsenergie werden je eine Millionen Ereignisse mit und ohne Anfangsbremsstrahlung generiert. Für $\tilde{\sigma}^{mit\ ISR}$ werden nur Ereignisse mit einer abgestrahlten Photonernergie von mehr als 100 MeV berücksichtigt. Unterhalb dieser Energie sind keine signifikanten Veränderungen von Verteilungen sichtbar. Die Gewichtsfaktoren f_{isr} der verschiedenen Schwerpunktsenergien sind in Tabelle 3.5 angegeben.

Schwerpunktsenergie [GeV]	:	Gewichtsfaktor [%]
89.4	:	22.10 ± 0.04
91.2	:	23.99 ± 0.04
93.0	:	46.67 ± 0.05

Tabelle 3.5: Zusammenfassung der Faktoren für die Bremsstrahlung des Anfangszustandes für verschiedene Schwerpunktsenergien

Die vollständigen Korrekturfaktoren (inklusive Korrektur auf τ–Untergrund) für die verschiedenen Verteilungen können im Anhang D den Abbildungen D.1 – D.30 entnommen werden.

3.4 Systematische Fehlerstudien

3.4.1 Zusammenfassung der verschiedenen Meßperioden

Für jede betrachtete Meßperiode werden die gemessenen Daten bzw. daraus resultierende Verteilungen vollständig korrigiert. Das Zusammenfassen der verschiedenen Perioden erfolgt für jedes Histogrammintervall mittels der gewichteten Summe:

$$\overline{x} = \frac{1}{\sum\limits_{i=1}^{N} \omega_i} \cdot \sum_{i=1}^{N} \omega_i x_i \tag{3.8}$$

wobei der Gewichtsfaktor $\omega_i = \frac{1}{\sigma^2_{x_i}}$ ist und N die Anzahl der verschiedenen Meßperioden wiedergibt. Für den Fehler ergibt sich somit:

$$\sigma^2_{\overline{x}} = \frac{1}{\sum\limits_{i=1}^{N} \omega_i} \tag{3.9}$$

Sind die verschiedenen Meßperioden statistisch miteinander verträglich, so sollte das χ^2 pro Freiheitsgrad der Mittelung 1 betragen. Zur Überprüfung der Verträglichkeit wird der Skalenfaktor S berechnet:

$$S = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{x_i - \overline{x}}{\sigma_{x_i}} \right)^2} \tag{3.10}$$

Für den Fall, daß der Skalenfaktor $S > (\gg) 1$ ist, liegt eine statistische Unverträglichkeit zwischen den Meßperioden vor. Dies ist aber gleichbedeutend mit einem systematischen

Fehler in einer oder mehreren Meßperioden. Aussagen, welcher Datensatz oder –sätze diese Probleme bewirken, können nicht getroffen werden. Daher werden alle Perioden gleich behandelt, indem die Fehler mit dem Skalenfaktor S skaliert werden:

$$\begin{aligned} \sigma_{x_i} &\rightarrow \tilde{\sigma}_{x_i} = S \cdot \sigma_{x_i} \\ \sigma_{\overline{x}} &\rightarrow \tilde{\sigma}_{\overline{x}} = S \cdot \sigma_{\overline{x}} \ . \end{aligned} \tag{3.11}$$

Die „*Breite*“ der Verteilung der Einzelperioden bzw. der resultierende systematische Fehler ergibt sich zu:

$$\sigma_{\overline{x}}^{sys} = \sqrt{\tilde{\sigma}_{\overline{x}}^2 - \sigma_{\overline{x}}^2} = \sigma_{\overline{x}} \cdot \sqrt{S^2 - 1} \ . \tag{3.12}$$

Ausgehend von der Annahme, daß der Gesamtfehler von $\overline{x} \propto \frac{1}{\sqrt{N}}$ sein sollte, folgt:

$$\sigma_{\overline{x}}^{sys} \rightarrow \frac{\sigma_{\overline{x}}^{sys}}{\sqrt{N}} \tag{3.13}$$

Unter der Prämisse, daß bei gegebenen kleinen statistischen Fehler jeder einzelne Datensatz die gleiche Information enthält, kann der Mittelwert neu berechnet werden:

$$\sigma_{x_i}^{2\ tot} = \sigma_{x_i}^2 + N \cdot \sigma_{\overline{x}}^{2\ sys} \ . \tag{3.14}$$

Für ω_i wird entsprechend verfahren.

Der totale Fehler von $\overline{x}$ ergibt sich:

$$\sigma_{\overline{x}}^{2\ tot} = \frac{1}{\sum\limits_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma_{x_i}^{2\ tot}}} = \frac{1}{\sum\limits_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma_{x_i}^2 + N \cdot \sigma_{\overline{x}}^{2\ sys}}} \tag{3.15}$$

Ausgehend von der Annahme $\sigma_{x_i}^2 \ll N \cdot \sigma_{\overline{x}}^{2\ sys}$ läßt sich folgende Vereinfachung für den totalen Fehler treffen:

$$\sigma_{\overline{x}}^{2\ tot} = \frac{1}{N \cdot \frac{1}{N \cdot \sigma_{\overline{x}}^{2\ sys}}} = \sigma_{\overline{x}}^{2\ sys} \ . \tag{3.16}$$

Die Abbildung 3.2 zeigt exemplarisch den Vergleich zwischen den verschiedenen Meßperioden für den skalierten Impuls x_p. Deutlich zu erkennen ist ein Unterschied für $x_p > 0.75$ (Bereich mit den größten statistischen Fehlern). Die Daten der Jahre 91 und 93 sind statistisch miteinander verträglich, während sich zwischen den Jahren 91/93 und 92 eine große Diskrepanz zeigt. In den letzten beiden Histogrammintervallen beträgt die Abweichung 8% bzw. 27%, bei einem statistischen Fehler von 2.3% bzw. 3.0% für das Jahr 92 und 3.1% bzw. 4.0% für das Jahr 93. Eine Summation der Daten ohne zusätzlichen Fehler hätte zur Folge, daß das Ergebnis durch die Daten des Jahres 92 bestimmt würde. Unter Verwendung des Skalenfaktors werden alle Perioden gleichstark gewichtet und es ergibt sich ein ein geglättetes Resultat. Hauptsächlich werden solche Unverträglichkeiten im Bereich großer statistischer und systematischer Fehler gefunden.

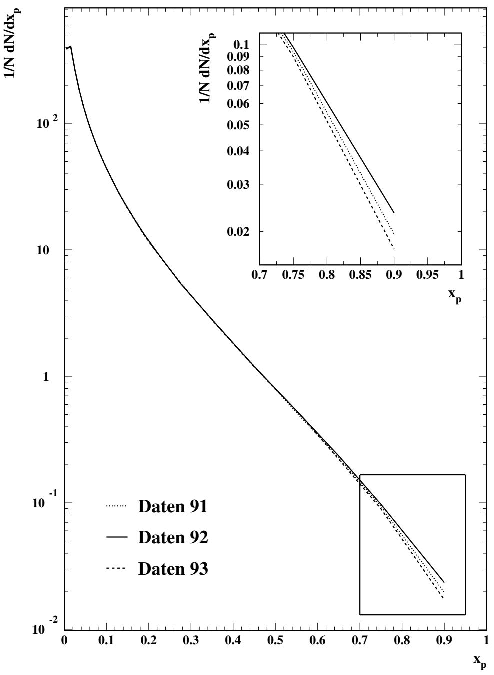

Abbildung 3.2: Hier dargestellt ist der Vergleich zwischen den verschiedenen Meßperioden für den skalierten Impuls x_p.

3.4.2 Variation der Spur– und Ereignisschnitte

Wie bereits angesprochen, können experimentelle Unsicherheiten, wie Detektorakzeptanzen und Schmiereffekte, zu einer stärkeren Gewichtung von Ereignistopologien und damit zur Verfälschung der Meßergebnisse führen. Das Gleiche gilt für Fehler in der Detektorsimulation und in den Rekonstruktionsprogrammen. Um Unsicherheiten aus solchen Effekten abzuschätzen, wird die komplette Analyse mit unterschiedlichen Spur– und Ereignisschnitten wiederholt. Dabei werden sowohl weichere als auch restriktivere Schnitte gewählt.

Impuls: Das Absenken des maximal zulässigen Spurimpulses auf 50 GeV reduziert den Anteil der hochimpulsigen Spuren, wodurch der Anteil der Fehlmessungen vermindert wird.

Impaktparameter: Durch die Verdoppelung der Werte für die Impaktparameterschnitte, können vermehrt Teilchen aus sekundären Wechselwirkungen mit in die Analyse einfliessen. Dadurch erhält man einerseits Informationen über Teilchen, die bedingt durch ihre sekundären Wechselwirkungen für die *normale* Analyse verlorengegangen sind. Gleichzeitig wird aber der Anteil der Spuren angereichert, die nicht direkt aus dem Schauer oder aus Zerfällen stammen.

Spurwinkel: Ein Absenken des Spurwinkelschnittes Θ_{Spur} auf 20^0 bedeutet, daß der Vorwärtsbereich des Detektors stärker in die Analyse einbezogen wird. Dadurch wird generell die Detektorakzeptanz vergrößert. Es werden allerdings auch schlechter gemessene Spuren bei der Analyse berücksichtigt.

Winkel der Ereignisachse: Der gleiche Effekt gilt für die Variation von $\Theta_{\vec{n_s}}$ zwischen 20^0 und 90^0. Zusätzlich können dadurch auch Ereignisse in die Untersuchungen einfliessen, die nicht vollständig vermessen sind. Außerdem kann eine Zunahme von Untergrundereignissen erfolgen.

Energie und Impulsbalance: Die Variation des Schnittes auf die Impulsbalance bzw. Veränderungen bei der geforderten nachgewiesenen geladenen Energie in einer Hemisphere oder im Ereignis können bei einer Absenkung ebenfalls eine Zunahme von Untergrundereignissen bewirken. Hingegen führen höhere Anforderungen an die geladenen Energie unter Umständen dazu, daß Ereignisse mit sehr viel neutraler Energie verworfen werden. Das Gleiche bewirkt eine Restriktion bei dem Schnitt auf die Impulsbalance, wobei je nach Forderung (nur geladenene oder nur neutrale oder geladene+neutrale Spuren) unterschiedliche Ereignistypen benachteiligt werden.

Anzahl der geladenen Spuren: Eine Erhöhung auf mindestens sieben geladene Spuren reduziert die Akzeptanz von τ–Ereignissen von 1.58% auf unter 0.3%, wodurch der Untergrund vermindert wird. Gleichzeitig werden aber auch hadronische Ereignisse mit niedriger Multiplizität verworfen.

Für die Analyse des systematischen Fehlers werden die relativen Abweichungen in den betrachteten Verteilungen zwischen den verschiedenen Analysen bestimmt:

$$\sigma^i_{sys} = \frac{\frac{1}{N}\frac{d\sigma_{stand.Schnitt}}{dx} - \frac{1}{N}\frac{d\sigma^i_{varia.Schnitt}}{dx}}{\frac{1}{N}\frac{d\sigma_{stand.Schnitt}}{dx}} \quad . \tag{3.17}$$

Dabei steht $\frac{1}{N}\frac{d\sigma_{stand.Schnitt}}{dx}$ für die Verteilung erzeugt mit den Standardschnitten und $\frac{1}{N}\frac{d\sigma^i_{varia.Schnitt}}{dx}$ für die Analyse i mit geänderten Schnitten. Der relative systematische Gesamtfehler aus den Schnittenvariationen ist der Mittelwert der σ^i_{sys}. Generell sind die Abweichungen durch die verschiedenen Schnitte in dem Zentralbereich der Verteilungen relativ klein, während in den Randbereichen größere Änderungen beobachtbar sind.

3.4.3 Der Korrekturfaktor

Neben den Unsicherheiten durch die Zusammenfassung der verschiedenen Meßperioden sowie durch die unterschiedlichen Schnitte erwartet man, daß Unsicherheiten im Korrekturfaktor zu einer Verfälschung der Ergebnisse beitragen. Um diesem Rechnung zu tragen, wird ein zusätzlicher systematischer Fehler, der 10% von der Abweichung des

Korrekturfaktors von Eins beträgt, quadratisch auf die anderen beiden systematischen Fehler aufaddiert. Abschließend erfolgt für jede Verteilung eine Glättung des gesamten systematischen Fehlers.

Vollständige Tabellen der betrachteten Verteilungen mit statistischen und systematischen Fehler sind im Anhang B zu finden.

3.5 Vergleich mit anderen Experimenten

Die auf das *generierte* Niveau korrigierten Verteilungen werden für die Anpassung der Parameter der Monte-Carlo-Generatoren verwendet. Bei der Erstellung dieser Verteilungen ist man bemüht, jegliche Effekte und Unsicherheiten zu berücksichtigen und diese aus den gemessenen Verteilungen herauszufalten bzw. durch Angabe von systematischen Fehlern abzuschätzen. Aussagen, in wie weit die gemachten Korrekturen richtig bzw. vollständig sind, können definitiv nicht gemacht werden. Effekte wie z. B. durch fehlerhafte Detektorbeschreibung (unvollständige oder falsche Materialbeschreibung oder Alignmentfehler der Detektorkomponenten zueinander) oder Fehler in Rekonstruktionsprogrammen sind nur sehr schwer oder gänzlich nicht abschätzbar. Somit besteht die Möglichkeit, daß eine Parameteranpassung für ein Modell nicht nur physikalische Effekte berücksichtigt, sondern auch Unzulänglichkeiten der vorgenannten Probleme teilweise kompensiert. Vergleicht man z. B. die verschiedenen Parametersätze für den JETSET–Generator, die von den LEP–Kollaborationen [50–53] zur Erstellung der simulierten Ereignisse verwendet werden, so findet man neben verschiedenen Parameterwerten auch diverse Unterschiedene im Bereich der Teilchenzerfälle. Die unterschiedlichen Parametersätze können auf die verschiedenen möglichen Lösungen im Parameterraum bei Anpassungen (siehe dazu die Kapitel 4 – 6) zurückgeführt werden.

Um Informationen über die Güte bzw. die Richtigkeit der gemessenen Datenverteilungen zu erhalten, sind in den Abbildungen 3.3 – 3.6 Vergleiche zwischen den Resultaten der LEP–Experimente gezeigt. Im linken Bild ist dabei der Vergleich für Variablen gezeigt, die nur mit geladenen Spuren berechnet sind. Das rechten Bild beinhaltet den Vergleich für den vollständigen Endzustand. Im oberen Teil ist jeweils der qualitative Vergleich zwischen den Experimenten gezeigt. Der untere Teil zeigt den quantitativen Vergleich in Form der relativen Abweichungen bzgl. der für diese Arbeit relevanten Datenverteilung. Der unterlegte Bereich kennzeichnet den gesamten statistischen und systematischen 1σ–Fehler der in dieser Arbeit bestimmten Datenverteilungen. Für den quantitativen Vergleich müssen die Intervalleinteilungen der verschiedenen Verteilungen aneinander angepaßt werden, wobei teilweise eine wesentlich gröbere Einteilung gewählt werden muß. Dadurch geht ein Teil der vorliegenden Information verloren.

Für Verteilungen „mit nur geladenen Spuren" können nur ALEPH–Daten zum Vergleich herangezogen werden. Innerhalb der Unsicherheiten stimmen alle betrachteten Verteilungen sehr gut überein. Nur im extremen 2–Jetbereich sind größere Abweichungen zu finden, die auf die in dieser Arbeit (notwendigen) durchgeführten Korrekturen auf den τ–Untergrund sowie auf die unterschiedlichen Intervalleinteilungen zurückgeführt werden können. Gleiche Abweichungen werden auch für die Verteilungen bzgl.

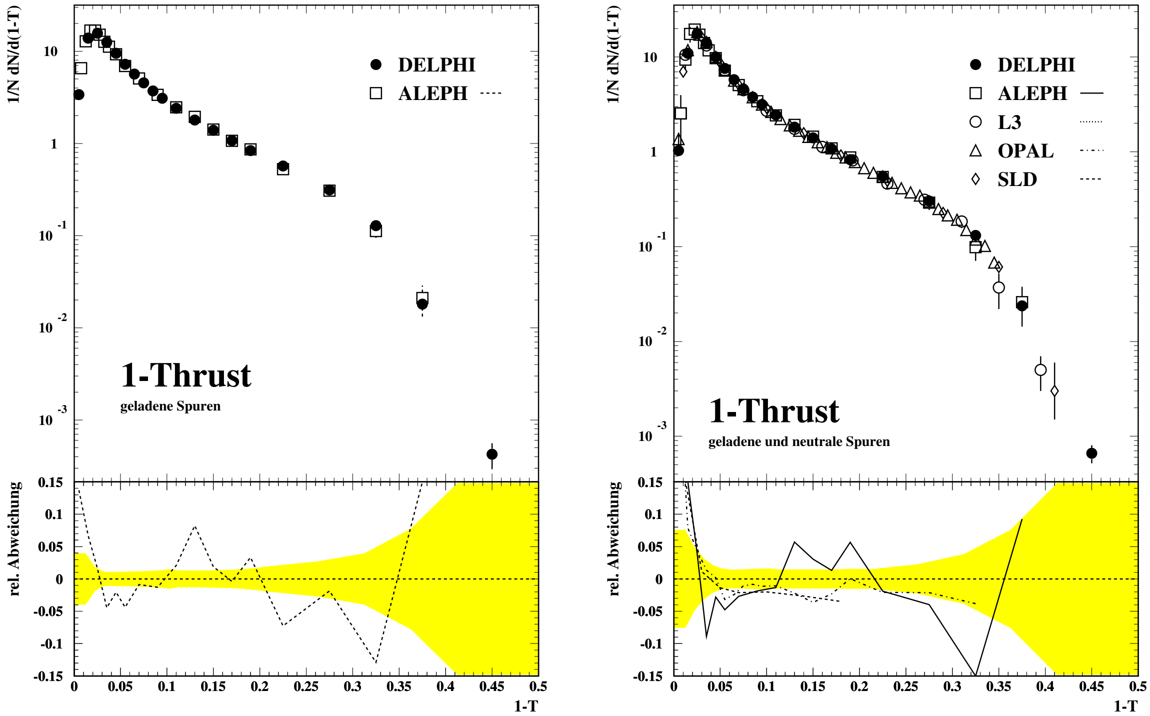

Abbildung 3.3: Die Abbildung zeigt den Vergleich zwischen den Meßdaten der LEP–Experimente für die Verteilung 1–Thrust. Im oberen Teil ist der qualitative Vergleich gezeigt. In dem unteren Teil ist die relative Abweichung zwischen den Experimenten dargestellt. Die Normierung erfolgt jeweils auf die DELPHI–Datenverteilung. Für den Vergleich sind die Intervalleinteilungen der verschiedenen Experimente aneinander angepaßt. Der unterlegte Bereich beschreibt den gesamten relativen statistischen und systematischen 1σ–Fehler der für die Arbeit relevanten Datenverteilung. Referenzen: ALEPH [50], L3 [52], OPAL [54], SLD [55]

geladener und neutraler Teilchen gefunden. Der Vergleich zwischen DELPHI–Daten und OPAL–Daten zeigt für die Verteilung 1–Thrust eine gute Übereinstimmung.

Für die Variablen Major, Minor und Aplanarität bestehen hingegen etwas größere Diskrepanzen. Die letztgenannten Verteilungen beruhen im Gegensatz zu 1–Thrust auf einer wesentlich geringeren Datenstatistik, wodurch die Abweichungen erklärbar sind. Der Vergleich zwischen DELPHI und L3 ist nur bedingt aussagefähig, da durch die sehr unterschiedlichen Intervalleinteilungen der L3–Kollaboration (im Vergleich zu den anderen LEP–Experimenten) nur sehr wenige Punkte für einen quantitativen Vergleich zur Verfügung stehen. Innerhalb dieser Punkte ist die Übereinstimmung zufriedenstellend.

Betrachtet man die Transversalimpulsverteilungen und den skalierten Impuls, so stimmen die Verteilungen über große Bereiche innerhalb der numerischen Unsicherheiten

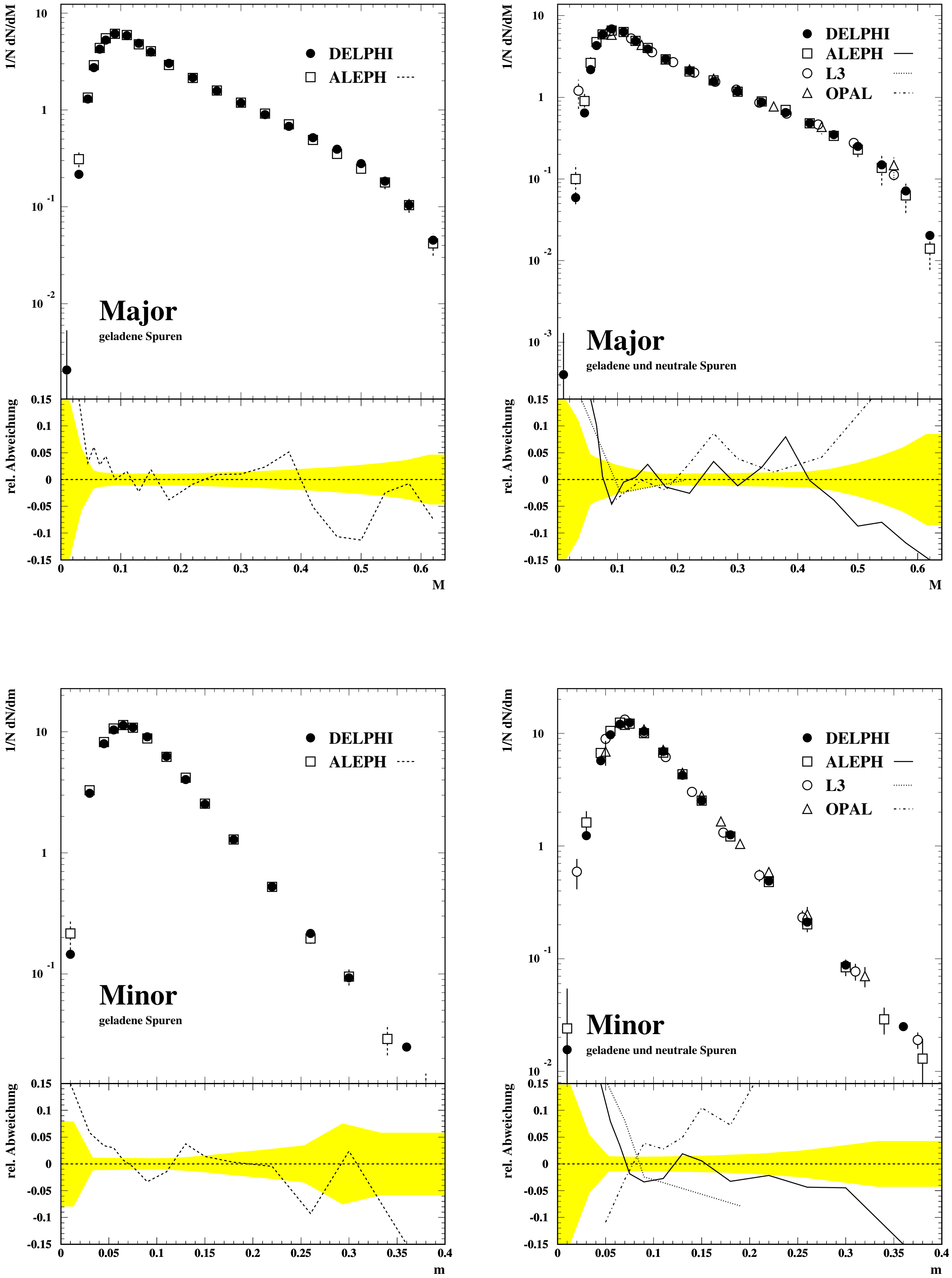

Abbildung 3.4: Wie Abbildung 3.3, jedoch für Major und Minor. Referenzen: ALEPH [50], L3 [52], OPAL [53]

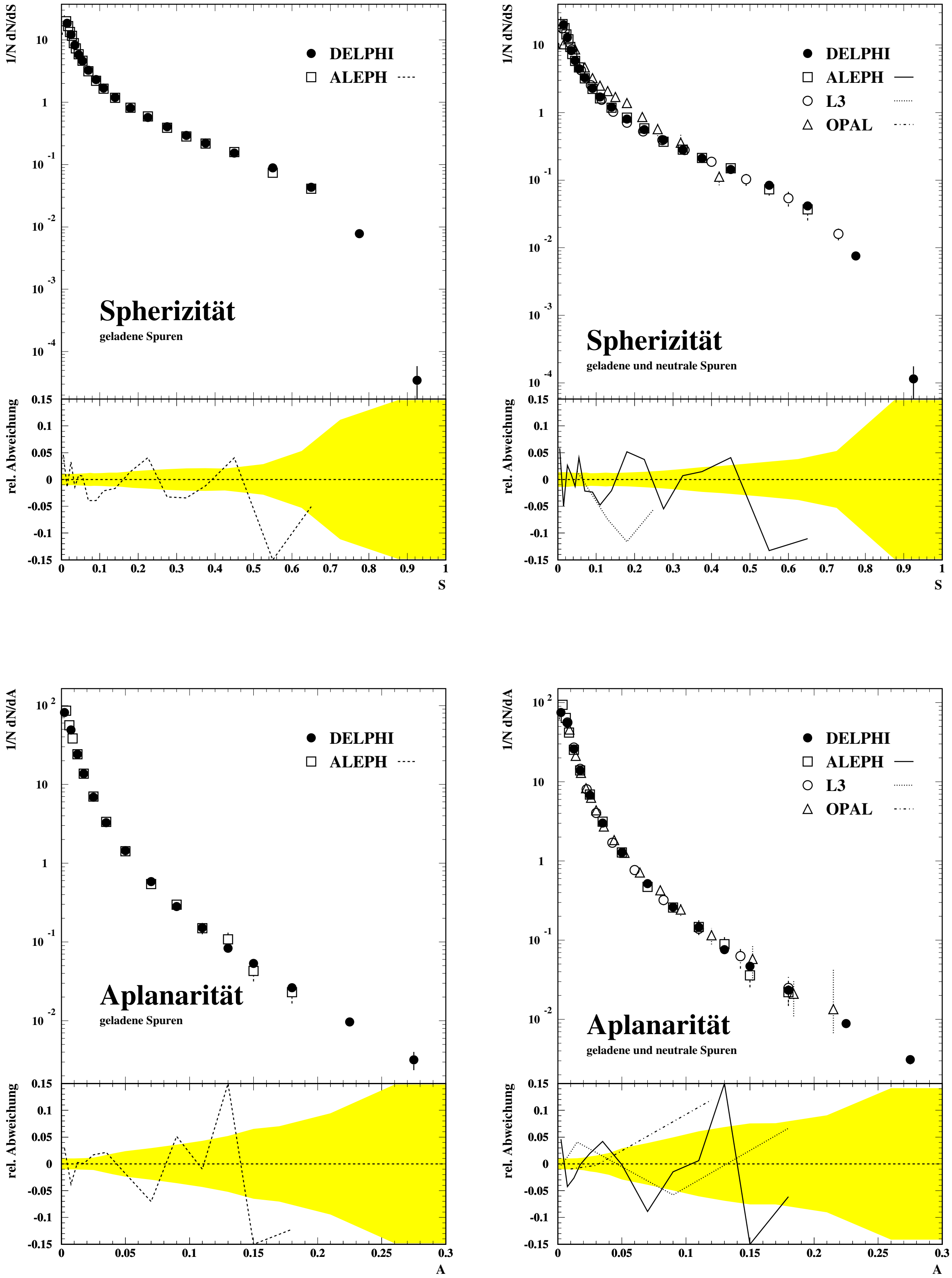

Abbildung 3.5: Wie Abbildung 3.3, jedoch für Spherizität und Aplanarität. Referenzen: ALEPH [50], L3 [52], OPAL [53]

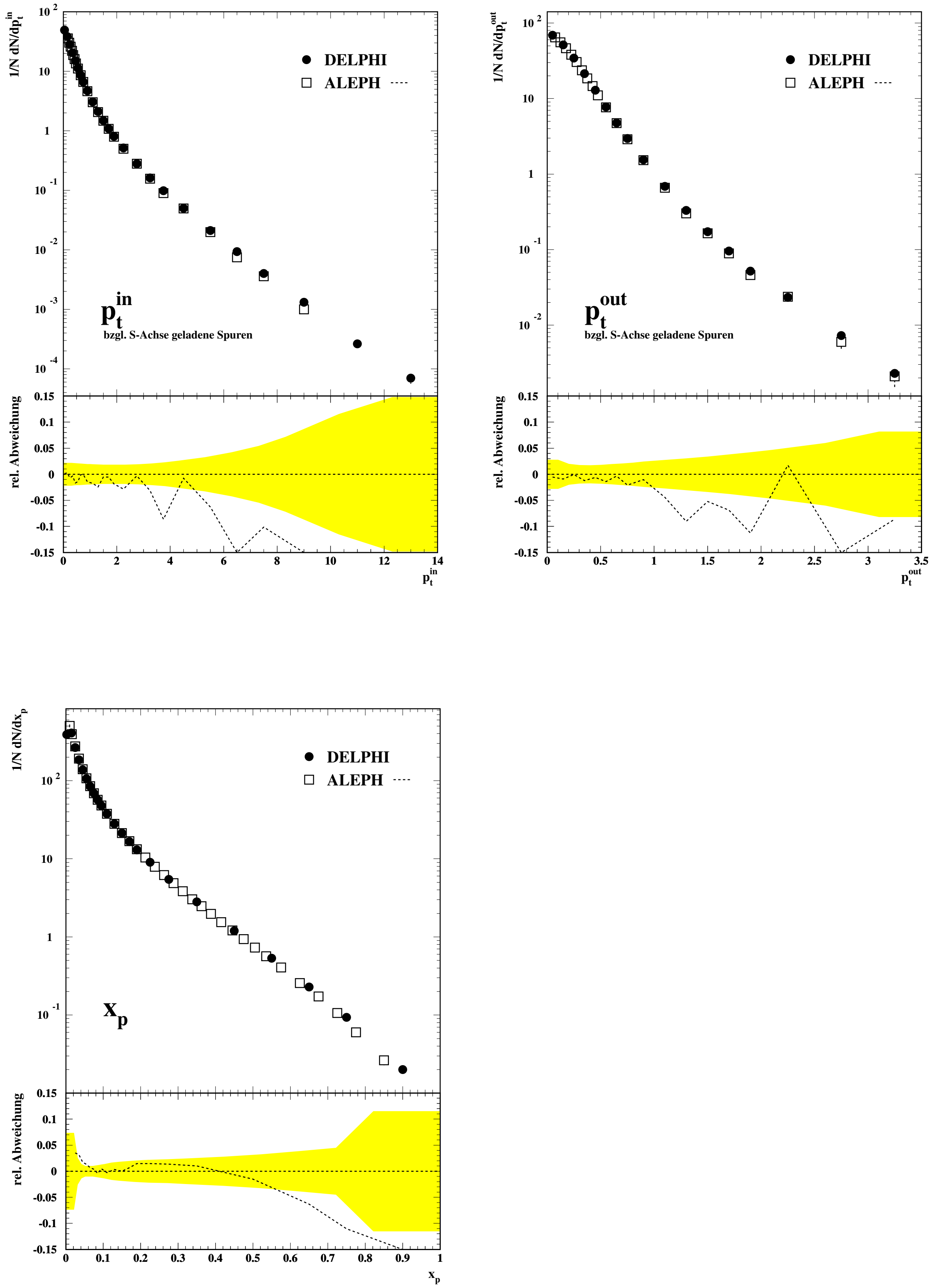

Abbildung 3.6: Wie Abbildung 3.3, jedoch für die Transversalimpulsverteilungen bzgl. der Spherizitäts Achse und dem skalierten Impuls. Referenzen: ALEPH [50]

überein. Für große Werte sind generell die DELPHI–Verteilungen härter, wobei die Abweichungen z. B. für den skalierten Impuls bis zu 15% betragen (siehe dazu auch Abschnitt 7.1).

4

Die Simulation hadronischer Ereignisse

4.1 Ein kurzer Überblick

Alle heute bekannten elementaren Bausteine der Materie sind Fermionen, d. h. Spin 1/2–Teilchen. Die Einteilung erfolgt in 3 Familien bzw. Generationen, wobei jede Familie aus 2 Quarks sowie aus einem geladenen und ungeladenen Lepton besteht. Es wird somit zwischen 6 verschiedenen Quarksorten, auch *Flavour* genannt, unterschieden. Die Eigenschaften der Teilchen sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Die gesamte stabile Materie ist aus Mitgliedern der 1. Familie, der leichtesten Generation, aufgebaut.

Familie			Baryonenzahl	Leptonenzahl	Starke Wechselwirkung		Elektromagnetische Wechselwirkg.		Schwache Wechselwirkung		Gravitation	
1.	2.	3.	B	L	(Farbe)		(Ladung Q)		(Schw. Isospin)		(Masse)	
u	c	t	1/3	0	∗	Farb- tri-	∗	$Q = 2/3$	∗	Linkshän- dige Kom-	∗	Kopplung propor-
d	s	b	1/3	0	∗	pletts	∗	$Q = -1/3$	∗	ponenten sind Du-	∗	tional zum
e	μ	τ	0	1	–	Farb- singu-	∗	$Q = -1$	∗	bletts zum schwachen	∗	Energie– Impuls–
ν_e	ν_μ	ν_τ	0	1	–	letts	–	$Q = 0$	∗	Isopspin	∗	Tensor

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der Eigenschaften der elementaren Fermionen

Es sind 4 verschiedene Wechselwirkungsarten bekannt, deren Eigenschaften in Tabelle 4.2 zusammengefaßt sind. Einander entsprechende Mitglieder zweier Familien (z. B. e^- und μ^-) verhalten sich in äquivalenter Weise unter den verschieden Wechselwirkungen mit Ausnahme der Gravitation, bei der die Masse der Teilchen die entscheidende Größe ist.

Wechsel- wirkung	Quant	Masse (Gev)	Farb- ladung	elektr. Ladung	schwache Ladung	Stärke
starke	Gluon (g)	0	ja (Oktett)	0	nein	0.2
elektro- magnetische	Photon (γ)	0	nein	0	nein	0.03
schwache	$W^{\pm}$ Z°	80.22 91.188	nein	± 1 0	ja (Triplett)	$1.02684 \cdot 10^{-5} m_P^- 2$ m_P Protonmasse
Gravitation	Graviton	0	nein	0	nein	$G_N = M_{PL}^2$ M_{PL} Planckmasse

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der elementaren Wechselwirkungen und Eigenschaften der Feldquanten

Die Elementarteilchenphysik stützt sich auf die Relativitätstheorie und die Quantenmechanik, aus deren Synthese sich die relativistische Quantenfeldtheorie ergibt. Diese erlaubt, die Struktur der Materie bis zu einer Größenordnung von 10^{-16}m zu erklären. Die strenge Lösung der relativistischen Quantenfeldtheorie, d.h. die Lösung der Bewegungsgleichung (Dirac–Gleichung), übersteigt bei weitem unsere theoretischen Fähigkeiten. Es werden zwei verschiedene Lösungsansätze verfolgt. Ein Lösungsansatz basiert auf der numerischern Integration auf schnellen Computern, wie sie z. B. in der Gittereichtheorie zur Berechnung von Confinement in der QCD verwendet wird. Die andere Methode beruht auf der Entwicklung der Lösung in einer perturbativen Reihe, wobei das Resultat aus den ersten Gliedern der Reihenentwicklung bestimmt wird. Die niedrigste Ordnung Störungsrechnung wird als Born–Niveau bezeichnet. Eine systematische Anwendung dieser Methode für die starke und elektroschwache Kraft führt zu den sogenannten Feynmangraphen, die ein intuitives Bild der physikalischen Prozesse vermitteln. Die Austauschprozesse können dadurch in anschaulicher Weise quantitativ mit den entsprechenden Übergangsamplituden verknüpft werden. Die Wahrscheinlichkeitsamplitude für einen Austauschprozeß enthält neben den elementaren Quanten–Fermionen–Kopplungen den Propagator des Feldquants, welcher die Fortpflanzung des Quants von einem zum anderen Fermion beschreibt. Der Propagator eines Feldquantes ist im Impulsraum proportional zu $1/(q^2 - M^2)$, wobei q_μ der Vierimpulsübertrag und M die Masse des Quants ist. Somit lassen sich die Eigenschaften für das Abstandsverhalten der Wechselwirkungen erklären.

Als Beispiel für Eichtheorien sei hier kurz das Glashow–Salam–Weinberg–Modell [1] kurz GSW erwähnt, welches auch als elektroschwaches Standardmodell bezeichnet wird. Es beschreibt die Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung in einer einheitlichen Theorie SU(2)xU(1). Die abelsche Gruppe $U(1)_{elm}$ beschreibt die Quantenelektrodynamik QED und wirkt auf die sogenannte schwache Hyerladung Y. Die lokale Eichinvarianz der Dirac–Gleichung unter U(1)–Transformationen führt auf das 1–dimensonale Vektorpotential B_μ, welches man aus der Maxell'schen Elektrodynamik kennt. Für die Darstellung der schwachen Wechselwirkung wird die nicht–abelsche

Gruppe SU(2) verwendet. Die schwache Kraft wirkt dabei auf den schwachen Isospin. Die fundmentalen Vektormesonen der schwachen Wechselwirkung bilden ein masseloses Isotriplett $\vec{W}_\mu = (W_\mu^{(1)}, W_\mu^{(3)}, W_\mu^{(3)})$. Aus diesen vier Eichfeldern $\vec{W}_\mu$ und B_μ können die physikalisch messbaren Eichbosonen als Linearkombinationen durch Einführung des schwachen Mischungswinkel Θ_W gebildet werden. Infolge der spontanen Symmetriebrechung erhalten drei Bosonen (W^+, W^- und Z°) eine Masse und eines (das A^μ oder Photon) bleibt masselos. Eine detailierte Diskussion des elektroschwachen Standardmodells kann in [56] gefunden werden.

Bei der Beschreibung physikalischer Prozesse müssen Korrekturen durch Terme höher Ordnungen an die Gleichungen des Born Niveaus berücksichtigt werden. Dabei wird zwischen photonischen und elektroschwachen Korrekturen unterschieden. Die photonischen Korrekturen äußern sich durch zusätzliche Photonlinien in den Feynman–Graphen. Sie können als innere Linien, gleichbedeutend mit virtuellen Photonen, oder als Bremsstrahlung, d. h. äußeren Linien, auftreten. Die Abstrahlung eines reellen Photons im Anfangszustand, kurz als ISR[1] bezeichnet, führen zu einer Reduktion der Schwerpunktsenergie. Diese Photonen, die häufig unter sehr kleinen Winkeln emittiert werden, können mit den meisten Detektoren nicht nachgewiesen werden und haben zur Folge, daß die Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, bezogen auf das Laborsystem, nicht mehr im ruhenden sondern im bewegten System erfolgt. Damit ergeben sich Veränderungen der Wirkungsquerschnitte, Asymmetrien und eine Verschiebung von Ereignistopologien im Vergleich zur ruhenden Reaktion. Bei Analysen werden Korrekturen auf die ISR durchgeführt. Effekte durch Photonabstrahlung im Endzustand, d. h. durch das Quark oder Antiquark, können hingegen vernachlässigt werden. Die elektroschwachen Korrekturen sind stark energieabhängig. Bei geringen Schwerpunktsenergien müssen nur Loopkorrekturen für die Propagatoren berücksichtigt werden. Bei LEP–Energien müssen zusätzlich auch Vertex– und Boxkorreturen, die den Austausch von schweren Fermionen bzw. Eichbosonen beinhalten, in Betracht gezogen werden. Da dies aber für die vorliegende Arbeit nicht von Interesse ist, sei hier nur auf entsprechende Literatur verwiesen [56].

4.2 Die Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik QCD ist die Eichtheorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkungen. Sie beschreibt die Kopplung zwischen stark wechselwirkenden Teilchen, d. h. zwischen den Partonen, den Konstituenten der meßbaren Hadronen. Man unterscheidet bei Hadronen zwischen Mesonen, die aus einem $q\bar{q}$–Paar bestehen, und Baryonen die 3 Quarks beinhalten. Die Flavour–, Spin– und Raumteile der Wellenfunktion des Baryonendekupletts sind symmetrisch unter Teilchenaustausch. Dies steht aber im Widerspruch zu der Fermistatistik der Quarks. Nach dem heutigen Verständnis besitzen die Quarks einen zusätzlichen Freiheitsgrad N_c, der als Farbe bezeichnet wird und durch den die Wellenfunktion aller Baryonen antisymmetrisiert wird.

[1] **I**nitial **S**tate **R**adiation – Abstrahlung durch einlaufendes Elektron oder Positron

Die Eichtheorie der starken Wechselwirkung ist invariant unter lokalen $SU(3)_{Colour}$–Transformationen im Farbraum der Quarks. Die 3 fundamentalen Zustände dieser Gruppe werden mit den Farben rot, grün und blau bezeichnet. Dem Eichprinzip entsprechend induziert die Forderung nach lokaler Eichsymmetrie eine Wechselwirkung zwischen Objekten mit Farbfreiheitsgraden, d. h. den Quarks, die Farbe– oder Antifarbe tragen, und den Austauschteilen der starken Kraft, den Gluonen, die sowohl Farbe als auch Antifarbe besitzen. Dieses bedeutet, das Gluonen auch untereinander wechselwirken können.

Die Lagrangedichte der QCD ist nach dem Vorbild der Quantenelektrodynamik QED konstruiert. Durch das Ersetzen der herkömmlichen Ableitung ∂_μ durch die kovariante Ableitung D^μ mit

$$D^\mu = \partial^\mu - ig\frac{\lambda_a}{2}A^a_\mu(x)$$

wird der lokalen Eichinvarianz Rechnung getragen.

Die Lagrangedichte kann geschrieben werden als:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu;a}(x) + \overline{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi \quad , \tag{4.1}$$

dabei sind:

$$\begin{aligned} F^i_{\mu\nu} &= D_\mu A^a_\nu(x) - D_\nu A^a_\mu(x) \\ &= \partial_\mu A^a_\nu(x) - \partial_\nu A^a_\mu(x) + gf^{abc}A^b_\mu A^c_\nu \\ &= \text{Eichfelder} \\ \\ \psi(x) &= \text{Quarkfelder} \\ \\ \gamma^\mu &= \text{Gamma–Matrizen} \\ \\ \lambda_a &= \text{Gell–Mann–Matrizen} \\ \\ g &= \text{die starke Kopplungskonstante.} \end{aligned}$$

Im Grenzfall verschwindender Quarkmassen ist die Kopplungskonstante g der einzige freie Parameter der Lagrangedichte 4.1. Die Gluonen sind die Quanten der acht Eichfelder $A^a_\mu, a = 1 \cdots 8$, die folgende Farbladungen tragen:

$$r\overline{g},\ \ r\overline{b},\ \ g\overline{r},\ \ g\overline{b},\ \ b\overline{r},\ \ b\overline{g},\ \ (r\overline{r} - g\overline{g})/\sqrt{2},\ \ (r\overline{r} + g\overline{g} - 2b\overline{b})/\sqrt{6}\ \ .$$

Der nichtabel'sche Charakter der QCD führt dazu, daß in der Lagrangedichte Gluon–Gluon Wechselwirkungsterme auftreten. Diese Eigenschaft führt zu einer Abnahme der messbaren Kopplungskonstanten $\alpha_S = \frac{g^2}{4\pi}$ mit zunehmender Energie. Man spricht daher vom *Running*. Mit Hilfe der Feynmangregeln der QCD können verschiedene physikalische Größen, z. B. Wirkungsquerschnitte, mit Hilfe einer Störungreihe in dem Entwicklungsparameter α_S berechnet werden. Dieser *perturbative* Ansatz ist aber nur für $\alpha_S \ll 1$ gültig. Mit einem Wert von $\alpha_S = 0.123 \pm 0.004 \pm 0.002$ auf der $Z°$–Resonanz [57] ist die Kopplung um etwa eine Größenordnung größer als die elektromagnetische Kopplung $\alpha(M_Z^2) \approx \frac{1}{127}$. Die Berechnungen für höhere Ordnungen werden aufgrund der Gluonselbstkopplung sehr komplex. Bis heute sind nur die Matrixelemente bis zur zweiten Ordnung berechnet. Für die Berechnung der höheren bzw. nichtführenden Ordnungen der Störungsreihe müssen Schleifengraphen berücksichtigt werden, die ultraviolette Divergenzen liefern. Physikalisch sinnvolle Resultate können durch eine sogenannte *Renormalisierung* erzielt werden. Dafür werden Terme in die Lagrangedichte eingeführt, die die Divergenzen bzw. divergente Graphen kompensieren. In einer renormierbaren Theorie treten nur Gegenterme der Form auf, wie sie auch in der unrenormierten Lagrangedichte enthalten sind. Daher kann man in der QCD die Divergenzen in einer Redefinition (Renormierung) der Felder ψ und A_μ^a, der Masse m und der Kopplungskonstanten g absorbieren. Die ursprünglichen Größen sind physikalisch nicht mehr zugänglich und können außerdem divergieren. Durch die Kompensation der Divergenzen werden die renormierten und ursprünglichen Größen nur bis auf einen endlichen Anteil festgelegt, der durch die Wahl des Renormierungsschemas und des Renormierungspunktes bestimmt wird. Der Renormierungspunkt ist der Energiewert für den die energieabhängigen Schleifenkorrekturen in die Renormierung der ursprünglichen Größen absorbiert werden.

Durch die Wahl des Renormierungspunktes, des Entwicklungsparameters und der renormierten Kopplungskonstanten kann die Konvergenz der Störungsreihe verbessert werden. Die Gesamtheit der endlichen Renormierungsanteile bildet die Renormierungsgruppe. Die Renormierungsgruppen–Gleichung ergibt sich aus der Forderung der Invarianz der Resulatate der Störungsrechnung gegenüber der Variation des Renormierungspunktes μ und beschreibt das Transformationsverhalten der renormierten Größen bei Variation des Renormierungspunktes μ. Außerdem können Resultate verschiedener Renormierungsskalen μ^2 ineinander umgerechnet werden. Die Kopplungskonstante α_S kann aus der Renormalisierungs–Gruppengleichung [58] bestimmt werden:

$$\mu^2 \cdot \frac{d\alpha_S(\mu)}{d\mu^2} = \beta_0 \cdot \alpha_S(\mu^2) + \beta_1 \cdot \alpha_S(\mu^3) + \mathcal{O}(\mu^4) \quad , \tag{4.2}$$

dabei sind die β_i Renormierungsgruppen–Funktionen und μ^2 die Renormalisierungsskala. Die Berechnung des erster Ordnungskoeffizienten β_0 liefert:

$$\beta_0 = \frac{2N_f \; - \; 33}{12\pi} \tag{4.3}$$

wobei N_f die Anzahl der Quarkflavours bei der betrachteten Schwerpunktsenergie beschreibt. Bei der LEP–Energie von $M_Z \sim 91.2$ GeV ist N_f=5, woraus sich $\beta_0 < 0$ ergibt. Die Lösung der Renormalisierungs–Gruppengleichung in erster Ordnung zeigt ein Skalenverhalten

$$\alpha_S(\mu) = \frac{1}{-\beta_0 \ln(\mu^2/\lambda^2)} \tag{4.4}$$

mit dem Renormalisierungsfaktor λ, welcher die Skala definiert, für die gilt:

$$\alpha_S(\mu \to \lambda) \to \infty \quad . \tag{4.5}$$

Für einen positiven Wert von β_0 ergibt sich für die starke Kopplungskonstante ein Bereich von $0 < \alpha_S(\mu = \lambda) < \infty$. Perturbative Rechnungen sind für Bereiche, in denen die Kopplungskonstanten gegen ∞ strebt nicht mehr möglich. Als Ausweg benutzt man die Gittereichtheorie, die in der Lage ist, Phänomene in diesen Energiebereichen zu beschreiben. Bei großer bzw. ∞ großer Kopplungskonstante wächst die Wahrscheinlichkeit für Cluster bzw. Hadronen sehr stark an, so daß Quarks und Gluonen nicht als freie Teilchen existieren. Diese theoretische Vorhersage ist experimentell bestätigt worden, man bezeichnet dieses Phänomen als Confinement. Für großen Impulsübertrag hingegen verringert sich α_S und es werden „freie Partonen“ beobachtet. Dieses wird dann als asymptotische Freiheit bezeichnet. Für kleine Skalen und dem damit verbundenen Anwachsen von α_S ergibt sich wie dargelegt Confinement und für große Skalen die asymptotische Freiheit. Als Lösung der zweiten Ordnung der Gleichung 4.2 [59] ergibt sich:

$$\alpha_S(\mu) = \frac{-1}{\beta_0 L}\left[1 + \frac{\beta_1}{\beta_0^2}\frac{\ln L}{L}\right] \tag{4.6}$$

mit

$$L = \ln\frac{\mu^2}{\lambda^2} \qquad \beta_1 = \frac{-153 + 19N_f}{24\pi^2} \tag{4.7}$$

Die dritte Ordnung der perturbativen Reihe ergibt für die starke Kopplungskonstante [59]:

$$\alpha_S(\mu) = \frac{-1}{\beta_0}\left[1 + \frac{\beta_1}{\beta_0^2}\frac{\ln L}{L} + \frac{\beta_1^2}{\beta_0^4 L^2}\cdot\left\{\left(\ln L - \frac{1}{2}\right)^2 + \frac{\beta_2\cdot\beta_0}{\beta_1^2} - \frac{5}{4}\right\}\right] \tag{4.8}$$

wobei

$$\beta_2 = \frac{-1}{128\pi^3}\left(2857 + \frac{10006}{18}N_f + \frac{1300}{54}N_f^2\right) \tag{4.9}$$

ist.

4.3 Der Prozeß $e^+e^- \to q\overline{q}$

In physikalischen Analysen werden Monte–Carlo–Modelle für Simulationen, Fehlerstudien oder Berechnung diverser Größen benutzt. Da der Übergang $e^+e^- \to Z°/\gamma \to q\overline{q} \to$ meßbare Hadronen nicht in jeder Phase vollständig theoretisch vorhersagbar ist, müssen gewisse Annahmen über die ablaufenden Prozesse gemacht werden. Es existieren eine Vielzahl von Modellen zur Beschreibung hadronischer Z°–Zerfälle. Bei allen Modellen wird der Prozeß in verschiedene Phasen aufgeteilt. Die Abbildung 4.1 zeigt die schematische Darstellung der e^+e^-–Annihilation in ein $q\overline{q}$–Paar über den virtuellen Austausch von $\gamma/Z°$ mit Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand sowie den Übergang des $q\overline{q}$–Paar in meßbare Hadronen. Hierbei ist die Reaktion in 4 Phasen unterteilt.

Die erste Phase beschreibt die e^+e^-–Annihilation und den Übergang von $\gamma/Z°$ in ein $q\overline{q}$–Paar. Dieser Prozeß ist rein elektroschwach und läßt sich daher sehr genau berechnen. In der zweiten Phase, der sogenannten Schauerentwicklung, strahlen die führenden Quarks Gluonen ab, die ihrerseits wieder Gluonen abstrahlen oder in $q\overline{q}$–Paare aufspalten können. Die Simulation dieser Phase beruht auf der QCD und wird in den verschiedenen Modellen unterschiedlich realisiert. Berechnungen für die Abstrahlung harter

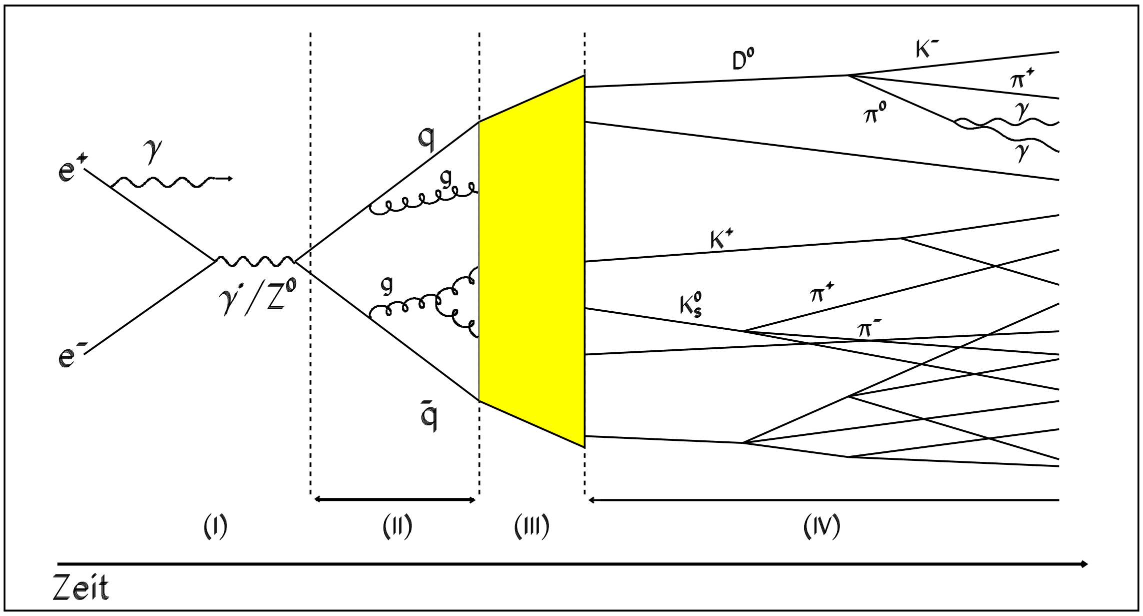

Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der 4 Phasen des Prozesses $e^+e^- \to q\overline{q}$. Phase I: elektroschwache Phase mit Abstrahlung eines Photons. Phase II: pertubative QCD mit Gluonabstrahlung der führenden Quarks. Phase III: Fragmentation – Übergang von Partonen zu Hadronen, phänomenlogische Modelle basierend auf QCD. Phase IV: Zerfall von instabilen Hadronen.

Gluonen sind z. Z. bis zur zweiten Ordnung und NLLA[2] in α_s verfügbar. Für weichere Gluonabstrahlung werden Modelle der perturbativen QCD verwendet. Mit anwachsender Schwerpunktsenergie verkleinert sich der Anteil der harten QCD–Abstrahlungen. Relativ zur Hadronisierung (Fragmentierung) erhält die harte Gluon–Abstrahlung aber ein größeres Gewicht bei der Beschreibung der Struktur von hadronischen Ereignissen. Begründet ist dies in den kleineren Transversalimpulsen, wodurch sich die Separation der Jets verbessert. In der dritten Phase, die als Hadronisierung bezeichnet wird, erfolgt die Umwandlung von Partonen (Quarks und Gluonen) in ein System von Hadronen, die Farbsinguletts sind. Dieser Prozeß wird durch kleine Impulsüberträge dominiert. Diese implizieren ein großes α_s, so daß eine störungstheoretische Beschreibung nicht mehr möglich ist. Die Generatoren benutzen verschiedene phänomenlogische Fragmentierungsmodelle, die auf der QCD basieren. Die besten Resultate erzielten dabei Modelle, die auf dem Ansatz der String–Fragmentierung oder Cluster–Fragementierung beruhen. In der letzten Phase werden einfache Phasenraumzerfälle oder Zerfälle unter Berücksichtigung von Matrixelementen benutzt, um den Übergang der primären Hadronen in stabile Hadronen zu beschreiben. Dabei werden gemessene Zerfallskanäle und Zerfallswahrscheinlichkeiten zur Beschreibung benutzt.

[2]**N**ext to **L**eading **L**ogarithmic **A**pproximation

4.4 Der partonische Anfangszustand

Bei der Schauerentwicklung bzw. für die Produktion von Partonen werden gewöhnlicherweise zwei verschiedene Ansätze verfolgt, um diese Phase zu beschreiben. Der Matrix–Elemente–Ansatz ME, der in dem JETSET–Programm [60] implementiert ist, benutzt Berechnungen bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$. Für den Parton–Schauer–Ansatz PS existieren verschiedene Zugänge, die die führenden (LLA[3]) bzw. die nächstführenden (NLLA) Logarithmen über alle Ordnungen der Störungsreihe der QCD benutzen. Der ursprüngliche Ansatz stammt von Marchesini und Webber und ist in dem HERWIG-Generator [61] implementiert. Ein weiterer Ansatz stammt von Sjöstrand und Bengtsson von der Lund Universität in Schweden und findet im JETSET–Generator [60] seine Anwendung. Eine anderer Ansatz, vorgeschlagen von der Leningrader–Gruppe (heute St. Petersburg) [62], basiert auf Farb–Dipolen und wird in dem Generator ARIADNE [63] verwendet, der ebenfalls an der Lund Universität entwickelt wurde.

4.4.1 Der Matrix–Elemente–Ansatz

Bei dem Matrix–Elemente–Ansatz werden neben dem Prozeß $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\overline{q}}$ in Born'scher Näherung zusätzlich Terme verschiedener Ordnungen von α_s berücksichtigt. Die zugrundeliegenden Feynmangraphen für die 3- und 4-Jet-Produktion sind in Abbildung 4.2 dargestellt.

In der ersten Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$ werden zusätzlich Prozesse des Typs $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\overline{q}}g$ hinzugenommen. Der Wirkungsquerschnitt für diese Prozesse kann durch auf die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ skalierte Variablen beschrieben werden, wobei $x_i = E_i/E_{\sqrt{s}}$ und $\sum_i x_i = 1$, mit $i = q, \overline{q}, g$ ist. Für masselose Quarks ergibt sich:

$$\frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \sigma_0 \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \quad , \tag{4.10}$$

dabei ist σ_0 der Wirkungsquerschnitt des Born Prozesses und $C_F = 4/3$ der Casimirfaktor der Gluonabstrahlung eines Quarks ($q \to qg$). Impuls– und Energierhaltung verknüpfen die Variable x_k mit der invarianten Masse m_{ij} der beiden übrigen Partonen zu $y_{ij} = m_{ij}^2/E_{\sqrt{s}}^2 = 1 - x_k$. Zur Klassifizierung eines drei Parton–Zustandes wird eine Größe y_{cut}[4] definiert. Gilt: $(y_{ij}) < y_{cut}$ für alle möglichen Kombinationen von i und j, so spricht man von einem 2–Jet–System. Die Produktionsraten für 2– bzw. 3–Jet–Systeme sind Funktionen von y_{cut}. Der Wirkungsquerschnitt 4.10 ist divergent, wenn $x_1 \to 1$ oder $x_2 \to 1$. Der Wirkungsquerschnitt für $\mathrm{q\overline{q}}$ beinhaltet eine Divergenz mit umgedrehten Vorzeichen, so daß der totale Wirkungsquerschnitt wieder endlich ist. Werden 1. Ordnungs–Propagator– und Vertex–Korrekturen berücksichtigt, so ergibt sich:

$$\sigma_{tot} = \sigma_0 \cdot (1 + \frac{\alpha_s}{\pi}) \tag{4.11}$$

[3] **L**eading **L**ogarithmic **A**pproximation

[4] siehe auch Anhang A1 Definiton von Jetraten

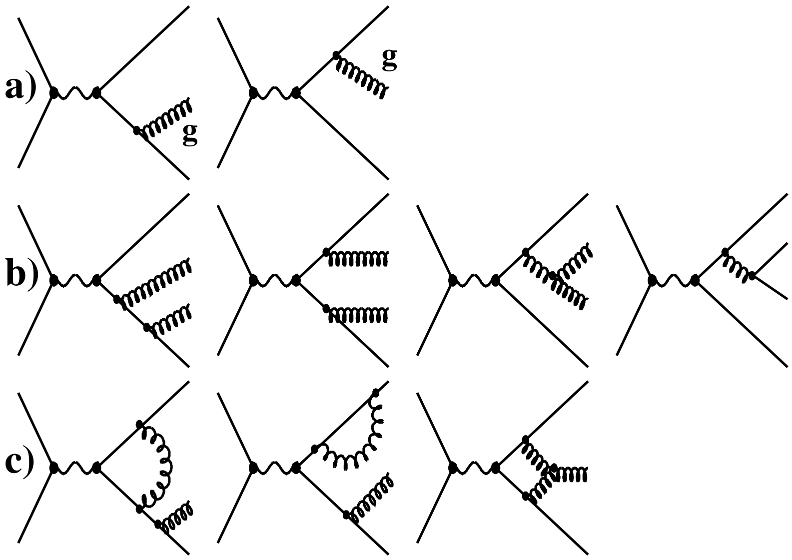

Abbildung 4.2: Feynmangraphen für die 3– und 4–Jet–Produktion
a) Die beiden Graphen tragen zur 3–Jet–Produktion bei.
b) Einige Graphen der 4–Jet–Produktion (nicht gezeigte Graphen sind symmetrisch)
c) Einige Loop– (Vetex– und Propagator–) Graphen der 3–Jet–Produktion in 2. Ordnung.

In Monte–Carlo–Modellen ist es notwendig, im 3–Jet–Phasenraum y_{cut} ungleich Null zu wählen, da die Modelle auf stochastischen Gesetzmässigkeiten beruhen und keine negativen Wirkungsquerschnitte für die 2–Jetrate behandeln können.

In QCD zweiter Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ werden zwei weitere Typen von Prozessen betrachtet: $e^+e^- \to q\overline{q}gg$, $e^+e^- \to q\overline{q}q'\overline{q}'$. Verschiedene Arbeitsgruppen haben den Wirkungsquerschnitt für 4–Jet–Ereignisse mit übereinstimmenden Ergebnissen berechnet [65]. Wie auch in der ersten Ordnung muß für die Simulation in den Monte–Carlo–Generatoren der Schneideparameter y_{cut} so gewählt werden, daß die Wirkungsquerschnitte positiv sind.

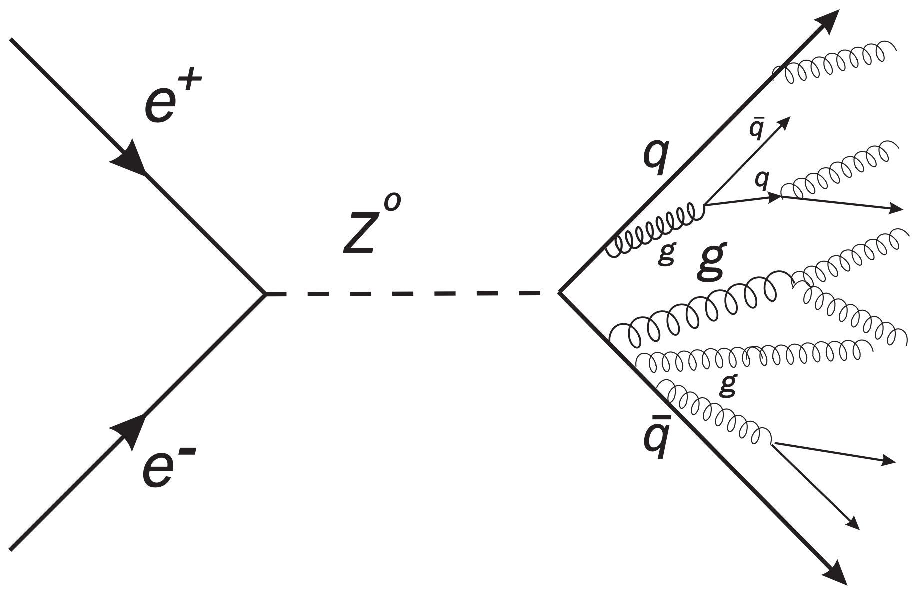

Abbildung 4.3: Schematische Darstellung eines Parton–Schauers.

4.4.2 Der Parton–Schauer–Ansatz

Um eine genaue Berechnung der zweiten Phase durchzuführen, müßten alle möglichen Feynmangraphen berechnet und aufsummiert werden. Dieses ist aber aufgrund der riesigen Anzahl fast unmöglich. Als Alternative dazu werden die Terme der führenden Logarithmen benutzt, wobei Korrekturen durch höhere Ordnungen der Logarithmen vernachlässigt werden. Dieses ist die Basis für die Parton–Schauer–Programme, die die wichtigsten Grundzüge der Kohärenz berücksichtigen [66]. Es gibt verschiedene Möglichkeiten den Parton–Schauer bzw. dessen Entwicklung zu beschreiben. Der große Erfolg der LLA beruht auf der Beschreibung des Partonschauers mittels Wahrscheinlichkeiten. In den verschiedenen Programmen werden Vereinfachungen in kinematischen Variablen verwendet, wodurch die Vorhersagekraft für die Emission harter Teilchen (Partonen) unter großen Winkeln eingeschränkt ist.

Die Algorithmen der Parton–Schauer–Modelle basieren auf einer iterativen Verwendung der Grundzerfälle („*Splittings*“) von $q \to qg$, $g \to gg$ und $g \to \mathrm{q\overline{q}}$. Die Abbildung 4.3 zeigt eine schematische Darstellung der Schauerentwicklung bei $\mathrm{e^+e^-}$–Annihilation. Die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}$ für den Übergang $a \to bc$ bei kleinen Änderungen $dt = \frac{dQ^2_{evol}}{Q^2_{evol}}$ des Entwicklungsparameters $t = \ln \frac{Q^2_{evol}}{\lambda^2}$ wird durch die Altarelli–Parisi–Gleichung [67] beschrieben.

$$\frac{\mathcal{P}_{a\to bc}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\mathcal{P}_{a\to bc} \tag{4.12}$$

Für die verschiedenen Zerfälle ergeben sich folgende Integrationskerne:

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_{q\to qg}(z) &= C_F\frac{1+z^2}{1-z} \quad ,\\
\mathcal{P}_{g\to gg}(z) &= N_C\frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)} \quad ,\\
\mathcal{P}_{g\to q\overline{q}}(z) &= T_R(z^2+(1-z)^2) \quad ,
\end{aligned} \tag{4.13}$$

wobei C_F=4/3, N_C=3 und T_R=$n_f/2$[5] ist. Die Variable z beschreibt die Aufspaltung des Viererimpulses zwischen den Tochterteilchen, wobei Tochterteilchen b den Bruchteil z und Tochterteilchen c (1-z) mit sich trägt. Gewöhnlicherweise wird die erste Ordnung in α_s verwendet (siehe Gleichung 4.4), wobei die Skala μ^2 für α_s nicht unbedingt mit der Entwicklungsskala bzw. dem Entwicklungsparameter Q^2_{evol} übereinstimmt. Für jeden Zerfall sind dabei Flavour und 4er–Impuls erhalten. Zur Vermeidung von Singularitäten, hervorgerufen durch die Produktion von sehr vielen weichen Gluonen, werden effektive (fiktive) Gluonmassen eingeführt, die als Abschneideparameter dienen.

Die Schauerentwicklung startet mit der maximal erlaubten Virtualität t_{max} für ein Parton und endet unterhalb einer Schwelle t_{thres}. Die Grenzen werden durch den Phasenraum vorgegeben.

Die verschiedenen Generatoren verwenden unterschiedliche Skalen und Entwicklungsparameter für den Parton–Schauer. So werden z. B. in HERWIG und JETSET jeweils $p_\perp$ als Skala für α_s verwendet, jedoch unterschiedliche Entwicklungsparameter Q^2_{evol}. Im HERWIG–Programm ist der Entwicklungsparameter winkelabhängig, $Q^2_{evol} = E^2\xi$ mit $\xi \approx 1 - \cos\theta$. Dadurch wird automatisch das sogenannte „*Angular–Ordering*“ erreicht. Bei konstanter Zerfallsenergie E führt eine Abnahme von Q^2_{evol} automatisch zur einer Verringerung der Öffnungswinkel bei aufeinanderfolgenden Zerfällen. Bei dem Programm JETSET ist die Variable z als Energiebruchteil im Schwerpunktsystem definiert. Der Entwicklungsparameter t ist $t = \ln(m^2/\lambda^2)$. Das „*Angular–Ordering*“ muß für jeden Zerfall bzgl. der Variablen m und z erzwungen werden. In den Modellen HERWIG und JETSET werden für die ersten Zerfälle, welche nicht dem Angular–Ordering unterliegen, Martix–Elemente erster Ordnung (Gleichung 4.10) für die $q\overline{q}g$–Produktion verwendet.

Eine ganz andere Art von Ansatz verfolgt der Farb–Dipol–Ansatz des ARIADNE–Programmes [63, 64]. Dieser Ansatz basiert auf der Identifikation von Stringstücken zwischen Partonen mit Farb–Dipolen oder Farb–Antennen. Die Emission von Gluonen kann als das Aufspalten eines Farb–Dipols interpretiert werden und basiert auf folgendem Wirkungsquerschnitt:

$$dn = \frac{3\alpha_s}{4\pi}\frac{dk^2_\perp}{k^2_\perp}dyd\phi \quad . \tag{4.14}$$

[5] I. A. trägt T_R mit 1/2 für jedes erlaubte $q\overline{q}$–Flavour bei

$k_\perp$, y und ϕ sind der Transversalimpuls, die Rapidität und der Azimutalwinkel des abgestrahlten Gluons. Der initiale Farb–Dipol wird durch das $q\overline{q}$–Paar gebildet, welches Gluonen gemäß 4.14 abstrahlt. In der zweiten Stufe erfolgt die Emission eines weicheren Gluons von zwei unabhängigen Dipolen, die sich zwischen Quark und Gluon bzw. Antiquark und Gluon ausbilden. Das Farb–Dipol–Modell verallgemeinert dieses Prinzip auf alle Stufen der Gluonabstrahlung. Die Abstrahlung der Gluonen wird über $p_\perp^2$ gesteuert, wodurch als erstes das Gluon mit dem größten $p_\perp^2$ emittiert wird. Somit wird in ARIADNE das „*Angular–Ordering*“ automatisch erfüllt.

4.5 Die Fragmentierung

Die Phase der Fragmentierung beruht, wie bereits erläutert, auf QCD–basierten, phänomenlogischen Modellen. In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Fragmentierungsansätze vorgestellt.

4.5.1 Die unabhängige Fragmentierung

Die unabhängige Fragmentierung, im Folgenden nur noch kurz mit IF bezeichnet, wurde in den siebziger Jahren durch Field und Feynman [68] entwickelt. Dieser Fragmentierungsansatz wird heute meist nicht mehr verwendet, beinhaltet aber eine Vielzahl von wesentlichen Merkmalen. Bei der IF geht man davon aus, daß die Fragmentierung jedes Partonsystems als eine inkohärente Summe von unabhängigen Fragmentierungsprozessen der einzelnen Partonen beschrieben werden kann. Die Abbildung 4.4 zeigt den iterativen Ansatz der IF.

In der IF, wie auch in der String–Fragementierung, läßt sich die Fragmentation eines Jets iterativ beschreiben. Wird durch eine Wechselwirkung ein Quark (Quarkjet) q mit wohldefinierter Energie und Impuls erzeugt, so kann dieses Quark q in ein Hadron mit Quarkinhalt $q\overline{q_1}$ sowie einem Rest q_1 aufspalten. Energie und Impuls werden dabei über Wahrscheinlichkeitsverteilungen gesteuert, die durch sogenannte Fragmentierungsfunktionen $f(z)$ beschrieben werden. Dabei ist z der Bruchteil, den das Hadron mit sich führt und $1-z$ der Bruchteil, der für den Rest übrig bleibt. Um eine Anzahl von Hadronen zu erlangen, wird dieser Aufspaltungsprozeß wiederholt, wobei für jeden Schritt i. A. dieselbe von der Restenergie unabhängige Fragmentierungsfunktion verwendet wird. So wurde die IF am Anfang bei PETRA/PEP in den Programmen von Hoyer et al. [69] und Ali et al. [70] benutzt. Die Schwäche dieses Ansatzes besteht aber darin, daß Farbladung, Energie und Impuls nicht implizit für das Gesamtereignis erhalten sind. Dies muß am Ende der Fragmentationskette künstlich erzwungen werden. Defizite in der Beschreibung von gemessenen Verteilungen führten zur Aufgabe dieses Ansatzes. So läßt sich z. B. die Beobachtung des unterschiedlichen Teilchenflusses zwischen q–g–Jets und q–q–Jets in 3–Jet–Ereignissen nicht durch die IF erklären, die eine Gleichverteilung vorhersagt. Die IF ist z. B. in den Programmen COJETS [71] sowie als Option in JETSET implementiert.

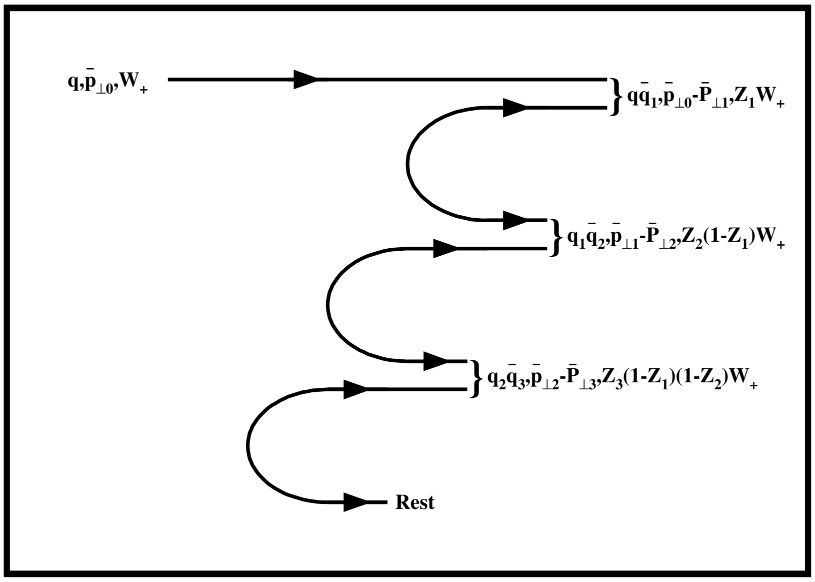

Abbildung 4.4: Iterativer Ansatz für Flavour, Transversalimpuls, Energie–Impuls–Verteilung $W_+ = E + P_{||}$.

4.5.2 Die String–Fragmentierung

Das erste String–Fragmentierungsmodell wurde von Artru und Mennessier [72] entwickelt. Allerdings steht es heute mehr oder weniger synonym mit dem Lund–Modell bzw. dem JETSET–Generator. Eine detailierte Beschreibung des Stringmechanismus ist in [73] zu finden. Anzumerken ist, daß heutzutage die Konzepte des Stringmodells zum Teil auch in Cluster–Fragmentierungsmodellen zur Anwendung kommen.

Der String–Fragmentierung, im Folgenden kurz mit SF bezeichnet, liegt das Konzept des linearen QCD–Confinements bei großen Abständen zugrunde. Die Produktion von Hadronen bei der e^+e^-–Annihilation erfolgt dabei in einer Farbflußröhre, die als String bezeichnet wird. Ein String verbindet ein $q\overline{q}$–Paar (siehe Abbildung 4.5). Die transversale Ausdehnung des Strings ist dabei in der typischen Hadrongröße von ca. 1 fm und die longitudinale Ausdehnung wird durch die Energiedichte $\kappa \sim 1$ GeV/fm des Strings beschrieben.

Die Teilchenproduktion wird über eine Lorentz–kovariante Beschreibung in Ausdrükken von masselosen relativistischen Strings beschrieben. Im Modell der SF geht man davon aus, daß die Farbröhre bei größer werdendem Abstand des $q\overline{q}$–Paares spontan

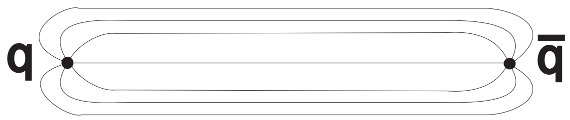

Abbildung 4.5: Schematische Darstellung eines Strings zwischen einem $q\overline{q}$–Paar.

in zwei Farbsinguletts zerbricht, indem ein neues $q\overline{q}$–Paar im Farbfeld gebildet wird. Dieses geschieht typischerweise bei einem Abstand der Quarks in der Größenordnung von $1 - 5$ fm in ihrem Ruhesystem. Die Teilchenerzeugung kann als quantenmechanischer Tunnelprozeß interpretiert werden, wobei die Quarks mit einer transversalen Masse $m_\perp^2 = m^2 + p_\perp^2$ in einem Raum–Zeit–Punkt erzeugt werden und anschließend in den klassisch erlaubten Bereich tunneln. Klassisch können Quarks mit einer transversalen Masse nicht in einem Punkt erzeugt werden, sondern man benötigt einen gewissen Abstand, um die Feldenergie zu erhalten, die nötig ist, um die transversale Masse zu generieren. Die Tunnelwahrscheinlichkeit eines einzelnen Quarks ist proportional zu:

$$exp(-\pi m_\perp^2/\kappa) = exp(-\pi m^2/\kappa) exp(-\pi p_\perp^2/\kappa) \tag{4.15}$$

Aus dieser Formel ergeben sich drei wichtige Folgerungen:

- Transversalimpuls und Masse faktorisieren.
- Der Transversalimpuls der entstehenden Quarks ist gaußförmig verteilt und unabhängig von dem Quarkflavour.
- Die Produktion schwerer Quarks in der Fragmentierung wird mit ($u : d : s : c \sim 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$) unterdrückt.

Bei der Bildung von Hadronen werden ein Quark und ein Antiquark aus zwei benachbarten Stringaufbrüchen zusammengefasst. Während bei der IF die iterative Struktur eine ad hoc Annahme ist, basiert das String–Modell auf einer differenzierten Raum–Zeit–Struktur.

In einem iterativen Prozeß wird der anfängliche String zwischen dem Quark q_0 und dem Antiqark $\overline{q_0}$ soweit ausgedehnt, bis er in zwei Farbsinguletts über die Bildung eines neuen $q_1\overline{q_1}$–Paares in einem Raum–Zeit–Punkt (x_1, t_1) zerbricht. Weitere Aufspaltungen erfolgen zu einem späterem Zeitpunkt (x_i, t_i) (siehe Abbildung 4.6).

Benachbarte Quarks und Antiquarks werden zu Subsystemen zusammengefasst. Diese bilden entweder Hadronen oder fragmentieren weiter. Energie und Impuls eines $\overline{q_i}q_{i+1}$ Hadrons werden durch $\kappa(x_{i+1} - x_i)$ bzw. $\kappa(t_{i+1} - t_i)$ beschrieben. Die Masse m eines Hadrons $\overline{q_i}q_{i+1}$ wird gegeben durch die Forderung, daß der Produktionspunkt auf einer Hyperbel liegt:

$$(x_{i+1} - x_i)^2 - (t_{i+1} - t_i)^2 = \frac{m^2}{\kappa^2} \quad , \tag{4.16}$$

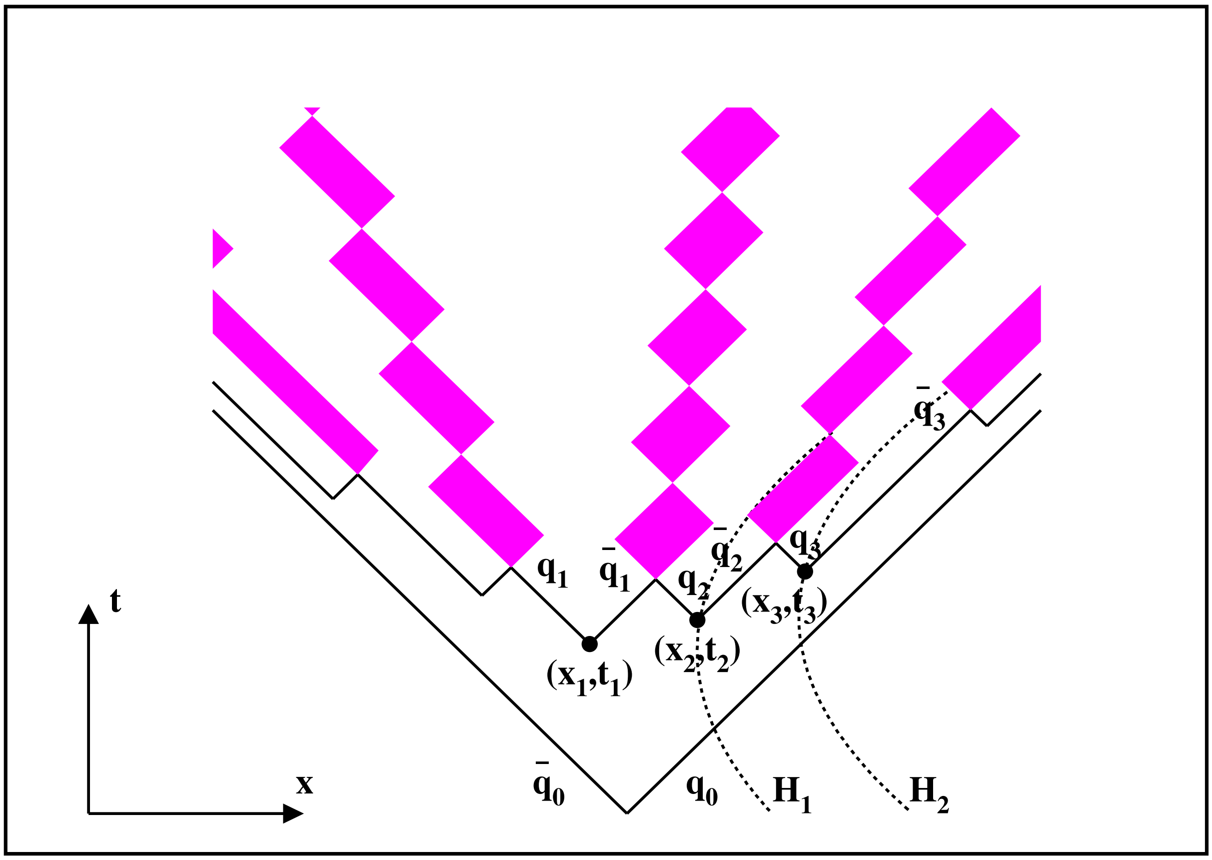

Abbildung 4.6: Hadronformierung im String–Modell

wobei diese wie folgt parameterisiert ist:

$$(x_{i+1} - x_i, t_{i+1} - t_i) = \frac{m}{\kappa}(\cosh y, \sinh y) \quad , \tag{4.17}$$

y ist die Rapidität des Hadrons im $q_0\overline{q_0}$–Ruhesystems.

Das Aufspalten der Energie und des Longitudinalimpulses erfolgt durch die sogenannte Links–Rechts–Symmetrische Fragmentierungsfunktion (auch als Lund–Fragmentierungsfunktion bezeichnet):

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} exp\left(\frac{-bm_\perp^2}{z}\right) \quad , \tag{4.18}$$

wobei a und b freie Parameter sind. Die Gleichung 4.18 gewährleistet, daß es prinzipiell unmöglich sein sollte, zu unterscheiden, ob der Fragmentierungsprozeß vom Quark– oder Antiquark–Ende des Strings startet. Diese Anforderung ist hingegen bei der unabängigen Fragmentierung nicht erfüllt.

Für Charm oder Bottom Quarks muß eine härtere Fragmentierungsfunktion verwendet werden [74]. Die beste Alternative zu Gleichung 4.18 ist die sogenannte Peterson–

Fragmentierungsfunktion [75]:

$$f(z) = \frac{1}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_q}{1-z})^2} \quad . \tag{4.19}$$

Dabei ist die Größe $\epsilon_q = (m_0/m_q)^2$ und m_0 eine Massenskala bzgl. der leichten Hadronen.

Wie in der IF, wird der Fragmentierungsprozeß in der SF in einen longitudinalen und transversalen Teil aufgespalten. Diese Teile entkoppeln jedoch nicht vollständig, da in die Lund–Fragmentationsfunktion 4.18 die transversale Masse eingeht. Die transversale Fragmentation ist lokal kompensiert und gaußförmig verteilt.

Für die Wahrscheinlichkeitsverteilung eines $q\overline{q}$–Produktionsvertex unter invarianter Zeit $\tau^2 = t^2 - x^2$ gilt:

$$P(\Gamma)d\Gamma \propto \Gamma^a exp(-b\Gamma)d\Gamma \quad , \tag{4.20}$$

wobei $\Gamma = (\kappa\tau)^2$ und a sowie b die Parameter der symmetrischen Fragmentierungsfunktion sind. Somit sind die $q\overline{q}$–Produktionsvertizes zwar nicht zufällig in Raum und Zeit verteilt, genügen aber der kinematischen Randbedingung:

$$\Gamma_i = (1 - z_i)\left(\Gamma_{i-1} + \frac{m_i^2}{z_i}\right) \quad , \tag{4.21}$$

für benachbarte Stringbrüche und $\Gamma_0 = 0$ für die initalen Parameter des Quark– bzw. Antiquark–Endes. Für große i, i. A. für Teilchen, die im zentralen Plateau, d. h. weit weg vom Ende des Jetsystems produziert werden, liegen die Produktionspunkte der Vertizes auf einer Hyperbel, der Form $\Gamma = (1 + a)/b$. Im Monte–Carlo–Modell bricht der String abwechselnd zwischen dem Quark– und Antiquark–Ende. Wenn die zur Verfügung stehende Energie unter eine vorgegebe Schwelle ($\sim$ 2 GeV) fällt, wird der iterative Prozeß gestoppt und für die beiden letzten Hadronen wird eine spezielle Prozedur gerufen. Ein abschließendes $q\overline{q}$–Paar wird generiert, um das Quark– und Antiquark–Stringende mittels dieser beiden Hadronen zu verbinden.

Das Lund–String–Modell ist infrarotsicher, da es sowohl kollineare als auch weiche Gluonabstrahlung behandeln kann. Gluonabstrahlung bzw. ein Gluon kann als zusätzliche Schleife ('kink') interpretiert werden, die nur die Richtung des Energie–Impuls–Flusses verändert. Die Abbildung 4.7 zeigt die Zeitentwicklung des Strings für drei typische Fälle. Zur Fragmentierung eines mit dem ME– oder PS–Ansatzes generierten Partonzustandes kann die Stringfragmentierung benutzt werden.

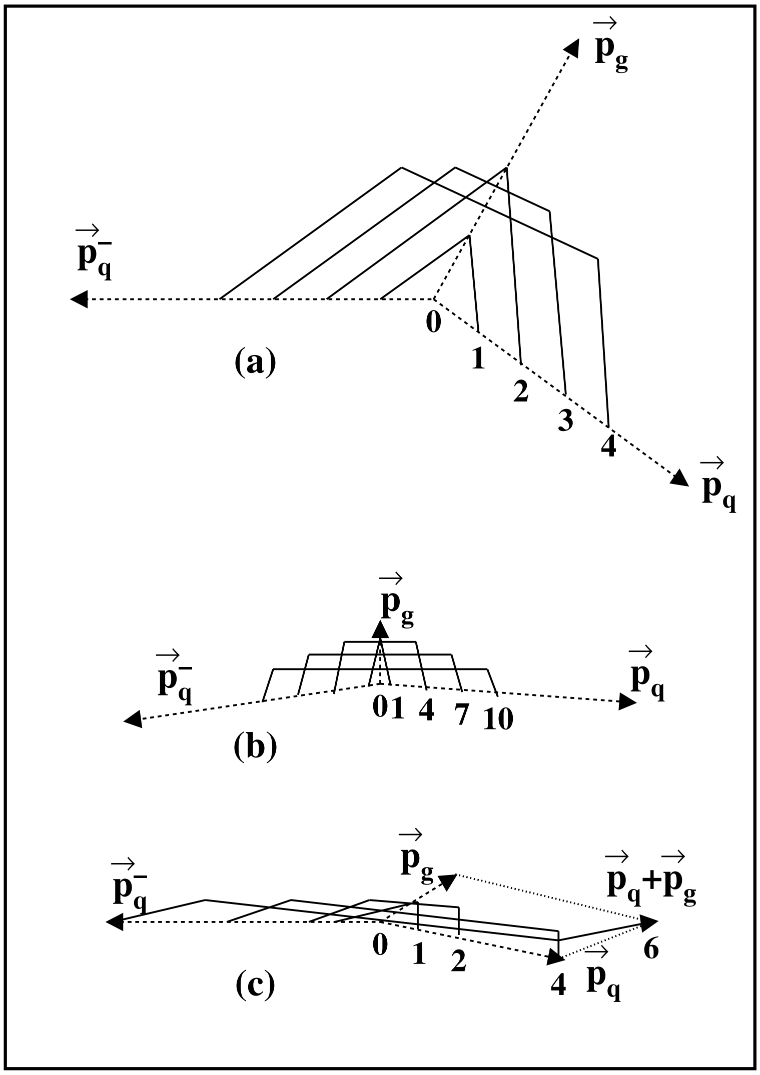

Abbildung 4.7: Stringverlauf bei Gluonabstrahlung (aus [76]), a) gewöhnliches 3–Jet–Ereignis, b) 3–Jet–Ereignis mit weicher Gluonabstrahlung, c) 3–Jet–Ereignis mit kollinearer Gluonabstrahlung. Die unterbrochene Linie bezeichnet die Trajektorien der Partonen und die durchgezogene Linie beschreibt die zeitliche Entwicklung des Strings.

4.5.3 Die Cluster–Fragmentierung

Die zentrale Idee der Cluster–Fragmentierung, im Folgenden kurz mit CF bezeichnet, ist das Preconfinement [77], d. h. die lokale Kompensation der Farbe im Phasenraum. Wie dieses Prinzip in einem Monte–Carlo–Generator realisiert ist, wird in diesem Abschnitt anhand des im HERWIG–Generators implementierten Modells beschrieben.

Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der Cluster–Fragmentierung.

Eine wesentliche Anforderung an ein Cluster–Modell ist, die Beziehung zwischen Farb– und Impulsfluß nicht zu zerstören. Wie im JETSET–Generator wird der PS-Ansatz zur Generierung des Partonzustandes verwendet. Der perturbative Zerfallsprozeß wird bei einer Skala $Q_0 = 2m_u = 2m_d$, der sogenannten effektiven Gluonmasse $m_g = Q_0$, gestoppt. Dabei wird der Übergang $g \rightarrow gg$ verhindert, derart, daß alle Gluonen in ein leichtes (u oder d) (Di)Quark–Anti(di)quark–Paar aufgespalten werden. Dieser Prozeß ist für die perturbative Phase ungewöhnlich und wird durch geeignete Änderungen des Formfaktors für den Prozeß $g \rightarrow q\overline{q}$ erzwungen. Die relative Zusammensetzung der verschiedenen Quarksorten wird durch Einführung von Quarkmassen reguliert. Zusätzlich steuern zwei Parameter die Produktion von Diquarkpaaren. Unterhalb der Skala Q_d

können Diquarkpaare produziert werden, wobei die Wahrscheinlichkeit für die Produktion durch den Parameter P_d (konstant pro Einheit $\log Q$) gegeben ist. Das Diquark–Schema wurde eingeführt, um den Ergebnissen von Baryon–Antibaryon–Korrelationen [78] Rechnung zu tragen, die eine relative Diquark–Produktionswahrscheinlichkeit von 5% ergeben.

Zu diesem Zeitpunkt der Fragmentierung besteht das Ereignis nur noch aus (Di)Quark–Anti(di)quark–Paaren, wobei die dominante Farbstruktur eine planare Form hat (siehe Abbildung 4.8). Benachbarte Quarks und Antiquarks werden zu farbneutralen Clustern zusammengefaßt.

Die Massenverteilung der Cluster sowie deren räumliche Ausdehnung sind bei kleinen Werten konzentriert, welches die Grundzüge des Preconfinements wiederspiegelt. Die mittlere Masse eines Clusters beträgt dabei etwa $3m_g$.

Sämtliche Cluster in einem Ereignis können als anfängliche Resonanzen aufgefaßt werden, wie sie in den frühen Stadien des Confinements vorkommen. Basierend auf dieser Vorstellung, können die Zerfälle der Cluster als eine Art gemittelte Resonanzzerfälle aufgefaßt werden. In dem HERWIG–Modell wird angenommen, daß ein Cluster hauptsächlich in zwei Hadronen übergeht. Der Zerfall ist dabei isotrop im Ruhesystem des Paares und erfolgt über die Produktion eines (Di)quark–Anti(di)quark–Paares mit folgender Flavourzusammensetzung: $u\overline{u}$, $u\overline{d}$, $u\overline{d}$, $c\overline{c}$, $uu\overline{uu}$, $dd\overline{dd}$, $ss\overline{ss}$, $ud\overline{ud}$, $us\overline{us}$, oder $ds\overline{ds}$, so daß ein Cluster in zwei Mesonen oder Baryonen zerfällt. Die Zerfallsprodukte werden aus folgenden Spinmultipletts gewählt: 0^+, $1^\pm$ oder 2^+ für Mesonen und $\frac{1}{2}^+$ oder $\frac{3}{2}^+$ für Baryonen. Jeder Zerfall mit einer bestimmten Flavourzusammensetzung erfolgt gewichtet mit seinem Spin (2S+1) und dem zur Verfügung stehenden Phasenraum.

Der Ansatz der Cluster–Fragmentierung bietet einige Vorteile gegenüber der IF und der SF. So unterscheidet er nicht zwischen transversaler und longitudinaler Fragmentation. Desweiteren werden für den Clusterzerfall keine kinematischen Variablen, wie z. B. Energie oder Impuls, benötigt. Die Produktion von (Di)Quark–Anti(di)quark–Paaren wird nur durch die Flavour selbst gesteuert. Diese einfachen Annahmen liefern eine genügende Genauigkeit zur Unterdrückung von Strange– und Charm–Teilchen sowie von Baryonen. Dabei sind die einzig limitierenden Faktoren der für den Clusterzerfall zur Verfügung stehende Phasenraum. Drei Ausnahmen müssen bei dem vorgenannten Schema gemacht werden:

1. Bei Clustern, die schwere Quarks (b oder t) beinhalten, werden schwache V–A Zerfälle verwendet, wobei ein leichteres Quark sowie ein Farbsingulett bestehend aus Fermion–Antifermion (aus dem Zerfall des virtuellen W–Bosons) entstehen.

2. Leichte Cluster, deren Masse zu klein ist, um in zwei Hadronen zu zerfallen, kollabieren in das leichteste Hadron mit der jeweiligen Flavourzusammensetzung. Energie– und Impulserhaltung werden durch Energieaustausch mit einem benachbarten Cluster gewährleistet.

3. Für extrem schwere Cluster ist der Zweikörperzerfall keine hinreichend gute Näherung, so daß ein iteratives Spaltungsmodell zur Anwendung gelangt. Hierbei

wird das schwere Cluster so lange geteilt, bis eine Spaltungsgrenze $M_f \approx 3.5$ GeV unterschritten wird. Während dieses Prozesses werden aber nur leichte Flavour erzeugt ($u\overline{u}$, $d\overline{d}$ und $s\overline{s}$). Energie und Impuls werden symmetrisch auf die zwei neu erzeugten Teilchen verteilt. Z. B. zerfällt ein Cluster mit der Masse M_C bestehend aus einem (Di)Quark mit dem Impuls p_1^μ und einem Anti(di)quark mit dem Impuls p_2^μ in zwei neue Cluster X und Y mit:

$$p_X^\mu = \left(1 - \frac{Q_0}{M_C}\right) p_1^\mu + \frac{Q_0}{M_C} p_2^\mu$$

und

$$p_Y^\mu = \left(1 - \frac{Q_0}{M_C}\right) p_2^\mu + \frac{Q_0}{M_C} p_1^\mu \quad .$$

Dieser Spaltungsprozeß ist ähnlich demjenigen, der in der SF verwendet wird.

4.6 Die Monte–Carlo–Modelle und ihre Parameter

In den nachfolgenden Abschnitten werden die für die vorliegende Arbeit relevanten Modelle kurz vorgestellt, wobei der Schwerpunkt auf dem technischen Teil, d. h. auf den anzupassenden Parametern liegt.

4.6.1 Der JETSET–Generator

Im JETSET–Generator können für den Partonzustand verschiedene Modelle verwendet werden. Der Parton–Schauer–Ansatz, kurz PS, ist der Standard–Ansatz und hat den Matrix–Elemente–Ansatz, kurz ME, in den heutigen JETSET–Generator–Versionen verdrängt. Für die Fragmentierung kann zwischen der IF und der SF (Standard) gewählt werden, wobei verschiedene Fragmentierungsfunktionen zur Verfügung stehen. Als Standard in der Generator–Version 7.3 wird für alle Quarkflavour die Links–Rechts–Symmetrische Lund–Fragmentierungsfunktion verwendet. Für schwere (c– und b–) Quarks kann auch die Petersonfunktion benutzt werden. Als weitere Optionen stehen auch die Field–Feynman–Funktion oder die Bowler–Fragmentationsfunktion[6] für alle Quarks zur Verfügung.

JETSET 7.3 PS mit DELPHI–Zerfällen /
JETSET 7.4 PS mit Standard–Zerfällen

Der JETSET–PS–Algorithmus ist ein kohärenter *Leading Log Algorithmus* (LLA) mit *Angular–Ordering*. Die Schauerentwicklung erfolgt im Schwerpunktsystem der Partonen, wobei in jedem Schritt die Energie und Impulserhaltung gilt. Der niedrigste 3–Jet–Wirkungsquerschnitt wird reproduziert durch eine Kombination des ersten Zerfalls

[6] Lund–Fragmentationsfunktion mit Massenterm, neue Standardeinstellung in der Generator–Version 7.4

des initialen $q\overline{q}$–Systems (Matrix–Element) und des LLA–Formalismus. Das *Angular–Ordering* wird für jeden Zerfall erzwungen und die Gluon–Helizität kann eingeschaltet werden.

Der in der DELPHI–Kollaboration als JETSET–Generator bezeichnete Ereignisgenerator ist in einigen Punkten gegenüber dem allgemein zugänglichen JETSET–Generator modifiziert. So werden für die Zerfälle von c– bzw. b–Hadronen eigene Zerfallstabellen und Zerfallsmechanismen [79] benutzt, um den neuesten Meßergebnissen und Zerfallstabellen [46] Rechnung zu tragen. Zusätzlich wurden einige Softwaremodifikationen im JETSET–Generator–Programm durchgeführt, die besonders den Mechanismus der Teilchenproduktion beeinflussen. Experimentell gibt es eine starke Evidenz für die Existenz von schweren Vektor–Mesonen und Tensor–Mesonen [106]. Die zugehörigen Parameter im JETSET–Generator (PARJ(11)–PARJ(17)) sind durch neue Parameter (PARJD(1)–PARJD(20)) ersetzt, die es ermöglichen für jedes Quarkflavour die Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Spinzustände von Mesonen separat zu setzen. Eine weitere Modifikation im Programmcode des JETSET–Generators beeinflußt die Baryon–Unterdrückung am Stringende, die nur noch auf leichte (u,d,s) Quarkflavour wirkt.

Angepaßte Parameter bzw. Parameter, die nicht den Standardeinstellungen entsprechen:

[PARJ(81)] α_s läuft mit einer Skala, die durch das Quadrat des Transversalimpulses beim Zerfall gegeben ist. Der Parameter Λ_{QCD} der starken Kopplung ist mit $\alpha_s(\mu)$ verknüpft durch:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{1}{\beta_0 \ln\left(\frac{\mu^2}{\lambda^2}\right)} \quad ,$$

mit μ =Skala, siehe Kapiel 4.2.

[PARJ(82)] Die Schauerentwicklung stoppt bei einer invarianten Massenskala bzw. bei dem Abschneideparameter Q_0 der Schauerentwicklung.

[PARJ(41)], [PARJ(42)] Die Parameter der symmetrischen Fragmentierungsfunktion a und b werden durch diese beiden Feldelemente repräsentiert. Im Folgenden werden sie mit *Lund A* bzw. *Lund B* bezeichnet.

[PARJ(21)] σ_q variert die transversale Impulsverteilung, wobei $\sigma_q \propto m^2$ ist.

[PARJ(54)], [PARJ(55)] ϵ_C bzw. ϵ_B korrespondieren zu der Größe ϵ_q in der Peterson–Fragmentierungsfunktion (siehe Gleichung 4.19).

[PARJ(1)] Diquark–Antidiquark–Unterdrückungsfaktor $P(qq)/P(q)$.

[PARJ(2)] γ_s beschreibt das Verhältnis bzw. die Unterdrückung von s–Quarks zu u–Quarks bzw. d–Quarks ($P(u\overline{u}) : P(d\overline{d}) : P(s\overline{s}) = 1 : 1 : \gamma_s \sim 0.3$).

[PARJ(3)] beschreibt den extra Strange–Diquark–Unterdrückungsfaktor $P(us)/P(ud)$ in Bezug auf γ_s ($P(us)/(P(ud)/\gamma_s)$.

[PARJ(4)] beschreibt das Verhältnis von Spin 1 zu Spin 0 Zuständen und ist normalisiert auf die Spinzählung $P(ud1)/P(ud0)/3$.

[PARJ(19)] Dieser Parameter wird als Baryon–Unterdrückungsfaktor bezeichnet und verringert die Produktion von Baryonen am Ende des Strings, wobei der Steuerparameter MSTJ(12)=3 sein muß.

[PARJ(25)] Unterdrückungsfaktor für η–Produktion.

[PARJ(26)] Unterdrückungsfaktor für η'–Produktion.

[PARJ(92)], [PARJ(93)] Parameter für den Bose–Einstein–Effekt (siehe Abschnitt 8) mit Stärke (PARJ(92)) und Reichweite (PARJ(93)) für alle Pionen und Kaonen (MSTJ(52)=7) mit einer gaußförmigen Parameterisierung (MSTJ(51)=2).

[PARJD(5*i+1)],..., [PARJD(5*i+5)] Neu eingeführte Parameter um die Spinwahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Flavour separat zu setzen (u/d–Quarks i=1, s–Quarks: i=2, c–Quarks: i=3, b–Quarks: i=4). Dazu sind Korrekturen in dem Unterprogramm *LUKFDI* des JETSET–Generators durchgeführt worden.

[PARJD(5*i+1)] Wahrscheinlichkeit für Teilchen mit Spin ${}^1S^0$ (Pseudoskalar).

[PARJD(5*i+2)] Wahrscheinlichkeit für Teilchen mit Spin ${}^3S^1$ (Vektor).

[PARJD(5*i+3)] Wahrscheinlichkeit für Teilchen mit Spin ${}^1P^1$ (Axial–Vektor).

[PARJD(5*i+4)] Wahrscheinlichkeit für Teilchen mit Spin ${}^3P^0$ (Skalar).

[PARJD(5*i+5)] Wahrscheinlichkeit für Teilchen mit Spin ${}^3S^1$ (Vektor.)

$1-\sum_j PARJD(5*i+j)$] Die Wahrscheinlichkeit für Teilchen mit Spin ${}^3P^2$ (Tensor).

Für die schweren Quarks (s,c und b) werden die Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Multipletts über die Spingewichte berechnet $\propto (1 - P({}^1S_0) - P({}^3S_1)) \cdot (2s + 1)$. Für u– und d–Quarks hingegen wird das gemessene Verhältnis der Produktionsraten von f_0 zu f_2 [106] zur Berechnung der Wahrscheinlichkeiten herangezogen (siehe dazu auch Tabelle C.12).

Die Steuerparameter für beide JETSET PS–Versionen sind in Tabelle 4.3 angegeben.

Variable	Wert	Variable	Wert	Variable	Wert
MSTJ(11)	3	MSTJ(12)	3	MSTJ(41)	2
MSTJ(45)	5	MSTJ(46)	3	MSTJ(51)	0
MSTJ(101)	5	MSTJ(107)	0		

Tabelle 4.3: Steuerparameter für JETSET 7.3/7.4 PS.

JETSET 7.4 ME mit Standard–Zerfällen

Der ME–Ansatz beinhaltet die exakten Rechnungen der 2. Ordnung Matrix–Elemente und kann bis zu 4 initiale Partonen liefern. Zwei verschiedene Schemata, GKS [80] und ERT [81], sind in dem JETSET–Generator verfügbar. In dieser Arbeit wird nur die ERT–Option (Standard) betrachtet, da sie exakter ist. Bei PETRA/PEP wurde die 4–Jetrate als zu klein [82] bei einer vorgegebenen 3–Jetrate bestimmt. Dieses hängt mit höheren Ordnungen zusammen, die in der 2. Ordnungsrechnung nicht enthalten sind. Diese Terme können teilweise durch die Wahl einer geeigneten neuen Renormalisierungsskala [83] $Q^2 = \mu \cdot s, \mu \leq 1$ aufgefangen werden. Diese neue Skala kann man als *optimale Reihenentwicklung* auffassen. Um eine optimale Beschreibung zu erhalten, werden für den ME–Ansatz die Parameter:

- [PARJ(122)] Λ_{QCD}–Wert der in der Berechnung der Matrix–Elemente 2. Ordnung verwendet wird.
- [PARJ(129)] Optimierte Q^2–Skala für die 3– und 4–Jetrate (im folgenden wird Q^2 mit μ bezeichnet.

angepaßt, sowie die für den Parton–Schauer–Ansatz aufgeführten Fragmentierungs– und Teilchenparameter. Die zugehörigen Steuerparameter können der Tabelle 4.4 entnommen werden.

Variable	Wert	Variable	Wert	Variable	Wert
MSTJ(11)	3	MSTJ(12)	3	MSTJ(41)	2
MSTJ(45)	5	MSTJ(46)	3	MSTJ(51)	0
MSTJ(101)	2	MSTJ(107)	0	MSTJ(111)	1

Tabelle 4.4: Steuerparameter für JETSET 7.4 ME

4.6.2 Der ARIADNE–Generator Version 4.06

Der Ereignisgenerator ARIADNE 4.06 benutzt, wie schon erwähnt, einen Farbdipolansatz, um die QCD–Kaskade zu generieren. Die Emission eines Gluons von einem Farbdipol, z.B. von dem $q\overline{q}$–Paar, erzeugt zwei neue Dipole, die sich vom Quark zum Gluon und vom Gluon zum Antiquark erstrecken. Beide können unabhängig voneinander weitere Gluonen emittieren. Bei diesem Ansatz wird das „*Angular–Ordering*“ automatisch erfüllt. Der Evolutionsparameter ist wie bei JETSET das Quadrat des Transversalimpulses. Die Generierung des Anfangszustandes, d.h. des initalen $q\overline{q}$–Paares, sowie die Fragmentierung werden in dem ARIADNE–Generator durch die entsprechenden Unterprogramme des JETSET–Generators vorgenommen. In dieser Arbeit werden für das ARIADNE–Modell die DELPHI–Zerfallstabellen verwendet. Neben den zugehörigen Parametern des JETSET–Generators müssen nur die zwei ARIADNE–Parameter für die Schauerentwicklung angepaßt werden:

[PARA(1)] Λ_{QCD} für die laufende Kopplungkonstante α_s

[PARA(3)] Abschneideparameter in $p_\perp$ für die Emission der Farbdipole, entspricht Q_0 im JETSET–Generator.

Die Tabelle 4.5 beinhaltet die für den ARIADNE–Generator notwendigen Einstellungen der Steuerparameter.

Variable	Wert	Variable	Wert	Variable	Wert
MSTA(1)	1	MSTA(2)	1	MSTA(3)	0
MSTA(5)	1	MSTA(12)	1		
MSTJ(11)	3	MSTJ(12)	3	MSTJ(41)	0
MSTJ(45)	5	MSTJ(46)	3	MSTJ(51)	0
MSTJ(101)	5	MSTJ(105)	0	MSTJ(107)	0

Tabelle 4.5: Steuerparameter für ARIADNE 4.06.

4.6.3 Der HERWIG-Generator Version 5.8 C

Die Schauerentwicklung im HERWIG–Generator basiert auf einem kohärenten Parton–Zerfall–Formalismus, der eine Erweiterung des LLA–Ansatzes ist und Terme der *leading* und *sub–leading* Logarithmen für weiche und oder kolineare Gluonabstrahlung berücksichtigt. Außerdem werden im HERWIG–Generator QCD–Interferenz–Phänomene besonders beachtet [84]. Die Fragmentierung erfolgt über den CF–Ansatz. Der HERWIG–Generator besitzt im Vergleich zu JETSET und ARIADNE eine geringere Anzahl von Parametern:

[QCDLAM] Der Parameter für den Parton–Schauer–Algorithmus QCDLAM (Λ_{QCD}) kann bei hohen Impulsbruchteilen mit der fundamentalen QCD Skala $\Lambda_{\overline{MS}}$ identifiziert werden. Für andere Regionen des Phasenraumes gilt diese Relation nicht unbedingt, da Korrelationen höherer Ordnungen nicht genau genug behandelt werden, um Ambiguitäten des Renormalisierungsschemas zu entfernen [85].

[RMASS(i)] Parameter für die verschiedenen Quarksorten bzw. effektive Gluonmasse. (d–Quarks: i=1, u–Quarks: i=2, s–Quarks: i=3, c–Quarks: i=4, b–Quarks: i=5, t–Quarks: i=6, effektive Gluonmasse: i=13)
Am Ende der Parton–Schauer–Entwicklung spalten, wie bereits erwähnt, die Gluonen in $q\overline{q}$–Paare auf. Dieser Prozeß wird hauptsächlich durch die Parameter RMASS(1,2,3,13) gesteuert.

[CLMAX], [CLPOW] bestimmen die maximal erlaubte Masse $M_{Cluster}$ eines neuen Clusters, das aus den Quarks i und j gebildet werden soll:

$$M_{Cluster}^{CLPOW} < CLMAX^{CLPOW} + (RMASS(i) + RMASS(j))^{CLPOW}$$

Da das Massenspektrum sehr stark zu großen Massen hin abfällt, werden die Resultate insensitv auf die Größen CLMAX und CLPOW bei großen Werten von CLPOW. Für kleine Werte von CLPOW treten verstärkt schwere Cluster (oft Baryonen) für schwere Quarks auf. Hingegen werden die leichten Quarks weitgehend nicht beeinflußt. Z. B. für den Standardwert von CLPOW(=2) werden keine b–Baryonen erzeugt, für CLPOW=1 beträgt das Verhältnis b–Baryonen/b–Hadronen ca. 1/4.

CLSMR Ist am Cluster–Zerfall ein Quark aus der perturbativen Phase beteiligt, so wird die Richtung des Quarks gaußförmig verschmiert, wobei CLSMR die Breite angibt (CLDIR=1).

DECWT Die Teilchenproduktion im Cluster–Zerfall wird durch *a priori* Gewichte für die verschiedenen Hadronen gesteuert. Für Vektoren, Tensoren und Dekuplett–Baryonen werden die Parameter VECWT, TENWT[7] und DECWT verwendet. In der vorliegenen Arbeit wurde nur DECWT angepaßt.

PWT Analog zu den Hadronen existieren auch für die verschiedenen Quarkflavour *a priori* Gewichte im Parameterfeld PWT(1:7). PWT(3) ist hierbei das Gewicht für s–Quarks, während PWT(7) den Faktor für Di–Quarks beschreibt. Es ist hier noch anzumerken, daß die Feldelemente im Programm miteinander verknüpft sind.

Die Tabelle 4.6 beinhaltet die für den HERWIG–Generator verwendeten Einstellungen der Steuerparameter.

Variable	Wert	Variable	Wert
IPROC	100	CLDIR	1

Tabelle 4.6: Steuerparameter für HERWIG 5.8 C

[7]Die 1^{+-} und 0^{++} Mesonen–Multipletts sind im HERWIG–Generator nicht implementiert.

5

Das Anpassungverfahren

Für die Bestimmung von Parametern der Monte–Carlo–Generatoren können verschiedene Methoden verwendet werden. Alle Anpassungsverfahren beruhen auf dem Vergleich zwischen gemessenen physikalischen Verteilungen und Verteilungen, die mit verschiedenen Parametereinstellungen der Generatoren erstellt werden. Je nach Güte der Übereinstimmung wird dann der beste Parametersatz ausgewählt. Die verwendeten Methoden hängen dabei explizit von der Fragestellung sowie vom verfügbaren Vorwissen ab. Je nach Anforderung, ob z. B. bestimmte Verteilungen oder Produktionsraten angepaßt werden sollen und ob schon Kenntnisse über die Parameter vorhanden sind, kommen globale oder lokale Anpassungsverfahren zur Anwendung. Wie bereits in dem vorhergehenden Kapitel angesprochen, beinhalten die verschiedenen Generatoren eine Vielzahl von Parametern, die miteinander korreliert sind. Bei der Parameteranpassung müssen Lösungen in einem mehrdimensionalen Raum gefunden werden. Im Folgenden werden einige Eigenschaften und Ergebnisse von globalen Anpassungen mit genetischen Algorithmen [86–89] kurz vorgestellt, ehe ausführlich das in der vorliegenden Arbeit benutzte Anpassungsverfahren diskutiert wird. Im Anschluß daran werden die Ergebnisse von detailierten Voruntersuchungen präsentiert.

5.1 Globale Anpassungsverfahren

Globale Anpassungsverfahren müssen verwendet werden, wenn keine Kenntnisse über den Wertebereich der Parameter vorliegen. Klassische globale Optimierungsstrategien basieren auf Gradientenverfahren, derart, daß für einen Parametersatz $\vec{p}$ eine vorgegebene Anzahl von Ereignissen generiert wird und die erzeugten Verteilungen mit den anzupassenden Daten verglichen werden. Die Quantifizierung der Übereinstimmung erfolgt dann meist mittels dem Bewertungskriterium χ^2:

$$\chi^2 = \sum \frac{(X^{Daten} - X^{MC}(\vec{p}))^2}{\sigma^2} \quad . \tag{5.1}$$

Die Summation läuft über alle betrachteten Verteilungen bzw. Intervalle der Observablen. Für verschiedene Parametersätze wird diese Prozedur wiederholt. Aus den

Änderungen des Bewertungskriteriums χ^2 und den Parametervariationen wird ein Gradient berechnet, der in Richtung des gesuchten Minimums zeigen sollte. Für die Verwirklichung dieser Strategie kann z. B. das Programmpaket MINUIT [90] verwendet werden, welches verschiedene Verfahren zur Parametervariation und damit zur Gradientenbildung beinhaltet. Im Allgemeinen konvergieren diese Verfahren in einem lokalen Minimum.

Um das globale Minimum zu finden, bedarf es hingegen einer hinreichenden Genauigkeit der gemessenen physikalischen Verteilungen sowie einer sehr großen Statistik der aus den Monte–Carlo–Modellen berechneten Verteilungen. Für die globale Suche eignen sich daher besonders die genetischen Algorithmen, da sie für multimodale bzw. hochdimensionale Probleme robuste Lösungsverfahren beinhalten. Durch die Möglichkeit, verschiedene Funktionstypen (wie z. B. diskontinuierliche –, nicht differenzierbare – oder verrauschte Funktionen) zu implementieren, und durch die globale Suchstrategie (verschiedene Operatoren zur Parametervariation) steht ein effizientes Verfahren zur Bestimmung des globalen Minimums zur Verfügung. Weitere Vorteile sind die Verwendung variabler Statistik und die Parallelisierbarkeit der Generierungen. Erste Untersuchungen mit genetischen Algorithmen zur Parameteranpassung des JETSET–Generators [91, 92] liefern allerdings eine Vielzahl von lokalen Minima im zulässigen Parameterraum. Diese verschiedenen Minima können unter anderem auf die Korrelationen der Parameter in der Fragmentierungsfunktion, begrenzte Datenstatistik sowie auf die Auswahl der physikalischen Observablen zurückgeführt werden. Die genetischen Algorithmen haben den Nachteil, daß sie einen sehr hohen Rechenzeitbedarf benötigen, so daß neue Anpassungen, hervorgerufen durch Änderungen der Daten oder Änderung der Zusammensetzung der anzupassenden Observablen nicht oder nur begrenzt durchgeführt werden können. Außerdem sind keine systematischen Fehlerstudien für die Parameter im herkömmlichen Sinn möglich.

5.2 Lokale Anpassungen

Sind Kenntnisse über den Wertebereich vorhanden, führt dieses zu einer Vereinfachung der Anpassung, da nur eine lokale Optimierung durchzuführen ist. Im Allgemeinen benötigen lokale Anpassungen nur einen Bruchteil der Rechenzeit im Vergleich zu globalen Suchalgorithmen. Dadurch können z. B. Veränderungen in den Daten leichter berücksichtigt werden und abhängig vom Verfahren besteht die Möglichkeit systematischer Fehlerstudien. In der vorliegenden Arbeit wird ein Verfahren verwendet, welches auf der approximativen Beschreibung der Variation der physikalischen Verteilungen in Abhängigkeit von den Modellparametern beruht. Es stellt eine Weiterentwicklung vorhergehender Methoden [50,52,93] dar. Die Vorgehensweise sei hier kurz erläutert. Zu Beginn werden eine Anzahl von Verteilungen mit gleicher Statistik und unterschiedlichen Parameterwerten p_i erzeugt. Dabei wird darauf geachtet, daß die anzupassenden Daten von der Schar der generierten Verteilungen umschlossen werden. In einem zweiten Schritt wird eine analytische Beschreibung gesucht, die die Variation der generierten Verteilungen beschreibt. Die Form dieser Beschreibung ist a priori frei wählbar und

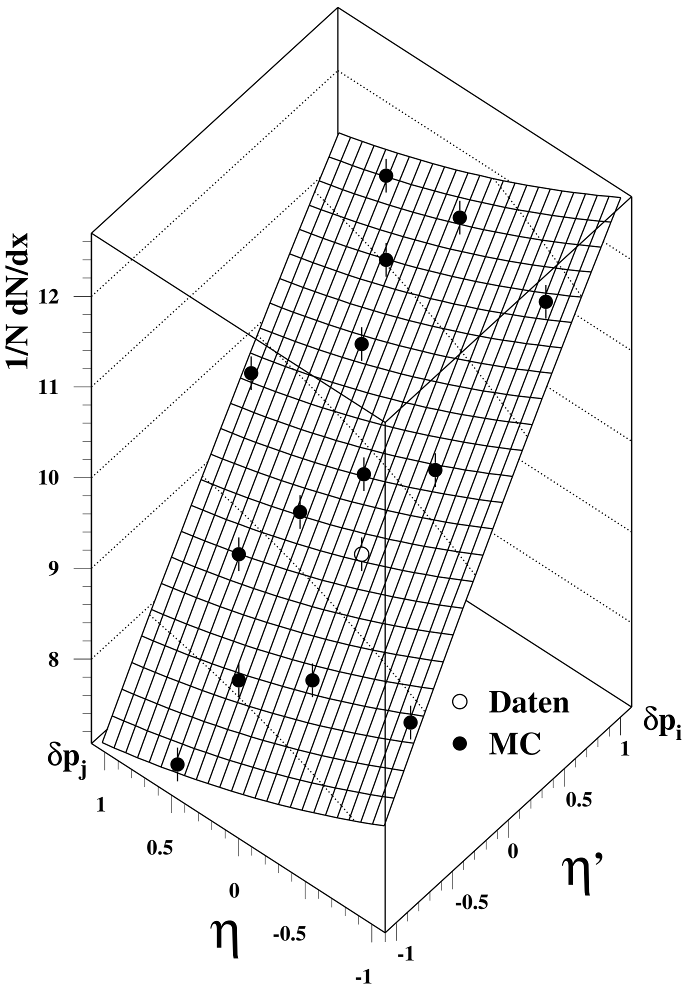

Abbildung 5.1: Analytisch bestimmte Werteebene der Variation des ersten Intervalls der L3 η–Verteilung [112] in Abhängigkeit von den η– und η'–Unterdrückungsfaktoren.

hängt neben der angestrebten Genauigkeit von der Wahl der betrachteten Observablen ab. Detailierte Studien zeigen, daß ein Polynom zweiten Grades i. A. eine hinreichende Genauigkeit liefert, um die Veränderungen der Observablen zu beschreiben. Abschließend werden dann die Parameter gesucht, die die Daten optimal beschreiben. Die Abbildung 5.1 zeigt exemplarisch für das erste Intervall der L3–η–Verteilung [112] die analytisch bestimmte Werteebene für eine η–η'–Anpassung.

Für n Parameter wird eine Taylorreihenentwicklung (in n–Dimensionen) bis zur 2. Ordnung verwendet, wodurch Korrelationen zwischen den Parametern berücksichtigt werden können. Als Aufpunktvektor wird dabei der Parametersatz $\vec{p_0}$ gewählt, der die Kenntnisse über die wahrscheinlichsten Parameterwerte beinhaltet. Wie bereits angesprochen sind derartige Parameteranpassungen ein Minimierungsproblem in einem hochdimensionalen Raum. Die verschiedenen Parameter nehmen normalerweise sehr unterschiedliche Werte an. Um alle Parameter p_i gleich zu behandeln, wird für alle Parameter eine Transformation der Abweichungen δp_i auf ein Intervall von $[-1, 1]$ durchgeführt. Aus numerischer Sicht liegen die Parameter somit innerhalb eines n–dimensionalen Einheitswürfels. Für den analytischen Ausdruck im n–dimensionalen Fall ergibt sich:

$$
\begin{aligned}
MC(\vec{p}_0 + \delta\vec{p})(X) &\approx f_{Modell}(\vec{p}_0 + \delta\vec{p})(X) \\
&= f_{Modell}(\vec{p}_0) + \sum_{i=1}^{n} \partial_i f_{Modell}(\vec{p}_0)(X)\delta p_i + \sum_{i,j=1}^{n} \partial_i\partial_j f_{Modell}(\vec{p}_0)(X)\delta p_i \delta p_j \\
&= A_0 + \sum_{i=1}^{n} B_i \delta p_i + \sum_{i=1}^{n} C_i \delta p_i^2 + \sum_{i=1}^{n}\sum_{j>i}^{n} D_{ij}\delta p_i \delta p_j
\end{aligned}
\tag{5.2}
$$

Dabei beschreibt die Funktion f_{Modell} die Vorhersage einer physikalischen Observablen X in Abhängigkeit vom zentralen Parametervektor $\vec{p}_0$ und den Abweichungen $\delta\vec{p}$ im n–dimensionalen Parameterraum. Durch die Verwendung der quadratischen Terme der Taylorreihe werden mögliche Korrelationen zwischen den Parametern in erster Ordnung berücksichtigt. Um eine eindeutige Beschreibung der Funktion f_{Modell} zu bekommen, müssen für jedes betrachtete Intervall k einer Verteilung j mindestens $m = \frac{n}{2}\cdot(n+3)+1$ Koeffizienten (A_0, B_i, C_i und D_{ij}) bestimmt werden. Dies ist gleichbedeutend mit der Anforderung, daß mindestens $l \geq m$ unabhängige Monte–Carlo–Sätze generiert werden müssen.

Die Bestimmung der Koeffizienten (für ein Intervall j einer Verteilung k) erfolgt durch die Lösung eines linearen Gleichungssystems der Form:

$$A_j^k \; \vec{x}_j^k \; = \; \vec{b}_j^k \tag{5.3}$$

wobei die Matrix A_j^k die Abweichungen δp enthält.

$$
\begin{pmatrix}
1\,,\ {}^1\delta p_1\,, \cdots,\ {}^1\delta p_n\,,\ {}^1\delta p_1^2\,, \cdots,\ {}^1\delta p_n^2\,,\ {}^1\delta p_1\,{}^1\delta p_2\,, \cdots,\ {}^1\delta p_{n-1}\,{}^1\delta p_n \\
1\,,\ {}^2\delta p_1\,, \cdots,\ {}^2\delta p_n\,,\ {}^2\delta p_1^2\,, \cdots,\ {}^2\delta p_n^2\,,\ {}^2\delta p_1\,{}^2\delta p_2\,, \cdots,\ {}^2\delta p_{n-1}\,{}^2\delta p_n \\
\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\
\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\
1\,,\ {}^l\delta p_1\,, \cdots,\ {}^l\delta p_n\,,\ {}^l\delta p_1^2\,, \cdots,\ {}^l\delta p_n^2\,,\ {}^l\delta p_1\,{}^l\delta p_2\,, \cdots,\ {}^l\delta p_{n-1}\,{}^l\delta p_n
\end{pmatrix}
$$

Der Vektor $\vec{x}_j^k$ beinhaltet die zu bestimmenden Koeffizienten, d. h.:

$$\vec{x}_j^{k\,T} = (A_0,\ B_1,\ \cdots,\ B_n,\ C_1,\ \cdots,\ C_n,\ D_{12},\ \cdots,\ D_{n-1\,n}) \quad .$$

Die Einträge bzw. Werte ${}^iY_j^k$ der verschieden Monte–Carlo–Verteilungen (MC–Set i) sind in dem Vektor $\vec{b}_j^k$:

$$\vec{b}_j^{k\,T} = ({}^1Y_j^k,\ \cdots,\ {}^lY_j^k)$$

zusammengefaßt.

Werden alle Monte–Carlo–Sätze mit der gleichen Statistik generiert, so gehen alle Sätze mit gleichem Gewicht in die Bestimmung der Koeffizienten ein. Die Fehler der Verteilungen können vernachlässigt werden. Um eine bessere Ausleuchtung des Parameterraumes zu gewährleisten, werden mehr Monte–Carlo–Sätze, als zur Bestimmung der Parameter nötig sind, generiert.

Dieses führt auf ein überbestimmtes Gleichungssystem, das mittels einer Singulärwertzerlegung [94] (kurz SVD genannt) für jede Matrix A gelöst wird:

$$A \ = \ U \ W \ V^T, \tag{5.4}$$

dabei sind U, V orthogonale Matrizen, d. h. $UU^T = VV^T = 1$ und W ist eine Diagonalmatrix. Für die Inversion von A ergibt sich:

$$A^{-1} \ = V \ [diag(\frac{1}{w_j})] \ U^T \ , \tag{5.5}$$

wobei eine Maßzahl $C = \max(w_1, ..., w_n)/\min(w_1, ..., w_n)$ angegeben werden kann, die die Eigenschaften von A beschreibt. Für singuläre Matrizen gilt: $C = \infty$. Bei numerischen Problemen, bedingt z. B. durch statistische Effekte (Fluktuationen) in den Monte–Carlo–Verteilungen, wird die Zahl C[1] sehr groß. In diesem Fall spricht man von pathologischen (*ill–conditioned*) Matrizen. Die SVD bietet somit eine Klassifikation der Gleichungssysteme und ermöglicht die Zerlegung in den Rang und den Nullraum des Systems, indem für pathologische Matrizen die entsprechenden Gewichte $1/w_j$ gleich Null gesetzt werden. Somit erhält man die bestmögliche Approximation für die Lösung des Gleichungsystems, d. h.:

$$|A\vec{x} - \vec{b}| = r \tag{5.6}$$

wird minimal. Dies ist vergleichbar mit der Minimierung des χ^2 bei herkömmlichen Anpassungen.

Für jedes Intervall einer betrachteten Verteilung muß jeweils ein Gleichungssystem gelöst werden, dessen Lösung im Folgenden mit $\vec{x}_i^{MC}$ als lineare Anpassung bezeichnet wird, und das die Koeffizienten der Taylorreihe zur Beschreibung der physikalischen Observablen in Abhängigkeit von den Monte–Carlo–Parametern beinhaltet. Die Implementierung auf dem Computer erfolgt mit Hilfe des Unterprogrammes *F02WEF* der mathematischen Programmbibliothek NAG [95]. Sind für alle Verteilungen die Koeffizienten der analytischen Beschreibung berechnet, so kann die "globale" Bestimmung der Monte–Carlo–Parameter erfolgen. Dieses geschieht über die Minimierung des Bewertungkriteriums χ^2 mit Hilfe von MINUIT:

$$\chi^2 \ = \ \sum_i \ \frac{(X_i^{Daten} \ - \ f_{Modell}(\vec{x}_i^{MC}, \vec{p}))^2}{\sigma_i^2} \ , \tag{5.7}$$

wobei über alle Intervalle und alle Verteilungen summiert wird und der Vektor $\vec{p}$ die zu bestimmenden Parameter beinhaltetet. Die Vorteile dieser Optimierungsstrategie lassen sich wie folgt kurz zusammenfassen:

- Es werden die Monte–Carlo–Parameter mit ihren Fehlern bestimmt.

[1] Bei Computern mit einfacher Genauigkeit (single precision) sollte $1/C < 10^{-6}$ und für doppelte Genauigkeit (double precision) $1/C < 10^{-12}$ sein.

- Die Methode liefert die Korrelationen zwischen den Parametern.
- Für die Anpassung ist nur ein sehr kleiner Rechenzeitbedarf nötig. Der hauptsächliche Rechenzeitbedarf besteht bei der Produktion der Monte–Carlo–Verteilungen.
- Die Methode ist sehr flexibel, da Anpassung und Produktion der Monte–Carlo–Verteilungen getrennt werden. Dadurch besteht die Möglichkeit Verteilungen und Parameter bei der abschließenden Bestimmung der Monte–Carlo–Parameter zu variieren.

5.3 Test der lokalen Optimierungsstrategie

Bei den Voruntersuchungen zur lokalen Optimierungsstrategie werden für jeden betrachteten Generator diverse Sätze von Verteilungen mit verschiedenen Parametersätzen generiert. Anschließend wird versucht, die bekannten Parameter zu bestimmen. Bei dieser Vorgehensweise sollten die Fehler der so *angepaßten* Monte–Carlo–Parameter korrekt und ohne Bias sein. Diverse Studien zeigen, daß die besten Ergebnisse bei der Parameteranpassung für gleichverteilte δp_i innerhalb eines n–dimensionalen Einheitswürfels gefunden werden. Im Folgenden sind exemplarisch die Ergebnisse für den JETSET–Generator gezeigt. Die Resultate der Parameter *Lund B*, σ_q, Λ_{QCD}, Q_0 sowie ϵ_B werden genauer diskutiert.

Insgesamt werden 51 verschiedene Parametersätze mit je 50000 Ereignissen generiert. Die Parameter werden dabei gleich verteilt innerhalb eines n–dimensionalen Einheitswürfels gewürfelt. Zur Bestimmung der Koeffizienten der analytischen Beschreibung (lineare Anpassung) werden 50 Sätze verwendet, um anschließend die Parameter des *51–ten* Satzes anzupassen. Dieses kann für alle generierten Parametersätze wiederholt werden und man erhält die Residuenverteilungen der Parameter, wobei eine Normalverteilung um Null mit der Breite $\tilde{\sigma} = 1$ erwartet wird.

$$\frac{P_i^{FIT} - P_i^{wahr}}{\sigma_i} = N(0,1) \tag{5.8}$$

Die Residuenverteilungen für Anpassungen der JETSET–Parameter *Lund B*, σ_q, Λ_{QCD} und Q_0 sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Abweichungen von Eins kommen durch zusätzliche systematische Fehler in den *Monte–Carlo–Daten* zustande, wobei aber für das Verhältnis der verschiedenen Breiten immer $\tilde{\sigma}_i/\tilde{\sigma}_j \approx 1$ gilt. Die erzielten Ergebnisse sind in Abbildung 5.3 für die verschiedenen Parameter aufgezeigt. Die unterschiedlichen Breiten spiegeln dabei die verschiedenen erzielbaren Genauigkeiten für die diversen Parameter wieder. Die Güte der Anpassungen hängt von verschiedenen Faktoren ab. Neben den Korrelationen zwischen den Parametern ist die Auswahl der physikalischen Observablen ein entscheidender Punkt für die Genauigkeit der Anpassung.

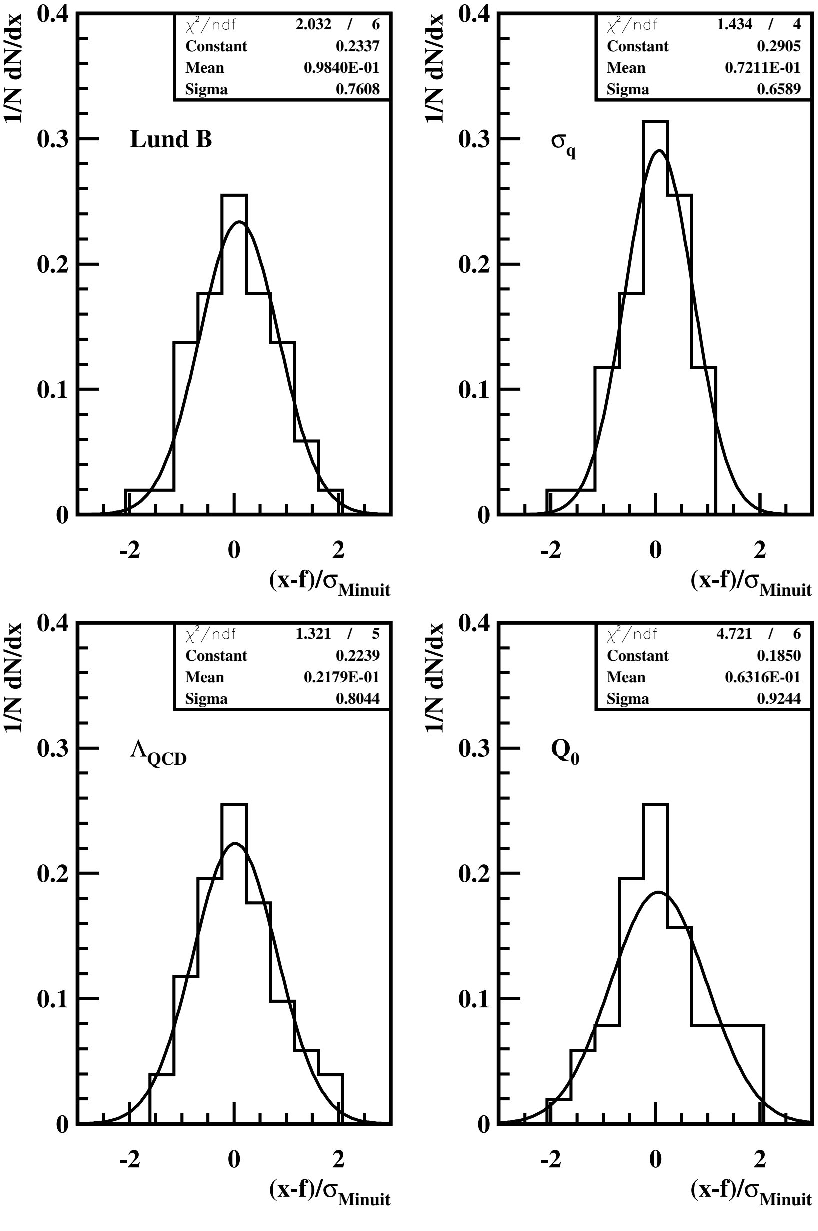

Abbildung 5.2: Residuenverteilungen der JETSET–Parameter *Lund B*, σ_q, Λ_{QCD} und Q_0.

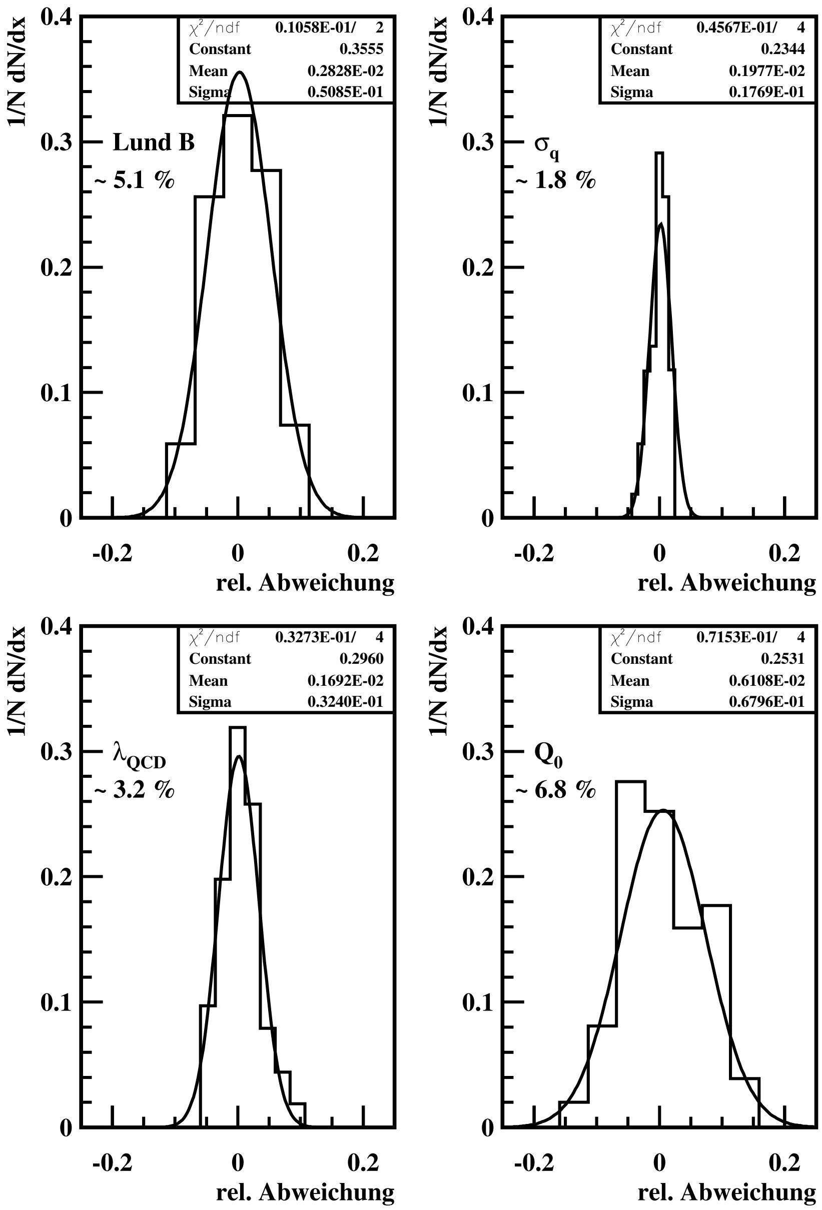

Abbildung 5.3: Anpassungsgenauigkeiten der JETSET–Parameter *Lund B*, σ_q, Λ_{QCD} und Q_0.

Die Bestimmug des Parameters, der die Kopplungkonstante der starken Wechselwirkung Λ_{QCD} beschreibt, kann über die Ereignisformvariablen erfolgen. Die Abbildung 5.4 zeigt die relative Veränderung, im folgenden Sensitivität genannt, der Ereignisformvariablen Spherizität und der differentiellen 2–Jetrate (berechnet mit dem Durham–Cluster–Algorithmus) in Abhängigkeit von verschiedenen Generator Parametern. Für jeden betrachteteten Parameter werden, unabhängig von den anderen Parametern des Generators, für 3 äquidistante Parameterwerte (P_i^{min}, P_i^{mittel} und P_i^{max}) Monte–Carlo–Sätze mit gleicher Statistik generiert. Die Sensitivität S_i für ein Intervall einer Verteilung berechnet sich wie folgt:

$$S_i = \frac{MC(P_i^{max}) - MC(P_i^{min})}{MC(P_i^{mean})} \cdot \frac{P_i^{mean}}{P_i^{max} - P_i^{min}} \quad . \tag{5.9}$$

Dabei steht $MC(P_i^j)$ für den Wert des Intervalls in Abhängigkeit des Parameterwertes P_i^j. Ein anderer Zugang zu den Sensitivitäten ergibt sich, wenn man die bei der linearen Anpassung bestimmten Koeffizienten betrachtet.

Für die differentielle 2–Jetrate ist deutlich zu erkennen, daß nur der Parameter Λ_{QCD} eine signifikante Sensitivität zeigt. Über fast den gesamten Bereich der Verteilung führt eine relative Parameteränderung von Λ_{QCD} um 1 zu einer relativen Veränderung der Verteilung um 0.25. Für alle anderen gezeigten Paramater ist die relative Änderung im Mittel kleiner 0.05. Alle Ereignisformvariablen zeigen eine derartig starke Abhängigkeit von Λ_{QCD}, wodurch die gute Anpassung mit einem relativen Fehler von ungefähr 3% erklärbar ist.

Zur Bestimmung der Fragmentierungsparameter hingegen eignen sich nur solche Ereignisformvariablen, die sensitiv auf die geometrische Struktur der Ereignisse sind. Als Beispiel sind in Abbildung 5.4 die Abhängigkeiten der Ereignisformvariablen Major und Minor von verschiedenen Parametern aufgezeigt. Wie bereits angesprochen, ist auch hier die starke Abhängigkeit von dem Parameter der starken Kopplungskonstanten zu erkennen. Die Abhängigkeit von den Fragmentierungsparametern ist besonders in den Randbereichen der Verteilungen groß. Diese haben allerdings den entscheidenden Nachteil, daß dort die Verteilungen experimentiell nur relativ ungenau zu bestimmen sind (siehe Abschnitte 3.3 und 3.4). Große Akzeptanzkorrekturen und Untergrund durch τ–Ereignisse führen zu großen systematischen Fehlern in diesen Bereichen. Dadurch bedingt können die Fragmentierungsparameter nur ungenau bestimmt werden. Eine wesentlich bessere, d. h. genauere Bestimmung dieser Parameter gewährleisten die Einteilchenvariablen. Sie zeigen eine starke Abhängigkeit von den Fragmentierungsparametern über den gesamten Bereich der jeweiligen Verteilung. In Abbildung 5.5 ist dieses exemplarisch für die Transversalimpulsverteilung p_t^{in} bzgl. der Thrust–Achse und den skalierten Impuls x_p gezeigt. Besonders deutlich ist für die Transversalimpulsverteilung p_t^{in} die Antikorrelation der Fragmentierungsparameter *Lund A* und *Lund B* zu erkennen. Werden beide Parameter gleichzeitig vergrößert, so bewirkt *Lund B* ein Anwachsen der Verteilung während *Lund A* diese verringert. Dieses erklärt, warum verschiedene gleichwertige Anpassungsresultate für die Parameter gefunden werden. Die für diese beiden Parameter erzielbaren Genauigkeiten liegen in der Größenordnung von 4–5%, wenn nur ein Parameter variiert wird. Der Parameter σ_q kann hingegen mit einer Genauigkeit von

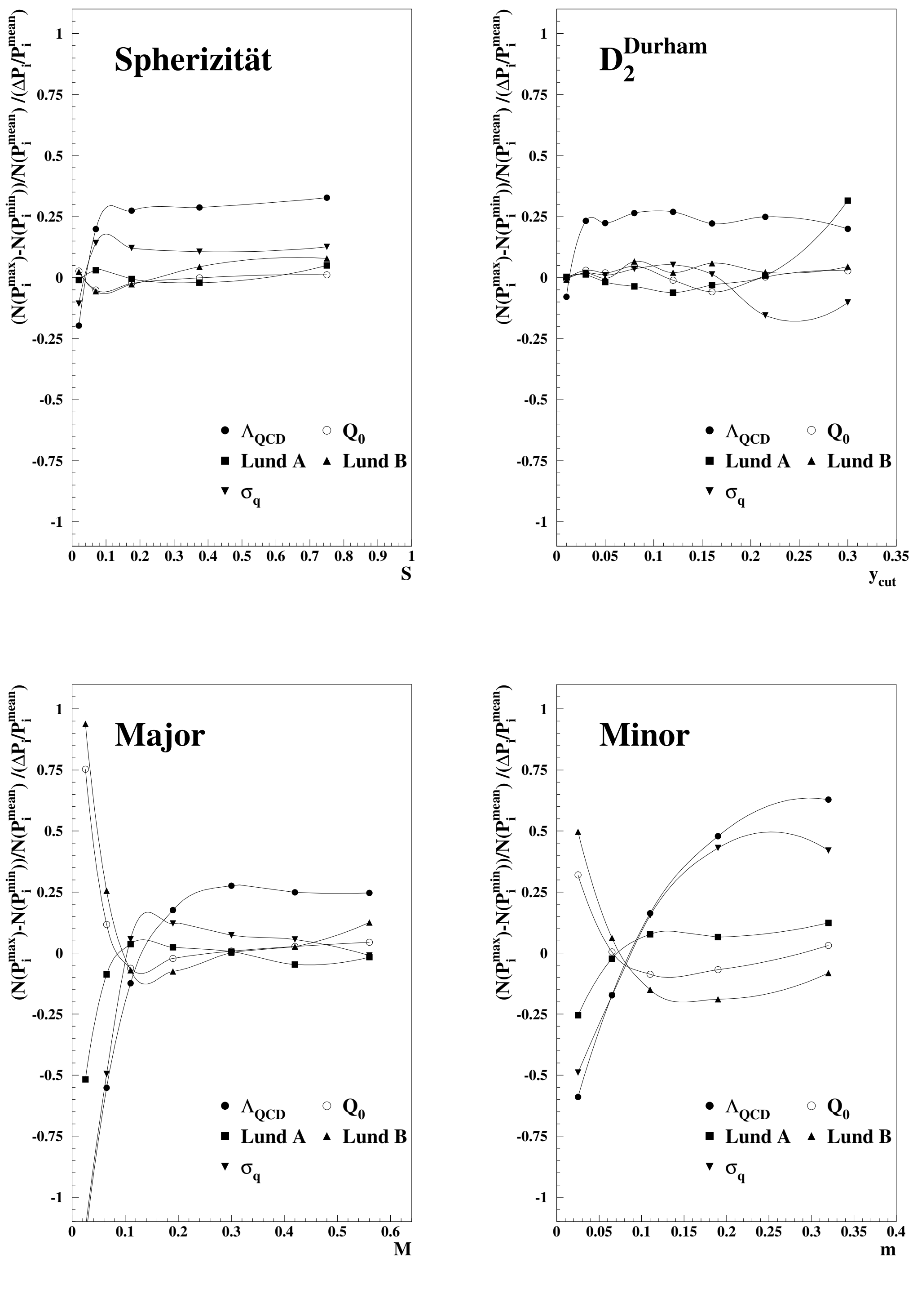

Abbildung 5.4: Abhängigkeiten der Ereignisformvariablen Spherizität, differerentielle 2–Jetrate Durham Algorithmus, Major und Minor von den JETSET–Parametern Λ_{QCD}, Q_0, *Lund A*, *Lund B* und σ_q.

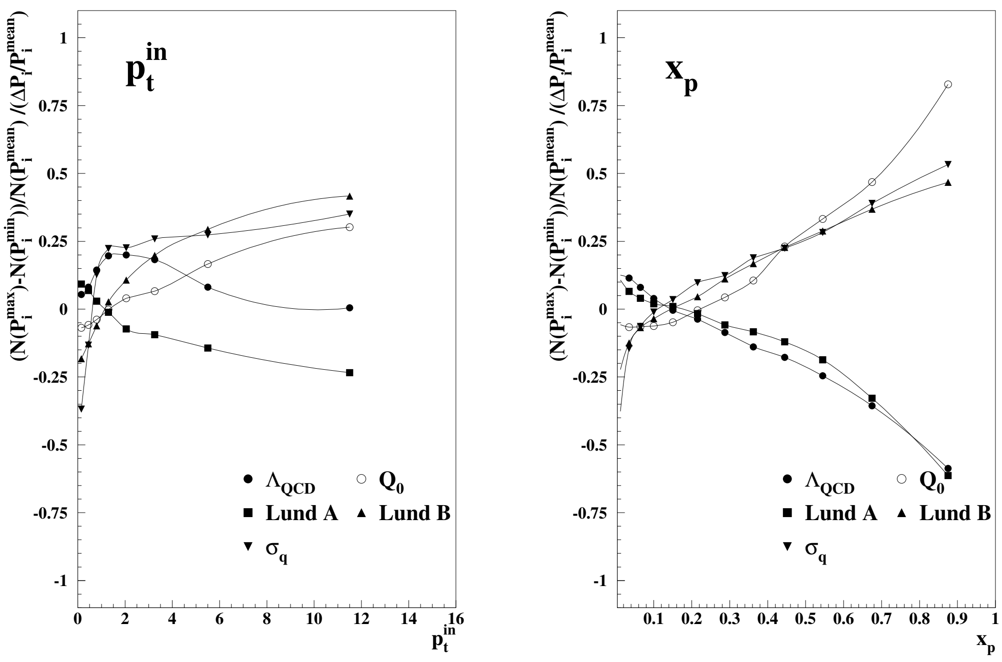

Abbildung 5.5: Wie 5.4, jedoch für die Transversalimpulsverteilung p_t^{in} bzgl. der Thrust–Achse und dem skalierten Impuls x_p.

1–2% bestimmt werden. Dies spiegelt die starke Abhängigkeit der Transversalimpulsverteilungen innerhalb und außerhalb der Ereignisebene von diesem Parameter wieder. Mit einer Genauigkeit von 6–7% ist der Abschneideparameter der Schauerentwicklung Q_0 am schlechtesten bestimmbar. Es gibt keine Verteilung die eine alleinige Sensitivität auf diesen Parameter besitzt, wodurch die Bestimmung erschwert wird. Der skalierte Impuls x_p zeigt für große Werte als einzige Observable eine nennenswerte Signifikanz auf diesen Parameter. Allerdings ist dieser Bereich der Verteilung auch sensitiv auf andere Parameter. Zusätzlich ist die gemessene Datenverteilung für hohe x_p mit großen Fehlern behaftet (siehe Abschnitt 3.4), so daß Q_0 nur ungenau bestimmt werden kann.

Für die schweren Quarks (Charm und Bottom) wird im JETSET–Generator die Peterson–Fragmentierungsfunktion verwendet. Zur Anpassung der zugehörigen Parameter ϵ_C bzw. ϵ_B werden die Mittelwerte der x_E–Spektren für D^{*0} und $D^{*\pm}$ bzw. B^0 und $B^\pm$ verwendet. Untersuchungen zeigen, daß die Mittelwerte nur von ϵ_C bzw. ϵ_B und Λ_{QCD} abhängen. In der Abbildung 5.6 ist die Variation der Mittelwerte der x_E–Spektren für die jeweiligen Mesonen für äquidistante Abstände in $\ln \epsilon_{C(B)}$ sowie α_s dargestellt. Daraus ergibt sich die Möglichkeit bei vorgegebenen α_s bzw. Λ_{QCD} und den Mittelwerten der x_E–Spektren die Werte für ϵ_C bzw. ϵ_B analytisch zu bestimmen, wodurch eine Reduktion der zu bestimmenden Parameteranzahl erreicht wird.

Analoge Studien sind für die JETSET–Teilchenparameter sowie für die Parameter der

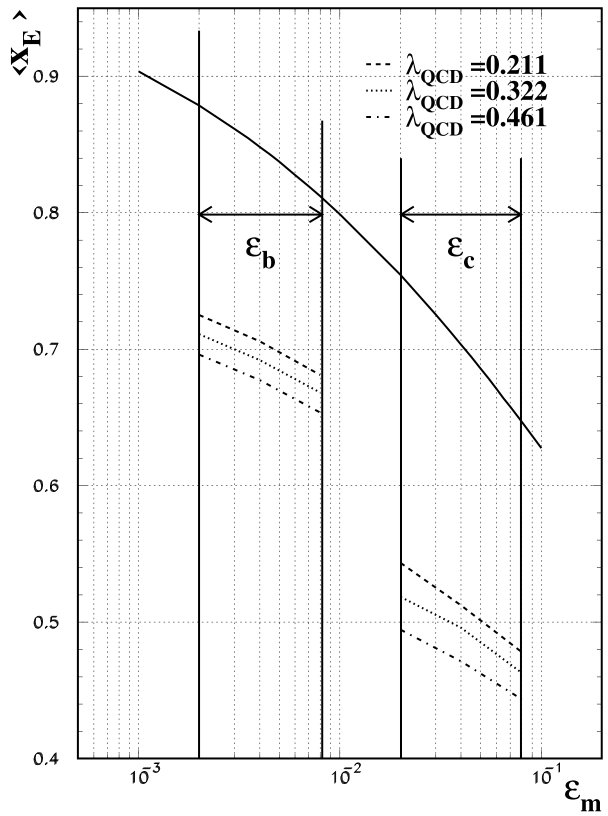

Abbildung 5.6: Für verschiedene Werte von Λ_{QCD} ist hier die Abhängigkeit des Mittelwertes der x_E–Spektren für D^*– und B–Mesonen von dem zugehörigen ϵ_m dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt die Erwartung für den Mittelwert von x_E aus der Peterson–Fragmentierungsfunktion ohne den Einfluß von Schauerentwicklung und Teilchenzerfällen ohne Berücksichtigung von Masseneffekten.

Generatoren ARIADNE 4.06 und HERWIG 5.8 C durchgeführt worden. Die identifizierten Teilchenspektren zeigen dabei eine große Sensitivität auf die entsprechenden Teilchenparameter sowie teilweise auch auf Schauer– und Fragmentierungsparameter. Diese Abhängigkeiten sind hauptsächlich durch die Veränderung der Härte der Impulsspektren geben. Für die Teilchenparameter ergeben sich Auflösungen in der Größenordnung von 3–4%.

Für den ARIADNE–Generator ergeben sich quantitativ die gleichen Resultate wie für das JETSET–Modell, wobei der Parameter der starken Kopplungskonstante wiederum mit einer Genauigkeit von etwa 3% bestimmt werden kann. Hingegen besitzt der zugehörige Abschneideparameter p_t^{QCD} mit ca. 7.5% die schlechteste Auflösung.

Für die Parameter QCDLAM und RMASS(13) des HERWIG–Generators ergeben sich mit $\sim$ 3.5% bzw. 4–5% die besten Resultate. Die Auflösung der Cluster–Parameter

CLMAX und CLPOW sowie des Parameters CLSMR liegen in der Größenordung von 5–7%. Hingegen sind die Teilchenparameter PWT(7) und DEWCT sehr stark korreliert, so daß sich diese nur sehr ungenau bestimmen lassen.

Die Tabellen der Sensitivitäten aller betrachteten Verteilungen und Generatoren sind im Anhang C.1 zu finden. Die angegeben Werte sind Mittelwerte und beinhalten keine Information über die Steigung, d. h. den Verlauf der Abhängikeiten in einer Verteilung. Sie stellen nur ein relatives Maß für die Sensitivitäten dar. Um genauere Informationen zu erhalten, müssen die in den Abbildungen 5.4 und 5.5 exemplarisch gezeigten Verteilungen für alle Parameter bzw. Verteilungen betrachtet werden.

6

Die Resultate der Parameteranpassungen

In diesem Kapitel werden die Vorgehensweisen sowie die Resultate der durchgeführten Parameteranpassungen für die verschiedenen Generatoren vorgestellt. Die verwendeten Strategien hängen von der Parameteranzahl und von der Bedeutung der Parameter in den Generatoren ab. Zusätzlich erfolgt eine ausführliche Diskussion der systematischen Fehler und der Korrelationen zwischen den Parametern.

6.1 Die Anpassung der Generatoren JETSET und ARIADNE

Die für die beiden Generatoren durchgeführten Parameteranpassungen basieren auf einer simultanen Bestimmung der Parameter der Schauerentwicklung und Fragmentierung sowie der Teilchenproduktion. In allen Parameteranpassungen werden dieselben Fragmentierungsparameter und Teilchenparameter verwendet. Unterschiede bestehen nur in den Parametern der Schauerentwicklung. Die Anpassungen werden ohne Berücksichtigung der Bose–Einstein–Korrelationen durchgeführt. Deren Einflüsse auf die Ereignisform– und Einteilchenvariablen werden in Abschnitt 8 diskutiert.

Wie aus den Sensitivitätstabellen (siehe Tabelle C.1 – C.6) zu entnehmen ist, sind die Ereignisformvariablen weitgehend unabhängig von den Teilchenparametern. Hingegen zeigen die Verteilungen der identifizierten Teilchenspektren meist neben einer Abhängigkeit von den entsprechenden Teilchenparametern auch eine starke Abhängigkeit von den Fragmentierungsparametern. Naheliegend wäre es somit, alle in Abschnitt 4.6.1 bzw. 4.6.2 vorgestellten Parameter für JETSET bzw. ARIADNE simultan anzupassen. Die damit verbundenen Anforderungen an Rechenkapazität und Speicherkapazität übersteigen aber bei weitem den vertretbaren Aufwand. Dadurch bedingt ist man gezwungen, die Parameteranzahl zu verringern und gleichzeitig die Anpassungen in verschiedenen Schritten durchzuführen.

	Anpassungsatz S_i:											
Verteilung	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$< N_{gel.T.} >$							•	•	•	•	•	•
x_p	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
y_T	•	•		•		•	•	•		•		•
y_S	•		•		•	•	•		•		•	•
P_t^{in}, P_t^{out} (T)	•	•		•		•	•	•		•		•
P_t^{in}, P_t^{out} (S)	•		•		•	•	•		•		•	•
$S,\ A,\ P$	•		•		•	•	•		•		•	•
$T,\ M,\ m$	•	•		•		•	•	•		•		•
D_2^{Durham}	•	•		•		•	•	•		•		•
D_2^{Jade}	•		•		•	•	•		•		•	•
D_3^{Durham}	•			•		•	•			•		•
D_3^{Jade}	•				•	•	•				•	•
D_4^{Durham}				•		•				•		•
D_4^{Jade}					•	•					•	•

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der Kombinationen von Ereignisform– und Einteilchenvariablen für die durchgeführten Anpassungen. Die mit "•" gekennzeichneten Verteilungen werden bei der Parameterbestimmung verwendet.

Im ersten Schritt werden in einer 5–Parameteranpassung die Schauer– und Fragmentierungsparameter bestimmt.

- JETSET–Generator PS–Ansatz: Λ_{QCD}, Q_0, *Lund A*, *Lund B* und σ_q
- JETSET–Generator ME–Ansatz: Λ_{QCD}, *Skala* μ, *Lund A*, *Lund B* und σ_q
- ARIADNE–Generator: Λ_{QCD}, p_t^{QCD}, *Lund A*, *Lund B* und σ_q

Dazu werden 51 Monte–Carlo–Sätze mit je 100.000 Ereignissen generiert. Die Parameter der Teilchenspektren sind dabei dem aktuellen Parametersatz der Produktion des DELPHI–Detektor–Monte–Carlos 1994 entnommen (siehe Tabelle C.12). Die Parameter der Peterson–Fragmentierungsfunktion für c– und b–Quarks werden mittels dem in Abschnitt 5.3 vorgestellten Verfahren bestimmt. Die Fragmentierungsparameter werden für verschiedene Kombinationen (siehe Tabelle 6.1) von Ereignisformvariablen und Einteilchenspektren angepaßt. Welche Kombination von generierten Verteilungen für eine Parameteranpassung benutzt wird, ist willkürlich. Je nach Anforderung an die Anpassung können daher verschiedene Kombinationen von Verteilungen gewählt werden. Wie in Abschnitt 5.3 bereits gezeigt, muß für ein vernünftiges Ergebnis darauf geachtet werden, daß die Verteilungen durch die Generatoren beschrieben werden und gleichzeitig geeignet sind, die gesuchten Parameter anzupassen. Je nach verwendeter Kombination ergeben sich unterschiedliche Güten für die Beschreibung der einzelnen Verteilungen. Durch die Wahl einer anderen Kombination kann eine Verbesserung der Beschreibung in einer Verteilung erreicht werden, wobei aber gleichzeitig eine Verschlechterung der Übereinstimmung in einer oder mehreren anderen Verteilungen auftreten kann.

Die hier gewählten Kombinationen unterscheiden sich hauptsächlich in den Abhängigkeiten der Verteilungen vom Impuls. Die linear abhängigen Verteilungen (Thrust, Major und Minor) sind mit den differentiellen Jetraten, berechnet mit dem Durham–Algorithmus, gekoppelt. Gleichzeitig werden Einteilchenspektren betrachtet, die sich bzgl. der Thrust–Achse berechnen. Die mit dem Jade–Algorithmus bestimmten differentiellen Jetraten sind mit den quadratisch abhängigen Verteilungen (Spherizität, Aplanarität und Planarität) verbunden. Die in diesen Kombinationen berücksichtigten Einteilchenspektren sind an die Spherizitäts–Achse gekoppelt. Als zusätzlich anzupassende Observable wird eine mittlere geladene Multiplizität von 20.90 [96–98] in den Anpassungssätzen S_6 bis S_{11} verwendet. Die Parameterbestimmung wird so durchgeführt, daß die mittlere geladene Multiplizität bei einer Generierung richtig vorhergesagt wird. Dies wird erreicht, indem man den Fehler der mittleren geladenen Multiplizität in den Anpassungen (S_6–S_{11}) auf Null setzt. Im Folgenden wird daher von einer Anpassung mit „*gefixter*“ Multiplizität gesprochen. Für alle in Tabelle 6.1 angegebenen Kombinationen werden Parameteranpassungen durchgeführt.

Die erzielten Resultate für Λ_{QCD} bzw. σ_q sind sehr stabil im Vergleich zur Variation der Ergebnisse für Q_0 bzw. p_t^{QCD}. Genauere Ausführungen und systematische Fehlerstudien können der anschließenden Diskussion der Ergebnisse der 10–Parameteranpassung entnommen werden. Für die Parameter *Lund A* und *Lund B* werden verschiedene Lösungen gefunden, welche durch die starke Korrelation zwischen diesen beiden Parametern hervorgerufen werden. Dieses ist exemplarisch in Abbildung 6.1 für die 5–Parameteranpassung des ME–Ansatzes des Generators JETSET 7.4 dargestellt.

Mit diesen so gefundenen Schauer– bzw. Fragmentierungsparametern werden im zweiten Schritt die Parameter bestimmt bzw. justiert, deren Relevanz nur in der Teilchenproduktion liegt, bzw. die keinen Einfluß auf die Fragmentierungsparameter besitzen oder für die es noch keine hinreichend genauen Messungen gibt, um die entsprechenden Parameter anzupassen.

- Die η– und η'–Unterdrückungsfaktoren werden an die Daten der ALEPH– und L3–Kollaboration angepaßt [101, 112].

- Die Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen b–Mesonen–Multipletts werden so justiert, daß sie mit den Messungen [99, 100] in guter Übereinstimmung sind. Die entsprechenden c–Mesonresonanz–Wahrscheinlichkeiten werden zwischen den Werten für leichte und b–Quarks interpoliert.

- $P(us)/P(ud)/\gamma_s$, Der Unterdrückungsfaktor für seltsame Baryonen wird an das Verhältinis der Produktionsraten von Protonen und Λ's angepaßt [103, 104, 107, 113, 114].

- $P(ud1)/P(ud0)$, der Spin–1–Diquarkunterdrückungsfaktor wird an das Verhältnis der Produktionsraten von $\Sigma(1385)$ und Λ_0's bzw. Protonen angepaßt [103–105, 107, 113–115].

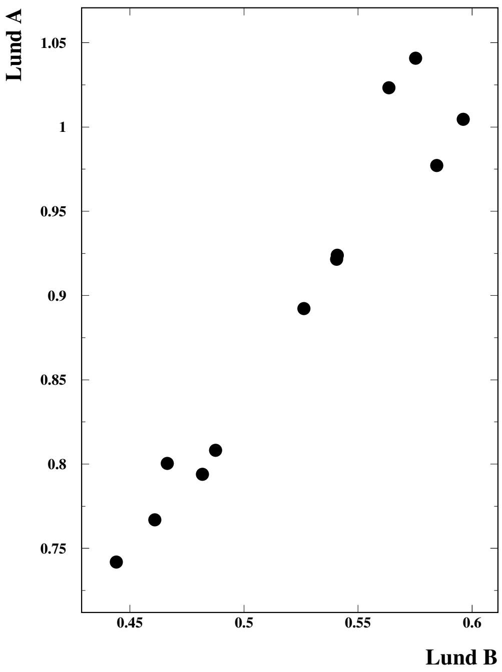

Abbildung 6.1: Die Abbildung zeigt die Korrelation zwischen den Fragmentierungsparametern *Lund A* und *Lund B* für die 5 Parameteranpassung des Generators JETSET 7.4 für den ME–Ansatz.

- Der Parameter zur Unterdrückung führender Baryonen (nur für leichte Quarks) wird an die Ausläufer der Impulsverteilungen für Protonen und Λ_0's angepaßt [103, 105, 116].

Die dabei erzielten Resultate bzw. vorgenommenen Parametereinstellungen können den Ergebnistabellen C.13–C.16 entnommen werden.

Im letzten Schritt erfolgt die abschließende Anpassung mit 10 Parametern. Dabei werden simultan die Parameter für die Schauerentwicklung Λ_{QCD}, Q_0 (p_t^{QCD}) bzw. die *Skala* μ (für den ME–Ansatz) und die Fragmentierungsparameter *Lund A* sowie σ_q bestimmt. Bedingt durch die große Korrelation zwischen *Lund A* und *Lund B* kann *Lund B* auf den Wert der 5–Parameteranpassung gesetzt werden (siehe Ergebnistabellen C.13–C.16). Durch die Festlegung wird eine Reduktion der anzupassenden Parameter erreicht. Gleichzeitig werden der Diquarkunterdrückungsfaktor $P(qq)/P((q)$, der s–Quarkunterdrückungsfaktor γ_s und die Parameter der Produktionswahrscheinlichkeiten pseudoskalarer Mesonen und Vektormesonen für u/d– bzw. s–Quarks $P(^1S_0)_{ud}$, $P(^3S_1)_{ud}$, $P(^1S_0)_s$ und $P(^3S_1)_s$ ermittelt.

Insgesamt werden 99 verschiedene Monte–Carlo–Sätze mit den oben erwähnten Parametereinstellungen und je 100.000 Ereignissen generiert. Bei dieser Anpassung werden Ereignisform– bzw. Einteilchenverteilungen sowie Verteilungen der identifizierten

		Anpassungssatz P_i:				
Verteilung		0	1	2	3	4
ρ°	DELPHI [106]	•	•	•	•	•
ω	L3 [111]	•	•	•	•	•
f_0, f_2	DELPHI [106]	•	•	•	•	•
K^0	ALEPH [103], OPAL [117]	•	•	•	•	•
$K^\pm$	ALEPH [104], DELPHI [107], OPAL [115]	•	•	•		
K^{*0}	OPAL [115]	•	•	•	•	•
$K^{*\pm}$	ALEPH [102], DELPHI [106], OPAL [114]	•	•	•	•	•
Φ	DELPHI [107], OPAL [115]	•	•	•	•	•
p	ALEPH [104],DELPHI [107]	•	•		•	
p	OPAL [115]	•		•		•

Tabelle 6.2: Wie Tabelle 6.1, jedoch für die Kombinationen identifizierter Teilchenspektren.

Teilchen ρ°, ω, f_0, f_2, K^0, $K^\pm$, K^{*0}, $K^{*\pm}$, Φ und p berücksichtigt. Die verschiedenen verwendeten Kombinationen können den Tabellen 6.1 sowie 6.2 entnommen werden. Für die identifizierten Teilchen unterscheiden sich die einzelnen Kombinationen (S_iP_i) durch die Wahl des verwendeten Protonspektrums bzw. durch die Benutzung von K^0– und $K^\pm$– bzw. nur K^0–Spektren für die Anpassung. Die zur Verfügung stehenden Protonspektren zeigen signifikante Unterschiede im Bereich höherer Impulse (siehe Abbildung 7.13). Außerdem gibt es Unzulänglichkeiten bei der gleichzeitigen Beschreibung von K^0 und $K^\pm$ im Bereich von mittleren Impulsen. Λ_0–Spektren finden keine Berücksichtigung, da sie im niederenergetischen Bereich nur unzulänglich beschrieben werden.

Für jede mögliche Kombination der S_i und P_i wird die Parameteranpassung durchgeführt. Zur Beschleunigung der Konvergenz der Anpassungprozedur erfolgt diese in mehreren Schritten. Im ersten Schritt werden nur die Schauer– bzw. Fragmentierungsparameter mit Hilfe der Ereignisform– und Einteilchenverteilungen angepaßt. Die Teilchenparameter werden dabei auf die Mittelwerte der Generierung der Monte–Carlo–Sätze fixiert. Mit diesen so bestimmten Schauer– und Fragmentierungsparametern erfolgt im zweiten Schritt eine erste Anpassung der Teilchenparameter. Durch diese Vorgehensweise werden für die abschließende Parameteranpassung vernünftige Startwerte für alle Parameter gewonnen. Der Diquarkunterdrückungsfaktor $P(qq)/P((q)$ wird für die abschließende Parameteranpassung auf den im zweiten Schritt gefundenen Wert fixiert. Die Unterschiede in den Proton– bzw. Baryonspektren führen bei einem freien Diquarkunterdrückungsfaktor $P(qq)/P((q)$ in der abschließenden Anpassung auf ein instabiles Anpassungsergebnis.

Um mögliche Nebenminima zu finden, wird die komplette Prozedur für zufällig gewählte Startwerte mehrfach wiederholt. Insgesamt wird in mehr als 95% aller Fälle innerhalb der numerischen Unsicherheit das gleiche Minimum gefunden. Ansonsten unterscheiden sich immer nur zwei Parameter, die stark miteinander korreliert sind. Die in den

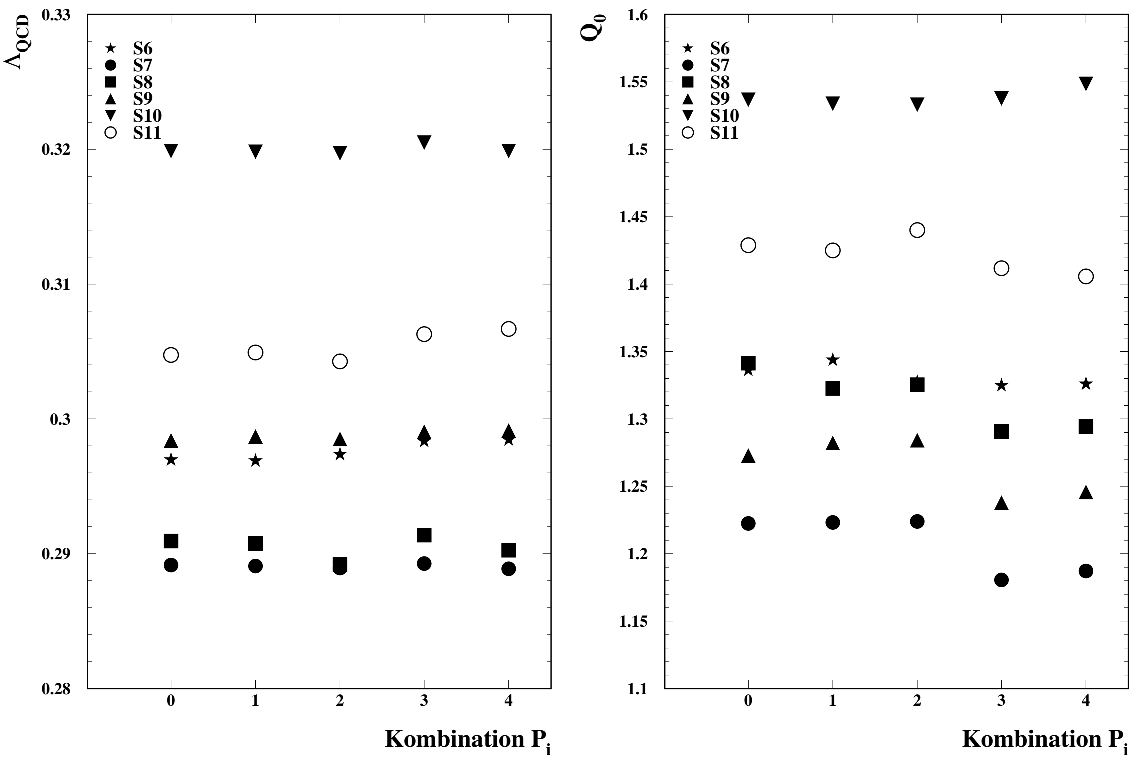

Abbildung 6.2: Resultate für die Schauerparameter Λ_{QCD} und Q_0 des Generators JETSET 7.3 mit DELPHI–Zerfällen für verschiedene Kombinationen von S_i und P_i. Die Symbole kennzeichnen dabei die verschiedenen Sätze S_i von Ereignisform– und Einteilchenvariablen, während die unterschiedlichen Kombinationen P_i der identifizierten Teilchenspektren auf der Abszisse aufgetragen sind.

Tabellen C.13–C.16 angegebenen Ergebnisse sind mit der Kombination S_6P_0 ermittelt. Diese Kombination umfaßt sowohl linear als auch quadratisch abhängige Verteilungen und gewährleistet eine umfassende und weitgehende Beschreibung aller Verteilungen. Neben den statistischen Fehlern aus dem Minimierungsverfahren sind die systematischen Fehler aus den mittleren Abweichungen der Parameter aus allen durchgeführten Anpassungen berechnet. Die Korrelationsmatrizen der durchgeführten Anpassungen (für die Kombinationen S_6P_0) können dem Anhang C.2 entnommen werden. Sie sollten jedoch nur als Anhaltspunkte für die Korrelationen dienen, da sie aufgrund der großen Anzahl der Korrelationskoeffizienten nur recht ungenau bestimmt sind.

Anhand der Abbildungen 6.2 – 6.6 seien einige auftretende Korrelationen und systematische Abhängigkeiten näher erläutert.

In der Abbildung 6.2 sind die Resultate für die Schauerparameter Λ_{QCD} und Q_0 des Generators JETSET 7.3 mit DELPHI–Zerfällen für verschiedene Kombinationen von S_i und P_i dargestellt. Die verschiedenen Symbole kennzeichnen dabei die unterschiedlichen

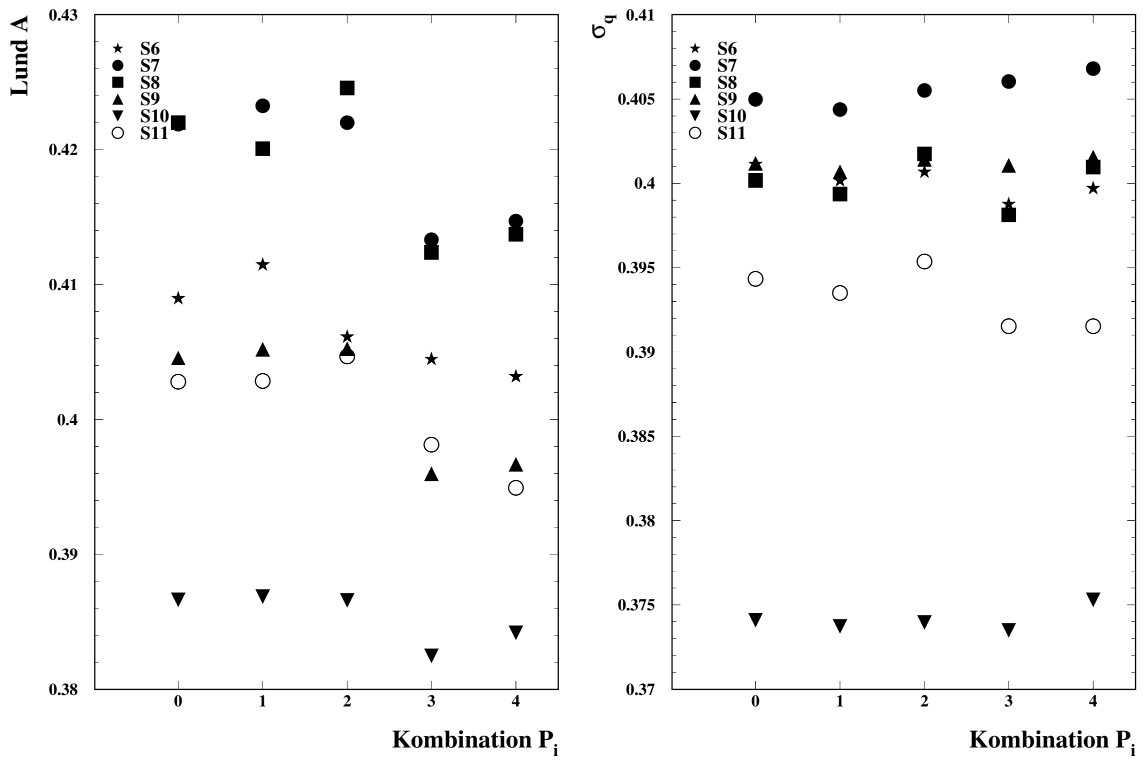

Abbildung 6.3: Wie Abbildung 6.2, jedoch für die Fragmentierungsparameter *Lund A* und σ_q.

Sätze S_i von Ereignisform– und Einteilchenvariablen, während die unterschiedlichen Kombinationen P_i der identifizierten Teilchenspektren auf der Abszisse aufgetragen sind. Die angepaßten Werte für Λ_{QCD} bzw. Q_0 zeigen keine Abhängigkeit von den identifizierten Teilchenspektren. Hingegen hängen die Anpassungsresultate sehr stark von den verschiedenen Ordnungen bzw. verwendeten Algorithmen der differentiellen Jetraten ab. Wird nur die differentielle 2–Jetrate berücksichtigt, so ergeben sich für den Durham–Algorithmus (S_7) und den Jade–Algorithmus (S_8) innerhalb der statistischen Fehler die gleichen Schauerparameter. Die Berücksichtigung der differentiellen 3–Jetrate (S_6) liefert einen signifikant größeren Wert für den Parameter Λ_{QCD}. Generell sind die Werte für Λ_{QCD} bei Anpassungen mit dem Jade–Algorithmus größer als für Anpassungen mit dem Durham–Algorithmus. Bei Verwendung aller betrachteten differentiellen Jetraten (D_2 , D_3 , D_4) für den Durham– (S_9) bzw. Jade–Algorithmus (S_{10}) zeigt sich eine Diskrepanz (ein größerer Wert von Λ_{QCD} für den Jade–Algorithmus) von mindestens 8% für alle durchgeführten Anpassungen des JETSET–Generators 7.3 bzw. 7.4.

In der Abbildung 6.2 ist ebenso die Korrelation zwischen dem Schauerparameter Λ_{QCD} und Abschneideparamter Q_0 zu erkennen. Große Werte von Λ_{QCD} implizieren große Werte von Q_0, wobei generell die Resultate für Q_0 bei den Anpassungen von JETSET

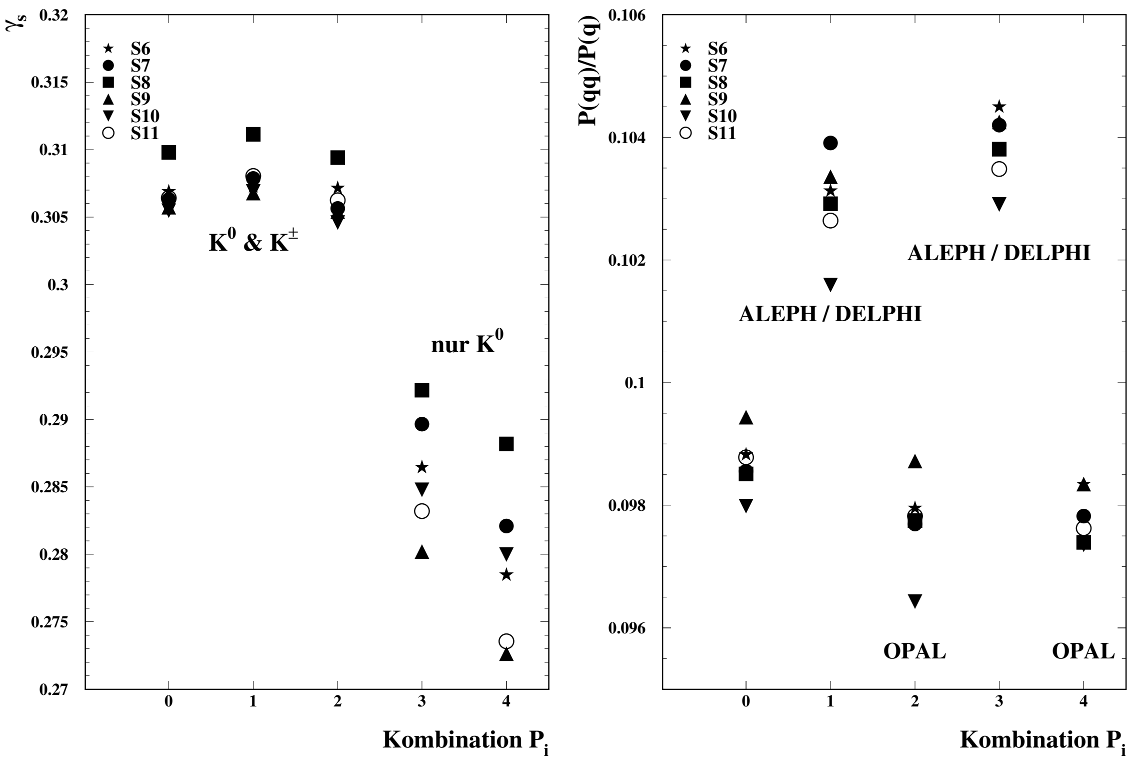

Abbildung 6.4: Wie Abbildung 6.2, jedoch für die Resultate für den s–Quarkunterdrükkungsfaktor γ_s und den Diquarkunterdrückungsfaktor $P(qq)/P(q)$ des Generators JETSET 7.4.

7.3 kleiner sind als für JETSET 7.4. Die Resultate für Q_0 variieren für JETSET 7.4 zwischen 1.34 und 1.90, hingegen beträgt das Lösungsintervall für JETSET 7.3 zwischen 1.18 und 1.55. Gleichzeitig ist aber die Variation für den Parameter Λ_{QCD} für JETSET 7.3 von 0.29 bis 0.32 geringfügig größer als für JETSET 7.4 mit 0.285 bis 0.31. Die positive Korrelation zwischen Λ_{QCD} und Q_0 bedeutet, daß die Anzahl der finalen Partonen stabiler ist, als man aus der Variation von Q_0 alleine erwarten würde. So beträgt die Variation der Anzahl der Partonen für die JETSET 7.3 PS Anpassungen zwischen 6.95 und 7.83.

Die Abbildung 6.3 zeigt die verschiedenen Lösungen für die Fragmentierungsparameter *Lund A* und σ_q für Anpassungen von JETSET 7.3 PS. Generell gibt es eine Antikorrelation zwischen Λ_{QCD} und den Fragmentierungsparametern *Lund A* und σ_q, d. h. große Λ_{QCD} führen zu niedrigen Werten von *Lund A* und σ_q. Außerdem findet sich für σ_q eine Abhängigkeit von den verwendeten differentiellen Jetraten, wobei höhere diff. Jetraten D_i kleinere Werte von σ_q ergeben. Der Fragmentierungsparameter *Lund A* zeigt geringfügige Abhängigkeiten von den identifizierten Teilchenspektren, besonders für Anpassungen mit $K^0/K^\pm$–Spektren (P_0–P_2) und Anpassungen mit aus-

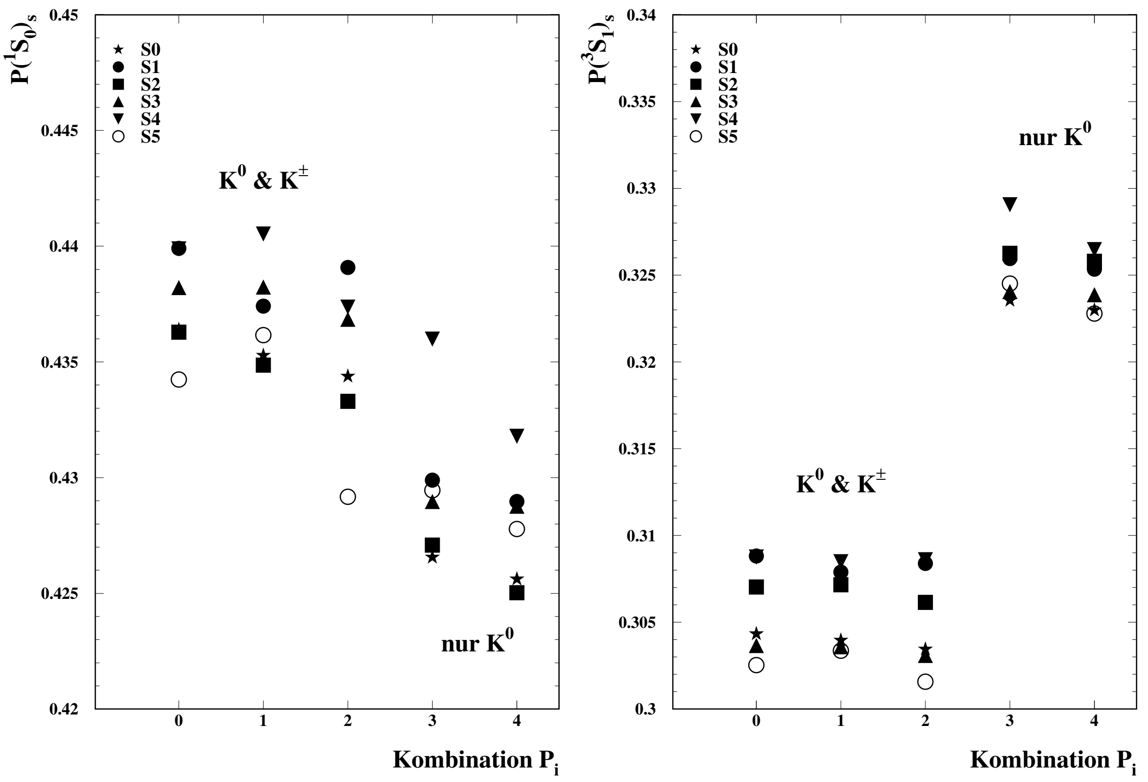

Abbildung 6.5: Wie Abbildung 6.2, jedoch für die Produktionswahrscheinlichkeiten von pseudoskalaren Mesonen $P(^1S_0)_s$ und Vektormesonen $P(^3S_1)_s$ für s–Quarks

schließlich K^0–Spektren (P_3/P_4). Die Signifikanz der Veränderungen ist dabei allerdings kleiner als die numerische Unsicherheit der Anpassungen. Der Parameter der Transversalimpulsverteilung σ_q ist gegenüber den Teilchenspektren stabil, obwohl die Teilchenspektren teilweise eine nicht verschwindende Sensitivität gegenüber diesem Parameter zeigen. Im Gegensatz zum Fragmentierungsparameter *Lund A* wird der Parameter σ_q über die Transversalimpulsverteilungen p_t^{in} und p_t^{out} exakt bestimmt, wodurch die Variation durch die verschiedenen Kombinationen von Teilchenspektren bei der Anpassung gänzlich unterdrückt wird. Vergleicht man die Ergebnisse für JETSET 7.3 und 7.4, so liefern die Anpassungen für JETSET 7.3 tendenziell geringere Werte als für JETSET 7.4.

Die Abhängigkeiten des s–Quarkunterdrückungsfaktors γ_s sowie des Diquarkunterdrükkungsfaktors $P(qq)/P(q)$ sind in der Abbildung 6.4 anhand der Resultate für die Anpassung des Generators JETSET 7.4 mit gefixter Multiplizität gezeigt. Bei Berücksichtigung von K^0– und $K^\pm$–Spektren wird ein Wert für γ_s von 0.307 bestimmt, während sich für Anpassungen lediglich mit K^0–Spektren ein wesentlich geringer Wert von 0.285 ergibt. Die Streuung der Ergebnisse der Anpassungen mit den Teilchensätzen P_3 und P_4 ist hierbei für JETSET 7.3 geringfügig kleiner. Besonders deutlich ist die Diskrepanz

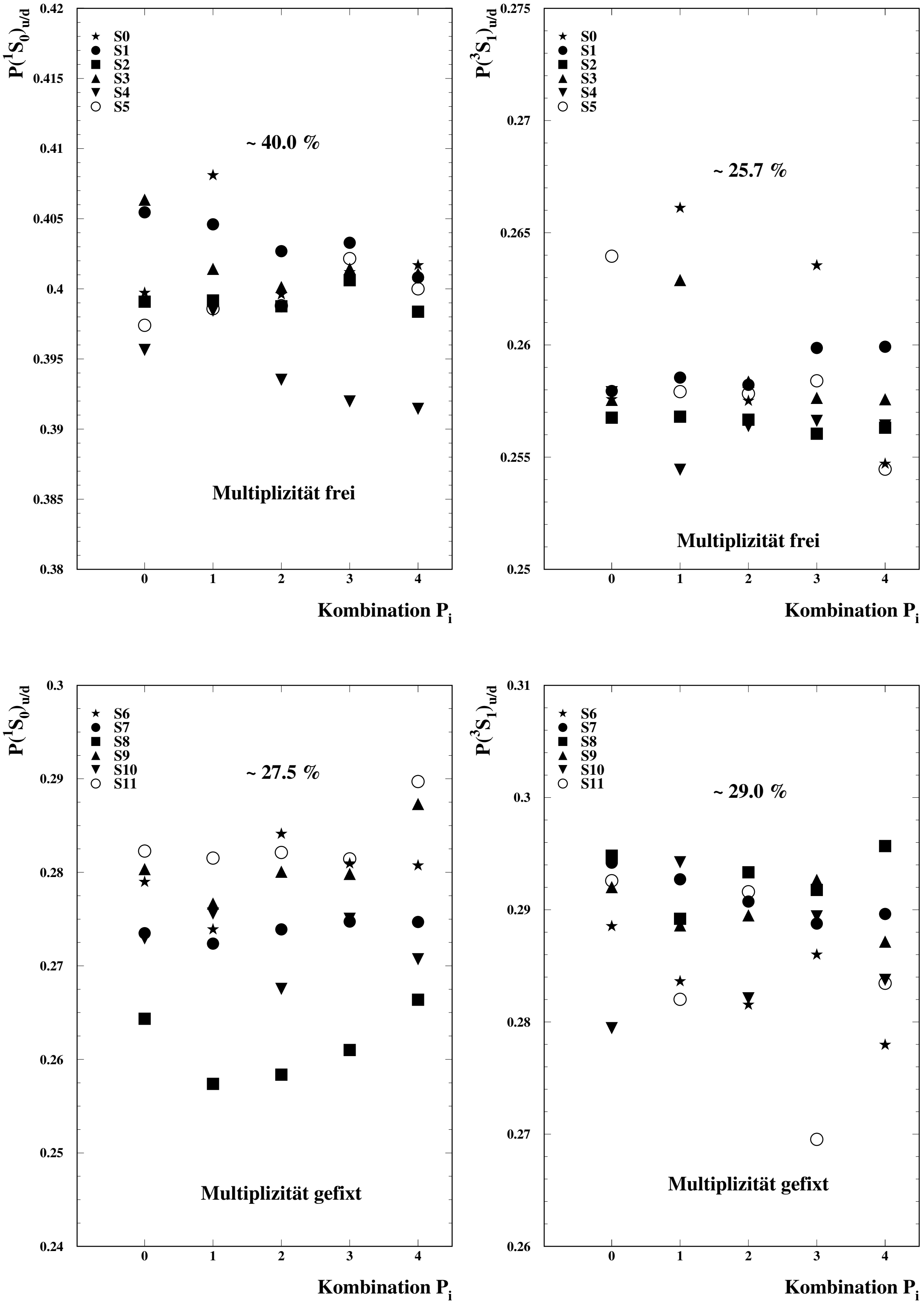

Abbildung 6.6: Wie Abbildung 6.2, jedoch für die Produktionswahrscheinlichkeiten von pseudoskalaren Mesonen $P(^1S_0)_{ud}$ und Vektormesonen $P(^3S_1)_{ud}$ für u– und d–Quarks bei freier und gefixter Multiplizität bei der Anpassung

der Ergebnisse für den Parameter $P(qq)/P(q)$ bei Verwendung der verschiedenen Protonspektren. Generell liegen die Werte für JETSET 7.4 um 4–5% höher im Vergleich zu JETSET 7.3, wobei bei freier Multiplizität die Streuung der Resultate größer ist. Die Resultate liegen um 2–3% über denen für gefixte Multiplizität. Der Diquarkunterdrükkungsfaktor zeigt aber auch eine geringfügige Abhängigkeit von der Wahl der K^0 bzw. $K^\pm$–Spektren, bedingt durch die Korrelation bei der Produktion von K's und Protonen.

Die Parameter $P(^1S_0)_s$ und $P(^3S_1)_s$ für die Produktionswahrscheinlichkeiten von pseudoskalaren Mesonen und Vektormesonen mit s–Quarks zeigen ein antikorreliertes Verhalten bei der Variation der K–Spektren in den Anpassungen. Dies ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Für die Anpassungen mit K^0– und $K^\pm$–Spektren ergeben sich für den Parameter $P(^1S_0)_s$ um ca. 0.015 höhere Werte. Ein Ansteigen der Resultate um 0.02 für den Parameter $P(^3S_1)_s$ wird bei der Verwendung "von nur" K^0–Spektren beobachtet. Insgesamt ergibt sich daraus eine Wahrscheinlichkeit von 26–28% für die Produktion von $P = 1$ Zuständen, die in den Anpassungen explizit nicht berücksichtigt wurden. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit der ersten Messung des $K^*(1430)$–Tensors durch die OPAL–Kollaboration [118]. Für beide Versionen des JETSET–Generators werden die gleichen Ergebnisse gefunden, wobei die Resultate für Anpassungen mit freier bzw. gefixter Multiplizität nur innerhalb des statistischen Fehlers variieren.

Betrachtet man hingegen die entsprechenden Parameter $P(^1S_0)_{ud}$ und $P(^3S_1)_{ud}$ für u– und d–Quarks so findet man sehr unterschiedliche Ergebnisse. Exemplarisch sind in Abbildung 6.6 die Resultate der Anpassung für den Generator JETSET 7.4 dargestellt. Für Anpassungen mit freier Multiplizität bestimmen sich $P(^1S_0)_{ud}$ bzw. $P(^3S_1)_{ud}$ zu ~ 0.40 bzw. ~ 0.26. Hieraus ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit für $P = 1$ Zustände von $\sim 34\%$. Bei Anpassungen mit gefixter Multiplizität verringert sich die Wahrscheinlichkeit für pseudoskalare Mesonen auf $\sim 27.5\%$ ($P(^1S_0)_{ud} \simeq 0.275$). Gleichzeitig steigt die Wahrscheinlichkeit für Vektormesonen auf $\sim 29.\%$ ($P(^3S_1)_{ud} \simeq 0.29$). Somit wächst die Wahrscheinlichkeit für höhere angeregte Spinzustände ($P = 1$ Zustände) auf über 43.0% an!

Die Ergebnisse für die verschiedenen Anpassungen des Generators ARIADNE 4.06 zeigen im Allgemeinen das gleiche Verhalten wie JETSET 7.3 bzw. 7.4. Der einzige Unterschied besteht für den Schauerparameter Λ_{QCD} (siehe Abbildung 6.7). Die Anpassungen mit den verschiedenen Kombinationen der differentiellen Jetraten liefern innerhalb der numerischen Unsicherheiten für jeden Algorithmus dieselben Werte, wobei die Werte für den Jade–Algorithmus mit ~ 0.245 geringfügig größer sind als für den Durham–Algorithmus mit ~ 0.237. Die Variation in Λ_{QCD} ist mit 4% wesentlich kleiner als für die JETSET–Anpassungen mit $\sim 10\%$. Große Werte von Λ_{QCD} führen auch für den ARIADNE–Generator wieder auf hohe Werte des Abschneideparameters p_t^{QCD} sowie auf große Werte für den Fragmentierungsparameter σ_q. Hierbei liegen die Resultate für p_t^{QCD} für Anpassungen mit dem Jade–Algorithmus wesentlich höher als für den Durham–Algorithmus (Jade: $p_t^{QCD} \sim 0.9$ / Durham: $p_t^{QCD} \sim 0.6$).

Im Gegensatz zu den JETSET–Anpassungen ergeben sich kleinere Werte für *Lund A*. Der Einfluß der Teilchenspektren $K^\pm$ und K^0 auf *Lund A* ist geringfügig stärker ausgeprägt, hingegen ist die Variation in dem Teilchenparameter γ_s mit $\gamma_s = 0.307$ für

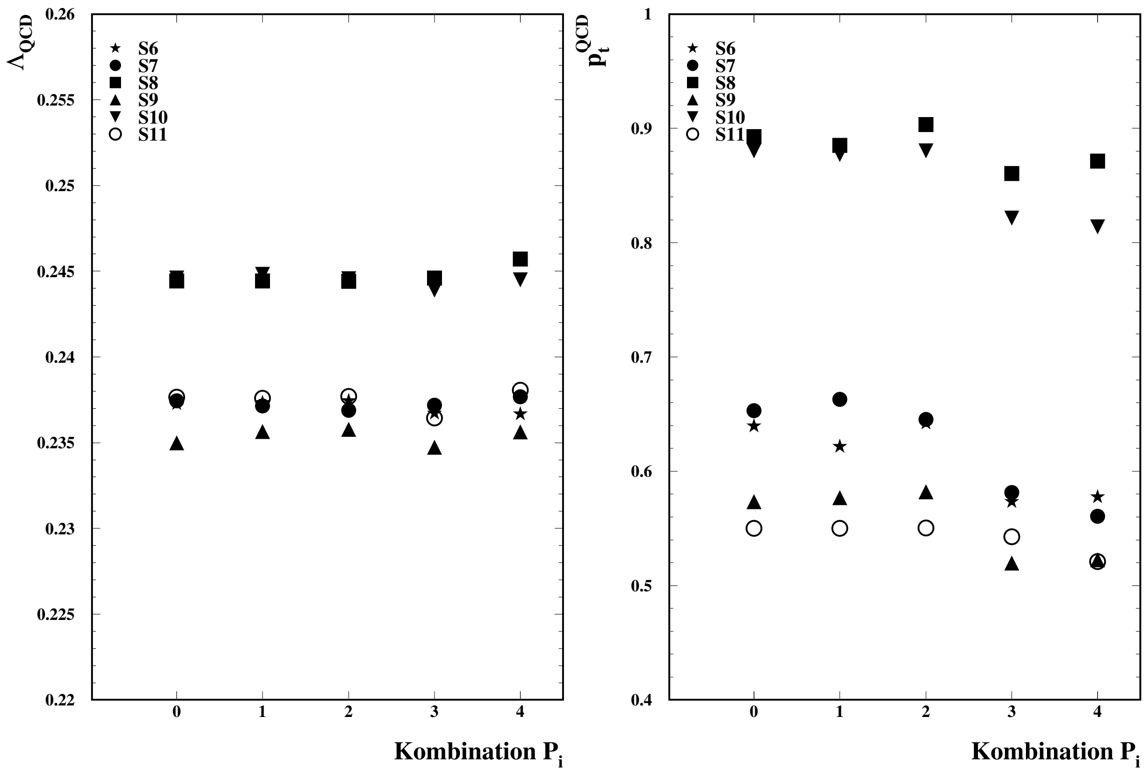

Abbildung 6.7: Wie Abbildung 6.2, jedoch für die Resultate der Schauerparameter Λ_{QCD} und p_t^{QCD} des Generators ARIADNE 4.06 mit DELPHI–Zerfällen.

Anpassungen mit $K^{\pm}$ und K^0 im Vergleich zu $\gamma_s = 0.295$ für "nur" K^0–Anpassungen geringer als bei den entsprechenden JETSET Anpassungen ($K^{\pm}$, K^0: $\gamma_s = 0.307$ und K^0: $\gamma_s = 0.285$). Der Diquarkunterdrückungsfaktor $P(qq)/P(q)$ variiert zwischen 0.095 und 0.098 für Anpassungen mit OPAL– bzw. ALEPH/DELPHI–Protonen. Die Parameter zur Erzeugung von pseudoskalaren Mesonen und Vektormesonen für u/d– bzw. s–Quarks verhalten sich analog zu den JETSET–Anpassungen, wobei sich sehr ähnliche Resultate ergeben (z. B. für Anpassung S_0P_0: $P(^1S_0)_{ud} = 0.402$, $P(^3S_1)_{ud} = 0.268$, $P(^1S_0)_s = 0.399$ und $P(^3S_1)_s = 0.306$).

Die Resultate der Schauer– und Fragmentierungsparameter für den JETSET–Generator mit dem ME–Ansatz zeigen ein anderes Verhalten. Alle Anpassungen mit den verschiedenen differentiellen Jetraten liefern innerhalb der numerischen Unsicherheiten den gleichen Wert für den Schauerparameter Λ_{QCD}. Hierbei variiert Λ_{QCD} zwischen 0.158 und 0.164, wobei sich für große Λ_{QCD}–Werten kleine Skalen ergeben. Die Lösungen für die Skala μ liegen zwischen $0.225 \cdot 10^{-2}$ und $0.27 \cdot 10^{-2}$. Generell liefern Anpassungen mit dem Durham–Algorithmus kleinere Resultate für Λ_{QCD}.

Die Fragmentierungsparameter haben für den ME–Ansatz einen gänzlich anderen Wertebereich. Der Parameter *Lund A* wird zu ~ 0.95 bestimmt, während *Lund B* sich aus der 5–Parameteranpassung zu 0.525 ergibt. Für *Lund A* besteht eine Korrelation mit der Skala μ und eine Antikorrelation mit dem Schauerparameter Λ_{QCD}. Für den Parameter σ_q werden wesentlich größere Werte von ~ 0.48 gefunden. Anpassungen mit allen differentiellen Jetraten des Durham–Alorithmus liefern σ_q–Werte von 0.49, während für den Jade–Algorithmus Werte von 0.47 resultieren. Hingegen sind die Anpassungen mit D_2–, D_3– oder nur D_2–Rate für beide Algorithmen stabil. Die Unterschiede liegen in der Größe der numerischen Unsicherheiten der Anpassungen. Der große σ_q–Wert kompensiert teilweise das Fehlen der höheren Ordnungen im Matrix–Elemente–Ansatz.

Der Parameter γ_s ist mit Werten von 0.27 bis 0.29 wesentlich kleiner als für die Anpassungen mit dem PS–Ansatz bzw. ARIADNE 4.06. Die Diskrepanz zwischen der Verwendung von $K^{\pm}$,K^0 oder nur K^0 beträgt nur 0.01. Der Diquarkunterdrückungsfaktor $P(qq)/p(q)$ zeigt eine stärkere Abhängigkeit von der Wahl des Protonspektrums. Außerdem zeigt sich eine Abhängigkeit von den K–Spektren ($K^{\pm}$ und K^0 bzw. nur K^0). $P(qq)/p(q)$ liegt in dem Lösungsintervall $[0.085, 0.098]$ und ist somit ebenfalls kleiner für den ME–Ansatz.

Für die Parameter $P(^1S_0)_s$ und $P(^3S_1)_s$ wird das gleiche Verhalten gefunden, wie bei allen anderen Anpassungen. Für den ME–Ansatz ergibt sich eine geringfügig kleinere Wahrscheinlichkeit für $P = 1$ Zustände von 23–26%. Die Verwendung von lediglich K^0 führt zu einer Erhöhung der Vektormesonen–Wahrscheinlichkeit von $\sim 1.5\%$. Für u/d–Quarks ergibt sich bereits für die Anpassungen mit freier Multiplizität eine Wahrscheinlichkeit von $\sim 36\%$ für $P = 1$ Zustände ($P(^1S_0)_{ud} \sim 0.38$ und $P(^3S_1)_{ud} \sim 0.26$). Diese wächst für Anpassungen mit gefixter Multiplizität auf $\sim 40\%$ an, wobei $P(^1S_0)_{ud}$ auf ~ 0.33 absinkt, während $P(^3S_1)_{ud}$ leicht auf ~ 0.275 ansteigt.

6.2 Die Anpassung des HERWIG–Generators

Wie bereits in Kapitel 4.5.3 erläutert, liegt dem HERWIG–Generator ein anderes Modell für die Fragmentierung zu Grunde. Die Zahl der Parameter, besonders für die Hadronisierung, ist wesentlich geringer als in JETSET. Dieses wirkt sich direkt auf die Anzahl der anzupassenden Parameter aus, wodurch nur eine Anpassung mit 8 Parametern durchgeführt werden muß.

Neben dem Parameter QCDLAM der starken Kopplungskonstanten wird die effektive Gluonmasse RMASS(13) (entspricht dem Abschneideparameter in JETSET bzw. ARIADNE) angepaßt. Die Cluster Parameter CLPOW und CLMAX, sowie die Teilchenparameter PWT(3), PWT(7) (Gewichtsfaktoren für s–Quarks bzw. Diquarks) und der Gewichtsfaktor für Dekuplett–Baryonen DECWT beeinflussen neben den identifizierten Teilchenspektren auch die Ereignisformvariablen und Einteilchenvariablen. Der Parameter CLSMR (CLDIR=1), der einen direkten Einfluß auf die Härte der Impulsverteilung besitzt, wird gleichfalls angepaßt. Wie bei den vorher beschriebenen Anpassungen werden wieder die gleichen Kombinationen von Ereignisform– und Einteilchenvariablen (siehe Tabelle 6.1) verwendet. Für die Bestimmung der Teilchenparameter muß allerdings ein breites Spektrum von identifizierten Teilchenspektren berücksichtigt werden. Insbesondere hat sich bei den durchgeführten Anpassungen die simultane Verwendung von Λ_0– und Proton–Spektrum als notwendig erwiesen. Werden nur Protonen betrachtet, so werden diese etwa mit einer Genauigkeit von 20% vorhergesagt, gleichzeitig wird

		Anpassungsatz P_i:									
Verteilung		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
ρ°	[106]	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
ω	[111]	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
f_2	[106]	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
K^0	[103, 117]	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
$K^\pm$	[104, 107, 115]	•	•	•			•	•	•		
K^{*0}	[116]	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
$K^{*\pm}$	[102, 106, 116]	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Φ	[107, 115]	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Λ_0	[103, 105]	•	•		•		•	•		•	
Λ_0	[113, 114]	•		•		•	•		•		•
p	[104, 107]	•	•		•		•	•		•	
p	[115]	•		•		•	•		•		•
η	[101]	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
η'	[101]	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
$< x_E >$ $D^{*\pm}, D^{*0}$	[119]	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
$< x_E >$ $B^0, B^\pm$	[119]	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
$\Sigma^\pm(1385)$	[108, 113, 116]	•	•	•	•	•					
Ξ^-	[108, 113, 116]	•	•	•	•	•					
$\Xi_0(1530)$	[108, 113, 116]	•	•	•	•	•					

Tabelle 6.3: Zusammenfassung der Kombinationen identifizierter Teilchenspektren der durchgeführten Anpassungen für HERWIG 5.8C

die Λ_0–Produktion um einen Faktor 3–4 überschätzt. Für die Anpassung der Parameter CLPOW und CLMAX werden die Mittelwerte der x_E–Spektren für $D^{*\pm}, D^{*0}$ sowie $B^0, B^\pm$ benutzt. Alle verwendeten Kombinationen von Teilchenspektren sind in Tabelle 6.3 aufgelistet.

Für die durchgeführten Anpassungen variiert der Parameter QCDLAM zwischen 0.155 und 0.170 (siehe Abbildung 6.8). Dabei werden für Anpassungen mit dem Durham–Algorithmus Werte um 0.160 bestimmt. Die Anpassungen mit dem Jade–Algorithmus liefern hingegen Werte von 0.165. Generell sind für beide Algorithmen die Ergebnisse bei Anpassungen mit lediglich der differentiellen 2–Jetrate D_2 größer als die Resultate bei Verwendung von allen differentiellen Jetraten (D_2, D_3 und D_4), wobei der Unterschied $\sim 0.005 - 0.010$ beträgt. Die Resultate des Parameters QCDLAM sind unabhängig von der Verwendung der Multiplizität. Für den Parameter RMASS(13) zeigen sich neben Abhängigkeiten von den gewählten Teilchenspektren auch Einflüsse durch die Anforderung an die Multiplizität. Die Resultate variieren zwischen 0.62 und 0.71 für Anpassungen mit freier Multiplizität. Die Werte für Anpassungen mit D_2–Verteilungen liegen um 0.03 über den Resultaten bei Benutzung der D_2–, D_3– und D_4–Verteilungen, zusätzlich beträgt der Unterschied zwischen Durham– und Jade–Algorithmus 0.01. Für Anpassungen mit Dekuplett–Baryonen (P_0–P_4) werden im Mittel um 0.04 höhere Werte (~ 0.68) gefunden. Die Ergebnisse für alle Anpassungen mit gefixter Multiplizität sind stabil und variieren mit ~ 0.015 um 0.65.

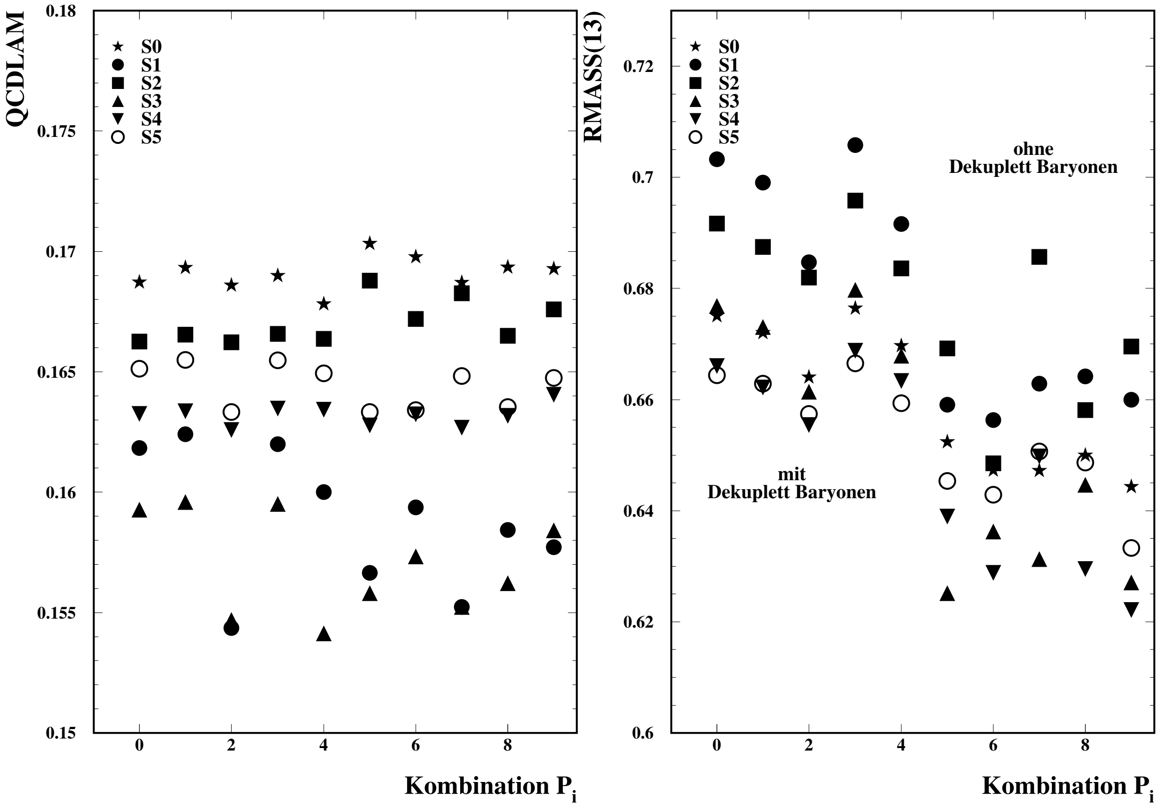

Abbildung 6.8: Wie Abbildung 6.2, jedoch für die Resultate der Parameter QCDLAM und RMASS(13) des HERWIG–Generators für Anpassungen mit freier Multiplizität.

Die Cluster Parameter CLMAX und CLPOW zeigen für freie Multiplizität Abhängigkeiten von den benutzten Teilchenspektren, wobei für die Sätze P_0–P_4 im Mittel um 0.2 niedrigere Werte für CLMAX gefunden werden. Insgesamt ist das Lösungsintervall von CLMAX mit $[3.25, 3.85]$ relativ groß. Bei gefixter Multiplizität sind nur noch sehr geringfügige Abhängigkeiten von den Teilchenspektren feststellbar, die mit 0.05 in der Größenordnung der numerischen Unsicherheit (0.03) liegen. Außerdem besteht für CLMAX eine Antikorrelation mit dem Parameter QCDLAM und eine Korrelation mit RMASS(13). Der Cluster Parameter CLPOW zeigt keine Abhängigkeiten von der Multiplizität, wird aber durch die Wahl der Teilchenspektren sowie der Ereignisformvariablen beeinflußt. So ergeben sich für Anpassungen mit dem Jade–Algorithmus Werte um 1.75, im Vergleich zu 1.50 für Anpassungen mit dem Durham–Algorithmus. Bei Verwendung der Dekuplett–Baryonen sind die Resultate geringfügig höher und streuen über einen größeren Bereich.

Für die angepaßten Gewichtsfaktoren wird ein unterschiedliches Verhalten festgestellt (siehe Abbildung 6.9). Bei Verwendung der Dekuplett–Baryonen werden wesentlich geringere Werte für den Gewichtsfaktor PWT(3) gefunden, die zwischen 0.70 und 0.75

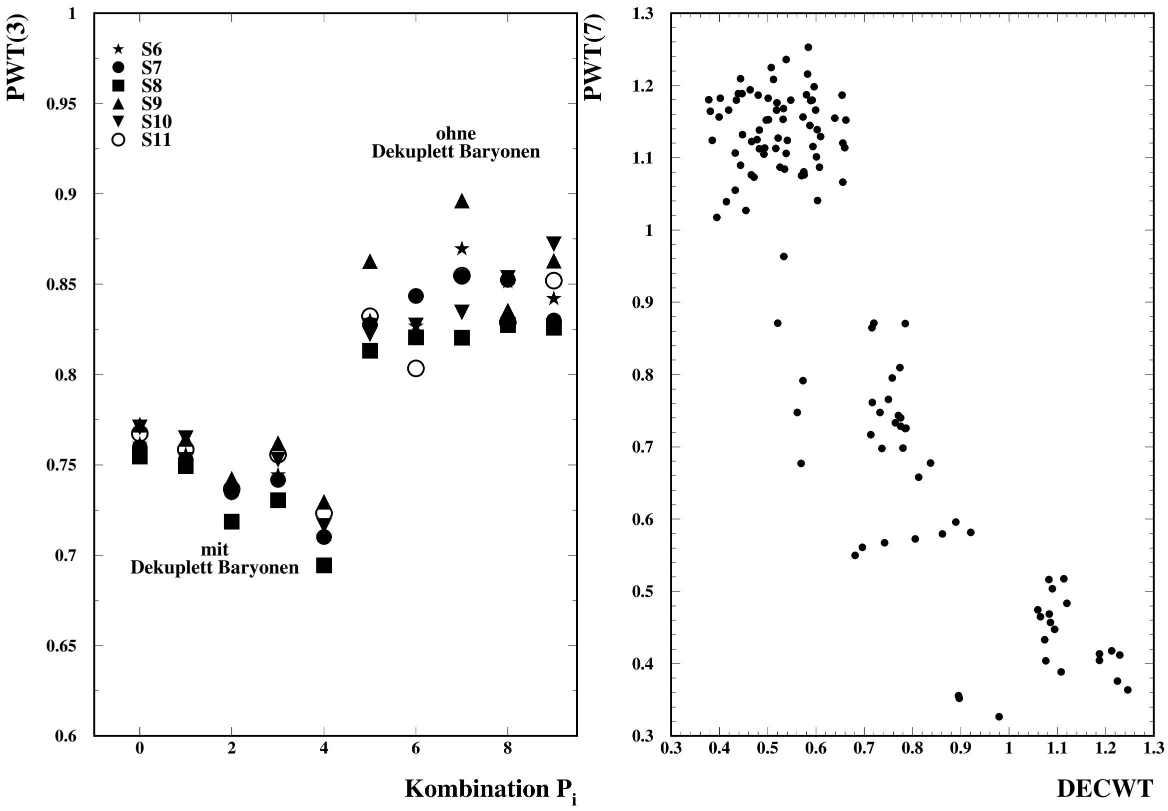

Abbildung 6.9: Wie Abbildung 6.2, jedoch für die Resultate für den Parameter PWT(3). Für die Parameter PWT(7) und DECWT ist die Korrelation gezeigt.

liegen. Werden nur Oktett–Baryonen berücksichtigt, steigt der Wert für den Gewichtsfaktor auf 0.825 bis 0.875. Zusätzlich besteht eine Korrelation mit dem Gewichtsfaktor PWT(7), die in der Berechnung von anderen Programmparametern aus Kombination der Feldelemente PWT im Programm begründet ist. Die Resultate für die Parameter PWT(7) und DECWT variieren zwischen 0.4 und 1.2, wobei eine sehr große Korrelation besteht (siehe Abbildung 6.9). Die Resultate für den Parameter CLSMR variieren zwischen 0.35 und 0.44, zeigen keine Abhängigkeiten von den Teilchenspektren und der Multiplizität. Ähnlich wie für QCDLAM führen Anpassungen mit lediglich differentiellen 2–Jetraten (D_2) zu höheren Werten im Vergleich zu Anpassungen mit allen differentiellen Jetraten (D_2, D_3 und D_4), wobei aber hier Jade über Durham liegt. Insgesamt führen Anpassungen mit den Dekuplett–Baryonen zu keiner wesentlichen Verbesserung der Beschreibung dieses Sektors, haben eher die Tendenz den Oktett–Sektor zu verschlechtern. Die in Tabelle C.17 angegeben Resultate für HERWIG 5.8 C sind in Analogie zu den JETSET– (ARIADNE–)Anpassungen mit der Kombination S_6P_5 bestimmt.

7

Die Generatoren im Vergleich

Für einen Großteil aller durchgeführten Anpassungen wurden anschließend Ereignisse simuliert und mit den Daten verglichen. Um die Übereinstimmung zwischen Daten und Generatorvorhersage zu bewerten, kann das Bewertungskriterium χ^2 verwendet werden. Die Meßdaten werden durch jeden Generator mehr oder weniger gut beschrieben. Die Güte der Beschreibung hängt in erster Linie nicht von den verschiedenen Parametersätzen, sondern vom Generator ab. Die Unterschiede in den Parametersätzen führen dazu, daß einige Verteilungen besser beschrieben werden, gleichzeitig aber Abstriche bei der Übereinstimmung von anderen Verteilungen mit der Generatorvorhersage gemacht werden müssen. Die Angabe einer globalen Maßzahl zur Bewertung der Übereinstimmung ist daher nicht sinnvoll, besonders dann, wenn identifizierte Teilchenspektren berücksichtigt werden. Je nach Analyse werden verschiedene Anforderungen an die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte–Carlo–Vorhersagen gestellt. Diese beeinflussen explizit die Anforderungen an die Anpassung und somit auch die Parameter. Die im folgenden gezeigten Vergleiche beruhen für JETSET und ARIADNE auf den Anpassungsresultaten der Kombination S_6P_0 (siehe auch Kapitel 6.1). In Analogie dazu wird für HERWIG die Kombination S_6P_5 gewählt. Um jedoch ein Gefühl für die Übereinstimmung zu erhalten, sind in den Tabellen D.1 und D.2 für die verschiedenen Verteilungen der Wert χ^2/FG aller Generatoren aufgelistet (FG ist dabei die Intervallanzahl).

7.1 Die Ereignisform– und Einteilchenvariablen

7.1.1 Die Einteilchenvariablen

Die mittlere geladene Multiplizität ist für eine Vielzahl von Analysen eine wichtige Observable. Wie bereits mehrfach erwähnt, sind Anpassungen mit und ohne gefixte Multiplizität durchgeführt worden. Wie Tabelle 7.1 zu entnehmen ist, ist es zwingend notwendig die Multiplizität bei der Parameterbestimmung zu berücksichtigen, da die Anpassungen für freie Multiplizität bei der Generierung eine um ~ 0.5 zu niedrige Multiplizität ergeben. Die zu geringe Multiplizität spiegelt sich dabei besonders bei den Einteilchenvariablen wieder. So wird z.B. die Rapidität um 2.5 % über die gesamte

mittlere Multiplizität bei Anpassung mit		
	freier	gefixter
	Multiplizität	
JETSET 7.3 PS DELPHI–Zerfälle	20.35	20.87
JETSET 7.4 PS	20.33	20.81
ARIADNE 4.06 DELPHI–Zerfälle	20.22	20.80
HERWIG 5.8 C	20.84	20.86
JETSET 7.4 ME	22.71	20.94

Tabelle 7.1: Die mittlere Multiplizität bei Anpassung mit freier und gefixter Multiplizität bei der Anpassung.

Verteilung unterschätzt. Die Vorhersagen liegen für den Fall zu kleiner Multiplizität unterhalb der Datenverteilung.

Die Abbildung 7.1 zeigt den Vergleich zwischen den Meßdaten und den Vorhersagen für die durchgeführten Generatoranpassungen mit gefixter Multiplizität für den skalierten Impuls x_p und die Rapidität y_T bzgl. der Thrust–Achse. Für jede Verteilung ist im oberen Teil der vollständige Korrekturfaktor für die Daten gezeigt. Das mittlere Bild beinhaltet den qualitativen Vergleich zwischen Daten und Monte–Carlo–Vorhersage. In dem unteren Teil sind die relativen Abweichungen zwischen den Modellen und den Meßdaten dargestellt, wobei die Normierung auf die Datenverteilung erfolgt. Der unterlegte Bereich beschreibt den gesamten relativen statistischen und systematischen 1σ–Fehler der Datenverteilung. Die verschiedenen Modelle sind wie folgt bezeichnet:

- JETSET 7.3 DELPHI–Zerfälle bezeichnet als JT 7.3 PS
- JETSET 7.4 Standard–Zerfälle bezeichnet als JT 7.4 PS
- ARIADNE 4.06 DELPHI–Zerfälle bezeichnet als AR 4.06
- HERWIG 5.8 C Standard–Zerfälle bezeichnet als H 5.8C
- JETSET 7.4 ME Standard–Zerfälle bezeichnet als JT 7.4 ME

Die x_p–Verteilung wird durch die Generatoren JETSET 7.3 PS bzw. 7.4 PS und ARIADNE 4.06 für Werte unterhalb von $x_p = 0.5$ sehr gut beschrieben. Die Abweichung beträgt im Mittel weniger als 2%. Für größere x_p–Werte sagen die Modelle ein zu weiches Spektrum voraus, welches aber noch mit den Daten verträglich ist. Hierbei liegt das Spektrum für JETSET 7.4 PS oberhalb der Vorhersage von JETSET 7.3 PS und ARIADNE 4.06. Der Generator JETSET 7.4 mit dem ME–Ansatz beschreibt hingegen die Daten über den gesamten Impulsbereich innerhalb des Fehlers, wobei die Abweichung ein wellenförmiges Verhalten zeigt. Für den Generator HERWIG 5.8 C ist die gleiche Struktur erkennbar, wobei die Abweichungen aber wesentlich größer sind und außerhalb der numerischen Unsicherheiten liegen. Inwieweit die Generatoren bzw. welcher Generator den Bereich großer Impulse richtig beschreibt, kann nicht entschieden werden.

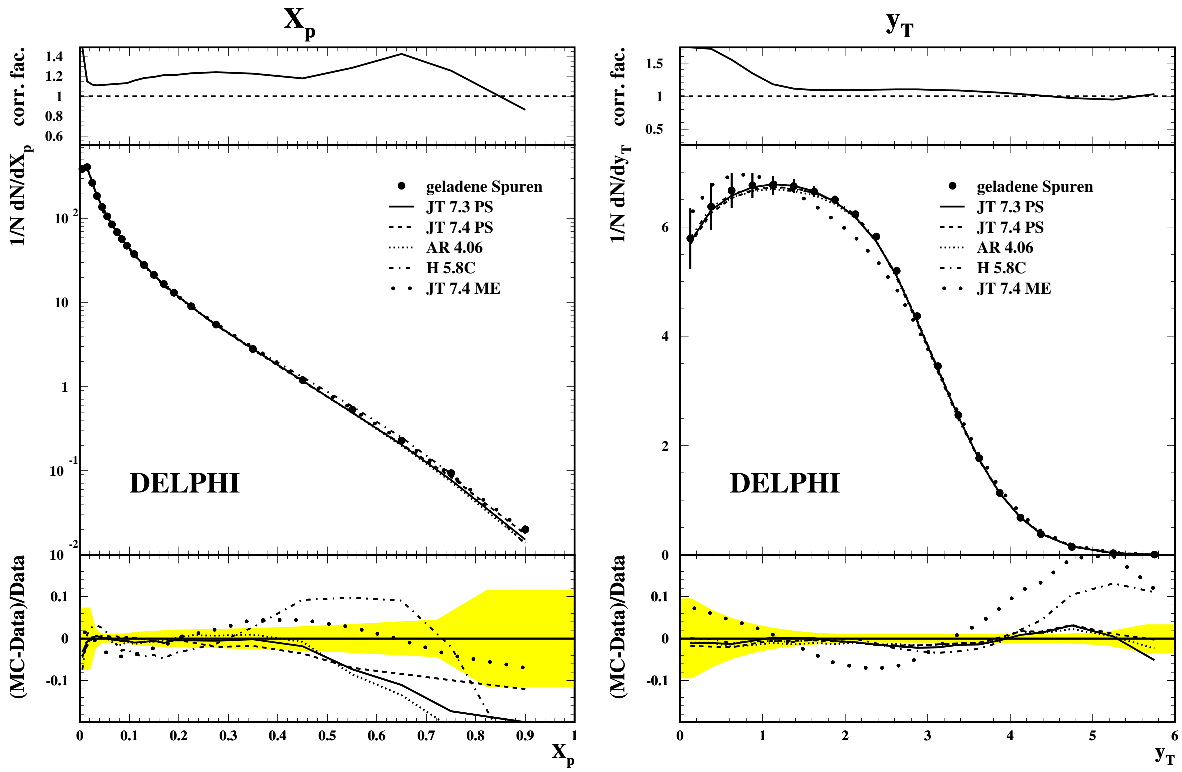

Abbildung 7.1: Die Abbildung zeigt den Vergleich zwischen den Meßdaten und den Vorhersagen der durchgeführten Generatoranpassungen für den skalierten Impuls x_p und die Rapidität bzgl. der Thrust–Achse. Für jede Verteilung ist im oberen Teil der vollständige Korrekturfaktor für die Daten gezeigt. Das mittlere Bild beinhaltet den qualitativen Vergleich zwischen Daten und Modellvorhersage. In dem unteren Teil ist die relative Abweichung zwischen Modellvorhersage und den Daten dargestellt. Der unterlegte Bereich beschreibt den gesamten relativen statistischen und systematischen 1σ–Fehler der Datenverteilung.

Vergleicht man das hier vorliegende Impulsspektrum mit der ALEPH–x_p–Verteilung (siehe Abbildung 3.6), so ist für x_p–Werte kleiner 0.5 die Übereinstimmung besser als 2%. Der 4% Unterschied für sehr kleine x_p–Werte (< 0.06) liegt darin begründet, daß das ALEPH–Spektrum ein x_E– und nicht ein x_p–Spektrum[1] ist. Für große Impulse oberhalb von $x_p = 0.6$ wächst der Unterschied auf 5–15% an, wobei das ALEPH–Spektrum weicher ist. Der Vergleich mit der ALEPH–Verteilung würde somit die Vorhersagen von JETSET 7.3/7.4 PS und ARIADNE 4.06 bestätigen bzw. diese Generatoren bevorzugen und JETSET 7.4 ME und HERWIG 5.8 C verwerfen. Das härtere DELPHI–Spektrum kann evtl. durch sogenannte Schmiereffekte (siehe auch Abschnitt 3.3.2) erklärt werden, die durch Fehler in der Detektorsimulation und der Spurrekonstruktion entstehen. Studien bzgl. der Detektorbeteiligung an der Spurrekonstruktion zeigen massive Unterschiede zwischen dem Detektor–Monte–Carlo und den Meßdaten. Dabei sind die Diskrepanzen

[1]Für größere Werte gibt es zwischen den beiden Spektren keine nennenswerte Unterschiede.

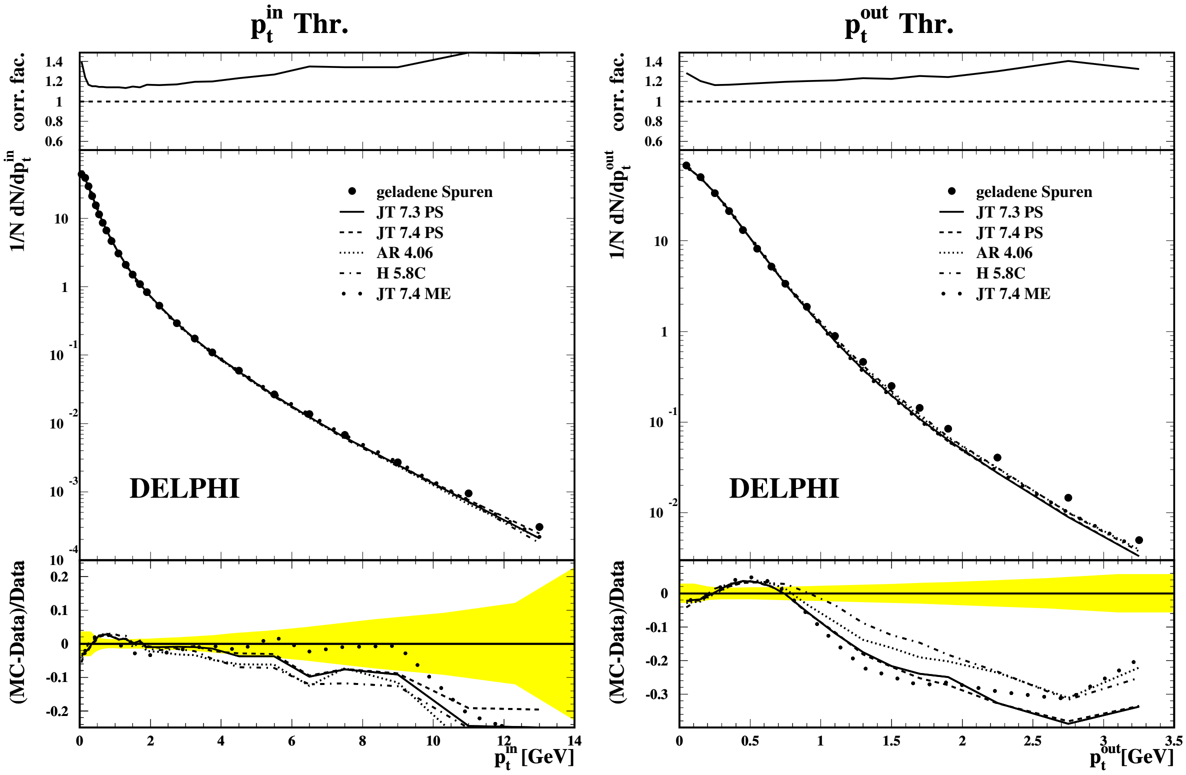

Abbildung 7.2: Wie Abbildung 7.1, jedoch für die Transversalimpulse bzgl. der Thrust–Achse.

im Bereich großer Impulse besonders deutlich. Der für die Messung großer Impulse geforderte Hebelarm (siehe Abschnitt 3.2) basiert auf den vorgenannten Untersuchungen und hat zu einer beträchtlichen Verbesserungen der Messung großer Impulse geführt. Wie zu sehen, bestehen aber weiterhin deutliche Unzulänglichkeiten bei der Rekonstruktion von Spuren mit großen Impulsen. Weitergehende, differenzierte Studien konnten aufgrund des beträchtlichen Umfanges im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Um Analysen zu verbessern, ist es daher unbedingt erforderlich, die bestehenden Unstimmigkeiten bzw. Probleme zu beheben.

Die Rapiditäts–Verteilungen bzgl. der Thrust–Achse bzw. der Spherizitäts–Achse (siehe Abbildungen 7.1 und D.2) werden von den Generatoren JETSET 7.3/7.4 PS und ARIADNE 4.06 innerhalb der Fehler korrekt wiedergegeben. Hingegen zeigen sich für JETSET 7.4 ME große Abweichungen (insbesondere für kleine Rapiditäten), die wiederum wellenförmig sind. Dabei beträgt die Diskrepanz bis zu 15%. Die Vorhersage des Generators HERWIG 5.8 C stimmt mit den Daten bis zu einer Rapidität von ungefähr 4 überein. Für größere Rapiditäten werden die Datenverteilungen um etwa 10% überschätzt.

Für die Transversalimpulsverteilungen bzgl. der Thrust–Achse (siehe Abbildung 7.2) ist die Übereinstimmung weniger gut. In der Ereignisebene, d. h. für die Verteilung p_t^{in}, liegen die Vorhersagen der Modelle für p_t^{in}–Werte größer 2 GeV geringfügig unterhalb der Datenverteilung, sind aber noch mit dieser verträglich. Im Bereich großer

Statistik ($p_t^{in} \leq 2$ GeV) wird die Datenverteilung innerhalb ihrer Unsicherheit leicht überschätzt. Auch hier ist eine Wellenstruktur sichtbar. Nur die Vorhersage des ME–Ansatzes beschreibt die gemessene Verteilung bis zu einem Impuls von ungefähr 10 GeV sehr gut. Danach ist ein starkes Abknicken der Modellvorhersage erkennbar. Für die Impulsverteilung aus der Ereignisebene p_t^{out} ist kein Modell in der Lage die Datenverteilung über den gesamten Bereich zu beschreiben. Im Bereich großer Statistik, d. h. $p_t^{out} \leq 1$ GeV, beschreiben die Modelle die Datenverteilung recht gut, wobei für sehr kleine p_t^{out}–Werte die Daten unterschätzt und für größere Werte überschätzt werden (siehe dazu auch Abschnitt 8). Für p_t^{out}–Werte größer 1 GeV liegen die Modellvorhersagen massiv unterhalb der gemessenen Verteilung. Die Abweichungen betragen für sehr große p_t^{out}–Werte mehr als 25%. Der Generator HERWIG 5.8 C liefert hier die beste Beschreibung der Daten, gefolgt von ARIADNE 4.06. Für sehr große p_t^{out}–Werte ist hingegen die Diskrepanz zwischen Daten und Vorhersage des ME–Ansatzes am geringsten.

Vergleicht man die Transversalimpulsverteilungen der DELPHI– und ALEPH–Kollaboration miteinander (siehe Abbildung 3.6), so liegen die ALEPH–Verteilungen unterhalb der DELPHI–Verteilungen. Die Abweichungen sind für kleine p_t^{in}– und p_t^{out}–Werte kleiner 2%. Dies kann auf eine geringfügig niedrigere Multiplizität der ALEPH–Daten zurückgeführt werden. Innerhalb der Fehler stimmen die Daten beider Kollaborationen überein. Für p_t^{in}–Werte größer 6 GeV ist ein Anwachsen der Abweichungen in der Verteilung bis hin zu 15% erkennbar. Für die p_t^{out}–Verteilung ist ebenfalls eine Vergrößerung der Abweichungen für Werte oberhalb von 1 GeV zu finden. Die Abweichungen betragen aber lediglich 5–10%. Eine Erklärung für die beobachtbaren Unterschiede sind wiederum fehlerhafte Impulsmessungen bzw. Schmiereffekte, wodurch die Ereignisachse verschoben wird. Die Unterschiede zwischen den Kollaborationen liegen aber wesentlich unterhalb der Diskrepanzen der Modellvorhersagen.

Vergleicht man zusätzlich die mittleren Transversalimpulse bzgl. der verschiedenen x_p–Intervalle (siehe Abbildung 7.3), so wird der mittlere gesamte Transversalimpuls für x_p–Werte kleiner 0.7 gut beschrieben. Hingegen zeigen die Transversalimpulse aus der Ereignisebene über den gesamten Impulsbereich (x_p) massive Abweichungen. Ein weiterer Vergleich (siehe Abbildungen D.3, D.4) der Transversalimpulsverteilungen bzgl. der Thrust–Achse, die jedoch mit geladenen und neutralen Spuren berechnet ist, zeigt, daß für die p_t^{in}–Verteilung für größere Transversalimpulse die Übereinstimmung besser wird. Dieses kann durch die Kompensation von falsch gemessenen (zu großen) Impulsen durch die Hinzunahme neutraler Teilchen erklärt werden. Hingegen bleiben die Diskrepanzen für die Transversalimpulse aus der Ereignisebene bestehen. Die gleichen Resultate liefern Vergleiche der Transversalimpulse bzgl. der Spherizitäts–Achse (Abbildungen D.5, D.6). Die Abweichungen der Transversalimpulsverteilungen aus der Ereignisebene p_t^{out} sind für alle Modelle ernst zu nehmende Diskrepanzen. Diese Abweichungen können auf die Modellierung des Parton–Schauers zurückgeführt werden. Bei der Beschreibung des Parton–Schauers werden nur Matrix–Elemente 1. Ordnung gekoppelt mit Leading–Log–Approximationen (LLA) für die höheren Ordnungen verwendet. Bekanntermaßen werden große Winkel durch den LLA-Ansatz nicht korrekt beschrieben. Eine Verbesserung der Beschreibung der Transversalimpulsverteilung aus der Ereignisebene könnte durch die Verwendung einer Kombination von Martix–Elementen 2. Ordnung mit zusätzlichem

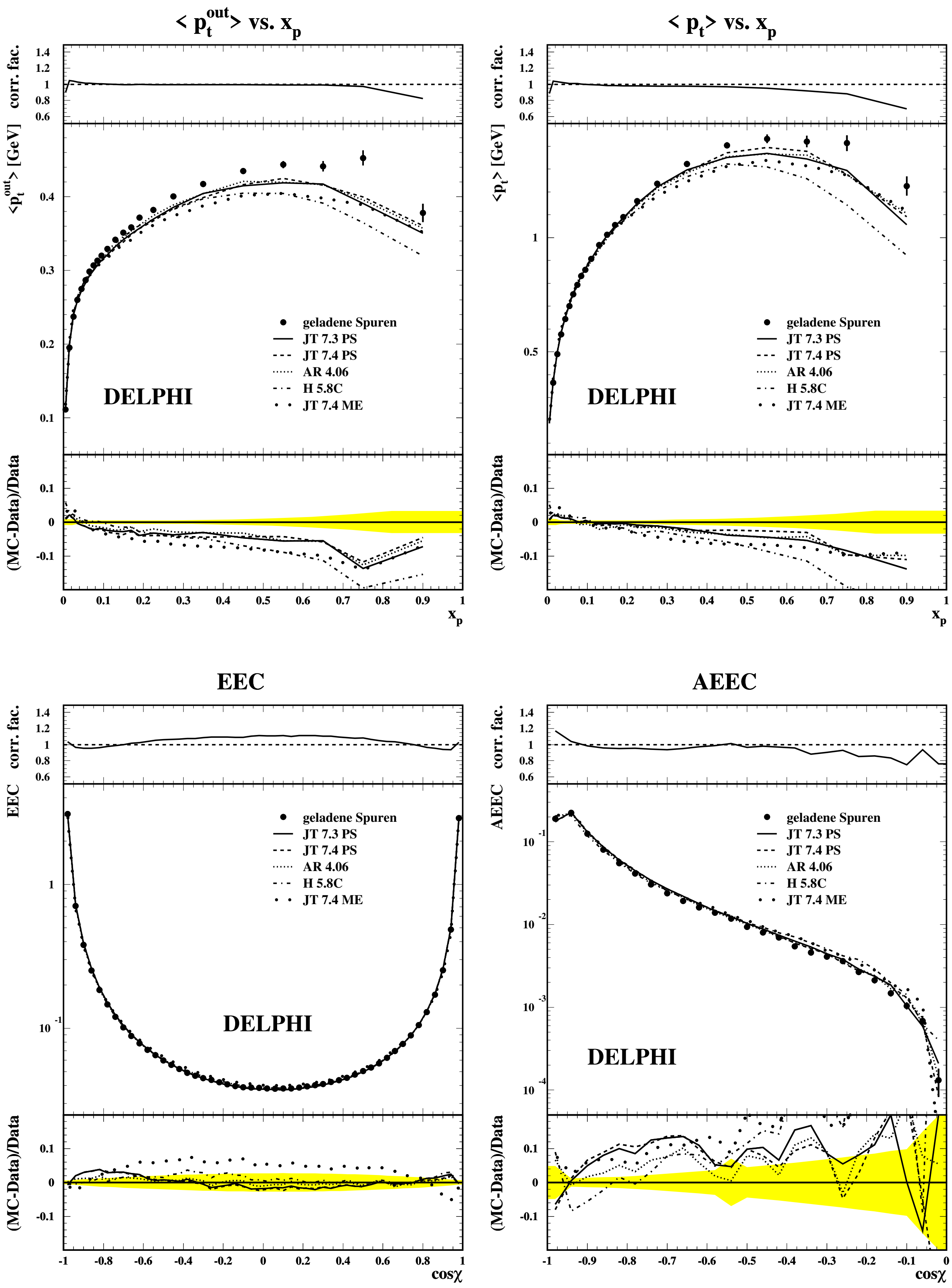

Abbildung 7.3: Wie Abbildung 7.1, jedoch für die mittleren Transversalimpulse bzgl. der Thrust–Achse in Abhängigkeit vom skalierten Impuls x_p sowie die Energie–Energie–Korrelation und deren Asymmetrie.

LLA–Ansatz oder NLLA-Ansatz für höhere Ordnungen erzielt werden.

Der Vergleich der Modellvorhersagen für die Energie–Energie–Korrelation ist in Abbildung 7.3 gezeigt. Alle Generatoren, die den PS–Ansatz beinhalten, beschreiben die Daten innerhalb der Fehler, wobei allerdings geringe Abweichungen beobachtet werden. Im Vorwärtsbereich, d. h. für das $\cos\chi$–Intervall 0 bis +0.6, liegen die Vorhersagen unterhalb der Datenpunkte. Für Werte bis etwa +0.8 stimmen Vorhersage und Daten überein. Für parallele Spuren bzw. Spuren innerhalb eines Jets ($\cos\chi$–Intervall [0.8,1.]) überschätzen die Vorhersagen die Energie–Energie–Korrelation. Im Rückwärtsbereich ($\cos\chi < 0.$) zeigt sich die gleiche Struktur. Für das Intervall [-0.4,0.] liegen die Modelle unterhalb der Datenverteilung. Für kleinere Werte von $\cos\chi$, d. h. größere Winkel zwischen den Spuren, sind die Generatorvorhersagen bis zu 4% zu hoch. Der ME–Ansatz hingegen überschätzt für $\cos\chi$–Werte zwischen -0.8 und $+0.8$ die Daten bis zu 6%. In dem extremen Rückwärtsbereich ($\cos\chi < -0.8$) werden die Daten gut beschrieben. Hingegen liegt im extremen Vorwärtsbereich ($\cos\chi > 0.8$) die Modellvorhersage unterhalb der Daten. Die Abweichungen in der Energie–Energie–Korrelation führen bei der Asymmetrie der Energie–Energie–Korrelation zu wesentlich größeren Abweichungen zwischen den Modellvorhersagen und den Datenpunkten. Die Diskrepanzen sind in der Größenordnung von (bis zu) 10%, so daß hier die Modelle die gemessene Verteilung nur unzulänglich beschreiben. Die beste Übereinstimmung zeigt das ARIADNE-Modell.

7.1.2 Die Ereignisformvariablen

Während die Einteilchenvariablen sensitiv auf die mittlere geladene Multiplizität sind, sind die Ereignisformvariablen unabhängig von dieser. Bedingt durch die Vielzahl der Ereignisformvariablen und durchgeführten Vergleiche können an dieser Stelle nicht sämtliche Verteilungen gezeigt werden. Daher werden hier nur einige ausgewählte Observablen präsentiert. Eine vollständige Zusammenstellung aller Verteilungen und aller Vergleiche kann dem Anhang D entnommen werden.

Die Abbildung 7.4 zeigt den Vergleich zwischen den Daten und den Generatorvorhersagen für die Ereignisformvariablen 1–Thrust, Major, Minor sowie Oblateness unter Berücksichtigung von geladenen Spuren bei der Berechnung. Die Modelle JETSET (PS–Ansatz) und ARIADNE beschreiben die Verteilungen 1–Thrust und Major über den gesamten Bereich. Die Abweichungen sind größtenteils innerhalb der Fehler und sind im Mittel kleiner als 4%. Im extremen 2–Jetbereich für Major liegen die Modellvorhersagen deutlich über den Daten. In diesem Bereich ist aber die Auflösung bedingt durch die großen Korrekturen durch den τ–Untergrund (vgl. Abschnitt 3.3.1) gering, so daß keine Aussagen über eventuelle Probleme der Modelle möglich sind. Der HERWIG–Generator beschreibt die 1–Thrust Verteilung bis zu Werten von 0.2 innerhalb der Fehler. Für den extremen 2–Jetbereich und für 1–Thrust Werte oberhalb 0.2 wird die Verteilung massiv überschätzt. Für Major gilt im 2–Jetbereich das Gleiche wie für JETSET und ARIADNE. Zusätzlich ist eine Wellenstruktur in den Abweichungen erkennbar. Der ME–Ansatz des JETSET–Generators unterschätzt hingegen den 2–Jetbereich für beide Verteilungen. Die Vorhersage für die Thrust Verteilung liegt für größere Werte oberhalb der Daten, wobei sich Abweichungen bis zu 10% ergeben. Major wird hingegen

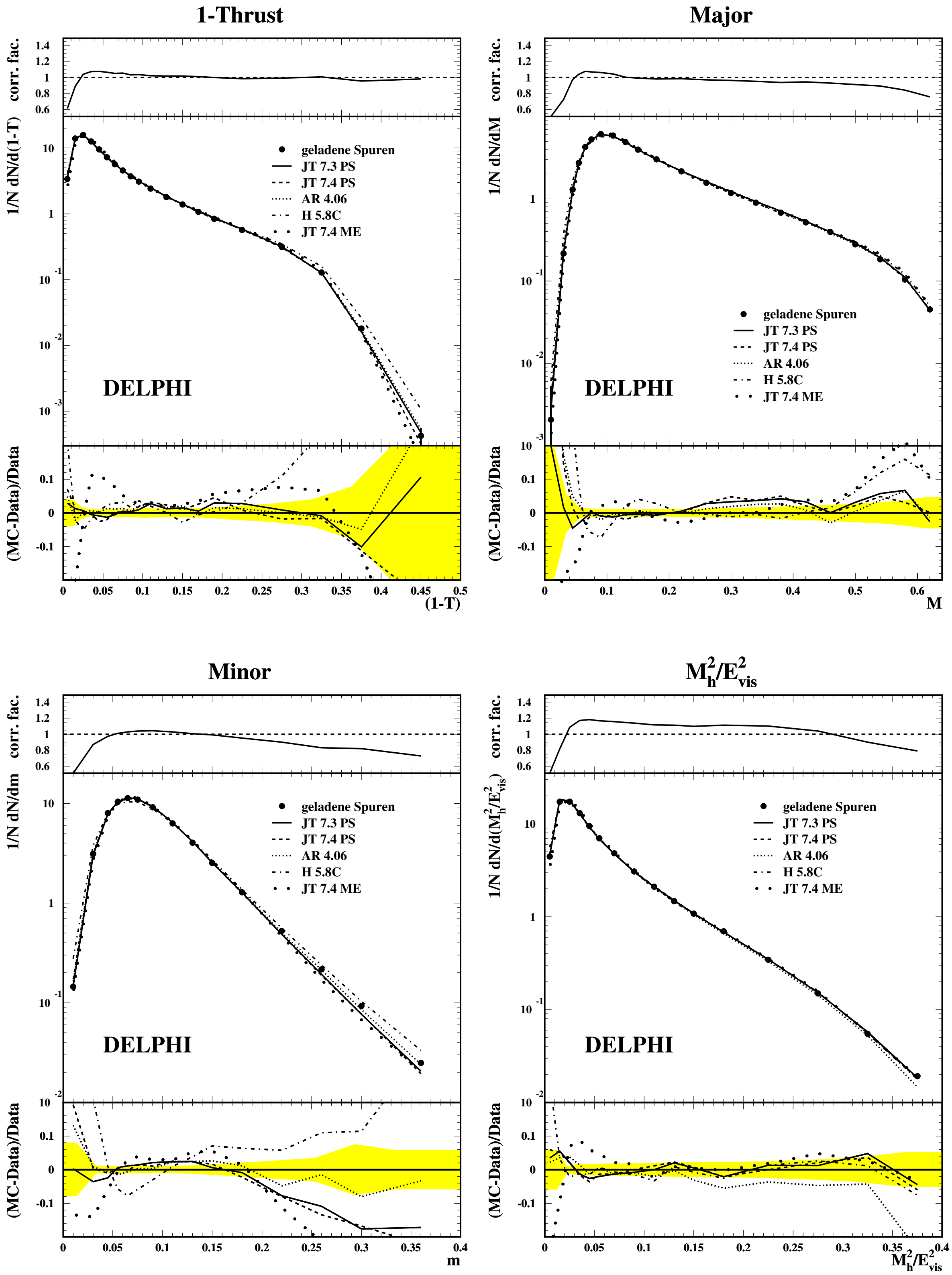

Abbildung 7.4: Wie Abbildung 7.1, jedoch für die Verteilungen 1–Thrust, Major, Minor und Oblateness, unter Berücksichtigung geladener Spuren bei der Berechnung.

innerhalb der Fehler beschrieben, wobei ebenfalls eine Wellenstruktur erkennbar ist. Bei der Vorhersage der Minor Verteilung zeigen bis auf ARIADNE alle anderen Generatoren deutliche Abweichungen. Für Minor–Werte größer 0.2, d. h. für räumliche Ereignisse, liegen die Modellvorhersagen des JETSET–Generators (für beide Ansätze) unterhalb der Datenverteilung. Die Abweichungen betragen in diesem Bereich mehr als 10%. Die Beschreibung durch den HERWIG–Generator zeigt ein entgegengesetztes Verhalten. Die gleichen Resultate ergeben sich bei der Betrachtung der mit geladenen und neutralen Teilchen berechneten Verteilung (siehe Abbildungen D.14).

Die Oblateness wird für Werte kleiner 0.1 durch alle Generatoren beschrieben. Für größere Werte überschätzt der JETSET–Generator die Verteilung, während ARIADNE und HERWIG bis 0.4 die Daten beschreiben. Betrachtet man hingegen die Verteilung (Abbildung D.15), berechnet mit geladenen und neutralen Teilchen, so ist eine zufriedenstellende Übereinstimmung nur noch durch den HERWIG–Generator gegeben.

Die Modellvorhersagen zeigen unterschiedliche Verhalten bei der Beschreibung der mit geladenen und neutralen Teilchen berechneten Verteilungen: 1–Thrust, Major und Minor (siehe Abbildungen D.12, D.13 und D.14). Diese wurden bei den Anpassungen nicht bercksichtigt. Für die Modelle JETSET (PS–Ansatz) und ARIADNE ergeben sich nur geringfügige Verschlechterungen bei der Beschreibung von 1–Thrust und Major. Dabei wird die Major–Verteilung für größere Werte stärker überschätzt. Im extremen 2–Jetbereich sind die größten Veränderungen der Vorhersagen zu finden. So dreht sich z. B. für die Major–Verteilung die Vorhersage des JETSET 7.3 PS Modells um. Ebenfalls zeigt JETSET 7.3 PS im extremen 2–Jetbereich der Minor–Verteilung den größten Unterschied. Hier wird die Verteilung wesentlich stärker unterschätzt. Für JETSET 7.4 ME ergeben sich insgesamt die größten Abweichungen, die die gleiche Struktur wie für die mit geladenen Spuren bestimmten Verteilungen zeigen. Nur geringfügige Änderungen werden für die Beschreibung durch den HERWIG–Generator gefunden. Der ARIADNE–Generator liefert die besten Vorhersagen.

Die zu 1–Thrust, Major und Minor korrepondierenden Ereignisformvariablen Spherizität, Aplanarität und Planarität (siehe Abbildungen D.9, D.10 und D.11), die quadratisch sensitiv auf den Impuls sind, werden durch die Modelle ebenfalls innerhalb ihrer Fehler beschrieben. Die größten Abweichungen werden dabei für das Modell JETSET 7.4 ME gefunden. Die Modellvorhersagen der Aplanarität zeigen wie für die Minor-Verteilung große Abweichungen für den Bereich räumlicher Ereignisse ($A>0.05$) Hierbei liegen die JETSET–Vorhersagen bis zu 20% unterhalb der gemessenen Datenverteilung, während HERWIG die Daten in dem gleichen Maße überschätzt. Nur die Vorhersage von ARIADNE stimmt innerhalb der numerischen Unsicherheiten mit den Daten überein. Betrachtet man die Spherizität, so liegen die Modelle für kleine Werte geringfügig über den Meßdaten. Auch hier ist wiederum eine geringfügige Verschlechterung der Beschreibung für die mit geladenen und neutralen Teilchen berechneten Verteilungen gegeben. Für die Planarität gilt das Gleiche.

Auch die Ereignisformvariablen Minor und Aplanarität, die sensitiv auf die räumliche Struktur der Ereignisse sind, zeigen große Diskrepanzen zwischen den Modellvorhersagen und den Meßdaten. Eine wesentliche Verbesserung der Vorhersagen könnte durch die bereits erwähnte Verwendung von Matrix–Elementen 2. Ordnung und LLA (oder NLLA) zur Beschreibung der Schauerentwicklung erzielt werden.

Die mit dem Durham–Algorithmus berechnete differentielle 2–Jetrate (siehe Abbildung 7.5) wird von allen Modellen gut beschrieben, wobei für den JETSET–Generator die Vorhersagen geringfügig zu hoch sind. Hingegen wird die mit dem Jade–Algorithmus bestimmte differentielle 2–Jetrate für kleine Werte von y_{cut} (< 0.08) leicht unterschätzt. Für große y_{cut}-Werte sagen die Modelle JETSET 7.4 ME und HERWIG eine zu große differentielle 2–Jetrate voraus. Bei Berücksichtigung von geladenen und neutralen Teilchen (Abbildungen D.16, D.17) sind die Abweichungen für beide Algorithmen mit bis zu 10% wesentlich größer, wobei aber auch hier der ARIADNE–Generator die Daten am besten beschreibt. Betrachtet man die differentielle 3– und 4–Jetrate (Abbildung D.18–D.21), so werden diese von dem PS–Ansatz des JETSET–Generators sehr stark unterschätzt, während für den HERWIG–Generator die Vorhersagen zu hoch sind. Der ME–Ansatz hingegen beschreibt den Übergang von 4 nach 3 Jets über den ganzen Bereich innerhalb der Fehler. Er ist aber nicht in der Lage den Übergang 5 nach 4 Jets richtig zu beschreiben, da in dem ME–Ansatz nur Matrixelemente bis zur 2. Ordnung implementiert sind, wodurch die höheren Jetraten nicht beschrieben werden können. Der ARIADNE–Generator kann als einziges Modell alle Jetraten für beide Algorithmen in zufriedenstellender Weise beschreiben. Die unterschiedlichen Güten der Beschreibung spiegeln sich auch direkt in den verschiedenen Anpassungsresultaten wieder (vergleiche Abschnitt 6.1). Wie gezeigt, ergeben sich für den JETSET–Generator bei Anpassungen mit allen differentiellen Jetraten (z. B. Durham–Algorithmus) höhere Werte für den Parameter Λ_{QCD}, welche eine Erhöhung der 3– und 4–Jetrate zur Folge haben. Gleichzeitig verändert sich auch die differentielle 2–Jetrate, die für größere Λ_{QCD}–Werte noch stärker überschätzt wird. Bei Berücksichtigung von geladenen und neutralen Teilchen ist der JETSET–Generator nicht in der Lage die Verteilungen der differentiellen Jetraten zu beschreiben. Für den Jade–Algorithmus sind die Unterschiede in den Anpassungsresultaten noch gravierender, was in den Eigenschaften des Rekombinationsschemas des Jade–Algorithmus für sehr niederenergetische Teilchen begründet ist (siehe dazu Abschnitt A.1). Hingegen sind die Anpassungresultate für Λ_{QCD} des ARIADNE–Generators stabil. Für den HERWIG-Generator werden stabile Werte für den Parameter der starken Kopplungskonstanten QCDLAM gefunden. Es bestehen aber prinzipielle Probleme bei der Beschreibung der differentiellen Jetraten.

In den Abbildungen D.25 und D.26 sind die Vergleiche der Generatorvorhersagen mit dem C– bzw. D–Parameter gezeigt. Die beste Übereinstimmung zwischen Modellvorhersage und Daten besteht wiederum für den ARIADNE–Generator. Der ME–Ansatz zeigt die größten Abweichungen und kann keine Verteilung über den gesamten Bereich beschreiben. Hingegen stimmen für den C–Parameter die Vorhersagen von HERWIG und des PS–Ansatzes innerhalb der Fehler mit den Daten überein. Bei dem D–Parameter werden die Daten für große D–Werte durch den HERWIG–Generator überschätzt, während die Vorhersage des PS–Ansatzes unterhalb der Daten liegt. Für die Verteilungen, mit geladenen und neutralen Teilchen berechnet, ist ebenfalls eine Verschlechterung der Beschreibung durch alle Generatoren zu erkennen. Auch hier wird der Verlauf der Verteilungen durch JETSET 7.3/7.4 PS höher vorhergesagt. Die Abweichungen des

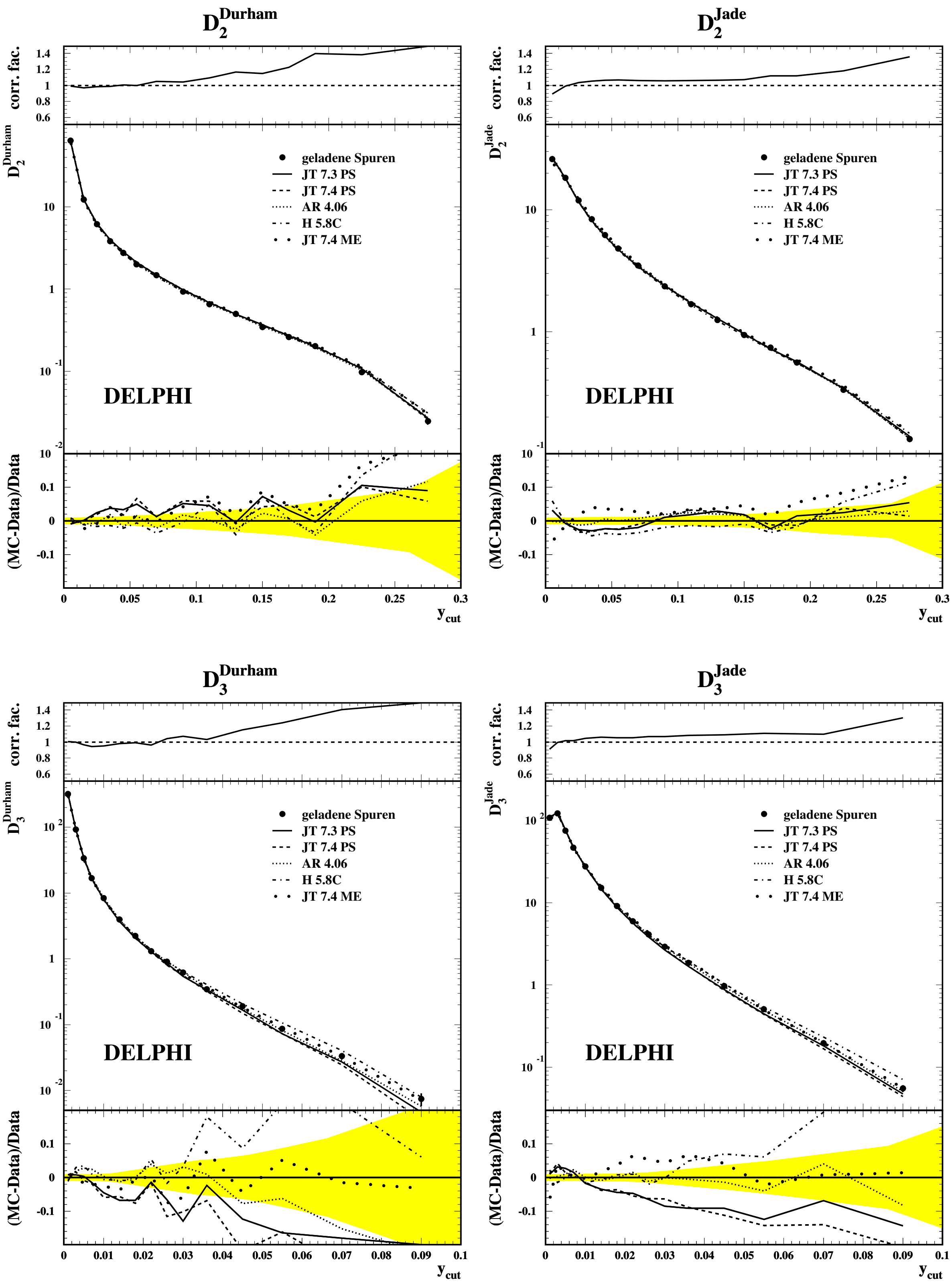

Abbildung 7.5: Wie Abbildung 7.1, jedoch für die differentiellen 2– und 3–Jetraten für den Durham– bzw. Jade–Algorithmus.

ME–Ansatzes sind wesentlich größer, wobei die generelle Struktur der Diskrepanzen erhalten bleibt. Für den HERWIG–Generator wird die Übereinstimmung nur unbedeutend schlechter.

Die mit geladenen Spuren berechnete schwere Jetmasse (siehe Abbildung D.22) wird durch die Modelle JETSET 7.3/7.4 PS innerhalb der Fehler beschrieben. Hingegen liegt die Vorhersage von ARIADNE leicht unterhalb der Daten, wobei die Diskrepanz ungefähr 4% beträgt. Die leichte Jetmasse (Abbildung D.23) wird hingegen durch den ARIADNE–Generator innerhalb des Fehlers beschrieben. Die JETSET–Modelle 7.3/7.4 PS unterschätzen die Verteilung für große Werte um bis zu 10%. Die Vorhersagen für die Differenz der Jetmassen (Abbildung D.24) zeigen das gleiche Verhalten wie die schwere Jetmasse. Der ME–Ansatz beschreibt die Differenz der Jetmassen innerhalb weniger Prozent. Dabei zeigt die Beschreibung eine Wellenstruktur. Für die schwere Jetmasse werden die Daten für kleine Werte massiv (mehr als 20%) unterschätzt und der nachfolgende Bereich (0.02–0.07) mit bis zu 8% überschätzt. Ansonsten wird die Verteilung innerhalb der Fehler mit einer Wellenstruktur wiedergegeben. Die leichte Jetmasse wird über den gesamten Bereich nur unzulänglich beschrieben. Der Cluster–Ansatz ist zwar in der Lage die schwere Jetmasse und die Differenz der Jetmassen innerhalb weniger Prozent zu beschreiben, zeigt aber für große Werte der leichten Jetmasse signifikante Abweichungen. Die Übereinstimmung der Modellvorhersagen wird für alle Verteilungen schlechter, wenn geladene und neutrale Teilchen berücksichtigt werden, wobei der ARIADNE–Generator die besten Vorhersagen liefert.

Die Verteilungen der verschiedenen Jetbreiten (Abbildung D.27–D.30), für geladene Spuren, werden größtenteils durch den JETSET PS–Ansatz und den ARIADNE–Generator innerhalb der numerischen Unsicherheiten beschrieben. Für HERWIG sind in den Randbereichen für die weite und schmale Jetbreite sowie für die totale Jetbreite Abweichungen (zu große Vorhersagen) von über 20% zu finden. In Bereichen großer Statistik betragen die Diskrepanzen noch bis zu 10%. Der ME–Ansatz zeigt für die 3 genannten Verteilungen ebenfalls Abweichungen, die aber ein anderes Vorzeichen (als HERWIG) haben und geringer ausfallen. Vergleicht man alle Verteilungen miteinander, so ist die Vorhersage für die schmale Jetbreite bei allen Generatoren am schlechtesten. Betrachtet man hingegen die Datenverteilungen für die Analyse mit geladenen und neutralen Teilchen, so finden sich für alle Generatoren und Verteilungen massive Abweichungen, die die gleiche Tendenzen haben. Die weite Jetbreite wird für kleine Werte sehr stark überschätzt und nur zwischen 0.05 und 0.25 einigermaßen beschrieben. Bei der schmalen Jetbreite liegen die Modelle im Randbereich ebenfalls über der Datenverteilung und unterschätzen ab einem B_{min}–Wert von 0.04 die Daten im Mittel um 10%. Die Abweichungen in der weiten und schmalen Jetbreite beeinflussen dabei auch die totale Jetbreite und die Differenz der Jetbreiten.

Die Einteilchenverteilungen und Ereignisformvariablen werden durch alle Generatoren innerhalb weniger Prozent beschrieben. Die beste Übereinstimmung wird für den ARIADNE–Generator gefunden. Das Modell zeichnet sich hauptsächlich durch die gute Beschreibung aller differentiellen Jetraten und Observablen, die sensitiv auf die geometrische Struktur der Ereignisse sind, aus. Generell werden für die Verteilungen, die mit geladenen und neutralen Teilchen bestimmt werden, größere Abweichungen der Modellvorhersagen gefunden. Diese Verteilungen wurden bei den Anpassungen nicht berücksichtigt, so daß die Beschreibung trotzdem als sehr gut anzusehen ist. Der ARIADNE–Generator zeichnet sich auch hier durch die besten Modellvorhersagen aus. Beide JETSET–Versionen PS–Ansatz können die differentiellen Jetraten, berechnet mit geladenen und neutralen Teilchen, nur unzulänglich beschreiben. Alle Modelle (mit Ausnahme von ARIADNE) zeigen massive Abweichungen für Verteilungen, die sensitiv auf die Geometrie der Ereignisse sind, insbesondere auf die Transversalimpulsverteilung aus der Ereignisebene. Je nach Verteilung werden Abweichungen von bis zu 30% (p_t^{out}) gefunden (gilt auch für ARIADNE). Die großen beobachteten Abweichungen für den skalierten Impuls können auf schlechte Messung von großen Impulsen im DELPHI–Detektor zurückgeführt werden. Die Diskrepanzen, die für die Transversalimpulsverteilungen bestehen, werden durch die Parameterisierung (1. Ordnung Matrix-Elemente und LLA) des Parton–Schauers in den Modellen hervorgerufen. Für Verteilungen, die mit geladenen und neutralen Teilchen berechnet werden, zeigen sich bessere Übereinstimmungen mit den Modellvorhersagen. Dieses kann durch die (teilweise) Kompensation von Fehlmessungen geladener Spuren durch neutrale Teilchen erklärt werden. Die Vorhersagen der Modelle für die Einteilchenvariablen stimmen im Bereich größerer Abweichungen eher mit den Meßergebnissen der ALEPH–Kollaboration überein (siehe Abbildung 3.6).

	JETSET 7.3 PS	JETSET 7.4 PS	ARIADNE 4.06	JETSET 7.4 ME	HERWIG 5.8 C	LEP [46,110]
Pseudoskalare Mesonen						
$\pi^{\pm}$	17.19	17.09	17.13	17.36	17.66	17.06 $\pm$ 0.44
π^0	9.85	9.83	9.82	10.03	9.81	9.19 $\pm$ 0.83
$K^{\pm}$	2.20	2.23	2.19	2.15	2.11	2.37 $\pm$ 0.13
K^0	2.13	2.17	2.12	2.10	2.08	2.012 $\pm$ 0.033
η	1.07	1.10	1.09	1.16	1.02	0.94 $\pm$ 0.11
η'(958)	0.10	0.09	0.10	0.10	0.14	0.148 $\pm$ 0.047
D^+	0.19	0.20	0.20	0.20	0.24	0.20 $\pm$ 0.03
D^0	0.46	0.49	0.48	0.49	0.53	0.40 $\pm$ 0.06
$B^{\pm}$,B^0	0.36	0.36	0.36	0.36	0.36	0.34 $\pm$ 0.06
Skalare Mesonen						
$f_0(980)$	0.17	0.16	0.17	0.16		0.14 $\pm$ 0.039
Vektor Mesonen						
$\rho^{\circ}(770)$	1.29	1.27	1.26	1.29	1.43	1.29 $\pm$ 0.13
$K^{*\pm}(892)$	0.78	0.77	0.79	0.77	0.74	0.715 $\pm$ 0.073
$K^{*0}(892)$	0.80	0.77	0.81	0.78	0.74	0.759 $\pm$ 0.041
$\phi(1020)$	0.109	0.107	0.107	0.102	0.099	0.107 $\pm$ 0.009
$\omega(782)$	1.40	1.32	1.37	1.34	0.91	1.09 $\pm$ 0.15
$D^{*\pm}(2010)$	0.18	0.22	0.19	0.22	0.22	0.17 $\pm$ 0.02
$D^{*0}(2007)$	0.20	0.22	0.20	0.22	0.23	
J/Ψ	0.0049	0.0047	0.0051	0.0045		0.0036 $\pm$ 0.0006
Tensor Mesonen						
$f_2(1270)$	0.29	0.29	0.29	0.30	0.26	0.25 $\pm$ 0.09
$K^{*0}(1430)$	0.149	0.150	0.160	0.131	0.157	0.19 $\pm$ 0.07
$K^{*\pm}(1430)$	0.147	0.149	0.158	0.129	0.159	
Baryonen						
p	0.97	0.97	0.96	0.90	0.78	0.98 $\pm$ 0.10
Λ^0	0.361	0.349	0.365	0.309	0.368	0.371 $\pm$ 0.015
Σ^0	0.074	0.072	0.079	0.067	0.053	0.071 $\pm$ 0.015
Ξ^-	0.0288	0.0300	0.0300	0.0256	0.0493	0.0257 $\pm$ 0.0014
$\Delta^{++}(1232)$	0.158	0.160	0.136	0.158	0.154	0.124 $\pm$ 0.065
$\Sigma^{\pm}(1385)$	0.037	0.036	0.032	0.033	0.065	0.044 $\pm$ 0.008
$\Xi^0(1530)$	0.0073	0.0069	0.0063	0.0060	0.0249	0.0061 $\pm$ 0.0011
Ω^-	0.0013	0.0019	0.0021	0.0010	0.0077	0.0016 $\pm$ 0.0005
Λ_c^+	0.070	0.057	0.071	0.049	0.045	
Λ_b^0	0.032	0.033	0.032	0.029	0.007	0.031 $\pm$ 0.016

Tabelle 7.2: Die Teilchenproduktionsraten der Generatoren im Vergleich zu gemessenen Produktionsraten.

7.2 Die identifizierten Teilchenspektren

7.2.1 Die Teilchenproduktionsraten

Die Tabelle 7.2 beinhaltet den Vergleich der Generatorvorhersagen mit den momentanen LEP–Mittelwerten der Teilchenproduktionsraten. Alle Mesonraten, mit Ausnahme von $K^{\pm}$ und η, werden von den Generatoren ARIADNE und JETSET innerhalb der Fehler (2σ) beschrieben. In der Abbildung 7.6 sind die Vergleiche zwischen den gemessenen

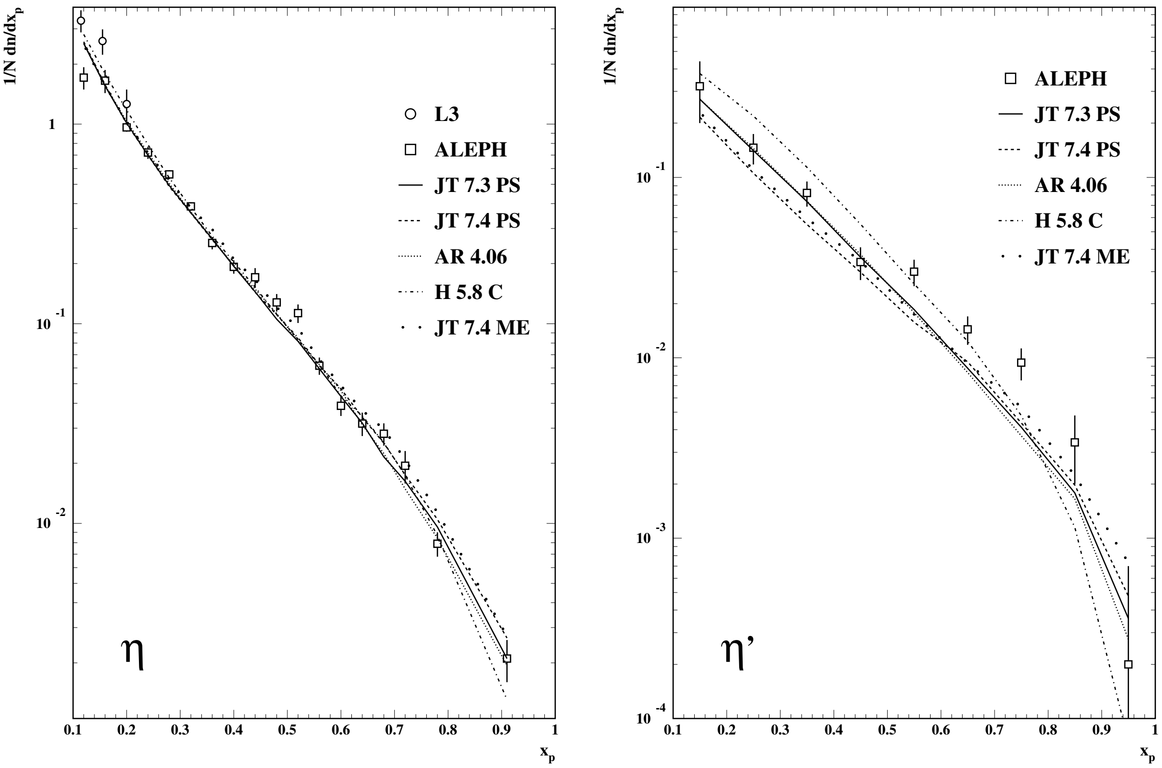

Abbildung 7.6: Die Abbildung zeigt den Vergleich zwischen den gemessenen η– η'–Spektren der ALEPH– bzw. L3–Kollaborationen [101, 112] und den Modellvorhersagen.

η– η'–Spektren und den Modellvorhersagen gezeigt. Die gemessenen η–Spektrum werden sehr gut beschrieben. Die Unterschiede in den Produktionsraten können für η's auf die Unsicherheiten in der Extrapolation auf das vollständige Spektrum zurückgeführt werden. Die $K^{\pm}$–Rate ist sensitiv auf schwere Zerfälle (siehe folgenden Abschnitt). Die Oktett–Baryonen werden ebenfalls gut beschrieben. Für die Dekuplett–Baryonen bestehen nur geringfügige Diskrepanzen, wobei für Δ^{++} [109] die größte Abweichung gefunden wird. Der HERWIG–Generator beschreibt ebenfalls den Meson–Sektor innerhalb der Fehler, zeigt aber für die Baryonen größere Abweichungen.

7.2.2 Die Mesonen und Mesonresonanzen

Die Abbildung 7.7 zeigt den Vergleich der K^0–Spektren der LEP–Kollaborationen mit den Vorhersagen der Generatoren. Hierbei sind alle veröffentlichten Spektren in die ξ_p–Darstellung umgerechnet, da die Veröffentlichungen nicht in der gleichen Darstellung verfügbar sind. Im linken Bild ist der qualitative Vergleich der Messungen mit den verschiedenen Generatorvorhersagen gezeigt. Der quantitative Vergleich als rela-

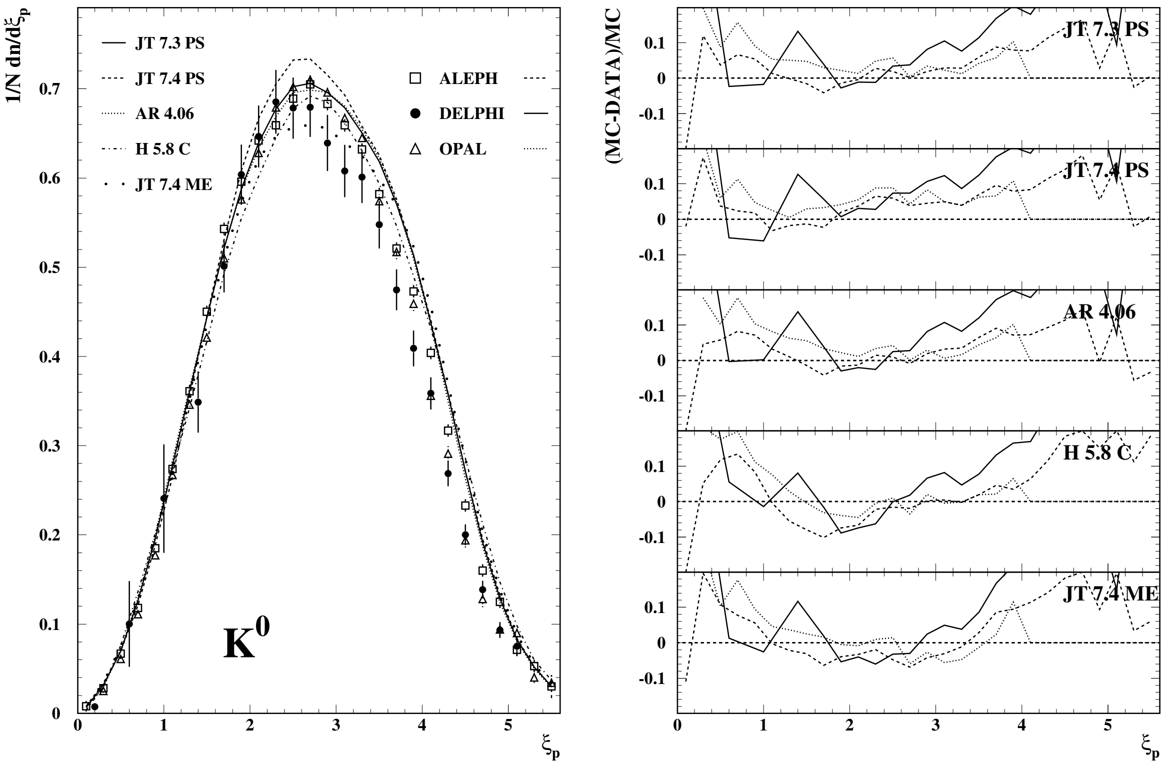

Abbildung 7.7: Die Abbildung zeigt im linken Bild den Vergleich zwischen den gemessenen K^0–Spektren der LEP–Kollaborationen und den Generatorvorhersagen. Das rechte Bild zeigt quantitativ die relativen Abweichungen zwischen Modellvorhersage und gemessenem Spektrum. Die Normierung erfolgt auf den jeweiligen Generator. Die entsprechenden Referenzen können der Tabelle 6.2 entnommen werden.

tive Abweichung ist im rechten Bild gezeigt. Die Normierung erfolgt auf den jeweiligen Generator. Die K^0–Spektren der verschiedenen Experimente zeigen über den gesamten Darstellungsbereich eine zufriedenstellende Übereinstimmung und werden durch jeden Generator über den gesamten Bereich gut beschrieben, wobei die mittlere Abweichung kleiner 5% ist. Für den HERWIG–Generator und für JETSET 7.4 ME ist die Abweichung für große ξ_p–Werte, d. h. kleine Impulse, größer 10%, liegt aber noch in einer akzeptabelen Größenordnung.

Die $K^{\pm}$–Spektren sind in Abbildung 7.8 gezeigt. Bedingt durch die unterschiedlichen Meßverfahren können die Experimente die Verteilungen nicht über den gesamten Impulsbereich messen. Die ALEPH– und OPAL–Kollaboration benutzen dE/dx–Messungen zur Identifikation von geladenen Kaonen, hingegen hat die DELPHI–Kollaboration RICH–Detektoren zur Teilchenidentifikation. Auch hier ist eine gute Übereinstimmung der gemessenen Verteilungen untereinander erkennbar. Die Modelle beschreiben den ξ_p–Bereich oberhalb von $\xi_p = 2.5$ mit einer sehr guten Übereinstimmung kleiner 5%.

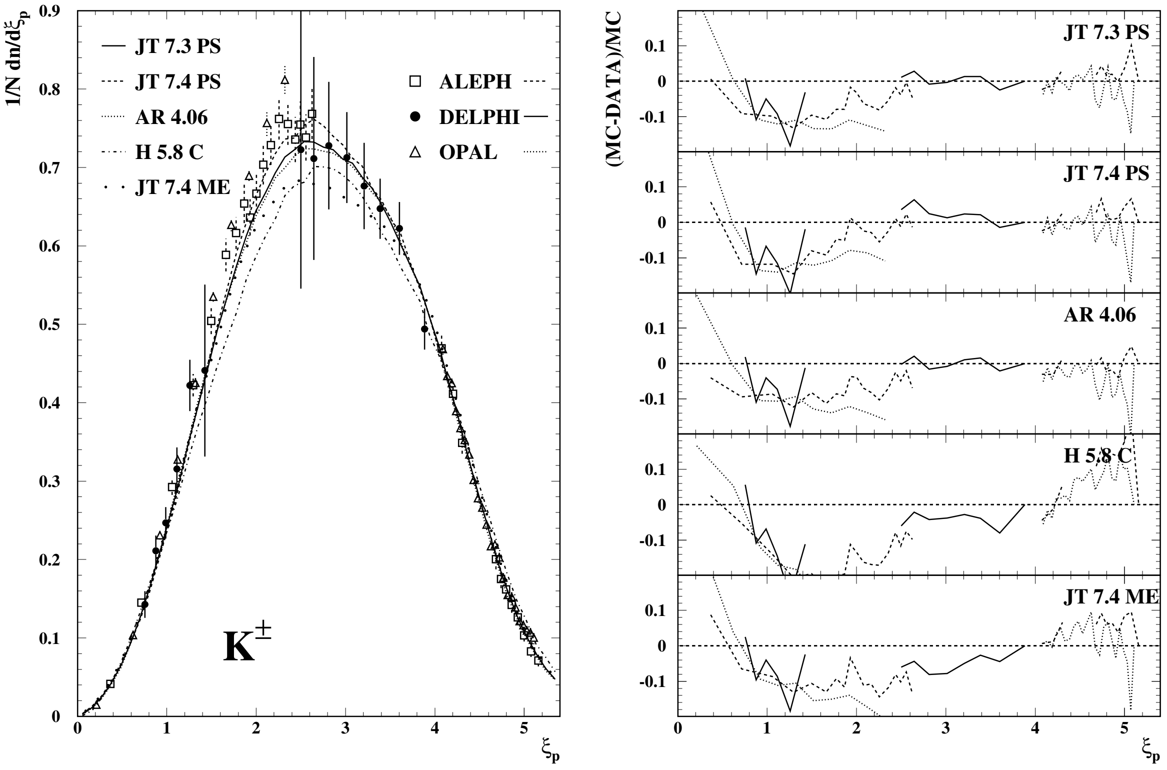

Abbildung 7.8: Wie Abbildung 7.7, jedoch für die $K^{\pm}$–Spektrum.

Wie bereits für die K^0's bestehen größere Abweichung der Vorhersage für HERWIG und den ME–Ansatz, die die Produktionsrate überschätzen. Für den ξ_p–Bereich zwischen 1. und 2.5 ist kein Modell in der Lage die Produktionsrate genau vorherzusagen. Generell wird sie um etwa 10% unterschätzt. Dieses kann auf Defizite in der Beschreibung von B–Zerfällen nach K^0 bzw. $K^{\pm}$ zurückgeführt werden. Die Produktionswahrscheinlichkeiten für K_s^0 bzw. $K^{\pm}$ in b–Quark Ereignissen sind von der DELPHI–Kollaboration zu $1.08 \pm 0.03(stat) \pm 0.05(syst)$ bzw. $2.74 \pm 0.10(stat) \pm 0.49(syst)$ pro Ereignis bestimmt worden [120]. Der Unterschied zwischen der Produktion von K^0 [2] und $K^{\pm}$ in b–Quark Ereignissen beträgt somit 0.58 ± 0.50 und ist in den Generatoren (siehe Tabelle 7.3) mit ~ 0.30 wesentlich kleiner. Dies erklärt aber auch, warum bei einer simultanen Anpassung von K^0 und $K^{\pm}$ ein wesentlich größerer Wert für den s–Quarkunterdrückungsfaktor γ_s bestimmt wird. Die entsprechenden Anpassungen minimieren die Diskrepanz zwischen den gemessenen Spektren. Entweder ist die Vorhersage für das K^0–Spektrum zu hoch oder man findet zu wenige $K^{\pm}$'s.

[2] Produktionsrate $K^0 = K_s^0 + K_l^0 = 2 \cdot K_s^0$

	K^0	$K^{\pm}$
JETSET 7.3 PS DELPHI–Zerfälle	2.22	2.51
JETSET 7.4 PS	2.36	2.66
ARIADNE 4.06 DELPHI–Zerfälle	2.23	2.50
HERWIG 5.8 C	2.81	2.85
JETSET 7.4 ME	2.31	2.60

Tabelle 7.3: Produktionsraten für K_s^0 und $K^{\pm}$ in b–Quark Ereignissen.

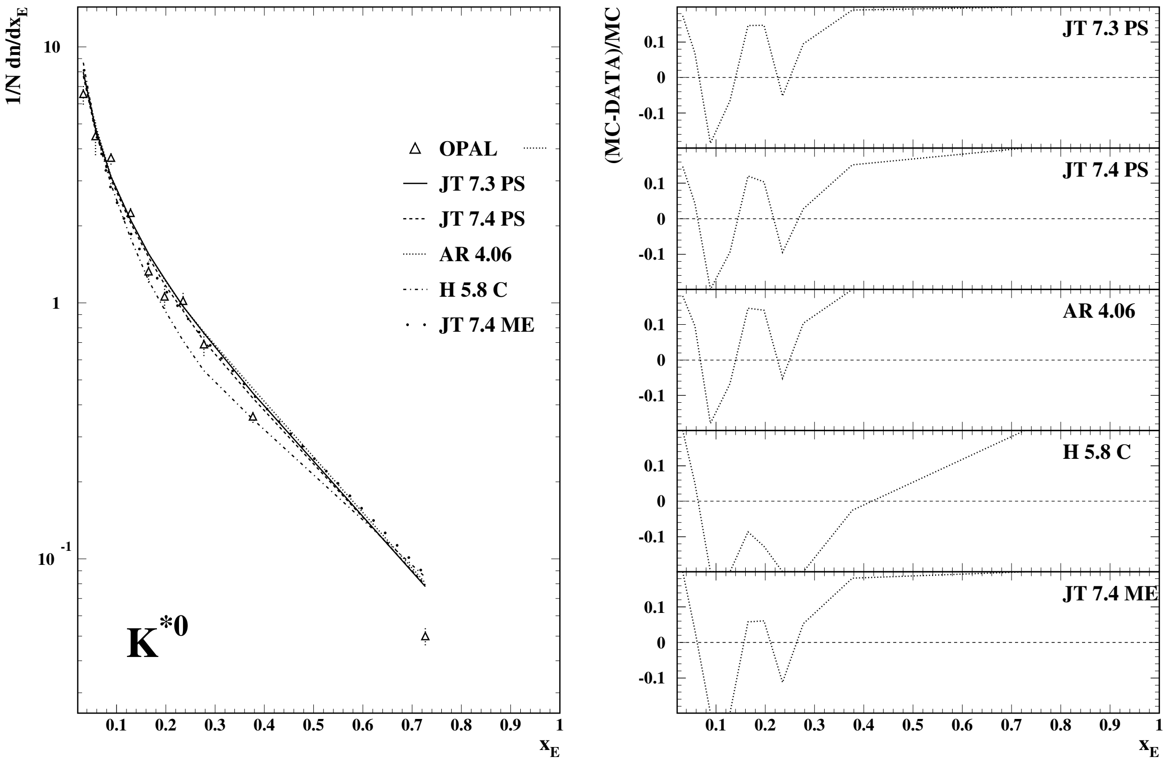

Abbildung 7.9: Wie Abbildung 7.7, jedoch für das K^{*0}–Spektrum.

In der Abbildungen 7.9 ist der Vergleich der Modellvorhersagen mit dem von der OPAL–Kollaboration gemessenen K^{*0}–Spektrum gezeigt. Auch hier wird eine sehr gute Übereinstimmung über einen großen Bereich gefunden. Einzig der HERWIG–Generator unterschätzt die Produktionsrate im Bereich von x_E zwischen 0.1 und 0.4. Für alle Generatoren gilt, daß der letzte Meßpunkt im Spektrum mit einen Faktor 2 überschätzt wird. Bei den $K^{*\pm}$–Spektren, die in Abbildungen 7.10 gezeigt sind, ist wiederum eine gute Übereinstimmung zwischen den Kollaborationen gegeben. Wie auch für das K^{*0}–

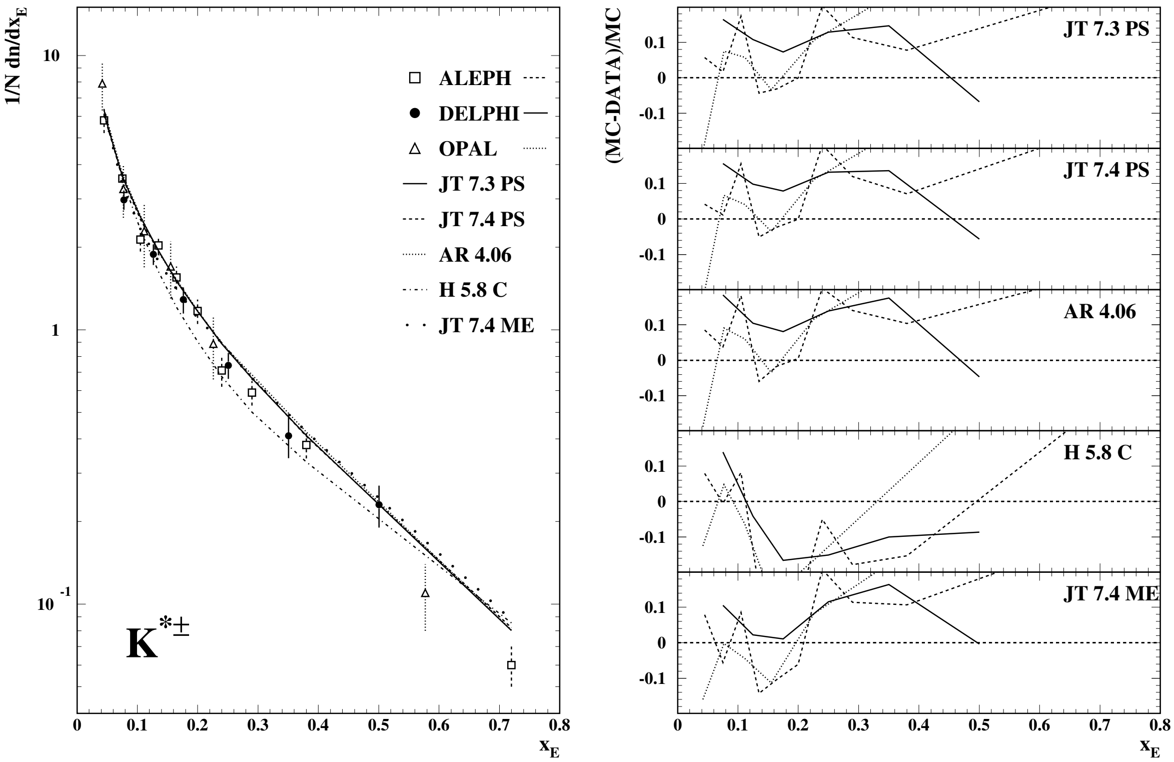

Abbildung 7.10: Wie Abbildung 7.7, jedoch für die $K^{*\pm}$–Spektren.

Spektrum sind die Generatoren in der Lage, die Spektren mit einer relativen Genauigkeit von kleiner 10% innerhalb ihrer Fehler zu beschreiben. In beiden Spektren sind die Modellvorhersagen für große Impulse zu hart.

In den Abbildungen 7.11 und 7.12 sind die Vergleiche zwischen den gemessenen Resonanzen $\rho(770)$, $\phi(1020)$, $f_0(980)$ und $f_2(1270)$ und den Modellvorhersagen gezeigt. Das von der OPAL–Kollaboration gemessene Spektrum der $\phi(1020)$–Resonanz wird für x_E–Werte kleiner 0.3 von allen Generatoren mit einer Genaugikeit von wenigen Prozent beschrieben. Insgesamt ist aber das vorhergesagte Spektrum zu hart, so daß die Generatoren die Produktionsrate für große x_E–Werte um ein Vielfaches überschätzen. Das ist insofern problematisch, da die $\phi(1020)$–Resonanz ein wichtiger Kanal zur Messung der s–Asymmetrie ist. Eine mögliche Erklärung für das zu harte Impulsspektrum wäre, das ϕ's teilweise aus Zerfällen höher angeregter Resonanzen enstehen. Gleiches gilt für K^{*0} und $K^{*\pm}$.

Hingegen beschreibt der JETSET– bzw. ARIADNE–Generator das Impulsspektrum der $\rho(770)$–Resonanz über einen großen Impulsbereich mit einer Genauigkeit von weniger als 10%. Aber auch hier liegt die Vorhersage für den letzten Meßpunkt um einen Faktor ~ 2 zu hoch. Die Produktionsrate für die $\rho(770)$–Resonanz wird vom HERWIG–Generator

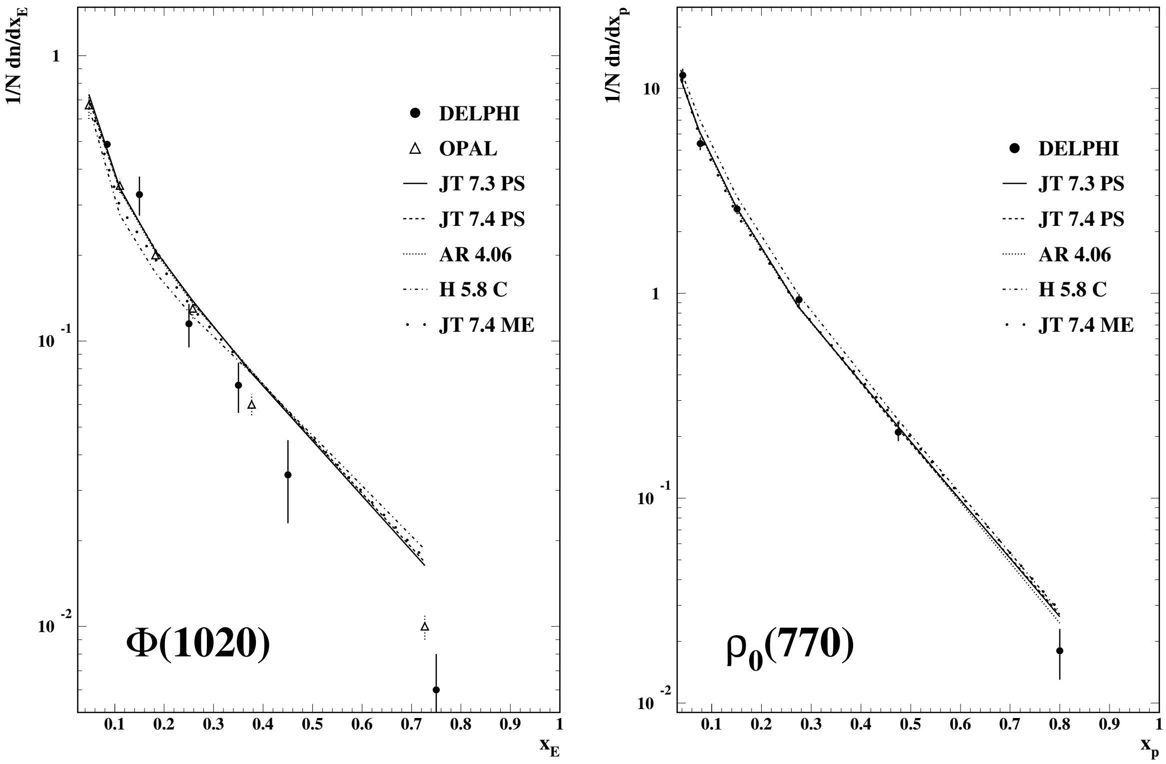

Abbildung 7.11: Die Abbildung zeigt den Vergleich zwischen den gemessenen Spektren der $\phi(1020)$– und $\rho(770)$–Resonanz und den Modellvorhersagen.

generell zu hoch vorhergesagt und liegt für $x_p > 0.1$ um mindestens 10% über den Daten.

Die Produktionsraten für die Resonanzen $f_0(980)$ und $f_2(1270)$ werden (für JETSET und ARIADNE) über die Parameter $P(^1S_0)_{ud}$ und $P(^3S_1)_{ud}$ bestimmt. Wie in Kapitel 6.1 gezeigt, hängen die Parameterwerte explizit von den Anforderungen an die Multiplizität ab. Hier gezeigt sind Anpassungen mit gefixter Multiplizität. Beide Spektren werden innerhalb ihrer Fehler beschrieben, wobei sie allerdings im Mittel um $\sim 10\%$ systematisch überschätzt werden. Für Anpassungen mit freier Multiplizität ist die Übereinstimmung besser, führt allerdings insgesamt zu einer zu niedrigen mittleren geladenen Multiplizität (siehe Kapitel 7.1). Hingegen bestehen für den HERWIG–Generator Unzulänglichkeiten bei der Beschreibung der $f_0(980)$– und $f_2(1270)$–Resonanz. Die $f_0(980)$–Resonanz wird überhaupt nicht generiert. Die Produktionsrate der $f_2(1270)$–Resonanz stimmt für große Impulse innerhalb der Fehler mit der Messung überein, liegt aber systematisch unterhalb des gemessenen Spektrums.

Die Tabelle 7.4 beinhaltet den Vergleich der Mittelwerte der x_E–Spektren für D^*– und B–Mesonen. Der JETSET– bzw. ARIADNE–Generator beschreibt die gemessenen Mittelwerte, da die entsprechenden Parameter ϵ_C/ϵ_B der Peterson–Fragmentierungsfunktion

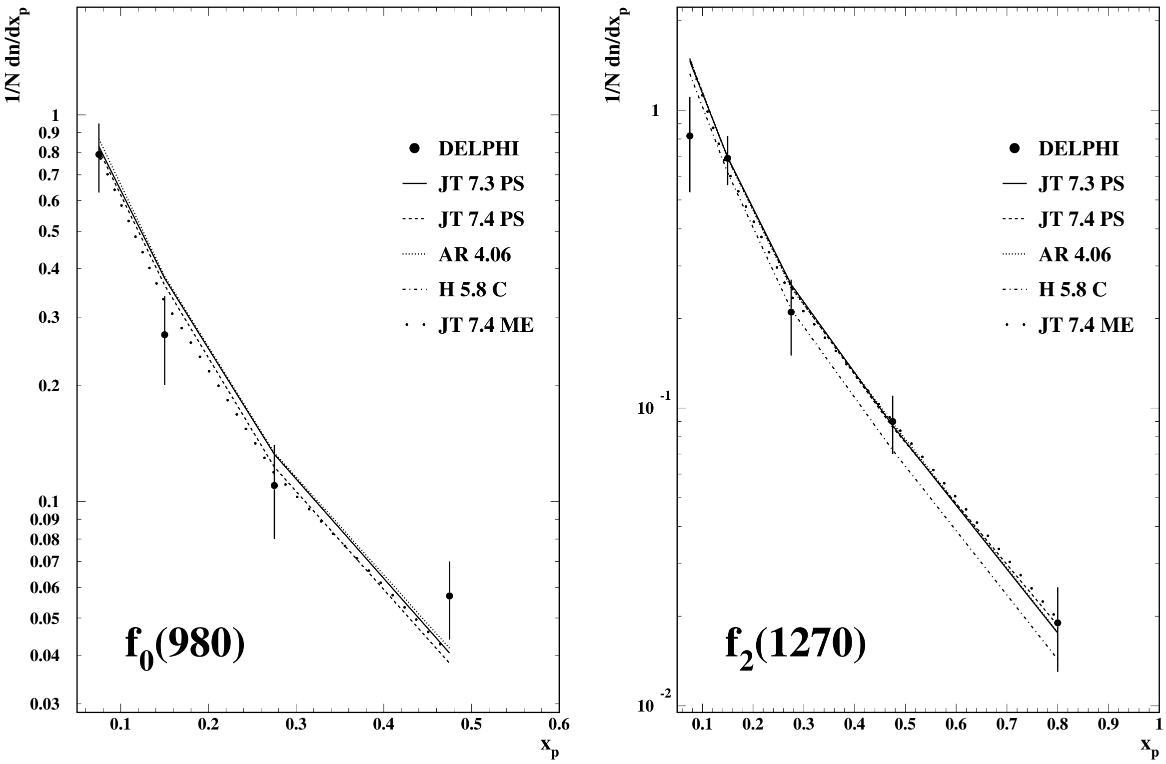

Abbildung 7.12: Wie Abbildung 7.11, jedoch für die $f_0(980)$– und $f_2(1270)$–Resonanz.

	$< x_E >$ D^*	$< x_E >$ B
Meßergebnisse [119]	0.504±0.009	0.701±0.008
JETSET 7.3 PS DELPHI–Zerfälle	0.500	0.700
JETSET 7.4 PS	0.500	0.700
ARIADNE 4.06 DELPHI–Zerfälle	0.502	0.703
HERWIG 5.8 C	0.509	0.670
JETSET 7.4 ME	0.506	0.701

Tabelle 7.4: Mittelwerte der x_E–Spektren für D^*– und B–Mesonen.

entsprechend eingestellt sind. Hingegen ist der Mittelwert des x_E–Spektrums der D^*–Mesonen in dem HERWIG–Generator geringfügig zu hoch. Der Mittelwert des x_E–Spektrums für B–Mesonen wird hingegen um etwa 5% zu niedrig vorhergesagt.

Wie gezeigt, werden die Mesonen, insbesondere die K-Spektren und die Mesonresonanzen von den Modellen JETSET und ARIADNE mit einer recht guten Genauigkeit vorhergesagt. Der s–Quarkunterdrückungsfaktor γ_s kann als ein universeller Parameter angesehen werden. Für die gleichzeitige Beschreibung der K^0 und $K^\pm$ Spektren sind angeregte Spinzustände für s–Quarks in der Größenordnung von 26-28% notwendig, wobei die $P = 1$ Zustände in der Anpassung nicht explizit berücksichtigt sind. Die erzielten Resultate für die $P = 1$ Zustände stimmen mit ersten Messungen [118] sehr gut überein. Für u/d–Quarks ergeben sich die gleichen Wahrscheinlichkeiten (24–26%) für die $P = 1$ Zustände unter Berücksichtigung der Resonanzen $f_0(980)$ und $f_2(1270)$ bei der Anpassung. Bei Berücksichtigung der mittleren geladenen Multiplizität steigt die Produktionswahrscheinlichkeit für $P = 1$ Zustände auf über 40% an. Dies ist aber ein Problem für das Stringmodell, welches nur eine Wahrscheinlichkeit von etwa 10% erwarten läßt [73].

Der HERWIG–Generator beschreibt den Mesonen–Sektor gleichfalls, wobei aber die Güte der Übereinstimmung im Vergleich zum JETSET– bzw. ARIADNE–Modell schlechter ist. Die Produktionsraten der Mesonresonanzen werden geringfügig überschätzt oder sind nicht im Generator implementiert. Beachtet man, daß der HERWIG–Generator keine speziellen Parameter hat, um spezielle Teilchenproduktionsraten anzupassen, so ist die Übereinstimmung mit der HERWIG–Vorhersage hervorragend.

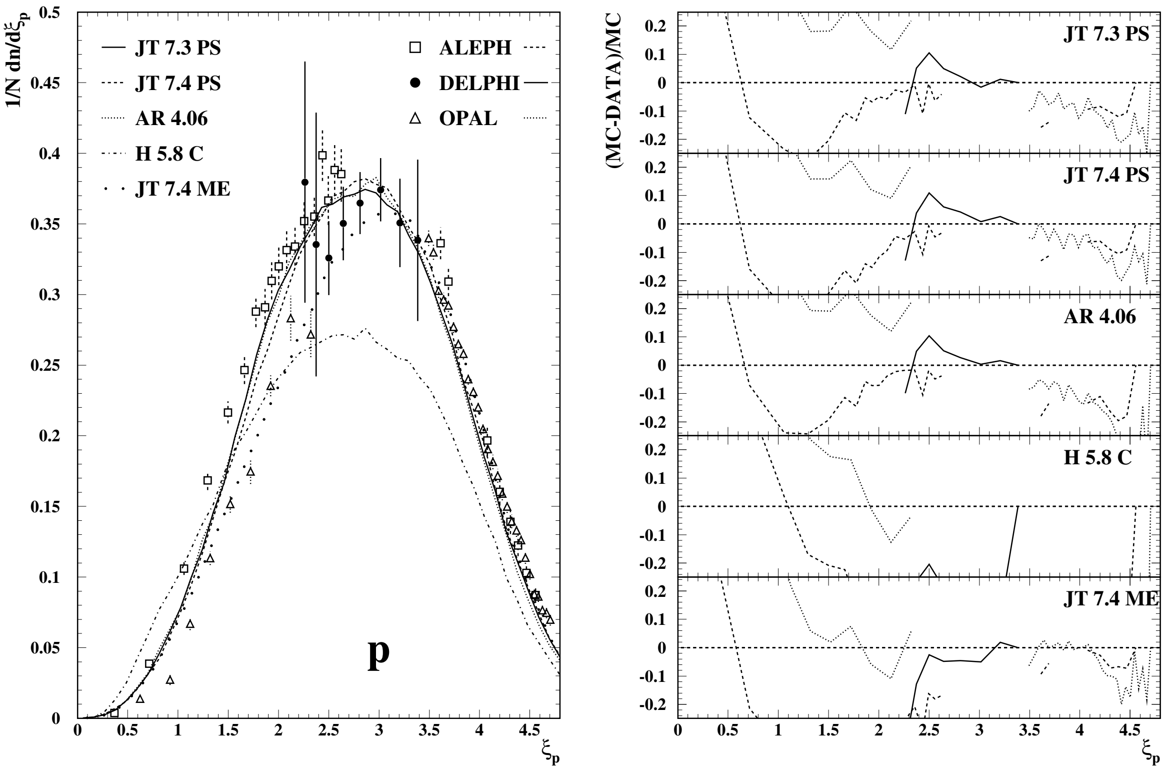

Abbildung 7.13: Wie Abbildung 7.7, jedoch für die Proton–Spektren.

7.2.3 Die Baryonen

Während die Vorhersagen der Generatoren mit den gemessenen Spektren der verschiedenen Mesonen sehr gut übereinstimmen, bestehen für den Baryon Sektor diverse Probleme. In der Abbildung 7.13 sind die verschiedenen Protonspektren und deren Vergleiche mit den Generatorvorhersagen gezeigt. Wie im linken Bild zu erkennen ist, existieren für den Bereich großer Impulse, d. h. für kleine ξ_p–Werte, experimentelle Diskrepanzen zwischen den verschiedenen Kollaborationen, deren Ursache gänzlich ungeklärt ist. Dabei liegt das gemessene Spektrum der OPAL–Kollaboration deutlich unterhalb des Spektrums der ALEPH–Kollaboration. Für niedrige Impulse (große ξ_p–Werte) besteht hingegen eine gute Übereinstimmung zwischen den Experimenten. Das DELHPI–Spektrum kann z. Z., bedingt durch seine großen Fehler und seinen kleinen Meßbereich, nicht zur Entscheidungsfindung beitragen. Ein Anhaltspunkt für die Richtigkeit eines Spektrums könnte aus Folgendem abgeleitet werden: Das ALEPH–Spektrum kann durch das JETSET– bzw. ARIADNE–Modell beschrieben werden, wenn nur dieses Spektrum für die Anpassung verwendet wird. Hingegen bleiben für das OPAL–Spektrum die Diskrepanzen im Bereich der großen Impulse zwischen Generatorvorhersage und Meßdaten bestehen, selbst dann, wenn nur das entsprechende Spektrum für die Anpassung benutzt wird. Außerdem ist die Protonmultiplizität für OPAL im Bereich hoher Impulse

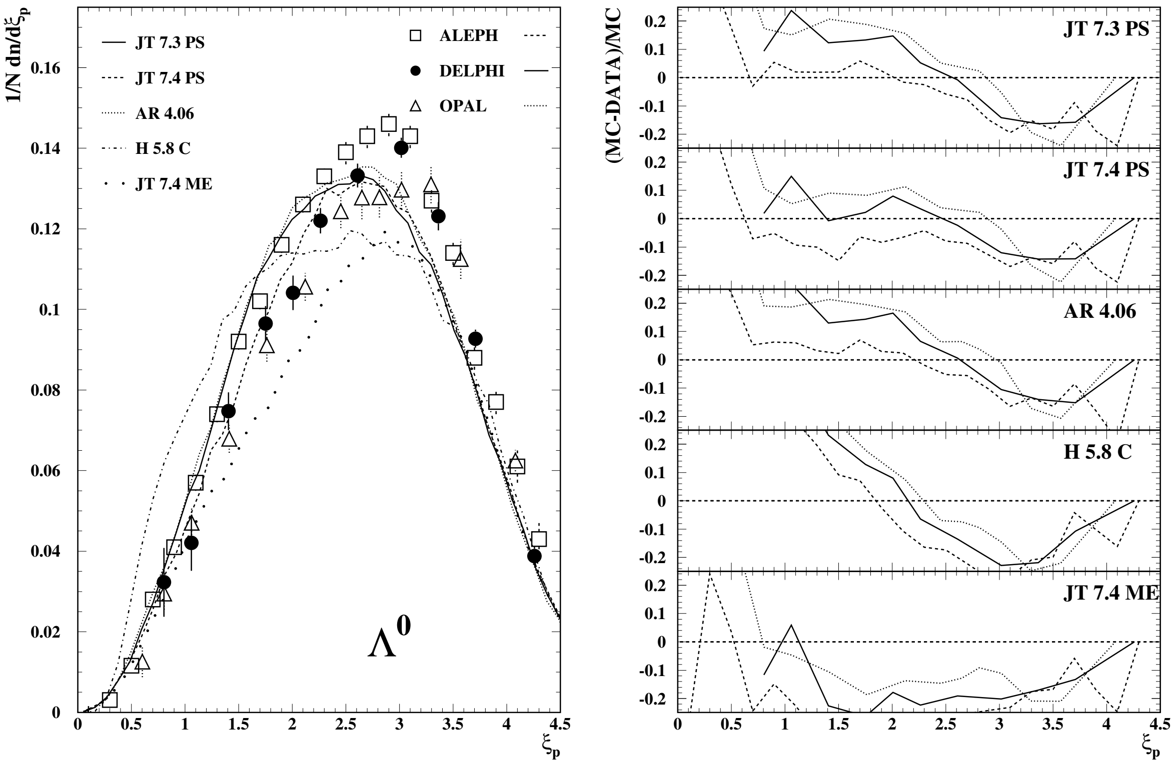

Abbildung 7.14: Wie Abbildung 7.7, jedoch für die Λ_0–Spektren.

vergleichbar oder sogar kleiner als die Opal Λ_0–Rate (siehe Abbildung 7.15). Das ist eigentlich nicht zu erwarten, da für die Λ_0–Produktion ein zusätzliches s–Quark erzeugt werden müßte, welches aber unterdrückt sein sollte. Da aber die Übereinstimmung zwischen Vorhersage und Messung kein zwingender Grund für die Richtigkeit einer Messung ist, wurden für die hier gezeigten Anpassungen alle Protonspektren berücksichtigt.

Generell unterschätzen der JETSET– und ARIADNE–Generator den Bereich für große ξ_p–Werte zwischen 5 und 10%. Für große Impulse (kleine ξ_p) ist die Vorhersage des Protonspektrums im Vergleich zu dem OPAL–Spektrum wesentlich zu hart, während es im Vergleich zum ALEPH–Spektrum zu weich ist. Das DELPHI–Spektrum wird nahezu perfekt durch die Generatoren beschrieben. Die Ungenauigkeit ist dabei kleiner als 5%. Es sei hier noch angemerkt, daß die Beschreibung der großen Impulse nur dadurch möglich ist, daß die Baryon Produktion am Stringende (mittels dem zugehörigen Parameter $PARJ(19) = 0.5$) unterdrückt ist. Ansonsten ist das vorhergesagte Spektrum wesentlich zu hart. Der Unterdrückungsfaktor $PARJ(19)$ ist als ein reiner Modellparameter eingeführt worden, um den Abfall der Baryonspektren für große Impulse durch die Modelle zu beschreiben. Inwieweit dieser Parameter eine physikalische Interpretation besitzt, hängt von dem Produktionsmechanismus für Baryonen in den Modellen ab. Es ist daher die Frage zu klären, ob Baryonen (wie z. B. im JETSET–Modell) über den sogenannten *Popcorn*–Mechanismus [121] erzeugt werden, oder ob in der Natur Nukleonresonzen (in Analogie zu den Mesonresonanzen) existieren und somit der Abfall der Baryonproduktionsraten für große Impulse erklärt werden kann .

Generell bestehen für den HERWIG–Generator Probleme bei der Anpassung von Baryonen. Egal welche Kombinationen bei der Bestimmung der Parameter verwendet werden, ist es nicht möglich, die Modellvorhersagen für das Proton– und das Λ_0–Spektrum gleichzeitig in gute Übereinstimmung mit den Daten zu bringen. Wie im linken Bild der Abbildung 7.13 zu erkennen ist, unterschätzt der HERWIG–Generator das Protonspektrum massiv für große ξ_p, hingegen werden kleine ξ_p–Werte überschätzt. Für das Λ_0–Spektrum (siehe Abbildung 7.14) gilt das Gleiche, wobei die Diskrepanz zwischen Vorhersage und Messung kleiner ist. Es besteht die Möglichkeit, mit dem HERWIG-Generator das Protonspektrum für kleine Impulse mit einer Genauigkeit von $\sim$ 10% anzupassen. Dabei dürfen aber keine Λ_0–Spektren bei der Parameteranpassung berücksichtigt werden. Für diese Anpassungen ergeben sich Vorhersagen, die den Bereich großer Protonimpulse um >25% zu hoch vorhersagen, während die Λ_0–Produktion über den ganzen Impulsbereich mit einem Faktor 3–4 überschätzt wird. Die gleichzeitige Benutzung von Proton– und Λ_0–Spektren liefert die besten Resultate.

Für den JETSET– bzw. ARIADNE–Generator bestehen gleichfalls Probleme bei der Beschreibung des Λ_0–Spektrums. Die gemessenen Verteilungen stimmen für große ξ_p–Werte mit den Vorhersagen gut überein, hingegen unterschätzen die Modelle diesen Bereich grundsätzlich um 10% bis 20%. Für den Bereich größerer Impulse ($\xi_p < 3.5$) findet man experimentelle Unterschiede in den gemessenen Verteilungen. Das von der ALEPH–Kollaboration gemessene Spektrum wird in diesem Bereich von den Modellen JETSET 7.3 PS und ARIADNE 4.06 beschrieben, während für die DELPHI– bzw. OPAL–Messung das vorhergesagte Spektrum zu hart ist, d. h. die Spektren werden zwischen 10% und 20% überschätzt. Für den Generator JETSET 7.4 PS hingegen ist die Übereinstimmung der Vorhersage mit den DELPHI– und OPAL–Messungen besser als 10% für große Impulse, während das ALEPH–Spektrum über den ganzen Impulsbereich 10% unter der Vorhersage liegt. Mit dem ME–Ansatz werden hingegen alle Spektren unterschätzt.

Werden die Oktett–Baryonen gesamtheitlich betrachtet, so beschreiben die Generatoren JETSET und ARIADNE den gesamten Sektor mit einer akzeptablen Genauigkeit. Exemplarisch sind im linken Bild der Abbildung 7.15 der Vergleich der Vorhersagen für Protonen, Λ_0's und $\Xi^\pm$ gezeigt. Die Protonen sind als offene Symbole dargestellt, während für Λ_0's und $\Xi^\pm$ ausgefüllte Symbole benutzt werden. Die logarithmische Darstellung auf der Ordinate führt dazu, daß die Unterschiede zwischen den Modellvorhersagen und den gemessenen Spektren für Protonen und Λ_0's nicht mehr so gut sichtbar sind. Die Anpassung für den Oktett–Sektor wurde hauptsächlich mit den Protonen und Λ_0's durchgeführt (siehe Kapitel 6.1). Die Produktionsraten für die anderen Mitglieder des Oktett's, hier am Beispiel des $\Xi^\pm$ Spektrums, werden zwar geringfügig überschätzt, liegen jedoch in der richtigen Größenordnung. Die Produktionsraten der Dekuplett–Baryonen, die im rechten Bild für DELPHI–Messungen gezeigt sind, wurden mit Hilfe des $\Sigma(1385)$–Spektrums bestimmt. Auch hier ist die Vorhersage der Genera-

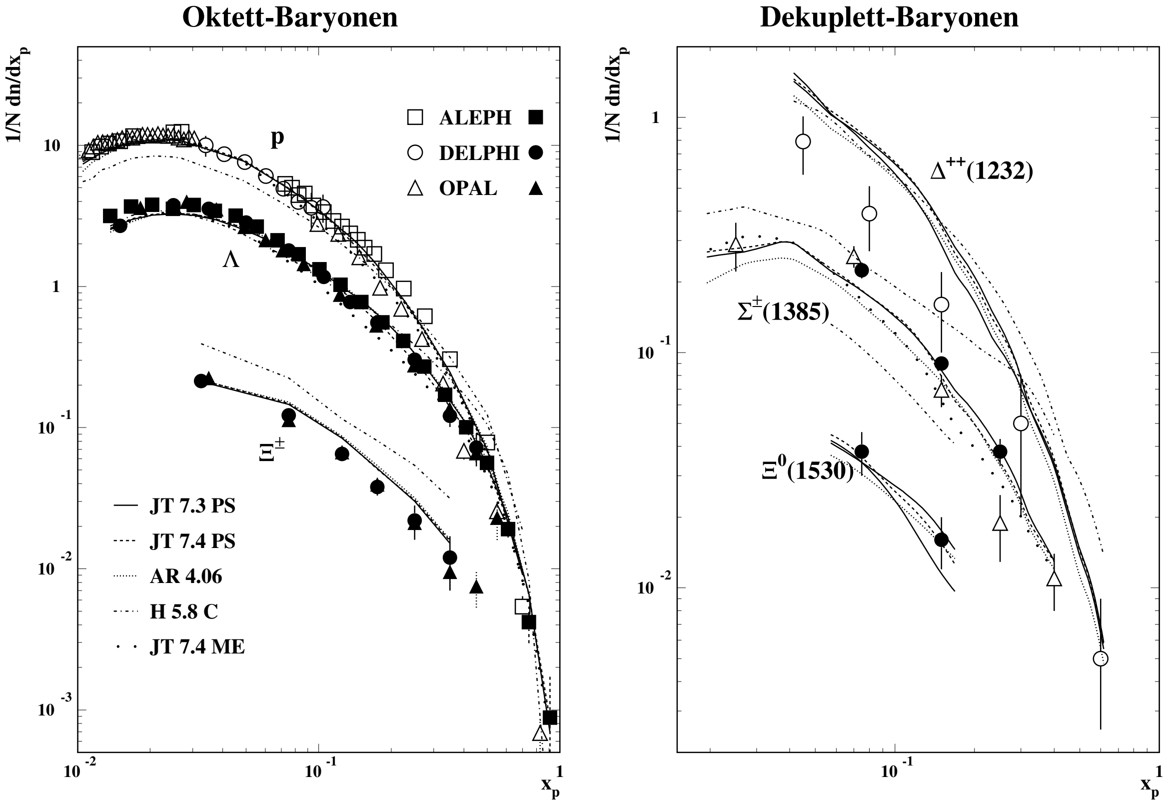

Abbildung 7.15: Die Abbildung zeigt den Vergleich der Oktett–Baryonen (linkes Bild) und der Dekuplett–Baryonen (rechtes Bild) mit den Generatorvorhersagen in der x_p–Darstellung.

toren ARIADNE und JETSET recht gut. Die Produktionsraten aller Mitglieder werden in der richtigen Größenordnung beschrieben. Nur die Δ^{++}–Rate wird für kleine Impulse überschätzt.

Der HERWIG Generator hat Probleme bei der Beschreibung des Oktetts und des Dekupletts. Die Vorhersagen der Produktionsraten für das Oktett können nur für einen Spinzustand in Einklang mit den Messungen gebracht werden. Die anderen Zustände werden dann über– bzw. unterschätzt. Für die Dekuplett–Baryonen gilt das Gleiche, wobei grundsätzlich das Spektrum zu hart ist. Die hier gezeigten Ergebnisse für die Einteilchen–, Ereignisformverteilungen, identifizierten Teilchenspektren sowie die Vorbereitungen für LEP–II haben dazu geführt, daß in absehbarer Zeit eine neue Version des HERWIG–Generators verfügbar sein wird [122].

8

Berücksichtigung von Bose–Einstein–Korrelationen

Der Bose–Einstein–Effekt wurde erstmals 1960 bei der Proton–Antiproton–Annihilation bei einer Schwerpunktsenergie von 2.1 GeV beobachtet [123]. Bei der niedrigen Multiplizität (4–6 Pionen) zeigte die Winkelverteilung für gleich geladene Pionpaare große Abweichungen von der theoretischen Vorhersage. Es wurde eine Anhäufung bei kleinen Winkeln beobachtet. Hingegen wurde für ungleich geladene Pionpaare keine Abweichung festgestellt. Der Effekt läßt sich durch die Anwendung der Bose–Einstein–Statistik auf die gleichgeladenen Pionen eines Ereignisses erklären, deren Wellenfunktion sich in einem Bereich des Phasenraums überlappen. Der Radius dieses Wechselwirkungsbereiches beträgt dreiviertel der Comptonwellenlänge eines Pions.

Bei der LEP–Energie von ca. 91.2 GeV besitzen die hadronischen Ereignisse eine völlig andere Struktur. Die wesentlich höhere Multiplizität von ungefähr 21 und die Jet–Struktur mit kleinen Transversalimpulsen bzgl. der Jetachse erzeugen eine erhöhte Dichte gleichgeladener Pionen innerhalb eines Jets. Der Bose–Einstein–Effekt beeinflußt die Winkelverteilung der positiv und negativ geladenen Pionpaare gleichermaßen innerhalb eines Jets. Durch die große Piondichte wird aber auch die Winkelverteilung ungleich geladener Pionpaare beeinflußt. Dieses hat direkte Auswirkungen z. B. auf die invarianten Massenspektren von Resonanzen. Durch die Verringerung der Winkel werden die beobachteten invarianten Massen verkleinert, d. h. der Bose–Einstein–Effekt verzerrt auch die Resonanzform. Die exakte Berechnung der Auswirkungen des Bose–Einstein–Effekts analog zu der von Goldhaber et al. [123], ist für die hadronischen LEP–Ereignisse aufgrund der hohen Teilchenmultiplizität zu umfangreich. Neben Untersuchungen der LEP–Kollaborationen zu den Einflüssen des Bose–Einstein–Effekts auf Massenspektren [124–126] existiert eine Simulationsstudie von G.D. Lafferty [127], die den indirekten Beitrag des Bose–Einstein–Effekts auf $\pi^+\pi^-$–Massenspektren untersucht.

Die LEP–Kollaborationen berücksichtigen den Bose–Einstein–Effekt in den Monte–Carlo–Ereignissen durch die Verwendung der im JETSET–Generator implementierten Routine, die optional für die Mesonen π^+, π^-, π°, K^+, K^-, K_S°, K_L° und η verwendet werden kann. Dabei werden mittels eines Parameters die am Bose–Einstein–Effekt teilnehmenden Mesonen in der angegebenen Reihenfolge[1] hinzugeschaltet. Zur Beschreibung des Bose–Einstein–Effekts wird im Generator die folgende Korrelationsfunktion f_2 verwendet:

$$f_2(Q) = 1 + \lambda \exp\left(-\left(\frac{Q}{d}\right)^r\right) \quad , \tag{8.1}$$

mit:

$$Q = Q_{ij} = -(P_i - P_j)^2 = \sqrt{(P_i - P_j)^2 - 4m^2}$$
$$P_i,\ P_j \quad = \text{Viererimpuls}$$
$$m = \text{Masse der Teilchen mit Impuls } P_i,\ P_j$$
$$r = 1 \text{ oder } 2$$

Hierbei beschreibt der Parameter λ die Stärke des Bose–Einstein–Effekts. Die Größe des Bereiches im Schwerpunktssytem der invarianten Massen, aus dem Bosonen mit ähnlichem Impuls emittiert werden, wird über den Parameter $\frac{1}{d}$ gesteuert. Der Parameter r gibt die Form des emittierten Bereiches wieder (r=1 exponentielle Form, r=2 gaußscher Ansatz). Die Simulation des Bose–Einstein–Effekts wird nur auf Zerfallteilchen kurzlebiger Bosonen angewandt, d. h. Tochterteilchen langlebiger Bosonen tragen nicht bei. Die Berücksichtigung des Bose–Einstein–Effekts führt somit zu 2 weiteren Parametern. Weitere Einzelheiten können der Referenz [130] entnommen werden. Einen generellen Überblick gibt die Referenz [131].

Bei den Parameteranpassungen des DELPHI–Detektor–Monte–Carlos 93 und 94 wurden die in Tabelle 8.1 angegebenen Parameter [125, 128] verwendet.

Parameter	Name	Wert
λ	PARJ(92)	1.0
$\frac{1}{d}$	PARJ(93)	0.394
r	MSTJ(51)	2
Teilchen	MSTJ(52)	7

Tabelle 8.1: Parameter des Bose–Einstein–Effekts für die Produktion des DELPHI–Detektor–Monte–Carlos 93 und 94.

Vergleicht man simulierte Ereignisse eines Parametersatzes mit und ohne Bose–Einstein–Effekt, so sind massive Einflüsse auf manche Verteilungen zu beobachten. Bei Verwendung von Bose–Einstein–Effekten werden zwar die Resonanzen in Form und Lage beschrieben, gleichzeitig ergeben sich aber massive Abweichungen in den Einteilchen– und Ereignisformverteilungen, so z. B. für die differentiellen 3– und 4–Jetraten, die u. a. wichtig für die Higgs–Suche sind. Diese werden mit Bose–Einstein–Effekten durch den JETSET–Generator noch geringer vorhergesagt als ohne. Eine Kompensation durch Veränderung anderer Parameter, z. B. durch Erhöhung des Parameters Λ_{QCD},

[1] Wird z. B. der Bose–Einstein–Effekt für K^- berücksichtigt, so wird er automatisch auch für die Mesonen π^+, π^-, π°, K^+ simuliert.

kann nur bedingt erfolgen, da andere Verteilungen wie z. B. die differentielle 2–Jetrate, Thrust, x_p usw. wesentlich schlechter beschrieben werden. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Studien sowie die falsche Rekonstruktion der $W^{\pm}$–Masse bei Berücksichtigung des Bose–Einstein–Effekts (Relevant für LEP–II) haben dazu geführt, daß von L. Lönnblad eine neue und verbesserte Bose–Einstein–Routine [132] entwickelt wurde.

Der neue Algorithmus basiert auf der gleichen Grundidee wie die alte Bose–Einstein–Routine. Die Impulse der Endzustands–Bosonen werden leicht verschoben, so daß die 2–Teilchenkorrelationen korrekt beschrieben werden. Dabei werden aber nicht nur identische Bosonen bzw. die Zerfalls–Pionen und deren Impulse sondern alle Pionen modifiziert. In Analogie zu Gleichung 8.1 wird für identische Pionen die folgende Korrelationsfunktion verwendet:

$$f_{2+}(Q) = \frac{1+\lambda \exp\left(-\left(\frac{Q}{d}\right)^2\right)}{1+\epsilon\lambda \exp\left(-\left(\frac{Q}{d}\right)^2\right)} \quad . \tag{8.2}$$

Die (Anti–)Korrelation zwischen ungleich geladenen Pionen wird hingegen durch

$$f_{2-}(Q) = \frac{1}{1+\epsilon\lambda \exp\left(-\left(\frac{Q}{d}\right)^2\right)} \tag{8.3}$$

beschrieben. ϵ beschreibt den Bruchteil von gleich geladenen Pionen zu der totalen Anzahl von Pionen. Der Ansatz für f_{2-} stammt dabei aus Vergleichsstudien der 2–Teilchenkorrelation für gleich– und ungleich geladene Pionen. Für $\epsilon = 0$ stimmen die alte und neue Bose–Einstein–Routine überein. (ϵ JETSET–Parameter PARJ(94) D=0.) Zusätzlich erhält der Steuerparameter MSTJ(51) eine erweiterte Bedeutung. Für Parametereinstellungen MSTJ(51)=1 oder MSTJ(51)=2 wird die alte Routine verwendet. Für MSTJ(51)=3 bzw. 4 wird die neue Bose–Einstein–Routine benutzt. Wird MSTJ(51)=4 gewählt, so werden Pionpaare aus dem Zerfall eines einzelnen Hadrons nicht betrachtet. (Für die separate Behandlung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ steht mit MSTJ(53) ein weiterer Steuerparameter zur Verfügung, der aber hier nicht von Interesse ist.)

Diverse Studien sind von A. Tomaradze [128] mit dem Generator JETSET 7.4 PS zur Bestimmung der optimalen Parametereinstellungen für die neue Routine durchgeführt worden. Betrachtet man die ρ–Resonanz und die 2–Teilchenkorrelationen, so ergeben sich die in Tabelle 8.2 in Spalte A aufgeführten Parameter.

Mit dem Parametersatz (Spalte A) werden die 2–Teilchenkorrelationen und die Massenverschiebung der ρ–Resonanz sehr gut beschrieben [128]. Allerdings ist der Wert von $\epsilon = 0.1$ wesentlich zu klein. Der Parameter ϵ ist für die statistische Kompensation des Bose–Einstein–Effekts verantwortlich und beschreibt das Verhältnis von geladenen und ungeladenen Pionen zueinander und muß ϵ=0.3 betragen [132]. Anpassung mit den 2–Teilchenkorrelationen bei festgehaltenem ϵ=0.3 ergeben die in Spalte B angegebenen Parameter. Mit diesen Parametern werden die 2–Teilchenkorrelationen sehr gut beschrieben. Die Ereignisform– und Einteilchenvariablen zeigen nur geringfügige Einflüsse durch den Bose–Einstein–Effekt (siehe Abbildungen 8.1 – 8.3). Allerdings wird mit

		A	B
Parameter	Name	Wert	Wert
λ	PARJ(92)	1.0	2.0
$\frac{1}{d}$	PARJ(93)	0.394	0.394
ϵ	PARJ(94)	0.100	0.300
	MSTJ(51)	4	4
Teilchen	MSTJ(52)	7	7

Tabelle 8.2: Parameter für die neue Bose–Einstein–Routine.

diesen Parametern (Spalte B) die Massenverschiebung der ρ–Resonanz nicht beschrieben [128]. Falls die Massenverschiebung der ρ–Resonanz auf den Bose–Einstein–Effekt zurückzuführen ist, würden somit Verständnisprobleme bestehen. Zur Zeit werden daher von T. Sjöstrand et al. Studien zum besseren Verständnis der Massenverschiebung der ρ–Resonanz durchgeführt [132]. Es sei hier noch angemerkt, daß der Parameter λ in der neuen Routine nicht mehr direkt die ursprüngliche physikalische Interpretation der Korrelationslänge hat, sondern eher als Generator–Parameter anzusehen ist.

Beispielhaft werden in den Abbildungen 8.1 – 8.3 die Einflüsse der verschiedenen Bose–Einstein–Routinen bzw. Parametersätze auf Ereignisform– und Einteilchenvariablen, berechnet mit dem Generator ARIADNE 4.06, diskutiert. Die Parameterwerte für den Generator können der Tabelle C.16 entnommen werden. Analog zu der Abbildung 7.1 ist im oberen Bild der totale Korrekturfaktor der Daten gezeigt. Im mittleren Bild ist der quantitative Vergleich für die verschiedenen Routinen bzw. Parametersätze gezeigt. Die Parameterwerte für die *alte* Bose–Einstein–Routine (bezeichnet als *alt*) können der Tabelle 8.1 entnommen werden. Die Bezeichnung „*neu BE* λ*=1* “ kennzeichnet die Verteilungen, die mit den in Tabelle 8.2 Spalte A angegeben Parametern berechnet wurden. Die Verteilungen für die Parameter der Spalte B sind mit „*neu BE* λ*=2*“ versehen. Im unteren Bild ist der qualitative Vergleich zwischen den DELPHI–Daten und den Generatorvorhersagen dargestellt. Der unterlegte Bereich beschreibt den gesamten relativen statistischen und systematischen 1σ–Fehler der Datenverteilung.

Die meisten Ereignisformvariablen zeigen für die neue Bose–Einstein–Routine wesentlich kleinere Abhängigkeiten im Vergleich zu der im Standard JETSET–Generator implementierten Routine. Wie in Abbildung 8.1 gezeigt, beträgt die (mittlere) Veränderung bei Benutzung der alten Routine im Mittel ungefähr 4%. Der Bose–Einstein–Effekt bewirkt eine Verschiebung der 1–Thrust–Verteilung zu kleinen Werten hin. Der gleiche Effekt tritt für die neue Routine mit dem Parametersatz für λ=1 auf, wobei die Verschiebung wesentlich geringer ausfällt. Innerhalb der numerischen Unsicherheiten ist die Modellvorhersage noch mit den Daten verträglich. Für λ=2 ist praktisch kein Unterschied für die Verteilungen mit und ohne Bose–Einstein–Effekt erkennbar. Das Gleiche gilt für die Minor–Verteilung. Besonders stark sind hier die Effekte durch die alte Routine, die bis zu 10% betragen. Die neue Routine mit dem Parametersatz für λ=1 zeigt über große Bereiche der Verteilung ebenfalls Abweichungen. Diese sind aber nur noch halb so groß

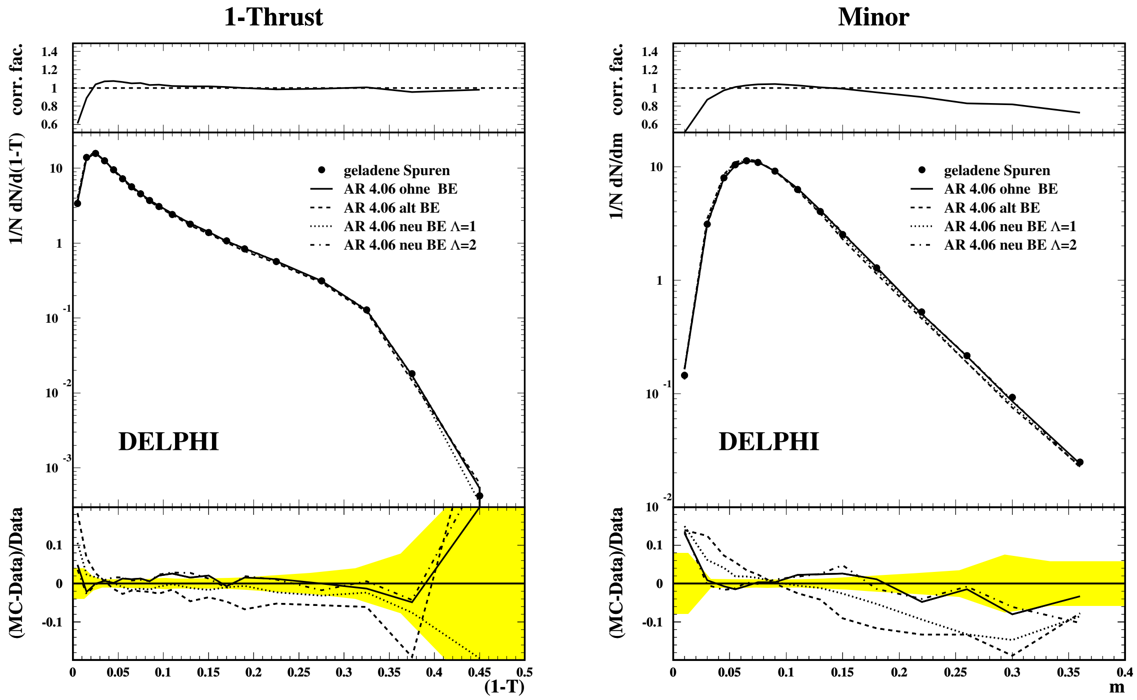

Abbildung 8.1: Die Abbildung zeigt den Vergleich für $1 - T$ und Minor zwischen den Meßdaten und den Vorhersagen des Generators ARIADNE 4.06 für die verschiedenen Bose–Einstein–Routinen bzw. Parametersätze. Im oberen Teil wird der vollständige Korrekturfaktor der Daten gezeigt. Das mittlere Bild beinhaltet den qualitativen Vergleich zwischen Daten und Modellvorhersage. In dem unteren Teil ist die relative Abweichung zwischen Generatorvorhersage und den Daten dargestellt. Der unterlegte Bereich beschreibt den gesamten relativen statistischen und systematischen 1σ–Fehler der Datenverteilung.

im Vergleich zu der alten Routine.

Die differentielle 2–Jetrate, die in Abbildung 8.2 gezeigt ist, wird nur durch die alte Bose–Einstein–Routine geringfügig beeinflußt. Hingegen zeigen sich für die differentielle 4–Jetrate große Abweichungen in Bereichen kleiner y_{cut}–Werte. Die alte Routine bewirkt eine starke Verschiebung der Verteilung zu kleineren y_{cut}–Werten. Für λ=2 ist in Bereichen großer Statistik kein Unterschied der Verteilungen mit und ohne Bose–Einstein–Effekt erkennbar. Im Bereich kleiner Statistik zeigen sich nur geringfügige Abweichungen, die aber nicht von Bedeutung sind. Für λ=1 ist hingegen eine wesentlich bessere Übereinstimmung zwischen Daten und Generatorvorhersage für kleine y_{cut}–Werte zu finden.

Die Einteilchenvariablen zeigen ähnliche Eigenschaften bzgl. der verschiedenen Routinen bzw. Parametersätze. Die in Abbildung 8.3 gezeigte Transversalimpulsverteilung p_t^{out} bzgl. der Thrust–Achse variiert sehr stark für die alte Routine. Hauptsächlich im Bereich großer Statistik ($p_t^{out} < 1$ GeV) sinkt die Generatorvorhersage um bis zu 8% ab, welches durch die Verkleinerung der Winkel erklärt werden kann und eine Verschlechterung

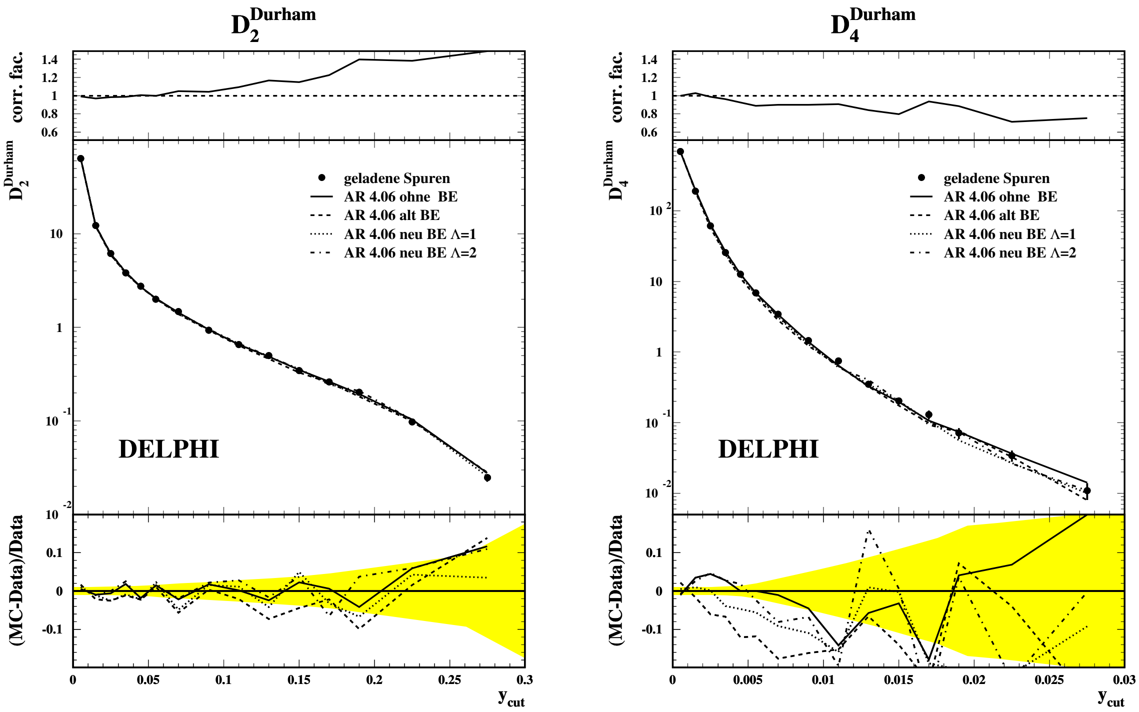

Abbildung 8.2: Wie Abbildung 8.1, jedoch für die differentielle 2– und 4–Jetrate bzgl. Durham–Algorithmus.

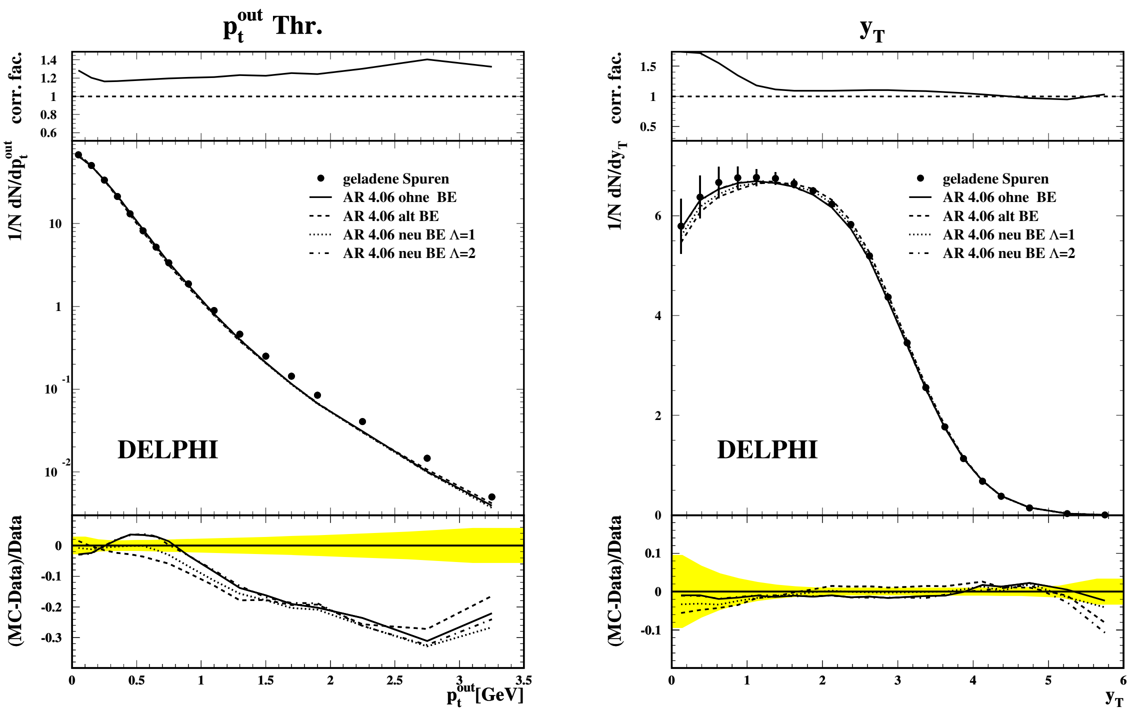

Abbildung 8.3: Wie Abbildung 8.1, jedoch für die Transversalimpulsverteilung p_t^{out} und die Rapidität bzgl. der Thrust–Achse.

der Beschreibung der Datenverteilung bewirkt. Für die neue Routine mit dem Parametersatz λ=1 stimmt die Generatorvorhersage sehr gut mit den Daten überein, wobei das wellenförmige Verhalten „für ohne" Bose–Einstein–Effekt bzw. λ=2 verschwindet. Im Bereich großer Transversalimpulse (größer 1.5 GeV) sind keine signifikanten Unterschiede zwischen den verschiedenen Parametersätzen (Routinen) erkennbar. Die Rapiditätsverteilung zeigt für die alte und neue Routine (mit λ=1) innerhalb der Unsicherheiten ein leichtes Absinken für Rapiditäten kleiner 1, wobei die Abweichung für die neue Routine nur die Hälfte im Vergleich zu der alten beträgt. Im Bereich zwischen 2 und 4 überschätzt die alte Routine geringfügig die Datenverteilung, hingegen besteht für den Parametersatz mit λ=1 eine sehr gute Übereinstimmung mit den Daten. Für große Rapiditäten (Bereich kleiner Statistik) zeigt der Parametersatz mit λ=2 die größte Veränderung.

Zur Beschreibung der 2–Teilchenkorrelation ist der Bose–Einstein–Effekt erforderlich. Die zugehörige, im JETSET–Generator implementierte Routine beinflußt sehr stark die verschiedenen Ereignisform– und Einteilchenvariablen und bereitet Probleme bei der Rekonstruktion der $W^{\pm}$–Masse. Dieses spiegelt sich auch in den Resultaten der Parameteranpassung der Generatoren wieder. Die neu entwickelte Routine zeigt eine deutlich verbesserte Beschreibung der verschiedenen Observablen und der Einfluß auf die Parameteranpassung ist mit dem Parametersatz für λ=2 vernachlässigbar.

9

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein effizientes Verfahren zur Anpassung von Fragmentierungsmodellen entwickelt, das auf der analytischen Beschreibung der Variation von Verteilungen in Abhängigkeit der Modellparameter beruht. Das Verfahren bestimmt die Modellparameter mit statistischen Fehlern sowie deren Korrelationen untereinander. Bedingt durch die große Flexibilität konnten umfangreiche systematische Fehlerstudien durchgeführt werden. Insbesondere wurden detailierte systematische und quantitative Studien durchgeführt, um einen Satz von optimalen Verteilungen für die Parameteranpassung zu bestimmen. Die Phase der Hadronisierung bzw. die zugehörigen Parameter werden hauptsächlich durch Einteilchenverteilungen und identifizierte Teilchenspektren bestimmt, während die Schauerentwicklung bzw. die Schauerparameter durch die 3–Jetrate und anderen Ereignisformvariablen festgelegt werden.

Die Bestimmung der Modellparameter für die Generatoren ARIADNE 4.06, HERWIG 5.8 C und JETSET 7.3 bzw. 7.4 mit Parton–Schauer–Ansatz sowie JETSET 7.4 mit Matrix–Elemente–Ansatz erfolgt unter Verwendung von ungefähr 750.000 hadronischen Z–Ereignissen, die in dem Zeitraum von 1991 bis 1993 mit dem DELPHI–Detektor aufgenommen wurden, sowie mit identifizierten Teilchenspektren aller LEP–Kollaborationen. Bei der Erstellung der Einteilchen- und Ereignisformverteilungen wurde besonderer Wert auf kleine systematische Fehler gelegt. Die Schauer–, Fragmentierungs– und Teilchenparameter werden in einer simultanen Anpassung (maximal 10 Parameter) bestimmt.

Alle Modelle beschreiben die Einteilchen– und Ereignisformvariablen mit zufriedenstellender Genauigkeit. Vergleiche der Generatorvorhersagen für Verteilungen bzgl. der geladenen bzw. geladenen und neutralen Endzuständen zeigen das gleichen Verhalten. Alle Modelle können den Ausläufer der Transversalimpulsverteilung aus der Ereignisebene p_t^{out} nicht beschreiben, wobei die Abweichungen in der Größenordnung von 25% sind. Abgesehen von dieser Ausnahme beschreibt der Generator ARIADNE 4.06, insgesamt gesehen, alle Ereignisform– und Einteilchenvariablen am besten. Die Produktion der 4– und höheren Jetraten wird durch den Generator HERWIG 5.8 C überschätzt, während JETSET 7.3 bzw. 7.4 diese Verteilungen eher unterschätzt. Korrespondierend dazu werden die Ausläufer der Verteilungen, die sensitiv auf die Teilchenproduktion aus der Ereignisebene sind, durch HERWIG 5.8 C (JETSET 7.3 bzw. 7.4) überschätzt (unterschätzt). Das Matrix–Elemente–Modell JETSET 7.4 ME zeigt mit der optimierten Skala ebenfalls eine gute Beschreibung der Meßdaten. Durch die fehlenden höheren Ordnungen sind die Abweichungen im extremen 2–Jet– und Multi–Jetbereich erklärbar.

Die identifizierten Mesonspektren und Mesonresonanzen werden durch alle Modelle beschrieben. Dazu sind aber P–Wellenzustände in der Größenordnung von 25–40% notwendig, welches nicht mit dem 2–dimensionalen Stringmodell verträglich ist. Der Großteil der Baryonen wird durch die Generatoren JETSET und ARIADNE beschrieben. Kleinere Abweichungen werden in den Impulsverteilungen sowie in den relativen Teilchenhäufigkeiten der Multipletts gefunden. Der HERWIG–Generator zeigt hier größere Abweichungen, zusätzlich ist die Fragmentierungsfunktion für Baryonen zu hart. Dieser Effekt wird in den Generatoren JETSET und ARIADNE durch einen zusätzlichen Unterdrückungsfaktor für führende Baryonen behoben.

Literaturverzeichnis

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. B 22(1961)579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19(1967)1264;
A. Salam, Proceedings of the 8th. Nobel Symposium 36 (1968).

[2] F.J. Hasert et al., Phys. Lett. B 46(1973)138.

[3] UA1 Coll., G. Arnison et al., Phys. Lett. B 122(1983)130;
UA1 Coll., G. Arnison et al., Phys. Lett. B 126(1983)398.

[4] UA2 Coll., M. Banner et al., Phys. Lett. B 122(1983)476.

[5] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8(1964)214.

[6] G. Zweig, CERN Berichte TH-401(1964) und TH-412(1964).

[7] H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, Phys. Lett. B 47(1973)365.

[8] J.T. Friedmann et al., Ann. Rev. Nucl. Science 22(1972)203.

[9] A.L. Glashow, J.Iliopoulos and L. Maiami, Phys. Rev. D 2(1970)1285.

[10] M. Kobayashi und K. Maskawa, Progr. Theor. Phys. 49(1973)652.

[11] J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404.

[12] J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33(1974)1406.

[13] S.W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39(1977)252.

[14] C. Berger et al., Phys. Lett. B 76(1978)243.

[15] C.W. Darden et al., Phys. Lett. B 76(1978)246.

[16] J.K. Bienlein et al., Phys. Lett. B 76(1978)361.

[17] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Electroweak Working Group, *Updated Parameters of the Z Resonace from Combined Preliminary Data of the LEP-Experiments*, CERN-PPE/93-157;
The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Electroweak Working Group, *Combined Preliminary Data on Z Parameters from the LEP Experiments and Constraints on the Standard Model*, CERN-PPE/94-187.

[18] CDF Coll., F. Abe et al., Phys. Rev.Lett. 73(1994)225.

[19] D0 Coll., S. Abachi et al., *Observation of the Top Q* FERMILAB-PUP-95/028-E.

[20] ALEPH Coll., D. Decamp et al., Nucl. Inst. Meth. A 294(1990)121.

[21] DELPHI Collab., P. Aarino et al., Nucl. Inst. Meth. A 303(1991)233.

[22] L3 Coll., B. Adeva et al., Nucl. Inst. Meth. A 289(1990)35.

[23] OPAL Coll., K. Ahmet et al., Nucl. Inst. Meth. A 305(1991)275.

[24] W. Kalbreiher et al., Proc. of the XVth Int. Conf. on High-Energy-Accelerators (HEACC 92), July 1992, Hamburg, CERN-preprint SL 92-33 (DI), 1992.

[25] J.M. Jowet, invited talk at the IFCA Seminar on Future Perspectives in High Energy Physics, May 1992, Hamburg, CERN-preprint SL 93-24 (AP), 1993.

[26] D. Schaile, CERN-PPE 93-213(1993).

[27] J.-P. Bojon, O. Gröbner, J.-M. Laurent and P. Strubin, contr. paper to the 3rd European Particle Accelarator Conf. March 1992 Berlin, CERN-preprint AT 92-09 (VA), 1992.

[28] L. Knudsen et al., Phys. Lett. B 276(1992)224.

[29] L. Arnaudon et al., *Measurment of LEP Beam Energy By Resonant Spin Depolarization*, CERN PPE/92-49.

[30] L. Arnaudon et al., *The Energy Calibration of LEP in 1991*, CERN PPE/92-125 (1992) and CERN-SL/92-37(DI);
LEP Energy Group, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, L. Arnaudon et al., Phys. Lett. B 307(1993)187.

[31] P.-H. Kramer, *Messung des Wirkungsquerschnittes und der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von Myonpaar-Ereignissen auf der Z-Resonanz*, Dissertation, WUB-DIS 94-8.

[32] F. Hahn, *Inklusive $K^{\pm}$ und$p/\overline{p}$ Produktion in Z°-Zerfällen*, Dissertation, WUB-DIS 95-2.

[33] DELPHI STIC Coll., S.J. Alvsvaag et al., DELPHI 94-126(1994).

[34] DELPHI STIC Coll., S.J. Alvsvaag et al., DELPHI 94-148(1994).

[35] J. A. Valls et al., *Architecture and performance of the DELPHI Triggersystem*, DELPHI 92-192(1992).

[36] B. Bouquet, Ph. Gavillet, J-Ph. Laugier, *The Forth Level Trigger of DELPHI*, DELPHI 93-29(1993).

[37] DELPHI Coll., *DELPHI Data Analysis Program Users Guide*, DELPHI 89-44(1989).

[38] D. Bertrand, L. Pape *TANAGRA track analysis and graphics package*, DELPHI 87-95(1987).

[39] Y. Belokopitov et al.., *Detector Description Application Package for version 3.00*, DELPHI 88-87(1987).

[40] DELPHI Coll., *DELSIM DELPHI Event Generation and Detector Simulation User's Guide*, DELPHI 89-67(1989);
DELPHI Coll., *DELSIM DELPHI Event Generation and Detector Simulation Reference Manual*, DELPHI 89-68(1989).

[41] J. E. Champagne und R. Zitoun, Z. Phys. C 43(1989)169.

[42] S. Jadach and Z. Was, *Monte Carlos for Electroweak Physics in Z PHYSICS AT LEP*, Vol. 3 1-142 CERN 89-08.

[43] J. Hilgart, R. Kleiss, Comput. Phys. Commun. 75(1993)191.

[44] F.A. Berends, W. Hollik and R. Kleiss, Nucl. Phys. B 304(1988)712.

[45] W.J.P. Beenakker, F.A. Berends and S.C. van der Marck, Nucl. Phys. B 349(1991)276.

[46] Review of Particle Properties, Phys. Rev. D 50 (1994).

[47] Programmbeschreibung, private Kommunikation mit O. Podobrin.

[48] Combined Preliminary Data on Z°Parameters from the LEP Experiments and Constraints on the Standard Model, Glasgow CERN-PPE/94-187.

[49] V.B. Anikeev, V.P. Zhigunov, Fiz. Elem. Chastis At. Yadra 24, 989-1055 (1993);
V. Blobel, Unfolding Methods in High-Energy Physics Experiments,
in Proc. of the 1984 CERN School of Computing CERN 85-09, p. 88.

[50] ALEPH Coll., D. Decamp et al., Z. Phys. C 55(1992)209.

[51] H. Fürstenau, Dissertation, IEKP-KA 92-16.

[52] L3 Coll., B. Adeva et al., Z. Phys. C 55(1992)39.

[53] OPAL Coll., M.Z. Akrawy et al., Z. Phys. C 47(1990)505.

[54] OPAL Coll., P.D. Acton et al., Z. Phys. C 59(1993)1.

[55] SLD Coll., K. Abe et al., Phys. Rev. D 51(1995)962.

[56] M. Consoli and W. Hollik, *Elektroweak radiative corrections for Z physics*, Z Physics at LEP, CERN 89-08 Vol. 1 Seite 7 ff.

[57] A. Olchevski, talk given at the EPS conference on High Energy Physics, Brussels 1995.

[58] E.G. Stueckelberg, A. Petermann, Helv. Phys. Acta 25(1953)499; M. Gell-Mann, F.E. Low, Phys. Rev. 95(1954)1300;
D. J. Gross und F. Wilczek, Phys. Rev. Lett 30(1973)1343; Phys. Rev. D 8(1973)3633;
H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 30(1973)1346;
W. Caswell, Phys. Rev. Lett. 33(1974)244;
D.R.T. Jones, Nucl. Phys. B 75(1974)531.

[59] W.J. Marciano, Phys. Rev. D 29(1984)580.

[60] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. 28(1983)229;
T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Comp. Phys. Commun. 43(1987)367;
T. Sjöstrand, CERN-TH.6844/92;
T. Sjöstrand, CERN-TH.7112/93.

[61] G. Marchesini, B.R. Webber, Nucl. Phys. B 238(1984)1;
G. Marchesini, B.R. Webber, Nucl. Phys. B 310(1988)461;
G. Marchesini et al., Comp. Phys. Commun. 67(1992)465;
G. Marchesini et al., *HERWIG 5.8*, Manual.

[62] Ya.I. Azimov, Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, S.I. Troyan, Phys. Lett. B 165(1985)147.

[63] G. Gustafson, U. Petterson, Nucl. Phys. B 306(1988)746;
B. Andersson, G. Gustafson, L. Lönnblad, Nucl. Phys. B 339(1990)393;
L. Lönnblad, Comp. Phys. Commun. 71(1992)15;
L. Lönnblad, *Ariadne version 4 ... - Revision 4*, Program manuel.

[64] B. Anderson, Nucl. Phys. B 360(1991)109.

[65] A. Ali, J.G. Körner, Z. Kunszt, E. Pietarinen, G. Kramer, G. Schierholz, J. Willrodt, Nucl. Phys. B 167(1980)454;
K.J.F. Gaemers, J.A.M. Vermaseren, Z. Physik C 7(1980)81;
R.K. Ellis, D.A. Ross, A.E. Terrano, Nucl. Phys. B 178(1981)421;
D. Danckaert, P. De Causmaecker, R. Gastmans, W. Troost, T.T. Wu, Phys. Lett. B 114(1982)203.

[66] B.R. Webber, *Monte Carlo Simulation with QCD Coherence*, preprint Cavendish-HEP-88/6(1988).

[67] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B 126(1977)298.

[68] R.D. Field, R.P. Feynman, Nucl. Physc. B 136(1978)1.

[69] P. Hoyer, P. Osland, H.G. Sander, T.F. Walsh, P.M. Zerwas Nucl. Phys. B 161(1979)349.

[70] A. Ali, J.G. Körner, G. Kramer, J. Willrodt, Nucl. Phys. B 168(1980)409;
A. Ali, E. Pietarinen, G. Kramer, J. Willrodt, Phys. Lett. B 93(1980)155.

[71] R. Odorico, Comp. Phys. Comm. 59(1990)527.

[72] X. Artru, G. Mennessier, Nucl. Phys. B 70(1974)93.

[73] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, Phys. Rep. 97(1983)31.

[74] O. Podobrin, M. Feindt, *Inclusive Measurment of b Fragmentation Function*, DELPHI 95-103 PHYS 538.

[75] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt und P. Zerwas, Phys. Rev. D 27(1983)105.

[76] T. Sjöstrand, Mod. Phys. Lett. A 3(1988)751.

[77] G. Veneziano, *A Topological Approch to The Dynamcis of Quarks and Hadrons*, preprint Ref.TH.2425-CERN (1979);
D. Amati and G. G. Veneziano, Phys. Lett. B 83(1979)87.

[78] TPC/2γ Coll. H. Aihara et al.., Phys. Rev. Lett. 57(1986)3140.

[79] Private Kommunikation mit W. Neumann und P. Roudeau.

[80] F. Gutbrod, G. Kramer, G. Schierholz, Z. Phys. C 21(1984)235;
K. Fabricius et al., Z. Phys C 11(1981)315.

[81] R.K. Ellis, D.A. Ross, E.A. Terrano, Phys. Rev. Lett. 45(1980)1225, Nucl. Phys. B 178(1981)421.

[82] Diskussion und Referenzen in: *QCD Genertaors*, B. Bambah et al.CERN 89-08 Vol. 3 Seite 143 ff.

[83] P.M. Stevenson, Phys. Rev. D 23(1981)2916.

[84] Diskussion und Referenzen in: *QCD Genertaors*, B. Bambah et al.CERN 89-08 Vol. 3 Seite 235 ff.

[85] S. Catani, G. Marchesini und B.R. Webber, Nucl. Phys. B 349(1991)635.

[86] J.H. Holland, *Adaption in Natural and Artificial Systems*, University of Michigan Press, 1975.

[87] H.P. Schwefel, *Numerische Optimierung von Computer-Modellen mittels Evolutionsstrategie*, Volume 26 of Interdisciplinary Systems Research, Birkhäuser, Basel (1977).

[88] T. Bäck, H.P. Schwefel, *Evoluntionary Algorithms: Some Very Old Strategies for Optimization and Adaptation*, Proceedings of the Second International Workshop on Software Engineering, Artifical Intelligence and Expert Systems in High Energy and Nuclear Physics (1992).

[89] D.E. Goldberg, *Genetic Algoritms in Search, Optimization and Machine Learning*, Addision-Wesley (1989).

[90] F. James, M. Goossens, *MIUNIT, Function Minimization and Error Analysis*, Reference Manual, CERN Program Library Long Writeup D506 (1992).

[91] S.Hahn, K.H.Becks, A.Hemker *Optimizing Monte Carlo Generator Parameter using Genetic Algorithms*, Proceedings of the Second International Workshop on Software Engineering, Artifical Intelligence and Expert Systems in High Energy and Nuclear Physics (1992) 255.

[92] S.Hahn, K.H.Becks, A.Hemker *Solving Optimization Problems with Evolutionary Algorithms*, Proceedings of the Third International Workshop on Software Engineering, Artifical Intelligence and Expert Systems in High Energy and Nuclear Physics (1993) 241.

[93] TASSO Coll., W. Braunschweig et al., Z. Phys. C 41(1988)359.

[94] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, Numerical Recipes, *The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press.

[95] NAG library MK16, NAG ltd., Oxford, GBR.

[96] ALEPH Coll., D. Decamp et al., Phys. Lett. B 273(1991)181.

[97] DELPHI Coll., A. Abreu et al., Z. Phys. C 50(1991)185.

[98] OPAL Coll., M.Z. Akrawy et al., Z. Phys. C 47(1990)505;
OPAL Coll., P.D. Acton et al., Z. Phys. C 53(1992)539.

[99] DELPHI Coll., P. Abreu et al., Phys. Lett B 345(1995)598.

[100] OPAL Coll., R. Akers et al., CERN-PPE/94-206, submitted to Z. Phys. C.

[101] ALEPH Coll., D. Buskulic et al., Phys. Lett. B 292(1992)210;
ALEPH Coll., *Production Rates of η and η' in Hadronic Z Decays*, preliminary results presented at ICHEP94 Glasgow.

[102] ALEPH Coll., *Inclusive Production of Light Vector Mesons in Hadronic Z Decays*, preliminary results presented at ICHEP94 Glasgow.

[103] ALEPH Coll., *Production of K0 and Lambda in hadronic Z Decays*, CERN-PPE/94-74, submitted to Z. Phys. C.

[104] ALEPH Coll., *Inclusive* $pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ *and* $p, \overline{p}$ *Cross sections at the Z Resonance*, CERN-PPE/94-201, submitted to Z. Phys. C.

[105] DELPHI Coll., P. Abreu et al., Phys. Lett. B 318(1993)249.

[106] DELPHI Coll., P. Abreu et al., Z. Phys. C 65(1995)587.

[107] DELPHI Coll., P. Abreu et al., Nucl. Phys. B 444(1995)3.

[108] DELPHI Coll., *Strange Baryons Production in Z0 Hadronic Decays*, preliminary results presented at ICHEP94 Glasgow.

[109] Delphi Coll., P. Abreu et al. DELPHI 95-50 PHYS 488, contribution to the EPS conference on High Energy Physics, Brussels 1995.

[110] A. DeAngelis, talk given at the EPS conference on High Energy Physics, Brussels 1995.

[111] L3 Coll., Yi Pei, talk given at the PPE-seminar, CERN.

[112] L3 Coll., O. Adriani et al., Phys. Lett. B 286(1992)403;
L3 Coll., M. Acciari et al., Phys. Lett. B 328(1994)223.

[113] OPAL Coll., P.D. Acton et al., Phys. Lett. B 291(1992)503.

[114] OPAL Coll., P.D. Acton et al., Phys. Lett. B 305(1993)407.

[115] OPAL Coll., R. Akers et al., Z. Phys. C 63(1994)181.

[116] OPAL Coll., *Inclusive strange vector and tensor meson production in hadronic* Z° *decays*, preliminary results presented at ICHEP94 Glasgow.

[117] OPAL Coll., *The production of neutral kaons in Z0 decays and their Bose-Einstein correlations*, CERN-PPE/95-024, submitted to Z. Phys. C.

[118] OPAL Coll., P. Akers et al., *Inclusive strange vector and tensor meson production in hadronic* Z° *decays*, CERN-PPE/95-027, submitted to Z. Phys. C.

[119] V. Gibson, Charm and Beauty Hadron Production at $\sqrt{s} \approx M_Z$, Proc. XXVII ICHEP, Glasgow 1994, P.J. Bussey and I. G. Knowles (ed.)

[120] DELPHI Coll., P. Abreu et al., Phys. Lett. B 347(1995)447.

[121] B. Andersson, G. Gustafson and T. Sjöstrand, Nucl. Phys. B 197(1982)45;
B. Andersson, G. Gustafson and T. Sjöstrand, Physica Scripta 32(1985)574.

[122] Private Kommunikation mit M.H. Seymour und I.G. Knowles.

[123] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee and A. Pais, Phys. Rev. 120(1960)300.

[124] D. Decamp et al., Z. Phys. C 54(1992)75,
A. Böhrer, *the* ρ° *line shape confronting Bose-Einstein correlation*, ALEPH 94-045, PHYS 94-041,
Private Kommunikation mit A. Böhrer.

[125] P. Abreu et al., Phys. Lett. B 286(1992)201.

[126] POPAL Coll., D. Acton et al., Phys. Lett. B 267(1991)143.

[127] G.D. Lafferty, Z. Phys. C 60(1993)659.

[128] Private Kommunikation mit A. Tomaradze.

[129] P.Abreu et al., Z. Phys. C 65(1995)587.

[130] K. Münich, Diplomarbeit Wuppertal WUD 95-5.

[131] S. Haywood, *Where Are We Going with Bose-Einstein - a Mini Review*, RAL Report RAL-94-074.

[132] Private Kommunikation mit L. Lönnblad.

[133] S. Brandt, CH. Peyrou, R. Sosnowski, A. Wroblewski, Phys. Lett. 12(1964)57;
E.Fahri, Phys. Rev. Lett. 39(1977)1587.

[134] Mark J Coll., D.P. Barber et al., Phys. Rev. Lett. 43(1979)830;
Mark J Coll., D.P. Barber et al., Phys. Lett. B 89(1979)132;
Mark J Coll., D.P. Barber et al., Phys. Lett. B 108(1982)63.

[135] G. Parisi, Phys. Lett. B 74(1978)65;
J.F. Donoghue, F.E. Low and S.Y. Pi, Phys. Rev. D 20(1979)107.

[136] L. Clavelli, Phys. Lett. B 85(1979)111.

[137] Mark J Coll., A. Petersen et al., Phys. Rev. D 37(1988)1;
TASSO Coll., W. Braunschweig et al., Z. Phys. C 45(1989)11.

[138] JADE Coll., W. Bartels et al., Z. Phys. C 33(1986)23;
S. Bethke et al., Phys. Lett. B 213(1988)235.

[139] L. Smolik, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1989).

[140] C.L. Basham, L.S. Brown, S.D. Ellis, T. Love, Phys. Rev. Lett. 41(1978)1585.

[141] K. Hamacher, M. Weierstall, *Tuning and Test of Fragmentation Models Based on Identified Particles and Precision Event Shape Data*, DELPHI 95-80 PHYS 515, WU B 95-07.

[142] A. DeAngelis, J. Physics G19(1993)1233;
Private Kommunikation mit A. DeAngelis.

Anhang A

Die physikalischen Observablen

Zur Klassifizierung von Ereignissen der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ werden verschiedene Größen verwendet. Je nach Fragestellung können diese Observablen z. B. sensitiv auf die geometrische Struktur, Kinematik oder Energieverteilung des Endzustandes sein. Unterschieden wird dabei zwischen Größen, die sich global auf das Ereignis beziehen, die sogenannten Ereignisformvariablen (Event Shape Variablen), und Einteilchenvariablen bzw. semiinklusive Verteilungen (Single Track Variablen), die die Eigenschaften der einzelnen Teilchen in einem Ereignis beschreiben. Im Folgenden werden die in dieser Arbeit verwendeten Observablen mit ihren Definitionen kurz vorgestellt und ihre physikalische Interpretation dargelegt.

A.1 Die Definitionen der Ereignisformvariablen

Thrust Die Größe Thrust [133] (T) beschreibt die geometrische Struktur eines Ereignisses. Sie ist definiert als:

$$T = \max \frac{\sum\limits_{i=1}^{N_{Spur}} |\vec{p}_i \, \vec{n}_{Thrust}|}{\sum\limits_{i=1}^{N_{Spur}} |\vec{p}_i|} \tag{A.1}$$

Maximiert wird die Summe der Absolutbeträge der longitudinalen Impulsanteile relativ zu einer Achse, wobei N die Anzahl aller Endzustandsteilchen ist. Die Achse, für die das Maximum gefunden wird, bezeichnet man als Thrust–Achse $\vec{n}_{Thrust}$. Die Größe Thrust ist kollinearitäts-[1] und infrarotsicher[2]. In der vorliegenden Arbeit wird nicht die Größe Thrust sondern 1–Thrust $(1 - T)$ verwendet.

Major Die Größe Major (M) beschreibt den Anteil der transversalen Impulsanteile in der Ereignisebene, die durch die Thrust– und Major–Achse aufgespannt wird. Major ist

[1] Die Größe ändert ihren Wert nicht bei Aufteilung eines Endzustandsteilchens in zwei kollineare.

[2] Die Größe ändert ihren Wert nicht bei Abstrahlung eines Teilchens mit verschwindender Energie.

analog zu Thrust definiert als:

$$M = \max \frac{\sum_{i=1}^{N_{Spur}} |\vec{p}_i \, \vec{n}_{Major}|}{\sum_{i=1}^{N_{Spur}} |\vec{p}_i|} \quad , \tag{A.2}$$

wobei gilt: $\vec{n}_{Major} \perp \vec{n}_{Thrust}$.

Minor Die Größe Minor (m) beschreibt die transversalen Impulsanteile, die aus der Ereignisebene herauszeigen und ist in Verbindung mit den Thrust– und Major–Achsen definiert als:

$$m = \frac{\sum_{i=1}^{N_{Spur}} |\vec{p}_i \, \vec{n}_{minor}|}{\sum_{i=1}^{N_{Spur}} |\vec{p}_i|} \quad , \tag{A.3}$$

mit $\vec{n}_{minor} = \vec{n}_{Major} \times \vec{n}_{Thrust}$. Die drei genannten Achsen bilden ein auf das Ereignis bezogenes Koordinatensystem.

Oblateness Die Flachheit eines Ereignisses wird aus den Größen Major und Minor berechnet und als Oblateness (O) bezeichnet [134].

$$O = M - m \tag{A.4}$$

Die Tabelle A.1 gibt einen Überblick über die verschiedenen Observablen bei idealen Ereignistopologien. Als Jet bezeichnet man in erster Nährung die Anhäufung von Teilchen in einem Raumbereich.

Ereignistopologie	Thrust	Major	Minor	Oblatness
2–Jet	1	0	0	0
3–Jet	2/3	$\sqrt{1/3}$	0	$\sqrt{1/3}$
ebener 4–Jet	$\sqrt{1/2}$	$\sqrt{1/2}$	0	$\sqrt{1/2}$
räumlicher 4–Jet	$\sqrt{1/3}$	$\sqrt{1/3}$	$\sqrt{1/3}$	0
eben isotrop	$2/\pi$	$2/\pi$	0	$2/\pi$
räumlich isotrop	1/2	1/2	1/2	0

Tabelle A.1: Übersicht der Thrustvariablen bei idealen Ereignistopologien.

Die vorgestellten linearen Ereignisformvariablen sind zwar eindeutig definiert, werden jedoch über iterative Nährungsverfahren bestimmt. Eine exakte Berechnung von Ereignisformvariablen kann mit Hilfe des quadratischen Impulstensors $M^{\alpha\beta}$ erfolgen:

$$M^{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^{N_{Spur}} p_i^{\alpha} p_j^{\beta} \quad , \tag{A.5}$$

mit α, β = Impulskomponenten x, y, z und den zugehörigen, geordneten Eigenwerten $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$, wobei gilt:

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1 \tag{A.6}$$

Spherizität Die Spherizität (S) ist definiert als:

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3) \ . \tag{A.7}$$

Der Vektor $\vec{n}_{Sph.}$ berechnet sich aus den zugehörigen Eigenvektoren. Für die Spherizität S gilt der Wertebereich $[0, 1]$, wobei ein Wert von 0. dem idealen 2–Jet–Ereignis entspricht und ein Wert von 1. sich bei einem vollständig isotropen Ereignis ergibt.

Aplanarität Die Aplanarität (A) stellt ein Maß für die Flachheit der Ereignisse dar und ist definiert als:

$$A = \frac{3}{2}\lambda_3 \ . \tag{A.8}$$

Der Wertebereich umfaßt das Intervall $[0., 0.5]$, wobei für $A = 0.$ alle Impulse bzw. Spuren in einer Ebene liegen.

Planarität Die Planarität (P) ist mit der Spherizität und Aplanarität verbunden über:

$$P = \frac{2}{3}(S - 2A) \ . \tag{A.9}$$

Eine weitere Möglichkeit Ereignisformvariablen exakt zu bestimmen, ist die Verwendung des linearen Impulstensors Θ^{ij}:

$$\Theta^{ij} = \frac{1}{\sum\limits_{k=1}^{N_{Spur}} |\vec{p}_k|} \cdot \sum_{i=1}^{N_{Spur}} \frac{p_k^i p_k^j}{|\vec{p}_k|} \ . \tag{A.10}$$

Auch hier erfolgt die Summation über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes. Die Eigenwerte λ_i dieses Tensors werden zur Bestimmung von Variablen benutzt, die zur Berechnung der starken Kopplungskonstanten α_S verwendet werden [135].

C–Parameter Der sogenannte C–Parameter (C) wird über die Eigenwerte des Impulstensors Θ^{ij} berechnet:

$$C = 3 \cdot (\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2\lambda_3 + \lambda_3\lambda_1) \ . \tag{A.11}$$

Eine weitere Definition ist über das 2. Fox–Wolfram Moment H_2/H_0 mit $C = 1 - H_2/H_0$ möglich.

D–Parameter Der D–Parameter (D) ist definiert als:

$$D = 27 \cdot (\lambda_1\lambda_2\lambda_3) \ . \tag{A.12}$$

Jetmassen Weitere Observablen zur Bestimmung von α_S sind die sogenannten invarianten Jetmassen. Die Normalenebene zur Thrustachse teilt alle Teilchen eines Ereignisses in zwei Gruppen ein, die jeweils einer Hemisphäre zugeordnet sind. Bestimmt man für beide Gruppen die Summe der Viererimpulse, so erhält man aus den minkowskischen Skalarprodukten für beide Seiten die Quadrate der invarianten Jetmassen. Die hier verwendeten Definitionen weichen von der ursprünglichen Definiton von Clavelli [136] ab, werden allerdings von der überwiegenden Anzahl von vorhergehenden Experimenten benutzt [137]. Die Jetmassen werden auf die sichtbare Energie normiert. Ausgehend von den entsprechenden numerischen Werten, werden die Jetmassen wie folgt definiert:

Schwere Jetmasse ($\frac{M_h^2}{E_{vis}^2}$)

$$\frac{M_h^2}{E_{vis}^2} = \frac{1}{E_{vis}^2} \cdot \max\left(\left(\sum_{\vec{p}_k \cdot \vec{n}_{Thrust} > 0} p_k\right)^2, \left(\sum_{\vec{p}_k \cdot \vec{n}_{Thrust} < 0} p_k\right)^2\right) \tag{A.13}$$

Leichte Jetmasse ($\frac{M_l^2}{E_{vis}^2}$)

$$\frac{M_l^2}{E_{vis}^2} = \frac{1}{E_{vis}^2} \cdot \min\left(\left(\sum_{\vec{p}_k \cdot \vec{n}_{Thrust} > 0} p_k\right)^2, \left(\sum_{\vec{p}_k \cdot \vec{n}_{Thrust} < 0} p_k\right)^2\right) \tag{A.14}$$

Differenz der Jetmassen ($\frac{M_d^2}{E_{vis}^2}$) Die Differenz zwischen der schweren und leichten Jetmasse ist eine Größe, die teilweise Massen– und Fragmentierungseffekte kompensiert.

$$\frac{M_d^2}{E_{vis}^2} = \frac{M_h^2 - M_l^2}{E_{vis}^2} \tag{A.15}$$

Die Tabelle A.2 gibt eine Übersicht über die Werte des C–Parameters sowie der verschiedenen Jetmassen bei unterschiedlichen idealen Ereignistopologien.

Ereignistopologie	C–Parameter	M_h^2/E_{vis}^2	M_l^2/E_{vis}^2
2–Jet	0	0	0
3–Jet	3/4	1/3	1/3
ebener 4–Jet	3/4	1/8	0
räumlicher 4–Jet	1	1/6	0

Tabelle A.2: Übersicht der Werte für C–Parameter und Jetmassen bei idealen Ereignistopologien.

Differentielle Jetraten Jets sind Teilchenbündel in Hadron–Endzuständen, die man den ursprünglichen (harten) Partonen zuordnet. Es gibt eine Vielzahl von Algorithmen, die Spuren oder Teilchen zu Pseudoteilchen (Jets) rekombinieren [138]. Die Vorgehensweise ist immer gleich und sei hier kurz erläutert. Für alle Teilchenpaare i und j wird ein Abstandsparameter $y_{ij} = f(p_i, p_j)$ bestimmt. Das Teilchenpaar mit dem niedrigsten Abstandsparameter y_{ij} wird mit einem Auflöseparameter y_{cut} verglichen. Ist dieser Wert bereits größer als y_{cut}, so wird die Prozedur unterbrochen und aus dem Teilchenpaar durch das jeweilige Rekombinationsschema ein neues Teilchen (Pseudoteilchen) zusammengesetzt. Dieses ersetzt die ursprünglichen Teilchen, wodurch die Multiplizität um eins verringert wird. Anschließend wird die Prozedur fortgesetzt. Die verbleibenden Pseudoteilchen werden mit Jets identifiziert. In Tabelle A.3 sind die in dieser Arbeit verwendeten Schemata aufgeführt.

Schema	Auflöseparameter y_{ij}	Rekombination p_{ij}
Durham	$2\min(E_i^2, E_j^2)/E_{vis}^2 \cdot (1-\cos\theta_{ij})$	$p_{ij}{=}p_i + p_j$
Jade	$2E_iE_j/E_{vis}^2 \cdot (1-\cos\theta_{ij})$	$p_{ij}{=}p_i + p_j$

Tabelle A.3: Verwendete Rekombinationsschemata. p_{ij} ist der 4–Impulsvektor $p_{ij} = (E_{ij}, \vec{p}_{ij})$, θ_{ij} der Winkel zwischen den Spuren i und j und E_{vis} die gesamte sichtbare Energie in einem Ereignis.

Unter einer n–Jetrate R_n versteht man die Anzahl von Pseudoteilchen (Jets) für einen vorgegebenen Auflöseparameter y_{cut}. Normiert man die Summe aller Jetraten auf eins, so sind die verbleibenden (von Null verschiedenen) Raten jedoch nicht mehr unabhängig voneinander. Aufgrund der starken Korrelationen der Jetraten R_n in den y_{cut}–Werten können diese z. B. zur Bestimmung von α_S nur bedingt verwendet werden. Die differentiellen n–Jetraten D_n, die von Smolik [139] eingeführt worden sind, haben diese Probleme nicht. Die Verteilung D_n beinhalten den Wert des Auflöseparameters bei dem die Anzahl der Pseudoteilchen von $n+1$ nach n übergeht. Die differentiellen n–Jetraten haben somit nur einen Eintrag pro Ereignis. Die Definition der differentellen 2–Jetrate D_2 und der allgemeinen differentiellen n–Jetrate D_n sind in den Gleichungen A.16 und A.17 angegeben.

$$D_2(y_{cut}) = \frac{R_2(y_{cut} + \triangle y_{cut}) - R_2(y_{cut})}{\triangle y_{cut}} \tag{A.16}$$

$$D_n(y_{cut}) = \frac{R_n(y_{cut} + \triangle y_{cut}) - R_n(y_{cut})}{\triangle y_{cut}} + D_{n-1}(y_{cut}) \tag{A.17}$$

Jetbreiten Weitere Observablen zur Bestimmung von α_S sind die Jetbreiten. Sie messen die Breite oder die Öffnung eines 2–Jet–Ereignisses über die Summe der Transversalimpulse bzgl. der Thrust–Achse $\vec{n}_{Thrust}$. Die Breite eines Jets ist definiert als:

$$B_\pm = \frac{\sum\limits_{\pm\vec{p}_i\vec{n}_{Thrust}>0} |\vec{p}_i \times \vec{n}_{Thrust}|}{2 \cdot \sum\limits_i |\vec{p}_i|} \tag{A.18}$$

Aus den Größen B_- und B_+ werden die verschieden Jetbreiten berechnet:

Weite Jetbreite (B_{max})

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

Schmale Jetbreite (B_{min})

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

Totale Jetbreite (B_{sum})

$$B_{sum} = B_- + B_+$$

Differenz der Jetbreiten (B_{diff})

$$B_{diff} = B_+ - B_-$$

A.2 Die Definitionen der Einteilchenvariablen

Bisher wurden nur Variablen betrachtet, die sich auf die Topologie oder Energieverteilung des gesamten Endzustandes beziehen. Die im folgenden betrachteten Größen sind für einzelne Teilchen definiert und werden als Einteilchenvariablen bezeichnet.

Skalierter Impuls Der skalierte Impuls (x_p) beschreibt die Impulsverteilung aller geladenen Teilchen normiert auf die Schwerpunktsenergie:

$$x_p = \frac{2 \cdot |\vec{p}|}{\sqrt{S}} \tag{A.19}$$

Der maximal mögliche Impulsbetrag eines Teilchens steigt linear mit der Schwerpunktsenergie $\sqrt{S}$. Durch die Normierung auf die Schwerpunktsenergie können Experimente bei verschiedenen Energien miteinander verglichen werden. x_p ist eine Skalenvariable. Eine analog dazu definierte Größe ist x_E, bei der die Energie des gemessenen Teilchens auf die Schwerpunktsenergie normiert wird. Für Teilchen, deren Energie deutlich größer als ihre Ruhemasse ist, gilt in sehr guter Nährung: $x_E \simeq x_p$. Eine andere Darstellung des skalierten Impulses ist die ξ_p–Verteilung, die sich aus x_p berechnet:

$$\xi_p = \ln\left(\frac{1}{x_p}\right) \tag{A.20}$$

Rapidität Die Rapidität (y) beschreibt die Verteilung der Energie bzw. Impulsverteilung der Teilchen bezüglich einer ausgezeichneten Richtung und ist definiert als:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{||}}{E - p_{||}} \tag{A.21}$$

dabei bezeichnet E die Energie des betrachteten Teilchens und $p_{||}$ ist der longitudinale Impulsbetrag bzgl. der ausgezeichneten Richtung. Wird die Rapidität bzgl. der Thrust–Achse oder Spherizitäts–Achse berechnet, so ist:

$$p_{||} = \vec{p} \cdot \vec{n_T} \text{ bzw. } p_{||} = \vec{p} \cdot \vec{n_S}$$

und die Rapidität wird mit y_T bzw. y_S bezeichnet.

Transversalimpulse Neben der longitudinalen Impulsverteilung ist auch die Verteilung der Impulse transversal zur Ereignisachse von Interesse. Dabei unterscheidet man zwischen der Transversalimpulsverteilung p_t^{in} innerhalb der Ereignisebene und der Transversalimpulsverteilung p_t^{out} aus der Ereignisebene. Bzgl. der Thrust–Achse berechnen sich die Verteilungen, wie folgt:

$$p_t^{in} = \vec{p} \cdot \vec{n_{Maj.}} \tag{A.22}$$

$$p_t^{out} = \vec{p} \cdot \vec{n_{Min.}} \tag{A.23}$$

Wird hingegen die Spherizitäts–Achse als Ereignisachse gewählt, so wird für die Berechnung von p_t^{in} bzw. p_t^{out} der zweite bzw. dritte Eigenvektor des quadratischen Impulstensors $M^{\alpha\beta}$ verwendet.
Der gesamte Transversalimpuls einer Spur berechnet sich zu :

$$p_t^{trans.} = \sqrt{(p_t^{in})^2 + (p_t^{out})^2} \; . \tag{A.24}$$

Für die Anpassung von Generatoren sind auch der mittlere Gesamt–Transversalimpuls bzw. mittlere Transversalimpuls aus der Ereignisebene bzgl. des skalierten Impulses von Interesse. Für jede geladene Spur wird in das entsprechende Intervall des skalierten Impulses ein Eintrag in die Verteilung eingefüllt, der mit dem entsprechenden Impulsbetrag gewichtet ist. Abschließend erfolgt die Normierung auf die Anzahl der Einträge. Die Verteilung des mittlere Transversalimpulses für jedes Intervall des skalierten Impulses ist definiert als:

$$< p_t^{trans.} > (x_p) = \frac{\sum\limits_{Ereign.}^{N} \sum\limits_{k}^{Teilchen} {}^k p_t^{trans.} \int\limits_{x_p - \frac{\triangle x_p}{2}}^{x_p + \frac{\triangle x_p}{2}} \delta(x_p - {}^k x_p) dx_p}{\sum\limits_{Ereign.}^{N} \sum\limits_{k}^{Teilchen} \int\limits_{x_p - \frac{\triangle x_p}{2}}^{x_p + \frac{\triangle x_p}{2}} \delta(x_p - {}^k x_p) dx_p} \; . \tag{A.25}$$

Dabei beschreibt $\triangle x_p$ die Breite des jeweiligen x_p–Intervalls.

Für den mittleren Transversalimpuls aus der Ereignisebene muß in der Gleichung A.25 $p_t^{trans.}$ durch p_t^{out} ersetzt werden.

EEC und **AEEC** Als letzte Variable wird die Energie–Energie–Korrelation EEC und deren Asymmetrie AEEC vorgestellt, die von Basham et al. eingeführt worden ist [140]. Diese Größen werden zur Bestimmung von $\alpha_S$verwendet. Für die EEC werden alle Teilchenpaarkombinationen in einem Ereignis betrachtet, wobei jedes Paar einen Eintrag in der Verteilung ergibt. Eingetragen wird dabei, daß auf das Quadrat der sichtbaren

Energie normierte Produkt der Energien des Teilchenpaares i, j gegen den Winkel χ_{ij} (bzw. $\cos\chi_{ij}$) , der von den Teilchen eingeschlossen wird.

$$EEC(\chi) = \frac{1}{N}\frac{1}{\triangle\chi}\sum_{Ereign.}^{N}\sum_{ij}^{Teilchen}\frac{E_i E_j}{E_{vis}^2}\int_{\chi-\frac{\triangle\chi}{2}}^{\chi+\frac{\triangle\chi}{2}}\delta(\chi-\chi_{ij})d\chi \tag{A.26}$$

Die Teichenpaare innerhalb eines Jets liefern Einträge bei kleinen Winkeln, hingegen stammen Einträge bei $\sim 180°$ von gegenüberliegenden Jets. 3–Jet–Ereignisse ergeben einen asymmetrischen Beitrag mit einer größeren Anzahl von Einträgen bei Winkeln über 120°. Dies wird bei der Asymmetrie der Energie–Energie–Korrelation AEEC ausgenutzt, die sich wie folgt berechnet:

$$AEEC(\chi) = EEC(180° - \chi) - EEC(\chi) \tag{A.27}$$

$$\text{mit } 0° \leq \chi \leq 90°$$

Sie ist somit sensitiv auf die harte Gluonabstrahlung.

Anhang B

Die Datentabellen

Die im Folgenden aufgeführten Tabellen beinhalten den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{1}{N}\frac{dN}{dX}$ als Funktion der Observablen X. Es werden verschiedene Ergebnisse gezeigt. In der ersten Spalte sind die Intervalleinteilungen der Verteilung angegeben. Die zweite und dritte Spalte beinhalten den Wirkungsquerschnitt für einen Datensatz, der mit geladenen Spuren berechnet ist und auf geladene bzw. geladene & neutrale Teilchen korrigiert ist. In der letzten Spalte ist der Datensatz für geladene & neutrale Teilchen korrigiert auf den vollständigen Endzustand angegeben. Für jeden Datensatz werden nach dem Wirkungsquerschnitt zuerst der statistische und dann der systematische Fehler angegeben.

In der Spalte „geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren“ für Einteilchenvariablen werden für die Berechnung der entsprechenden Achse geladene und neutrale Teilchen berücksichtigt, aber nur geladene Spuren in der Verteilung betrachtet.

B.1 Die Einteilchenvariablen

p_t^{in} bzgl. Thrust–Achse				$\frac{1}{N}\frac{dN}{dp_t^{in}}$ [GeV]					
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren			geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren			geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren		
0.000 - 0.100	44.667	± 0.036	± 1.653	44.740	± 0.036	± 1.685	46.663	± 0.037	± 1.758
0.100 - 0.200	39.331	± 0.033	± 1.062	39.475	± 0.033	± 1.078	39.823	± 0.033	± 1.092
0.200 - 0.300	29.429	± 0.028	± 0.603	29.491	± 0.028	± 0.606	29.351	± 0.028	± 0.608
0.300 - 0.400	21.326	± 0.024	± 0.353	21.338	± 0.024	± 0.352	21.034	± 0.024	± 0.350
0.400 - 0.500	15.547	± 0.020	± 0.225	15.463	± 0.020	± 0.222	15.156	± 0.020	± 0.219
0.500 - 0.600	11.463	± 0.017	± 0.156	11.437	± 0.017	± 0.154	11.149	± 0.017	± 0.150
0.600 - 0.700	8.668	± 0.015	± 0.116	8.589	± 0.015	± 0.115	8.348	± 0.015	± 0.111
0.700 - 0.800	6.664	± 0.013	± 0.090	6.608	± 0.013	± 0.091	6.430	± 0.013	± 0.087
0.800 - 1.000	4.6916	± 0.0078	± 0.0646	4.6518	± 0.0078	± 0.0661	4.5131	± 0.0076	± 0.0624
1.000 - 1.200	3.0694	± 0.0063	± 0.0430	3.0346	± 0.0063	± 0.0449	2.9522	± 0.0062	± 0.0420
1.200 - 1.400	2.0913	± 0.0052	± 0.0298	2.0847	± 0.0052	± 0.0322	2.0401	± 0.0052	± 0.0299
1.400 - 1.600	1.5030	± 0.0044	± 0.0218	1.4924	± 0.0044	± 0.0243	1.4597	± 0.0044	± 0.0222
1.600 - 1.800	1.0916	± 0.0038	± 0.0163	1.0961	± 0.0038	± 0.0189	1.0796	± 0.0038	± 0.0171
1.800 - 2.000	0.8306	± 0.0033	± 0.0130	0.8228	± 0.0033	± 0.0153	0.8155	± 0.0033	± 0.0136
2.000 - 2.500	0.5311	± 0.0017	± 0.0089	0.5315	± 0.0017	± 0.0108	0.5326	± 0.0017	± 0.0095
2.500 - 3.000	0.2946	± 0.0013	± 0.0055	0.2935	± 0.0013	± 0.0066	0.2988	± 0.0013	± 0.0057
3.000 - 3.500	0.17405	± 0.00097	± 0.00372	0.17393	± 0.00097	± 0.00441	0.18067	± 0.00099	± 0.00383
3.500 - 4.000	0.10909	± 0.00077	± 0.00276	0.10957	± 0.00077	± 0.00319	0.11471	± 0.00079	± 0.00273
4.000 - 5.000	0.05911	± 0.00041	± 0.00182	0.05897	± 0.00040	± 0.00200	0.06305	± 0.00042	± 0.00171
5.000 - 6.000	0.02669	± 0.00028	± 0.00101	0.02672	± 0.00027	± 0.00106	0.03040	± 0.00029	± 0.00095
6.000 - 7.000	0.01369	± 0.00021	± 0.00064	0.01299	± 0.00019	± 0.00060	0.01501	± 0.00021	± 0.00054
7.000 - 8.000	0.00675	± 0.00014	± 0.00039	0.00670	± 0.00013	± 0.00035	0.00858	± 0.00016	± 0.00035
8.000 - 10.000	0.00271	± 0.00006	± 0.00019	0.00278	± 0.00006	± 0.00016	0.00376	± 0.00008	± 0.00017
10.000 - 12.000	0.00095	± 0.00004	± 0.00008	0.00084	± 0.00003	± 0.00005	0.00123	± 0.00004	± 0.00006
12.000 - 14.000	0.00031	± 0.00002	± 0.00003	0.00030	± 0.00002	± 0.00002	0.00044	± 0.00003	± 0.00002

Tabelle B.1: Transversalimpulsverteilung p_t^{in} bzgl. der Thrust–Achse

p_t^{out} bzgl. Thrust–Achse				$\frac{1}{N}\frac{dN}{dp_t^{out}}$ [GeV]					
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren			geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren			geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren		
0.000 - 0.100	67.512	± 0.043	± 1.956	67.673	± 0.044	± 1.818	66.160	± 0.043	± 1.822
0.100 - 0.200	50.517	± 0.037	± 1.024	50.698	± 0.037	± 1.166	49.794	± 0.037	± 1.149
0.200 - 0.300	33.618	± 0.030	± 0.593	33.803	± 0.030	± 0.692	33.544	± 0.030	± 0.678
0.300 - 0.400	21.228	± 0.024	± 0.368	21.278	± 0.024	± 0.403	21.407	± 0.024	± 0.397
0.400 - 0.500	13.160	± 0.019	± 0.235	13.171	± 0.019	± 0.240	13.466	± 0.019	± 0.239
0.500 - 0.600	8.183	± 0.015	± 0.152	8.156	± 0.015	± 0.147	8.527	± 0.015	± 0.150
0.600 - 0.700	5.178	± 0.012	± 0.101	5.126	± 0.011	± 0.094	5.448	± 0.012	± 0.097
0.700 - 0.800	3.3455	± 0.0095	± 0.0684	3.3285	± 0.0093	± 0.0631	3.5845	± 0.0098	± 0.0658
0.800 - 1.000	1.8640	± 0.0050	± 0.0407	1.8393	± 0.0049	± 0.0374	2.0309	± 0.0052	± 0.0398
1.000 - 1.200	0.8873	± 0.0035	± 0.0210	0.8706	± 0.0034	± 0.0198	0.9959	± 0.0037	± 0.0216
1.200 - 1.400	0.4600	± 0.0026	± 0.0117	0.4474	± 0.0024	± 0.0114	0.5288	± 0.0028	± 0.0127
1.400 - 1.600	0.2500	± 0.0020	± 0.0068	0.2462	± 0.0018	± 0.0070	0.2987	± 0.0021	± 0.0079
1.600 - 1.800	0.1429	± 0.0015	± 0.0042	0.1373	± 0.0014	± 0.0043	0.1755	± 0.0016	± 0.0051
1.800 - 2.000	0.0841	± 0.0011	± 0.0026	0.0833	± 0.0011	± 0.0029	0.1086	± 0.0013	± 0.0034
2.000 - 2.500	0.04069	± 0.00052	± 0.00140	0.03877	± 0.00047	± 0.00154	0.05266	± 0.00058	± 0.00189
2.500 - 3.000	0.01468	± 0.00033	± 0.00057	0.01338	± 0.00028	± 0.00063	0.01885	± 0.00035	± 0.00080
3.000 - 3.500	0.00501	± 0.00018	± 0.00022	0.00501	± 0.00017	± 0.00028	0.00814	± 0.00023	± 0.00040

Tabelle B.2: Transversalimpulsverteilung p_t^{out} bzgl. der Thrust–Achse

p_t^{in} bzgl. Spherizitäts–Achse		$\frac{1}{N}\frac{dN}{dp_t^{in}}$ [GeV]	
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.000 - 0.100	49.063 ± 0.038 ± 1.068	48.833 ± 0.038 ± 1.696	49.206 ± 0.038 ± 1.672
0.100 - 0.200	38.338 ± 0.032 ± 0.819	38.301 ± 0.033 ± 1.265	38.461 ± 0.033 ± 0.984
0.200 - 0.300	28.259 ± 0.027 ± 0.593	28.231 ± 0.027 ± 0.886	28.203 ± 0.027 ± 0.571
0.300 - 0.400	20.492 ± 0.023 ± 0.422	20.554 ± 0.023 ± 0.613	20.391 ± 0.023 ± 0.349
0.400 - 0.500	15.073 ± 0.020 ± 0.306	15.123 ± 0.020 ± 0.428	14.926 ± 0.020 ± 0.233
0.500 - 0.600	11.274 ± 0.017 ± 0.225	11.312 ± 0.017 ± 0.304	11.133 ± 0.017 ± 0.168
0.600 - 0.700	8.566 ± 0.015 ± 0.169	8.601 ± 0.015 ± 0.219	8.458 ± 0.015 ± 0.129
0.700 - 0.800	6.627 ± 0.013 ± 0.129	6.659 ± 0.013 ± 0.161	6.548 ± 0.013 ± 0.102
0.800 - 1.000	4.7065 ± 0.0078 ± 0.0898	4.7326 ± 0.0079 ± 0.1055	4.6706 ± 0.0078 ± 0.0747
1.000 - 1.200	3.0724 ± 0.0063 ± 0.0574	3.0960 ± 0.0064 ± 0.0620	3.0684 ± 0.0064 ± 0.0504
1.200 - 1.400	2.1120 ± 0.0052 ± 0.0388	2.1289 ± 0.0053 ± 0.0383	2.1299 ± 0.0053 ± 0.0359
1.400 - 1.600	1.4873 ± 0.0044 ± 0.0270	1.5068 ± 0.0045 ± 0.0244	1.5201 ± 0.0045 ± 0.0264
1.600 - 1.800	1.0882 ± 0.0038 ± 0.0196	1.0925 ± 0.0038 ± 0.0160	1.1143 ± 0.0039 ± 0.0201
1.800 - 2.000	0.8101 ± 0.0033 ± 0.0146	0.8173 ± 0.0033 ± 0.0109	0.8398 ± 0.0034 ± 0.0159
2.000 - 2.500	0.5156 ± 0.0017 ± 0.0094	0.5172 ± 0.0017 ± 0.0060	0.5334 ± 0.0017 ± 0.0107
2.500 - 3.000	0.2799 ± 0.0012 ± 0.0053	0.2793 ± 0.0012 ± 0.0029	0.2968 ± 0.0013 ± 0.0065
3.000 - 3.500	0.16206 ± 0.00095 ± 0.00323	0.16110 ± 0.00093 ± 0.00168	0.17343± 0.00098 ± 0.00418
3.500 - 4.000	0.09848 ± 0.00074 ± 0.00212	0.09814 ± 0.00073 ± 0.00116	0.10741± 0.00078 ± 0.00292
4.000 - 5.000	0.04987 ± 0.00038 ± 0.00124	0.04903 ± 0.00036 ± 0.00080	0.05615± 0.00040 ± 0.00176
5.000 - 6.000	0.02113 ± 0.00025 ± 0.00065	0.02055 ± 0.00024 ± 0.00054	0.02473± 0.00027 ± 0.00089
6.000 - 7.000	0.00933 ± 0.00017 ± 0.00036	0.00907 ± 0.00016 ± 0.00037	0.01157± 0.00019 ± 0.00048
7.000 - 8.000	0.00401 ± 0.00011 ± 0.00019	0.00400 ± 0.00011 ± 0.00024	0.00561± 0.00013 ± 0.00026
8.000 - 10.000	0.00132 ± 0.00005 ± 0.00008	0.00135 ± 0.00004 ± 0.00013	0.00204± 0.00006 ± 0.00010
10.000 - 12.000	0.00026 ± 0.00002 ± 0.00002	0.00030 ± 0.00002 ± 0.00005	0.00049± 0.00003 ± 0.00002
12.000 - 14.000	0.00007 ± 0.00001 ± 0.00001	0.00007 ± 0.00001 ± 0.00002	0.00012± 0.00001 ± 0.00001

Tabelle B.3: Transversalimpulsverteilung p_t^{in} bzgl. der Spherizitäts–Achse

p_t^{out} bzgl. Spherizitäts–Achse		$\frac{1}{N}\frac{dN}{dp_t^{out}}$ [GeV]	
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.000 - 0.100	68.848 ± 0.044 ± 1.931	69.511 ± 0.045 ± 1.992	66.825 ± 0.043 ± 1.506
0.100 - 0.200	51.541 ± 0.037 ± 1.039	51.918 ± 0.038 ± 1.141	50.556 ± 0.037 ± 1.102
0.200 - 0.300	34.351 ± 0.030 ± 0.607	34.419 ± 0.030 ± 0.644	34.241 ± 0.030 ± 0.726
0.300 - 0.400	21.343 ± 0.024 ± 0.373	21.274 ± 0.024 ± 0.372	21.708 ± 0.024 ± 0.451
0.400 - 0.500	12.939 ± 0.018 ± 0.236	12.816 ± 0.018 ± 0.224	13.481 ± 0.019 ± 0.277
0.500 - 0.600	7.765 ± 0.014 ± 0.150	7.641 ± 0.014 ± 0.140	8.314 ± 0.015 ± 0.170
0.600 - 0.700	4.757 ± 0.011 ± 0.098	4.660 ± 0.011 ± 0.091	5.180 ± 0.012 ± 0.106
0.700 - 0.800	2.9543 ± 0.0090 ± 0.0651	2.8799 ± 0.0085 ± 0.0605	3.2986 ± 0.0094 ± 0.0679
0.800 - 1.000	1.5438 ± 0.0047 ± 0.0373	1.5015 ± 0.0044 ± 0.0354	1.7559 ± 0.0049 ± 0.0370
1.000 - 1.200	0.6885 ± 0.0032 ± 0.0186	0.6683 ± 0.0030 ± 0.0182	0.8187 ± 0.0034 ± 0.0181
1.200 - 1.400	0.3309 ± 0.0023 ± 0.0099	0.3218 ± 0.0021 ± 0.0100	0.4064 ± 0.0024 ± 0.0096
1.400 - 1.600	0.1730 ± 0.0017 ± 0.0057	0.1678 ± 0.0015 ± 0.0058	0.2175 ± 0.0018 ± 0.0055
1.600 - 1.800	0.0956 ± 0.0013 ± 0.0034	0.0909 ± 0.0011 ± 0.0035	0.1232 ± 0.0014 ± 0.0034
1.800 - 2.000	0.05183 ± 0.00093 ± 0.00199	0.05046 ± 0.00085 ± 0.00215	0.0712 ± 0.0011 ± 0.0022
2.000 - 2.500	0.02330 ± 0.00041 ± 0.00101	0.02209 ± 0.00036 ± 0.00109	0.03217± 0.00047 ± 0.00115
2.500 - 3.000	0.00729 ± 0.00023 ± 0.00037	0.00708 ± 0.00021 ± 0.00042	0.01112± 0.00029 ± 0.00050
3.000 - 3.500	0.00230 ± 0.00013 ± 0.00013	0.00219 ± 0.00011 ± 0.00015	0.00387± 0.00017 ± 0.00021

Tabelle B.4: Transversalimpulsverteilung p_t^{out} bzgl. der Spherizitäts–Achse

Rapidität y_T bzgl. Thrust–Achse	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dy_T}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.000 - 0.250	5.7889 ± 0.0093 ± 0.5509	5.7590 ± 0.0093 ± 0.5296	5.9517 ± 0.0095 ± 0.5628
0.250 - 0.500	6.3749 ± 0.0094 ± 0.4306	6.4046 ± 0.0095 ± 0.4411	6.4291 ± 0.0095 ± 0.4417
0.500 - 0.750	6.6630 ± 0.0093 ± 0.3197	6.6834 ± 0.0094 ± 0.3399	6.6831 ± 0.0094 ± 0.3319
0.750 - 1.000	6.7572 ± 0.0089 ± 0.2316	6.8119 ± 0.0090 ± 0.2522	6.7763 ± 0.0089 ± 0.2429
1.000 - 1.250	6.7638 ± 0.0084 ± 0.1677	6.8102 ± 0.0085 ± 0.1810	6.7650 ± 0.0085 ± 0.1755
1.250 - 1.500	6.7463 ± 0.0082 ± 0.1238	6.7853 ± 0.0083 ± 0.1284	6.7230 ± 0.0083 ± 0.1277
1.500 - 1.750	6.6488 ± 0.0081 ± 0.0933	6.6622 ± 0.0082 ± 0.0898	6.6085 ± 0.0081 ± 0.0939
1.750 - 2.000	6.5006 ± 0.0080 ± 0.0729	6.4845 ± 0.0081 ± 0.0648	6.4346 ± 0.0080 ± 0.0710
2.000 - 2.250	6.2303 ± 0.0079 ± 0.0623	6.1936 ± 0.0079 ± 0.0619	6.1697 ± 0.0078 ± 0.0617
2.250 - 2.500	5.8228 ± 0.0076 ± 0.0582	5.7642 ± 0.0076 ± 0.0576	5.7692 ± 0.0076 ± 0.0577
2.500 - 2.750	5.1930 ± 0.0072 ± 0.0519	5.1348 ± 0.0072 ± 0.0513	5.1450 ± 0.0072 ± 0.0514
2.750 - 3.000	4.3686 ± 0.0067 ± 0.0437	4.3142 ± 0.0066 ± 0.0431	4.3511 ± 0.0066 ± 0.0435
3.000 - 3.250	3.4544 ± 0.0059 ± 0.0345	3.4239 ± 0.0059 ± 0.0342	3.4481 ± 0.0059 ± 0.0345
3.250 - 3.500	2.5583 ± 0.0051 ± 0.0256	2.5473 ± 0.0051 ± 0.0255	2.5852 ± 0.0051 ± 0.0259
3.500 - 3.750	1.7687 ± 0.0042 ± 0.0177	1.7878 ± 0.0043 ± 0.0196	1.7999 ± 0.0043 ± 0.0180
3.750 - 4.000	1.1330 ± 0.0034 ± 0.0113	1.1585 ± 0.0034 ± 0.0150	1.1669 ± 0.0035 ± 0.0117
4.000 - 4.250	0.6770 ± 0.0026 ± 0.0068	0.7044 ± 0.0027 ± 0.0107	0.7054 ± 0.0027 ± 0.0071
4.250 - 4.500	0.3814 ± 0.0019 ± 0.0038	0.4054 ± 0.0020 ± 0.0071	0.3997 ± 0.0020 ± 0.0041
4.500 - 5.000	0.14699 ± 0.00084 ± 0.00147	0.16077 ± 0.00091 ± 0.00339	0.15673± 0.00089 ± 0.00177
5.000 - 5.500	0.03148 ± 0.00038 ± 0.00031	0.03466 ± 0.00042 ± 0.00091	0.03374± 0.00041 ± 0.00043
5.500 - 6.000	0.00486 ± 0.00016 ± 0.00005	0.00543 ± 0.00017 ± 0.00017	0.00502± 0.00016 ± 0.00007

Tabelle B.5: Rapidität y_T bzgl. der Thrust–Achse

Rapidität y_S bzgl. Spherizitäts–Achse	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dy_S}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.000 - 0.250	6.5422 ± 0.0096 ± 0.5337	6.5778 ± 0.0097 ± 0.5082	6.5680 ± 0.0097 ± 0.5323
0.250 - 0.500	6.5743 ± 0.0096 ± 0.4132	6.6009 ± 0.0096 ± 0.4157	6.5901 ± 0.0096 ± 0.4246
0.500 - 0.750	6.5997 ± 0.0092 ± 0.3151	6.6327 ± 0.0093 ± 0.3348	6.6094 ± 0.0093 ± 0.3329
0.750 - 1.000	6.5896 ± 0.0087 ± 0.2357	6.6311 ± 0.0088 ± 0.2630	6.6152 ± 0.0088 ± 0.2554
1.000 - 1.250	6.5660 ± 0.0083 ± 0.1734	6.6019 ± 0.0084 ± 0.2011	6.5917 ± 0.0084 ± 0.1908
1.250 - 1.500	6.5623 ± 0.0081 ± 0.1266	6.5787 ± 0.0082 ± 0.1499	6.5817 ± 0.0082 ± 0.1393
1.500 - 1.750	6.4983 ± 0.0080 ± 0.0911	6.5086 ± 0.0081 ± 0.1079	6.5221 ± 0.0081 ± 0.0983
1.750 - 2.000	6.3665 ± 0.0080 ± 0.0656	6.3719 ± 0.0080 ± 0.0747	6.4097 ± 0.0080 ± 0.0673
2.000 - 2.250	6.1189 ± 0.0078 ± 0.0612	6.1073 ± 0.0078 ± 0.0611	6.1741 ± 0.0079 ± 0.0617
2.250 - 2.500	5.6636 ± 0.0076 ± 0.0566	5.6636 ± 0.0076 ± 0.0566	5.7542 ± 0.0076 ± 0.0575
2.500 - 2.750	5.0282 ± 0.0071 ± 0.0503	5.0161 ± 0.0071 ± 0.0502	5.1066 ± 0.0072 ± 0.0511
2.750 - 3.000	4.2102 ± 0.0066 ± 0.0421	4.1948 ± 0.0065 ± 0.0419	4.2721 ± 0.0066 ± 0.0427
3.000 - 3.250	3.3399 ± 0.0058 ± 0.0334	3.3206 ± 0.0058 ± 0.0332	3.3718 ± 0.0059 ± 0.0337
3.250 - 3.500	2.5260 ± 0.0051 ± 0.0253	2.4999 ± 0.0050 ± 0.0250	2.5185 ± 0.0051 ± 0.0252
3.500 - 3.750	1.7861 ± 0.0042 ± 0.0179	1.7772 ± 0.0043 ± 0.0178	1.7588 ± 0.0042 ± 0.0176
3.750 - 4.000	1.2194 ± 0.0035 ± 0.0142	1.2049 ± 0.0035 ± 0.0155	1.1589 ± 0.0034 ± 0.0130
4.000 - 4.250	0.8020 ± 0.0028 ± 0.0110	0.7860 ± 0.0028 ± 0.0133	0.7327 ± 0.0027 ± 0.0105
4.250 - 4.500	0.4995 ± 0.0022 ± 0.0080	0.4933 ± 0.0022 ± 0.0106	0.4402 ± 0.0021 ± 0.0078
4.500 - 5.000	0.2475 ± 0.0011 ± 0.0049	0.2406 ± 0.0011 ± 0.0071	0.19520± 0.00096 ± 0.00462
5.000 - 5.500	0.08078 ± 0.00060 ± 0.00203	0.07713 ± 0.00064 ± 0.00326	0.05574± 0.00050 ± 0.00180
5.500 - 6.000	0.02382 ± 0.00032 ± 0.00073	0.02004 ± 0.00033 ± 0.00113	0.01306± 0.00024 ± 0.00055

Tabelle B.6: Rapidität y_S bzgl. der Spherizitäts–Achse

Skalierter Impuls x_p	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dx_p}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren		
0.000 - 0.010	389.18	± 0.37	± 28.68
0.010 - 0.020	407.47	± 0.32	± 10.44
0.020 - 0.030	266.10	± 0.26	± 3.67
0.030 - 0.040	185.45	± 0.22	± 1.85
0.040 - 0.050	137.73	± 0.19	± 1.38
0.050 - 0.060	106.07	± 0.16	± 1.08
0.060 - 0.070	84.57	± 0.15	± 0.95
0.070 - 0.080	68.87	± 0.13	± 0.85
0.080 - 0.090	57.09	± 0.12	± 0.78
0.090 - 0.100	47.79	± 0.11	± 0.71
0.100 - 0.120	37.756	± 0.071	± 0.619
0.120 - 0.140	28.006	± 0.061	± 0.501
0.140 - 0.160	21.330	± 0.054	± 0.409
0.160 - 0.180	16.660	± 0.048	± 0.337
0.180 - 0.200	13.043	± 0.042	± 0.273
0.200 - 0.250	9.019	± 0.022	± 0.195
0.250 - 0.300	5.464	± 0.018	± 0.124
0.300 - 0.400	2.8036	± 0.0088	± 0.0683
0.400 - 0.500	1.1938	± 0.0057	± 0.0327
0.500 - 0.600	0.5322	± 0.0040	± 0.0169
0.600 - 0.700	0.2287	± 0.0027	± 0.0084
0.700 - 0.800	0.0936	± 0.0016	± 0.0039
0.800 - 1.000	0.02009	± 0.00048	± 0.00226

Tabelle B.7: Skalierter Impuls x_p

$\xi_p = \ln(\frac{1}{x_p})$	$\frac{1}{N}\frac{dN}{d\xi_p}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren		
0.000 - 0.200	0.01511	± 0.00041	± 0.00220
0.200 - 0.400	0.0774	± 0.0011	± 0.0051
0.400 - 0.600	0.1987	± 0.0018	± 0.0083
0.600 - 0.800	0.3970	± 0.0023	± 0.0116
0.800 - 1.000	0.6805	± 0.0031	± 0.0161
1.000 - 1.200	1.0520	± 0.0038	± 0.0226
1.200 - 1.400	1.5128	± 0.0046	± 0.0311
1.400 - 1.600	2.0270	± 0.0053	± 0.0398
1.600 - 1.800	2.5997	± 0.0060	± 0.0481
1.800 - 2.000	3.1993	± 0.0066	± 0.0553
2.000 - 2.200	3.8069	± 0.0071	± 0.0610
2.200 - 2.400	4.3851	± 0.0076	± 0.0651
2.400 - 2.600	4.9235	± 0.0080	± 0.0680
2.600 - 2.800	5.4160	± 0.0083	± 0.0702
2.800 - 3.000	5.8079	± 0.0086	± 0.0716
3.000 - 3.200	6.1608	± 0.0088	± 0.0734
3.200 - 3.400	6.4026	± 0.0090	± 0.0753
3.400 - 3.600	6.5371	± 0.0091	± 0.0779
3.600 - 3.800	6.5822	± 0.0091	± 0.0819
3.800 - 4.000	6.4738	± 0.0090	± 0.0869
4.000 - 4.200	6.2383	± 0.0089	± 0.0933
4.200 - 4.400	5.8490	± 0.0087	± 0.1003
4.400 - 4.600	5.3231	± 0.0084	± 0.1068
4.600 - 4.800	4.6603	± 0.0079	± 0.1098
4.800 - 5.000	3.9029	± 0.0073	± 0.1064
5.000 - 5.200	3.1150	± 0.0066	± 0.0952
5.200 - 5.400	2.3781	± 0.0058	± 0.0777

Tabelle B.8: $\xi_p = \ln(\frac{1}{x_p})$

x_p	$< p_t^{out} >$ [GeV]
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren
0.000 - 0.010	0.11124 ± 0.00012 ± 0.00097
0.010 - 0.020	0.19506 ± 0.00014 ± 0.00113
0.020 - 0.030	0.23694 ± 0.00019 ± 0.00118
0.030 - 0.040	0.25986 ± 0.00023 ± 0.00130
0.040 - 0.050	0.27485 ± 0.00028 ± 0.00137
0.050 - 0.060	0.28678 ± 0.00032 ± 0.00143
0.060 - 0.070	0.29812 ± 0.00037 ± 0.00149
0.070 - 0.080	0.30653 ± 0.00041 ± 0.00153
0.080 - 0.090	0.31324 ± 0.00046 ± 0.00157
0.090 - 0.100	0.31969 ± 0.00051 ± 0.00160
0.100 - 0.120	0.32899 ± 0.00041 ± 0.00164
0.120 - 0.140	0.34140 ± 0.00049 ± 0.00171
0.140 - 0.160	0.35107 ± 0.00058 ± 0.00176
0.160 - 0.180	0.35833 ± 0.00066 ± 0.00179
0.180 - 0.200	0.37165 ± 0.00076 ± 0.00186
0.200 - 0.250	0.38189 ± 0.00059 ± 0.00191
0.250 - 0.300	0.40047 ± 0.00078 ± 0.00200
0.300 - 0.400	0.41720 ± 0.00079 ± 0.00223
0.400 - 0.500	0.4348 ± 0.0012 ± 0.0031
0.500 - 0.600	0.4436 ± 0.0019 ± 0.0044
0.600 - 0.700	0.4412 ± 0.0031 ± 0.0062
0.700 - 0.800	0.4525 ± 0.0046 ± 0.0093
0.800 - 1.000	0.3778 ± 0.0051 ± 0.0112

Tabelle B.9: Mittlerer Transversalimpuls $< p_t^{out} >$ bzgl. der Thrust–Achse pro Intervall des skalierten Impulses x_p

x_p	$< p_t^{trans} >$ [GeV]
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren
0.000 - 0.010	0.18791 ± 0.00016 ± 0.00171
0.010 - 0.020	0.36450 ± 0.00019 ± 0.00214
0.020 - 0.030	0.48985 ± 0.00027 ± 0.00245
0.030 - 0.040	0.57682 ± 0.00035 ± 0.00288
0.040 - 0.050	0.64402 ± 0.00043 ± 0.00322
0.050 - 0.060	0.69974 ± 0.00051 ± 0.00350
0.060 - 0.070	0.75195 ± 0.00059 ± 0.00376
0.070 - 0.080	0.79370 ± 0.00067 ± 0.00397
0.080 - 0.090	0.83170 ± 0.00075 ± 0.00416
0.090 - 0.100	0.85958 ± 0.00083 ± 0.00430
0.100 - 0.120	0.90697 ± 0.00069 ± 0.00453
0.120 - 0.140	0.96796 ± 0.00083 ± 0.00484
0.140 - 0.160	1.01237 ± 0.00098 ± 0.00506
0.160 - 0.180	1.0555 ± 0.0011 ± 0.0053
0.180 - 0.200	1.0903 ± 0.0013 ± 0.0055
0.200 - 0.250	1.1594 ± 0.0010 ± 0.0061
0.250 - 0.300	1.2363 ± 0.0014 ± 0.0076
0.300 - 0.400	1.3226 ± 0.0014 ± 0.0100
0.400 - 0.500	1.4043 ± 0.0022 ± 0.0135
0.500 - 0.600	1.4327 ± 0.0035 ± 0.0183
0.600 - 0.700	1.4210 ± 0.0056 ± 0.0246
0.700 - 0.800	1.4134 ± 0.0084 ± 0.0336
0.800 - 1.000	1.226 ± 0.011 ± 0.040

Tabelle B.10: Mittlerer gesamter Transversalimpuls $< p_t^{trans} >$ bzgl. der Thrust–Achse pro Intervall des skalierten Impulses x_p

Energie–Energie–Korrelation *EEC*	
Intervall $\cos\chi$	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren
-1.000 - -0.960	3.0850 ± 0.0085 ± 0.0154
-0.960 - -0.920	0.7097 ± 0.0040 ± 0.0035
-0.920 - -0.880	0.3794 ± 0.0029 ± 0.0019
-0.880 - -0.840	0.2517 ± 0.0024 ± 0.0013
-0.840 - -0.800	0.18476 ± 0.00202 ± 0.00092
-0.800 - -0.760	0.14645 ± 0.00179 ± 0.00073
-0.760 - -0.720	0.11995 ± 0.00161 ± 0.00060
-0.720 - -0.680	0.10155 ± 0.00149 ± 0.00051
-0.680 - -0.640	0.08866 ± 0.00140 ± 0.00044
-0.640 - -0.600	0.07845 ± 0.00132 ± 0.00039
-0.600 - -0.560	0.07092 ± 0.00126 ± 0.00036
-0.560 - -0.520	0.06498 ± 0.00122 ± 0.00037
-0.520 - -0.480	0.05975 ± 0.00117 ± 0.00037
-0.480 - -0.440	0.05559 ± 0.00113 ± 0.00038
-0.440 - -0.400	0.05211 ± 0.00109 ± 0.00038
-0.400 - -0.360	0.04894 ± 0.00106 ± 0.00038
-0.360 - -0.320	0.04681 ± 0.00104 ± 0.00038
-0.320 - -0.280	0.04499 ± 0.00102 ± 0.00039
-0.280 - -0.240	0.04383 ± 0.00102 ± 0.00039
-0.240 - -0.200	0.04212 ± 0.00100 ± 0.00039
-0.200 - -0.160	0.04078 ± 0.00098 ± 0.00039
-0.160 - -0.120	0.03970 ± 0.00096 ± 0.00039
-0.120 - -0.080	0.03900 ± 0.00096 ± 0.00039
-0.080 - -0.040	0.03882 ± 0.00096 ± 0.00040
-0.040 - 0.000	0.03849 ± 0.00096 ± 0.00040
0.000 - 0.040	0.03825 ± 0.00096 ± 0.00040
0.040 - 0.080	0.03803 ± 0.00095 ± 0.00040
0.080 - 0.120	0.03816 ± 0.00096 ± 0.00040
0.120 - 0.160	0.03812 ± 0.00095 ± 0.00040
0.160 - 0.200	0.03874 ± 0.00096 ± 0.00041
0.200 - 0.240	0.03943 ± 0.00097 ± 0.00041
0.240 - 0.280	0.04023 ± 0.00098 ± 0.00041
0.280 - 0.320	0.04090 ± 0.00099 ± 0.00041
0.320 - 0.360	0.04233 ± 0.00101 ± 0.00041
0.360 - 0.400	0.04361 ± 0.00102 ± 0.00041
0.400 - 0.440	0.04521 ± 0.00103 ± 0.00040
0.440 - 0.480	0.04759 ± 0.00106 ± 0.00040
0.480 - 0.520	0.05050 ± 0.00109 ± 0.00040
0.520 - 0.560	0.05331 ± 0.00111 ± 0.00039
0.560 - 0.600	0.05702 ± 0.00114 ± 0.00038
0.600 - 0.640	0.06238 ± 0.00119 ± 0.00038
0.640 - 0.680	0.06943 ± 0.00126 ± 0.00038
0.680 - 0.720	0.07782 ± 0.00133 ± 0.00039
0.720 - 0.760	0.08949 ± 0.00142 ± 0.00045
0.760 - 0.800	0.10526 ± 0.00153 ± 0.00053
0.800 - 0.840	0.12980 ± 0.00170 ± 0.00065
0.840 - 0.880	0.17143 ± 0.00196 ± 0.00086
0.880 - 0.920	0.2539 ± 0.0024 ± 0.0013
0.920 - 0.960	0.4860 ± 0.0033 ± 0.0024
0.960 - 1.000	2.8965 ± 0.0083 ± 0.0166

Tabelle B.11: Energie–Energie–Korrelation *EEC*

Asymmetrie der Energie–Energie–Korrelation *AEEC*	
Intervall $\cos\chi$	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren
-1.000 - -0.960	0.18959 ± 0.00051 ± 0.00924
-0.960 - -0.920	0.22480 ± 0.00150 ± 0.00220
-0.920 - -0.880	0.12560 ± 0.00120 ± 0.00130
-0.880 - -0.840	0.08023 ± 0.00092 ± 0.00080
-0.840 - -0.800	0.05496 ± 0.00073 ± 0.00055
-0.800 - -0.760	0.04122 ± 0.00062 ± 0.00049
-0.760 - -0.720	0.03054 ± 0.00050 ± 0.00046
-0.720 - -0.680	0.02383 ± 0.00042 ± 0.00044
-0.680 - -0.640	0.01929 ± 0.00036 ± 0.00043
-0.640 - -0.600	0.01613 ± 0.00032 ± 0.00042
-0.600 - -0.560	0.01391 ± 0.00029 ± 0.00041
-0.560 - -0.520	0.01182 ± 0.00026 ± 0.00079
-0.520 - -0.480	0.00938 ± 0.00021 ± 0.00036
-0.480 - -0.440	0.00803 ± 0.00019 ± 0.00035
-0.440 - -0.400	0.00696 ± 0.00017 ± 0.00033
-0.400 - -0.360	0.00546 ± 0.00014 ± 0.00029
-0.360 - -0.320	0.00459 ± 0.00012 ± 0.00027
-0.320 - -0.280	0.00408 ± 0.00011 ± 0.00026
-0.280 - -0.240	0.00360 ± 0.00010 ± 0.00025
-0.240 - -0.200	0.00268 ± 0.00008 ± 0.00020
-0.200 - -0.160	0.00212 ± 0.00006 ± 0.00017
-0.160 - -0.120	0.00148 ± 0.00005 ± 0.00013
-0.120 - -0.080	0.00104 ± 0.00003 ± 0.00010
-0.080 - -0.040	0.00069 ± 0.00003 ± 0.00010
-0.040 - 0.000	0.00013 ± 0.00002 ± 0.00005

Tabelle B.12: Asymmetrie der Energie–Energie–Korrelation *AEEC*

B.2 Die Ereignisformvariablen

Spherizität	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dS}$								
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren			geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren			geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren		
0.000 - 0.010	17.598	± 0.068	± 0.176	17.956	± 0.072	± 0.458	16.198	± 0.067	± 0.208
0.010 - 0.020	18.570	± 0.068	± 0.186	19.635	± 0.071	± 0.267	20.008	± 0.072	± 0.246
0.020 - 0.030	12.129	± 0.053	± 0.121	12.249	± 0.054	± 0.122	12.896	± 0.056	± 0.153
0.030 - 0.040	8.225	± 0.044	± 0.082	7.985	± 0.042	± 0.080	8.237	± 0.043	± 0.094
0.040 - 0.050	5.825	± 0.036	± 0.058	5.686	± 0.036	± 0.057	5.885	± 0.037	± 0.065
0.050 - 0.060	4.600	± 0.033	± 0.046	4.345	± 0.031	± 0.046	4.458	± 0.032	± 0.048
0.060 - 0.080	3.274	± 0.019	± 0.033	3.155	± 0.019	± 0.040	3.272	± 0.019	± 0.034
0.080 - 0.100	2.309	± 0.016	± 0.023	2.256	± 0.016	± 0.032	2.290	± 0.016	± 0.023
0.100 - 0.120	1.692	± 0.014	± 0.017	1.666	± 0.014	± 0.026	1.699	± 0.014	± 0.017
0.120 - 0.160	1.2001	± 0.0082	± 0.0132	1.1914	± 0.0082	± 0.0203	1.2018	± 0.0082	± 0.0120
0.160 - 0.200	0.8053	± 0.0067	± 0.0104	0.7994	± 0.0067	± 0.0145	0.7988	± 0.0067	± 0.0080
0.200 - 0.250	0.5688	± 0.0050	± 0.0084	0.5758	± 0.0051	± 0.0107	0.5610	± 0.0050	± 0.0063
0.250 - 0.300	0.4031	± 0.0043	± 0.0065	0.3972	± 0.0042	± 0.0071	0.3926	± 0.0042	± 0.0051
0.300 - 0.350	0.2931	± 0.0036	± 0.0049	0.2908	± 0.0036	± 0.0044	0.2810	± 0.0035	± 0.0043
0.350 - 0.400	0.2206	± 0.0031	± 0.0035	0.2244	± 0.0032	± 0.0023	0.2099	± 0.0030	± 0.0037
0.400 - 0.500	0.1528	± 0.0018	± 0.0025	0.1500	± 0.0018	± 0.0015	0.1441	± 0.0018	± 0.0032
0.500 - 0.600	0.0886	± 0.0014	± 0.0021	0.0900	± 0.0014	± 0.0026	0.0842	± 0.0013	± 0.0023
0.600 - 0.700	0.04319	± 0.00094	± 0.00209	0.04351	± 0.00095	± 0.00394	0.04160	± 0.00092	± 0.00129
0.700 - 0.850	0.00778	± 0.00032	± 0.00081	0.00809	± 0.00034	± 0.00184	0.00758	± 0.00032	± 0.00024

Tabelle B.13: Spherizität S

Aplanarität	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dA}$								
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren			geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren			geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren		
0.000 - 0.005	81.41	± 0.20	± 0.81	81.83	± 0.21	± 1.03	75.10	± 0.19	± 0.75
0.005 - 0.010	49.12	± 0.15	± 0.49	51.34	± 0.16	± 0.62	55.31	± 0.17	± 0.55
0.010 - 0.015	24.05	± 0.11	± 0.24	24.15	± 0.10	± 0.33	26.03	± 0.11	± 0.28
0.015 - 0.020	13.668	± 0.079	± 0.137	13.242	± 0.076	± 0.224	13.927	± 0.079	± 0.176
0.020 - 0.030	6.893	± 0.039	± 0.088	6.477	± 0.037	± 0.142	6.768	± 0.038	± 0.098
0.030 - 0.040	3.270	± 0.027	± 0.057	3.013	± 0.025	± 0.087	3.014	± 0.025	± 0.056
0.040 - 0.060	1.443	± 0.013	± 0.032	1.295	± 0.012	± 0.048	1.281	± 0.012	± 0.035
0.060 - 0.080	0.5841	± 0.0080	± 0.0153	0.5404	± 0.0077	± 0.0248	0.5181	± 0.0075	± 0.0188
0.080 - 0.100	0.2825	± 0.0056	± 0.0085	0.2687	± 0.0055	± 0.0150	0.2619	± 0.0054	± 0.0118
0.100 - 0.120	0.1515	± 0.0041	± 0.0051	0.1465	± 0.0041	± 0.0098	0.1461	± 0.0041	± 0.0079
0.120 - 0.140	0.0831	± 0.0030	± 0.0031	0.0797	± 0.0030	± 0.0061	0.0758	± 0.0029	± 0.0043
0.140 - 0.160	0.0535	± 0.0026	± 0.0023	0.0511	± 0.0025	± 0.0040	0.0467	± 0.0023	± 0.0027
0.160 - 0.200	0.0262	± 0.0012	± 0.0014	0.0239	± 0.0012	± 0.0017	0.0234	± 0.0011	± 0.0014
0.200 - 0.250	0.00969	± 0.00067	± 0.00062	0.01040	± 0.00071	± 0.00058	0.00884	± 0.00061	± 0.00052
0.250 - 0.300	0.00320	± 0.00037	± 0.00075	0.00263	± 0.00035	± 0.00009	0.00310	± 0.00040	± 0.00018

Tabelle B.14: Aplanarität A

Planarität	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dP}$								
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren			geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren			geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren		
0.000 - 0.005	64.81	± 0.18	± 0.65	68.07	± 0.19	± 0.82	68.69	± 0.19	± 0.74
0.005 - 0.010	32.31	± 0.12	± 0.32	31.44	± 0.12	± 0.39	31.66	± 0.12	± 0.35
0.010 - 0.015	18.177	± 0.092	± 0.182	17.196	± 0.088	± 0.215	17.091	± 0.088	± 0.188
0.015 - 0.020	12.001	± 0.075	± 0.120	11.362	± 0.072	± 0.145	11.370	± 0.072	± 0.127
0.020 - 0.025	8.607	± 0.062	± 0.086	8.373	± 0.062	± 0.109	8.417	± 0.062	± 0.095
0.025 - 0.030	6.792	± 0.056	± 0.068	6.542	± 0.055	± 0.087	6.578	± 0.055	± 0.075
0.030 - 0.035	5.542	± 0.051	± 0.055	5.414	± 0.050	± 0.074	5.479	± 0.050	± 0.063
0.035 - 0.040	4.519	± 0.045	± 0.045	4.461	± 0.045	± 0.062	4.493	± 0.045	± 0.052
0.040 - 0.050	3.640	± 0.029	± 0.036	3.585	± 0.029	± 0.051	3.610	± 0.029	± 0.042
0.050 - 0.060	2.757	± 0.025	± 0.028	2.747	± 0.025	± 0.041	2.749	± 0.025	± 0.033
0.060 - 0.080	1.986	± 0.015	± 0.022	1.986	± 0.015	± 0.031	1.987	± 0.015	± 0.024
0.080 - 0.100	1.362	± 0.012	± 0.017	1.394	± 0.013	± 0.023	1.362	± 0.012	± 0.017
0.100 - 0.120	1.008	± 0.011	± 0.014	1.026	± 0.011	± 0.018	1.008	± 0.011	± 0.013
0.120 - 0.160	0.6777	± 0.0061	± 0.0107	0.6898	± 0.0062	± 0.0133	0.6676	± 0.0061	± 0.0093
0.160 - 0.200	0.4477	± 0.0050	± 0.0083	0.4502	± 0.0051	± 0.0096	0.4248	± 0.0048	± 0.0063
0.200 - 0.250	0.2755	± 0.0034	± 0.0060	0.2807	± 0.0035	± 0.0067	0.2692	± 0.0034	± 0.0042
0.250 - 0.300	0.1801	± 0.0028	± 0.0045	0.1833	± 0.0029	± 0.0048	0.1742	± 0.0028	± 0.0029
0.300 - 0.350	0.1114	± 0.0022	± 0.0032	0.1121	± 0.0022	± 0.0033	0.1042	± 0.0021	± 0.0019
0.350 - 0.400	0.0575	± 0.0015	± 0.0018	0.0598	± 0.0016	± 0.0019	0.0566	± 0.0015	± 0.0011
0.400 - 0.500	0.01366	± 0.00053	± 0.00051	0.01442	± 0.00056	± 0.00051	0.01448	± 0.00056	± 0.00030

Tabelle B.15: Planarität P

1–Thrust	$\frac{1}{N}\frac{dN}{d(1-T)}$								
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren			geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren			geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren		
0.000 - 0.010	3.386	± 0.028	± 0.132	1.366	± 0.025	± 0.125	1.030	± 0.019	± 0.076
0.010 - 0.020	13.901	± 0.057	± 0.249	10.185	± 0.048	± 0.446	10.951	± 0.051	± 0.527
0.020 - 0.030	15.733	± 0.061	± 0.157	16.184	± 0.062	± 0.288	17.645	± 0.066	± 0.547
0.030 - 0.040	12.535	± 0.055	± 0.125	13.572	± 0.059	± 0.173	14.192	± 0.061	± 0.292
0.040 - 0.050	9.494	± 0.048	± 0.095	10.004	± 0.050	± 0.134	10.009	± 0.050	± 0.152
0.050 - 0.060	7.248	± 0.042	± 0.072	7.581	± 0.044	± 0.108	7.572	± 0.044	± 0.101
0.060 - 0.070	5.665	± 0.037	± 0.057	5.933	± 0.039	± 0.090	5.760	± 0.038	± 0.076
0.070 - 0.080	4.544	± 0.033	± 0.045	4.723	± 0.035	± 0.072	4.619	± 0.034	± 0.062
0.080 - 0.090	3.722	± 0.030	± 0.040	3.929	± 0.032	± 0.056	3.792	± 0.031	± 0.051
0.090 - 0.100	3.085	± 0.027	± 0.038	3.265	± 0.029	± 0.043	3.176	± 0.028	± 0.042
0.100 - 0.120	2.413	± 0.017	± 0.027	2.578	± 0.018	± 0.035	2.456	± 0.018	± 0.032
0.120 - 0.140	1.800	± 0.015	± 0.018	1.916	± 0.016	± 0.029	1.825	± 0.015	± 0.022
0.140 - 0.160	1.387	± 0.013	± 0.014	1.477	± 0.014	± 0.025	1.401	± 0.013	± 0.016
0.160 - 0.180	1.074	± 0.011	± 0.011	1.142	± 0.012	± 0.020	1.074	± 0.011	± 0.011
0.180 - 0.200	0.8362	± 0.0099	± 0.0096	0.889	± 0.011	± 0.016	0.8262	± 0.0100	± 0.0083
0.200 - 0.250	0.5683	± 0.0051	± 0.0101	0.6005	± 0.0055	± 0.0123	0.5525	± 0.0051	± 0.0065
0.250 - 0.300	0.3138	± 0.0038	± 0.0077	0.3295	± 0.0040	± 0.0083	0.3030	± 0.0038	± 0.0058
0.300 - 0.350	0.1286	± 0.0024	± 0.0045	0.1395	± 0.0026	± 0.0062	0.1312	± 0.0025	± 0.0044
0.350 - 0.400	0.01803	± 0.00092	± 0.00106	0.0232	± 0.0012	± 0.0026	0.0238	± 0.0012	± 0.0014
0.400 - 0.500	0.00043	± 0.00013	± 0.00004	0.00050	± 0.00012	± 0.00012	0.00066	± 0.00014	± 0.00006

Tabelle B.16: 1–Thrust $1-T$

Major	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dM}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.000 - 0.020	0.00207 ± 0.00087 ± 0.00313	0.0022 ± 0.0023 ± 0.0016	0.00040± 0.00090 ± 0.00005
0.020 - 0.040	0.2165 ± 0.0053 ± 0.0114	0.1274 ± 0.0058 ± 0.0094	0.0590 ± 0.0030 ± 0.0058
0.040 - 0.050	1.300 ± 0.018 ± 0.013	0.895 ± 0.017 ± 0.024	0.642 ± 0.013 ± 0.028
0.050 - 0.060	2.734 ± 0.027 ± 0.027	2.337 ± 0.026 ± 0.059	2.178 ± 0.024 ± 0.086
0.060 - 0.070	4.245 ± 0.033 ± 0.042	4.132 ± 0.033 ± 0.098	4.303 ± 0.034 ± 0.155
0.070 - 0.080	5.280 ± 0.037 ± 0.053	5.469 ± 0.038 ± 0.122	5.849 ± 0.039 ± 0.192
0.080 - 0.100	6.130 ± 0.027 ± 0.061	6.370 ± 0.028 ± 0.128	6.889 ± 0.030 ± 0.194
0.100 - 0.120	5.861 ± 0.027 ± 0.059	5.870 ± 0.026 ± 0.103	6.342 ± 0.028 ± 0.143
0.120 - 0.140	4.881 ± 0.024 ± 0.049	4.726 ± 0.023 ± 0.072	4.890 ± 0.024 ± 0.085
0.140 - 0.160	3.966 ± 0.022 ± 0.040	3.876 ± 0.021 ± 0.052	3.900 ± 0.021 ± 0.050
0.160 - 0.200	3.024 ± 0.013 ± 0.030	3.002 ± 0.013 ± 0.033	2.960 ± 0.013 ± 0.030
0.200 - 0.240	2.166 ± 0.011 ± 0.023	2.169 ± 0.011 ± 0.022	2.124 ± 0.011 ± 0.021
0.240 - 0.280	1.5714 ± 0.0095 ± 0.0177	1.6042 ± 0.0097 ± 0.0160	1.5562 ± 0.0095 ± 0.0156
0.280 - 0.320	1.1782 ± 0.0082 ± 0.0146	1.2190 ± 0.0085 ± 0.0122	1.1807 ± 0.0083 ± 0.0118
0.320 - 0.360	0.8962 ± 0.0071 ± 0.0125	0.9228 ± 0.0074 ± 0.0111	0.8693 ± 0.0071 ± 0.0087
0.360 - 0.400	0.6771 ± 0.0061 ± 0.0106	0.6967 ± 0.0064 ± 0.0109	0.6493 ± 0.0061 ± 0.0065
0.400 - 0.440	0.5164 ± 0.0054 ± 0.0092	0.5232 ± 0.0055 ± 0.0108	0.4820 ± 0.0052 ± 0.0048
0.440 - 0.480	0.3940 ± 0.0047 ± 0.0079	0.3998 ± 0.0048 ± 0.0108	0.3493 ± 0.0044 ± 0.0055
0.480 - 0.520	0.2796 ± 0.0039 ± 0.0064	0.2788 ± 0.0040 ± 0.0097	0.2497 ± 0.0037 ± 0.0065
0.520 - 0.560	0.1835 ± 0.0031 ± 0.0047	0.1725 ± 0.0031 ± 0.0076	0.1489 ± 0.0028 ± 0.0058
0.560 - 0.600	0.1048 ± 0.0023 ± 0.0030	0.0892 ± 0.0022 ± 0.0049	0.0714 ± 0.0019 ± 0.0038
0.600 - 0.640	0.0453 ± 0.0015 ± 0.0015	0.0306 ± 0.0014 ± 0.0020	0.02034± 0.00096 ± 0.00144

Tabelle B.17: Major M

Minor	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dm}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.000 - 0.020	0.1449 ± 0.0043 ± 0.0107	0.0689 ± 0.0067 ± 0.0117	0.0156 ± 0.0017 ± 0.0036
0.020 - 0.040	3.109 ± 0.019 ± 0.031	1.968 ± 0.019 ± 0.100	1.236 ± 0.013 ± 0.066
0.040 - 0.050	7.968 ± 0.044 ± 0.080	6.346 ± 0.041 ± 0.071	5.706 ± 0.037 ± 0.073
0.050 - 0.060	10.353 ± 0.050 ± 0.104	9.491 ± 0.048 ± 0.116	9.714 ± 0.048 ± 0.125
0.060 - 0.070	11.272 ± 0.052 ± 0.113	11.116 ± 0.051 ± 0.147	12.015 ± 0.054 ± 0.155
0.070 - 0.080	10.890 ± 0.051 ± 0.109	11.163 ± 0.051 ± 0.159	12.437 ± 0.055 ± 0.161
0.080 - 0.100	9.104 ± 0.033 ± 0.091	9.417 ± 0.033 ± 0.149	10.404 ± 0.036 ± 0.136
0.100 - 0.120	6.292 ± 0.027 ± 0.063	6.569 ± 0.028 ± 0.118	6.918 ± 0.029 ± 0.092
0.120 - 0.140	4.029 ± 0.022 ± 0.048	4.233 ± 0.022 ± 0.085	4.250 ± 0.023 ± 0.058
0.140 - 0.160	2.519 ± 0.017 ± 0.037	2.612 ± 0.018 ± 0.058	2.517 ± 0.017 ± 0.035
0.160 - 0.200	1.2832 ± 0.0085 ± 0.0243	1.3590 ± 0.0092 ± 0.0349	1.2561 ± 0.0086 ± 0.0187
0.200 - 0.240	0.5255 ± 0.0055 ± 0.0130	0.5586 ± 0.0059 ± 0.0170	0.4895 ± 0.0054 ± 0.0080
0.240 - 0.280	0.2160 ± 0.0035 ± 0.0067	0.2448 ± 0.0040 ± 0.0086	0.2112 ± 0.0036 ± 0.0039
0.280 - 0.320	0.0928 ± 0.0023 ± 0.0066	0.1020 ± 0.0026 ± 0.0041	0.0879 ± 0.0023 ± 0.0018
0.320 - 0.400	0.02483 ± 0.00085 ± 0.00117	0.02913 ± 0.00098 ± 0.00141	0.02496± 0.00087 ± 0.00062

Tabelle B.18: Minor m

Oblateness	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dO}$								
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren			geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren			geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren		
0.000 - 0.020	7.415	± 0.031	± 0.106	8.103	± 0.033	± 0.193	9.357	± 0.036	± 0.178
0.020 - 0.040	10.840	± 0.037	± 0.108	10.809	± 0.036	± 0.204	11.508	± 0.038	± 0.140
0.040 - 0.060	7.800	± 0.030	± 0.078	7.294	± 0.029	± 0.109	7.215	± 0.029	± 0.072
0.060 - 0.080	5.273	± 0.025	± 0.053	5.030	± 0.024	± 0.060	4.736	± 0.023	± 0.047
0.080 - 0.100	3.797	± 0.021	± 0.038	3.697	± 0.021	± 0.037	3.477	± 0.020	± 0.035
0.100 - 0.120	2.838	± 0.018	± 0.028	2.850	± 0.018	± 0.029	2.696	± 0.018	± 0.027
0.120 - 0.140	2.218	± 0.016	± 0.022	2.208	± 0.016	± 0.022	2.106	± 0.016	± 0.021
0.140 - 0.160	1.760	± 0.014	± 0.018	1.793	± 0.015	± 0.018	1.690	± 0.014	± 0.017
0.160 - 0.200	1.3199	± 0.0087	± 0.0132	1.3247	± 0.0088	± 0.0132	1.2648	± 0.0085	± 0.0126
0.200 - 0.240	0.8874	± 0.0070	± 0.0089	0.9033	± 0.0072	± 0.0091	0.8403	± 0.0069	± 0.0087
0.240 - 0.280	0.6208	± 0.0058	± 0.0078	0.6179	± 0.0060	± 0.0065	0.5674	± 0.0056	± 0.0065
0.280 - 0.320	0.4354	± 0.0049	± 0.0055	0.4268	± 0.0049	± 0.0049	0.3842	± 0.0046	± 0.0050
0.320 - 0.360	0.2959	± 0.0040	± 0.0030	0.2855	± 0.0040	± 0.0046	0.2573	± 0.0037	± 0.0043
0.360 - 0.400	0.1987	± 0.0033	± 0.0021	0.1841	± 0.0032	± 0.0045	0.1594	± 0.0029	± 0.0037
0.400 - 0.440	0.1163	± 0.0025	± 0.0032	0.0977	± 0.0022	± 0.0032	0.0836	± 0.0020	± 0.0030
0.440 - 0.520	0.04529	± 0.00107	± 0.00068	0.02932	± 0.00090	± 0.00135	0.02207	± 0.00071	± 0.00152

Tabelle B.19: Oblateness O

Schwere Jetmasse	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dM^2_{high}/E^2_{vis}}$								
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren			geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren			geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren		
0.000 - 0.010	4.450	± 0.032	± 0.260	2.035	± 0.028	± 0.180	1.994	± 0.027	± 0.166
0.010 - 0.020	17.310	± 0.062	± 0.173	16.492	± 0.059	± 0.165	18.580	± 0.065	± 0.709
0.020 - 0.030	17.290	± 0.066	± 0.267	20.056	± 0.074	± 0.611	20.678	± 0.076	± 0.729
0.030 - 0.040	12.996	± 0.058	± 0.206	13.772	± 0.061	± 0.377	13.377	± 0.060	± 0.412
0.040 - 0.050	9.496	± 0.050	± 0.154	9.456	± 0.051	± 0.233	8.965	± 0.049	± 0.239
0.050 - 0.060	6.957	± 0.043	± 0.116	6.862	± 0.043	± 0.153	6.558	± 0.041	± 0.151
0.060 - 0.080	4.811	± 0.025	± 0.083	4.762	± 0.025	± 0.092	4.515	± 0.024	± 0.082
0.080 - 0.100	3.064	± 0.020	± 0.055	3.071	± 0.020	± 0.051	2.914	± 0.019	± 0.037
0.100 - 0.120	2.109	± 0.016	± 0.039	2.126	± 0.017	± 0.032	1.991	± 0.016	± 0.020
0.120 - 0.140	1.468	± 0.014	± 0.028	1.478	± 0.014	± 0.023	1.406	± 0.013	± 0.014
0.140 - 0.160	1.078	± 0.012	± 0.021	1.096	± 0.012	± 0.018	1.010	± 0.011	± 0.010
0.160 - 0.200	0.6959	± 0.0067	± 0.0142	0.6983	± 0.0068	± 0.0149	0.6319	± 0.0063	± 0.0063
0.200 - 0.250	0.3444	± 0.0042	± 0.0074	0.3461	± 0.0042	± 0.0118	0.3085	± 0.0039	± 0.0051
0.250 - 0.300	0.1497	± 0.0027	± 0.0033	0.1457	± 0.0027	± 0.0082	0.1115	± 0.0022	± 0.0039
0.300 - 0.350	0.0547	± 0.0015	± 0.0012	0.0309	± 0.0013	± 0.0027	0.01836	± 0.00083	± 0.00116
0.350 - 0.400	0.01920	± 0.00089	± 0.00044	0.00222	± 0.00057	± 0.00028	0.00081	± 0.00022	± 0.00008

Tabelle B.20: Schwere Jetmasse M^2_{high}/E^2_{vis}

Leichte Jetmasse	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dM^2_{low}/E^2_{vis}}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.000 - 0.010	39.362 ± 0.093 ± 1.220	24.708 ± 0.077 ± 1.403	23.414 ± 0.074 ± 1.595
0.010 - 0.020	31.177 ± 0.092 ± 1.074	35.91 ± 0.10 ± 2.35	39.12 ± 0.11 ± 2.65
0.020 - 0.030	13.733 ± 0.065 ± 0.523	17.370 ± 0.079 ± 1.196	18.080 ± 0.081 ± 1.215
0.030 - 0.040	6.486 ± 0.044 ± 0.270	7.628 ± 0.051 ± 0.516	7.704 ± 0.052 ± 0.514
0.040 - 0.050	3.358 ± 0.032 ± 0.147	3.829 ± 0.036 ± 0.251	3.922 ± 0.036 ± 0.260
0.050 - 0.060	1.879 ± 0.024 ± 0.082	2.085 ± 0.026 ± 0.132	2.128 ± 0.026 ± 0.140
0.060 - 0.080	0.901 ± 0.012 ± 0.040	0.989 ± 0.013 ± 0.063	1.013 ± 0.013 ± 0.066
0.080 - 0.100	0.3212 ± 0.0072 ± 0.0175	0.3326 ± 0.0073 ± 0.0234	0.3748± 0.0079 ± 0.0241
0.100 - 0.120	0.1087 ± 0.0044 ± 0.0082	0.1135 ± 0.0044 ± 0.0096	0.1412± 0.0050 ± 0.0089

Tabelle B.21: Leichte Jetmasse M^2_{low}/E^2_{vis}

Differenz der Jetmassen	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dM^2_{diff}/E^2_{vis}}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.000 - 0.010	29.229 ± 0.082 ± 0.292	31.955 ± 0.086 ± 0.332	35.393 ± 0.092 ± 0.354
0.010 - 0.020	19.648 ± 0.068 ± 0.196	20.327 ± 0.071 ± 0.203	20.745 ± 0.071 ± 0.207
0.020 - 0.030	12.462 ± 0.055 ± 0.125	11.909 ± 0.054 ± 0.119	11.426 ± 0.052 ± 0.114
0.030 - 0.040	8.332 ± 0.045 ± 0.083	7.654 ± 0.043 ± 0.077	7.170 ± 0.041 ± 0.072
0.040 - 0.060	5.164 ± 0.025 ± 0.052	4.706 ± 0.024 ± 0.047	4.344 ± 0.023 ± 0.043
0.060 - 0.080	2.987 ± 0.019 ± 0.034	2.816 ± 0.019 ± 0.034	2.605 ± 0.017 ± 0.026
0.080 - 0.120	1.646 ± 0.010 ± 0.022	1.5632 ± 0.0098 ± 0.0267	1.4238 ± 0.0092 ± 0.0142
0.120 - 0.160	0.8298 ± 0.0070 ± 0.0136	0.8043 ± 0.0070 ± 0.0186	0.7061 ± 0.0064 ± 0.0071
0.160 - 0.200	0.4606 ± 0.0053 ± 0.0091	0.4374 ± 0.0051 ± 0.0132	0.3831 ± 0.0046 ± 0.0044
0.200 - 0.250	0.2358 ± 0.0033 ± 0.0060	0.2223 ± 0.0032 ± 0.0087	0.1836 ± 0.0028 ± 0.0032
0.250 - 0.300	0.1043 ± 0.0022 ± 0.0036	0.0838 ± 0.0020 ± 0.0042	0.0579 ± 0.0015 ± 0.0018
0.300 - 0.350	0.0417 ± 0.0013 ± 0.0020	0.01440 ± 0.00102 ± 0.00092	0.00753± 0.00056 ± 0.00057
0.350 - 0.400	0.01510 ± 0.00078 ± 0.00097	0.00084 ± 0.00047 ± 0.00012	0.00030± 0.00017 ± 0.00003

Tabelle B.22: Differenz der Jetmassen M^2_{diff}/E^2_{vis}

Diff. 2–Jetrate D_2 Durham–Algorithmus	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dD_2^D}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.000 - 0.010	63.52 ± 0.12 ± 0.64	62.64 ± 0.12 ± 0.63	63.81 ± 0.12 ± 0.64
0.010 - 0.020	12.230 ± 0.054 ± 0.122	12.326 ± 0.054 ± 0.126	11.589 ± 0.052 ± 0.116
0.020 - 0.030	6.128 ± 0.038 ± 0.061	6.324 ± 0.039 ± 0.080	6.040 ± 0.038 ± 0.060
0.030 - 0.040	3.828 ± 0.030 ± 0.038	3.993 ± 0.031 ± 0.058	3.823 ± 0.030 ± 0.038
0.040 - 0.050	2.756 ± 0.025 ± 0.030	2.888 ± 0.027 ± 0.046	2.697 ± 0.026 ± 0.027
0.050 - 0.060	1.995 ± 0.022 ± 0.028	2.095 ± 0.023 ± 0.036	2.041 ± 0.022 ± 0.020
0.060 - 0.080	1.470 ± 0.013 ± 0.025	1.484 ± 0.014 ± 0.027	1.410 ± 0.013 ± 0.014
0.080 - 0.100	0.932 ± 0.011 ± 0.019	0.963 ± 0.011 ± 0.020	0.952 ± 0.011 ± 0.011
0.100 - 0.120	0.6551 ± 0.0091 ± 0.0162	0.6537 ± 0.0089 ± 0.0160	0.6708± 0.0090 ± 0.0102
0.120 - 0.140	0.4985 ± 0.0081 ± 0.0144	0.4723 ± 0.0076 ± 0.0138	0.4831± 0.0077 ± 0.0098
0.140 - 0.160	0.3442 ± 0.0065 ± 0.0114	0.3431 ± 0.0065 ± 0.0120	0.3660± 0.0068 ± 0.0098
0.160 - 0.180	0.2619 ± 0.0059 ± 0.0103	0.2614 ± 0.0057 ± 0.0112	0.2830± 0.0061 ± 0.0102
0.180 - 0.200	0.2023 ± 0.0055 ± 0.0099	0.1841 ± 0.0048 ± 0.0100	0.2190± 0.0054 ± 0.0109
0.200 - 0.250	0.0978 ± 0.0024 ± 0.0060	0.1001 ± 0.0023 ± 0.0069	0.1357± 0.0028 ± 0.0092
0.250 - 0.300	0.0248 ± 0.0013 ± 0.0019	0.0309 ± 0.0015 ± 0.0027	0.0605± 0.0022 ± 0.0055

Tabelle B.23: Differentielle 2–Jetrate D_2 Durham–Algorithmus D_2^D

Diff. 3–Jetrate D_3 Durham–Algorithmus	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dD_3^D}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.000 - 0.002	318.65 ± 0.62 ± 3.19	318.41 ± 0.62 ± 3.18	333.97 ± 0.64 ± 3.34
0.002 - 0.004	91.82 ± 0.33 ± 0.92	90.83 ± 0.32 ± 1.07	85.51 ± 0.31 ± 0.86
0.004 - 0.006	33.87 ± 0.20 ± 0.34	33.23 ± 0.20 ± 0.49	29.49 ± 0.18 ± 0.29
0.006 - 0.008	16.86 ± 0.14 ± 0.17	16.99 ± 0.14 ± 0.31	14.78 ± 0.13 ± 0.15
0.008 - 0.012	8.383 ± 0.070 ± 0.120	8.546 ± 0.073 ± 0.189	7.583 ± 0.067 ± 0.076
0.012 - 0.016	3.967 ± 0.048 ± 0.079	4.119 ± 0.051 ± 0.112	3.707 ± 0.047 ± 0.037
0.016 - 0.020	2.218 ± 0.037 ± 0.058	2.325 ± 0.039 ± 0.077	2.119 ± 0.037 ± 0.042
0.020 - 0.024	1.302 ± 0.028 ± 0.041	1.479 ± 0.032 ± 0.058	1.348 ± 0.030 ± 0.042
0.024 - 0.028	0.906 ± 0.024 ± 0.033	0.961 ± 0.026 ± 0.043	0.906 ± 0.024 ± 0.038
0.028 - 0.032	0.621 ± 0.020 ± 0.025	0.669 ± 0.022 ± 0.032	0.646 ± 0.021 ± 0.034
0.032 - 0.040	0.344 ± 0.010 ± 0.016	0.387 ± 0.012 ± 0.019	0.366 ± 0.011 ± 0.025
0.040 - 0.050	0.1892 ± 0.0071 ± 0.0104	0.2045 ± 0.0078 ± 0.0097	0.1965± 0.0076 ± 0.0177
0.050 - 0.060	0.0867 ± 0.0050 ± 0.0060	0.0869 ± 0.0050 ± 0.0041	0.0877± 0.0050 ± 0.0100
0.060 - 0.080	0.0331 ± 0.0024 ± 0.0030	0.0346 ± 0.0023 ± 0.0021	0.0367± 0.0024 ± 0.0054
0.080 - 0.100	0.00742 ± 0.00136 ± 0.00088	0.00615 ± 0.00096 ± 0.00066	0.0073± 0.0010 ± 0.0014

Tabelle B.24: Differentielle 3–Jetrate D_3 Durham–Algorithmus D_3^D

Diff. 4–Jetrate D_4 Durham–Algorithmus				$\frac{1}{N}\frac{dN}{dD_4^D}$					
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren			geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren			geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren		
0.000 - 0.001	688.3	± 1.3	± 6.9	684.2	± 1.3	± 6.8	711.0	± 1.3	± 7.1
0.001 - 0.002	190.40	± 0.67	± 1.90	193.30	± 0.67	± 1.93	184.32	± 0.66	± 1.84
0.002 - 0.003	60.98	± 0.37	± 0.61	61.50	± 0.38	± 2.31	53.35	± 0.35	± 1.06
0.003 - 0.004	25.69	± 0.24	± 0.26	25.32	± 0.25	± 0.98	21.18	± 0.22	± 0.53
0.004 - 0.005	12.63	± 0.17	± 0.18	12.43	± 0.18	± 0.49	10.15	± 0.15	± 0.30
0.005 - 0.006	6.89	± 0.13	± 0.15	6.90	± 0.13	± 0.28	5.67	± 0.11	± 0.20
0.006 - 0.008	3.442	± 0.063	± 0.112	3.377	± 0.066	± 0.145	2.768	± 0.057	± 0.114
0.008 - 0.010	1.454	± 0.040	± 0.068	1.457	± 0.044	± 0.067	1.203	± 0.039	± 0.060
0.010 - 0.012	0.750	± 0.031	± 0.045	0.744	± 0.032	± 0.037	0.617	± 0.028	± 0.036
0.012 - 0.014	0.348	± 0.020	± 0.025	0.405	± 0.024	± 0.021	0.357	± 0.022	± 0.024
0.014 - 0.016	0.204	± 0.016	± 0.017	0.258	± 0.020	± 0.015	0.215	± 0.017	± 0.016
0.016 - 0.018	0.130	± 0.013	± 0.013	0.1551	± 0.0156	± 0.0095	0.144	± 0.015	± 0.011
0.018 - 0.020	0.0712	± 0.0092	± 0.0078	0.0901	± 0.0118	± 0.0059	0.0745	± 0.0103	± 0.0064
0.020 - 0.025	0.0342	± 0.0041	± 0.0044	0.0483	± 0.0057	± 0.0036	0.0434	± 0.0052	± 0.0042
0.025 - 0.030	0.0110	± 0.0023	± 0.0017	0.0151	± 0.0028	± 0.0014	0.0133	± 0.0028	± 0.0014

Tabelle B.25: Differentielle 4–Jetrate D_4 Durham–Algorithmus D_4^D

Diff. 2–Jetrate D_2 Jade–Algorithmus				$\frac{1}{N}\frac{dN}{dD_2^J}$					
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren			geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren			geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren		
0.000 - 0.010	26.014	± 0.077	± 0.260	24.267	± 0.073	± 0.442	26.317	± 0.078	± 0.289
0.010 - 0.020	18.243	± 0.065	± 0.182	18.064	± 0.066	± 0.269	17.670	± 0.064	± 0.197
0.020 - 0.030	11.945	± 0.054	± 0.119	12.277	± 0.056	± 0.157	11.622	± 0.054	± 0.134
0.030 - 0.040	8.378	± 0.046	± 0.084	8.677	± 0.047	± 0.103	8.177	± 0.045	± 0.099
0.040 - 0.050	6.218	± 0.039	± 0.062	6.442	± 0.041	± 0.079	6.053	± 0.039	± 0.078
0.050 - 0.060	4.817	± 0.035	± 0.048	4.983	± 0.036	± 0.069	4.731	± 0.035	± 0.065
0.060 - 0.080	3.490	± 0.021	± 0.035	3.691	± 0.022	± 0.059	3.479	± 0.021	± 0.051
0.080 - 0.100	2.358	± 0.017	± 0.024	2.525	± 0.018	± 0.048	2.434	± 0.018	± 0.038
0.100 - 0.120	1.680	± 0.014	± 0.020	1.797	± 0.015	± 0.039	1.740	± 0.015	± 0.029
0.120 - 0.140	1.247	± 0.012	± 0.017	1.326	± 0.013	± 0.034	1.314	± 0.013	± 0.023
0.140 - 0.160	0.941	± 0.011	± 0.016	0.993	± 0.011	± 0.029	0.981	± 0.011	± 0.018
0.160 - 0.180	0.7392	± 0.0097	± 0.0154	0.7562	± 0.0098	± 0.0250	0.7495	± 0.0098	± 0.0150
0.180 - 0.200	0.5596	± 0.0084	± 0.0153	0.5766	± 0.0086	± 0.0207	0.5711	± 0.0086	± 0.0126
0.200 - 0.250	0.3330	± 0.0042	± 0.0120	0.3416	± 0.0042	± 0.0130	0.3633	± 0.0044	± 0.0091
0.250 - 0.300	0.1317	± 0.0028	± 0.0062	0.1296	± 0.0026	± 0.0051	0.1621	± 0.0030	± 0.0046

Tabelle B.26: Differentielle 2–Jetrate D_2 Jade–Algorithmus D_2^J

Diff. 3–Jetrate D_3 Jade–Algorithmus				$\frac{1}{N}\frac{dN}{dD_3^J}$					
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren			geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren			geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren		
0.000 - 0.002	107.87	± 0.36	± 1.08	103.55	± 0.35	± 1.04	113.89	± 0.37	± 1.14
0.002 - 0.004	121.68	± 0.38	± 1.22	122.74	± 0.37	± 1.41	130.22	± 0.39	± 1.30
0.004 - 0.006	74.79	± 0.29	± 0.75	73.19	± 0.29	± 0.95	71.16	± 0.28	± 0.80
0.006 - 0.008	46.84	± 0.23	± 0.47	47.04	± 0.24	± 0.69	43.53	± 0.22	± 0.51
0.008 - 0.012	27.71	± 0.13	± 0.28	28.13	± 0.13	± 0.48	25.56	± 0.12	± 0.32
0.012 - 0.016	15.164	± 0.097	± 0.152	15.73	± 0.10	± 0.32	14.035	± 0.095	± 0.191
0.016 - 0.020	9.124	± 0.075	± 0.091	9.798	± 0.082	± 0.228	8.816	± 0.075	± 0.133
0.020 - 0.024	5.939	± 0.060	± 0.070	6.363	± 0.066	± 0.168	5.733	± 0.061	± 0.095
0.024 - 0.028	4.101	± 0.051	± 0.064	4.417	± 0.056	± 0.130	4.009	± 0.051	± 0.074
0.028 - 0.032	2.920	± 0.043	± 0.057	3.163	± 0.047	± 0.103	2.897	± 0.044	± 0.059
0.032 - 0.040	1.857	± 0.024	± 0.047	2.026	± 0.027	± 0.076	1.849	± 0.025	± 0.044
0.040 - 0.050	0.970	± 0.016	± 0.033	1.058	± 0.018	± 0.047	0.988	± 0.017	± 0.029
0.050 - 0.060	0.509	± 0.012	± 0.022	0.542	± 0.013	± 0.028	0.513	± 0.012	± 0.019
0.060 - 0.080	0.1952	± 0.0051	± 0.0113	0.2241	± 0.0057	± 0.0144	0.2203	± 0.0057	± 0.0114
0.080 - 0.100	0.0554	± 0.0029	± 0.0043	0.0594	± 0.0031	± 0.0047	0.0654	± 0.0033	± 0.0049

Tabelle B.27: Differentielle 3–Jetrate D_3 Jade–Algorithmus D_3^J

Diff. 4–Jetrate D_4 Jade–Algorithmus				$\frac{1}{N}\frac{dN}{dD_4^J}$					
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren			geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren			geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren		
0.000 - 0.001	248.15	± 0.77	± 2.48	227.18	± 0.75	± 3.97	240.63	± 0.78	± 4.58
0.001 - 0.002	286.76	± 0.82	± 2.87	289.93	± 0.82	± 5.54	309.26	± 0.86	± 4.96
0.002 - 0.003	167.03	± 0.63	± 1.67	173.10	± 0.64	± 3.59	171.69	± 0.64	± 2.39
0.003 - 0.004	97.00	± 0.48	± 1.04	99.50	± 0.49	± 2.22	92.65	± 0.47	± 1.18
0.004 - 0.005	59.58	± 0.38	± 0.71	60.08	± 0.39	± 1.44	52.87	± 0.35	± 0.65
0.005 - 0.006	37.48	± 0.30	± 0.49	38.54	± 0.31	± 0.98	33.41	± 0.28	± 0.43
0.006 - 0.008	21.61	± 0.16	± 0.32	22.33	± 0.17	± 0.62	18.83	± 0.15	± 0.27
0.008 - 0.010	11.10	± 0.12	± 0.19	11.66	± 0.13	± 0.36	9.45	± 0.11	± 0.17
0.010 - 0.012	6.235	± 0.087	± 0.124	6.717	± 0.098	± 0.231	5.567	± 0.086	± 0.122
0.012 - 0.014	3.602	± 0.065	± 0.080	4.068	± 0.077	± 0.153	3.262	± 0.066	± 0.089
0.014 - 0.016	2.205	± 0.052	± 0.055	2.454	± 0.060	± 0.100	2.047	± 0.052	± 0.070
0.016 - 0.018	1.373	± 0.041	± 0.037	1.556	± 0.048	± 0.069	1.330	± 0.042	± 0.055
0.018 - 0.020	0.874	± 0.032	± 0.026	1.035	± 0.040	± 0.049	0.912	± 0.036	± 0.044
0.020 - 0.025	0.460	± 0.015	± 0.016	0.538	± 0.018	± 0.028	0.456	± 0.016	± 0.025
0.025 - 0.030	0.1735	± 0.0096	± 0.0070	0.202	± 0.011	± 0.012	0.195	± 0.011	± 0.012
0.030 - 0.050	0.0303	± 0.0021	± 0.0017	0.0369	± 0.0024	± 0.0030	0.0342	± 0.0023	± 0.0022

Tabelle B.28: Differentielle 4–Jetrate D_4 Jade–Algorithmus D_4^J

Weite Jetbreite	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dB_{max}}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.010 - 0.020	2.027 ± 0.023 ± 0.020	1.396 ± 0.023 ± 0.014	0.6707 ± 0.0096 ± 0.1077
0.020 - 0.030	9.923 ± 0.051 ± 0.232	9.815 ± 0.051 ± 0.747	7.538 ± 0.038 ± 0.809
0.030 - 0.040	14.758 ± 0.061 ± 0.245	15.520 ± 0.062 ± 0.819	14.690 ± 0.058 ± 0.745
0.040 - 0.050	13.374 ± 0.056 ± 0.140	12.966 ± 0.054 ± 0.413	13.942 ± 0.057 ± 0.592
0.050 - 0.060	10.620 ± 0.050 ± 0.106	10.186 ± 0.048 ± 0.136	11.298 ± 0.053 ± 0.379
0.060 - 0.070	8.369 ± 0.044 ± 0.084	8.211 ± 0.044 ± 0.082	9.065 ± 0.048 ± 0.266
0.070 - 0.080	6.811 ± 0.040 ± 0.068	6.790 ± 0.040 ± 0.068	7.387 ± 0.043 ± 0.222
0.080 - 0.100	5.146 ± 0.025 ± 0.051	5.166 ± 0.025 ± 0.052	5.445 ± 0.026 ± 0.176
0.100 - 0.120	3.584 ± 0.020 ± 0.036	3.685 ± 0.021 ± 0.037	3.796 ± 0.022 ± 0.127
0.120 - 0.140	2.577 ± 0.017 ± 0.026	2.651 ± 0.018 ± 0.027	2.670 ± 0.018 ± 0.087
0.140 - 0.170	1.733 ± 0.012 ± 0.017	1.780 ± 0.012 ± 0.018	1.756 ± 0.012 ± 0.051
0.170 - 0.200	1.0540 ± 0.0090 ± 0.0105	1.0990 ± 0.0094 ± 0.0110	1.0580 ± 0.0092 ± 0.0218
0.200 - 0.240	0.5388 ± 0.0056 ± 0.0135	0.5548 ± 0.0058 ± 0.0321	0.5288 ± 0.0056 ± 0.0053
0.240 - 0.280	0.1710 ± 0.0031 ± 0.0104	0.1687 ± 0.0031 ± 0.0284	0.1460 ± 0.0028 ± 0.0071
0.280 - 0.320	0.0262 ± 0.0011 ± 0.0028	0.00568 ± 0.00083 ± 0.00180	0.00290± 0.00043 ± 0.00027

Tabelle B.29: Weite Jetbreite B_{max}

Schmale Jetbreite	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dB_{min}}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.000 - 0.010	2.502 ± 0.025 ± 0.025	1.552 ± 0.026 ± 0.115	0.645 ± 0.010 ± 0.096
0.010 - 0.020	18.823 ± 0.068 ± 0.188	15.484 ± 0.064 ± 0.243	11.169 ± 0.045 ± 1.006
0.020 - 0.030	28.683 ± 0.084 ± 0.287	29.092 ± 0.084 ± 0.291	28.908 ± 0.082 ± 1.823
0.030 - 0.040	20.703 ± 0.071 ± 0.207	22.082 ± 0.073 ± 0.275	25.972 ± 0.083 ± 1.478
0.040 - 0.050	11.654 ± 0.052 ± 0.117	11.600 ± 0.052 ± 0.139	14.119 ± 0.061 ± 0.860
0.050 - 0.060	6.558 ± 0.039 ± 0.066	6.423 ± 0.038 ± 0.089	7.500 ± 0.044 ± 0.494
0.060 - 0.080	3.191 ± 0.019 ± 0.032	3.205 ± 0.019 ± 0.052	3.405 ± 0.021 ± 0.233
0.080 - 0.100	1.295 ± 0.012 ± 0.026	1.376 ± 0.013 ± 0.034	1.320 ± 0.013 ± 0.089
0.100 - 0.120	0.5561 ± 0.0078 ± 0.0185	0.5970 ± 0.0086 ± 0.0222	0.5448± 0.0082 ± 0.0328
0.120 - 0.150	0.1921 ± 0.0037 ± 0.0054	0.2114 ± 0.0042 ± 0.0070	0.1916± 0.0040 ± 0.0104
0.150 - 0.180	0.0319 ± 0.0015 ± 0.0012	0.0356 ± 0.0017 ± 0.0016	0.0366± 0.0017 ± 0.0034

Tabelle B.30: Schmale Jetbreite B_{min}

Totale Jetbreite	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dB_{sum}}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.020 - 0.030	0.956 ± 0.016 ± 0.010	0.550 ± 0.017 ± 0.030	0.2030 ± 0.0055 ± 0.0383
0.030 - 0.040	3.765 ± 0.031 ± 0.038	2.804 ± 0.029 ± 0.033	1.628 ± 0.015 ± 0.183
0.040 - 0.050	7.117 ± 0.043 ± 0.071	6.646 ± 0.042 ± 0.066	4.999 ± 0.031 ± 0.463
0.050 - 0.060	9.301 ± 0.048 ± 0.093	9.342 ± 0.048 ± 0.093	8.190 ± 0.041 ± 0.644
0.060 - 0.070	10.059 ± 0.050 ± 0.101	10.265 ± 0.050 ± 0.103	9.887 ± 0.047 ± 0.661
0.070 - 0.080	9.212 ± 0.047 ± 0.092	9.272 ± 0.047 ± 0.093	9.883 ± 0.049 ± 0.564
0.080 - 0.090	7.958 ± 0.043 ± 0.080	7.915 ± 0.043 ± 0.079	9.007 ± 0.047 ± 0.443
0.090 - 0.100	6.815 ± 0.040 ± 0.068	6.788 ± 0.040 ± 0.068	7.746 ± 0.044 ± 0.332
0.100 - 0.110	5.898 ± 0.037 ± 0.059	5.899 ± 0.037 ± 0.059	6.714 ± 0.041 ± 0.255
0.110 - 0.130	4.785 ± 0.024 ± 0.048	4.812 ± 0.024 ± 0.048	5.393 ± 0.026 ± 0.180
0.130 - 0.150	3.619 ± 0.021 ± 0.036	3.667 ± 0.021 ± 0.038	3.998 ± 0.023 ± 0.125
0.150 - 0.170	2.737 ± 0.018 ± 0.027	2.799 ± 0.018 ± 0.033	2.980 ± 0.019 ± 0.098
0.170 - 0.190	2.143 ± 0.016 ± 0.021	2.203 ± 0.016 ± 0.031	2.294 ± 0.017 ± 0.085
0.190 - 0.210	1.670 ± 0.014 ± 0.017	1.728 ± 0.014 ± 0.029	1.747 ± 0.015 ± 0.075
0.210 - 0.240	1.2151 ± 0.0096 ± 0.0122	1.255 ± 0.010 ± 0.024	1.242 ± 0.010 ± 0.063
0.240 - 0.270	0.8189 ± 0.0078 ± 0.0082	0.8504 ± 0.0082 ± 0.0194	0.8125 ± 0.0080 ± 0.0469
0.270 - 0.300	0.5167 ± 0.0061 ± 0.0065	0.5243 ± 0.0063 ± 0.0141	0.4974 ± 0.0062 ± 0.0296
0.300 - 0.330	0.2701 ± 0.0044 ± 0.0054	0.2599 ± 0.0045 ± 0.0087	0.2285 ± 0.0041 ± 0.0119
0.330 - 0.360	0.0856 ± 0.0024 ± 0.0028	0.0831 ± 0.0027 ± 0.0042	0.07320 ± 0.00244 ± 0.00073

Tabelle B.31: Totale Jetbreite B_{sum}

Differenz der Jetbreiten	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dB_{diff}}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.000 - 0.010	24.778 ± 0.078 ± 0.248	26.513 ± 0.082 ± 0.265	26.630 ± 0.081 ± 0.459
0.010 - 0.020	18.957 ± 0.068 ± 0.190	18.385 ± 0.066 ± 0.184	18.684 ± 0.066 ± 0.292
0.020 - 0.030	13.050 ± 0.056 ± 0.131	12.151 ± 0.053 ± 0.122	12.343 ± 0.054 ± 0.186
0.030 - 0.040	9.129 ± 0.046 ± 0.091	8.722 ± 0.045 ± 0.087	8.819 ± 0.046 ± 0.134
0.040 - 0.050	6.689 ± 0.040 ± 0.067	6.562 ± 0.039 ± 0.066	6.688 ± 0.040 ± 0.106
0.050 - 0.060	5.220 ± 0.035 ± 0.052	5.134 ± 0.035 ± 0.051	5.111 ± 0.035 ± 0.084
0.060 - 0.070	4.087 ± 0.031 ± 0.041	4.083 ± 0.031 ± 0.043	4.071 ± 0.031 ± 0.068
0.070 - 0.080	3.314 ± 0.028 ± 0.033	3.293 ± 0.028 ± 0.043	3.271 ± 0.028 ± 0.054
0.080 - 0.090	2.677 ± 0.025 ± 0.027	2.674 ± 0.025 ± 0.042	2.681 ± 0.025 ± 0.043
0.090 - 0.100	2.218 ± 0.023 ± 0.022	2.240 ± 0.023 ± 0.040	2.233 ± 0.023 ± 0.035
0.100 - 0.120	1.662 ± 0.014 ± 0.017	1.688 ± 0.014 ± 0.033	1.647 ± 0.014 ± 0.026
0.120 - 0.140	1.145 ± 0.012 ± 0.011	1.162 ± 0.012 ± 0.025	1.111 ± 0.011 ± 0.019
0.140 - 0.160	0.8022 ± 0.0098 ± 0.0108	0.8134 ± 0.0099 ± 0.0218	0.7618 ± 0.0095 ± 0.0144
0.160 - 0.180	0.5135 ± 0.0078 ± 0.0109	0.5384 ± 0.0081 ± 0.0181	0.5138 ± 0.0078 ± 0.0119
0.180 - 0.200	0.3325 ± 0.0063 ± 0.0091	0.3481 ± 0.0067 ± 0.0143	0.3167 ± 0.0062 ± 0.0098
0.200 - 0.240	0.1540 ± 0.0029 ± 0.0053	0.1605 ± 0.0031 ± 0.0097	0.1265 ± 0.0026 ± 0.0056
0.240 - 0.280	0.0389 ± 0.0014 ± 0.0023	0.0206 ± 0.0013 ± 0.0025	0.01168 ± 0.00077 ± 0.00077

Tabelle B.32: Differenz der Jetbreiten $B_{diff.}$

C–Parameter	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dC}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.000 - 0.040	0.3806 ± 0.0047 ± 0.0140	0.1375 ± 0.0047 ± 0.0138	0.0881 ± 0.0030 ± 0.0067
0.040 - 0.080	2.388 ± 0.012 ± 0.050	1.5046 ± 0.0098 ± 0.0858	1.5383 ± 0.0100 ± 0.0831
0.080 - 0.120	3.653 ± 0.015 ± 0.042	3.514 ± 0.014 ± 0.108	3.909 ± 0.016 ± 0.142
0.120 - 0.160	3.323 ± 0.014 ± 0.033	3.570 ± 0.015 ± 0.058	3.833 ± 0.016 ± 0.088
0.160 - 0.200	2.637 ± 0.013 ± 0.026	2.748 ± 0.013 ± 0.027	2.835 ± 0.013 ± 0.040
0.200 - 0.240	2.091 ± 0.011 ± 0.021	2.149 ± 0.011 ± 0.021	2.164 ± 0.012 ± 0.022
0.240 - 0.280	1.680 ± 0.010 ± 0.017	1.732 ± 0.010 ± 0.017	1.716 ± 0.010 ± 0.017
0.280 - 0.320	1.3757 ± 0.0092 ± 0.0138	1.4127 ± 0.0093 ± 0.0141	1.3860 ± 0.0092 ± 0.0139
0.320 - 0.360	1.1545 ± 0.0083 ± 0.0129	1.1920 ± 0.0086 ± 0.0122	1.1623 ± 0.0084 ± 0.0116
0.360 - 0.400	0.9709 ± 0.0076 ± 0.0127	1.0093 ± 0.0079 ± 0.0115	0.9720 ± 0.0077 ± 0.0097
0.400 - 0.440	0.8100 ± 0.0068 ± 0.0121	0.8629 ± 0.0074 ± 0.0108	0.8349 ± 0.0072 ± 0.0083
0.440 - 0.480	0.7162 ± 0.0065 ± 0.0120	0.7545 ± 0.0068 ± 0.0105	0.7161 ± 0.0066 ± 0.0072
0.480 - 0.520	0.6247 ± 0.0060 ± 0.0116	0.6544 ± 0.0064 ± 0.0101	0.6205 ± 0.0061 ± 0.0062
0.520 - 0.560	0.5573 ± 0.0057 ± 0.0113	0.5914 ± 0.0061 ± 0.0103	0.5441 ± 0.0057 ± 0.0054
0.560 - 0.600	0.4939 ± 0.0053 ± 0.0108	0.5187 ± 0.0057 ± 0.0101	0.4844 ± 0.0054 ± 0.0050
0.600 - 0.640	0.4245 ± 0.0049 ± 0.0100	0.4558 ± 0.0053 ± 0.0101	0.4209 ± 0.0050 ± 0.0063
0.640 - 0.680	0.3860 ± 0.0048 ± 0.0097	0.3968 ± 0.0049 ± 0.0101	0.3699 ± 0.0046 ± 0.0079
0.680 - 0.720	0.3589 ± 0.0046 ± 0.0095	0.3697 ± 0.0047 ± 0.0106	0.3286 ± 0.0044 ± 0.0099
0.720 - 0.760	0.3063 ± 0.0041 ± 0.0084	0.3250 ± 0.0044 ± 0.0104	0.2813 ± 0.0040 ± 0.0129
0.760 - 0.800	0.2672 ± 0.0039 ± 0.0073	0.2807 ± 0.0042 ± 0.0096	0.2178 ± 0.0033 ± 0.0151
0.800 - 0.840	0.1485 ± 0.0028 ± 0.0037	0.1803 ± 0.0035 ± 0.0062	0.1287 ± 0.0026 ± 0.0130
0.840 - 0.880	0.0716 ± 0.0020 ± 0.0015	0.0831 ± 0.0023 ± 0.0026	0.0542 ± 0.0016 ± 0.0076
0.880 - 0.920	0.03068 ± 0.00131 ± 0.00036	0.03606 ± 0.00157 ± 0.00083	0.02119± 0.00092 ± 0.00398

Tabelle B.33: C–Parameter C

D–Parameter	$\frac{1}{N}\frac{dN}{dD}$		
Intervall	geladene Spuren korrigiert auf geladene Spuren	geladene Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren	geladene & neutrale Spuren korrigiert auf geladene & neutrale Spuren
0.000 - 0.008	29.731 ± 0.093 ± 0.308	22.567 ± 0.083 ± 0.645	22.228 ± 0.082 ± 0.868
0.008 - 0.016	19.922 ± 0.077 ± 0.199	20.963 ± 0.080 ± 0.401	22.766 ± 0.085 ± 0.440
0.016 - 0.030	11.026 ± 0.044 ± 0.110	11.522 ± 0.045 ± 0.169	12.107 ± 0.047 ± 0.150
0.030 - 0.044	6.513 ± 0.034 ± 0.065	6.763 ± 0.035 ± 0.093	6.879 ± 0.035 ± 0.079
0.044 - 0.066	4.066 ± 0.021 ± 0.045	4.262 ± 0.022 ± 0.064	4.284 ± 0.022 ± 0.053
0.066 - 0.088	2.640 ± 0.017 ± 0.033	2.790 ± 0.018 ± 0.048	2.727 ± 0.018 ± 0.036
0.088 - 0.112	1.864 ± 0.014 ± 0.025	1.964 ± 0.014 ± 0.039	1.909 ± 0.014 ± 0.028
0.112 - 0.136	1.352 ± 0.012 ± 0.019	1.469 ± 0.013 ± 0.033	1.415 ± 0.012 ± 0.022
0.136 - 0.162	1.0013 ± 0.0095 ± 0.0149	1.113 ± 0.011 ± 0.028	1.051 ± 0.010 ± 0.018
0.162 - 0.188	0.7829 ± 0.0085 ± 0.0123	0.8654 ± 0.0094 ± 0.0239	0.7977 ± 0.0089 ± 0.0145
0.188 - 0.218	0.6187 ± 0.0071 ± 0.0103	0.6835 ± 0.0078 ± 0.0204	0.6155 ± 0.0073 ± 0.0117
0.218 - 0.248	0.4490 ± 0.0059 ± 0.0081	0.5253 ± 0.0069 ± 0.0168	0.4566 ± 0.0063 ± 0.0089
0.248 - 0.284	0.3425 ± 0.0048 ± 0.0068	0.3915 ± 0.0055 ± 0.0134	0.3341 ± 0.0049 ± 0.0065
0.284 - 0.320	0.2575 ± 0.0042 ± 0.0057	0.2834 ± 0.0046 ± 0.0103	0.2452 ± 0.0042 ± 0.0049
0.320 - 0.360	0.1884 ± 0.0034 ± 0.0047	0.2142 ± 0.0039 ± 0.0083	0.1774 ± 0.0033 ± 0.0037
0.360 - 0.400	0.1363 ± 0.0028 ± 0.0038	0.1629 ± 0.0034 ± 0.0067	0.1234 ± 0.0028 ± 0.0028
0.400 - 0.450	0.0962 ± 0.0021 ± 0.0029	0.1095 ± 0.0025 ± 0.0049	0.0902 ± 0.0021 ± 0.0023
0.450 - 0.500	0.0644 ± 0.0017 ± 0.0021	0.0758 ± 0.0020 ± 0.0036	0.0603 ± 0.0017 ± 0.0018
0.500 - 0.560	0.0394 ± 0.0012 ± 0.0014	0.0466 ± 0.0015 ± 0.0023	0.0368 ± 0.0012 ± 0.0013
0.560 - 0.620	0.0277 ± 0.0010 ± 0.0010	0.0314 ± 0.0012 ± 0.0016	0.02218± 0.00092 ± 0.00087
0.620 - 0.710	0.01514 ± 0.00062 ± 0.00058	0.01820 ± 0.00074 ± 0.00091	0.01276± 0.00057 ± 0.00058
0.710 - 0.800	0.00708 ± 0.00041 ± 0.00027	0.00843 ± 0.00050 ± 0.00038	0.00517± 0.00035 ± 0.00029

Tabelle B.34: D–Parameter D

Anhang C

Die Anpassungsresultate

C.1 Die Sensitivitäten

Die hier aufgeführten Tabellen beinhalten die Abhängigkeiten der verschiedenen Verteilungen von den betrachteten Parametern für Fragmentierung, Schauerentwicklung und Teilchenproduktion. Die Berechnung der mittleren Sensitivitäten $\overline{S_i}$ eines Parameters P_i erfolgt gemäß der Formel:

$$\overline{S_i} = \frac{P_i^{mean}}{P_i^{max} - P_i^{min}} \cdot \frac{1}{N} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \left(\frac{MC(P_i^{max}) - MC(P_i^{min})}{MC(P_i^{mean})} \right)^2} \tag{C.1}$$

Die Summation erfolgt über alle Intervalle einer Verteilung. $MC(P_i^j)$ steht dabei für den Wert einer Verteilung generiert mit dem Parameterwert P_i^j. Die in den Tabellen angegebenen Werte für die Abhängigkeiten der Parameter sind relative Maßzahlen und können mit der logarithmischen Ableitung

$$\frac{\delta \ln(MC)}{\delta \ln(P)} = \frac{P}{MC} \cdot \frac{\triangle MC}{\triangle P} \tag{C.2}$$

identifiziert werden. Sie beinhalten keine Informationen über das Vorzeichen der Sensitivität und den Verlauf der Abhängigkeiten in einer Verteilung.

Die Berechnung der Sensitivitäten der identifizierten Teilchenspektren erfolgt unter Verwendung der ξ_p–Darstellung. Es sei hier noch angemerkt, daß die Tabellen für die Orginalintervalleinteilung bestimmt sind und teilweise große statistische Fehler aufweisen. Für weitergehende Studien müssen Verteilungen analog der in Abschnitt 5.3 gezeigten Abbildungen 5.4 und 5.5 erstellt bzw. untersucht werden. Die realtiven Maßzahlen bieten nur einen Anhaltspunkt für die Auswahl von Verteilungen zur Parameteranpassung.

								u/d Quarks		s Quarks	
Verteilung:	$Lund\ A$	$Lund\ B$	σ_q	Λ_{QCD}	Q_0	γ_s	$\frac{P(qq)}{P(q)}$	$P(^1S_0)$	$P(^3S_1)$	$P(^1S_0)$	$P(^3S_1)$
S	1	2	5	10	1	3	1	0	0	1	1
A	3	6	21	23	8	23	4	4	2	4	4
P	1	1	3	8	1	3	1	0	1	1	1
$1-T$	2	4	5	11	1	2	3	1	0	1	1
M	6	14	16	18	5	3	3	1	1	1	1
m	6	12	11	18	4	8	4	2	0	1	1
O	2	4	3	6	1	1	1	1	0	1	1
D_2^D	1	1	4	11	2	5	2	2	1	1	1
D_3^D	1	4	17	21	3	13	11	4	1	5	4
D_4^D	6	7	17	25	2	27	4	7	7	2	5
D_2^J	1	1	2	10	1	3	1	1	1	0	1
D_3^J	1	5	11	16	2	2	2	1	1	1	2
D_4^J	3	9	15	28	1	4	5	1	1	1	1
C	2	4	6	11	1	4	3	1	0	1	1
D	2	6	9	16	1	7	3	2	1	1	1
$M_h^2/E_{vis.}^2$	2	4	2	10	1	7	2	1	1	1	0
$M_l^2/E_{vis.}^2$	5	12	2	22	1	4	2	1	2	1	1
$M_d^2/E_{vis.}^2$	2	2	5	7	0	6	3	1	1	2	1
B_{max}	3	7	10	15	1	3	3	0	0	1	0
B_{min}	3	6	8	17	3	3	2	1	2	1	1
B_{sum}	5	10	10	16	3	4	3	1	1	1	1
$B_{diff.}$	2	4	3	6	1	8	3	1	1	2	0
p_t^{in}	5	8	9	5	3	5	2	2	1	3	0
p_t^{out}	5	8	29	13	3	2	2	4	1	2	0
y_T	2	5	7	9	2	1	2	1	0	1	0
x_p	3	6	6	6	4	1	1	2	1	1	0
$p_t^{out} vs. x_p$	2	6	10	7	3	6	3	2	2	2	1
$p_t^{trans.} vs. x_p$	2	6	10	7	3	6	3	2	2	2	1
EEC	1	1	2	5	0	1	1	0	0	0	0
$AEEC$	5	5	28	37	9	27	17	6	2	4	3
ρ^0	4	6	9	6	5	7	3	3	9	1	1
$K^0/K^\pm$	4	7	9	5	5	12	4	1	1	6	1
$K^{*0}/K^{*\pm}$	4	8	10	7	5	14	4	1	1	8	10
ϕ	4	9	14	9	5	31	7	3	3	4	20
p	4	9	10	5	4	4	20	3	1	1	1
Λ_0	4	10	13	7	5	11	19	2	1	2	1
$\Sigma^\pm(1193)$	4	10	18	11	5	11	21	4	3	3	3

Tabelle C.1: Sensitivitäten $\overline{S_i} \times 100$ für den Generator JETSET 7.3 PS mit DELPHI–Zerfällen.

Verteilung:	*Lund A*	*Lund B*	σ_q	Λ_{QCD}	Q_0	γ_s	$\frac{P(qq)}{P(q)}$	u/d Quarks $P(^1S_0)$	u/d Quarks $P(^3S_1)$	s Quarks $P(^1S_0)$	s Quarks $P(^3S_1)$
S	1	2	5	10	1	4	2	1	1	0	0
A	2	6	12	20	1	9	12	1	2	4	1
P	1	2	2	8	1	2	1	1	1	0	1
$1-T$	2	4	6	10	1	2	2	0	1	0	0
M	6	13	11	19	6	4	4	1	1	2	0
m	5	13	11	18	4	1	5	1	1	1	1
O	2	5	6	6	1	3	2	1	0	0	1
D_2^D	1	1	6	9	2	6	2	0	2	1	1
D_3^D	1	2	9	22	6	12	11	3	4	1	1
D_4^D	4	9	16	45	5	16	17	9	6	5	3
D_2^J	1	1	2	8	2	3	2	0	1	0	1
D_3^J	2	4	6	19	1	2	1	2	0	0	1
D_4^J	3	9	11	20	3	7	4	3	1	1	1
C	2	5	5	10	1	3	2	1	1	1	1
D	2	6	6	15	2	4	5	1	0	1	1
$M_h^2/E_{vis.}^2$	2	5	3	9	1	4	1	1	0	1	1
$M_l^2/E_{vis.}^2$	5	11	2	23	3	4	4	1	1	1	1
$M_d^2/E_{vis.}^2$	1	4	4	6	0	6	2	1	2	2	0
B_{max}	3	8	7	14	2	2	2	1	0	1	1
B_{min}	3	7	7	20	4	2	6	3	1	2	2
B_{sum}	5	10	8	15	4	5	4	1	1	1	0
$B_{diff.}$	1	4	5	5	1	5	3	1	2	2	1
p_t^{in}	5	8	9	5	3	3	3	2	2	2	1
p_t^{out}	4	8	27	11	2	2	2	4	2	2	0
y_T	2	5	6	8	2	1	2	1	1	1	0
x_p	3	6	7	6	4	1	1	2	1	1	0
$p_t^{out} vs.x_p$	3	7	7	9	7	11	6	3	2	2	0
$p_t^{trans.} vs.x_p$	3	7	7	9	7	11	6	3	2	2	0
EEC	1	1	1	4	0	1	0	0	0	0	0
$AEEC$	1	6	16	9	13	32	17	6	2	7	3
ρ^o	4	7	9	8	4	4	3	3	9	1	1
$K^0/K^\pm$	4	7	9	6	4	13	4	1	0	6	2
$K^{*0}/K^{*\pm}$	4	8	10	7	4	14	4	0	1	8	10
ϕ	5	8	7	9	4	35	9	3	3	5	23
p	5	12	13	5	6	3	22	3	1	1	3
Λ_0	5	11	12	12	4	17	21	2	2	2	2
$\Sigma^\pm(1193)$	4	15	18	11	8	9	21	4	4	5	5

Tabelle C.2: Sensitivitäten $\overline{S_i} \times 100$ für den Generator JETSET 7.4 PS mit Standard–Zerfällen.

								u/d Quarks		s Quarks	
Verteilung:	$_{Lund}\ A$	$_{Lund}\ B$	σ_q	Λ_{QCD}	p_t^{QCD}	γ_s	$\frac{P(qq)}{P(q)}$	$P(^1S_0)$	$P(^3S_1)$	$P(^1S_0)$	$P(^3S_1)$
S	2	5	10	0	2	3	1	0	1	1	0
A	2	5	11	22	2	9	3	1	1	4	2
P	1	1	3	7	1	2	1	1	0	1	1
$1-T$	2	4	5	11	1	1	2	0	1	0	0
M	7	12	15	18	5	3	4	1	1	1	1
m	5	11	10	19	3	3	3	1	1	1	1
O	2	4	3	6	1	5	1	1	1	1	1
D_2^D	0	1	10	9	1	4	2	1	1	1	1
D_3^D	1	4	5	17	2	9	4	2	2	2	2
D_4^D	5	7	29	23	3	23	12	3	2	3	1
D_2^J	0	1	5	9	1	1	2	0	1	1	0
D_3^J	1	3	6	16	1	2	3	1	0	1	1
D_4^J	3	7	10	20	1	10	3	0	1	0	1
C	2	4	5	11	1	2	2	0	0	0	0
D	2	5	7	15	1	4	4	0	1	1	1
$M_h^2/E_{vis.}^2$	2	4	5	9	1	4	2	1	1	1	1
$M_l^2/E_{vis.}^2$	4	10	7	23	2	6	4	2	0	1	1
$M_d^2/E_{vis.}^2$	1	1	5	6	1	2	2	1	1	1	1
B_{max}	3	7	10	14	2	0	2	1	0	1	1
B_{min}	3	7	10	18	1	7	2	2	1	2	1
B_{sum}	5	9	10	16	4	1	4	1	1	1	1
$B_{diff.}$	1	3	4	5	2	2	3	1	1	1	1
p_t^{in}	4	7	9	5	3	3	1	3	1	2	0
p_t^{out}	4	7	23	12	2	1	2	5	1	2	0
y_T	2	5	6	9	2	1	2	2	0	1	0
x_p	3	6	6	5	2	1	1	2	0	1	0
$p_t^{out} vs. x_p$	2	6	8	3	2	5	10	2	0	2	1
$p_t^{trans.} vs. x_p$	2	6	8	3	2	5	10	2	0	2	1
EEC	0	1	2	4	0	1	1	0	0	0	0
$AEEC$	2	3	12	6	1	13	8	3	1	2	3
ρ°	4	7	8	7	5	6	4	4	8	1	1
$K^0/K^\pm$	4	6	9	6	4	12	4	1	1	4	1
$K^{*0}/K^{*\pm}$	4	7	9	7	4	13	4	1	1	5	9
ϕ	4	9	17	10	4	31	9	3	2	4	20
p	5	9	9	9	4	4	19	2	1	0	1
Λ_0	5	8	8	6	3	10	22	2	1	1	1
$\Sigma^\pm(1193)$	4	12	13	6	7	17	23	2	2	3	4

Tabelle C.3: Sensitivitäten $\overline{S_i} \times 100$ für den Generator ARIADNE 4.06 mit DELPHI–Zerfällen.

Verteilung:	$QCDLAM$	$RMASS(13)$	$CLMAX$	$CLPOW$	$CLSMR$	$PWT(3)$	$PWT(7)$	$DECWT$
S	11	3	2	3	1	1	0	1
A	25	3	7	5	2	2	1	3
P	9	2	2	2	0	0	1	1
$1-T$	12	6	1	1	0	1	0	1
M	13	7	3	7	1	1	1	2
m	20	5	3	4	1	1	1	2
O	8	1	2	1	0	1	1	1
D_2^D	12	2	3	1	1	1	1	0
D_3^D	27	6	4	3	1	1	1	2
D_4^D	39	5	8	6	3	5	3	2
D_2^J	11	2	2	1	0	0	1	1
D_3^J	21	5	3	3	1	2	1	1
D_4^J	24	6	7	5	1	1	1	2
C	12	6	1	1	0	1	0	1
D	20	5	2	1	1	1	1	2
$M_h^2/E_{vis.}^2$	10	7	4	2	1	1	1	1
$M_l^2/E_{vis.}^2$	17	14	5	2	1	2	1	1
$M_d^2/E_{vis.}^2$	10	3	4	3	1	0	1	1
B_{max}	13	8	3	4	1	1	0	1
B_{min}	19	7	3	2	1	1	1	2
B_{sum}	12	7	1	4	1	0	1	2
$B_{diff.}$	8	1	2	1	0	1	1	1
p_t^{in}	6	4	5	11	3	1	0	1
p_t^{out}	15	5	14	7	2	1	0	2
y_T	6	4	7	10	2	1	1	1
x_p	2	3	4	9	3	1	1	0
$p_t^{out} vs. x_p$	1	3	3	50	5	2	2	5
$p_t^{trans.} vs. x_p$	1	3	3	50	5	2	2	5
EEC	5	1	1	0	0	0	0	0
$AEEC$	7	3	3	4	1	1	2	4
ρ^0	4	6	7	12	3	4	2	2
$K^0/K^\pm$	6	11	13	23	6	13	4	2
$K^{*0}/K^{*\pm}$	8	14	8	15	4	14	5	3
ϕ	15	24	10	21	6	33	10	3
p	5	7	48	20	7	2	3	15
Λ_0	9	13	65	27	8	18	8	11
$\Sigma^\pm(1193)$	10	18	46	16	7	13	7	7

Tabelle C.4: Sensitivitäten $\overline{S_i} \times 100$ für den Generator HERWIG 5.8 C mit Standard–Zerfällen.

								u/d Quarks		s Quarks	
Verteilung:	$Lund\ A$	$Lund\ B$	σ_q	Λ_{QCD}	$Skala\mu$	γ_s	$\frac{P(qq)}{P(q)}$	$P(^1S_0)$	$P(^3S_1)$	$P(^1S_0)$	$P(^3S_1)$
S	3	5	7	13	4	2	3	1	0	1	1
A	8	12	21	23	6	3	8	4	1	4	2
P	2	2	3	10	4	3	2	1	1	1	1
$1-T$	7	10	7	12	4	2	2	0	1	1	0
M	22	20	23	20	5	3	3	1	0	1	2
m	18	21	16	18	4	5	5	1	1	2	1
O	5	7	4	8	3	3	1	1	1	1	1
D_2^D	2	2	2	12	4	7	2	1	1	2	0
D_3^D	4	6	9	25	4	9	7	2	2	2	3
D_4^D	37	73	120	84	14	78	8	4	18	23	10
D_2^J	2	3	1	9	4	1	2	1	0	2	0
D_3^J	6	10	9	18	5	3	4	1	0	1	1
D_4^J	22	42	34	17	4	9	5	2	2	3	1
C	7	10	8	13	4	3	3	1	1	1	0
D	8	13	13	16	4	5	4	1	1	1	0
$M_h^2/E_{vis.}^2$	6	9	2	9	4	2	1	0	1	1	1
$M_l^2/E_{vis.}^2$	15	25	5	17	5	2	5	1	1	2	1
$M_d^2/E_{vis.}^2$	2	4	2	6	4	3	1	1	1	1	1
B_{max}	12	15	15	16	5	2	2	1	0	1	0
B_{min}	10	14	15	20	5	14	12	0	1	0	1
B_{sum}	17	17	17	18	5	3	4	1	1	1	1
$B_{diff.}$	5	7	3	6	3	7	1	2	1	2	1
p_t^{in}	10	10	10	6	3	1	2	3	1	2	0
p_t^{out}	7	9	37	12	4	1	2	5	1	2	0
y_T	7	9	10	5	2	1	2	2	1	1	0
x_p	8	8	7	1	1	1	1	2	1	2	0
$p_t^{out} vs. x_p$	5	24	10	5	2	7	3	3	2	4	2
$p_t^{trans.} vs. x_p$	5	24	10	5	2	7	3	3	2	4	2
EEC	2	3	2	1	1	1	1	0	0	0	0
$AEEC$	4	6	14	26	5	10	6	4	1	5	3
ρ°	10	10	12	2	1	5	4	4	8	1	1
$K^0/K^\pm$	10	8	10	1	1	12	4	2	1	7	2
$K^{*0}/K^{*\pm}$	10	10	12	3	1	14	5	1	1	7	10
ϕ	8	9	10	7	2	29	7	4	1	4	23
p	10	10	11	9	2	2	22	2	1	1	2
Λ_0	8	11	11	5	2	16	22	2	1	2	2
$\Sigma^\pm(1193)$	9	12	10	17	8	16	24	4	5	3	3

Tabelle C.5: Sensitivitäten $\overline{S_i} \times 100$ für den Generator JETSET 7.4 ME mit Standard–Zerfällen.

Parameter	JETSET 7.3 PS		JETSET 7.4 PS		ARIADNE 4.06		JETSET 7.4 ME	
	$< x_E >_{D^*}$	$< x_E >_B$	$< x_E >_{D^*}$	$< x_E >_B$	$< x_E >_{D^*}$	$< x_E >_B$	$< x_E >_{D^*}$	$< x_E >_B$
Λ_{QCD}	32	30	29	26	23	18	22	23
ϵ_C	9		9		10		9	
ϵ_B		8		8		9		10

Tabelle C.6: Sensitivitäten $\overline{S_i} \times 100$ der $< x_E >$ für D^*– und B–Mesonen

Die in den Tabellen C.1 – C.5 aufgeführten Verteilungen zeigen eine mit Null verträgliche Abhängigkeit von den Parametern ϵ_C bzw. ϵ_B der Peterson–Fragmentierungsfunktion. Einzig die Mittelwerte der Impulsspektren der D^{*0}–, $D^{*\pm}$– bzw. B^0–, $B^\pm$– hängen von dem zugehörigen Fragmentierungsparameter sowie von dem Schauerparameter Λ_{QCD} ab. In der Tabelle C.6 sind die Sensitivitäten für die verschiedenen Generatoren aufgeführt.

C.2 Die Kovarianzmatrizen

Die im Folgenden angegebenen Kovarianzmatrizen beziehen sich für die Generatoren JETSET und ARIADNE auf die Resultate, die mit den Anpassungen der Kombination S_6P_0 erzielt wurden. Für den HERWIG Generator ist die Kovarianzmatrix für die Kombination S_6P_5 angegeben.

	Lund A	σ_q	Λ_{QCD}	Q_0	γ_s	$P(^1S_0)_{ud}$	$P(^3S_1)_{ud}$	$P(^1S_0)_s$	$P(^3S_1)_s$
Lund A	1.00	0.08	-0.36	0.70	-0.48	0.28	-0.02	0.48	0.37
σ_q		1.00	-0.76	-0.23	0.48	-0.61	-0.08	-0.32	-0.31
Λ_{QCD}			1.00	0.15	-0.29	0.39	0.07	0.19	0.17
Q_0				1.00	-0.57	0.32	0.03	0.58	0.45
γ_s					1.00	-0.43	-0.07	-0.74	-0.80
$P(^1S_0)_{ud}$						1.00	0.40	0.01	0.45
$P(^3S_1)_{ud}$							1.00	0.04	0.08
$P(^1S_0)_s$								1.00	0.58
$P(^3S_1)_s$									1.00

Tabelle C.7: Kovarianzmatrix für die Anpassung des Generators JETSET 7.3 PS mit DELPHI–Zerfällen

	Lund A	σ_q	Λ_{QCD}	Q_0	γ_s	$P(^1S_0)_{ud}$	$P(^3S_1)_{ud}$	$P(^1S_0)_s$	$P(^3S_1)_s$
Lund A	1.00	0.33	-0.60	0.01	-0.10	0.27	-0.11	0.06	0.03
σ_q		1.00	-0.69	-0.08	0.43	-0.41	0.11	-0.26	-0.29
Λ_{QCD}			1.00	0.18	-0.26	0.19	-0.10	0.15	0.20
Q_0				1.00	0.20	0.06	-0.38	-0.35	-0.13
γ_s					1.00	-0.04	0.19	-0.73	-0.65
$P(^1S_0)_{ud}$						1.00	0.37	-0.29	0.12
$P(^3S_1)_{ud}$							1.00	-0.100	-0.26
$P(^1S_0)_s$								1.00	0.41
$P(^3S_1)_s$									1.00

Tabelle C.8: Kovarianzmatrix für die Anpassung des Generators JETSET 7.4 PS mit Standard–Zerfällen

	Lund A	σ_q	Λ_{QCD}	p_t^{QCD}	γ_s	$P(^1S_0)_{ud}$	$P(^3S_1)_{ud}$	$P(^1S_0)_s$	$P(^3S_1)_s$
Lund A	1.00	0.11	-0.18	0.90	-0.29	0.71	-0.04	0.29	0.07
σ_q		1.00	-0.60	-0.07	0.12	-0.47	-0.06	0.02	0.05
Λ_{QCD}			1.00	0.16	0.02	0.18	0.03	-0.03	-0.06
p_t^{QCD}				1.00	-0.21	0.65	-0.02	0.26	0.05
γ_s					1.00	-0.27	-0.02	-0.41	-0.47
$P(^1S_0)_{ud}$						1.00	-0.11	-0.03	0.13
$P(^3S_1)_{ud}$							1.00	0.08	-0.03
$P(^1S_0)_s$								1.00	0.02
$P(^3S_1)_s$									1.00

Tabelle C.9: Kovarianzmatrix für die Anpassung des Generators ARIADNE 4.06 mit DELPHI–Zerfällen

	Lund A	σ_q	Λ_{QCD}	Skala μ	γ_s	$P(^1S_0)_{ud}$	$P(^3S_1)_{ud}$	$P(^1S_0)_s$	$P(^3S_1)_s$
Lund A	1.00	-0.12	-0.51	0.59	-0.17	0.52	-0.08	0.13	-0.08
σ_q		1.00	-0.49	0.18	0.19	-0.57	0.08	-0.15	0.11
Λ_{QCD}			1.00	-0.34	-0.03	0.11	-0.02	0.02	-0.01
Skala μ				1.00	-0.08	0.15	-0.02	0.04	-0.02
γ_s					1.00	-0.39	0.08	-0.28	-0.68
$P(^1S_0)_{ud}$						1.00	-0.43	-0.19	0.29
$P(^3S_1)_{ud}$							1.00	0.06	-0.07
$P(^1S_0)_s$								1.00	0.10
$P(^3S_1)_s$									1.00

Tabelle C.10: Kovarianzmatrix für die Anpassung des Generators JETSET 7.4 ME mit Standard–Zerfällen

	QCDLAM	RMASS(13)	CLMAX	CLPOW	CLSMR	DECWT	PWT(3)	PWT(7)
QCDLAM	1.00	-0.52	-0.37	-0.06	-0.09	-0.50	0.49	0.64
RMASS(13)		1.00	0.18	-0.27	0.03	0.30	-0.69	-0.52
CLMAX			1.00	0.70	0.11	0.21	-0.02	-0.43
CLPOW				1.00	0.09	0.14	0.28	-0.04
CLSMR					1.00	0.05	-0.02	0.06
DECWT						1.00	-0.19	-0.86
PWT(3)							1.00	0.28
PWT(7)								1.00

Tabelle C.11: Kovarianzmatrix für die Anpassung des Generators HERWIG 5.8 C

C.3 Die Parameter

C.3.1 DELPHI–Parameter

Die DELPHI–Parameter [141] stammen aus Parameteranpassungen an DELPHI–Daten von 91 und 92. Sie werden für die Produktion von hadronischen Z°–Ereignissen mit vollständiger Detektorsimulation für die Meßperioden 93 bzw. 94 verwendet. Die Anpassungen wurden mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Verfahren durchgeführt, wobei die Anpassung nur an Ereignisform– und Einteilchenvariablen erfolgte. Besonderes Gewicht wurde auf die Beschreibung der für Präzisionsmessungen wichtigen Variablen, wie z. B. mittlere geladene Multiplizität, x_p–Spektrum, differentielle 2–Jetrate, Thrust, Spherizität, usw., gelegt. Die Parameterbestimmung erfolgte unter Berücksichtigung von Bose–Einstein–Korrelationen, deren Parameter der DELPHI–Messungen [125] entnommen wurde. Die identifizierten Teilchenspektren bzw. deren Parameter wurden an die verfügbaren Daten [142] angepaßt.

Variable	Dez. 93	Sept. 94
MSTJ(11)	3	3
MSTJ(12)	3	3
MSTJ(41)	2	2
MSTJ(45)	5	5
MSTJ(46)	3	3
MSTJ(51)	2	2
MSTJ(52)	7	7
MSTJ(101)	5	2
MSTJ(107)	0	0
PARJ(1)	0.10	0.10
PARJ(2)	0.28	0.28
PARJ(3)	0.55	0.55
PARJ(4)	0.07	0.07
PARJ(5)	0.5	0.5
PARJ(11)	0.55	
PARJ(12)	0.55	
PARJ(13)	0.75	
PARJ(14)	0.090	
PARJ(15)	0.070	
PARJ(16)	0.085	
PARJ(17)	0.140	
PARJ(19)	0.5	0.5
PARJ(21)	0.417	0.428
PARJ(25)	0.7	0.7
PARJ(26)	0.2	0.2
PARJ(41)	0.5	0.354
PARJ(42)	0.701	0.523
PARJ(54)	-0.0631	-0.0305
PARJ(55)	-0.00414	-0.00233

Variable	Dez. 93	Sept. 94
PARJ(81)	0.297	0.346
PARJ(82)	1.732	2.25
PARJ(92)	1	1
PARJ(93)	0.394	0.394
$P(^1S_0)_{ud}$		.423
$P(^3S_1)_{ud}$		.275
$P(^1P_1)_{ud}$		.067
$P(^3P_0)_{ud}$		.056
$P(^3P_1)_{ud}$		.067
$P(^3P_2)_{ud}$		.112
$P(^1S_0)_s$		.388
$P(^3S_1)_s$		.296
$P(^1P_1)_s$		.079
$P(^3P_0)_s$		.026
$P(^3P_1)_s$		.079
$P(^3P_2)_s$		.132
$P(^1S_0)_c$		.250
$P(^3S_1)_c$		.400
$P(^1P_1)_c$		.087
$P(^3P_0)_c$		.030
$P(^3P_1)_c$		.087
$P(^3P_2)_c$		.146
$P(^1S_0)_b$		.1625
$P(^3S_1)_b$		.4875
$P(^1P_1)_b$		.087
$P(^3P_0)_b$		.030
$P(^3P_1)_b$		.087
$P(^3P_2)_b$		.146

Tabelle C.12: DELPHI–Parameter–Einstellung für JETSET 7.3 PS mit DELPHI–Zerfällen / Dezember 1993 und September 1994 Anpassungen

C.3.2 JETSET–Generator

Parameter	Name	Default	gen. Bereich	Anpassungs-resultate Wert	stat.	sys.
Λ_{QCD}	PARJ(81)	0.4	0.25 - 0.35	0.297	±0.005	$^{+0.012}_{-0.007}$
Q_0	PARJ(82)	1.0	1.0 - 2.0	1.34	±0.08	$^{+0.15}_{-0.09}$
Lund A	PARJ(41)	0.5	0.1 - 0.5	0.409	±0.020	$^{+0.009}_{-0.013}$
Lund B	PARJ(42)	0.9	0.844	optimiert		
σ_q	PARJ(21)	0.35	0.36 - 0.44	0.401	±0.006	$^{+0.003}_{-0.013}$
$P(^1S_0)_{ud}$	-	0.5	0.3 - 0.5	0.272	±0.030	$^{+0.108}_{-0.008}$
$P(^3S_1)_{ud}$	-	0.5	0.2 - 0.4	0.306	±0.049	$^{+0.006}_{-0.031}$
$P(^1P_1)_{ud}$	-	0.	siehe Text	0.094		
$P(oth.P-states)_{ud}$	-	0.	siehe Text	0.305		
γ_s	PARJ(2)	0.30	0.27 - 0.31	0.307	±0.007	$^{+0.002}_{-0.017}$
$P(^1S_0)_s$	-	0.4	0.3 - 0.5	0.416	±0.029	$^{+0.015}_{-0.003}$
$P(^3S_1)_s$	-	0.6	0.2 - 0.4	0.304	±0.023	$^{+0.017}_{-0.002}$
$P(P-states)_s$	-	0.	siehe TEXT	0.280		
ϵ_c	PARJ(54)	-	variabel	-0.0372	±0.0008	$^{+0.0020}_{-0.0012}$
$P(^1S_0)_c$	-	0.25	0.26			
$P(^3S_1)_c$	-	0.75	0.44	angepaßt		
$P(P-states)_c$	-	0.	0.3			
ϵ_b	PARJ(55)	-	variabel	-0.00284	±0.00006	$^{+0.00013}_{-0.00009}$
$P(^1S_0)_b$	-	0.25	0.175			
$P(^3S_1)_b$	-	0.75	0.525	angepaßt		
$P(P-states)_b$	-	0.	0.3			
$P(qq)/P(q)$	PARJ(1)	0.1	0.08 - 0.11	0.095	±0.001	$^{+0.004}_{-0.002}$
$P(us)/P(ud)/\gamma_s$	PARJ(3)	0.4	0.65	angepaßt		
$P(ud1)/P(ud0)$	PARJ(4)	0.05	0.07	angepaßt		
extra baryon supp.	PARJ(19)	0.	0.5	angepaßt nur für uds		
extra η supp.	PARJ(25)	1.0	0.65	0.65 ± 0.06		
extra η' supp.	PARJ(26)	1.0	0.23	0.23 ± 0.05		

Tabelle C.13: Parameter und Anpassungsresultate für JETSET 7.3 PS mit DELPHI–Zerfällen

Parameter	Name	Default	gen. Bereich	Anpassungs-resultate		
				Wert	stat.	sys.
Λ_{QCD}	PARJ(81)	0.4	0.25 - 0.35	0.297	± 0.004	$^{+0.007}_{-0.008}$
Q_0	PARJ(82)	1.0	1.0 - 2.0	1.56	± 0.11	$^{+0.21}_{-0.15}$
Lund A	PARJ(41)	0.5	0.1 - 0.5	0.417	± 0.022	$^{+0.011}_{-0.015}$
Lund B	PARJ(42)	0.9	0.850	optimiert		
σ_q	PARJ(21)	0.35	0.36 - 0.44	0.408	± 0.005	$^{+0.004}_{-0.004}$
$P(^1S_0)_{ud}$	-	0.5	0.3 - 0.5	0.297	± 0.021	$^{+0.102}_{-0.011}$
$P(^3S_1)_{ud}$	-	0.5	0.2 - 0.4	0.289	± 0.038	$^{+0.004}_{-0.026}$
$P(^1P_1)_{ud}$	-	0.	siehe Text	0.096		
$P(oth.P-states)_{ud}$	-	0.	siehe Text	0.318		
γ_s	PARJ(2)	0.30	0.27 - 0.31	0.308	± 0.007	$^{+0.004}_{-0.036}$
$P(^1S_0)_s$	-	0.4	0.3 - 0.5	0.410	± 0.038	$^{+0.026}_{-0.013}$
$P(^3S_1)_s$	-	0.6	0.2 - 0.4	0.297	± 0.021	$^{+0.020}_{-0.004}$
$P(P-states)_s$	-	0.	siehe TEXT	0.293		
ϵ_c	PARJ(54)	-	variabel	-0.0372	± 0.0007	$^{+0.0011}_{-0.0012}$
$P(^1S_0)_c$	-	0.25	0.26			
$P(^3S_1)_c$	-	0.75	0.44	angepaßt		
$P(P-states)_c$	-	0.	0.3			
ϵ_b	PARJ(55)	-	variabel	-0.00284	± 0.00005	$^{+0.00012}_{-0.00010}$
$P(^1S_0)_b$	-	0.25	0.175			
$P(^3S_1)_b$	-	0.75	0.525	angepaßt		
$P(P-states)_b$	-	0.	0.3			
$P(qq)/P(q)$	PARJ(1)	0.1	0.08 - 0.11	0.099	± 0.001	$^{+0.005}_{-0.002}$
$P(us)/P(ud)/\gamma_s$	PARJ(3)	0.4	0.65	angepaßt		
$P(ud1)/P(ud0)$	PARJ(4)	0.05	0.07	angepaßt		
extra baryon supp.	PARJ(19)	0.	0.5	angepaßt nur für uds		
extra η supp.	PARJ(25)	1.0	0.65	0.65 ± 0.06		
extra η' supp.	PARJ(26)	1.0	0.23	0.23 ± 0.05		

Tabelle C.14: Parameter und Anpassungsresultate für JETSET 7.4 PS mit Standard–Zerfällen

Parameter	Name	Default	gen. Bereich	Anpassungs-resultate Wert	stat.	sys.
Λ_{QCD}	PARJ(122)	0.22	0.20 - 0.30	0.163	±0.002	$^{+0.001}_{-0.003}$
Skala μ	PARJ(129)	0.002	0.0005 - 0.0025	0.00250	±0.00006	$^{+0.00013}_{-0.00018}$
Lund A	PARJ(41)	0.5	0.1 - 0.5	0.903	±0.014	$^{+0.038}_{-0.014}$
Lund B	PARJ(42)	0.9	0.525	optimiert		
σ_q	PARJ(21)	0.35	0.36 - 0.44	0.477	±0.004	$^{+0.005}_{-0.006}$
$P(^1S_0)_{ud}$	-	0.5	0.3 - 0.5	0.327	±0.023	$^{+0.051}_{-0.021}$
$P(^3S_1)_{ud}$	-	0.5	0.2 - 0.4	0.274	±0.061	$^{+0.012}_{-0.013}$
$P(^1P_1)_{ud}$	-	0.	siehe Text	0.089		
$P(oth.P-states)_{ud}$	-	0.	siehe Text	0.310		
γ_s	PARJ(2)	0.30	0.27 - 0.31	0.277	±0.006	$^{+0.008}_{-0.004}$
$P(^1S_0)_s$	-	0.4	0.3 - 0.5	0.413	±0.028	$^{+0.016}_{-0.011}$
$P(^3S_1)_s$	-	0.6	0.2 - 0.4	0.330	±0.021	$^{+0.011}_{-0.008}$
$P(P-states)_s$	-	0.	siehe TEXT	0.257		
ϵ_c	PARJ(54)	-	-0.0950	optimiert		
$P(^1S_0)_c$	-	0.25	0.26			
$P(^3S_1)_c$	-	0.75	0.44	angepaßt		
$P(P-states)_c$	-	0.	0.3			
ϵ_b	PARJ(55)	-	-0.00427	optimiert		
$P(^1S_0)_b$	-	0.25	0.175			
$P(^3S_1)_b$	-	0.75	0.525	angepaßt		
$P(P-states)_b$	-	0.	0.3			
$P(qq)/P(q)$	PARJ(1)	0.1	0.08 - 0.11	0.087	±0.002	$^{+0.008}_{-0.002}$
$P(us)/P(ud)/\gamma_s$	PARJ(3)	0.4	0.65	angepaßt		
$P(ud1)/P(ud0)$	PARJ(4)	0.05	0.07	angepaßt		
extra baryon supp.	PARJ(19)	0.	0.5	angepaßt nur für uds		
extra η supp.	PARJ(25)	1.0	0.65	0.65 ± 0.06		
extra η' supp.	PARJ(26)	1.0	0.23	0.23 ± 0.05		

Tabelle C.15: Parameter und Anpassungsresultate für JETSET 7.4 ME mit Standard–Zerfällen

C.3.3 ARIADNE–Generator

Parameter	Name	Default	gen. Bereich	Anpassungs-resultate Wert	stat.	sys.
Λ_{QCD}	PARA(1)	0.22	0.20 - 0.30	0.237	±0.003	$^{+0.006}_{-0.002}$
p_t^{QCD}	PARA(3)	0.6	0.4 - 1.2	0.64	±0.08	$^{+0.20}_{-0.08}$
Lund A	PARJ(41)	0.5	0.1 - 0.5	0.391	±0.047	$^{+0.039}_{-0.046}$
Lund B	PARJ(42)	0.9	0.850	optimiert		
σ_q	PARJ(21)	0.35	0.36 - 0.44	0.390	±0.005	$^{+0.003}_{-0.007}$
$P(^1S_0)_{ud}$	-	0.5	0.3 - 0.5	0.276	±0.017	$^{+0.103}_{-0.012}$
$P(^3S_1)_{ud}$	-	0.5	0.2 - 0.4	0.292	±0.056	$^{+0.003}_{-0.020}$
$P(^1P_1)_{ud}$	-	0.	siehe Text	0.096		
$P(oth.P-states)_{ud}$	-	0.	siehe Text	0.336		
γ_s	PARJ(2)	0.30	0.27 - 0.31	0.302	±0.004	$^{+0.004}_{-0.008}$
$P(^1S_0)_s$	-	0.4	0.3 - 0.5	0.389	±0.026	$^{+0.012}_{-0.010}$
$P(^3S_1)_s$	-	0.6	0.2 - 0.4	0.301	±0.019	$^{+0.004}_{-0.002}$
$P(P-states)_s$	-	0.	siehe TEXT	0.310		
ϵ_c	PARJ(54)	-	variabel	-0.0378	±0.0005	$^{+0.0009}_{-0.0004}$
$P(^1S_0)_c$	-	0.25	0.26			
$P(^3S_1)_c$	-	0.75	0.44	angepaßt		
$P(P-states)_c$	-	0.	0.3			
ϵ_b	PARJ(55)	-	variabel	-0.00255	±0.00004	$^{+0.00006}_{-0.00002}$
$P(^1S_0)_b$	-	0.25	0.175			
$P(^3S_1)_b$	-	0.75	0.525	angepaßt		
$P(P-states)_b$	-	0.	0.3			
$P(qq)/P(q)$	PARJ(1)	0.1	0.08 - 0.11	0.096	±0.001	$^{+0.008}_{-0.001}$
$P(us)/P(ud)/\gamma_s$	PARJ(3)	0.4	0.65	angepaßt		
$P(ud1)/P(ud0)$	PARJ(4)	0.05	0.07	angepaßt		
extra baryon supp.	PARJ(19)	0.	0.5	angepaßt nur für uds		
extra η supp.	PARJ(25)	1.0	0.65	0.65 ± 0.06		
extra η' supp.	PARJ(26)	1.0	0.23	0.23 ± 0.05		

Tabelle C.16: Parameter und Anpassungsresultate für ARIADNE 4.06 mit DELPHI–Zerfällen

C.3.4 HERWIG–Generator

Parameter	Default	gen. Bereich	Anpassungs-resultate Wert	stat.	sys.
QCDLAM	0.18	0.155 - 0.205	0.163	± 0.001	$^{+0.004}_{-0.005}$
RMASS(13)	0.75	0.64 - 0.96	0.65	± 0.01	$^{+0.02}_{-0.01}$
CLMAX	3.35	2.35 - 4.35	3.48	± 0.04	$^{+0.20}_{-0.13}$
CLPOW	2.0	1.0 - 2.0	1.49	± 0.04	$^{+0.16}_{-0.08}$
CLSMR	0.	0.0 - 1.0	0.36	± 0.04	$^{+0.06}_{-0.01}$
DECWT	1.0	0.0 - 1.0	0.77	± 0.08	$^{+0.28}_{-0.24}$
PWT(3)	1.0	0.0 - 1.0	0.83	± 0.02	$^{+0.03}_{-0.09}$
PWT(7)	1.0	0.0 - 1.0	0.74	± 0.09	$^{+0.37}_{-0.25}$

Tabelle C.17: Parameter und Anpassungsresultate für HERWIG 5.8 C

Anhang D

Vergleich Daten und Modell–Vorhersagen

D.1 Das Bewertungskriterium χ^2/FG

Die Tabellen D.1 und D.2 beinhalten den quantitativen Vergleich der Modelle mit den Daten. Die für die verschiedenen Verteilungen angegeben Maßzahlen sind wie folgt definiert:

$$\chi^2/FG = \frac{1}{FG} \sum_{i=1}^{FG} \frac{(X^{Daten} - X^{MC})^2}{\sigma^2} \quad . \tag{D.1}$$

Dabei beschreibt FG die Anzahl der Intervalleinteilungen einer Verteilung. Die in Tabelle D.1 angegebenen Maßzahlen für χ^2/ndf sind die Mittelwerte, die sich bei dem Vergleich aller Verteilungen der Histogrammkombination S_6 ergeben.

	JETSET 7.3 PS	JETSET 7.4 PS	ARIADNE 4.06	HERWIG 5.8 C	JETSET 7.4 ME
S	1.75	2.89	1.08	5.08	3.82
A	5.61	7.06	1.99	9.10	15.29
P	1.75	2.69	1.11	2.81	7.23
$1-T$	0.90	1.91	0.93	9.85	28.87
O	8.89	9.62	2.42	2.69	10.70
M	2.16	2.39	1.78	25.43	13.10
M	4.07	4.23	1.41	43.26	20.80
D_2^D	2.80	3.03	0.75	2.05	2.47
D_3^D	2.95	4.49	1.27	2.90	1.13
D_4^D	4.68	6.71	2.53	8.57	70.73
D_2^J	2.77	3.04	0.79	6.49	7.06
D_3^J	6.58	6.97	0.57	2.47	6.78
D_4^J	8.81	9.83	2.92	13.87	90.94
C	1.86	3.19	1.24	16.83	26.20
D	3.81	4.93	1.71	12.43	31.73
M^2_{high}/E^2_{vis}	2.39	2.30	3.45	2.57	10.56
M^2_{low}/E^2_{vis}	0.68	1.21	0.70	1.66	5.19
M^2_{diff}/E^2_{vis}	0.39	0.50	4.25	1.77	3.60
B_{max}	2.20	2.19	2.07	32.36	10.90
B_{min}	0.39	2.46	11.70	90.61	15.54
B_{sum}	2.34	2.94	1.60	21.24	11.24
$B_{diff.}$	3.76	4.39	4.63	1.51	1.33
$p_t^{in} T-Achse$	1.74	1.40	2.74	2.85	2.03
$p_t^{out} T-Achse$	26.32	27.31	15.65	12.41	28.01
y_T	1.50	1.26	1.10	10.62	45.75
$p_t^{in} S-Achse$	3.13	2.89	3.94	4.37	1.51
$p_t^{out} S-Achse$	21.82	21.73	13.06	7.35	21.04
y_S	1.38	1.10	1.49	1.60	11.98
x_p	1.53	0.91	2.37	3.96	3.66
ξ_p	0.84	0.93	1.43	3.53	2.56
$p_t^{out} vs. x_p$	20.62	24.18	13.30	27.44	56.19
$p_t^{trans.} vs. x_p$	5.46	4.89	8.50	20.60	24.98
EEC	1.55	1.44	0.38	0.93	5.93
$AEEC$	9.26	10.35	3.19	11.66	14.91
χ^2/ndf	4.82	5.14	3.02	8.65	12.83

Tabelle D.1: Bewertungskriterium χ^2/FG der Ereignisform– und Einteilchenvariablen.

		JETSET 7.3 PS	JETSET 7.4 PS	ARIADNE 4.06	HERWIG 5.8 C	JETSET 7.4 ME
η	ALEPH	2.42	2.67	2.23	3.63	2.57
η	L3	1.91	1.80	1.83	0.94	2.07
η'	ALEPH	2.20	3.06	2.54	3.56	2.41
K^0	ALEPH	9.57	15.63	8.74	13.93	16.55
K^0	DELPHI	10.56	12.02	9.22	11.98	13.36
K^0	OPAL	32.43	49.54	30.18	32.35	39.52
$K^\pm$	ALEPH	2.24	1.88	2.42	9.52	4.28
$K^\pm$	DELPHI	0.56	0.71	0.51	0.96	0.74
$K^\pm$	OPAL	15.29	12.78	16.29	43.14	21.05
K^{*0}	OPAL	8.72	8.24	10.58	13.33	13.63
$K^{*\pm}$	ALEPH	1.60	1.60	1.92	2.84	2.05
$K^{*\pm}$	DELPHI	1.91	1.74	2.37	1.33	0.83
$K^{*\pm}$	OPAL	1.78	1.84	1.92	1.16	2.05
$Proton$	ALEPH	5.70	7.56	6.45	41.10	21.43
$Proton$	DELPHI	0.39	0.50	0.38	8.75	0.40
$Proton$	OPAL	26.44	19.92	34.59	201.11	10.23
Λ_0	ALEPH	11.17	13.60	9.52	57.97	80.13
Λ_0	DELPHI	13.55	8.38	12.17	25.30	26.12
Λ_0	OPAL	12.49	6.22	13.57	28.54	9.38
$\Omega(783)$	L3	2.15	1.47	1.93	0.66	1.25
$f_0(980)$	DELPHI	0.92	0.81	0.96	14.39	0.49
$f_0(980)$	L3	3.02	2.62	3.28	4.31	1.71
$f_2(1270)$	DELPHI	1.15	1.18	1.21	0.97	1.28
$\rho_0(770)$	DELPHI	2.08	1.98	1.74	7.94	2.13
$\phi(1020)$	DELPHI	8.89	12.29	11.20	28.33	25.94
$\phi(1020)$	OPAL	9.08	10.25	9.11	17.78	12.10
$\Sigma^\pm(1385)$	DELPHI	1.36	1.63	6.03	76.15	10.06
$\Sigma^\pm(1385)$	OPAL	3.93	2.82	3.51	69.65	1.75
$\Xi_0(1530)$	DELPHI	6.72	7.47	9.39	108.56	0.48

Tabelle D.2: Bewertungskriterium χ^2/FG der identifizierten Teilchenspektren

D.2 Die Einteilchenvariablen

In den nachfolgenden Abbildungen ist der Vergleich zwischen den Daten und Modellvorhersagen für die Einteilchenvariablen gezeigt. Für jede Verteilung ist im oberen Teil der vollständige Korrekturfaktor für die Daten gezeigt. Das mittlere Bild beinhaltet den qualitativen Vergleich zwischen Daten und Monte–Carlo. In dem unteren Teil ist die relative Abweichung zwischen Generatorvorhersage und den Daten dargestellt. Der unterlegte Bereich beschreibt den gesamten relativen statistischen und systematischen "1σ"–Fehler der Datenverteilung. Analog zu den Tabellen B.1–B.34 sind in den Abbildungen mit "• geladene & neutrale Spuren " für die Einteilchenvariablen zur Berechnung der Ereignisachse geladene und neutrale Teilchen berücksichtigt, aber nur geladene Spuren in die Verteilung gefüllt. Einige Verteilungen sind schon einmal in Kapitel 7 gezeigt. Der Vollständigkeit halber werden sie hier noch einmal aufgeführt.

Die verschiedenen Modelle sind wie folgt bezeichnet:

- JETSET 7.3 DELPHI–Zerfälle bezeichnet als JT 7.3 PS
- JETSET 7.4 Standard–Zerfälle bezeichnet als JT 7.4 PS
- ARIADNE 4.06 DELPHI–Zerfälle bezeichnet als AR 4.06
- HERWIG 5.8 C Standard–Zerfälle bezeichnet als H 5.8C
- JETSET 7.4 ME Standard–Zerfälle bezeichnet als JT 7.4 ME

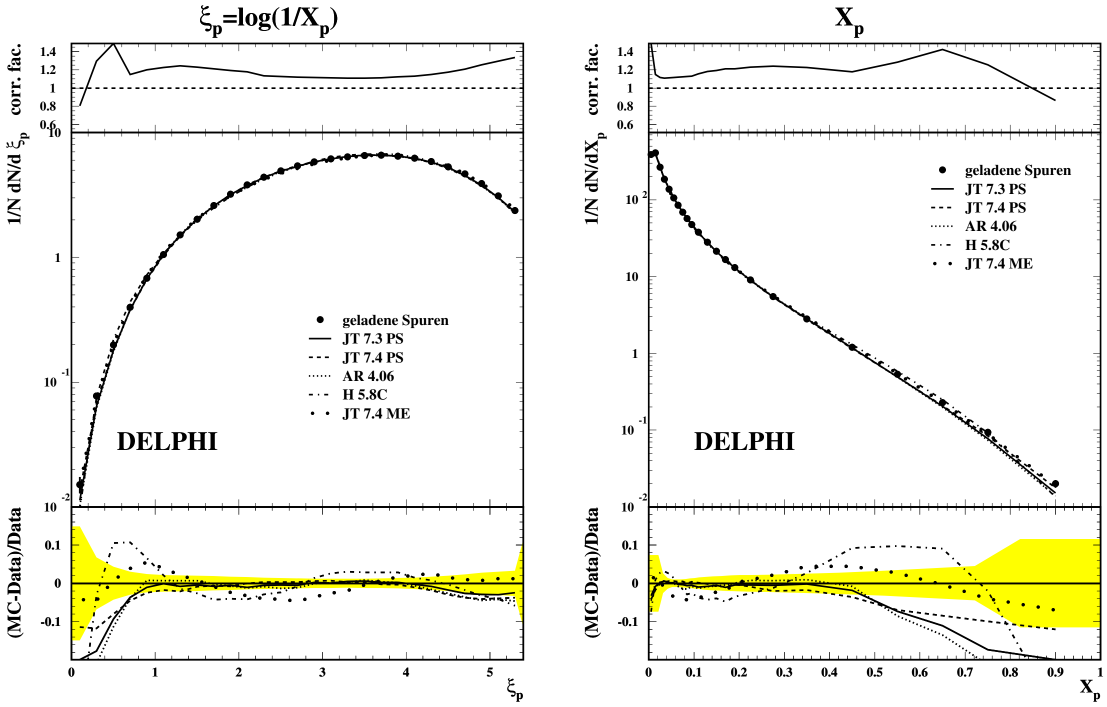

Abbildung D.1: ξ_p, skalierter Impuls x_p.

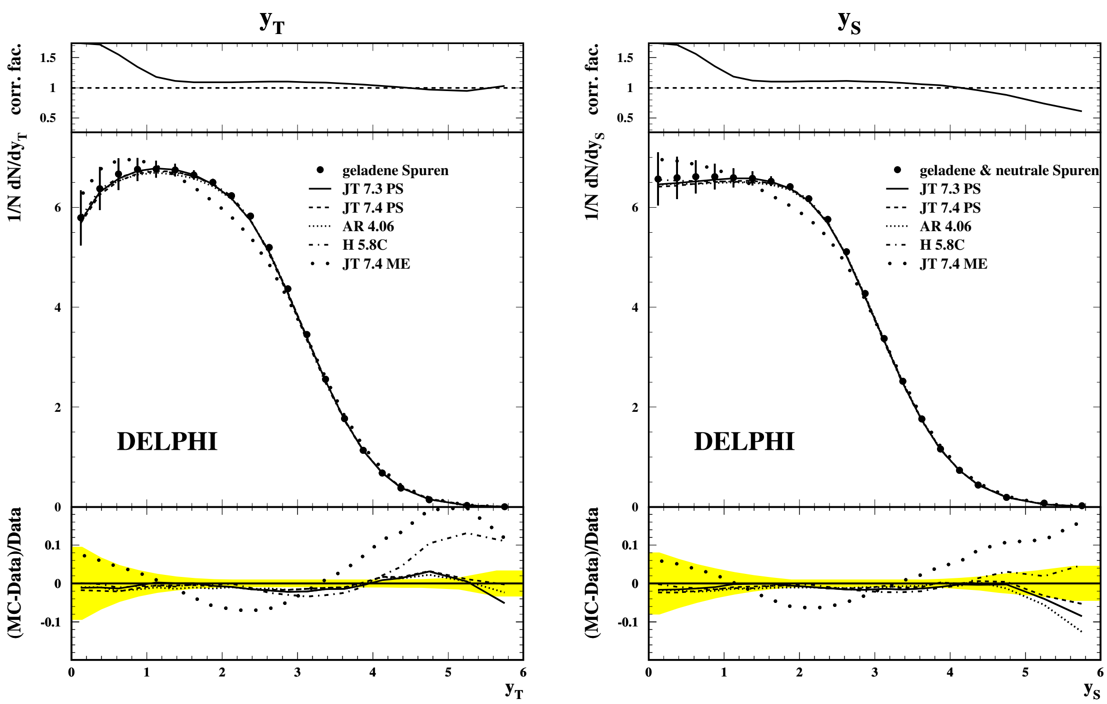

Abbildung D.2: Rapidität y_T bzgl. der Thrust–Achse für geladene Spuren, Rapidität y_S bzgl. der Sphärizitäts–Achse berechnet mit geladenen und neutralen Teilchen.

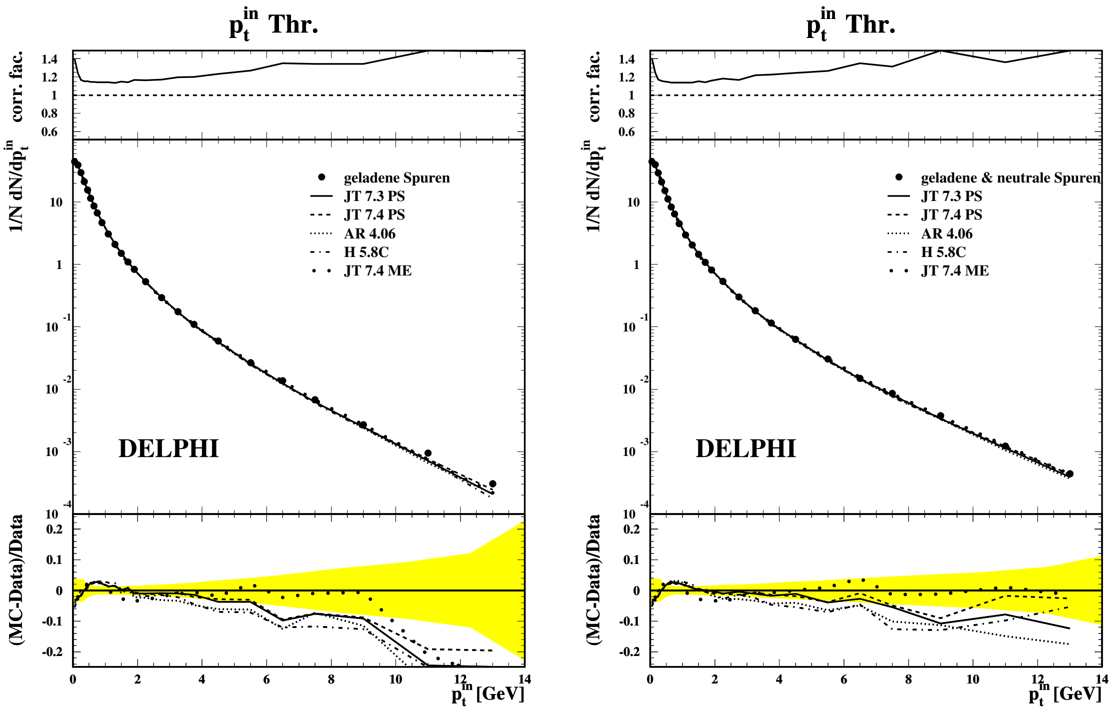

Abbildung D.3: Transversalimpulse p_t^{in} bzgl. der Thrust–Achse.

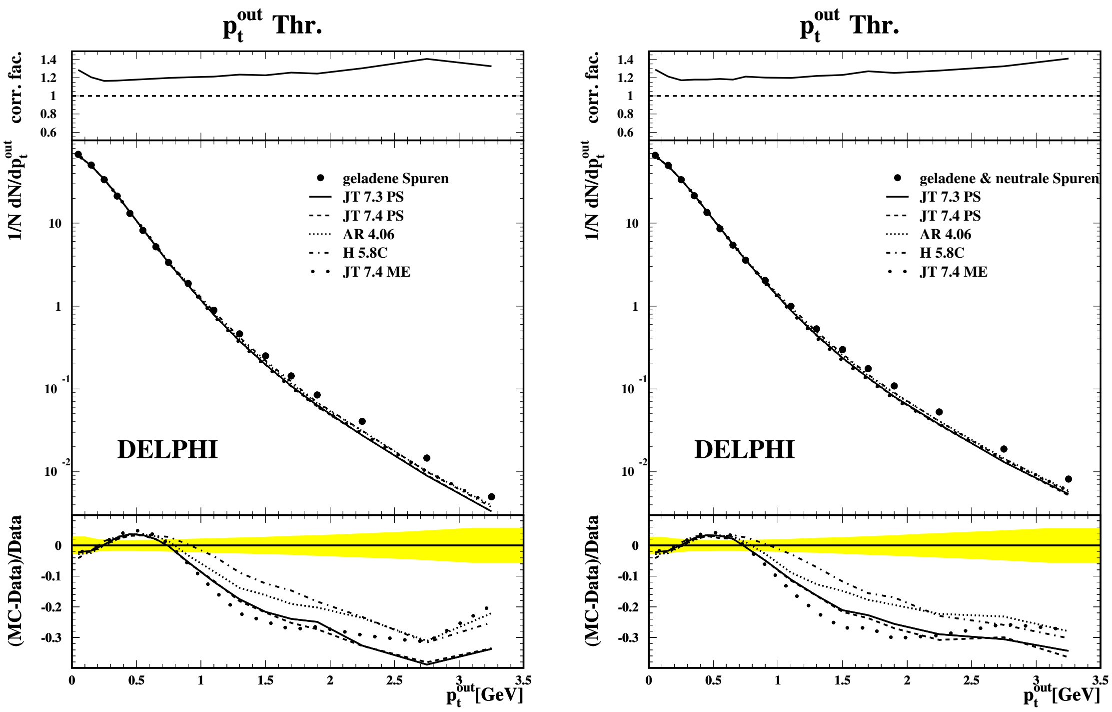

Abbildung D.4: Transversalimpulse p_t^{out} bzgl. der Thrust–Achse.

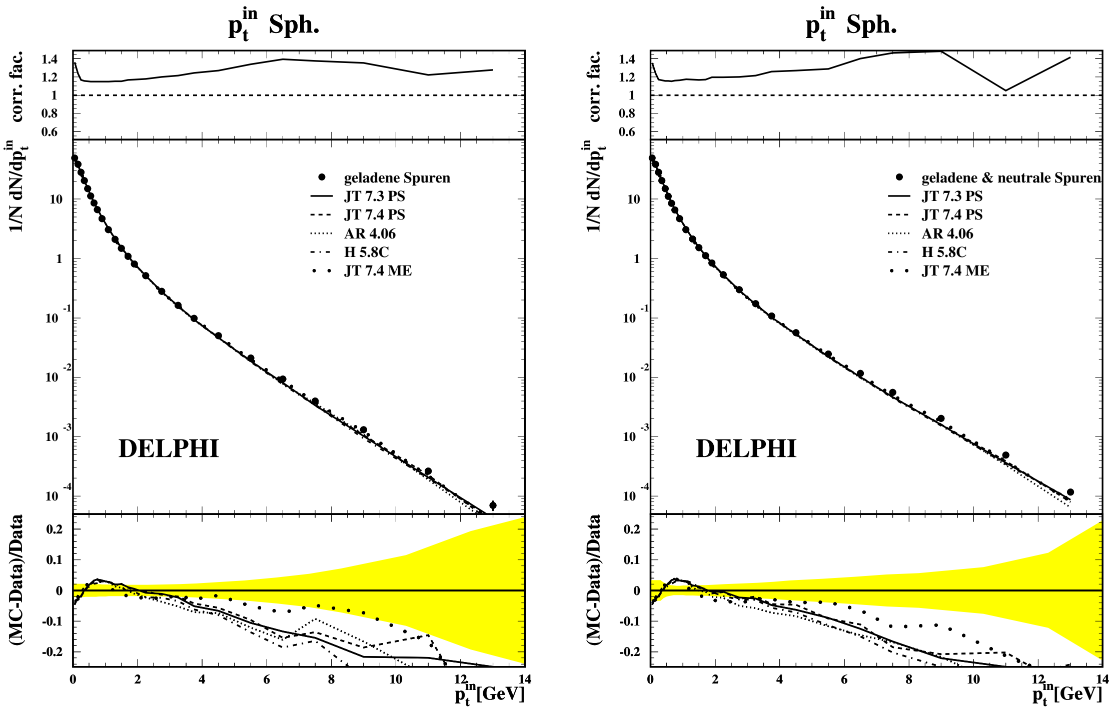

Abbildung D.5: Transversalimpulse p_t^{in} bzgl. der Spherizitäts–Achse.

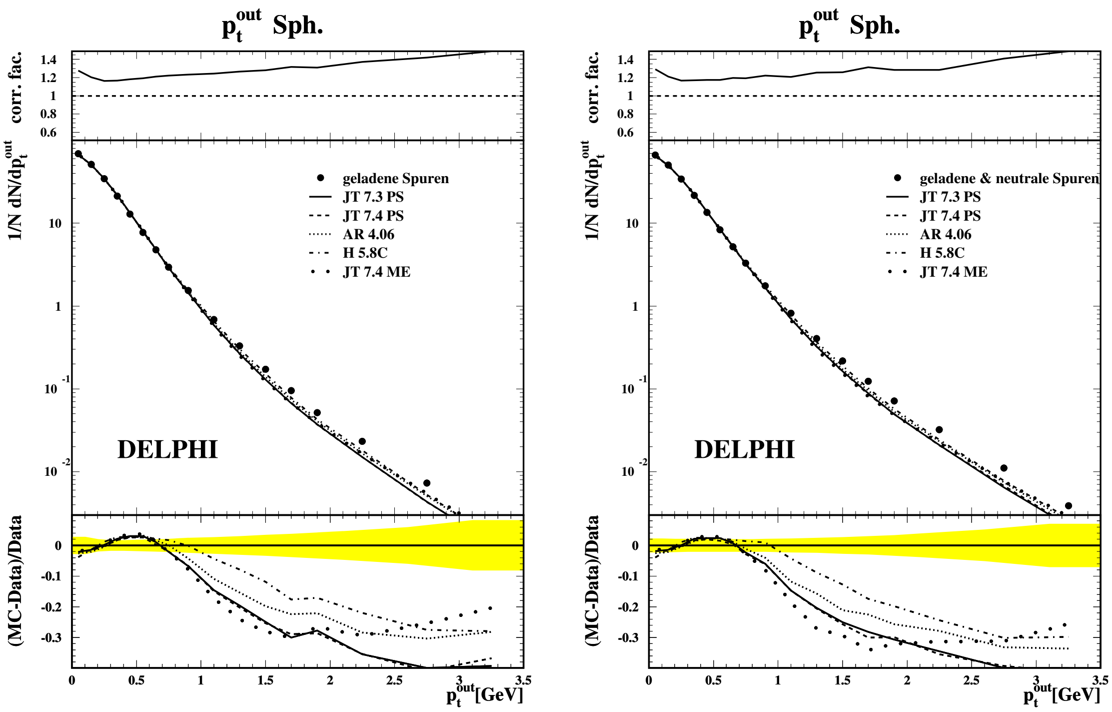

Abbildung D.6: Transversalimpulse p_t^{out} bzgl. der Spherizitäts–Achse.

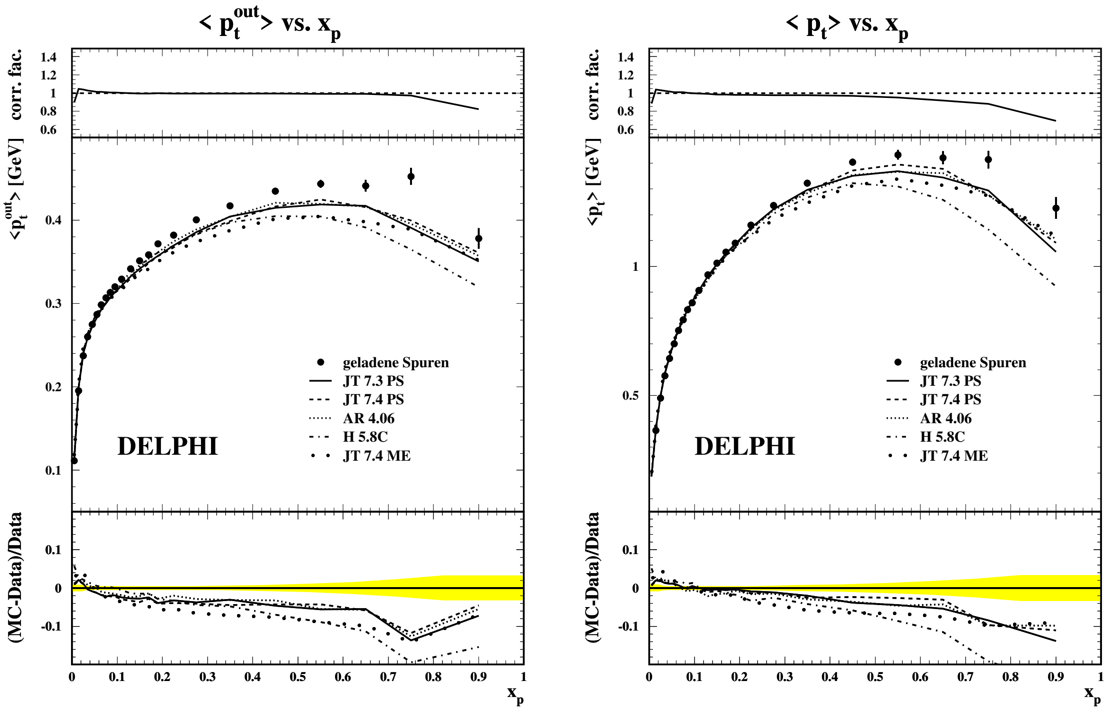

Abbildung D.7: $< p_t^{out} >$ vs. x_p, $< p_t^{trans.} >$ vs. x_p für geladene Spuren.

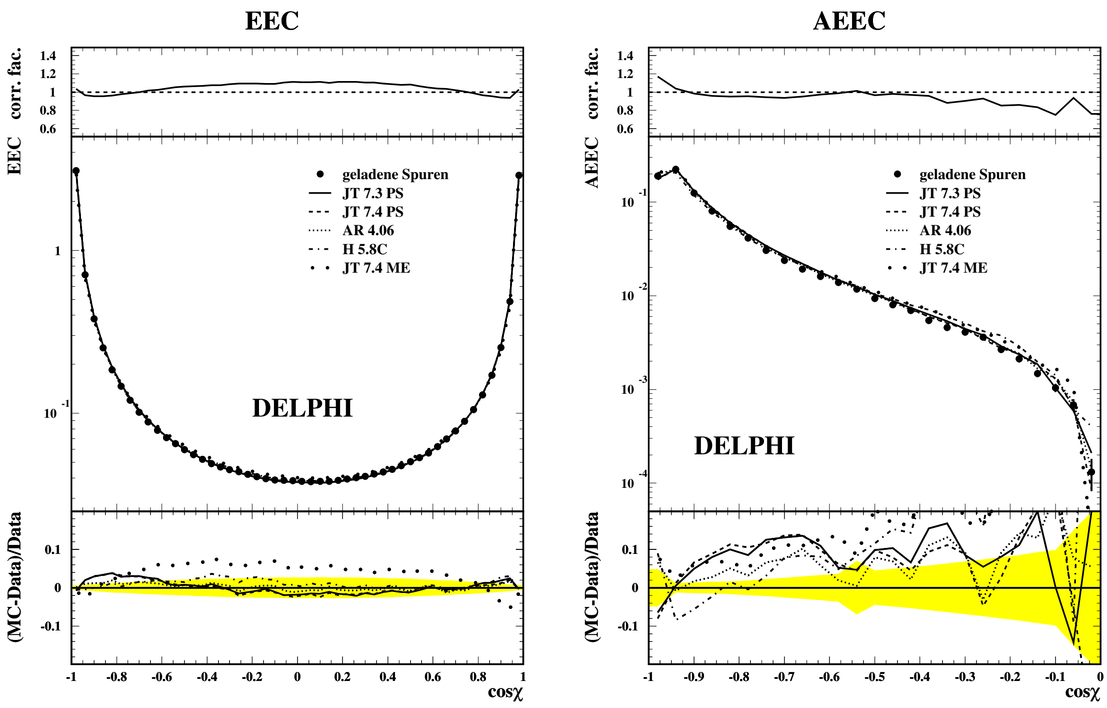

Abbildung D.8: Energie–Energie–Korrelation EEC sowie deren Asymmetrie AEEC.

D.3 Die Ereignisformvariablen

In den nachfolgenden Abbildungen ist der Vergleich zwischen den Daten und Modellvorhersagen für die Ereignisformvariablen gezeigt. Für jede Verteilung ist im oberen Teil der vollständige Korrekturfaktor für die Daten gezeigt. Das mittlere Bild beinhaltet den qualitativen Vergleich zwischen Daten und Modellvorhersage. In dem unteren Teil ist die relative Abweichung zwischen Generatorvorhersage und den Daten dargestellt. Der unterlegte Bereich beschreibt den gesamten relativen statistischen und systematischen "1σ"–Fehler der Datenverteilung. Einige Verteilungen sind schon einmal in Kapitel 7 gezeigt. Der Vollständigkeit halber werden sie hier noch einmal aufgeführt.

Die verschiedenen Modelle sind wie folgt bezeichnet:

- JETSET 7.3 DELPHI–Zerfälle bezeichnet als JT 7.3 PS
- JETSET 7.4 Standard–Zerfälle bezeichnet als JT 7.4 PS
- ARIADNE 4.06 DELPHI–Zerfälle bezeichnet als AR 4.06
- HERWIG 5.8 C Standard–Zerfälle bezeichnet als H 5.8C
- JETSET 7.4 ME Standard–Zerfälle bezeichnet als JT 7.4 ME

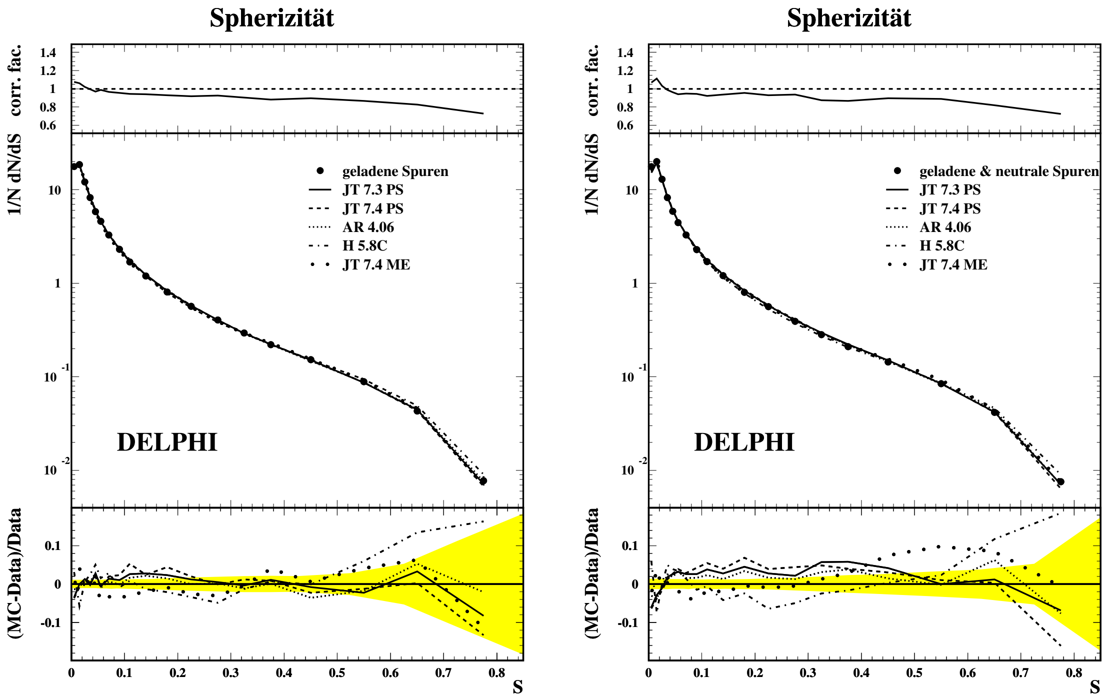

Abbildung D.9: Spherizität

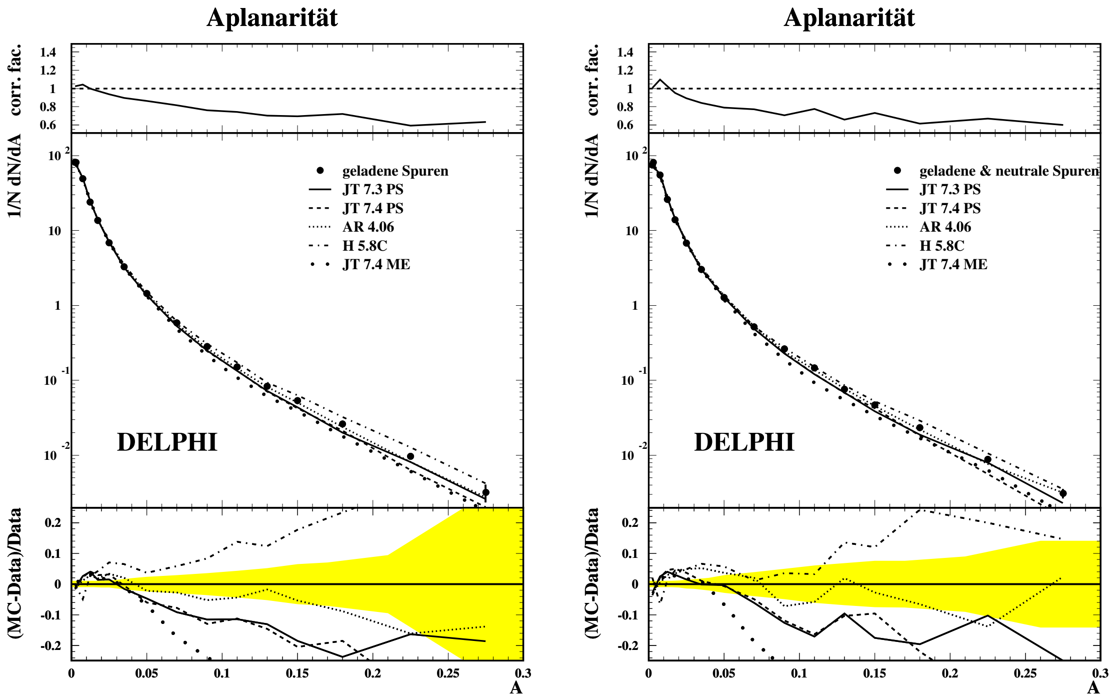

Abbildung D.10: Aplanarität

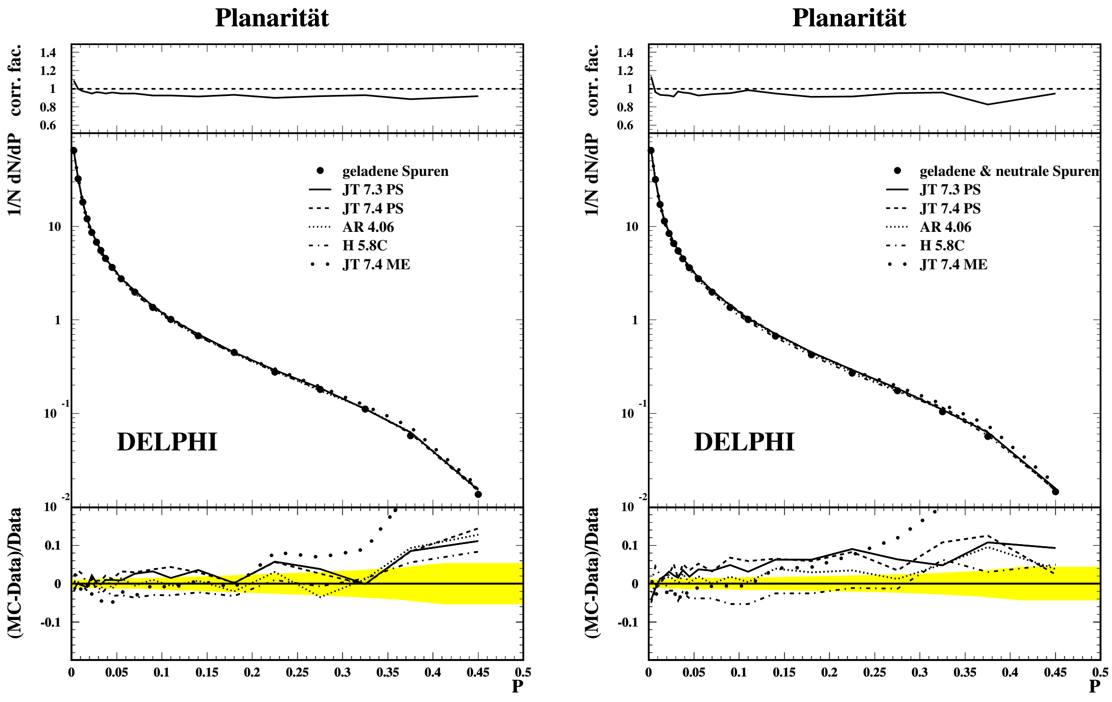

Abbildung D.11: Planarität

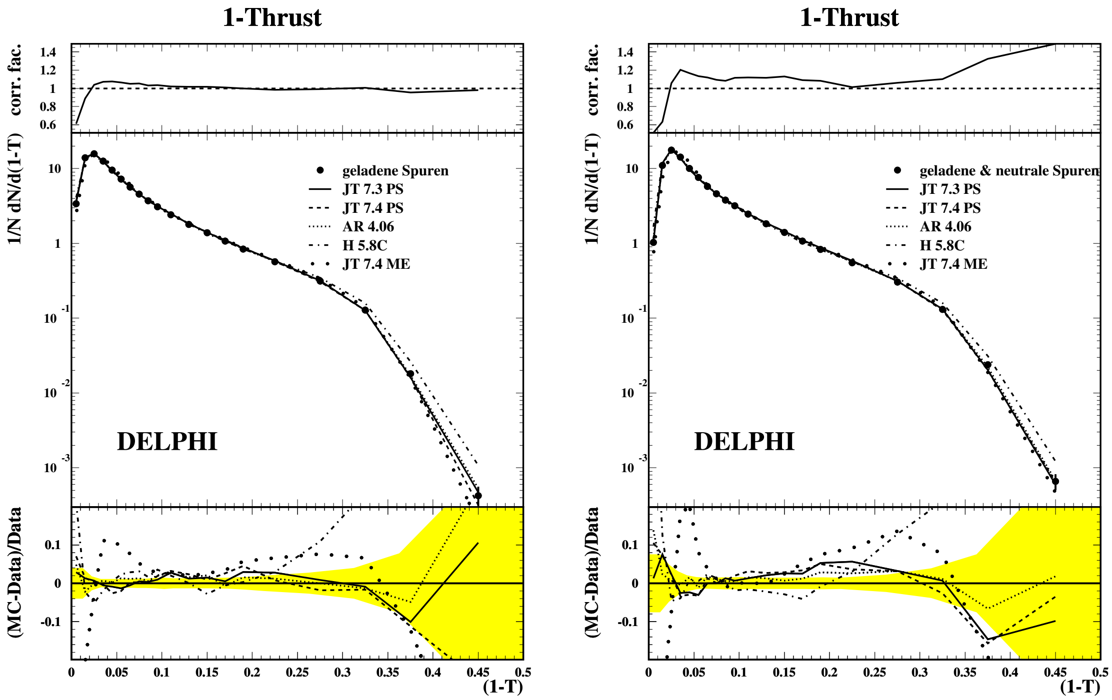

Abbildung D.12: 1–Thrust

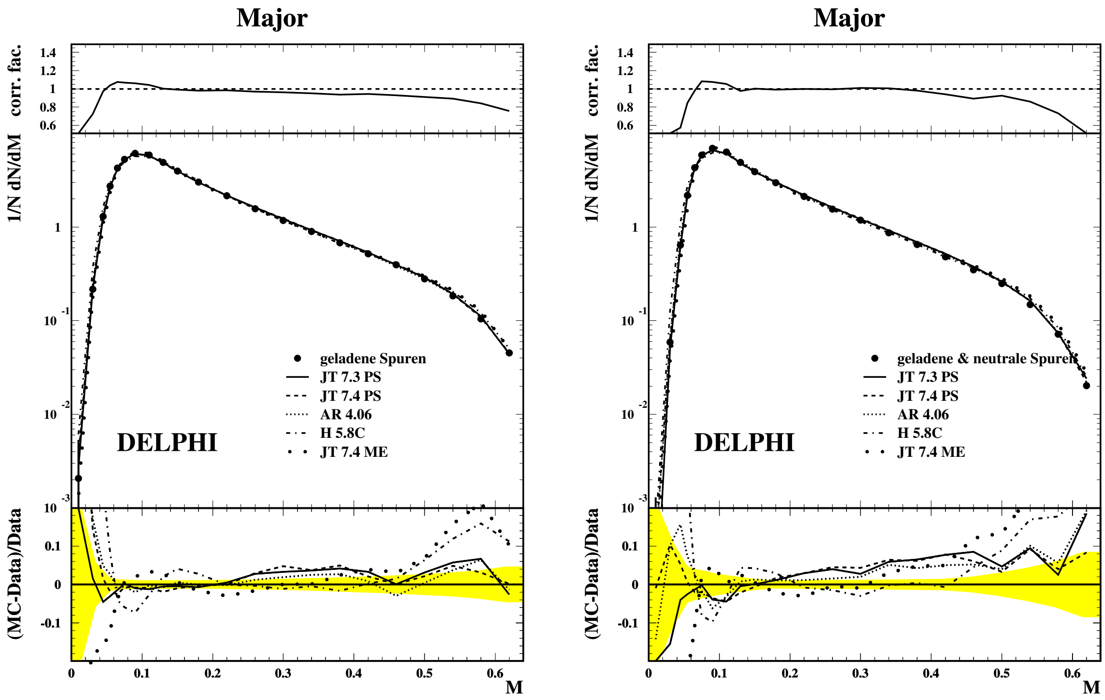

Abbildung D.13: Major

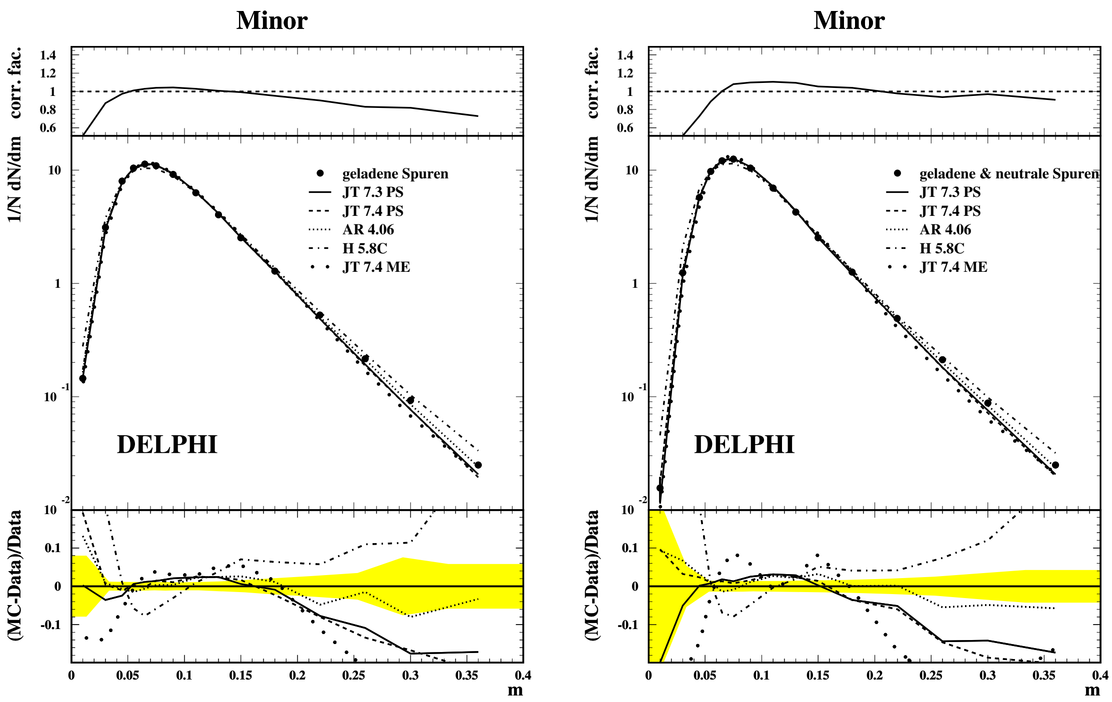

Abbildung D.14: Minor

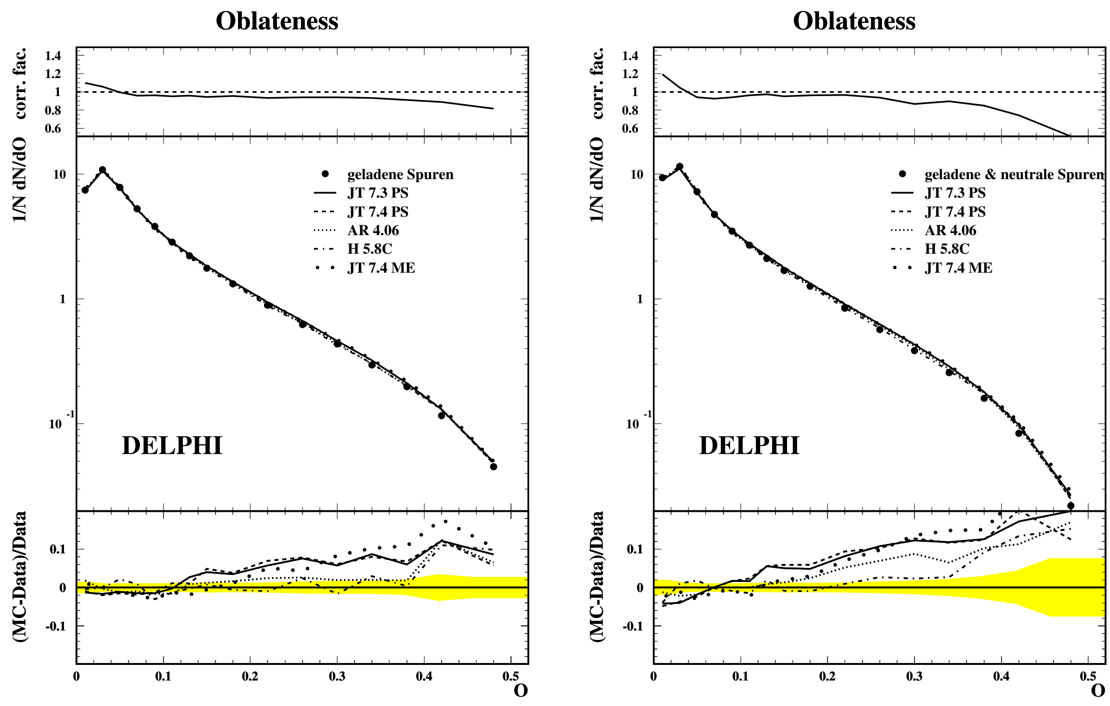

Abbildung D.15: Oblateness

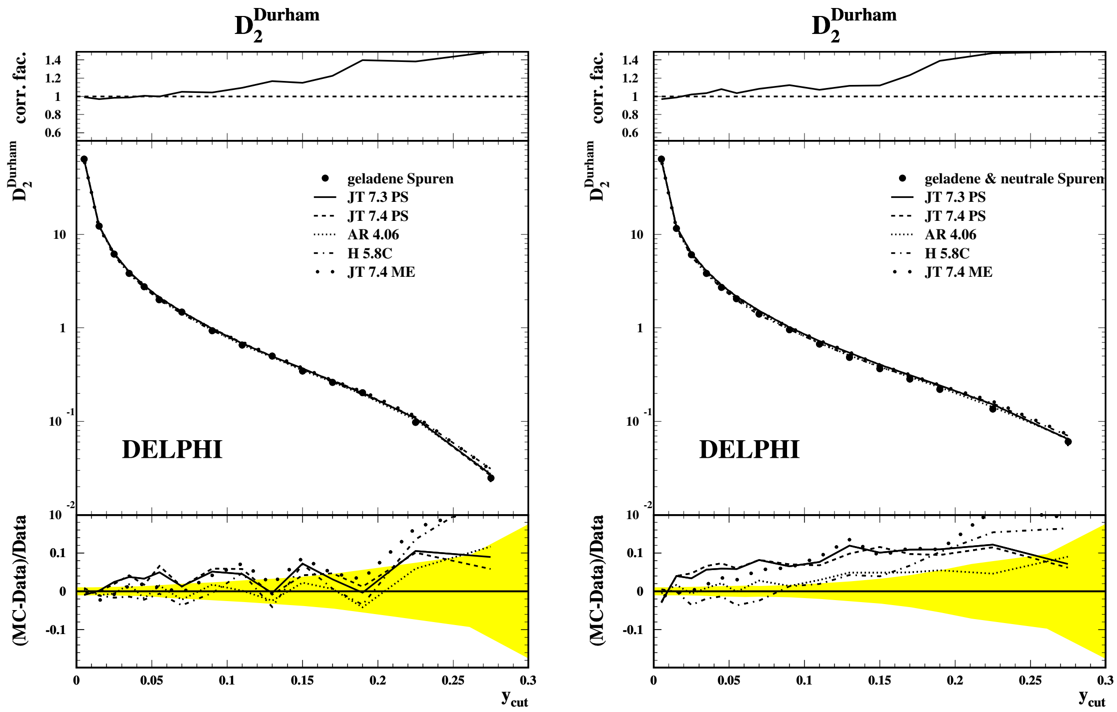

Abbildung D.16: Differentielle 2–Jetrate Durham–Algorithmus

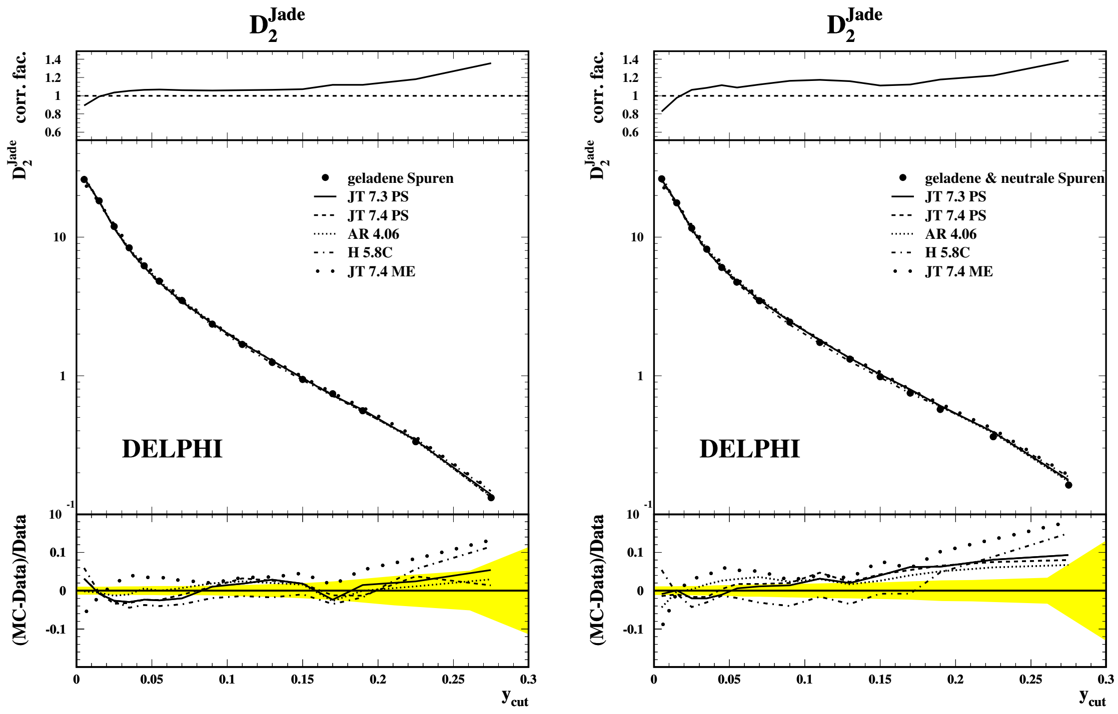

Abbildung D.17: Differentielle 2–Jetrate Jade–Algorithmus

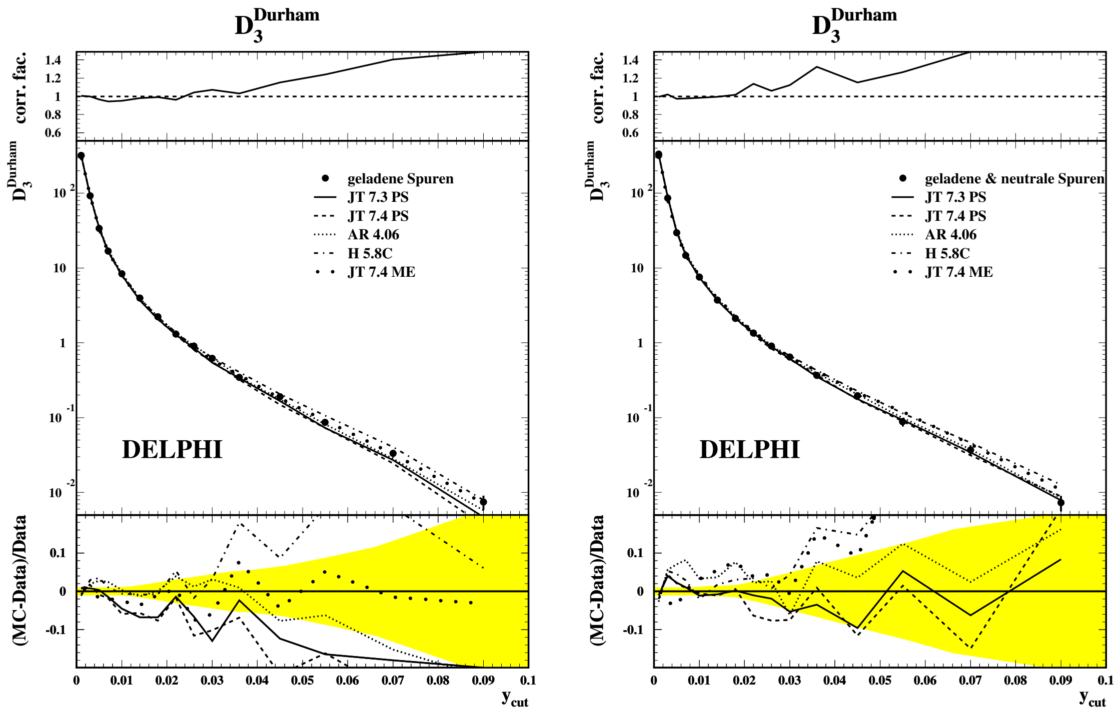

Abbildung D.18: Differentielle 3–Jetrate Durham–Algorithmus

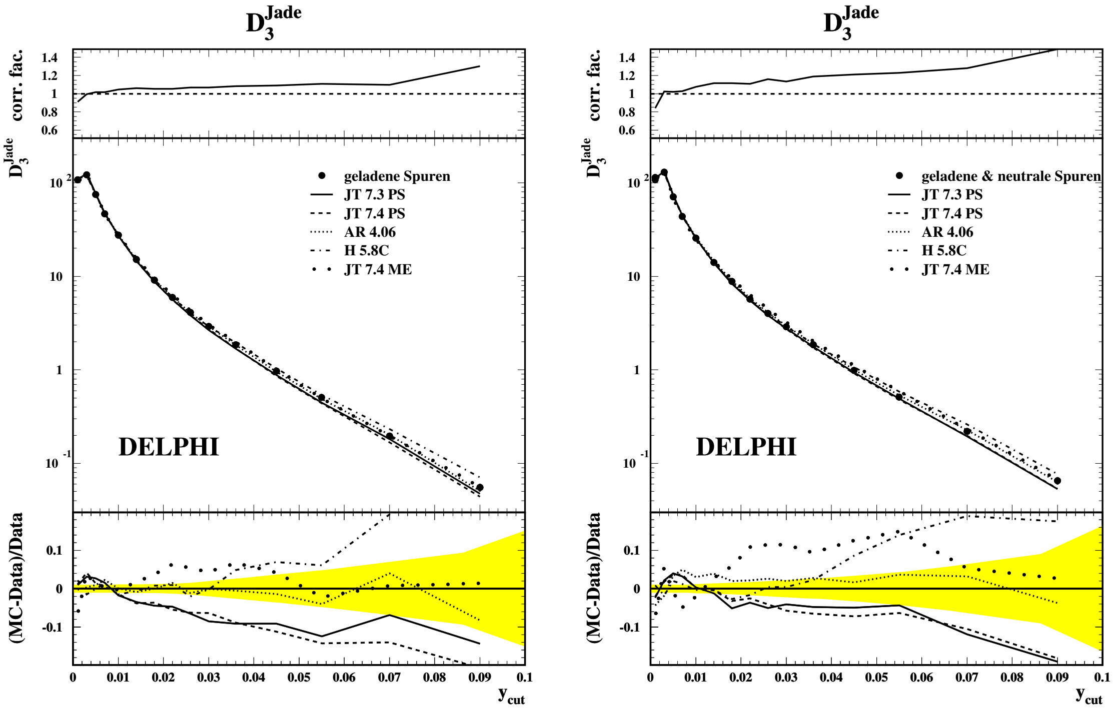

Abbildung D.19: Differentielle 3–Jetrate Jade–Algorithmus

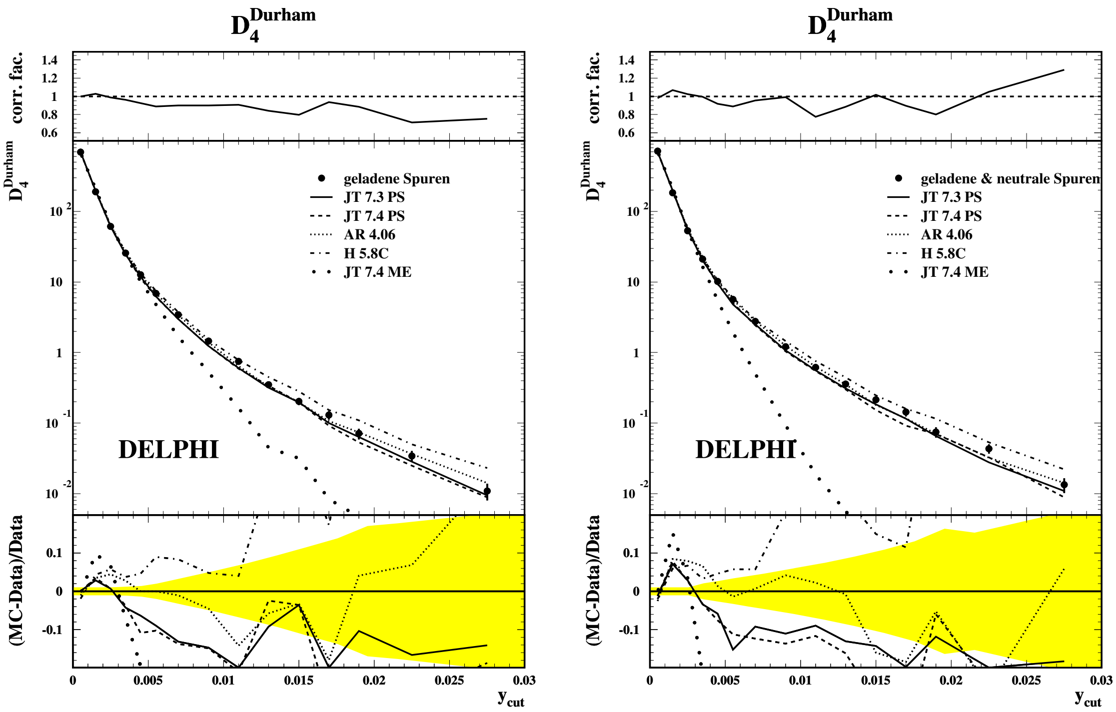

Abbildung D.20: Differentielle 4–Jetrate Durham–Algorithmus

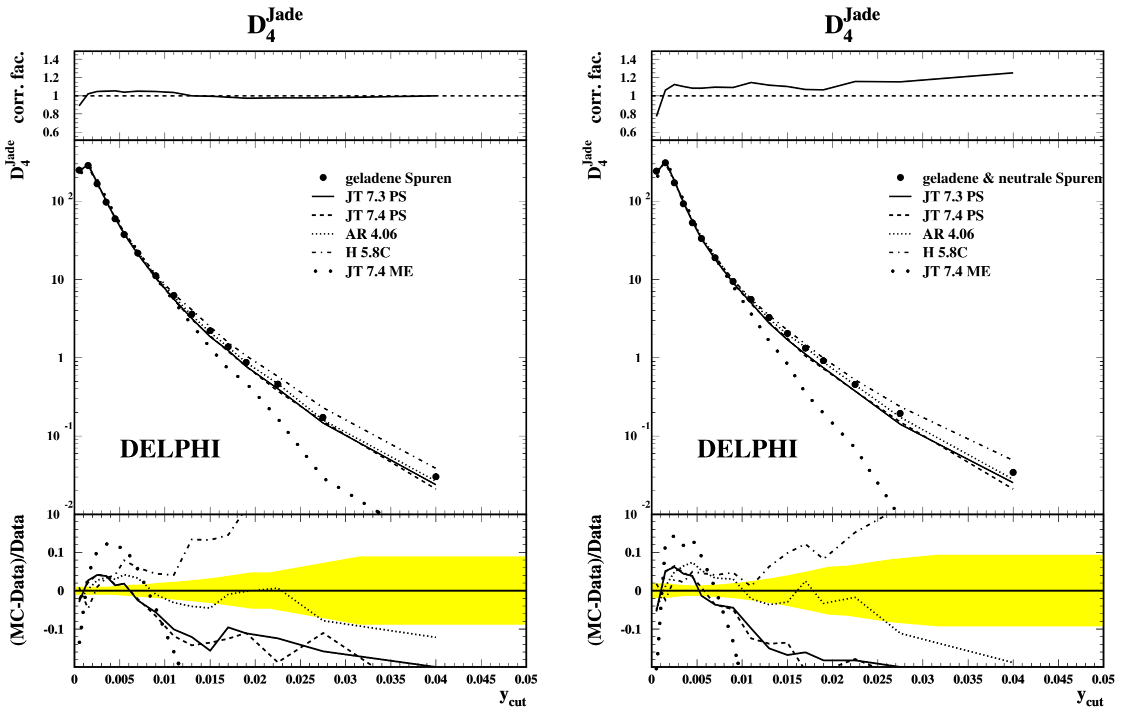

Abbildung D.21: Differentielle 4–Jetrate Jade–Algorithmus

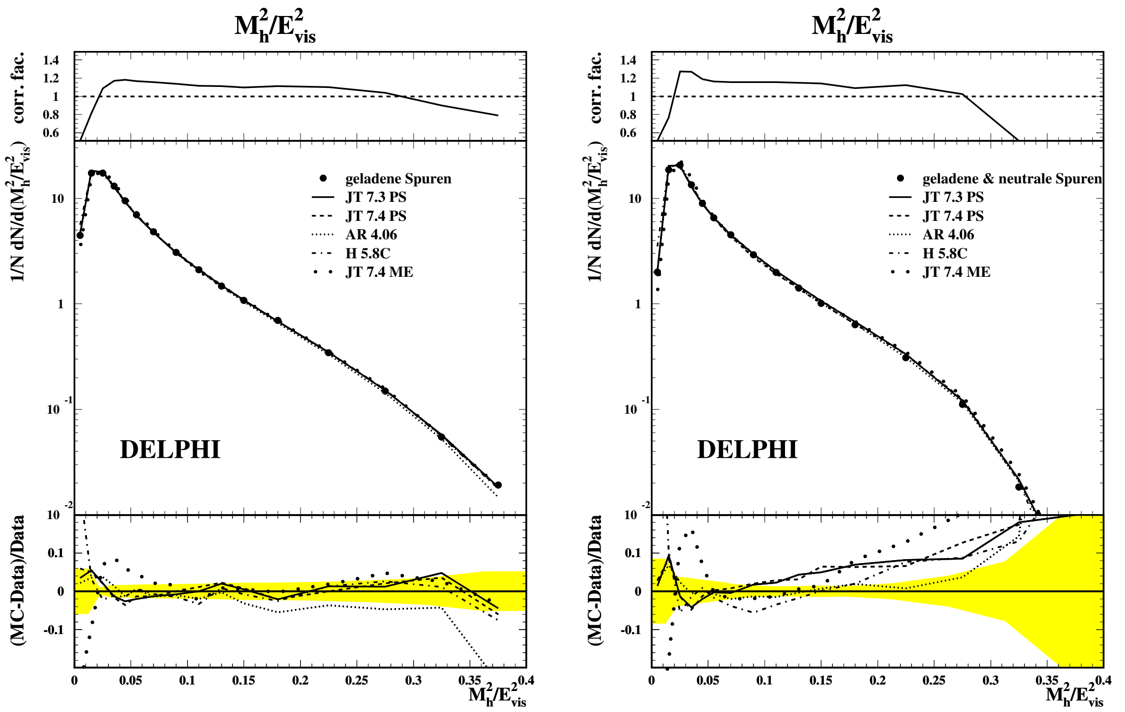

Abbildung D.22: Schwere Jetmasse

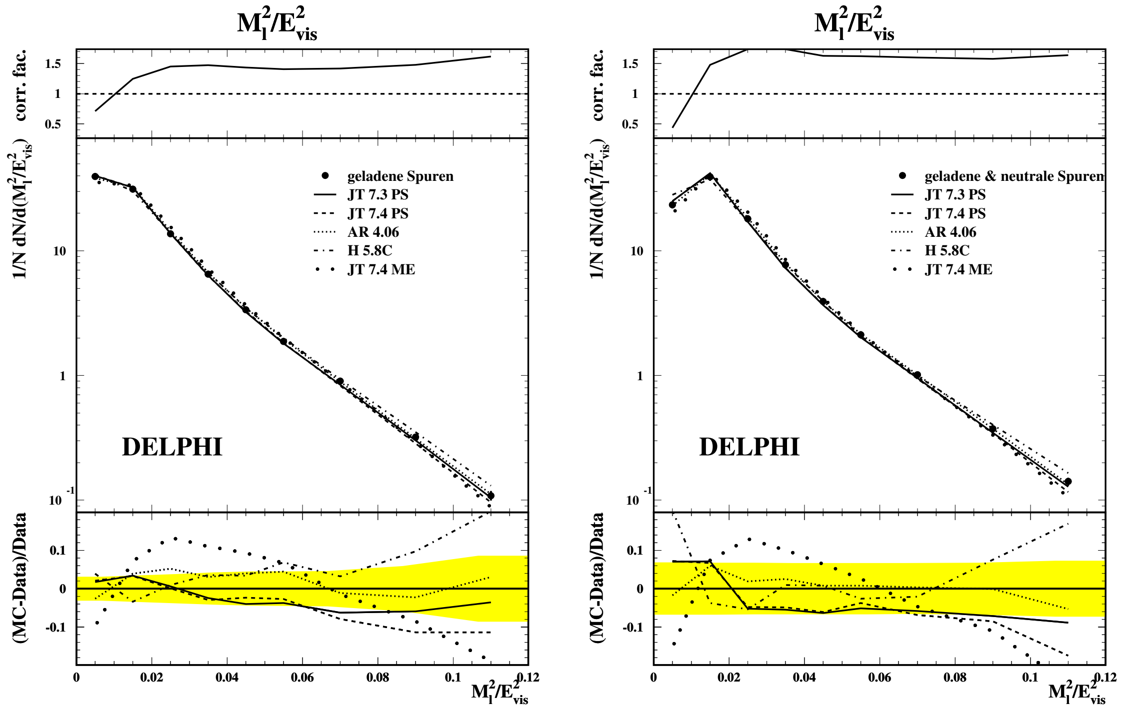

Abbildung D.23: Leichte Jetmasse

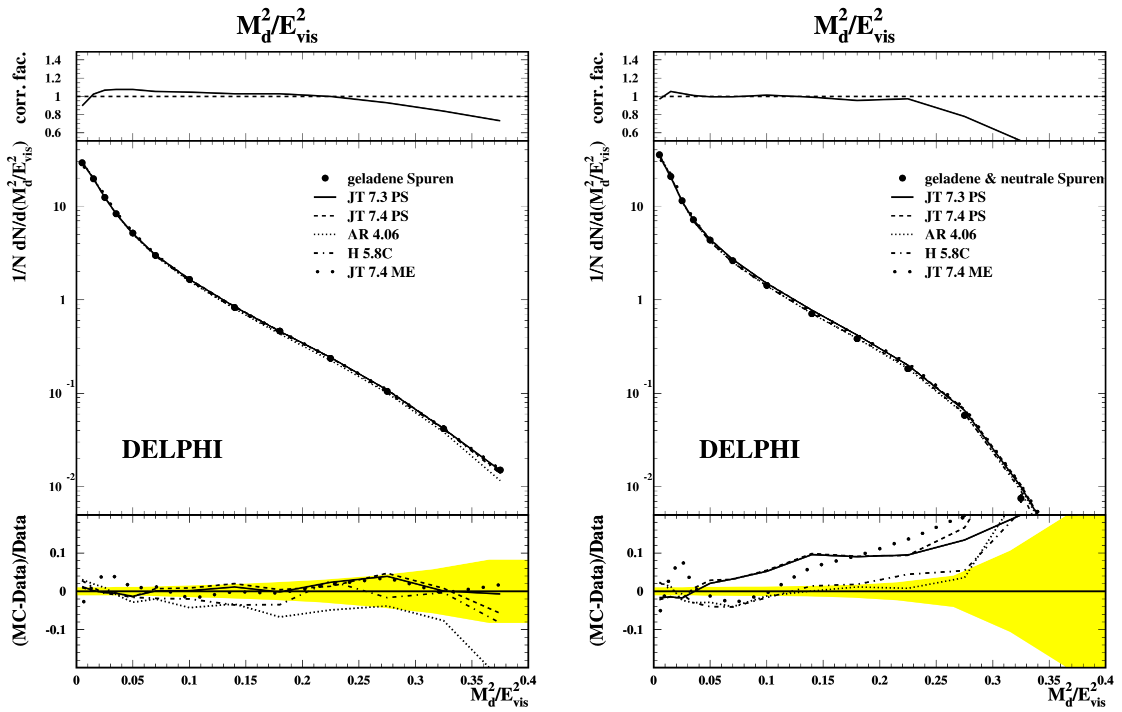

Abbildung D.24: Differenz der Jetmassen

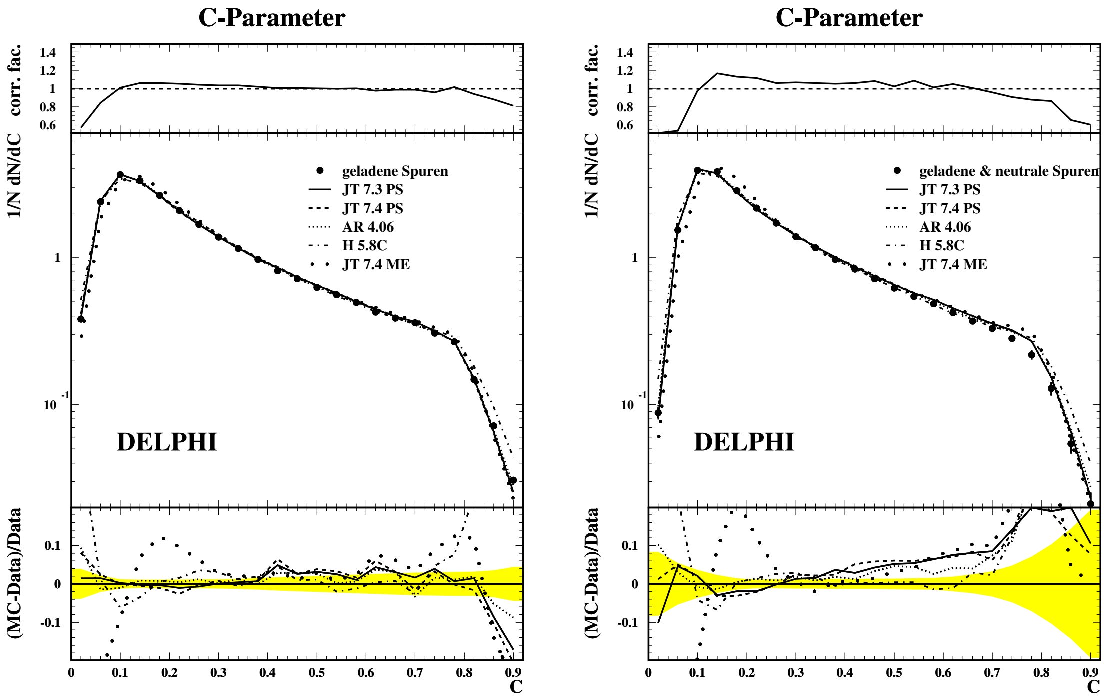

Abbildung D.25: C–Parameter

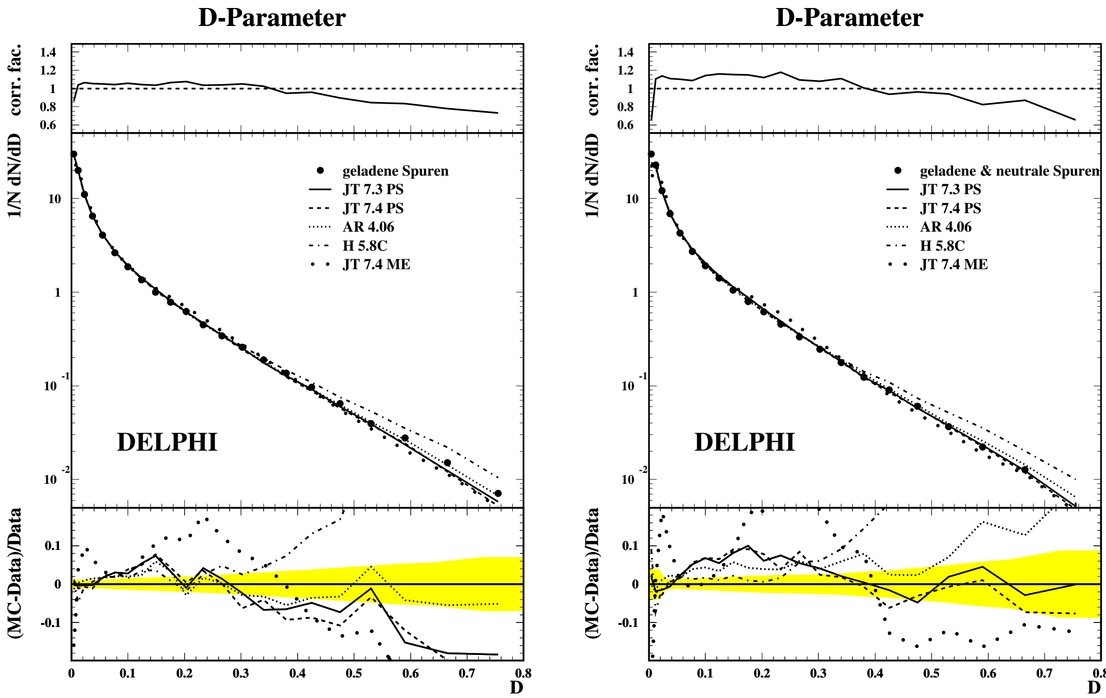

Abbildung D.26: D–Parameter

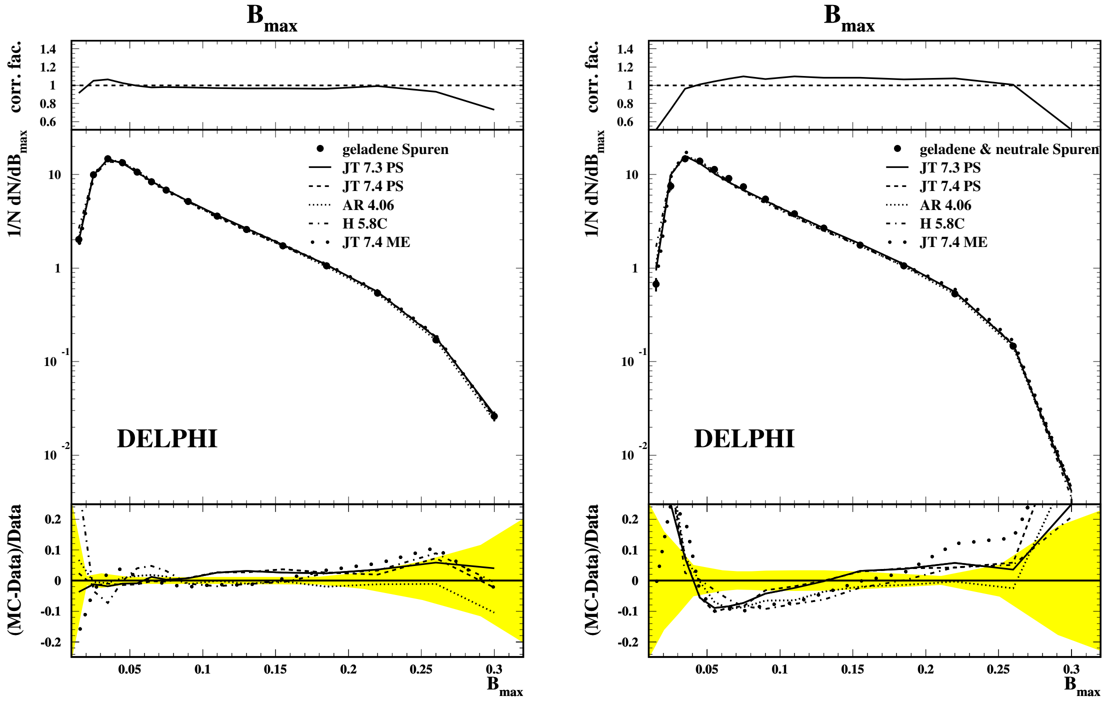

Abbildung D.27: Weite Jetbreite

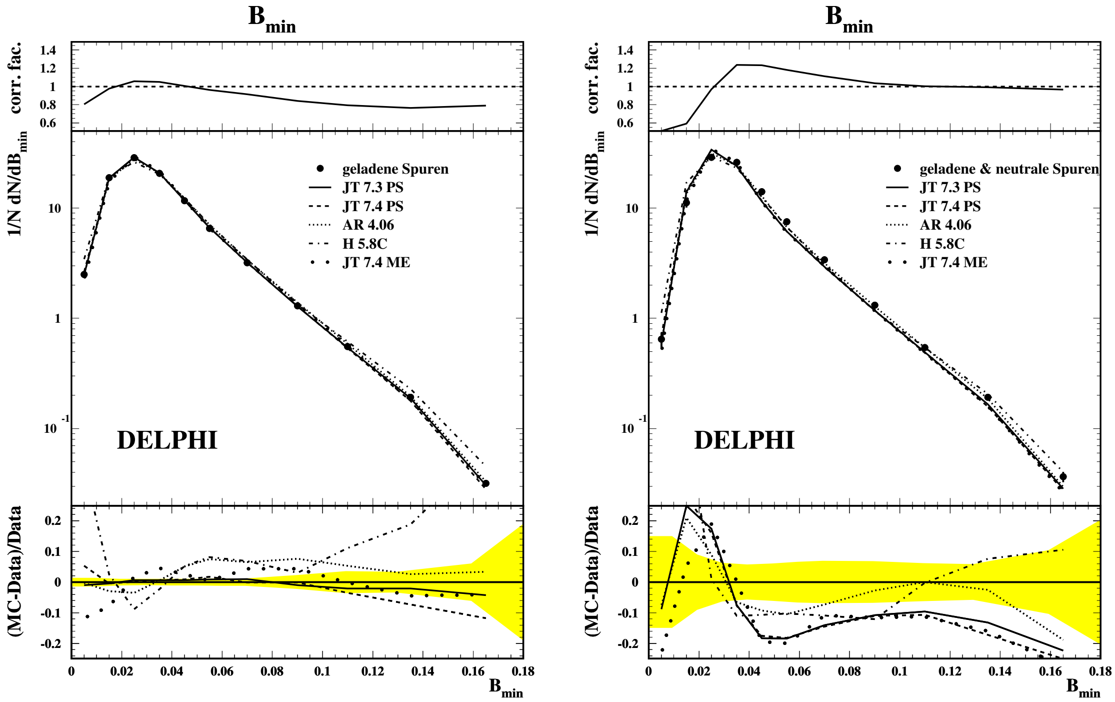

Abbildung D.28: Schmale Jetbreite

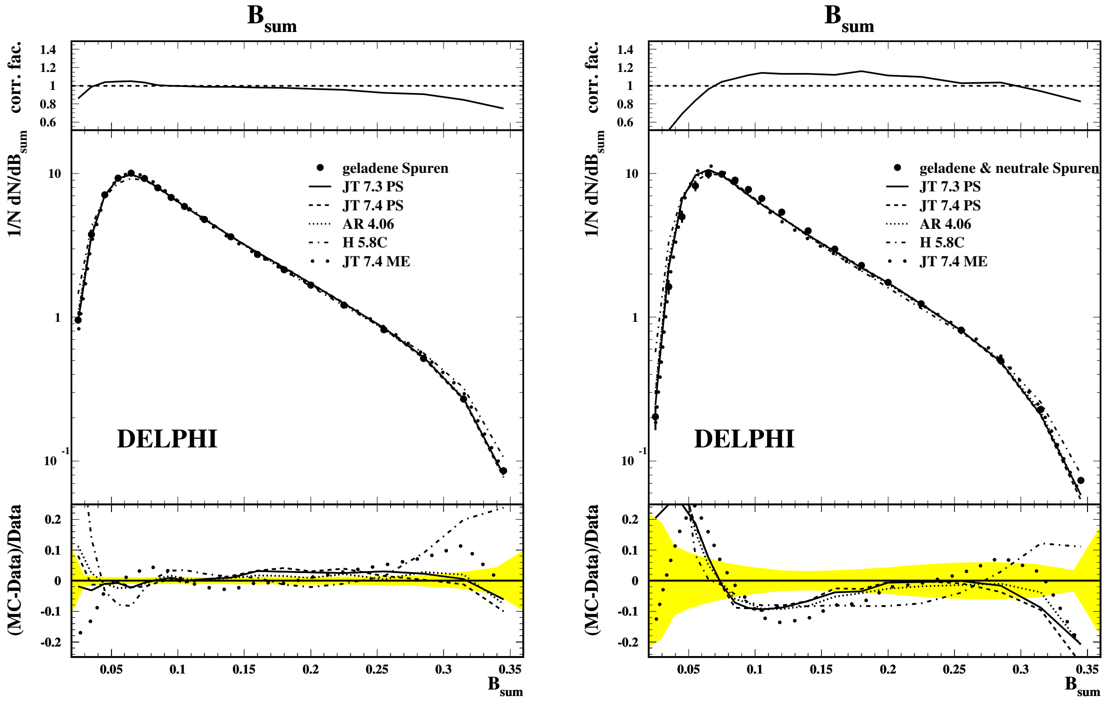

Abbildung D.29: Totale Jetbreite

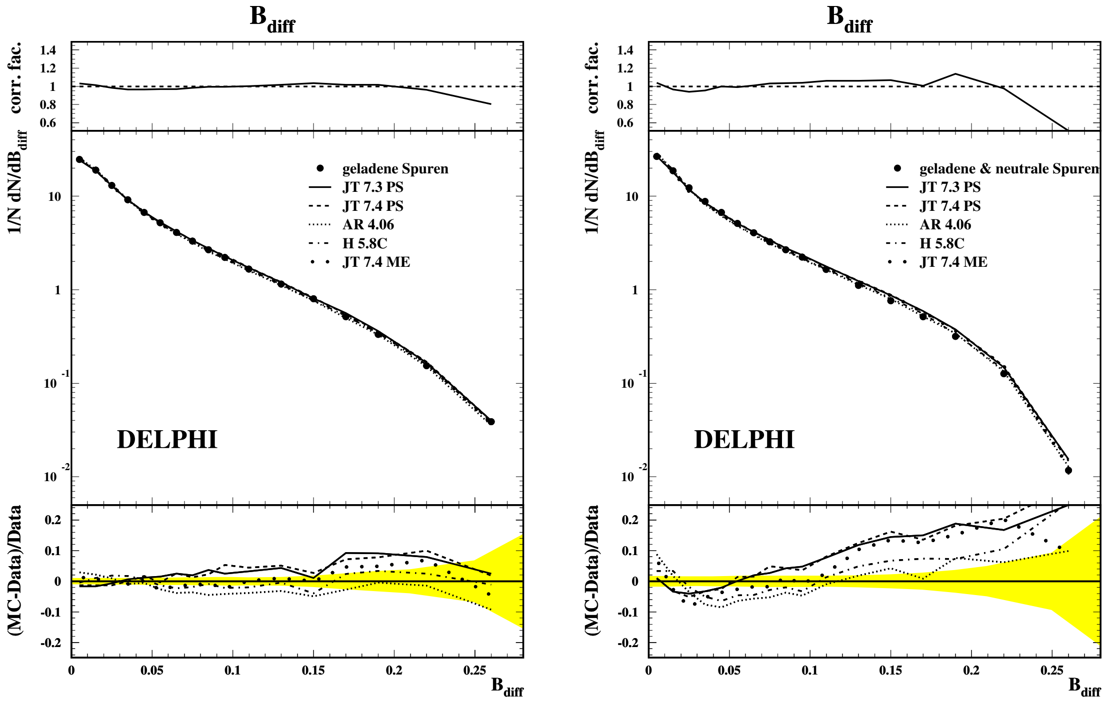

Abbildung D.30: Differenz der Jetbreiten

Anhang E

Danksagung

Moderne Experiment in der Hochenergiephysik, wie der LEP–Beschleuniger und der DELPHI–Detektor, sind nicht mehr von Einzelnen durchführbar. Erst die engagierte Zusammenarbeit vieler hunderter Spezialisten ermöglich eine erfolgreiche Realisierung solcher Projekte. Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen bedanken, die im Rahmen der internationalen Kooperation durch ihren persönlichen Einsatz zum Gelingen beigetragen haben.

Bei der Wuppertaler Arbeitsgruppe des Herrn Prof. J. Drees möchte ich mich besonders für die kollegiale und freundschaftliche Atmosphäre während meiner Diplomanden– und Doktorandenzeit bedanken. Insbesondere bei den Kolleginnen und Kollegen die Verständnis für die doch recht umfangreichen Computerschlachten aufgebracht haben.

Für die unzähligen Diskussionen und Anregungen während der Erstellung dieser Arbeit möchte ich mich besonders bei Herrn Dr. K. Hamacher bedanken, der mir stets mit endloser Geduld und Engagement zur Seite stand.

Abschließend gilt mein besonderer Dank Herrn Prof. J. Drees, der mir zahlreiche Aufenthalte am CERN sowie die Teilnahme an verschiedenen Konferenzen und Schulungen ermöglicht hat. Er regte diese Arbeit an und verfolgte stets mit großem Interesse die neusten Entwicklungen.