

AB
CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00068735

BONN-IR 91-08
Wang

FAT BONN

Physikalisches Institut

Untersuchung zur kohärenten Emission von Gluonen in QCD Jets aus Elektron- Positron- Vernichtung

von
Hubert Kreutzmann

Abstract:

The inclusive momentum distribution of charged particles is studied with the OPAL detector at LEP in multihadronic events produced in e^+e^- annihilations at $E_{cm} \approx M(Z^0)$. Agreement is found with analytical formulae for gluon production that include the phenomena of soft gluon interference. Using data from c.m. energies between 14 GeV and 91 GeV, the dependence of the inclusive momentum distribution on the centre of momentum energy E_{cm} is investigated. The analytic predictions derived from perturbative QCD are found to describe the data over the entire energy range. The momentum distribution at fixed c.m. energy $E_{cm} \approx M(Z^0)$ and its change with E_{cm} are also described by QCD shower Monte Carlo programs which include either coherent gluon branchings or string fragmentation. Simple incoherent models with independent fragmentation fail to reproduce the energy dependence and the momentum spectra. A detailed simulation of the OPAL Jet Chamber and a reconstruction program for jet chamber tracks were developed and applied in this analysis. The essential features of both programs are presented.

Thesis-1990-Kreutzmann

Post address:
Nussallee 12
D-5300 Bonn 1
F.R.Germany



BONN-IR-91-08
Bonn University
November 1990
ISSN-0172-8741

UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

**Untersuchung zur
kohärenten Emission von Gluonen
in QCD Jets
aus Elektron- Positron- Vernichtung**

von
Hubert Kreutzmann

*nº 0131776**

Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der mathematisch - naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am: 22. November 1990
Referent: Prof. Dr. B. Nellen
Korreferent: Prof. Dr. E. Hilger

131776.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1: Einleitung	1
Kapitel 2: Physikalische Modelle für den Energiebereich von LEP	3
2.1 Elektroschwache Wechselwirkung	3
2.2 Quantenchromodynamik	5
2.3 Fragmentation von Partonen in Hadronen	6
Kapitel 3: Aufbau des Experiments	8
3.1 Der LEP Ring	8
3.2 Der OPAL Detektor	9
3.3 Das Triggersystem	14
3.4 Die OPAL Jetkammer	14
3.4.1 Verarbeitung von Jetkammer- Daten	17
3.4.2 Meßeigenschaften der Jetkammer	18
Kapitel 4: Simulation der Jetkammer	19
4.1 Struktur des OPAL Monte Carlo Programms GOPAL	19
4.2 Genauigkeitsstufen der Jetkammer Simulation	23
4.2.1 Digit- Stufe	23
4.2.2 Hit- Stufe	23
4.2.3 Spurparameter- Stufe	25
4.2.4 Generator- Stufe	25
4.3 Definition der geometrischen Struktur der Jetkammer	25
4.4 Definition der Programmparameter	26
4.5 Extrapolation von Spuren durch die Jetkammer	27
4.6 Digitalisierung	35
4.6.1 Kalibrationseffekte	38
4.6.2 Untergrund	40
4.6.3 Ineffizienzen	42
4.6.4 Meßgenauigkeit der Jetkammer in GOPAL	42
4.7 Monte Carlo spezifische Informationen	53
4.8 Konstruktion von Jetkammerspuren in GOPAL	54
4.9 Zeitverhalten und Anzahl der generierten Meßpunkte	62
4.10 Zusammenfassung des Kapitels	62
Kapitel 5: Rekonstruktion von Ereignissen in der Jetkammer	65
5.1 Struktur der Mustererkennungsprozedur	69
5.2 Suche nach Spursegmenten: Die CHAIN- Methode	71
5.2.1 Wahl der Parameter und der Algorithmus	72
5.2.2 Aufbereiten der Eingabedaten	78
5.2.3 Definition einer Startkombination	79
5.2.4 Verlängern der Kette	80

5.2.5 Lösen der Links- Rechts- Ambiguität	87
5.2.6 Korrektur der Meßpunkte	92
5.2.7 Bestimmen der Spursegmentparameter	93
5.3 Zusammenfassen von Spurstücken	97
5.3.1 Kompatibilität von Spurstücken	97
5.3.2 Konstruktion von Sektorspuren	101
5.3.3 Konstruktion von Jetkammerspuren	110
5.4 Erfassen zusätzlicher Meßpunkte	117
5.5 Erweiterungen des Verfahrens	119
5.5.1 Implementierung der Billoir Fit Methode	121
5.5.2 Dynamische Parameter	123
5.5.3 Vergleich der Spurparameter zur Lösung der Links- Rechts- Ambiguität	125
5.6 Hilfsmittel zur Entwicklung und Analyse	129
5.7 Ergebnisse des Mustererkennungsverfahrens	129
5.7.1 Effizienz des Mustererkennungsverfahrens	130
5.7.2 Allgemeine Qualität der Ergebnisse	136
5.7.3 Genauigkeit der Spurparameter	141
5.7.4 Zeitverhalten	145
5.8 Zusammenfassung des Kapitels	148
Kapitel 6: Untersuchung der kohärenten Emission niederenergetischer Gluonen	149
6.1 Kohärenz in der QCD	149
6.2 Einfluß der Hadronisation	154
6.3 QCD Monte Carlo Modelle	154
6.4 Analytische Vorhersagen des Teilchenimpulsspektrums	155
6.5 Datennahme und Ereignisselektion	159
6.6 Korrektur der Daten	160
6.7 Das Impulsspektrum geladener Teilchen bei 91 GeV	170
6.8 Entwicklung des Impulsspektrums als Funktion der Schwerpunktsenergie	176
6.9 Die Position des Maximums als Funktion der Schwerpunktsenergie	186
6.10 $\ln(p)$ - Spektrum in Winkelbereichen um die Ereignisachse	195
6.11 Zusammenfassung des Kapitels	198
Kapitel 7: Zusammenfassung	200
Anhang A: Koordinatensysteme	202
Anhang B: Parametrisierung der Teilchenbahn	203
Anhang C: Geometrie und Materialparameter der Jetkammer in GOPAL	205
Literaturverzeichnis	210
Danksagung	213

6.21	$\ln(1/x)$ - Spektren bei verschiedenen Schwerpunktsenergien	178
6.22	$\ln(p)$ - Spektren bei verschiedenen Schwerpunktsenergien	179
6.23	$\ln(p)$ - Spektren (Schwerpunktsenergieabhängigkeit in einem Phasenraummodell)	181
6.24	$\ln(p)$ - Spektren mit JETSET als Funktion der Schwerpunktsenergie	181
6.25	$\ln(p)$ - Spektren mit HERWIG als Funktion der Schwerpunktsenergie	182
6.26	$\ln(p)$ - Spektren mit ARIADNE als Funktion der Schwerpunktsenergie	182
6.27	$\ln(p)$ - Spektren mit Jetset, Parameter nicht mit OPAL Daten angepaßt	183
6.28	$\ln(p)$ - Spektren ohne Kohärenz mit String- Fragmentation	184
6.29	$\ln(p)$ - Spektren im Field- Feynman Modell	185
6.30	Anpassung zweier Funktionen an das $\ln(p)$ - Spektrum bei 91 GeV	187
6.31	QCD Vorhersage für $\ln(1/x_0)$	188
6.32	Anpassung der QCD Vorhersage für $\ln(1/x_0)$	189
6.33	Parton- Spektren in JETSET bei 14, 22, 35, 44 und 91 GeV	191
6.34	Parton- Spektren (ohne primäres Quark- Antiquark- Paar)	192
6.35	Parton- Spektren (ohne Kohärenz, ohne primäres Quark- Antiquark- Paar)	192
6.36	Vorhersagen von Monte Carlo Modellen für die energieabhängige Variation von $\ln(1/x_0)$	194
6.37	Unkorrigierte $\ln(p)$ - Spektren in Winkelbereichen	196
6.38	$\ln(p)$ - Spektren in Winkelbereichen nach Anwendung der Korrektur	197
6.39	Maxima der $\ln(p)$ - Spektren in Winkelbereichen	197
B.1	Parametrisierung der Teilchenbahn bei OPAL	203
C.1	Geometrische Spezifikationen des Sensitiven Volumens	207
C.2	Geometrische Spezifikationen der Aluminium- Endstücke	207
C.3	Geometrische Spezifikationen der G10- Endstücke	208
C.4	Geometrische Spezifikationen der Barrel- Feldabschwächer	208
C.5	Geometrische Spezifikationen der Anodendrahthalterungen	209
C.6	Geometrische Spezifikationen der Kathodendrahthalterungen	209

Tabellenverzeichnis

4.1	Genauigkeit und zulässiger Bereich der Spurpunktparameter	30
5.1	Effizienz der speziellen Spurkonstruktion in GOPAL	132
5.2	Effizienz des Mustererkennungsverfahrens	132
5.3	Vergleich zwischen schneller und langsamer Version	134
5.4	Auflösung der Spurparameter	142
5.5	Rechenzeitverbrauch der einzelnen Rekonstruktionsphasen	148
5.6	Rechenzeitverbrauch in verschiedenen Abschnitten der Segmentsuche	148
6.1	Vergleich der Mittelwerte von $\ln(p)$ in Daten und QCD Monte Carlo Modellen	166
6.2	Korrigierte $\ln(p)$ - Verteilung geladener Teilchen bei 91 GeV	171
6.3	Parameter der analytischen Vorhersagen (3 Flavours)	172
6.4	Parameter der analytischen Vorhersagen (5 Flavours)	173
6.5	Normierungsfaktoren der QCD Vorhersagen für verschiedene Schwerpunktsenergien	179
6.6	Position der Maxima der Impulsspektren bei 14, 22, 35, 44 und 91 GeV	188
6.7	Verschiebung des Maximums im Impulsspektrum als Funktion der Schwerpunktsenergie	193
6.8	Maxima des Impulsspektrums (unabhängige Fragmentation ohne Kohärenz)	194
C.1	Geometrische Einheiten.	205
C.2	Materialparameter in der Jetkammer- Simulation.	206

Kapitel 1

Einleitung

In den vergangenen Jahrzehnten konnten im Verständnis der grundlegenden Eigenschaften der Physik der kleinsten Teilchen große Fortschritte erzielt werden. Es gelang nicht nur, mit dem Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung eine vereinheitlichte theoretische Beschreibung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung zu schaffen; auch die physikalischen Prozesse der starken Wechselwirkung konnten mit der Quantenchromodynamik (QCD) qualitativ und vielfach auch quantitativ konsistent beschrieben werden. Nach heutigen Vorstellungen besteht die Materie aus 12 grundlegenden Fermionen, jeweils sechs Quarks und sechs Leptonen. Die Wechselwirkung zwischen diesen Fermionen wird vermittelt durch Vektorbosonen. Parallel zu den Fortschritten der physikalischen Modelle wurden die zur Untersuchung der Eigenschaften der Materie benutzten experimentellen Techniken verfeinert. So stammen die neueren Erkenntnisse über den Aufbau der Materie – wie etwa die Entdeckung der Vektorbosonen Z^0 und W^\pm – aus experimentellen Ergebnissen bei immer größeren Schwerpunktsenergien.

Im Jahre 1989 ging der e^+e^- - Beschleuniger und Speicherring LEP am CERN mit einer Schwerpunktsenergie von $E_{cm} \approx 91 \text{ GeV}$ in Betrieb. Mit diesem Teilchenbeschleuniger ist es erstmals möglich, das intermediaire Vektorboson Z^0 in großer Zahl zu produzieren. Dies ermöglicht nicht nur eine genaue Untersuchung des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung. Durch die Analyse der hadronischen Zerfälle des Z^0 können auch die Vorhersagen der QCD überprüft und das Verständnis der starken Wechselwirkung verbessert werden.

Genaue Berechnungen der Übergangswahrscheinlichkeiten sind in der QCD störungstheoretisch bei Parton- Energien oberhalb von ca. 5 GeV in niedrigster Ordnung möglich. Im Rahmen von Parton- Schauer Modellen kann die störungstheoretische Grenze in einer Parton- Kaskade weiter gesenkt werden. Werden in diesen Modellen destruktive Interferenzen kohärent emittierter Gluonen berücksichtigt, so können sowohl die Gluonen- Multiplizität als auch das Energiespektrum der Gluonen bis zu sehr kleinen Gluonen- Energien vorhergesagt werden.

Der Übergang der Partonen in Hadronen (Hadronisation oder Fragmentation) kann zur Zeit wegen der großen Kopplungskonstante α_s bei kleinen Parton- Energien nicht berechnet werden. Zur Beschreibung der Hadronisation werden daher üblicherweise phänomenologische Monte Carlo Modelle verwendet. Es gibt jedoch auch auf der QCD basierende Vorstellungen, nach denen Parton- und Hadron- Spektren ähnlich sind und über universelle Konstanten zueinander in Beziehung gebracht werden (Preconfinement, lokale Parton- Hadron- Dualität). Zahlreiche Vorhersagen der QCD wurden bei Schwerpunktsenergien intensiv untersucht, die von PETRA und PEP erreicht werden konnten. Durch die Inbetriebnahme von LEP ist nun der Energiebereich vergrößert worden, in dem die QCD getestet werden kann.

In der vorliegenden Arbeit soll untersucht werden, ob und wie sich Effekte der Farb- Kohärenz auf das inklusive Impulsspektrum geladener Teilchen auswirken. Dazu werden analytische Vorhersagen der QCD über das Gluonen- Spektrum direkt mit dem bei LEP- Energien gemessenen Spektrum geladener Hadronen verglichen. Zur Untersuchung der Abhängigkeit des Impulsspektrums von der Schwerpunktsenergie E_{cm} werden Daten herangezogen, die bei kleineren Energien gemessen wurden. Für den direkten Vergleich der analytischen Vorhersagen mit den gemessenen Verteilungen wird angenommen, daß der Einfluß der Hadronisation auf die Form des Spektrums klein ist. Weiterhin werden die gemessenen inklusiven Impulsspektren geladener Teilchen mit den Vorhersagen von QCD Parton- Schauer Monte Carlo Programmen verglichen, die detailliertere Hadronisationsmodelle enthalten sowie Masseneffekte und Resonanzzerfälle berücksichtigen.

Das Impulsspektrum geladener Teilchen bei $E_{cm} = 91 \text{ GeV}$ wurde mit der Jetkammer des OPAL Detektors gemessen. Der OPAL Detektor ist ein Allzweckgerät zum Nachweis der Reaktionsprodukte aus e^+e^- - Reaktionen bei LEP. Die Jetkammer füllt zusammen mit einem Vertexdetektor und Driftkammern zur

genauen Messung der z- Koordinaten den zentralen Bereich des OPAL Detektors aus und ist die wichtigste Detektorkomponente zum Nachweis der Spuren geladener Teilchen.

Der OPAL Detektor und damit auch die Jetkammer wurden zur gleichen Zeit in Betrieb genommen wie der LEP- Ring. Da es sich um ein neues Gerät handelte, mußten zunächst die Voraussetzungen zur Messung der Teilchenspektren geschaffen werden: zur Bestimmung der Spurparameter geladener Teilchen müssen die in der Jetkammer registrierten Signale durch ein Mustererkennungsverfahren zu Spuren geordnet werden. Da bis Mitte 1989 keine Daten aus hadronischen Z^0 - Zerfällen zur Verfügung standen, mußte das Spurerkennungsverfahren zunächst mit den Ergebnissen simulierter Z^0 - Zerfälle bei einer möglichst realistischen Simulation der Jetkammer entwickelt werden. Neben der Untersuchung des inklusiven Impulsspektrums geladener Teilchen bilden die Jetkammer- Simulation und die Vorstellung des neu entwickelten Mustererkennungsverfahrens für die OPAL Jetkammer den Schwerpunkt dieser Arbeit.

Zunächst sollen in Kapitel 2 die für LEP- Energien wesentlichen physikalischen Konzepte vorgestellt werden. In Kapitel 3 folgt eine Beschreibung des experimentellen Aufbaus und der experimentellen Umgebung des OPAL Detektors. Dabei werden speziell die Eigenschaften der OPAL Jetkammer beschrieben. Kapitel 4 soll dazu dienen, die wesentlichen Elemente der Monte Carlo Simulation mit allen verwendeten Parametrisierungen der Detektor- Auflösung darzustellen. Kapitel 5 beschreibt die zur Mustererkennung in der Jetkammer benutzten Algorithmen, die Struktur des Mustererkennungsverfahrens und zeigt einige wichtige Ergebnisse des Verfahrens. Die Analyse des inklusiven Spektrums geladener Teilchen in hadronischen Ereignissen folgt in Kapitel 6. Dort werden auch die wesentlichen Elemente der QCD Vorhersagen für das Teilchenspektrum diskutiert. Zum Schluß folgt in Kapitel 7 eine kurze Zusammenfassung der in den vorhergehenden Kapiteln gezeigten Resultate.

Kapitel 2

Physikalische Modelle für den Energiebereich von LEP

Der 1989 in Betrieb genommene e^+e^- - Speicherring LEP wurde konzipiert, um Präzisionstests des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung zu ermöglichen. Durch eine Erhöhung der bisher bei e^+e^- - Beschleunigern verfügbaren Schwerpunktsenergie E_{cm} auf $\sim 91\text{ GeV}$ ist LEP eine "Fabrik" zur Erzeugung von Z^0 - Bosonen. Über eine präzise Messung des Wirkungsquerschnitts $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0)$, der Masse und der Zerfallsbreite des Z^0 wurde es möglich, die Parameter des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung mit einer bisher unerreichten Genauigkeit zu bestimmen.

Unter "Standardmodell" verstehen wir das gegenwärtig allgemein akzeptierte Modell zur Beschreibung elementarer physikalischer Reaktionen. Nach diesem Modell ist die Materie aus punktförmigen Fermionen aufgebaut. Die fundamentalen Bausteine der Materie sind im Standardmodell sechs Leptonen und sechs Quarks sowie deren Antiteilchen. Sie werden auf Grund ihrer Eigenschaften bezüglich der schwachen Wechselwirkung in jeweils drei Familien (bzw. Generationen) eingeteilt (Abbildung 2.1)¹. Die Wechselwirkung zwischen den Elementarteilchen wird beschrieben durch den Austausch von virtuellen Bosonen. Alle physikalischen Prozesse lassen sich auf drei elementare Wechselwirkungen zurückführen:

- die elektroschwache Wechselwirkung (Austauschbosonen: γ, Z^0, W^\pm),
- die starke Wechselwirkung (Austauschbosonen: 8 Gluonen) und
- die Gravitation (Austauschboson: Graviton).

Eine vierte fundamentale Wechselwirkung im Rahmen des Standardmodells ist der Higgs- Mechanismus zur Generierung der Teilchenmassen. Bis auf die Gravitation werden diese Prozesse im Standardmodell durch eine renormierbare Quantenfeldtheorie beschrieben. Jede Wechselwirkung ist verknüpft mit einer Ladung der beteiligten Partikel (elektrische Ladung und schwacher Isospin bei der elektroschwachen Wechselwirkung, Farbladung bei starker Wechselwirkung und Masse bei der Gravitation). Die jeweilige Ladung ist eine Erhaltungsgröße im Rahmen der entsprechenden Wechselwirkung.

2.1 Elektroschwache Wechselwirkung

Die Entwicklung eines einheitlichen Modells zur Beschreibung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung gilt als einer der wichtigsten Fortschritte für das Verständnis der Natur im Rahmen der Physik. Bereits zu Beginn der fünfziger Jahre gelang es, eine Quantenfeldtheorie der elektromagnetischen Wechselwirkung zu formulieren, die Quantenelektrodynamik (QED) [88]. Eine erste Theorie der schwachen Wechselwirkung wurde 1934 zur Beschreibung des nuklearen Betazerfalls formuliert (Fermi- Theorie [35]) und später weiterentwickelt (V-A-Theorie [64]). Damals stellte man die schwache Wechselwirkung als eine Kontaktreaktion von vier Fermionen dar. Bedingt durch die Art der Darstellung der schwachen Wechselwirkung sagen diese Modelle einen Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie der beteiligten Streupartner voraus: $\sigma \propto s = (p_a + p_b)^2$. p_a, p_b sind die Viererimpulse der am Streuprozeß beteiligten Teilchen. Dadurch wird bei einer Energie von $s > \frac{2\pi}{G_F}$ der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung größer als der wellentheoretisch mögliche Maximalwert ($G_F = 1.17 \cdot 10^{-5}\text{ GeV}^{-2}$ ist die Fermikonstante).

¹ Das sechste Quark (t - Quark) wurde bisher nicht direkt nachgewiesen. Schon die ersten Ergebnisse der LEP Experimente haben jedoch indirekte Hinweise auf seine Existenz und die ungefähre Größe seiner Masse ergeben. Ebenso ist das τ - Neutrino bisher nur indirekt beobachtet worden.

Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$

Abbildung 2.1:

Lepton- und Quarkfamilien. Im Gegensatz zu den Quarks sind Leptonen keine Träger von Farbladung. Da die Farbladung bei elektroschwachen Prozessen erhalten bleibt, gibt es zu jeder Leptonfamilie drei Quarkfamilien. Die rechtshändigen Leptonen und Quarks sind nicht dargestellt. Sie bilden Singulets bezüglich der schwachen Kraft.

Im Laufe der sechziger Jahre gelang es, elektromagnetische und schwache Wechselwirkung in einer auf Yang- Mills- Feldern [102] aufgebauten Feldtheorie zusammenzufassen, der Glashow- Salam- Weinberg- Theorie (GSW- Modell, [42] [55]). Im minimalen GSW- Modell wird angenommen, daß die Neutrinos masselos sind. Bezuglich der schwachen Wechselwirkung geht man von einer Lepton- Hadron- Symmetrie aus [41]. Die Symmetriegruppe der elektroschwachen Wechselwirkung ist $SU(2) \times U(1)$. Die $SU(2)$ - Gruppe ist die Gruppe der Transformationen des schwachen Isospins (schwache Ladung), Transformationen der schwachen Hyperladung Y werden in der unitären Gruppe $U(1)$ dargestellt. Die Hyperladung ist definiert durch

$$Y = 2(q - I_3^w) \quad (2.1)$$

q ist die elektrische Ladung und I_3^w ist die dritte Komponente des schwachen Isospins I^w . Nur linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen sind Träger der schwachen Ladung. Bezuglich des schwachen Isospins bilden Leptonen und Quarks linkshändige Dubletts und rechtshändige Singulets. Schwache neutrale Übergänge können nur innerhalb eines Dubletts stattfinden.

Die elektroschwache Wechselwirkung wird vermittelt durch Austausch der vier Vektorbosonen γ , Z^0 , W^+ und W^- . Das masselose Photon γ vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung, die massiven Vektorbosonen Z^0 , W^+ und W^- vermitteln die schwache Kraft. Die große Masse der Austauschteilchen erklärt die kurze Reichweite der schwachen Wechselwirkung. Zwei der intermediären Vektorbosonen tragen keine elektrische Ladung (γ , Z^0), während W^+ und W^- auch Ladungsträger sind.

Die physikalischen Eichbosonen W^+ , W^- , Z^0 und γ sind im GSW- Modell Linearkombinationen der drei Eichbosonen W^1 , W^2 und W^3 der schwachen Isospingruppe sowie des Eichbosons B der schwachen Hyperladungsgruppe. Die Bosonen- und Fermionenmassen werden gegenwärtig erklärt durch einen Prozeß der "spontanen Symmetriebrechung" (Higgs- Mechanismus, [54]). Dazu werden zusätzlich zu den Bosonen- und Fermionen- Feldern skalare Higgs- Felder eingeführt, die bezüglich des schwachen Isospins ein Dublett bilden. Neben den Vektorbosonen und fundamentalen Fermionen sollte daher im GSW- Modell mindestens ein physikalisches skalares elektrisch neutrales Boson (Higgs) existieren, das jedoch bisher nicht experimentell nachgewiesen werden konnte [80].

Die Stärke der Kopplung in diesem Modell wird bestimmt durch zwei Konstanten: Die universelle Kopplungskonstante g und den "Weinbergwinkel" θ_w . Der Weinbergwinkel definiert die relative Stärke von elektromagnetischer und schwacher Kopplung und wird auch als Mischungswinkel bezeichnet. Der Wein-

Winkelwinkel lässt sich mit Hilfe der Masse der W- und Z- Bosonen definieren:

$$\cos(\theta_w) = \frac{M_w}{M_Z} \quad . \quad (2.2)$$

Die elektrische Elementarladung ist über $e = g \cdot \sin(\theta_w)$ mit der Fermikopplungskonstante $G_F = \frac{g^2}{\sqrt{32} \cdot m_w^2}$ verknüpft, wobei m_w die Masse des W- Bosons ist.

Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung ist bislang sehr erfolgreich. Erste Erfolge waren:

- Postulation eines vierten Quarks (charm) und Nachweis des c- Quarks [7];
- Postulierung neutraler schwacher Ströme und Nachweis neutraler schwacher Ströme [49];
- Nachweis der W- und Z- Bosonen mit den vorhergesagten Massen [97].

Alle bisherigen Ergebnisse der LEP Experimente zeigen eine sehr gute Übereinstimmung der Daten mit den Vorhersagen des Standardmodells:

- Vorhersage und Messung der Zerfallsbreite des Z_0 für drei Quark- und Lepton- Familien [1];
- Vorhersage und Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für $E_{cm} = M(Z^0)$ [1].

Allerdings konnte bisher ein Higgs- Boson experimentell nicht nachgewiesen werden. Ebenso fehlt der direkte Nachweis des t- Quarks und des τ - Neutrinos.

2.2 Quantenchromodynamik

In noch stärkerem Maße als die Speicherringe PETRA und PEP bietet LEP zahlreiche Möglichkeiten zur Untersuchung der Eigenschaften der starken Wechselwirkung. Die derzeit allgemein akzeptierte Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD), in der die starke Wechselwirkung zwischen Quarks durch Austausch von Farbladung tragenden Bosonen beschrieben wird. Ein Quarkmodell wurde bereits 1963 vorgeschlagen [40] und kurz danach um eine zusätzliche Eigenschaft der Quarks, die Farbe, erweitert [44]. Nach den Vorstellungen der QCD können Quarks drei verschiedene Farbladungen tragen: Rot, Grün und Blau. Die elektrische Ladung der Quarks ist ein drittzahliges Vielfaches der elektrischen Elementarladung. Jedem Quark wird die Baryonenzahl $\frac{1}{3}$ zugewiesen. Baryonen sind aufgebaut aus drei Valenzquarks (z.B. uud für das Proton), während Mesonen aus Quark- Antiquark- Kombinationen bestehen (z.B. $u\bar{d}$ für das π^+ - Meson). Die starke Wechselwirkung zwischen Quarks wird im Rahmen einer renormierbaren Eichtheorie beschrieben. Die zugehörige Symmetriegruppe ist die Gruppe SU(3). Die Farbkräfte zwischen Quarks werden durch den Austausch von masselosen Gluonen vermittelt, die ebenfalls Träger von Farbladung sind (z.B. Rot- Antigrün) und daher – im Gegensatz zum Photon bei elektromagnetischer Wechselwirkung – stark miteinander wechselwirken.

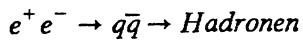
Bisher ist es nicht gelungen, freie Quarks zu beobachten. Quarks scheinen in den Hadronen "eingeschlossen" zu sein (Confinement). In der QCD wird dies mit Hilfe der "Asymptotischen Freiheit" (AF) beschrieben [3]. Danach bewegen sich Quarks bei kleinen Abständen voneinander quasi frei, während bei großen Abständen die Bindungskräfte groß werden. Die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung ist in der QCD stark abhängig vom Viererimpulsübertrag q . In der Leading Logarithmic Approximation (LLA) wird α_s durch

$$\alpha_s(q^2) = \frac{1}{b \cdot \log\left(\frac{q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad (2.3)$$

dargestellt [3], mit $b = (33 - 2n_f)/12\pi$. n_f ist die Anzahl der Quark- Flavours und Λ_{QCD} ist ein freier Parameter, der experimentell bestimmt werden muß. Die Kopplungsstärke ist damit abhängig vom Viererimpuls der Quarks sowie von dem Parameter Λ_{QCD} , wie durch neueste LEP Ergebnisse eindrucksvoll bestätigt wird [79].

2.3 Fragmentation von Partonen in Hadronen

Die Abhängigkeit der Kopplungskonstante α_s vom Abstand der an der starken Wechselwirkung beteiligten Partner lässt eine Berechnung des Hadronisationsprozesses in Reaktionen des Typs



in Form von Matrixelementen mit Hilfe von QCD Störungsrechnung nicht zu. Nur die Erzeugung der Quarks und die Abstrahlung von hochenergetischen Gluonen durch die Quarks kann störungstheoretisch noch berechnet werden (s. Abbildung 2.2). Zur Überprüfung von QCD Vorhersagen ist es jedoch notwendig, den Hadronisationsprozeß gut zu beschreiben, da nur die während der Hadronisation entstehenden sekundären Teilchen messbar sind.

Der Fragmentationsprozeß kann mit Hilfe von phänomenologischen Fragmentationsmodellen in Computersimulationen (Monte Carlo Rechnungen) dargestellt werden. Analytische Verfahren zur Berechnung der Hadronisation konnten bisher keine befriedigende Übereinstimmung mit den Daten erreichen [90]. In Kapitel 6 wird auf diese Frage weiter eingegangen werden.

Monte Carlo Fragmentationsmodelle sollten in der Lage sein, die experimentell gemessenen Größen zu reproduzieren, d.h.: die Teilchenspektren (Zusammensetzung, Anzahl und Struktur der Jets, Winkel- und Impulsverteilungen etc.) müssen den gemessenen Größen möglichst gut entsprechen. Die Fragmentation wird in allen Modellen in zwei Phasen dargestellt:

1. Zerfall des primären $q\bar{q}$ - Paars in mehrere Partonen und
2. Kombination der Partonen zu Parton- Gruppen, weiterer Zerfall und Erzeugung der Hadronen.

Für kleine Parton- Abstände sind die QCD Matrixelemente bis zur zweiten Ordnung störungstheoretisch berechnet. Phase 1 kann also mit Hilfe von Matrixelementen berechnet werden. Eine zweite Methode zur Beschreibung von Phase 1 sind "Parton- Schauer Modelle". Dabei zerfallen die primären Quarks in virtuelle Partonen, die wiederum zerfallen können, bis eine minimale Parton- Energie erreicht wird. Bei diesen Modellen werden die Übergangswahrscheinlichkeiten $P_{a \rightarrow bc}$ für $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ und $g \rightarrow q\bar{q}$ mit Hilfe der Altarelli- Parisi- Gleichungen [4] in einem iterativen Verfahren bestimmt.

Anschließend beginnt der eigentliche Hadronisationsprozeß (Phase 2). Wie bereits erwähnt, benutzt man hier phänomenologische Methoden und "verteilt" in einem iterativen Verfahren die Energie der Partonen auf die Hadronen. Prominente Fragmentationsverfahren sind gegenwärtig "String-" Modelle [6] und "Cluster-" Modelle (zum Beispiel [66]). Beide Modelle sowie ein Modell der unabhängigen Fragmentation werden in Kapitel 6 vorgestellt.

Alternativ zur beschriebenen Monte Carlo Methode können in Einzelfällen QCD Vorhersagen für Parton- Spektren bei Annahme einer "lokalen Parton- Hadron- Dualität" [8] [27] direkt mit den gemessenen

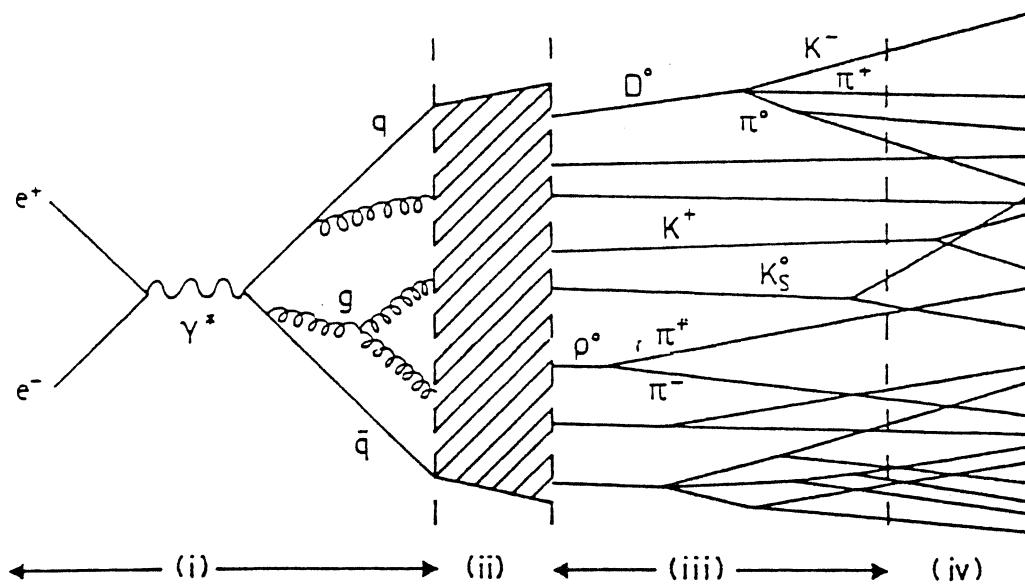


Abbildung 2.2:

Schematische Darstellung eines Annihilationsprozesses $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$. Ein solches Ereignis läuft ab in vier Phasen:

- 1.) Annihilation eines $e^+ e^-$ -Paares über Z^0 , γ in ein Quark- Antiquark- Paar und Entwicklung eines Parton- Schauers,
- 2.) Erzeugung der Hadronen (Fragmentation, Hadronisation),
- 3.) eventuell Zerfall kurzebiger Hadronen und
- 4.) Nachweis der langlebigen Reaktionsprodukte im Detektor.

Hadron- Spektren verglichen werden. Ein solches Verfahren soll in Kapitel 6 im Rahmen einer Untersuchung von Vorhersagen der QCD angewendet werden. Die experimentelle Analyse von kohärenter Emission niederenergetischer Gluonen bildet dort den physikalischen Schwerpunkt dieser Arbeit.

Kapitel 3

Aufbau des Experiments

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Auswertung von Daten, die hauptsächlich mit der Jetkammer des OPAL Detektors genommen wurden. Die Beschreibung der experimentellen Umgebung, des Aufbaus und der Eigenschaften des Detektors ist das Ziel dieses Kapitels. Dazu wird zunächst der e^+e^- - Beschleuniger und Speicherring LEP vorgestellt. Anschließend werden der Aufbau des OPAL Detektors beschrieben und die wichtigsten Eigenschaften der einzelnen Detektorkomponenten dargestellt. Die Beschreibung der Spezifikationen der OPAL Jetkammer folgt am Ende dieses Kapitels.

3.1 Der LEP Ring

LEP (Large Electron Positron Collider) ist ein Beschleuniger und Speicherring für Elektronen und Positronen, der vom europäischen Forschungszentrum CERN gebaut und im Jahre 1989 fertiggestellt wurde (s. Abbildung 3.1). Der LEP Ring hat einen Umfang von 26.7 km. In der ersten Ausbaustufe (LEP-1) können Elektronen und Positronen bis zu 55 GeV beschleunigt werden. Durch Einbau von leistungsfähigen supraleitenden HF- Beschleunigungsstufen soll die maximale Strahlenergie später auf bis zu 100 GeV gesteigert werden. Die Teilchenbeschleunigung erfolgt in mehreren Stufen über eine aus Linearbeschleunigern, Proton-Synchrotron (PS), Super- Proton- Synchrotron (SPS) und LEP bestehende Beschleunigerkette, deren Komponenten teilweise bereits seit langer Zeit bestehende Protonenmaschinen sind.

LEP wurde vor allem als Instrument zu Präzisionsuntersuchungen des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung entwickelt. Eine mittlere Luminosität $\langle L \rangle$ von

$$\langle L \rangle \approx 1.0 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (3.1)$$

soll erreicht werden². Unmittelbar nach dem Einfüllen der Elektronen und Positronen in den Ring soll die maximale Luminosität L_{\max} bei

$$L_{\max} \approx 1.7 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (3.2)$$

liegen. Trotz technischer Anfangsschwierigkeiten konnte im ersten Betriebsjahr von LEP bereits eine maximale Luminosität von 2/3 dieses Wertes erreicht werden. Die Strahlenergie ist bei 45 GeV auf

$$\frac{\Delta E_{\text{Beam}}}{E_{\text{Beam}}} \approx 3.0 \cdot 10^{-4} \quad (3.3)$$

genau definiert [52]. LEP ist mit vier Detektoren bestückt: ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL. Nimmt man einen totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) \approx 3 \cdot 10^4 \text{ pb}$$

bei $E_{cm} \approx M_{Z^0}$ an, so erwartet man bei Erreichen der Nominalluminosität ca. 30000 hadronische Ereignisse pro Tag in jedem der vier LEP Detektoren.

² Eine Arbeitsgruppe untersucht Möglichkeiten zur weiteren Steigerung der Luminosität durch eine Erhöhung der Anzahl der Elektron- und Positron- Bündel.

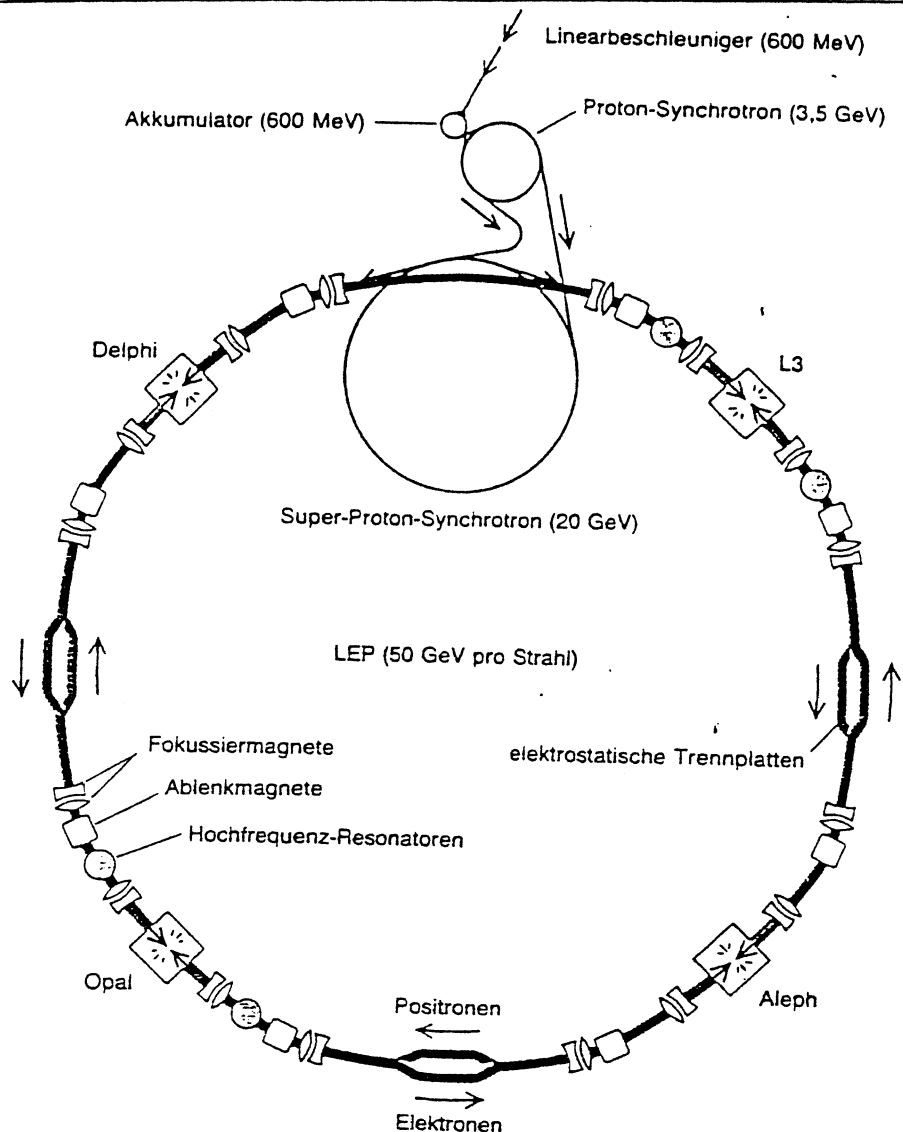


Abbildung 3.1: Der LEP Ring. Die vier mit Detektoren bestückten Wechselwirkungszonen sind mit den Namen der Detektoren (ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL) gekennzeichnet

3.2 Der OPAL Detektor

Der Detektor OPAL (Omni Purpose Apparatus for LEP) [74] [78] (s. Abbildung 3.2 und Abbildung 3.3) ist einer der vier großen Detektoren am $e^+ e^-$ - Speicherring LEP. OPAL ist ein Vielzweckgerät zum Nachweis der Produkte aus $e^+ e^-$ - Reaktionen. Der OPAL Detektor ermöglicht die vollständige Rekonstruktion geladener und neutraler Teilchen innerhalb eines Raumwinkelbereichs von nahezu 4π um den Wechselwirkungspunkt. OPAL wird von einer Kollaboration von Arbeitsgruppen aus der Bundesrepublik Deutschland, aus Frankreich, Großbritannien, Israel, Italien, Japan, Kanada und den Vereinigten Staaten von Amerika betrieben. Beteiligt sind zur Zeit Arbeitsgruppen aus folgendenden Institutionen:

- School of Physics and Space Research, University of Birmingham, Birmingham, B15 2TT, Großbritannien
- Dipartimento di Fisica dell' Universita di Bologna and INFN, Bologna, 40126, Italien
- Physikalisches Institut, Universität Bonn, D – 5300 Bonn 1, BRD
- Department of Physics, University of California, Riverside, CA 92521, USA
- Cavendish Laboratory, Cambridge, CB3 0HE, Großbritannien
- Carleton University, Dept of Physics, Colonel By Drive, Ottawa, Ontario K1S 5B6, Kanada
- CERN, European Organisation for Particle Physics, 1211 Geneva 23, Schweiz
- Enrico Fermi Institute and Department of Physics, University of Chicago, Chicago Illinois 60637, USA
- Fakultät für Physik, Albert Ludwigs Universität, D – 7800 Freiburg, BRD
- Physikalisches Institut, Universität Heidelberg, Heidelberg, BRD
- Queen Mary and Westfield College, University of London, London, E1 4NS, Großbritannien
- Birkbeck College, London, WC1E 7HV, Großbritannien
- University College London, London, WC1E 6BT, Großbritannien
- Department of Physics, Schuster Laboratory, The University, Manchester, M13 9PL, Großbritannien
- Department of Physics and Astronomy, University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA
- Laboratoire de Physique Nucléaire, Université de Montréal, Quebec, H3C 3J7, Kanada
- National Research Council of Canada, Herzberg Institute of Astrophysics, Ottawa, Ontario K1A 0R6, Kanada
- Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Oxfordshire, OX11 0QX, Großbritannien
- DPhPE, CEN Saclay, F – 91191 Gif – sur – Yvette, Frankreich
- Department of Physics, Technion – Israel Institute of Technology, Haifa 32000, Israel
- Department of Physics and Astronomy, Tel Aviv University, Tel Aviv 69978, Israel
- International Centre for Elementary Particle Physics and Dept of Physics, University of Tokyo, Tokyo 113, and Kobe University, Kobe 657, Japan
- Brunel University, Uxbridge, Middlesex, UB8 3PH, Großbritannien
- Nuclear Physics Department, Weizmann Institute of Science, Rehovot, 76100, Israel
- Indiana University, Physics Department, Bloomington, Indiana 47405, USA
- University of Victoria, Dept. of Physics, Victoria, B.C. V8W 2Y2, Kanada
- TRIUMF, Vancouver, B.C. V6T 2A3, Kanada

Der OPAL Detektor hat die Form eines längs der Strahlachse orientierten Zylinders von ca. 12 m Länge und ca. 10 m Durchmesser und besteht aus mehreren Modulen:

- Zentraldetektor,
- Magnetfeldspule,
- Flugzeitzählern,
- Elektromagnetisches Kalorimeter mit Presampler,
- Hadronkalorimeter,
- Myonendetektor und
- Vorwärtsdetektoren.

Das Gesamtgewicht des Detektors beträgt rund 3000 Tonnen. Auf Grund seiner Konstruktionsmerkmale kann der OPAL Detektor folgende Aufgaben erfüllen [78]:

1. Nachweis und Bestimmung der kinematischen Parameter geladener Teilchen im Zentraldetektor;
2. Messung der Energie elektromagnetisch wechselwirkender Elektronen und Photonen im elektromagnetischen Kalorimeter;
3. Messung der Energie stark wechselwirkender Teilchen über das elektromagnetische und das Hadronkalorimeter;
4. Teilchenidentifizierung über den spezifischen Energieverlust im Zentraldetektor, Messung der Teilchenflugzeit, Analyse der Schauer in den Kalorimetern und Identifikation von Myonen mit Myonendetektor und Hadronkalorimeter;
5. Messung der Luminosität mit Hilfe der Vorwärtsdetektoren über die Reaktion $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$.

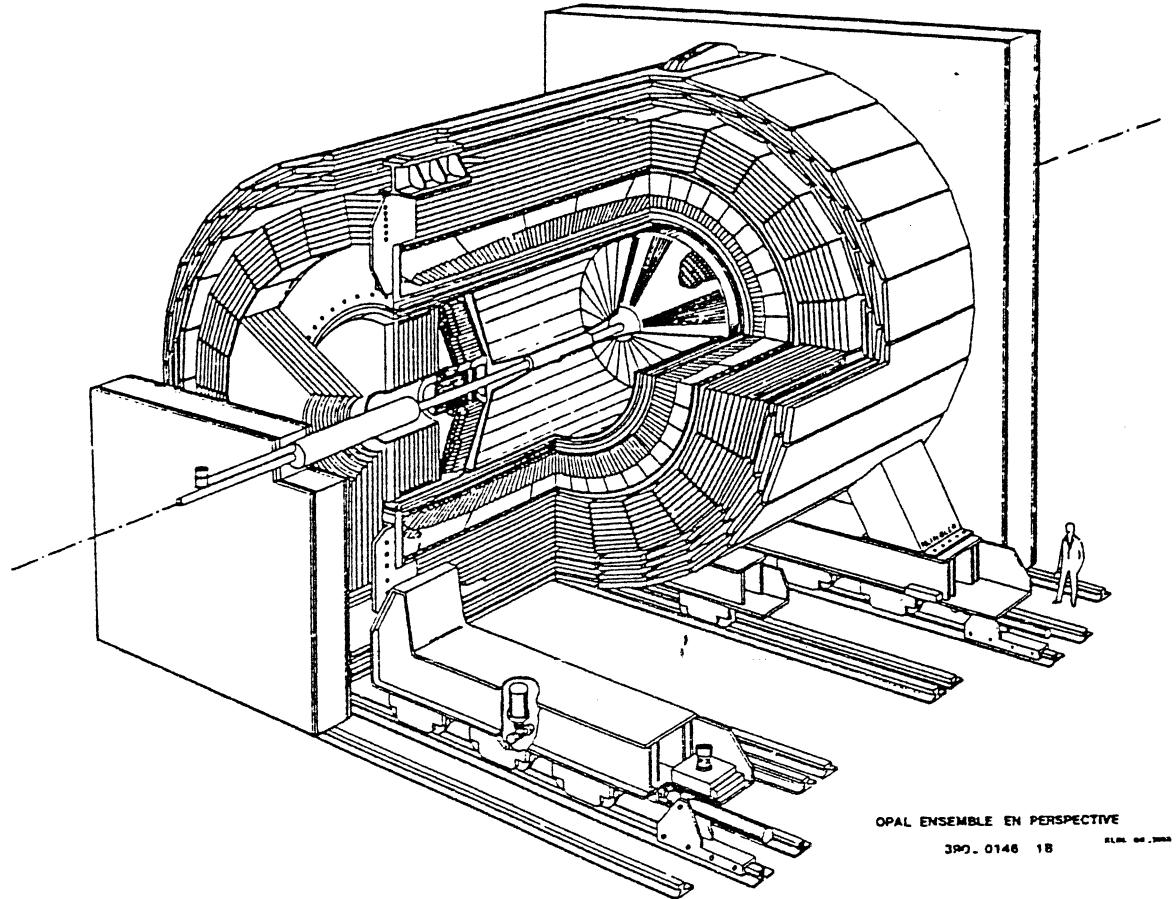


Abbildung 3.2: Perspektivische Ansicht des OPAL Detektors

Die wesentlichen Parameter der Komponenten des OPAL Detektors sollen im Folgenden kurz beschrieben werden.

Zentraldetektor

Der Zentraldetektor (CD) besteht aus drei Komponenten: Vertexkammer (CV), Jetkammer (CJ) und Z-Kammern (CZ). Er arbeitet unter einem Druck von vier Bar mit einer Gasfüllung aus Argon, Methan und Isobutan mit dem Mischungsverhältnis 88.2 : 9.8 : 2.0.

Die zylindrische Vertexkammer bildet den innersten Teil des Zentraldetektors und dient vor allem zur genauen Messung der Vertexkoordinaten. Sie ist einen Meter lang. Der innere Radius der Kammer beträgt 8.8 cm, der äußere Radius ist 23.5 cm. Die Vertexkammer besteht aus zwei Komponenten zu je 36 Sektoren. Im inneren Bereich befinden sich die "Axialdrahtzellen" mit 12 Signaldrähten pro Sektor. Der äußere Teil der Vertexkammer besteht aus "Stereodrahtzellen" mit 6 Signaldrähten pro Sektor. Die Ortsauflösung der Vertexkammer beträgt 55 μm in der Ebene senkrecht zur Strahlachse ($R\phi$). In Richtung der Strahlachse (z-Richtung) beträgt die Meßgenauigkeit ca. 4.0 cm in den Axialdrahtzellen und ca. 700 μm in den Stereodrahtzellen [78].

Die Jetkammer besteht aus vierundzwanzig Sektoren und hat die Form eines Polygons. Die Sektoren bestehen aus zwei symmetrischen an der Anode zusammengesetzten trapezoiden Bereichen. Der innere Radius der Kammer beträgt 25 cm, der maximale äußere Radius ist 184 cm. Durch die konische Form der Endstücke der Kammer variiert die maximale Ausdehnung in z zwischen ca. 320 cm (innen) und ca. 400 cm (außen). Eine mittlere Auflösung in $R\phi$ von 135 μm und ca. 6 cm in z wurde erreicht [78]. Eine ausführliche Beschreibung der Jetkammer findet sich weiter unten in Abschnitt 3.4

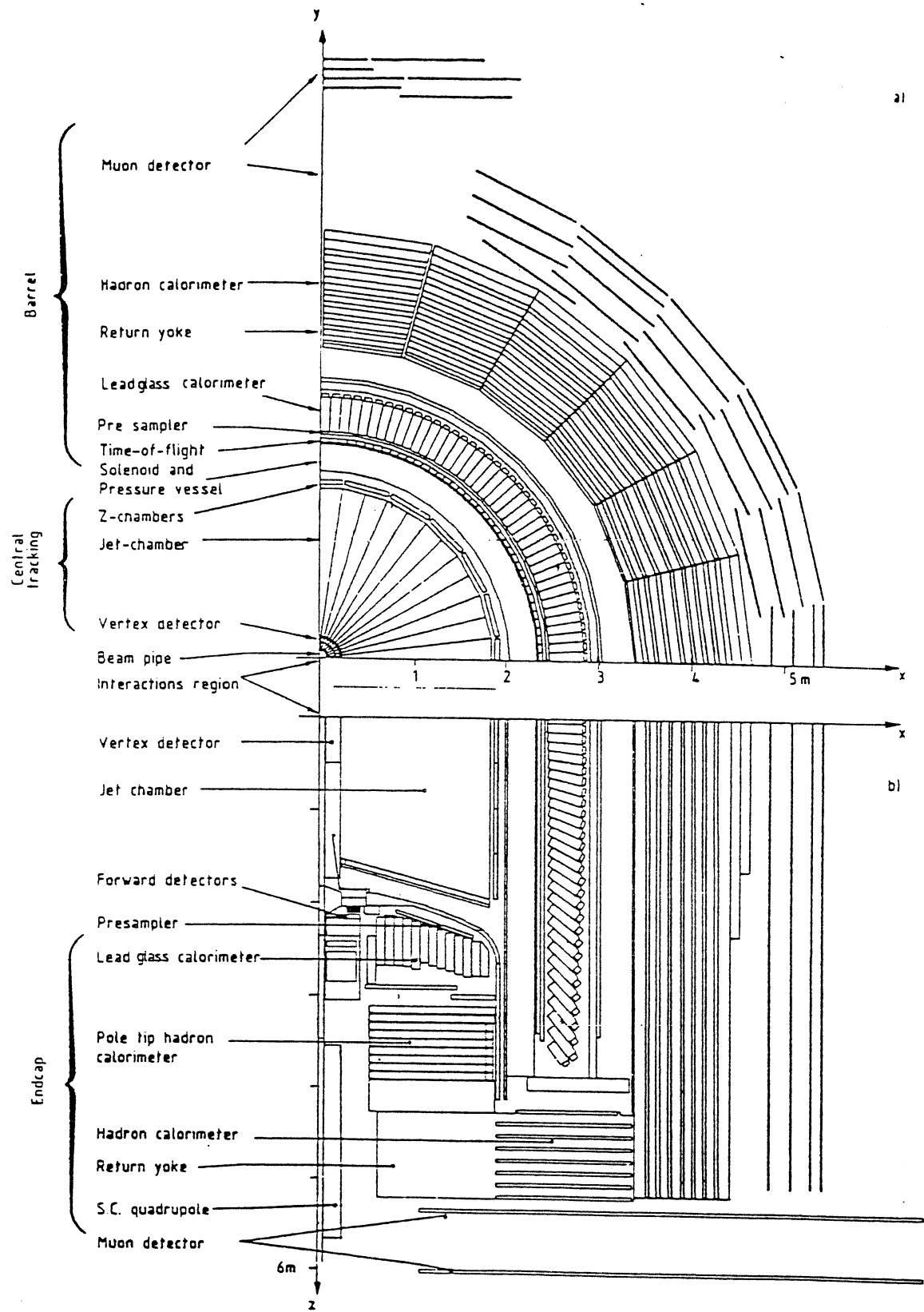


Abbildung 3.3 Schnitt senkrecht zur Strahlachse (Abbildung 3.3a) und entlang der Strahlachse (Abbildung 3.3b) durch einen Quadranten des OPAL Detektors

Die Z- Kammern sind auf dem äußeren Trägermaterial der Jetkammer montiert und sollen eine genaue Messung des Polarwinkels θ ermöglichen. Sie bestehen aus 24 Kammern, die im Azimuthwinkel ϕ um 7.5° gegen die Sektoren der Jetkammer versetzt sind. Jede Z- Kammer besteht aus acht separaten Zellen. Jede Zelle besteht aus zwei symmetrischen Driftvolumina mit einer Driftstrecke von jeweils rund 25 cm. Jede Zelle enthält sechs Signaldrähte. Die Z- Kammern decken den Polarwinkelbereich $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$ ab. Die Ortsauflösung beträgt ca. 300 μm in der z- Koordinate und ca. 1.5 cm in den $R\phi$ - Koordinaten [78].

Magnetfeld

Das OPAL Magnetfeld wird durch eine wassergekühlte normalleitende Spule erzeugt. Die Magnetfeldspule ist auf dem zylindrischen Teil des Drucktanks des Zentraldetektors montiert und erzeugt ein homogenes magnetisches Feld, dessen Feldlinien parallel zur Strahlachse verlaufen. Im Bereich des Zentraldetektors beträgt die Feldstärke 4.35 kGauß und ist innerhalb von $\pm 0.5\%$ konstant [47].

Flugzeitmessung

Ein System zur Messung der Teilchenflugzeit (TOF) [78] befindet sich innerhalb des zylindrischen Bereichs des Detektors und erfaßt den Bereich $|\cos(\theta)| < 0.82$. Die Teilchenflugzeit kann zusätzlich zur dE/dx - Information des Zentraldetektors zur Identifikation von Teilchen benutzt werden. Außerdem wird die TOF- Information als schnelles Triggersignal benutzt.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus zwei Komponenten. Eine Komponente umschließt die Magnetspule im zylindrischen Bereich des Detektors (Barrel). Die andere befindet sich an den Endkappen des Drucktanks des Zentraldetektors. Der Barrel- Bereich des elektromagnetischen Kalorimeters (EB) besteht aus 9440 Bleiglasblöcken (24.6 Strahlungslängen X_0), die so angeordnet sind, daß sie auf den Wechselwirkungspunkt zeigen. Der Endkappen- Bereich des Kalorimeters (EB) besteht aus $2 * 1250$ Bleiglasblöcken mit einer effektiven Dicke von mindestens $20.8 X_0$, die allerdings nicht zum Wechselwirkungspunkt ausgerichtet sind, sondern parallel zur Strahlachse orientiert sind. In beiden Komponenten wird das Cerenkov- Licht mit Hilfe von photoelektrischen Verstärkerrohren (Photomultiplier) (EB) beziehungsweise mit Phototrioden (EE) verstärkt. Ein Satz von Proportionalkammern (Presampler, PB, PE) dient zur Diskriminierung von bereits innerhalb der Spule beziehungsweise des CD- Drucktanks (ca. $2-4 X_0$) entstehenden elektromagnetischen Schauern und damit zur Verbesserung der Energieauflösung. Insgesamt deckt das Bleiglaskalorimeter 95 % des Raumwinkelbereichs um den Wechselwirkungspunkt ab. Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt $\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{10\%}{\sqrt{E}}$ [78].

Hadronkalorimeter

Das Hadronkalorimeter schließt den gesamten inneren Bereich des Detektors ein. Es besteht aus drei Komponenten: einem zylindrischen Bereich um den inneren Detektor (HB), äußeren Endkappen (HE) und inneren Endkappen (HP). Das Kalorimeter besteht im wesentlichen aus instrumentierten Eisenplatten, die gleichzeitig als Rückflußjoch für das magnetische Feld dienen. Die effektive Dicke des Rückflußjochs entspricht ca. 4 Wechselwirkungslängen, so daß nur wenige Hadronen den Detektor verlassen können. Die aktiven Elemente des Kalorimeters befinden sich zwischen den Eisenplatten und bestehen aus Streamer- Röhren bzw. Drahtkammern (nur Innere Endkappen). Die Energieauflösung des Hadronkalimeters beträgt $\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{120\%}{\sqrt{E}}$ [78]. Neben der Messung der hadronischen Energie werden die Signale des Hadronkalimeters zur Identifikation von Myonen benutzt.

Myonendetektor

Der Myonennachweis geschieht mit Hilfe von vier Lagen von Driftkammern im zylindrischen Bereich des Detektors (MB). Im Bereich der Endkappen (ME) bestehen die Myonendetektoren aus zwei doppelten Lagen von Streameröhren im Abstand von 80 cm. Die Myonenkammern decken 93 % des Raumwinkelbereichs ab. Die Ortsauflösung liegt bei ca. 1 mm [78].

Vorwärtsdetektoren

Der OPAL Vorwärtsdetektor [78] weist Wechselwirkungsprodukte innerhalb eines Raumwinkelbereichs von 47 bis 120 mrad bezüglich der Strahlachse nach. Er dient vor allem zur Messung der Luminosität mit Hilfe von Elektronen aus Bhabha- Streuung. Der Vorwärtsdetektor besteht aus mehreren Lagen von radialen Driftkammern mit einer Ortsauflösung von besser als 1 mm, Blei- Szintillatoren und vier speziellen Szintillationszählern zur genauen Messung der Luminosität.

3.3 Das Triggersystem

Um möglichst früh Untergrundereignisse von physikalisch interessanten Ereignissen zu trennen, besitzt der OPAL Detektor ein mehrstufiges Triggersystem. Die erste Stufe der Ereignisselektion geschieht daher bei OPAL durch einen schnellen Hardware- Trigger mit maximal 128 gleichzeitig aktiven Triggerbedingungen [81] [78]. In diesem Triggersystem werden Informationen aus allen Detektorkomponenten (wie z.B. die im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie oder die Anzahl der Spuren im Zentraldetektor) entsprechend den Signaturen zu akzeptierender Ereignisse kombiniert. Die wesentliche Komponente des Triggersystems ist die "θ- φ- Matrix", in der die Triggerinformation auf sechs θ- Bins und vierundzwanzig φ- Bins abgebildet wird. Triggerbedingungen sind dann erfüllt, wenn eine logische Verknüpfung von Elementen der Matrix "wahr" ist. Durch eine hohe Redundanz bei der Definition der Triggerbedingungen konnte innerhalb der geometrischen Akzeptanz des Detektors (98 % des Raumwinkelbereichs von 4π) beispielsweise eine Trigereffizienz von > 99.9 % für multihadronische Zerfälle des Z^0 erreicht werden³ [75] [78] [81].

3.4 Die OPAL Jetkammer

Die Jetkammer (s. Abbildung 3.2 bis Abbildung 3.4) ist die wichtigste OPAL Detektorkomponente zum Nachweis und zur Messung der kinematischen Parameter geladener Teilchen. Sie ist die größte jemals gebaute Driftkammer ihrer Art. Sie besteht aus 24 kuchenstückförmigen Sektoren und hat annähernd die Form eines Zylinders, dessen Grundflächen konisch eingedrückt sind. Der innere Radius der Kammer beträgt 25 cm, die maximale radiale Ausdehnung ist ≈ 184 cm. Durch die konischen Endstücke variiert die größte Ausdehnung der Kammer in z- Richtung zwischen 320 cm im inneren Bereich und 400 cm im äußeren Bereich. Das sensitive Volumen hat einen Rauminhalt von 22.3 m^3 und enthält ca. 130 kg der Argon-Methan- Isobutan- Gasmischung. Die Kammer schließt den Polarwinkelbereich von etwa $10^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$ um den Wechselwirkungspunkt ein. Der Akzeptanzbereich im Azimuthwinkel ϕ ist 360° . Für Spuren mit $|\cos(\theta)| \leq 0.73$ können die Spurparameter mit Hilfe von Messungen aus allen Driftzellen der Kammer bestimmt werden.

Jeder Sektor der Kammer (s. Abbildung 3.4) besteht aus zwei zur Anode symmetrischen Driftvolumina. Ein Driftvolumen wird durch die Anoden- und Kathodendrahtebene seitlich, durch Feldabschwächerstreifen und -drähte nach oben bzw. nach unten sowie durch auf den Endkonusen montierte Feldabschwächerstreifen an den Endstücken begrenzt. Die Kathoden bilden die Grenze zwischen den Sektoren. Dadurch, daß jeder

³ Die zur Selektion multihadronischer Ereignisse benutzten Triggerbedingungen werden in Kapitel 6 beschrieben.

Sektor aus zwei zur Anode symmetrischen Driftvolumina besteht, ist zunächst nicht eindeutig feststellbar, in welcher Sektorhälfte ein Meßpunkt liegt (Links- Rechts- Ambiguität). Daher sind die Signaldrähte abwechselnd nach links und rechts von der Anodenebene versetzt (mechanischer Drahtversatz) (s. Abbildung 3.4). Der mechanische Drahtversatz der Signaldrähte wurde gemessen und beträgt im Mittel $100 \mu\text{m}$. Der mittlere quadratische Fehler der Drahtpositionierung beträgt weniger als $10 \mu\text{m}$ [37].

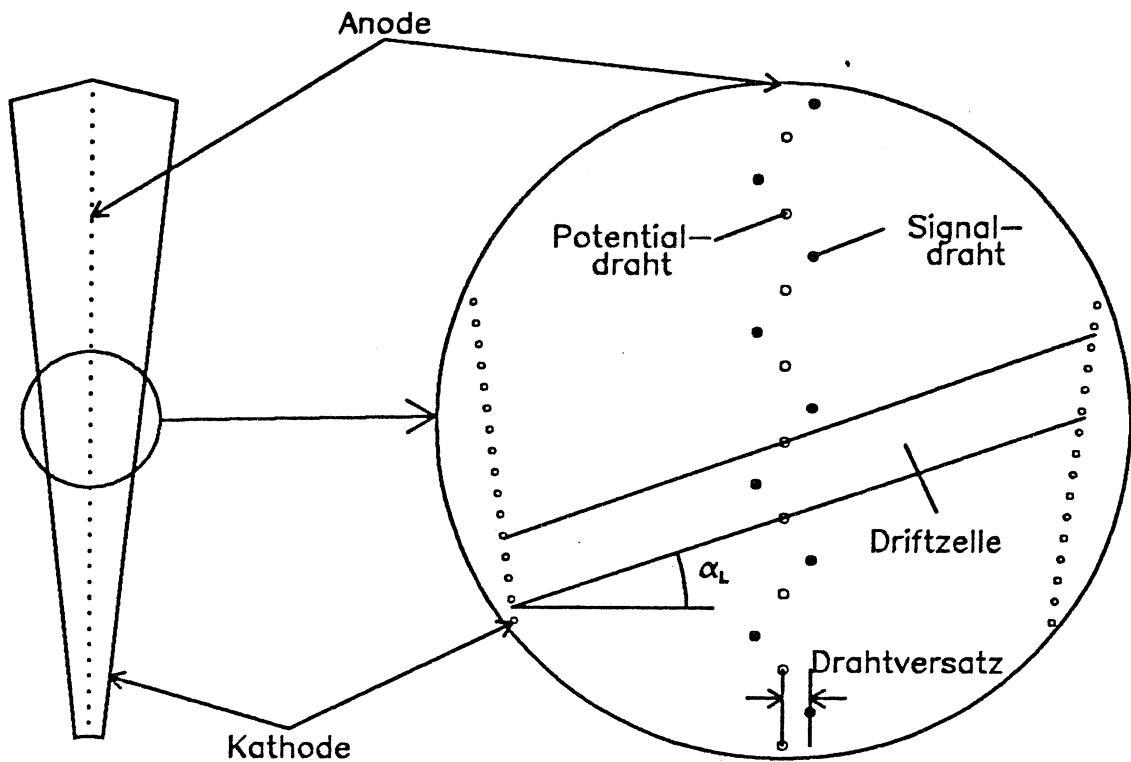


Abbildung 3.4: Aufbau eines Sektors der Jetkammer (Querschnitt in der $R\phi$ - Ebene)

Jede Anodendrahtebene besteht aus 159 sensitiven Drähten (Signaldrähten) im Abstand von 1 cm. Zwischen den sensitiven Drähten befinden sich Potentialdrähte, welche die Grenzen der 159 Driftzellen eines Sektors definieren. Die Kathoden bestehen aus jeweils rund 500 Drähten. Damit enthält die Jetkammer insgesamt rund 16000 feldformende Drähte sowie 3816 Signaldrähte. Der Durchmesser der Signaldrähte beträgt $25 \mu\text{m}$, die Potentialdrähte sind $125 \mu\text{m}$ dick. Die Anodendrahte wurden direkt auf die vier Meter durchmessenden Endkonen aus 2.8 Zentimeter dickem Aluminium montiert. Dazu wurden die jeweils etwa eine Tonne schweren Endkonen präzise durchbohrt und anschließend auf $100 \mu\text{m}$ genau relativ zueinander positioniert [37]. Zur Kompensation des durch das Eigengewicht der Drähte bedingten Drahtdurchhangs wurde beim Spannen der Drähte die aufgewandte Spannkraft für die Signaldrähte und Potentialdrähte mit zunehmendem Radius erhöht. Der gravitationsbedingte Drahtdurchhang wurde für jeden einzelnen Draht gemessen. Die Kathodendrahtebenen wurden auf vorgefertigten Halterungen befestigt und nach dem Spannen der Anodendrahte in die Kammer eingeschoben.

Signale werden an beiden Enden eines Signaldrahtes ausgelesen. In der Jetkammer werden Ortskoordinaten eines Meßpunktes bestimmt durch Driftzellennummer und Driftzeit ($R\phi$ - Koordinaten) sowie durch Ladungsteilung (z- Koordinate). Die gemessene Ladung kann zur Teilchenidentifizierung benutzt werden, da sie proportional ist zur Anzahl der Elektronen, die bei den durch geladene Teilchen verursachten Ionisationsprozessen freigesetzt werden. Die gemessenen Größen Driftzeit $t_{\text{gem.}}$ sowie die an den Signaldrahtenden gemessenen Ladungen $Q_{1,\text{gem.}}$ und $Q_{2,\text{gem.}}$ müssen auf systematische Effekte, wie zum Beispiel Drahtversatz, korrigiert werden. Die Anwendung dieser Korrekturen und die Transformation von Driftzeit und Ladungen in Ortsko-

ordinaten ist Aufgabe von Kalibrationsprozeduren. Nach Anwendung der Korrekturen wird die korrigierte Driftzeit

$$t_{Drift} = t_{gem.} + t_{corr.} \quad (3.4)$$

über die Orts- Driftzeit- Beziehung

$$d_{Drift} = v_{Drift} \cdot t_{Drift} \quad (3.5)$$

in die Driftstrecke d_{Drift} transformiert, die zusammen mit der bekannten Drahtposition die x- und y- Koordinaten einer Messung ergibt. $t_{corr.}$ setzt sich zusammen aus zahlreichen verschiedenen Kalibrationskonstanten [50] [15]. Die Driftgeschwindigkeit v_{Drift} hängt ab von der elektrischen Feldstärke und der verwendeten Gasmischung. Eine genaue Bestimmung der Driftgeschwindigkeit wird benötigt, um Ortskoordinaten aus den gemessenen Driftzeiten zu berechnen. Variationen der Driftgeschwindigkeit werden in der Jetkammer mit Hilfe eines UV- Laser- Systems mit einer relativen Genauigkeit von besser als 1 Promille überwacht [50].

Die z- Koordinate bestimmt sich aus den an den Drahtenden gemessenen Ladungen $Q_{1,gem.}$ und $Q_{2,gem.}$ nach:

$$z = \frac{l_{eff}}{2} \cdot \left(\frac{Q_{1,gem.} - gQ_{2,gem.}}{Q_{1,gem.} + gQ_{2,gem.}} \right) \quad (3.6)$$

Die Konstanten l_{eff} und g müssen für jeden der 3816 Signaldrähte bestimmt werden. l_{eff} ist die "effektive Drahtlänge". Durch die relative Verstärkung g wird berücksichtigt, daß alle Vorverstärker leicht verschiedene Verstärkungseigenschaften aufweisen. Die Kalibrationskonstanten l_{eff} und g werden zur Zeit ebenfalls mit Hilfe von Lasermessungen bestimmt (s. [101]).

Da die Vektoren von elektrischem und magnetischem Feld in der Jetkammer senkrecht zueinander sind, erfahren Elektronen, die in Richtung des elektrischen Feldes driften, eine Lorentzkraft. Die Lorentzkraft bewirkt, daß die Driftzellen um einen "Lorentzwinkel" α_L gedreht erscheinen. In der Jetkammer beträgt der Lorentzwinkel etwa $\alpha_L \approx 20.0^\circ$. Diese Drehung führt dazu, daß Teile des Volumens der Jetkammer nicht sensiv sind: In den Randzonen eines Sektors bewirkt die Drehung um den Lorentzwinkel, daß ein Teil der Driftzellen durch die geometrische Begrenzung des Kammervolumens in einer Sektorhälfte abgeschnitten wird (rechts in Abbildung 3.4), während die Driftzellen in der anderen Sektorhälfte (links in Abbildung 3.4) von der Sektorgrenze nach innen gedreht werden. In diesem Fall kann in den äußeren Randbereichen der linken Sektorhälfte kein Signal registriert werden. Dieser Einfluß des Lorentzwinkels führt nicht nur zu Variationen der maximalen Länge der Teilchenspuren als Funktion des ϕ - Winkels. Bei Spuren, die Sektorgrenzen überschreiten, ist die mittlere Anzahl der Meßpunkte pro Spur auch abhängig von der elektrischen Ladung des die Spur erzeugenden Teilchens.

Elektrisches Feld und Hochspannungsversorgungssystem

In jedem Sektor besteht ein homogenes elektrisches Feld mit einer Feldstärke von 940 Volt/cm. Das elektrische Feld wird durch ein Hochspannungssystem erzeugt, das eine maximale Spannung von 25 Kilovolt liefert. Durch einen aus hintereinandergeschalteten Widerständen bestehenden Spannungsteiler wird die felderzeugende Hochspannung so eingestellt, daß sie linear mit zunehmender Drahtnummer ansteigt und damit die elektrische Feldstärke in den Driftzellen konstant bleibt. Durch elektrische Abstoßungskräfte wird der Drahtversatz um maximal ca. 60 μm im Bereich der Drahtmitte verstärkt (Elektrostatischer Drahtdurchhang) [50] [37]. In der Nähe der Drähte ist das Feld inhomogen: Die Feldlinien zeigen radial zum Draht. Dies bewirkt eine Verschlechterung der Ortsauflösung und eine Variation der Driftgeschwindigkeit in diesem Bereich. Ebenso gibt es im Bereich der oberen und unteren Sektorbegrenzungen Feldverzerrungen, die eine Verschiebung der unkorrigierten Ortskoordinaten bewirken [50].

Gasversorgungssystem

Da das Material des Zentraldetektors zum Teil aus organischen Verbindungen besteht, die Spurengase freisetzen können, muß die Gasfüllung permanent gereinigt werden. Dazu wird das Füllgas mit einer Umläufigkeit von rund $2.5 \text{ m}^3/\text{h}$ ausgetauscht und gereinigt. Das gereinigte Gas wird wiederverwendet. Insbesondere der Sauerstoffanteil im Gas und der Wassergehalt des Gasgemisches müssen sorgfältig überwacht werden. Ein hoher Sauerstoffanteil führt zu Anlagerung driftender Elektronen an die Sauerstoffmoleküle. Werden viele Driftelektronen angelagert, so wird die Kapazität der Jetkammer zur Teilchenidentifizierung erheblich beeinträchtigt. Der Sauerstoffgehalt des Zentraldetektorgases wird daher auf weniger als 4 ppm gehalten. Variationen des Wassergehalts beeinflussen die Driftgeschwindigkeit. Der Wasseranteil des Kammergeases wird daher auf ca. 500 ppm konstant gehalten [37].

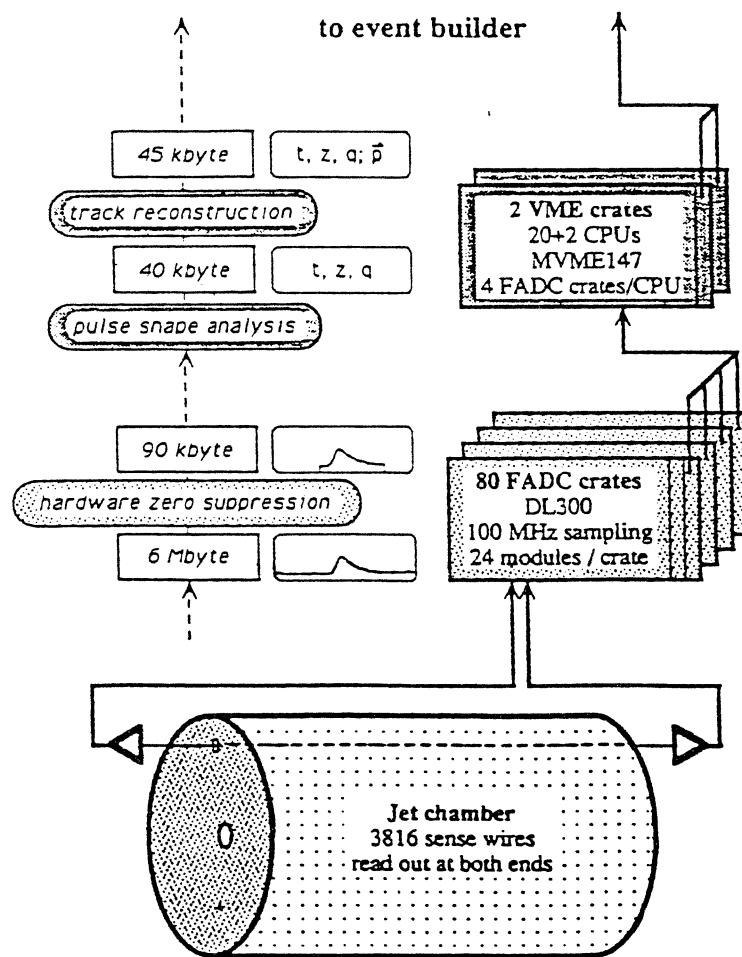


Abbildung 3.5: Darstellung des Signalverarbeitungssystems der Jetkammer im Online- Bereich

3.4.1 Verarbeitung von Jetkammer- Daten

Die Jetkammer- Messungen werden in mehreren Stufen verarbeitet (s. Abbildung 3.5):

1. Zunächst werden analoge Signale an beiden Drahtenden ausgelesen und verstärkt. Eine spezielle Schaltung unterdrückt die Beeinflussung der Signale auf einem Draht durch Signale auf den benachbarten

- Drähten (Übersprechen bzw. Crosstalk). Die verstärkten Analogsignale werden weitergeleitet und in schnellen Analog- Digital- Konvertern (FADCs) in Einheiten (Bins) von 10 nsec digitalisiert. Zur Reduktion der Datenmenge werden Nullinhalte elektronisch unterdrückt.
2. Durch eine Analyse der FADC- Pulse werden die Driftzeit und die deponierte Ladung für beide Drahtenden bestimmt. Anschließend erfolgt eine erste Kalibration. Die Informationen der zwei Einzelsignale pro Draht werden zusammengefaßt. Die Driftzeit $t_{\text{gem.}}$, die z- Koordinate $z_{\text{gem.}}$ und die Gesamtladung $Q_{\text{gem.}} = Q_{1,\text{gem.}} + gQ_{2,\text{gem.}}$ bilden das Ergebnis dieser Stufe und werden als "Digits" bezeichnet.
 3. Mustererkennungsverfahren (Pattern Recognition) ordnen die Digits zu Spuren und lösen die Links- Rechts- Ambiguität. Während dieser Phase erfolgt außerdem eine weitere Kalibration zur Korrektur von orts- und spurwinkelabhängigen Effekten. Das Ergebnis dieser Stufe der Datenverarbeitung sind
 - Spurparameter,
 - Listen von zusammengehörigen Raumpunkten und
 - vollständig kalibrierte Koordinaten ("Hits").
 4. Die Meßergebnisse der Jetkammer werden mit den Ergebnissen der anderen Komponenten des OPAL Detektors zusammengefaßt.

Im Online- Bereich steht eine sehr große Rechenkapazität in Form von Mikroprozessoren zur Verfügung. Ein Teil der Datenverarbeitung wird daher unmittelbar nach der Datennahme (online) abgewickelt. Wie allgemein in der Hochenergiephysik üblich, wird vor allem die Programmiersprache FORTRAN verwendet. Wegen des Fehlens entsprechender Möglichkeiten in dieser Programmiersprache versucht man eine (notwendige) dynamische Datenverwaltung mit Hilfe des CERN Unterprogrammpakets ZEBRA [18] zu erreichen.

3.4.2 Meßeigenschaften der Jetkammer

Die Ortsauflösung der Jetkammer setzt sich zusammen aus dem Meßfehler $\sigma_{R\phi}$ in der $R\phi$ - Ebene und dem Meßfehler σ_z der z- Koordinate. $\sigma_{R\phi}$ ist abhängig von der Driftstrecke und dem Winkel der Spur zur Driftzelle. Die mittlere Ortsauflösung in der Ebene senkrecht zur Strahlachse $\sigma_{R\phi}$ wurde zu $135 \mu\text{m}$ ermittelt [78]. Weiterhin wurde bei JADE festgestellt, daß anscheinend durch nicht aufgelöste niederenergetische δ - Elektronen für rund 5 % aller Messpunkte die Zeitauflösung ca. vierzehn mal schlechter ist als der Nominalwert [93]. Die z- Koordinate wird über Ladungsteilung bestimmt und variiert daher mit der gemessenen Ladung. Die mittlere z- Auflösung σ_z beträgt etwa 6 cm für isolierte Meßpunkte [78]. Über die Ladung $Q_{\text{gem.}}$ läßt sich der spezifische Energieverlust pro Längeneinheit (dE/dx) eines Teilchens mit einer Genauigkeit von 3.8 % messen [78] und ermöglicht so eine Identifikation von Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen.

Die gute Doppelspurauflösung der Jetkammer ermöglicht die Separation von Spuren selbst in engen Jets: Bereits bei einem Abstand von 2.5 mm können 80 % der Meßpunkte aufgelöst werden [78]. Bei einem Abstand von etwa 1.5 cm ist die Effizienz der Auflösung von benachbarten Meßpunkten 100 % [37] [87]. Um Unsicherheiten bei der FADC- Pulsanalyse zu vermeiden, wurde der minimale Abstand zwischen zwei Meßpunkten durch einen Software Schnitt auf 1 mm (≤ 2 FADC- Bins) begrenzt.

Für die Jetkammer kann derzeit eine mittlere Impulsauflösung $\sigma(p)$ von ca. 9 % für Spuren mit mindestens 140 Meßpunkten und einem Transversalimpuls von $p_t \approx 45 \text{ GeV}/c$ erreicht werden [85]. Durch Verwendung von Informationen der z- Kammern und der Vertexkammer ist eine Verbesserung der Auflösung $\sigma(p)$ im Prinzip möglich.

Kapitel 4

Simulation der Jetkammer

Simulationsprogramme, in der Regel solche vom Typ "Monte Carlo" [56], sind eines der wichtigsten Werkzeuge zur Datenanalyse in der Hochenergiephysik. Monte Carlo Programme sind unverzichtbar insbesondere bei der Analyse von komplizierten Prozessen wie Multihadronenproduktion, da die Eigenschaften dieser Ereignisse und ihr experimenteller Nachweis wegen der nicht berechenbaren Hadronisationsphase nicht analytisch dargestellt werden können. Mit diesen Simulationsverfahren ist es weiterhin möglich, den Einfluß des Detektors auf die Messungen zu studieren und so Nachweiswahrscheinlichkeiten und mögliche systematische Fehler zu bestimmen. Ist der Einfluß des Detektors auf die Messungen bekannt, können diese korrigiert und entfaltet werden. Erst dann können die Ergebnisse unabhängig von einem speziellen Detektor dargestellt und mit den theoretischen Vorhersagen verglichen werden.

Außerdem erlauben Monte Carlo Programme die Untersuchung der relativen Bedeutung und die Bestimmung der zahlreichen Effekte, welche die Meßergebnisse und die Interpretation der Messungen beeinflussen. Da der Detektor grundsätzlich nur mit begrenzter Genauigkeit dargestellt werden kann, wird ein Teil der systematischen Fehler einer Messung durch die unzureichende Beschreibung des Detektors in der Simulation bedingt sein⁴. Zur Abschätzung der systematischen Fehler muß daher die Beschreibung des Detektors innerhalb der bekannten Genauigkeit verändert werden, um den Einfluß auf das Ergebnis zu untersuchen. Weiterhin ist das physikalische Modell in der Regel nicht perfekt. Ein prominentes Beispiel ist die Unsicherheit in den Modellen zur Beschreibung des Hadronisationsprozesses, die viele nur vage bekannte Parameter enthalten. Zur Interpretation eines Meßergebnisses ist es daher ebenfalls notwendig, die Parameter des physikalischen Modells zu verändern. Ein Simulationsprogramm sollte daher nicht nur mit einer unveränderlichen Beschreibung des Detektors und des physikalischen Modells benutzt werden können, sondern die Parameter des Monte Carlo Programms müssen entsprechend der physikalischen Fragestellung sehr häufig geändert werden.

Zur Vorbereitung der Datenanalyse bieten Monte Carlo Programme schließlich die einzige Möglichkeit, die Rekonstruktions- und Analyseprogramme bereits vor der Fertigstellung des Detektors so weit zu entwickeln, daß eine schnelle Anpassung der Programme an die im Detektor gemessenen Daten möglich ist. Eine gute Vorbereitung der Analyseprogramme kann die Zeit zwischen der Datennahme und dem Erhalt der Ergebnisse stark reduzieren. Dazu muß ein möglichst fehlerfreies, weit entwickeltes und flexibles Monte Carlo Programm zur Verfügung stehen.

Dieses Kapitel soll dazu dienen, die Simulation der OPAL Jetkammer innerhalb von GOPAL in ihren Grundzügen vorzustellen sowie die in der Simulation berücksichtigten Detektoreinflüsse der Jetkammer auf die Messungen zu beschreiben. Anschließend werden die durch das Monte Carlo Programm generierten Daten beschrieben und das Zeitverhalten und einige Ergebnisse diskutiert.

4.1 Struktur des OPAL Monte Carlo Programms GOPAL

Die komplexe geometrische Struktur des OPAL Detektors und das unterschiedliche Auflösungsverhalten aller Einzelkomponenten müssen von der Software korrekt behandelt werden. Dies gilt sowohl für die Simulation von Ereignissen im Detektor als auch für die Rekonstruktion der Ereignisse aus allen Einzelmessungen der verschiedenen Detektorkomponenten. Weiterhin muß die Software sehr flexibel sein: Es ist wahrscheinlich, daß sich zahlreiche Betriebsbedingungen zeitlich verändern. Selbst der Ausfall von Detektorkomponenten muß erwartet und korrekt behandelt werden können.

⁴ Siehe dazu die Diskussion weiter unten in diesem Kapitel.

Das Opal Monte Carlo Programm GOPAL [2] ist ein Vielzweckprogramm, das die Messungen aller Detektorkomponenten in mehreren Genauigkeitstufen darstellen kann. Geometrie, Materieverteilung und Beschreibung der Wechselwirkung des Detektors mit den in einem Ereignis erzeugten langlebigen Elementarteilchen werden mit Hilfe der GEANT3 Monte Carlo Routinen [20] beschrieben. Abbildung 4.1 zeigt eine vereinfachte Programmflußkarte des Monte Carlo Programms für die detaillierte Detektorsimulation.

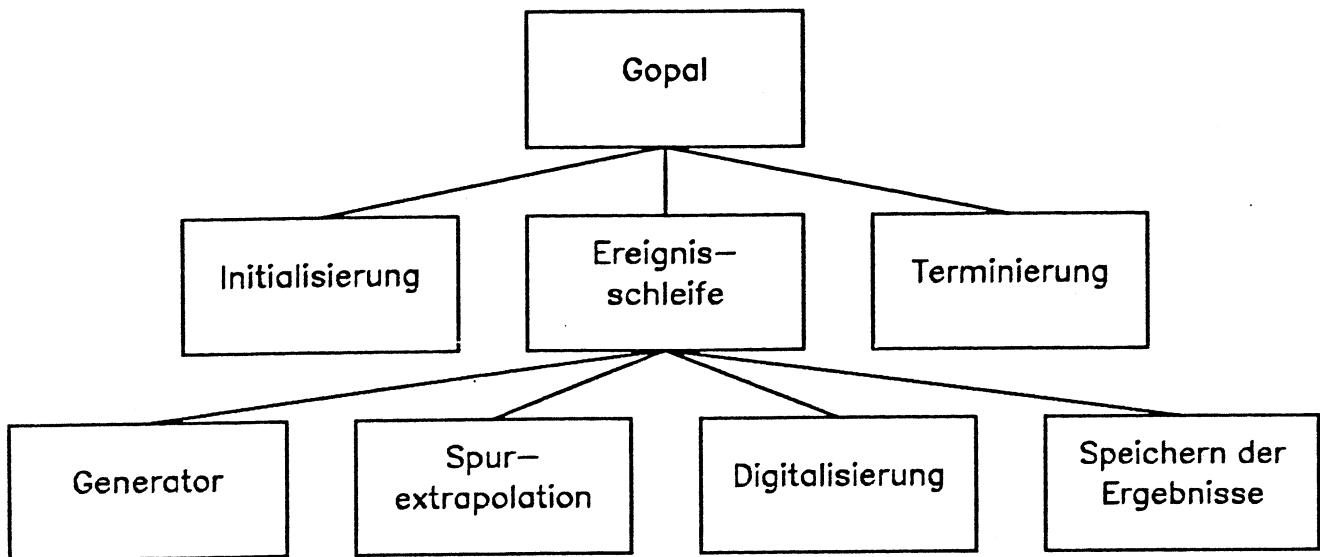


Abbildung 4.1: Programmflußkarte von GOPAL.

Der Programmablauf in GOPAL besteht aus drei Phasen:

1. Initialisierung

In der Initialisierungsphase werden die Parameter für den Programmablauf definiert. Ebenso wird die geometrische Darstellung des Detektors sowie die Materieverteilung im Detektor festgelegt. Die Tabellen zur Beschreibung der möglichen physikalischen Prozesse werden initialisiert.

2. Ereignisschleife

In der Ereignisschleife findet dann die eigentliche Simulation der Messungen im Detektor statt:

- Ein *Ereignisgenerator* (wie z.B. JETSET [89]) generiert die Teilchen aus der primären Reaktion, z.B. $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$. Der Ereignisgenerator enthält eine Beschreibung des für die Reaktion benutzten physikalischen Modells.
- Die Bahnen der generierten Teilchen werden in Schritten durch den Detektor *extrapoliert*. Falls sie einen sensitiven Bereich des Detektors passieren und daher ein Signal erzeugen können, werden Raumpunkte und Spurparameter der simulierten Teilchenbahn gespeichert. In der Extrapolationsphase werden Wechselwirkungen der Teilchen mit der Materie des Detektors berücksichtigt. Die Ergebnisse der Extrapolation eines hadronischen Ereignisses sind in Abbildung 4.2 und Abbildung 4.3 dargestellt.
- Die bei der Spurextrapolation gespeicherten Ortskoordinaten werden in der *Digitalisierung* benutzt, um den Einfluß von Detektorauflösung und systematischen Effekten auf die Meßpunkte der Teilchenbahn zu berücksichtigen.
- Das Ergebnis kann auf ein Speichermedium geschrieben und vom Rekonstruktionsprogramm verarbeitet werden.

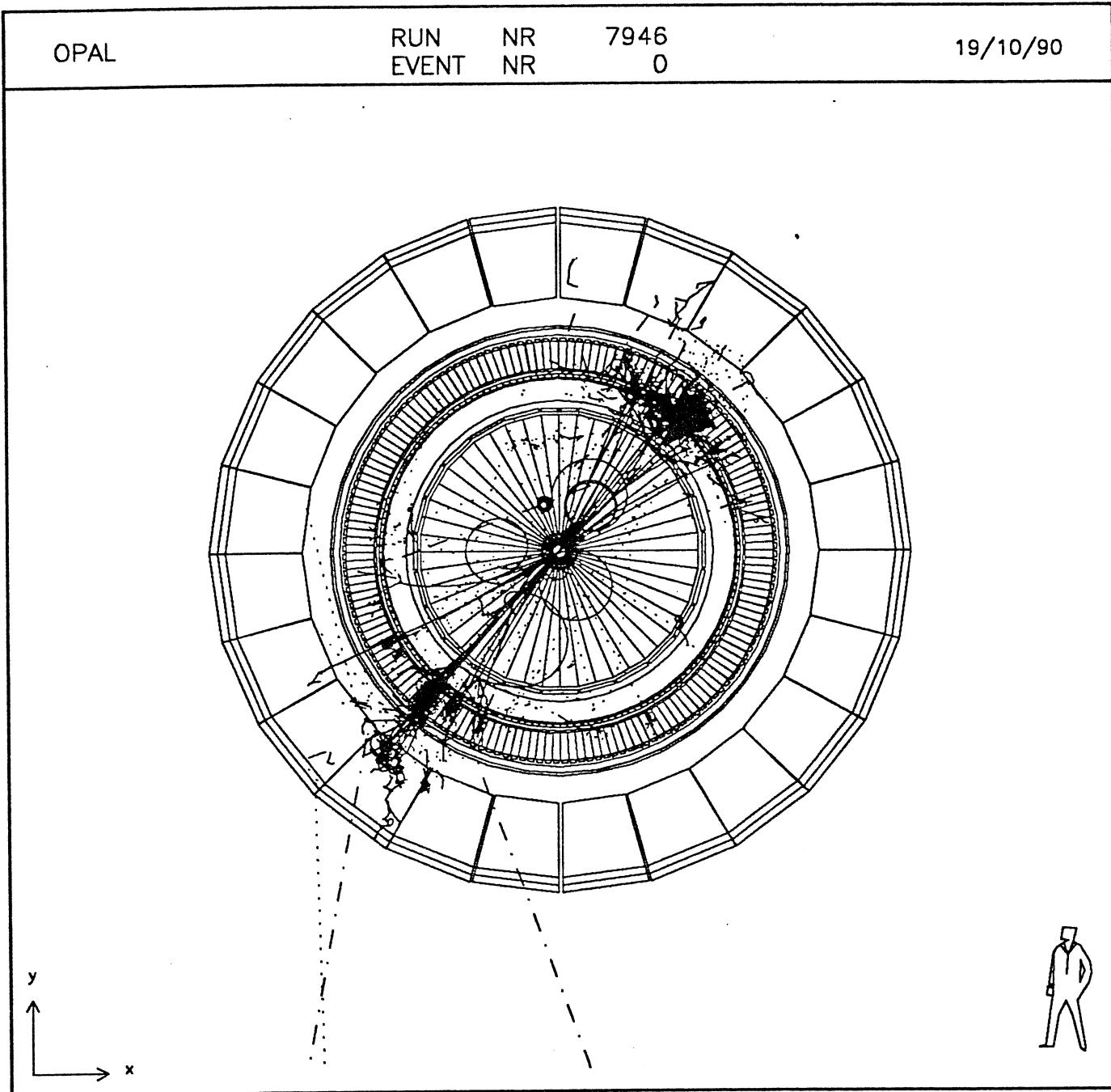


Abbildung 4.2: Extrapolation eines hadronischen Ereignisses ($R\phi$ - Ebene). Punktige Kurven stellen die extrapolierten Bahnen neutraler Teilchen dar, strichpunktige Kurven beschreiben Myonenbahnen.

Während der Spurextrapolation betrachtet man den Detektor als "idealen" Detektor: Es werden nur die Wechselwirkungen der Teilchen mit der Detektormaterie berücksichtigt. Erst während der Digitalisierung werden Auflösung und systematische Einflüsse des "realen" Detektors simuliert. Der größte Teil der Rechenzeit wird zur Extrapolation der Teilchenbahnen benötigt (ca. 30 Sekunden auf einer IBM 3090 für ein hadronisches Ereignis). Das Schema der zwei nacheinander ausgeführten Stufen "Extrapolation" und "Digitalisierung" bietet den Vorteil, daß man mit einfachen Mitteln die Digitalisierung mit verschiedenen Parametern wiederholen kann, ohne das Programm in vollem Umfang und damit mit maximaler Rechenzeit pro Ereignis starten zu müssen, da die Ergebnisse der Extrapolationsphase gespeichert werden können. Da alle Einflüsse des Detektors auf die Meßgenauigkeit in der Digitalisierungsphase des Programms simuliert werden, können viele Untersuchungen mit einem Bruchteil der zur vollen Simulation benötigten

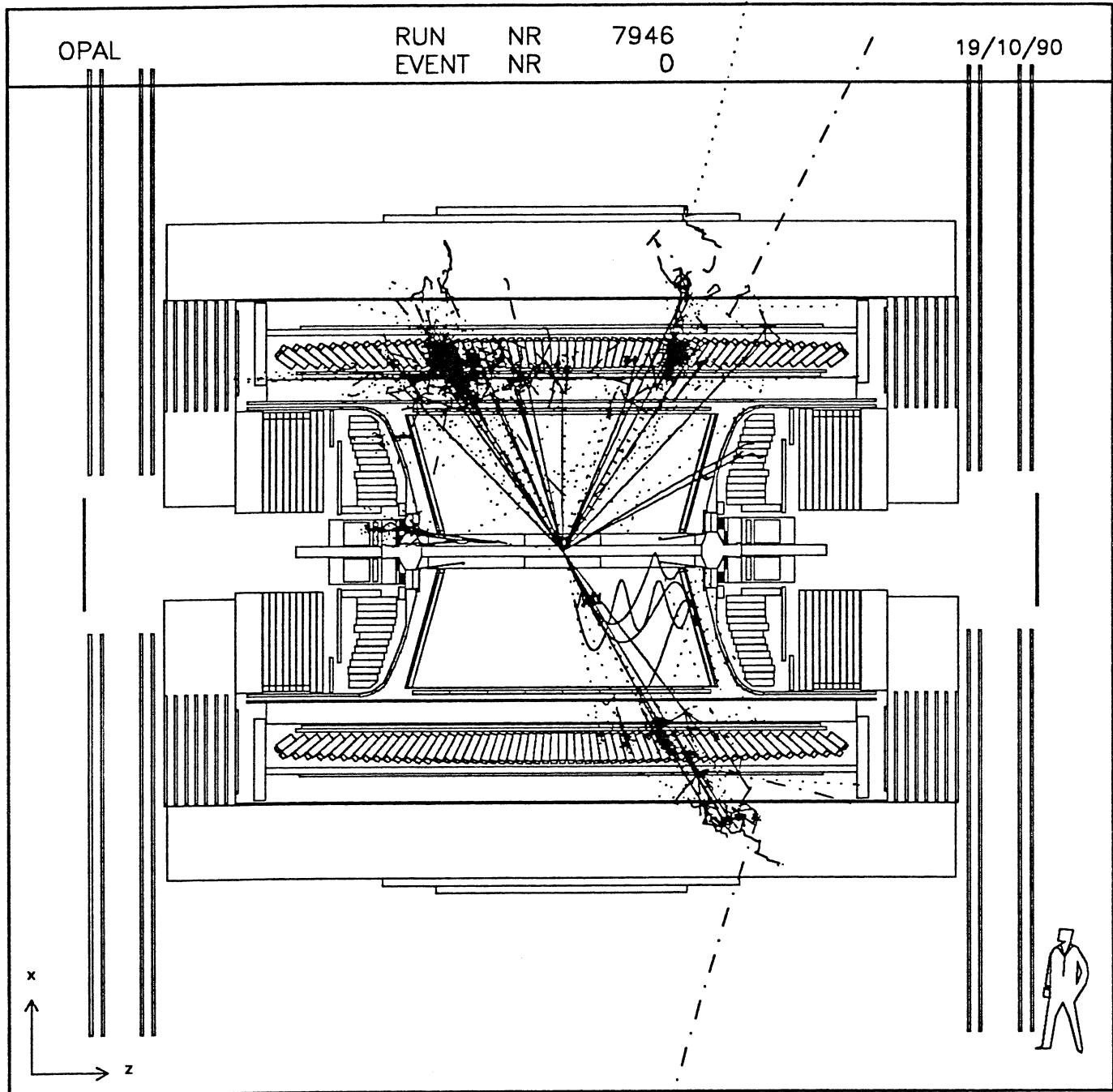


Abbildung 4.3: Extrapolation eines hadronischen Ereignisses (xz- Ebene). Punktige Kurven stellen die extrapolierten Bahnen neutraler Teilchen dar, strichpunktige Kurven beschreiben Myonenbahnen.

Rechenzeit durchgeführt werden.

3. Terminierung

In der Terminierungsphase werden die aktiven Dateien geschlossen sowie Histogramme und weitere statistische Informationen ausgegeben.

Das Ergebnis der Digitalisierungsphase sind Daten, deren Struktur identisch ist mit den Resultaten der Online- Analyseprogramme. Daher können die gleichen Rekonstruktionsprogramme für Monte Carlo Ereignisse und echte Ereignisse verwendet werden. GOPAL bietet weiterhin die Möglichkeit, die Rekonstruktionsprogramme direkt im Anschluß an die Digitalisierung einzusetzen.

Das für GOPAL definierte Programmschema gilt selbstverständlich auch für die Simulation der Jetkammer. Die folgenden Abschnitte beschreiben die einzelnen Komponenten der Jetkammer Simulation. Zunächst werden die implementierten Genauigkeitsstufen der Jetkammer Simulation dargestellt. Anschließend wird der simulierte geometrische Aufbau der Kammer beschrieben und kurz auf die weiteren während der Initialisierungsphase durchgeführten Operationen eingegangen. Es folgen eine Darstellung des Extrapolationsverfahrens und eine komplette Beschreibung aller in der Standarddigitalisierung berücksichtigten Detektoreinflüsse.

4.2 Genauigkeitsstufen der Jetkammer Simulation

Bevor die Einzelheiten der Simulation der Jetkammer beschrieben werden, sollen zunächst die verfügbaren Genauigkeitsstufen der Simulation dargestellt werden. Zur Illustration wird in Abbildung 4.4 ein Datenflußdiagramm der Jetkammer Simulation gezeigt. Der dick eingezeichnete Datenfluß repräsentiert die Verarbeitung von Daten in der Standardversion des Programms. Im Falle der Digit- Stufe wird in der Regel das OPAL Rekonstruktionsprogramm ROPE (Reconstruction of OPal Events) im Anschluß an die Simulation ausgeführt. Alle im Diagramm gezeigten Verzweigungen der Datenflüsse können aktiviert werden.

4.2.1 Digit- Stufe

Die Digit- Stufe ist die genaueste Simulationsstufe. Sie ermöglicht eine Simulation fast aller Kalibrationseffekte [15] und schließt alle bekannten Auflösungseffekte ein. Das Ergebnis der Digit- Stufe sind die Digit- Parameter P_{Digit} für jeden Meßpunkt:

- Driftzellennummer,
- Driftzeit,
- z- Koordinate und
- deponierte Ladung.

Die durch die Digitalisierung erzeugten Daten ("Digits") entsprechen den Meßdaten der Jetkammer nach der Analyse der FADC- Pulse. Digits müssen mit Hilfe von Mustererkennungs- und Kalibrationsverfahren zu Spuren kombiniert werden. Die Simulation der Jetkammer enthält die Möglichkeit zur Konstruktion von Spuren unter Ausnutzung der Monte Carlo spezifischen Informationen. Dabei werden auch Korrekturen der standardmäßig simulierten Kalibrationseffekte durchgeführt, so daß unter Umständen ein Durchlaufen der ROPE Rekonstruktionskette vermieden werden kann.

4.2.2 Hit- Stufe

In der Hit- Stufe werden kartesische Koordinaten und Spurparameter bereitgestellt. Es werden keine Kalibrationseffekte simuliert, jedoch alle auch in der Digit- Stufe simulierten Auflösungseffekte berücksichtigt. Über eine Anpassung an die Meßpunkte einer Spur werden die Spurparameter im Rahmen einer "Spurkonstruktion" bestimmt und können zur weiteren Analyse benutzt werden. Dieses Verfahren hat die höchste erreichbare Effizienz, da die Monte Carlo Information direkt benutzt wird. Daher werden bei eingeschalteter Spurkonstruktion keine Untergrundsignale generiert. Das Ergebnis der Hit- Stufe sind die Hit- Parameter P_{Hit} :

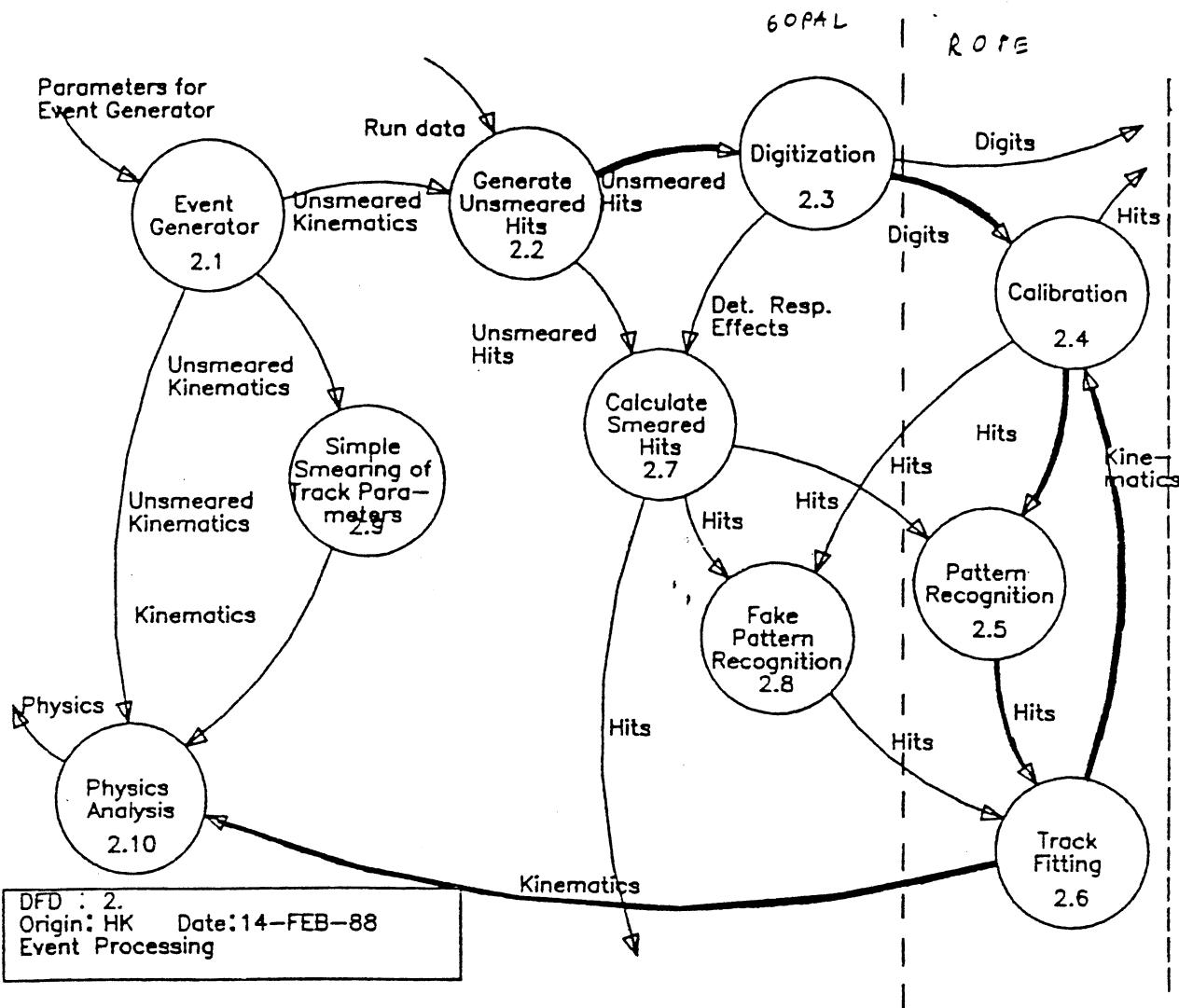


Abbildung 4.4: Datenflußdiagramm der Jetkammer Simulation. Dargestellt sind die möglichen Kombinationen von Teilprozessen der Jetkammer Simulation.

- x- Koordinate im MRS,
- y- Koordinate im MRS,
- z- Koordinate im MRS⁵ und
- deponierte Ladung in einer Driftzelle

sowie die Spurparameter P_{track} (s. Anhang B). Die Ergebnisse der Hit- Stufe können nicht von den Rekonstruktionsprogrammen der Jetkammer verwendet werden.

⁵ MRS = "Master Reference System"; zur Definition des MRS- Koordinatensystems siehe Anhang A

4.2.3 Spurparameter- Stufe

Die Spurparameter- Stufe wurde von M. Dittmar und P. Bock entwickelt [60]. Die kinematischen Größen eines generierten Teilchens werden entsprechend der erwarteten Meßgenauigkeit verschmiert. Keine detaillierte Spurextrapolation wird benötigt, so daß die Rechenzeit pro Ereignis drastisch reduziert werden kann. Wenn die Effizienz der Rekonstruktionsprogramme und die Akzeptanz des Detektors bekannt sind, ist es auf der Spurparameter- Ebene in der Regel möglich, Parameter von physikalischen Modellen wie z.B. Fragmentationsmodellen zu variieren, und die Vorhersagen der Modelle mit den Daten bei kleinen systematischen Fehlern zu vergleichen.

4.2.4 Generator- Stufe

Auf der Generator- Stufe findet keine Simulation der Jetkammer statt. Lediglich die geometrische Akzeptanz kann grob überprüft werden.

4.3 Definition der geometrischen Struktur der Jetkammer

Die Geometrie des OPAL Detektors [74] [78] ist innerhalb von GOPAL dargestellt als eine Baumstruktur von GEANT Standard Volumina [20]. Die Jetkammer bildet innerhalb dieser Struktur einen Teilbereich des Zentraldetektors. Der gesamte OPAL Detektor ist in einem quaderförmigen "Supervolumen" enthalten (Abbildung 4.5). Volumeneinheiten dürfen sich nicht überlappen, da sonst die Ergebnisse der Spurextrapolationsphase unvorhersehbar werden: GEANT nimmt bei der Spurextrapolation an, daß die Teilvolumina so angeordnet sind, daß Überschneidungen von Volumina gleicher Wertigkeit nicht auftreten. Im Falle überlappender Raumbereiche ist eine eindeutige Zuordnung eines Raumpunktes zu einem geometrischen Element nicht möglich. Aus dem gleichen Grund muß ein Tochtervolumen immer innerhalb der Grenzen des Muttervolumens liegen. Die Jetkammer mit ihren Teilvolumina bildet zusammen mit Vertexkammer, Z- Kammern und Drucktank "Tochtervolumina" des "Muttervolumens" Zentraldetektor.

Die Geometriebeschreibung der Jetkammer mußte in die vorhandene Umgebung eingepaßt werden: Das Zentraldetektor- Muttervolumen ist in 24 identische Teilvolumina mit einem Öffnungswinkel von 15° in ϕ unterteilt. Die Division des Volumens in ϕ - Bereiche beginnt bei $\phi_0 = -7,5^\circ$, entsprechend der Anordnung der Z- Kammern. Die Jetkammer besteht jedoch aus 24 Sektoren in den Bereichen $0^\circ - 15^\circ$, $15^\circ - 30^\circ$, usw. Um innerhalb der vorgegebenen Standards zu bleiben, müssen die Jetkammerkomponenten so definiert werden, daß eine fehlerfreie Darstellung der Jetkammer innerhalb von GEANT/GOPAL möglich ist. Die Strukturelemente der Jetkammer bestehen aus [74] [37] [78]:

- Sensitives Volumen mit einer Argon- Methan- Isobutan- Füllung bei 4 Bar;
- Konische Endstücke aus Aluminium zur Befestigung der Anoden- und Kathodendrähte;
- Feldabschwächer aus G10, einem Isolatormaterial, das überwiegend aus Kohlenwasserstoff- Verbindungen besteht, an den Endstücken und als äußere Begrenzung des zylindrischen Bereichs der Kammer;
- Kathodendrahtalterungen am Sektorrand;
- Anodendrahtalterungen in der Sektormitte;
- Kabel innerhalb des Drucktanks;
- Eine mit Kupferstreifen beschichtete ca. $100 \mu\text{m}$ dicke Folie aus Kapton als innere Abschirmung der Jetkammer gegen die Vertexkammer.

Auf eine Darstellung der Kapton- Folie wurde wegen ihrer geringen Dicke und der relativ großen Materialmenge im Bereich zwischen Jetkammer und Strahlachse verzichtet. Bis auf die Kabel, deren räumliche Verteilung schwer darstellbar ist, wurden alle anderen genannten Bauelemente als GEANT Standard Volumen definiert und mit Material "gefüllt". Dichte, atomare Zusammensetzung, Strahlungslängen und Wechselwir-

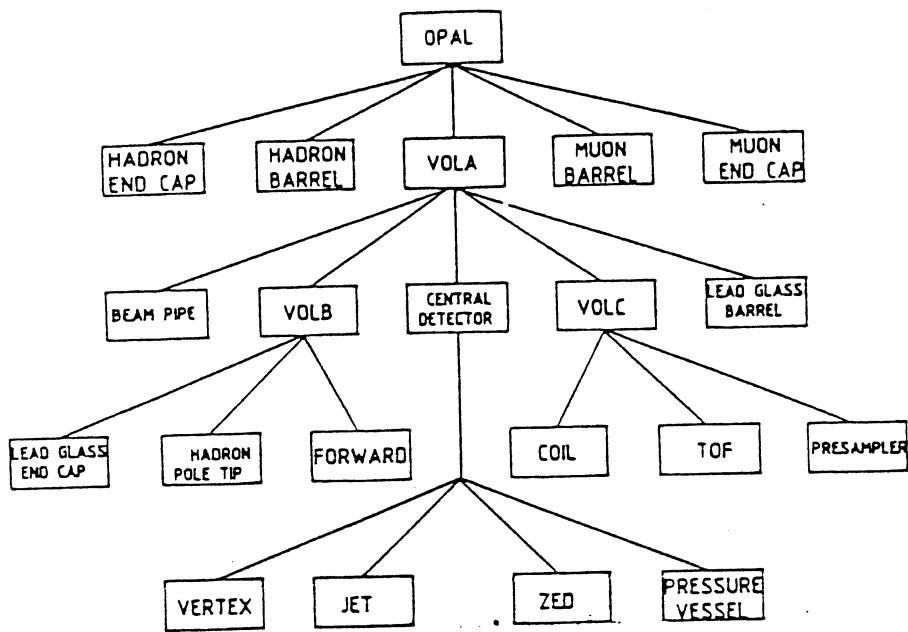


Abbildung 4.5: Vereinfachte Baumstruktur der Geometriebeschreibung in GOPAL [2]. Die gesamte Geometriestruktur des Detektors besteht aus einigen hundert Elementen.

kungslängen wurden aus [82] entnommen. Die Konstanten für das Zentraldetektor- Gas wurden entsprechend der atomaren Zusammensetzung gewichtet. Eine mittlere Gastemperatur von 20° Celsius wurde angenommen.

Das sensitive Volumen wird dargestellt durch 48 identische Halbsektoren. Jeder Halbsektor hat eine trapezoide Form. Die Trapezoiden wurden so positioniert, daß das Driftvolumen in jedem Sektor symmetrisch zur Anode ist. Die Darstellung der Endstücke und der G10- Feldabschwächer wurde ebenfalls der von GOPAL vorgegebenen Struktur angepaßt: die Endkonusen aus Aluminium und die G10- Feldabschwächer bestehen in der GOPAL- Darstellung aus 24 trapezoiden Elementen pro Endstück, die in die 24 Teilvolumina des Zentraldetektors eingepaßt wurden. Als Material der Kathoden- und Anodendrahthalterungen wurde G10 angenommen. Sie haben die Form von Balken, die an den Enden schräg abgeschnitten wurden. Die Anodendrahthalterungen wurden als allgemeine Trapezoiden, die Kathodendrahthalterungen als Parallelepipede geformt. Graphische Darstellungen der einzelnen Jetkammerkomponenten, die Beschreibung ihrer Einpassung in das Zentraldetektorvolumen sowie der verwendeten Materialkonstanten befinden sich im Anhang C .

4.4 Definition der Programmparameter

Im Rahmen einer großen Kollaboration wie OPAL gibt es zahlreiche Benutzer des Monte Carlo Programms. Wegen des großen Rechenzeitverbrauchs pro Ereignis wird die Produktion von Monte Carlo Ereignissen oftmals an verschiedenen Instituten über Zeiträume von mehreren Monaten durchgeführt. Um sicherzustellen, daß die Ergebnisse der Monte Carlo Rechnungen immer reproduzierbar und miteinander vergleichbar sind, muß gewährleistet sein, daß die verwendeten Programmparameter leicht zugreifbar sind und wiederverwendet werden können. In der Jetkammer Simulation gibt es zwei Arten von Parametern:

- Parameter zur Kontrolle des Programmablaufs und
- Parameter zur Darstellung der simulierten Effekte.

Während des Programmstarts werden die Parameter mit ihren Standardwerten (Default- Werten) initialisiert. Der Benutzer kann dann mit Hilfe von Datenkarten den Programmablauf und die Parametrisierungen entsprechend seiner Anwendung umdefinieren. Um unvorhersehbare Ergebnisse zu vermeiden, werden alle per Datenkarte modifizierten Programmparameter überprüft. Geänderte Parameter werden in der Regel ausgedruckt. Alle Parameter werden gespeichert und zusammen mit den Monte Carlo Ergebnissen auf ein Speichermedium geschrieben. Falls widersprüchliche Eingaben zur Programmkontrolle gemacht werden, wird das Programm sofort gestoppt. Bei fehlerhaften Eingaben von Parametern zur Darstellung der Detektoreffekte werden die Standardwerte benutzt und eine Warnung an den Benutzer ausgegeben.

4.5 Extrapolation von Spuren durch die Jetkammer

Alle generierten Teilchen werden von GEANT durch die in der Initialisierungsphase definierten Volumina schrittweise extrapoliert. Dabei werden folgende Wechselwirkungsarten simuliert:

- Photoelektrischer Effekt,
- Compton- Streuung,
- Photonkonversion,
- Bremsstrahlung,
- Elektron- Positron- Paarproduktion durch geladene Spuren,
- δ - Elektronen- Erzeugung,
- Vielfachstreuung und Energieverlust durch Ionisationsprozesse sowie
- Hadronische Prozesse.

Je nach Wechselwirkungstyp wird für geladene Teilchen die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung einmal pro Volumen oder einmal pro Extrapolationsschritt berechnet. Für neutrale Teilchen wie Photonen oder neutrale Hadronen ist die Anzahl der möglichen Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial stark reduziert. Neutrale Teilchen werden in einem Schritt durch das jeweils aktuelle Volumen extrapoliert, wenn sie keiner Wechselwirkung unterworfen werden.

Die Spurparameter geladener Teilchen werden vor allem durch Vielfachstreuung, Magnetfeld und Energieverlust beeinflußt. Der relative Einfluß dieser Effekte auf die Bahn eines hochenergetischen Teilchens ist klein, während die Bahn niederenergetischer Teilchen stark beeinflußt wird. Zur Minimierung des Rechenzeitverbrauchs wird daher von GEANT die Schrittweite bei der Extrapolation in Abhängigkeit von Teilchenimpuls und Materialparametern dynamisch eingestellt. Der Variationsbereich der Schrittweite wird durch den Benutzer zusammen mit der Definition von Materieverteilung und Materiezusammensetzung des Detektors bestimmt. Vielfachstreuungseffekte werden dargestellt durch eine Winkeländerung $d\phi$ der Teilchenrichtung und einen lateral Versatz dx des Teilchenortes bei Durchlaufen eines Materiestückes der Dicke Δx . Das Magnetfeld bewirkt eine Drehung des Impulsvektors eines geladenen Teilchens um einen Winkel α in der Ebene senkrecht zum magnetischen Feld. Bei der Definition des Detektormaterials werden Maximalwerte angegeben für

- den zulässigen lateralen Versatz zwischen zwei Extrapolationspunkten durch Vielfachstreuung,
- die Richtungsänderung des Impulsvektors zwischen zwei Extrapolationspunkten sowie
- den maximalen Energieverlust pro Extrapolationsschritt.

Wird festgestellt, daß einer dieser drei Maximalwerte überschritten wird, so wird die Schrittweite von GEANT reduziert, und Vielfachstreuungs- und Magnetfeldeinflüsse werden neu berechnet. Bei sehr niederenergetischen geladenen Teilchen, in der Regel Elektronen, können die obigen Maximalwerte zu extrem kleinen Schrittweiten führen. Um den damit verbundenen Rechenzeitaufwand für physikalisch uninteressante Prozesse zu reduzieren, wird daher außerdem eine minimale Schrittweite definiert. Wird die minimale Schrittweite in einem Medium erreicht, so erfolgt keine weitere Reduktion der Schrittweite (Abbildung 4.6). Ebenfalls zur Beschränkung des Rechenzeitaufwandes werden Minimalwerte für den Impuls der zu extrapoliierenden Teilchen definiert. Die für die Jetkammer verwendeten Parameter sind im Anhang C beschrieben.

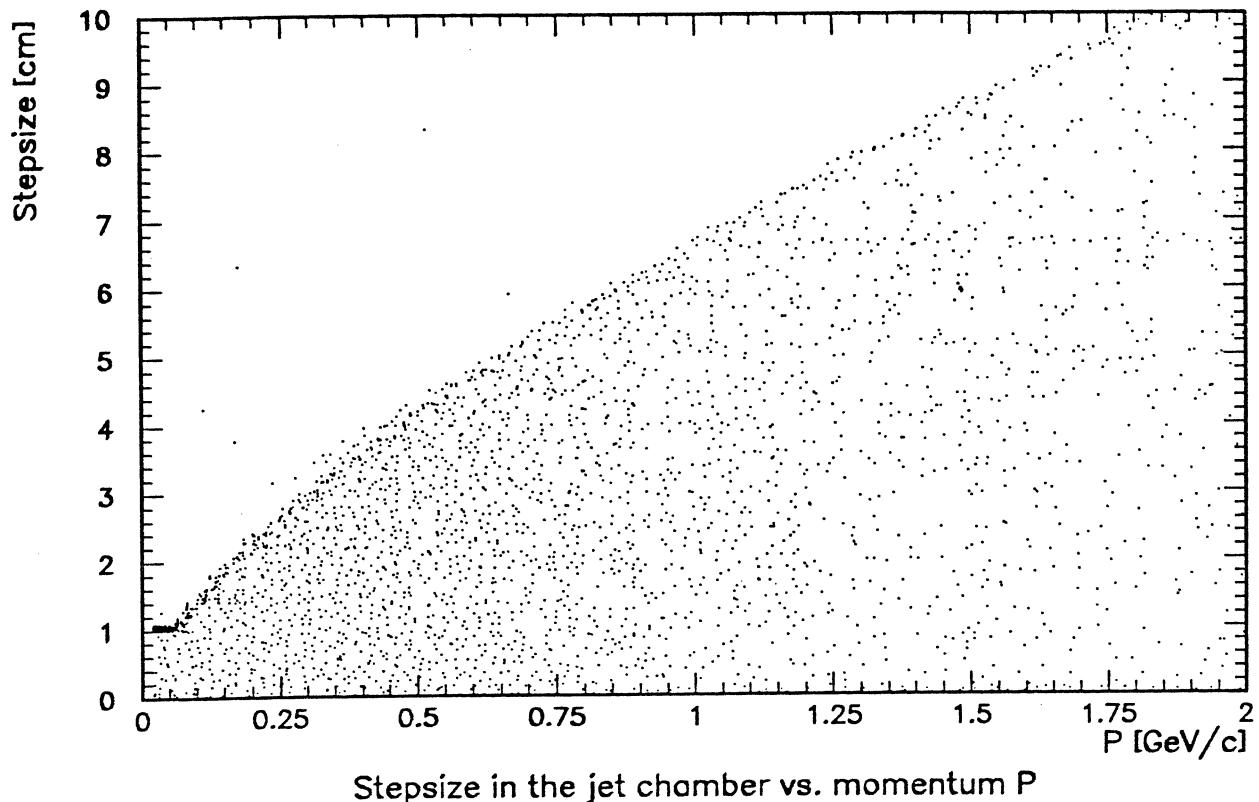


Abbildung 4.6:

Schrittweite bei der Spurextrapolation in der Jetkammer. Die Länge der Extrapolations schritte ist dargestellt in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls für rund 100 hadronische Ereignisse. Sie wird mit ansteigendem Impuls größer. Kleine Schrittweiten können entstehen bei Erreichen einer Volumengrenze, durch Wechselwirkungen der extrapolierten Teilchen oder durch Überschreiten der zulässigen Maximalwerte von $d\phi$, dx oder α .

Nur ein Teil des OPAL Detektormaterials ist mit aktiven Elementen zum Nachweis von Wechselwirkungen geladener Teilchen mit der Materie des Detektors ausgerüstet und damit sensitiv. Diese aktiven Elemente werden in der Initialisierungsphase als sensitive Detektorkomponenten definiert. Durchquert ein Teilchen während der Spurextrapolation einen als sensitiv deklarierten Bereich des Detektors, so wird bei jedem Extrapolationsschritt ein Benutzer- Unterprogramm aufgerufen. Dieses Unterprogramm hat die Aufgabe, die während der Spurextrapolation entstehenden Daten aufzubereiten und abzuspeichern.

Abbildung 4.7 stellt die Spurextrapolationsprozedur im sensitiven Bereich der Jetkammer dar. Da die Schrittweite variabel ist, die Driftzellen der Jetkammer jedoch konstante Abstände von $1.0 \cdot \cos(\alpha_L) \text{ cm}$ haben, werden zunächst die relevanten Parameter aller Extrapolationspunkte einer Spur gespeichert. Dies sind in der für die Jetkammer gewählten Konvention:

- die x-, y- und z- Koordinaten,
- der Richtungsvektor $((P_x/P), (P_y/P), (P_z/P))$ und der Betrag des Impulses P ,
- eine eindeutige Identifizierung des Teilchens (Spurnummer) und
- Länge der Spurbahn am Extrapolationspunkt.

Die Ortskoordinaten und der Richtungsvektor werden in das Driftzellen- Referenz- System DRS (Anhang A) transformiert.

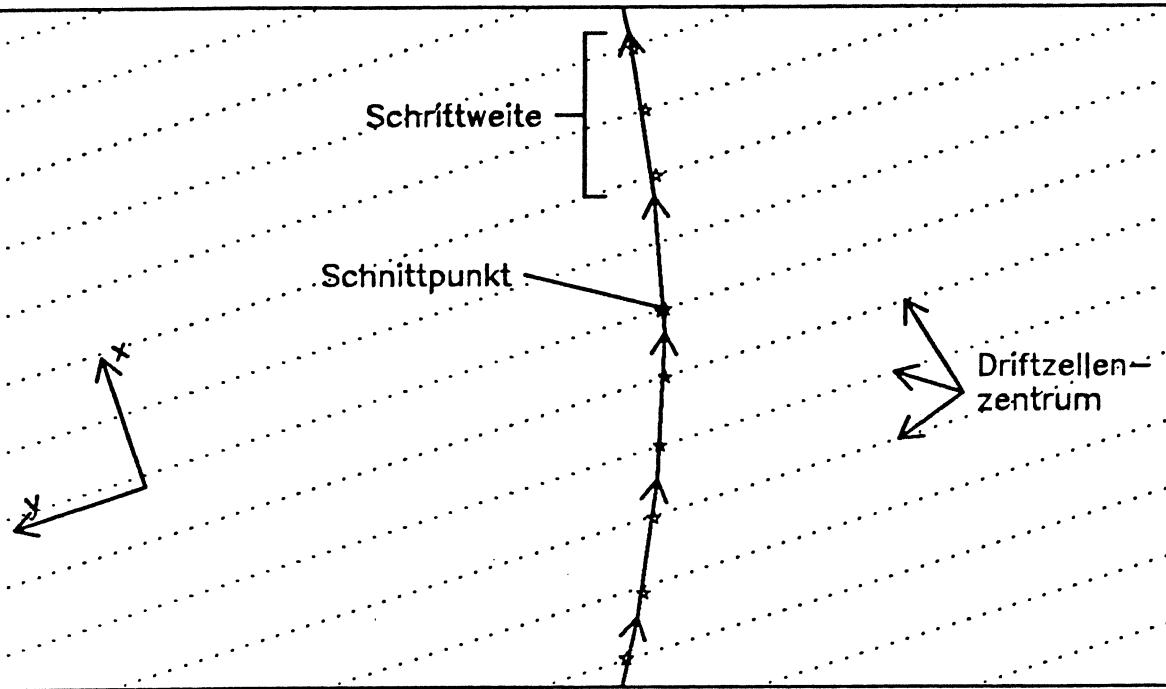


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung der Spurextrapolation in der Jetkammer. Die Prozedur läuft über zwei Stufen:

- a: Extrapolation der Spur durch die Kammer (Pfeile) und
- b: Berechnung der Schnittpunkte von Spur und Zentralebenen der Driftzellen durch Interpolation zwischen zwei Extrapolationspunkten. Die Koordinaten der Schnittpunkte sind durch Sterne dargestellt.

Verläßt das Teilchen einen Sektor, werden die gespeicherten Extrapolationspunkte benutzt, um Schnittpunkte der Spur mit den Zentralebenen der Driftzellen zu berechnen. Die Zentralebene einer Driftzelle ist die Ebene, die definiert ist durch

$$x_{cg} = (24.5 + (I_{cell} \cdot 1.0) \cdot \cos(\alpha_L)) \text{ [cm]}$$

mit I_{cell} = Driftzellennummer und α_L = Lorentzwinkel. Zur Interpolation werden die Parameter zweier Punkte benutzt. Einer der Punkte muß im DRS unterhalb der Zentralebene der Driftzelle liegen, während der zweite Punkt oberhalb liegt. Aus Gründen der Rechengenauigkeit werden jeweils die Extrapolationspunkte mit dem kürzesten Abstand zur Zentralebene der Driftzelle verwendet. Die verwendeten Parametersätze P_1 und P_2 zweier Extrapolationspunkte sind:

$$P_1 = \begin{pmatrix} \vec{X}_1 \\ \vec{D}_1 \\ s_1 \end{pmatrix}$$

$$P_2 = (\vec{X}_2)$$

$$\vec{X}_i = \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \\ z_i \end{pmatrix} = \text{Koordinaten im DRS.}$$

$$\vec{D}_i = ((P_x/P)_i, (P_y/P)_i, (P_z/P)_i, |P|_i) = \text{Richtungsvektor im DRS und Betrag des Impulsvektors.}$$

$$s_i = \text{Länge der Spur.}$$

Aus diesen beiden Parametersätzen werden die Parameter P_{sp} des Schnittpunktes mit der Zentralebene der Driftzelle bestimmt [60]:

$$P_{sp} = \begin{pmatrix} \vec{X}_{sp} \\ \vec{D}_{sp} \\ s_{sp} \end{pmatrix} . \quad (4.1)$$

Tabelle 4.1: Genauigkeit und zulässiger Bereich der Spurpunktparameter.

Der Bereich der Spurnummer I_{track} ist von GEANT vorgegeben und kann ohne Modifikationen von GEANT nicht verändert werden. Die Variable "Flag" setzt sich zusammen wie folgt:

$\text{Flag} = \text{Flag}(Pz) + \text{Flag}(1/2)$
 $\text{Flag}(Pz) = 4 \text{ für } Pz < 0$
 $\text{Flag}(Pz) = 0 \text{ für } Pz > 0.$
 $\text{Flag}(1/2) = 1 \text{ für den ersten Extrapolationspunkt eines Segments;}$
 $\text{Flag}(1/2) = 2 \text{ für den letzten Extrapolationspunkt eines Segments;}$
 $\text{Flag}(1/2) = 0 \text{ für Spurpunkte.}$

Variable	Bereich	Genauigkeit in Bits
Δx	-0.5 cm - +0.5 cm	9
Δy	-40.0 cm - +40.0 cm	20
P_x/P	-1.0 - +1.0	12
P_y/P	-1.0 - +1.0	12
P	0.0 GeV/c - 100 GeV/c	20
s	0.0 cm - 2600 cm	18
I_{cell}	0 - 160	8
Flag	0 - 63	6
I_{seg}	1 - 127	7
I_{track}	0 - $2 \cdot 10^9$	32

Um eine eindeutige Qualitätsüberprüfung der Rekonstruktionsprogramme zu ermöglichen, wird jedem auf die oben beschriebene Weise bestimmten Spurpunkt neben der Spurnummer I_{track} eine Spursegmentnummer I_{seg} zugewiesen. Die Spursegmentnummer erhält den Wert 1, wenn ein Teilchen zum ersten Mal das sensitive Volumen der Jetkammer erreicht. Sie wird um 1 erhöht, wenn eine Sektorgrenze überschritten wird oder sich das Vorzeichen von P_x im DRS ändert. Zur weiteren Verwendung in der Digitalisierung werden für jeden der Schnittpunkte folgende Größen gespeichert:

- $\Delta x = x_{DRS} - x_{\text{eq}}$, x_{eq} = x- Koordinate des geometrischen Zentrums der Driftzelle,
- $\Delta y = y_{DRS} - y_{\text{eq}}$, y_{eq} = y- Koordinate des geometrischen Zentrums der Driftzelle,
- z_{DRS} ,
- $(P_x/P)_{DRS}$,
- $(P_y/P)_{DRS}$,
- $|P|$,
- s = Spurlänge,
- I_{Cell} = Driftzellennummer,
- I_{Track} = Spurnummer,
- I_{Seg} = Spursegmentnummer,
- Das Vorzeichen von P_z und
- I_{Flag} , ein Indikator für die relative Position der Spurpunkte (= 1 für den 1. Spurpunkt, = 2 für den letzten Spurpunkt und = 0 für alle anderen Spurpunkte).

Zusätzlich zu den Parametern der Schnittpunkten der Spur mit der Zentralebene der Driftzellen werden aus Gründen der Genauigkeit bei der Digitalisierung noch jeweils die Parameter des ersten und letzten Extrapolationspunkts eines Spursegments gespeichert. Das Vorzeichen von P_z und I_{Flag} werden in einem Rechnerwort zusammengefaßt. Die berechneten Werte werden in gepackter Form gespeichert (Tabelle 4.1). Die Genauigkeit in Bits wurde so gewählt, daß Rundungsfehler keinen Einfluß auf den Digitalisierungsprozeß haben. Ein Programmflußdiagramm der Extrapolationsphase der Jetkammer Simulation findet sich in Abbildung 4.8.

Abbildung 4.9 und Abbildung 4.10 zeigen das Ergebnis dieser Aufbereitung der Daten in der Extrapolationsphase für das auch in Abbildung 4.2 und Abbildung 4.3 dargestellte Ereignis. Die bisher nicht berücksichtigten Einflüsse der Meßgenauigkeit der Jetkammer und systematische Effekte werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

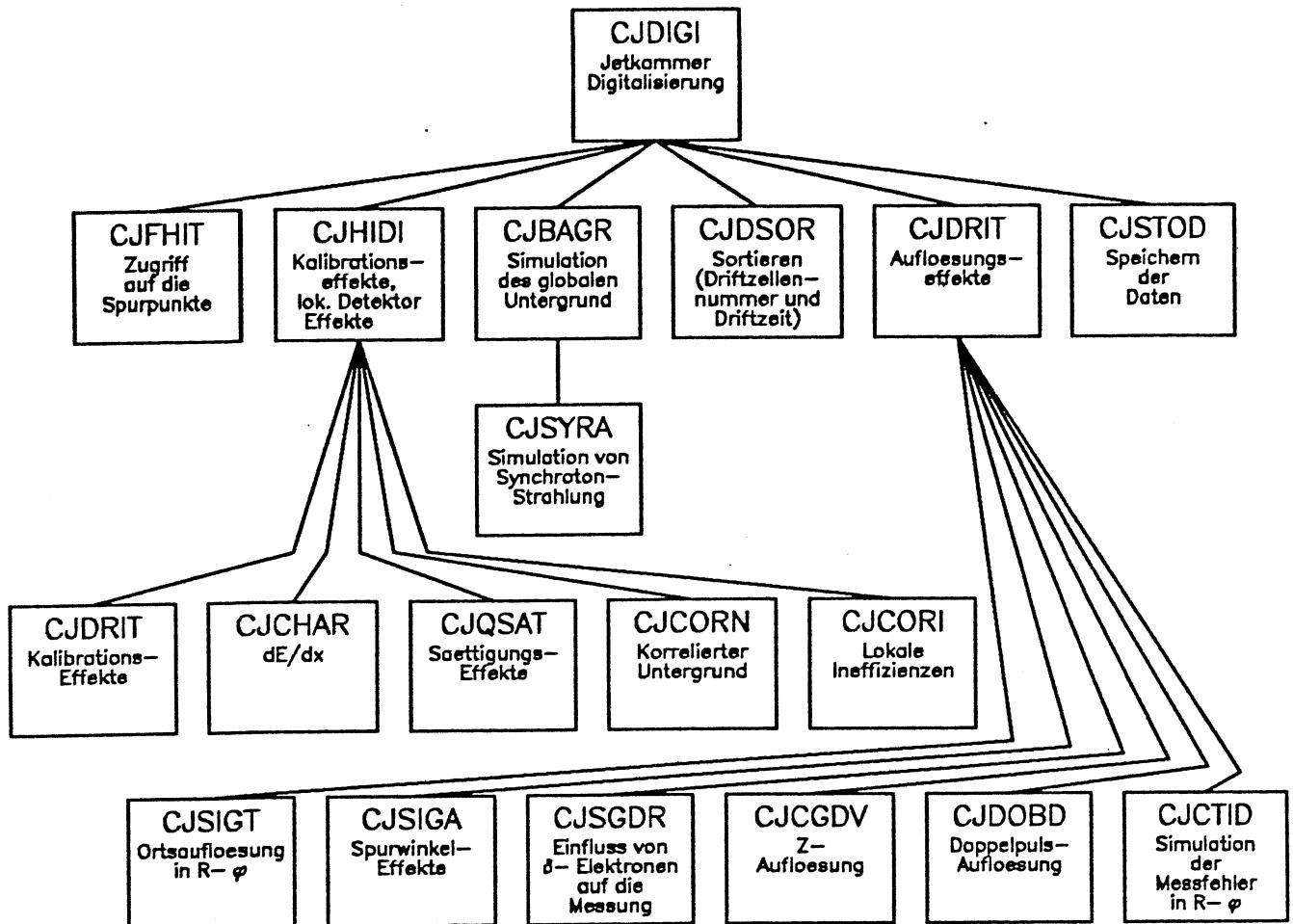


Abbildung 4.11:

Programmflußdiagramm der Digitalisierungsphase der Jetkammer Simulation. Dargestellt ist lediglich der Aufbau der Standardversion der Digitalisierung. Konditionelle Aufrufe, Parameter und globale Speicherbereiche wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt. Aus dem gleichen Grund fehlen die Initialisierungsroutinen für Ereignis, Sektor und Driftzelle. Aus Flexibilitätsgründen werden alle Daten im dynamischen Speicher verwaltet. Die Kommunikation mit dem dynamischen Speicher findet über Interface- Routinen statt.

beschrieben werden, soll zunächst grundsätzlich diskutiert werden, bis zu welcher Grenze die detaillierte Simulation eines Detektors möglich ist.

Die Anforderungen an die Simulation bekannter systematischer Effekte sollen am Beispiel des mechanischen Drahtversatzes diskutiert werden: Mechanischer Drahtversatz muß simuliert werden, da bei der Anwendung *identischer* Rekonstruktionsprogramme auf Daten der Jetkammer und auf simulierte Ereignisse die Links- Rechts- Ambiguität über den Drahtversatz gelöst werden muß. Alle 3816 Signaldrähte der Jetkammer wurden zwar präzise mit einem Drahtversatz von $\pm 100 \mu\text{m}$ auf $\pm 10 \mu\text{m}$ genau positioniert, allerdings ist der Drahtversatz von Draht zu Draht leicht verschieden: Einerseits konnten die Drähte nicht exakt auf $100 \mu\text{m}$ positioniert werden, andererseits ist die Position der Drähte nur innerhalb eines Meßfehlers bekannt.

Eine exakte Simulation des mechanischen Drahtversatzes müßte also auf folgende Weise durchgeführt werden: Für jeden einzelnen Draht müßte der gemessene Wert des mechanischen Drahtversatzes $\Delta_{\text{mech.}}^{\text{gem.}}$ verwendet werden. Entsprechend dem Meßfehler $\sigma(\Delta_{\text{mech.}}^{\text{gem.}})$ müßte dann der in der Simulation benutzte Wert nach

$\Delta_{\text{mech}} = \Delta_{\text{mech}}^{\text{sem.}} + x \cdot \sigma(\Delta_{\text{mech}}^{\text{sem.}})$ bestimmt werden, mit x = normalverteilte Zufallszahl. Der so "gewürfelte" mechanische Drahtversatz sollte dann für alle folgenden Simulationen verwendet werden, da zwar die Position des Drahtes nicht exakt bekannt ist, diese sich jedoch zeitlich nicht ändert. Im Falle der Simulation des mechanischen Drahtversatzes wäre es also bei einer genauen Simulation notwendig, 3816 Einzelwerte entsprechend der Genauigkeit der gemessenen Werte zu generieren und in das Programm so zu implementieren, daß alle Benutzer diese jederzeit verwenden können.

Alternativ zu dieser aufwendigen Prozedur zur genauen Simulation des mechanischen Drahtversatzes bietet sich an, einen identischen Wert für alle Drähte zu benutzen. Dabei ist dann lediglich sicherzustellen, daß der in der Simulation benutzte Wert dem mittleren mechanischen Drahtversatz so entspricht, daß die Methode zur Lösung der Links- Rechts- Ambiguität ohne Änderungen sowohl auf Daten der Jetkammer als auch auf Daten aus der Simulation angewendet werden kann. Eine solche Vorgehensweise wäre zwar nur eine Approximation der wirklichen Verhältnisse in der Jetkammer, die Ergebnisse von approximierter Simulation und genauer Simulation sind allerdings bei korrekter Anwendung der Korrekturen systematischer Einflüsse nicht unterscheidbar.

Ähnliche Argumente gelten für die meisten anderen Kalibrationskonstanten der Jetkammer. Bei der Simulation der bekannten systematischen Einflüsse des Detektors auf die Messungen ist eine exakte Übereinstimmung der gemessenen Kalibrationskonstanten mit den in der Simulation verwendeten Werten in der Regel nicht notwendig. Es muß lediglich sichergestellt werden, daß die verwendeten Parameter auch in der Rekonstruktion der simulierten Ereignisse benutzt werden. Zur Reduktion von Speicherplatz- und Rechenzeitverbrauch werden daher in der Standardsimulation Parametrisierungen für die berücksichtigten systematischen Einflüsse auf die Messungen der Jetkammer verwendet, die in allen Driftzellen und allen Sektoren identisch sind.

Während bei bekannten systematischen Einflüssen eine genaue Simulation der Jetkammer prinzipiell möglich ist, können Untergrundsignale und Meßgenauigkeit grundsätzlich nur approximativ dargestellt werden. Beispielsweise hängt der Untergrund durch Synchrotronstrahlung stark von den Betriebsbedingungen von LEP ab. Die Vorhersagen für die Signalrate variieren um mehrere Größenordnungen. In der Simulation wird eine Schätzung verwendet, die ungefähr mit der in typischen Ereignissen beobachteten Rate übereinstimmt.

Eine annähernd exakte Simulation der Meßgenauigkeit ist prinzipiell bei Meßpunkten möglich, die durch geladene Teilchen in der Jetkammer erzeugt werden. Hierzu soll als Beispiel die Ortsauflösung in der $R\phi$ -Ebene diskutiert werden. Aus Meßpunkten, die vom Rekonstruktionsprogramm zu Spuren assoziiert wurden, kann die intrinsische Auflösung $\sigma(t_{\text{drift}})$ der Jetkammer über die Triplettauflösung

$$\sigma(t) = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \sigma\left(\Delta t = \frac{t_1 + t_3}{2} - t_2\right)} \quad (4.3)$$

bestimmt werden. t_1 , t_2 und t_3 sind dabei die gemessenen Driftzeiten von Meßpunkten einer Spur in den drei benachbarten Driftzellen 1, 2 und 3. Stellt man die Δt -Werte von vielen Spuren aus zahlreichen Ereignissen in Form eines Histogramms dar, so kann eine Unsicherheit der Ortskoordinaten eines Meßpunktes, die durch die endliche Orts- bzw. Zeitauflösung der Kammer bedingt ist, in der Simulation entsprechend der gemessenen Δt -Verteilung simuliert werden (Random Sampling, s. z.B. [59]). Dazu wird der Inhalt des Histogramms zunächst integriert:

$$H_i = \sum_{i=1}^{n_{\text{bin}}} b_i h_i$$

Hier ist b_i die Breite des Bins i , h_i ist der Inhalt des Bins i und n_{bin} ist die Anzahl der Bins des Histogramms. Ist der Inhalt des Δt -Histogramms auf Eins normiert, so beschreiben die H_i -Werte die Wahrscheinlichkeits-

funktion der Verteilung. Nach Ausführung der Integration kann mit Hilfe einer gleichverteilten Zufallszahl $x \in [0,1]$ entsprechend

$$H_x = x \cdot H_{nbin}$$

ein zufälliger Wert der durch H_i beschriebenen Wahrscheinlichkeitsfunktion bestimmt und durch Vergleich von H_x mit den H_i -Werten das H_x entsprechende Bin j ermittelt werden. Die durch die beschränkte Meßgenauigkeit bedingte Verschiebung Δt der Koordinaten eines Spurpunktes ergibt sich dann aus dem Δt -Wert, der dem Bin j entspricht. Durch Interpolation unter Verwendung benachbarter Bins kann auf diese Weise eine Zufallsverteilung generiert werden, die der echten intrinsischen Auflösung der Jetkammer entspricht.

Ein solches Verfahren zur Berücksichtigung der Auflösung der Jetkammer ist allerdings sehr aufwendig: Die intrinsische Orts- bzw. Zeitauflösung $\sigma(t)$ ist eine Funktion der Driftstrecke d_{drift} und hängt ab vom Winkel ϕ der den Meßpunkt erzeugenden Spur zur Driftzelle sowie vom Abstand Δd eines Meßpunkts zu benachbarten Meßpunkten:

$$\sigma(t) = \sigma(\Delta d, \phi, d_{drift})$$

Hinzu kommen Einflüsse beispielsweise durch Inhomogenitäten des elektrischen Feldes in den Randbereichen der Kammer. Prinzipiell ist weiterhin eine Variation der Auflösung mit Sektor- oder Driftzellennummer möglich. Zur exakten Darstellung der Ortsauflösung in der Simulation ist also ein mindestens dreidimensionales Histogramm erforderlich, das aus Genauigkeitsgründen sehr fein unterteilt sein muß.

Die gleiche Prozedur kann angewendet werden, um zum Beispiel die Effizienz der Doppelspurauflösung oder die z-Auflösung zu simulieren. Wegen der zahlreichen Parameter, die zur Beschreibung der Meßgenauigkeit der Jetkammer benötigt werden, ist der Rechenzeit- und Speicherplatzaufwand bei Verwendung dieser Methode sehr groß. Weiterhin ist die Bestimmung der benötigten mehrdimensionalen Histogramme experimentell sehr schwierig. Für die Simulation der Auflösung der Jetkammer wurde daher ein anderes Verfahren gewählt: Die mit der Jetkammer bzw. dem Full Scale Prototypen [37] oder bei JADE gemessenen Verteilungen wurden durch einfache Parametrisierungen analytisch so approximiert, daß mit wenigen Rechenoperationen die Auflösung der Jetkammer berücksichtigt werden kann.

4.6.1 Kalibrationseffekte

Eine detaillierte Kalibrationssimulation wurde von O. Biebel [15] entwickelt und ist im Rahmen der Jetkammer Simulation in GOPAL verfügbar. Allerdings werden nur einige Kalibrationseffekte bei einem Standardlauf des Programms berücksichtigt⁶:

- Mechanischer Drahtversatz Δ_{mech} , elektrostatischer Drahtdurchhang Δ_{es} und gravitationsbedingter Drahtdurchhang Δ_{grav} ;
- Lorentzwinkel α_L (20.0°);
- Driftgeschwindigkeit v_D ($52.7 \mu m/nsec$);
- Jade- Approximation und
- Effektive Drahtlänge l_{eff} (*Signaldrahtlänge + 180 cm*).

Sie werden zur Transformation der Spurpunktparameter P_{sp} in die Digit- Parameter P_{Digit} benötigt. Zusätzliche Kalibrationseffekte müssen explizit vom Benutzer des Programms eingeschaltet werden.

⁶ In Klammern werden in der Simulation verwendete Werte angegeben. Sie entsprechen ungefähr den tatsächlichen Kalibrationskonstanten.

Bis auf den Drahtversatz und die Jade- Approximation sind alle diese Konstanten in der Standardversion der Digitalisierung unabhängig von Sektornummer, Driftzellennummer und Spurwinkel. Die Parametrisierung des Drahtversatzes wird folgendermaßen durchgeführt:

Mechanischer Drahtversatz

Die Jetkammer wurde mit einem mechanischen Drahtversatz von $\pm 100 \mu m$ gebaut. Auf Grund von Variationen der Driftgeschwindigkeit im Bereich des inhomogenen Feldes um die Signaldrähte [51] wurde bei der Analyse von Testdaten der Kammer jedoch ein etwas geringerer Drahtversatz von $\pm 90 \mu m$ gemessen: Spuren "sehen" nur einen effektiven Drahtversatz von $90 \mu m$. Der in der Simulation benutzte Wert ist daher

$$\Delta_{\text{mech.}} = \pm 90 \mu m \quad . \quad (4.4)$$

Elektrostatischer Drahtdurchhang

Die Abhängigkeit des elektrostatischen und des gravitationsbedingten Drahtdurchhangs von der z- Koordinate können durch Parabeln approximiert werden:

$$\Delta_{\text{es.}} = \pm \Delta_{\text{es.}}^{\text{max}} \cdot \left(1 - \left(\frac{z}{z_{\text{max}}} \right)^2 \right) \quad . \quad (4.5)$$

Der maximale Drahtdurchhang $\Delta_{\text{es.}}^{\text{max}} = 60 \mu m$ wurde durch Lasermessungen bestimmt. $z_{\text{max}} = l_0 + I_{\text{cell}} \cdot dx \cdot \tan(\theta_{\text{cones}})$ ist die halbe Länge des sensitiven Drahtes, $l_0 = 159.6 \text{ cm}$ ist die halbe Länge des "nullten" Drahtes, I_{cell} ist die Driftzellennummer, $dx = 1.0 \text{ cm}$ ist der Abstand der Driftzellen im DRS- System und $\theta_{\text{cones}} = 15^\circ$ beschreibt den Neigungswinkel der Endkonen. Das Vorzeichen von mechanischem Drahtversatz und elektrostatischem Drahtdurchhang ist positiv für ungerade Driftzellennummern und negativ für gerade Driftzellennummern. $\Delta_{\text{mech.}}$ und $\Delta_{\text{es.}}$ werden addiert. Der resultierende Drahtversatz ist senkrecht zur x- Achse im SRS- System (s. Anhang A).

Gravitationsbedingter Drahtdurchhang

Der gravitationsbedingte Drahtdurchhang $\Delta_{\text{grav.}}$ wird mit derselben Parametrisierung wie der elektrostatische Drahtdurchhang beschrieben. $\Delta_{\text{grav.}}$ wird mit negativem Vorzeichen zur y- Koordinate im MRS- System addiert (s. Anhang A):

$$\Delta_{\text{grav.}} = \Delta_{\text{grav.}}^{\text{max}} \cdot \left(1 - \left(\frac{z}{z_{\text{max}}} \right)^2 \right) \quad (4.6)$$

$$\Delta_{\text{grav.}}^{\text{max}} = 200 \mu m \quad .$$

JADE- Approximation

Im Bereich des homogenen elektrischen Feldes bewegen sich die Driftelektronen parallel zu den Driftzellen, während sie sich im inhomogenen Feld um den Signaldraht auf annähernd radialen Bahnen zum Draht bewegen. Die gemessene Driftzeit wird durch die Driftelektronen dominiert, die als erste die Drahtnähe erreichen und damit das Signal erzeugen können. Dies sind jene Elektronen mit der kürzesten zurückgelegten Driftstrecke. Wenn der Impulsvektor des die Primäronisationen verursachenden Teilchens nicht senkrecht zur Driftzelle steht, kann der Abstand des Signaldrahts zur Spur auf Höhe des Signaldrähtes in guter Näherung durch die Jade- Approximation (Abbildung 4.12) dargestellt werden [72] :

$$d_{\text{corr.}} = d_{\text{gem.}} + \Delta d \quad (= \text{korrigierte Driftstrecke}) \quad (4.7)$$

$$d_{\text{gem.}} = v_d \cdot t_d \quad (= \text{gemessene Driftstrecke})$$

$$\Delta d = \text{Korrekturterm} = \Delta d = \begin{cases} (1 / |\cos(\gamma)| - 1) \cdot R_c & \text{für } d_{\text{gem.}} > R_c \\ (1 / |\cos(\gamma)| - 1) \cdot d_{\text{gem.}} & \text{für } d_{\text{gem.}} \leq R_c \end{cases} \quad (4.8)$$

Hier ist v_d die Driftgeschwindigkeit, t_d ist die Driftzeit, $R_c \approx 0.5 \text{ cm}$ ist der Radius des inhomogenen Bereichs des elektrischen Feldes um den Signaldraht und γ ist der Winkel der Spur zur Driftzelle. Der durch die JADE- Approximation beschriebene Effekt beeinflußt die Rekonstruktionsprogramme, da er zu einem lateralen Spurversatz von Spuren führt, die Anode oder Kathode überqueren.

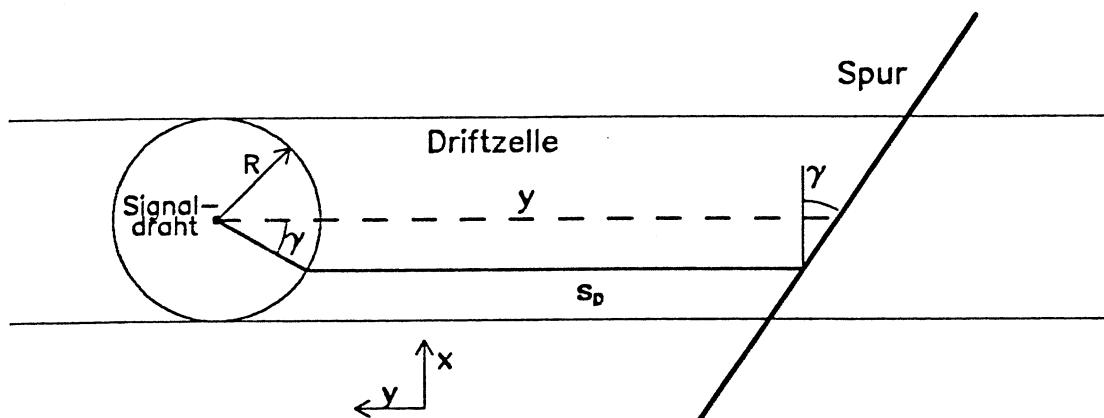


Abbildung 4.12: Die JADE- Approximation. Der Driftweg der das Signal erzeugenden Elektronen ist mit s_d gekennzeichnet.

4.6.2 Untergrund

Angesichts des großen Rauminhaltes der Jetkammer und des in der Regel relativ großen Abstandes zwischen Spuren geladener Teilchen selbst bei hadronischen Ereignissen ist der Einfluß von Untergrundsignalen auf die Rekonstruktion von Ereignissen klein. Dennoch werden beim Digitalisieren auch Untergrundsignale simuliert. Dabei wird zwischen "globalem" und "lokalem" Untergrund unterschieden. Lokale Untergrundsignale sind direkt korreliert mit einem Punkt auf der Spur, während sich globaler Untergrund auf Bereiche in der Kammer bezieht (Drahtgruppen, Sektoren oder die gesamte Jetkammer).

Lokaler Untergrund

Lokaler Untergrund wurde eingeführt, um die Tatsache zu berücksichtigen, daß bei der FADC- Pulsanalyse gelegentlich ein zweiter Meßpunkt gefunden wird, ohne daß eine zweite Spur meßbar wäre. Dieser zweite Meßpunkt kann z.B. durch Fluktuationen des FADC- Pulses oder Auflösen sehr niederenergetischer δ - Elektronen entstehen. Da hierzu keine detaillierten Messungen vorliegen, wurde angenommen, daß dieses Phänomen bei 3 % aller Meßpunkte auftritt. Die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung von mehreren zur "echten" Messung korrelierten Untergrundsignalen wurde über eine Poisson- Verteilung definiert. Es wird angenommen, daß die Wahrscheinlichkeit solcher Falschsignale mit zunehmendem Abstand vom echten Meßpunkt kleiner wird. Daher wird die Erzeugung einer zeitlichen Verschiebung des Untergrundsignals bezüglich des echten Signals entsprechend der Wahrscheinlichkeitsfunktion

$$\Delta D = |\ln(x)| \cdot R_d + \Delta D_{\min} \quad (4.9)$$

berechnet. Hier ist x eine gleichverteilte Zufallszahl mit $x \in [0, 1]$. $R_d = 0.9 \text{ cm}$ beschreibt den Bereich, in dem korrelierter Untergrund auftritt. Die untere Grenze ΔD_{\min} entspricht dem Software Schnitt für die Auflösung benachbarter Meßpunkte, die obere Grenze wurde willkürlich gewählt und entspricht ~ 20 - FADC-Bins (Abbildung 4.13).

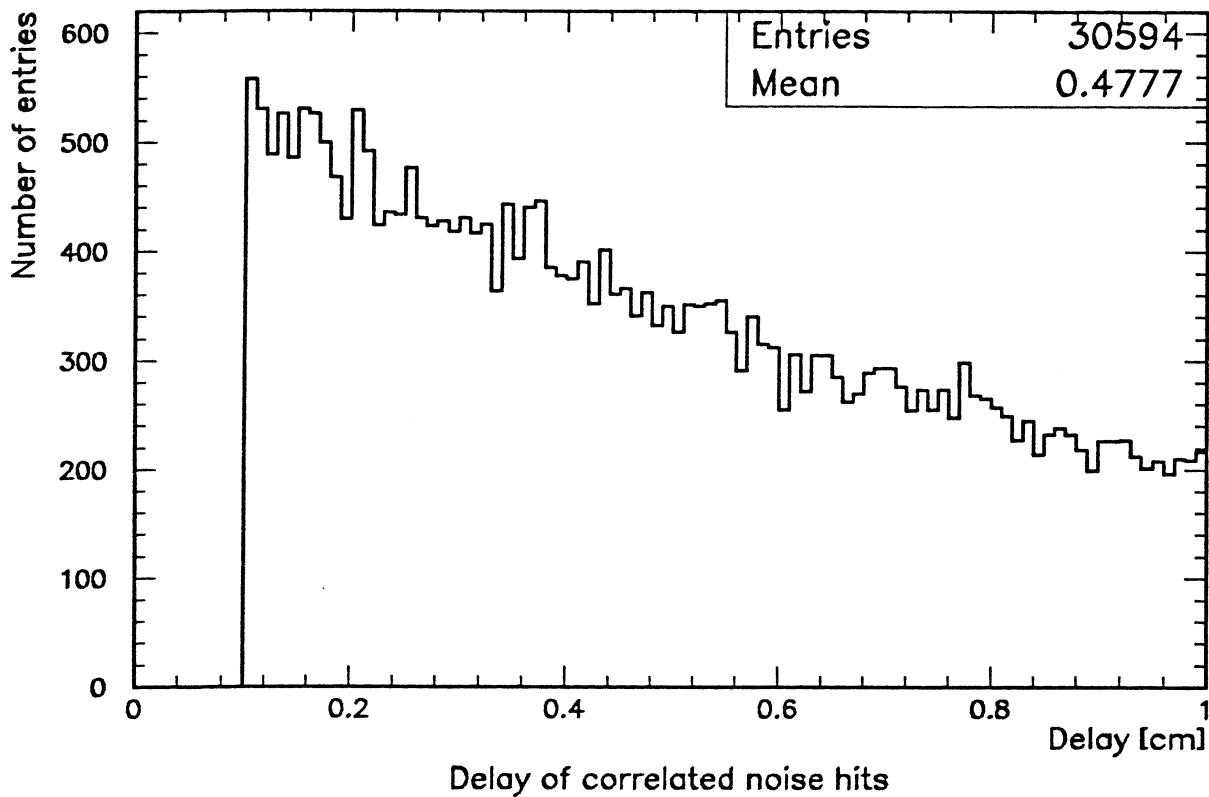


Abbildung 4.13: Abstand simulierter korrelierter Untergrundsignale zum echten Meßpunkt.

Globaler Untergrund

Mehrere Arten von globalem Untergrund sind vorgesehen:

1. ELEKTRONISCHER UNTERGRUND

Bisher ist kein Bereich in der Jetkammer bekannt, in dem eine ständige Untergrundquelle für Meßpunkte auf Grund von Rauschen oder Schwingungen in der Elektronik besteht. Daher sind elektronisch erzeugte Untergrundsignale zwar vorgesehen, werden gegenwärtig jedoch nicht simuliert.

2. SYNCHROTRONSTRÄHLUNG

Die Vorhersagen über die Anzahl der durch Synchrotronstrahlung erzeugten Meßpunkte in der Jetkammer variieren zwischen $\sim 10^1$ bis $\sim 10^3$ pro Ereignis [23]. In der Regel handelt es sich um Einzelsignale aus Konversionen von sehr niederenergetischen Photonen. Da bisher noch keine experimentell bestimmten Zahlen vorliegen, wird auf der Basis von Schätzungen eine mittlere Anzahl von

$$\langle N_{\text{syn}} \rangle = 20 \quad (4.10)$$

Signalen aus Synchrotronstrahlung pro Ereignis simuliert. Die radiale Verteilung dieser Signale ist durch

$$N_{\text{syn}}(R) = \text{konstant} \quad (4.11)$$

so definiert, daß im Zentralbereich der Kammer mehr Signale durch Synchrotronstrahlung pro Volumeneinheit erzeugt werden als in den äußeren Regionen (s. Abbildung 4.14). Die Anzahl der Synchrotronstrahlungssignale pro Ereignis wird entsprechend einer Gaußfunktion mit der Varianz $\sigma_{\text{syn}}^2 = 20$ bestimmt. Ebenfalls wegen fehlender experimenteller Daten wird die Ladung Q_{syn} bei Synchrotronstrahlung für alle Meßpunkte auf einen konstanten Wert gesetzt:

$$Q_{\text{syn}} = 10.0 \text{ Einheiten} \quad (4.12)$$

4.6.3 Ineffizienzen

Analog zur Simulation von Untergrundsignalen unterscheidet die Digitalisierungsprozedur in der Jetkammer zwischen lokalen und globalen Ineffizienzen. Da gegenwärtig alle 3816 Signaldrähte in allen Sektoren funktionsfähig sind und ausgelesen werden können, sind globale Ineffizienzen zwar vorgesehen, werden aber nicht simuliert. Als lokale Ineffizienz wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit für einzelne Meßpunkte entsprechend einer in [87] angegebenen Schätzung auf

$$p_{H_{\text{eff}}} = 0.97 \quad (4.13)$$

gesetzt: Drei Prozent aller möglichen Meßpunkte einer Spur werden damit im Monte Carlo nicht "gefunden".

4.6.4 Meßgenauigkeit der Jetkammer in GOPAL

Die Genauigkeit der Einzelmessungen der Jetkammer bestimmt letztendlich die Genauigkeit der mit der Jetkammer bestimmten Parameter der Spuren geladener Teilchen. Die Auflösung der Jetkammer wird im letzten Schritt der Digitalisierung simuliert. Die berücksichtigten Auflösungseffekte sind:

- Zeitauflösung,
- z- Auflösung,
- Ladungsauflösung und
- Doppelpulsauflösung.

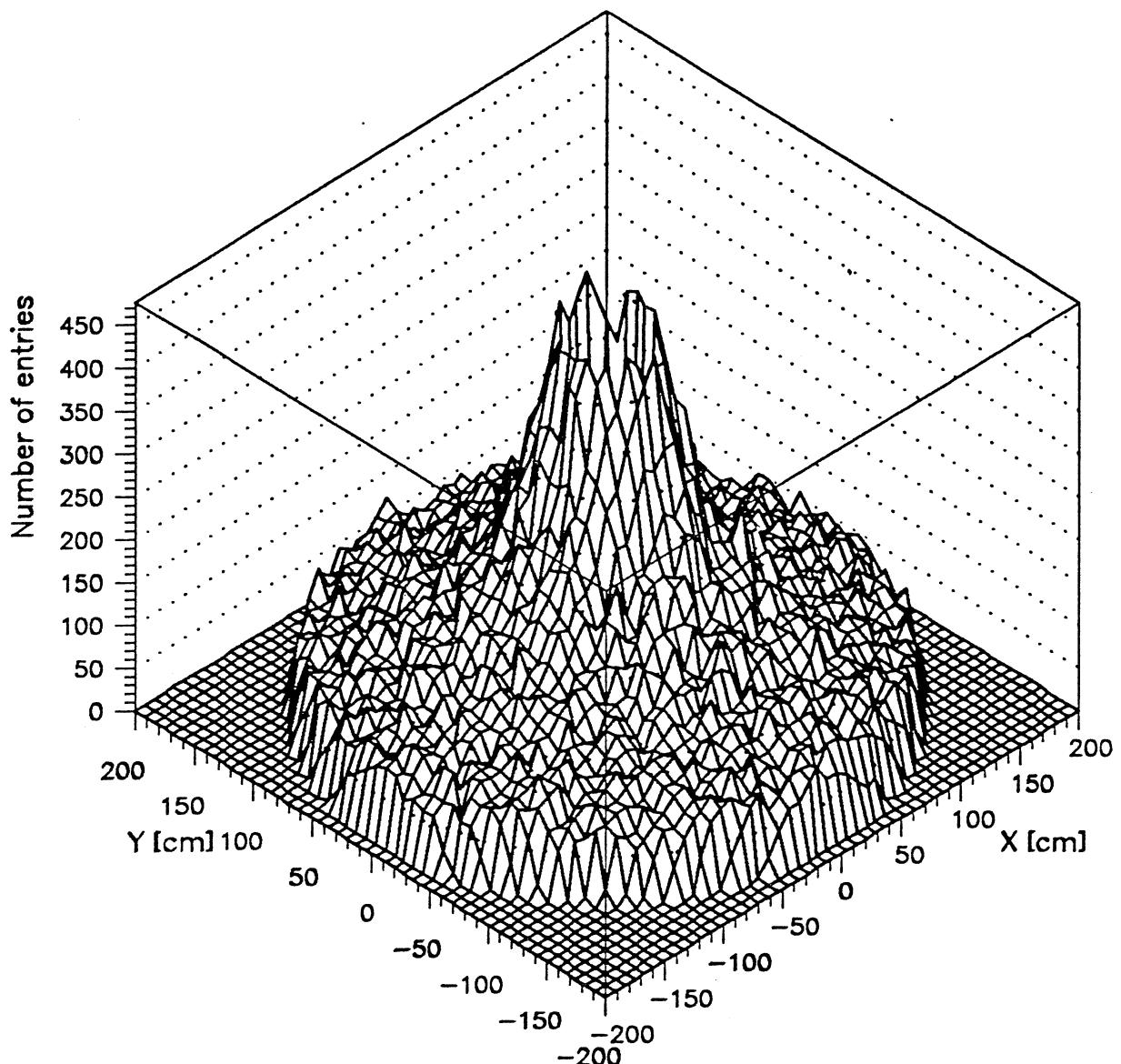


Abbildung 4.14: Häufigkeitsverteilung von Synchrotronstrahlungssignalen in der Jetkammer (R ϕ - Ebene)

Zeitauflösung

Die Zeitauflösung in der Jetkammer ist abhängig vom Abstand der Spur zum Signaldraht (Driftstrecke) sowie vom Winkel der Spur zur Driftzelle. Die driftstreckenabhängige Komponente der Zeitauflösung lässt sich einteilen in zwei Bereiche: Einen Nahdrahtbereich in der Nähe des Signaldrahts (Driftstrecke $d_{drift} < d_{cut} \approx 1 \text{ cm}$) und den Bereich großer Driftstrecken. In der Nähe der Anode wird durch das inhomogene Feld und die damit verbundenen Störungen der Orts- Driftzeit- Beziehung $d_{drift} = v_{drift} \cdot t_{drift}$ die Auflösung mit abnehmenden Abstand der Spur zum Signaldraht schlechter. Zu größeren Driftstrecken hin durchläuft die Auflösungsfunktion $\sigma(d_{drift})$ ein Minimum und nimmt dann auf Grund von Diffusion der Driftelektronen mit zunehmender Driftstrecke d_{drift} wieder zu. Als Parametrisierung der Auflösungsfunktion $\sigma(d_{drift})$ wurde folgende Approximation gewählt:

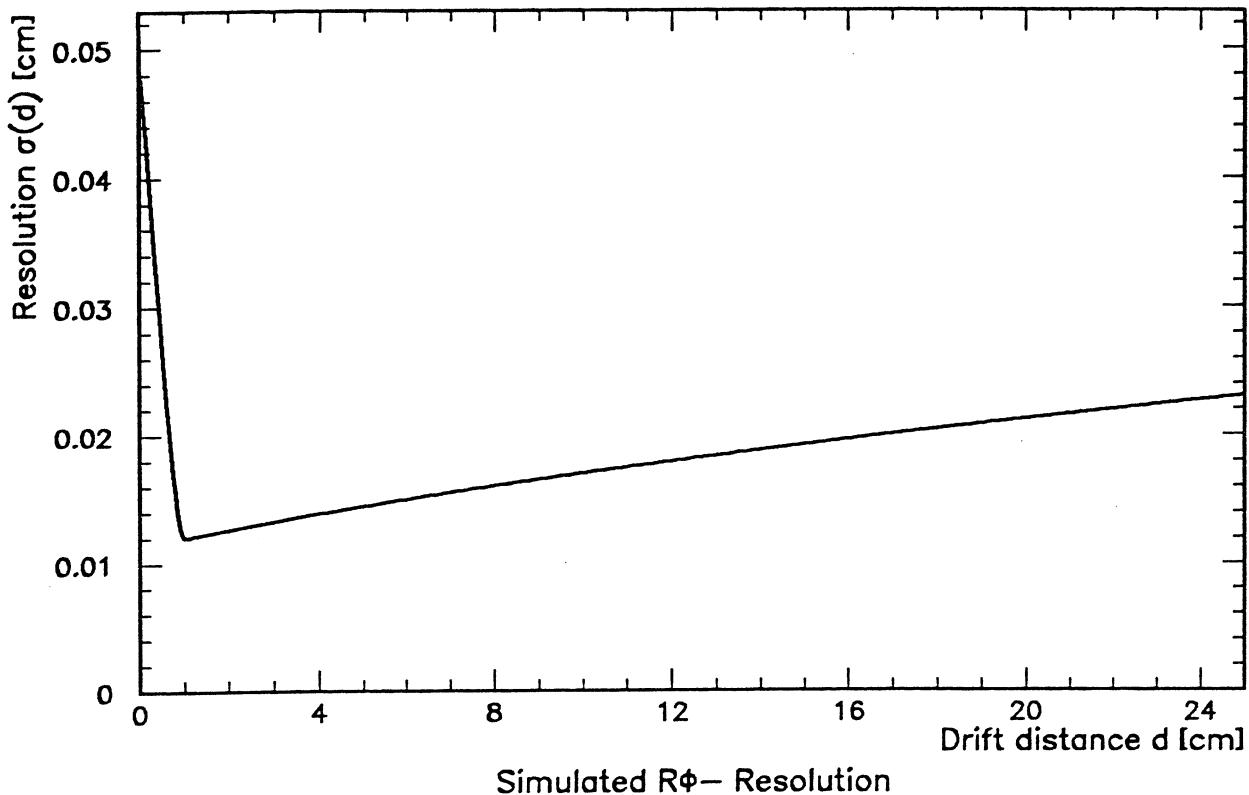


Abbildung 4.15: Parametrisierung der Zeitaufösung in der Jetkammer Simulation. Die Meßgenauigkeit $\sigma(d_{\text{drift}})$ der Einzelmessungen ist dargestellt als Funktion der Driftstrecke d_{drift} für Meßpunkte von Spuren, die senkrecht zur Driftzelle liegen.

$$\sigma^2(d_{\text{drift}}) = c_0 + c_1 \cdot d_{\text{drift}} + c_2 \cdot d_{\text{drift}}^2 \quad (4.14)$$

für $d_{\text{drift}} < d_{\text{cut}}$ und

$$\sigma^2(d_{\text{drift}}) = c_{\text{min}} + c_{\text{lin}} \cdot d_{\text{drift}} \quad (4.15)$$

für $d_{\text{drift}} \geq d_{\text{cut}}$. Abbildung 4.15 zeigt die driftstreckenabhängige Komponente der Ortsauflösung aus dieser Parametrisierung. Der Einfluß des Spurwinkels auf die Ortsauflösung in $R\phi$ wurde in der Simulation entsprechend der bei JADE gemessenen spurwinkelabhängigen Auflösung [53] faktorisiert:

$$\sigma(\phi, d_{\text{drift}}) = f(\phi) \cdot \sigma(d_{\text{drift}}) \quad (4.16)$$

$$f(\phi) = 1.0 + c_{\phi} \cdot \phi^3 \quad (4.17)$$

Der Koeffizient c_{ϕ} wurde so gewählt, daß sich analog zu dem bei JADE gemessenen Verhalten $f(45^\circ) \approx 2.0$ ergibt (s. Abbildung 4.16).

Ebenfalls wurde in Analysen von Daten der JADE Jetkammer festgestellt, daß bei etwa 5 % aller Messungen die Zeitaufösung – vermutlich durch nicht aufgelöste δ -Elektronen – deutlich verschlechtert ist (s. [93] und Abschnitt 3.4.2). In der Simulation wird daher für einen Anteil

$$P_{\delta} = 5\% \quad (4.18)$$

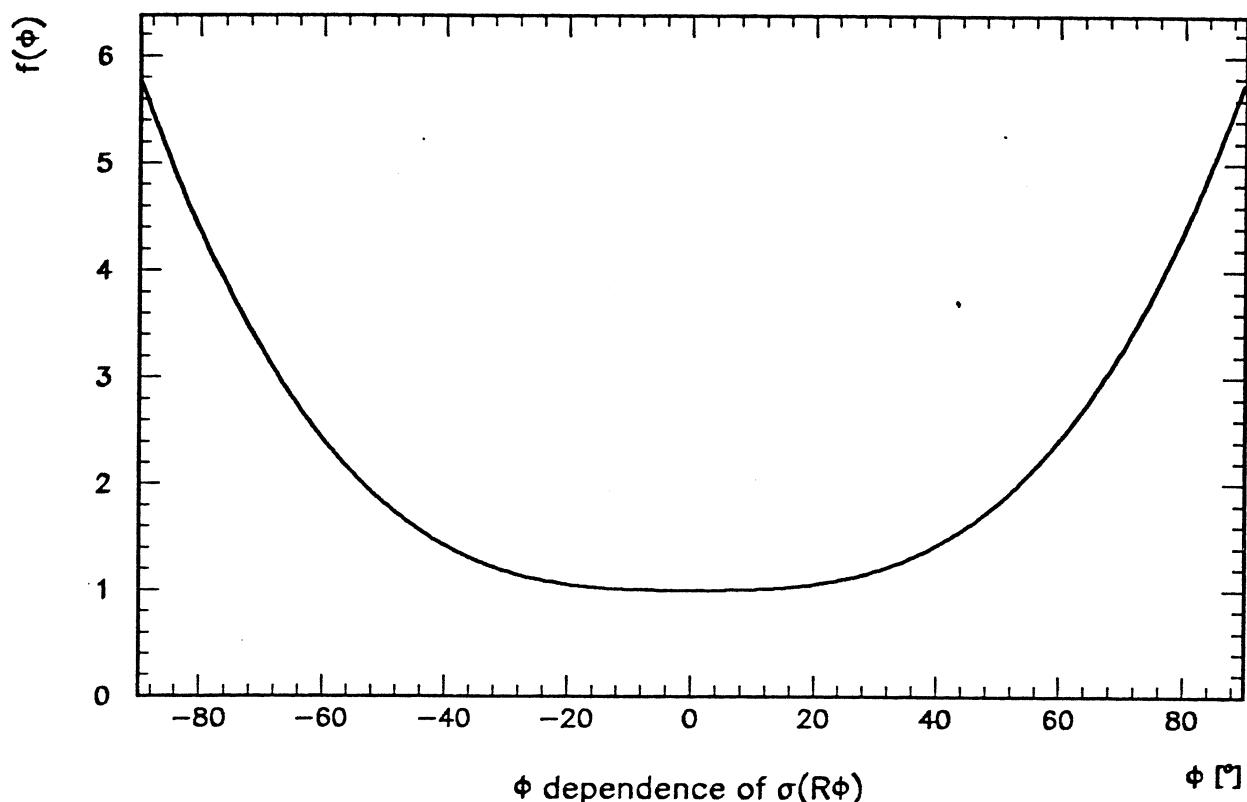


Abbildung 4.16: Spurwinkelabhängigkeit der Zeitauflösung in der Jetkammer Simulation. Die Gesamtauflösung des Einzelsignals ergibt sich aus der Faktorisierung $\sigma(\phi, d_{\text{digi}}) = f(\phi) \cdot \sigma(d_{\text{digi}})$. Die Funktion $f(\phi)$ ist abhängig vom Spurwinkel ϕ für $-90^\circ \leq \phi \leq +90^\circ$ dargestellt.

aller Messungen eine schlechtere Zeitauflösung generiert. Der mittlere quadratische Meßfehler wird in diesen Fällen entsprechend

$$\sigma_s(\phi, d_{\text{digi}}) = f_s \cdot \sigma(\phi, d_{\text{digi}}) \quad (4.19)$$

mit $f_s = 14.0$ definiert. Es wird angenommen, daß die Wahrscheinlichkeit einer solchen Verschlechterung der Auflösung für alle von einem geladenen Teilchen erzeugten Einzelmessungen identisch ist. Durch den Einfluß von Meßpunkten dieses Typs wird die mittlere Ortsauflösung in der $R\phi$ -Ebene um mehr als einen Faktor 2 verschlechtert (s. Abbildung 4.17).

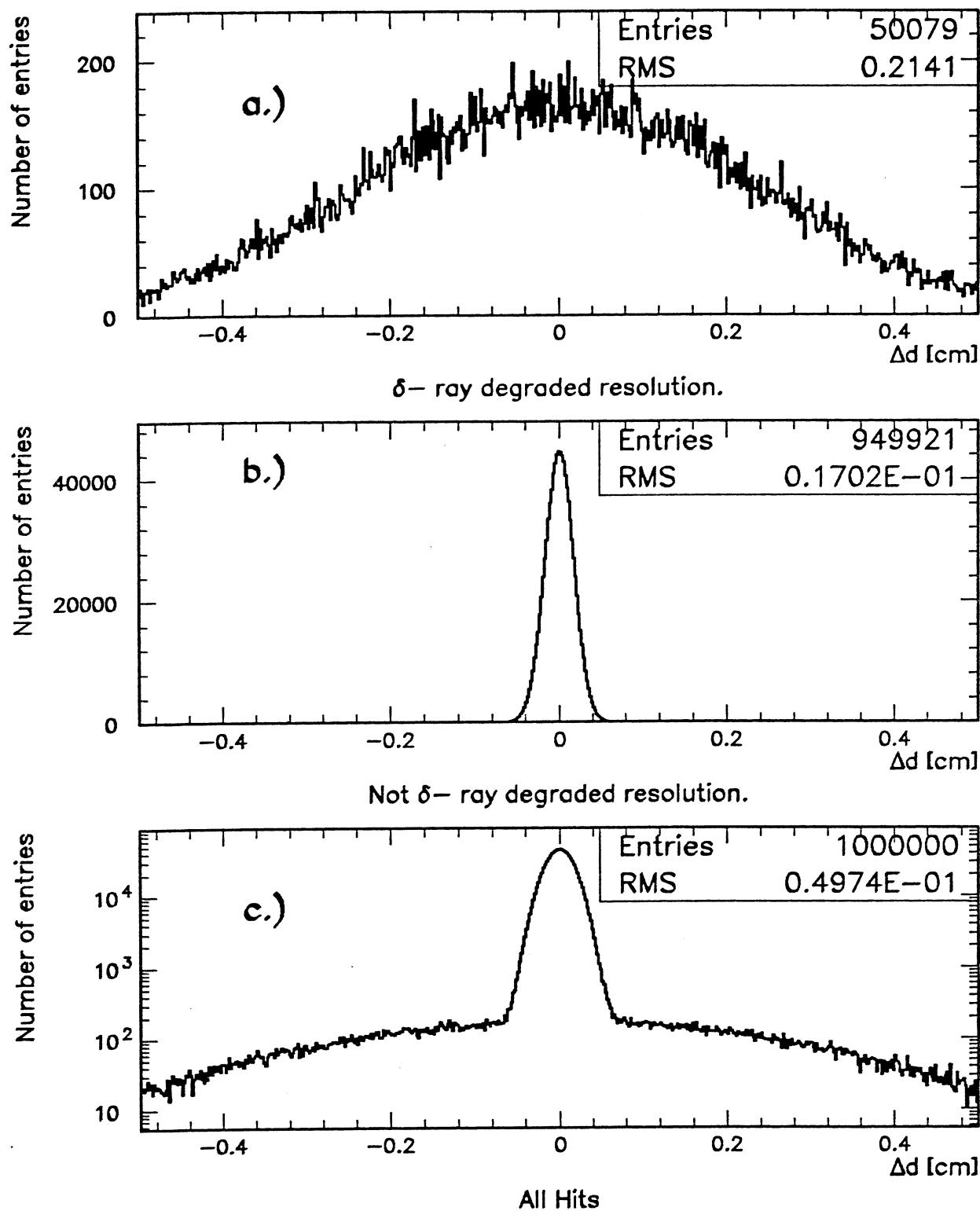


Abbildung 4.17:

Einfluß von nicht aufgelösten δ -Elektronen auf die simulierte Meßgenauigkeit der Jetkammer. Dargestellt sind die Auflösungsverteilungen für durch δ -Elektronen beeinflußte Messungen, unbeeinflußte Messungen und die resultierende Auflösung für insgesamt 1000000 Einzelmessungen bei konstanter Driftstrecke $d_{drift} = 10\text{ cm}$ und konstanten Spurwinkeln $\phi_{track} = 0.0^\circ$ und $\theta_{track} = 90.0^\circ$.

Z- Auflösung und Ladungsaufteilung

Die Ladungsaufteilung begrenzt die Möglichkeit zur Teilchenidentifizierung durch spezifischen Energieverlust dE/dx und definiert den Meßfehler der z- Koordinate. Die für einen einzelnen Meßpunkt in einer Driftzelle gemessene Gesamtladung Q_{dc} ist

$$Q_{dc} \propto s_{dc} \cdot \left(\frac{dE}{dx} \right) \quad (4.20)$$

$\left(\frac{dE}{dx} \right)$ ist der spezifische Energieverlust pro Längeneinheit und s_{dc} ist die Länge des Teilchenbahnstücks in der Driftzelle. Die Ladung Q_{dc} ist proportional zur Anzahl der bei der Primärionisation freiwerdenden Drift-elektronen (ca. 50 pro Driftzelle), kann jedoch sehr stark fluktuieren (Landau- Fluktuationen). Die Berechnung der in einer Driftzelle deponierten Ladung geschieht in zwei Schritten: Zunächst wird der Energieverlust entsprechend Meßungen ermittelt, die mit dem Full Scale Prototypen (FSP) genommen wurden [37]. Anschließend wird der Meßfehler der Ladung berücksichtigt. Die FSP- Messungen zum spezifischen Energieverlust sind tabelliert. Die in der Driftzelle deponierte Ladung wird aus den Tabellenwerten gewürfelt (Abbildung 4.18). In der Jetkammer wird die z- Koordinate mit

$$z = \frac{1}{2} l_{eff} \cdot \frac{Q_1 - gQ_2}{Q_1 + gQ_2} \quad (4.21)$$

über Ladungsteilung bestimmt. Hier ist g die relative Verstärkung der Signale, l_{eff} ist die effektive Drahtlänge, und Q_1, Q_2 sind die an den Drahtenden bestimmten Ladungen. Der Faktor g berücksichtigt Asymmetrien bei der Signalverarbeitung und ist in der Standardsimulation gleich Eins. Bei der Aufteilung der Ladungen auf die beiden Drahtenden muß der ohmsche Widerstand des Drahtes R_w und die Abschlußimpedanz R_A berücksichtigt werden, so daß statt der physikalischen Drahtlänge l_w die effektive Drahtlänge

$$l_{eff} = l_w \cdot \left(1 + \frac{2R_A}{R_w} \right) \quad (4.22)$$

zur Bestimmung der Ladungsteilung benutzt wird. Die Abschlußimpedanz R_A ist dominiert durch den Eingangswiderstand der Vorverstärker.

Zur Simulation der Meßgenauigkeit in z werden zunächst die an den Drahtenden meßbaren Ladungen Q_H und Q_S aus der Umkehrung von Gl.(4.21) bestimmt:

$$Q_{H,S} = \frac{Q_{dc}}{2} \cdot \left(1 \pm \frac{z_{sp}}{l_{eff}} \right) \quad (4.23)$$

Hier ist z_{sp} die z- Koordinate des Spurpunktes (s. Abschnitt 4.5), so daß die Teilladungen Q_H und Q_S noch keinen Meßfehler enthalten. Die Meßgenauigkeit der Einzelladungen wird dann entsprechend einer Normalverteilung nach

$$Q_1 = Q_H + x \cdot \sigma_Q \quad (4.24)$$

$$Q_2 = Q_S + y \cdot \sigma_Q$$

berücksichtigt. Q_H, Q_S sind die ohne Fehler generierten Einzelladungen an den beiden Drahtenden, x, y sind normalverteilte Zufallszahlen und σ_Q beschreibt die Meßgenauigkeit der an den Drahtenden gemessenen Einzelladungen. σ_Q wird in der Jetkammer Simulation über die z- Auflösung bestimmt:

$$\sigma_Q = c_Q \cdot \sigma_z \quad . \quad (4.25)$$

Standardmäßig wird eine z- Auflösung σ_z von

$$\sigma_z = 0.016 \cdot l_{eff} \quad (4.26)$$

benutzt, so daß sich mit einem empirisch bestimmten Konversionsfaktor $c_Q = \sqrt{4/3}$ eine mittlere Ladungsauflösung von $\sigma_Q/Q \approx 3.5\%$ ergibt. Mit den so verschmierten Einzelladungen wird dann die "gemessene" Gesamtladung

$$Q_{tot} = Q_1 + Q_2 \quad (4.27)$$

und mit Gl.(4.21) die "gemessene" z- Koordinate ermittelt.

Diese Vorgehensweise zur Simulation der z- Auflösung und der Meßgenauigkeit der in einer Driftzelle deponierten Ladung ist relativ aufwendig. Sie bietet aber den Vorteil, daß die z- Auflösung – analog zu den Daten der Jetkammer – durch die Meßgenauigkeit der Einzelladungen Q_1 und Q_2 bestimmt wird. Die Parameter der Simulation können jedoch durch die Angabe einer (anschaulicheren) mittleren z- Auflösung vom Benutzer verändert werden. Die simulierte z- Auflösung ist in Abbildung 4.19 dargestellt, Abbildung 4.20 und Abbildung 4.21 zeigen die Abhängigkeit der z- Auflösung von Ladung Q_{tot} .⁷

⁷ In Analysen der Jetkammerdaten zeigte sich, daß auf Grund bisher nicht verstandener Effekte die wirkliche z- Auflösung gegenwärtig wesentlich schlechter ist als ursprünglich angenommen, selbst wenn strenge Schnitte angewendet werden. Als Konsequenz wird zeitweise die Ladungsauflösung mit zwei Gaußfunktionen berechnet: für 80 % der Meßpunkte ist $\sigma_z = 2\%$ der Drahlänge. Für die restlichen 20 % beträgt $\sigma_z = 6\%$ der Drahlänge (≈ 25 cm). Selbst bei diesen Werten zeigen sich Diskrepanzen in der Auflösung der z- abhängigen Spurparameter zwischen Daten und Ergebnissen der Monte Carlo Simulation. Die hier gezeigten Verteilungen entsprechen den im Text angegebenen Auflösungswerten.

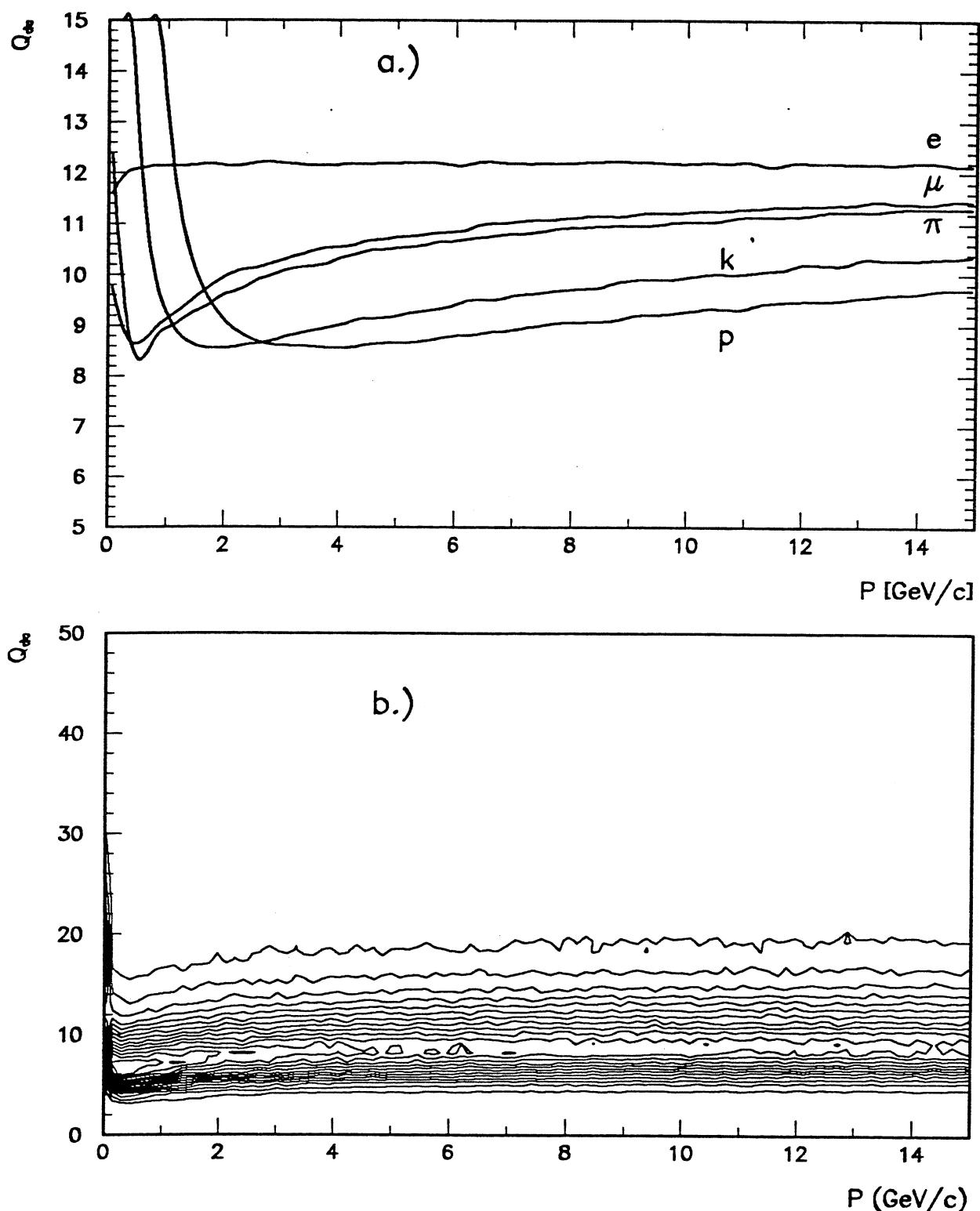


Abbildung 4.18:

Simulation des spezifischen Energieverlusts in der Jetkammer. In Abbildung 4.18a wird die pro Driftzelle gemessene mittlere Ladung $\langle Q_{dz} \rangle$ in Abhängigkeit vom Gesamtimpuls P_i für verschiedene Teilcharten i mit $i = e, \mu, \pi, k, p$ dargestellt. Abbildung 4.18b zeigt die Linien gleicher Häufigkeit der für Myonen simulierten Ladungen Q_{dz} für insgesamt 10^6 Einzelmessungen.

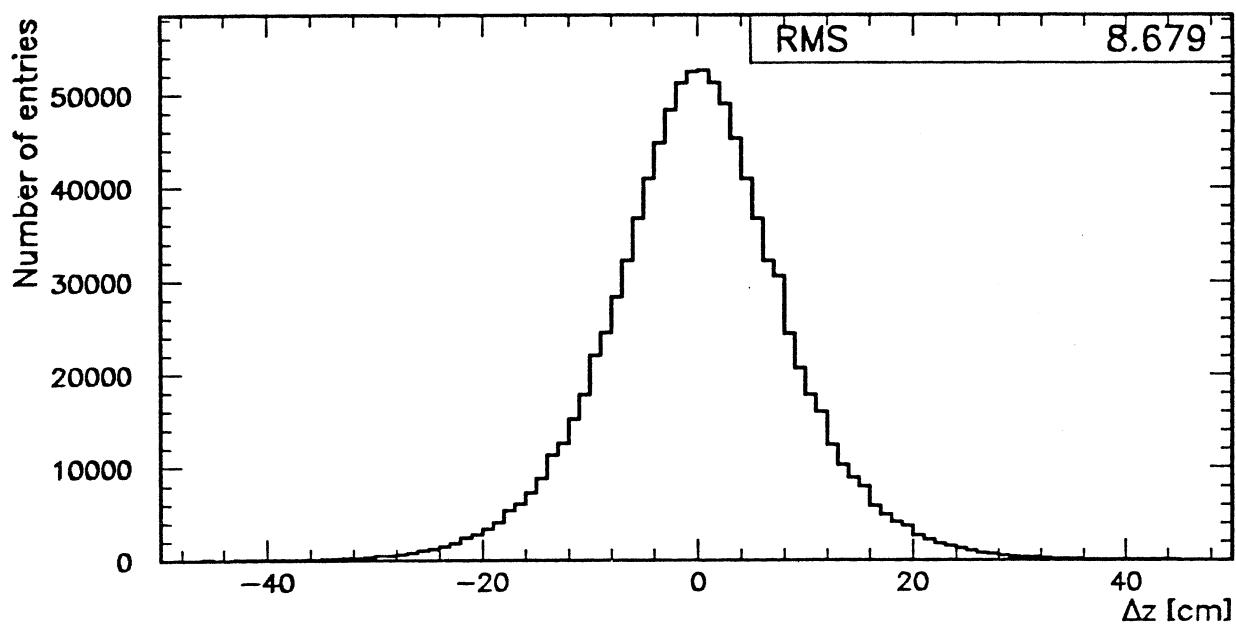


Abbildung 4.19: Simulation der Z- Auflösung. Dargestellt ist die Abweichung der "gemessenen" z- Koordinate vom echten Wert für etwa 10^6 Einzelmessungen.

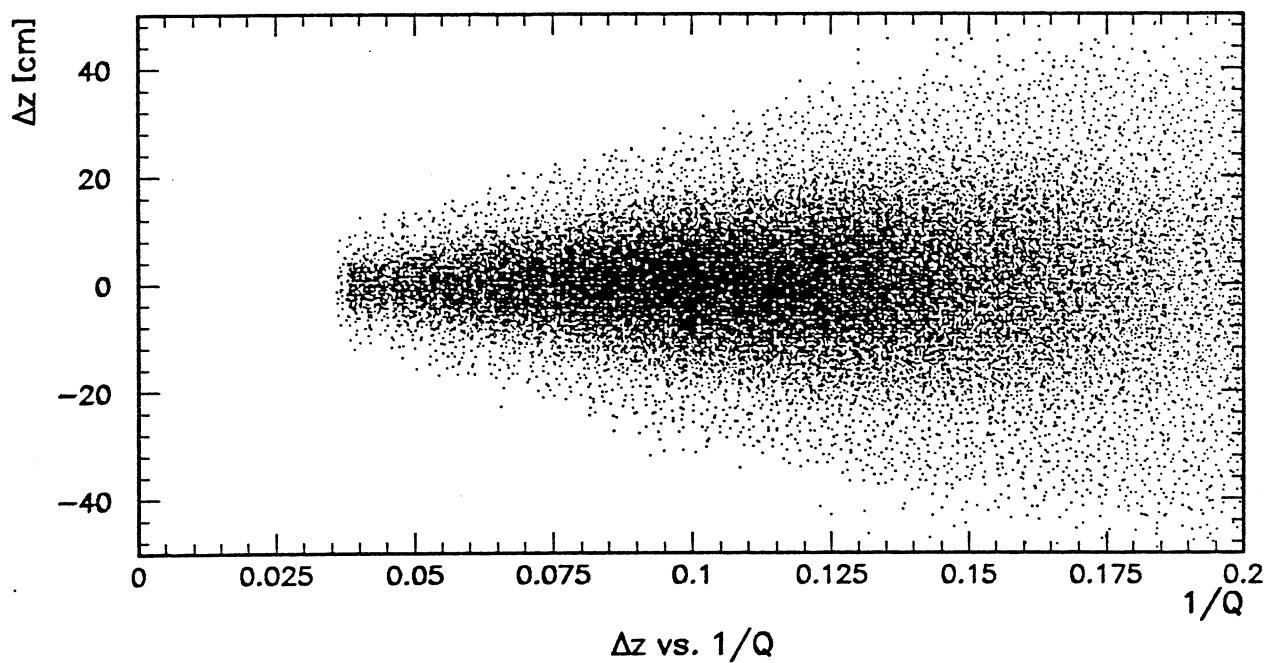


Abbildung 4.20: Ladungsabhängigkeit der z- Auflösung. Dargestellt ist die Abweichung der "gemessenen" z- Koordinate vom echten Wert gegen den Kehrwert der Ladung $1/Q$ für etwa 10^6 Einzelmessungen.

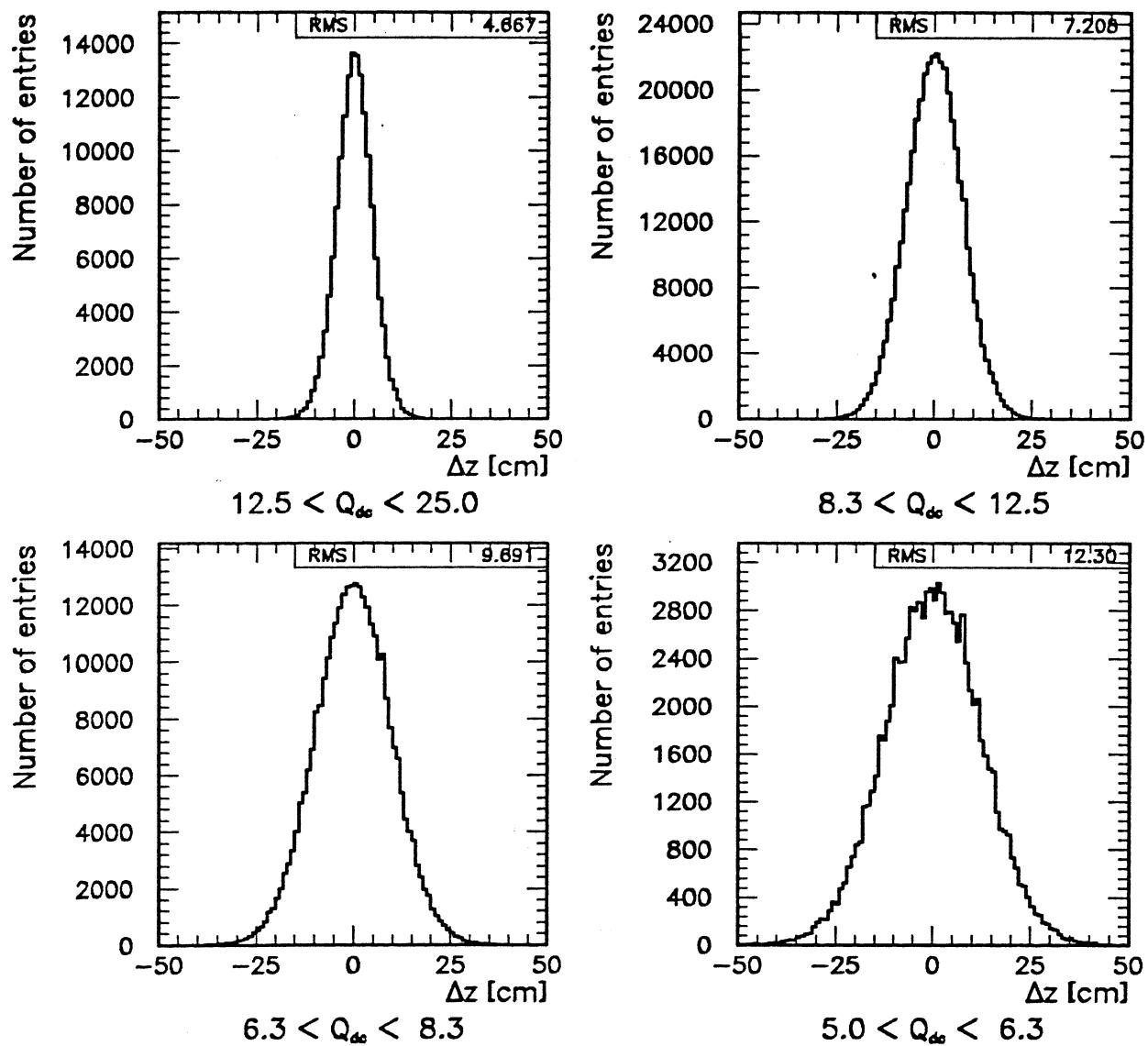


Abbildung 4.21:

Ladungsabhängigkeit der z- Auflösung. Dargestellt ist die Abweichung der "gemessenen" z- Koordinate vom echten Wert für verschiedene Ladungsbereiche für insgesamt etwa 10^6 Einzelmessungen. Bei großen Ladungen erreicht die Auflösung Werte von besser als 4 cm, bei kleinen deponierten Ladungen verschlechtert sie sich auf mehr als 10 cm.

Doppelpulsauflösung

Die Wahrscheinlichkeit, zwei nahe beieinander liegende Meßpunkte zu unterscheiden, wurde ebenfalls entsprechend den FSP- Ergebnissen parametrisiert [37] [87] und an Ergebnisse der Jetkammer angepaßt. Bei der Simulation der Doppelpulsauflösung werden folgende Effekte berücksichtigt:

- Wahrscheinlichkeit der Auflösung zweier benachbarter Spurpunkte (Effizienz),
- Systematische Zeitverschiebung bei aufgelösten Doppelpulsen und
- Verschlechterung der Auflösung der betroffenen Meßpunkte.

Die Wahrscheinlichkeit, einen Doppelpuls aufzulösen wurde mit

$$\varepsilon_{dh}(\Delta d) = \text{Max}(1 - e^{-c \cdot \Delta d}, 0) \quad (4.28)$$

parametrisiert. Δd ist der Abstand zweier Meßpunkte. c ist ein Koeffizient, der so gewählt ist, daß $\varepsilon_{dh}(\Delta d)$ bei $\Delta d < 1 \text{ mm}$ Null und $\varepsilon_{dh}(\Delta d = 3 \text{ mm}) = 80\%$ ist. Bei einem Abstand von $\Delta d > 10 \text{ mm}$ wird angenommen, daß die Wahrscheinlichkeit der Auflösung eines Doppelpulses 100 % ist (Abbildung 4.22).

Falls ein Doppelpuls erkannt ist und aufgelöst werden konnte, wird die gemessene Driftstrecke der Einzelsignale systematisch verschoben [87]. In der Simulation wurde innerhalb eines Bereichs von $\Delta d < 1 \text{ cm}$ eine systematische Zeitverschiebung des zweiten Meßpunktes entsprechend den Ergebnissen von [87] implementiert. Die systematische Zeitverschiebung für den Abstand Δd wird anhand von Tabellenwerten durch Interpolation bestimmt. Die maximale systematische Zeitverschiebung ist $\approx 5 \text{ nsec}$ oder $\approx 250 \mu\text{m}$. Ebenfalls innerhalb eines Bereichs von $\Delta d < 1 \text{ cm}$ wird der mittlere quadratische Fehler bei der Messung der Driftstrecke des zweiten Meßpunktes $\sigma(\Delta d, \phi, d_{drift})$ vergrößert:

$$\sigma(\Delta d, \phi, d_{drift}) = \sqrt{\sigma^2(\phi, d_{drift}) + \sigma^2(\Delta d)} \quad (4.29)$$

Der zusätzliche Auflösungsterm wurde mit

$$\sigma(\Delta d) = c_1 \cdot e^{c_2 \cdot \Delta d} \quad (4.30)$$

entsprechend den Ergebnissen aus [87] parametrisiert (Abbildung 4.23).

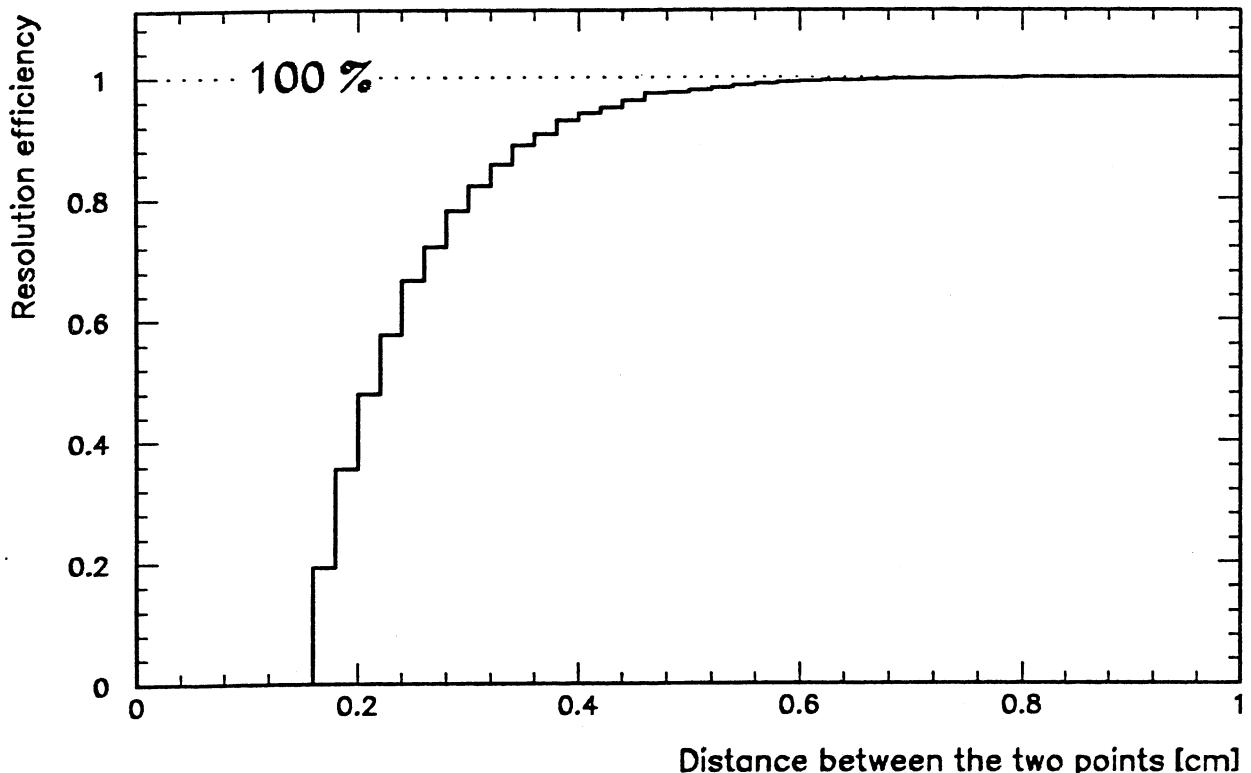


Abbildung 4.22:

Doppelpulsaufloesungswahrscheinlichkeit in der Jetkammer Simulation

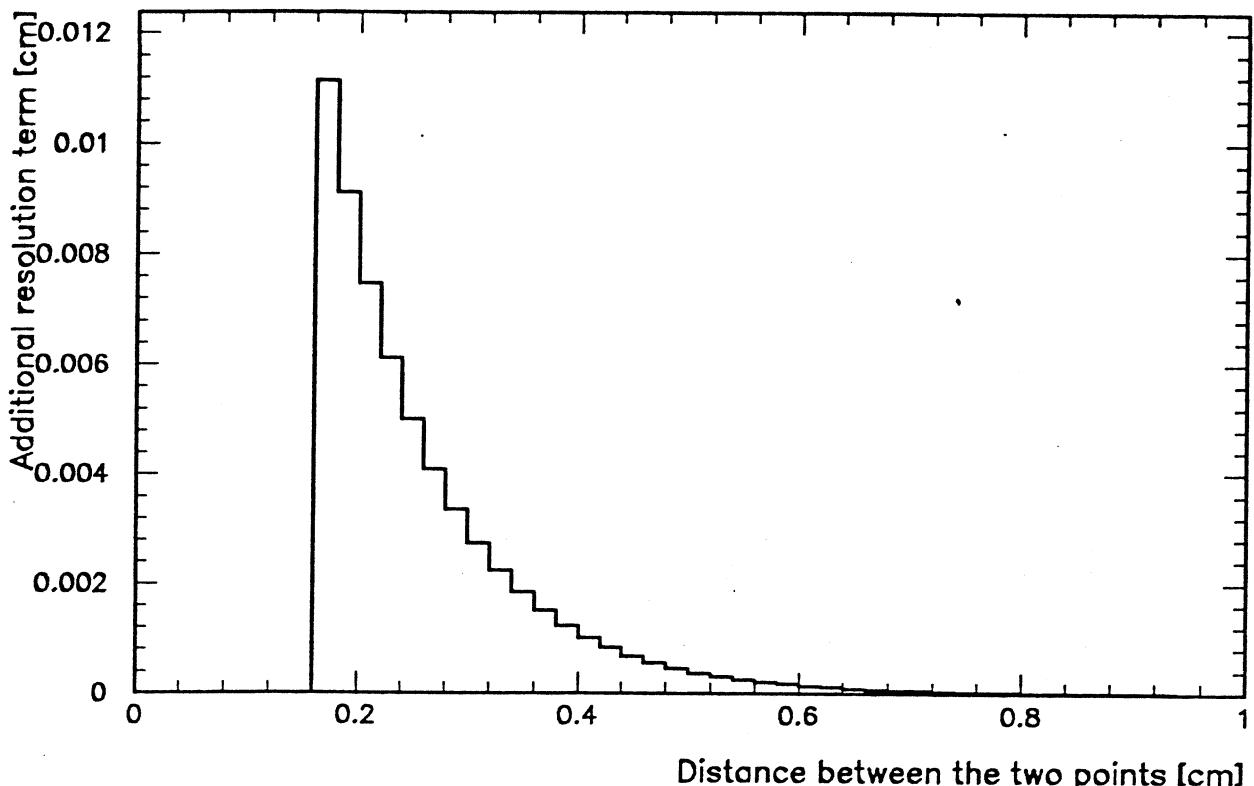


Abbildung 4.23: Vergrößerung des mittleren quadratischen Fehlers bei Doppelpulsen in der Jetkammer Simulation

4.7 Monte Carlo spezifische Informationen

Das Monte Carlo Programm wird für Untersuchungen der Akzeptanz des Detektors, für systematische Studien von Detektoreinflüssen auf die Daten und für die Entwicklung von Rekonstruktionsprogrammen benötigt. Um eine Überprüfung der Qualität dieser Programme zu ermöglichen, können entsprechend den Spezifikationen durch den Benutzer des Jetkammer Monte Carlo Programms zu jeder simulierten Einzelmessung zusätzliche Informationen gespeichert werden, die nur für Monte Carlo Daten verfügbar sind. Durch diese "Cheat-" Information kann jeder simulierte Meßpunkt eindeutig identifiziert werden. In einer Bitsequenz werden alle zur Einzelmessung beitragenden Effekte gekennzeichnet. Angaben über Ort und Richtung der Spur in der Driftzelle können ebenfalls gespeichert werden. Die Cheat- Information zu einem Meßpunkt enthält:

- Eine Bitsequenz zur Kennzeichnung der Vorgeschichte der Messung (z.B. aufgelöster/ nicht aufgelöster Doppelpuls, Untergrund),
- die Spurnummer,
- die Spursegmentnummer,
- die Driftstrecke ohne Einschluß von Auflösungseffekten (optional),
- die Richtung und den Betrag des Impulses der Spur in der Driftzelle (optional) und
- die Ortskoordinaten des Spurpunkts (ohne Einschluß von Auflösung) (optional).

Falls die im nächsten Abschnitt beschriebene Konstruktion von Spuren durchgeführt wurde, wird für jede Spur auch die GEANT Spurnummer gespeichert. Dies ermöglicht einen direkten Vergleich von generierten und rekonstruierten Spurparametern. Für die meisten Anwendungen sind Bitsequenz, Spurnummer und Spursegmentnummer ausreichend. Zusätzliche Informationen müssen vom Benutzer explizit verlangt werden.

4.8 Konstruktion von Jetkammerspuren in GOPAL

Die im vorigen Abschnitt besprochenen "Monte Carlo spezifischen Informationen" lassen sich zur Konstruktion von Jetkammerspuren nutzen. Eine Jetkammerspur stellt die Menge von Meßpunkten dar, die von einem Teilchen in der Jetkammer erzeugt worden sind. Mit Hilfe von Anpassungsverfahren an die Meßpunkte einer Spur (Fit) lassen sich die Spurparameter und damit die wichtigsten kinematischen Größen wie Impuls, Ladung und Vertexkoordinaten bestimmen.

Auf Grund der endlichen Doppelpulsauflösung und des beschränkten Raumwinkelbereichs des sensitiven Volumens der Jetkammer können nicht alle geladenen Teilchen nachgewiesen werden. Hinzu kommt, daß jedes Rekonstruktionsverfahren Ineffizienzen aufweist und zur Bestimmung der kinematischen Größen aus den Meßpunkten einer Spur eine gewisse Mindestanzahl von Meßpunkten erforderlich ist.

Um systematische Einflüsse durch die Rekonstruktionverfahren auf die gemessenen Spurparameter separieren zu können, wurde im Rahmen der Jetkammer Simulation ein Verfahren zur Konstruktion von Jetkammerspuren mit Hilfe der Monte Carlo spezifischen Informationen entwickelt. Dieses Verfahren besteht im wesentlichen aus Komponenten eines Programms zur standardisierten Analyse von Mustererkennungsverfahren in der Jetkammer (CJPREF, s.u.). Durch Umgehen der Spurrekonstruktion bietet das Monte Carlo Programm damit beispielsweise die Möglichkeit zur Untersuchung der verschiedenen Anpassungsverfahren zur Bestimmung der Spurparameter unter Variation der Detektorauflösung oder der Mindestanzahl von Punkten pro Spur.

Jedes Rekonstruktionsprogramm schränkt den Ortskoordinatenbereich ein, in dem bezüglich der aktuellen Parametrisierung der Spur nach kompatiblen Punkten gesucht wird. Bei der Konstruktion von Jetkammerspuren innerhalb von GOPAL wird die Möglichkeit geboten, Meßpunkte mit großen Abweichungen (Residuen) von der durch die Spurparameter definierten Raumkurve aus der Menge aller Punkte der Spur zu entfernen. Durch iterative Anwendung des Anpassungsverfahrens auf die verbleibenden Meßpunkte können die Abweichungen der durch die Anpassung bestimmten Spurparameter von den Originalwerten verkleinert werden: Die Auflösung der Spurparameter wird besser.

Durch Vorgabe einer minimalen Anzahl von Punkten zur Definition einer Spur sowie durch Beschränkung der maximalen Abweichungen der Meßpunkte von der durch die Spurparameter definierten Raumkurve ist es somit möglich, eine maximale Effizienz des Rekonstruktionsverfahrens zu definieren und Vergleiche durchzuführen. Die Auflösung der Spurparameter $P_{\text{track}} = (\kappa, \phi_0, d_0, \tan(\lambda), z_0)$ (s. Anhang B) bestimmt die Fähigkeit eines Teilchenspurdetektors zur Messung eines bestimmten Vorgangs in einem Ereignis. Beispielsweise muß zur Selektion von Zerfällen die invariante Masse eines zerfallenden kurzlebigen Teilchens aus den Viererimpulsen der Zerfallsprodukte bestimmt werden:

$$M^2 = \left(\sum_{i=0}^n E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=0}^n \vec{p}_i \right)^2 .$$

Um das Signal vom Untergrund zu separieren, müssen die Viererimpulse der Sekundärprodukte genau bestimmt sein, da bei großen Meßfehlern die Streuung der Massenverteilung groß und eine Abtrennung des Untergrunds schwierig wird. Schlecht bestimmte Parameter des Punktes der nächsten Annäherung an den Koordinatenursprung erschweren ebenfalls die Selektion von kurzlebigen Zerfällen.

Die Auflösung der Spurparameter kann in Terme separiert werden, die gegeben sind durch:

1. die Qualität der angewendeten Rekonstruktionsverfahren $\sigma_{rec.}$,
2. die Einzelsignalauflösung σ_E ,
3. Vielfachstreuungseinflüsse $\sigma_{ms.}$ und
4. systematische Unsicherheiten $\sigma_{sys.}$.

Die Auflösung $\sigma_{tot.}(P_{Track})$ des Spurparameters P_{Track} ergibt sich damit zu:

$$\sigma_{tot.}(P_{Track}) = \sqrt{\sigma_E^2(P_{Track}) + \sigma_{ms.}^2(P_{Track}) + \sigma_{sys.}^2(P_{Track}) + \sigma_{rec.}^2(P_{Track})} \quad (4.31)$$

Systematische Unsicherheiten sollten in der Jetkammer sehr klein sein und im Monte Carlo Programm idealerweise nicht auftreten. Die Spurkonstruktion im Rahmen von GOPAL erlaubt es, die Einflüsse der Rekonstruktionsverfahren auf die Spurparameter zu separieren. Dies wird am Ende des folgenden Kapitels diskutiert werden. Für Spuren in der Jetkammer kann daher die Auflösung $\sigma_{MC, tot.}(P_{Track})$ der Spurparameter P_{Track} in der Simulation durch

$$\sigma_{MC, tot.}(P_{Track}) = \sqrt{\sigma_E^2(P_{Track}) + \sigma_{ms.}^2(P_{Track})} \quad (4.32)$$

beschrieben werden. Analytische Bescheinigungen dieser Terme sind nur näherungsweise möglich, da die Auflösung der Einzelmessungen in der Jetkammer von vielen Parametern wie Driftstrecke, Spurwinkel, Ladung usw. abhängt. Der mittlere quadratische Fehler eines Spurparameters kann mit Hilfe der Gluckstern- Formeln abgeschätzt werden [43]. Für den Transversalimpuls p_t , bzw. den Radius der Teilchenbahn in der $R\phi$ -Ebene ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{\sigma(p_t)}{p_t} &= \sqrt{\left(\frac{\sigma_E(p_t)}{p_t}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{ms.}(p_t)}{p_t}\right)^2} \\ &\approx \sqrt{(0.001 \cdot p_t)^2 + 0.017^2} \end{aligned} \quad (4.33)$$

für Spuren mit 159 Meßpunkten bei einer mittleren Ortsauflösung von $\sigma_{R\phi} \approx 150 \mu m$ (s. Abbildung 4.24) mit

$$\frac{\sigma_E(p_t)}{p_t} = \frac{p_t}{30 \cdot B \cdot s_{R\phi}^2} \cdot \sqrt{\frac{720}{n+4}} \cdot \sigma_{R\phi} \approx 0.00096 \cdot p_t \quad (4.34)$$

$$\frac{\sigma_{ms.}(p_t)}{p_t} \approx \frac{0.053}{B} \cdot \sqrt{\frac{1}{X_0 \cdot L}} \approx 0.017 \quad (4.35)$$

p_t ist hier der Transversalimpuls (GeV/c), B ist die magnetische Feldstärke (≈ 0.435 Tesla), $s_{R\phi}$ ist die Länge der Projektion der Teilchenbahn auf die $R\phi$ -Ebene (cm), n ist die Anzahl der Meßpunkte, $\sigma_{R\phi}$ ist die mittlere Ortsauflösung in der $R\phi$ -Ebene (≈ 150 bis $170 \mu m$ in der Simulation), L ist die Länge der Teilchenbahn (m) und X_0 ist die Strahlungslänge des Zentraldetektorgases (32.5 m). Die Näherung für $\sigma_{ms.}$ gilt für hochenergetische Teilchen mit $\beta = p/E \approx 1$. $\sigma_{ms.}(p_t)/p_t$ ist dann unabhängig vom Transversalimpuls, während $\sigma_E(p_t)/p_t$ linear mit p_t ansteigt und umgekehrt proportional zu \sqrt{n} ist.

Zur Untersuchung der Qualität der Simulation wurden die Spurparameter von isolierten Spuren im Rahmen der Spurkonstruktion bestimmt. Dabei wurden mindestens 10 Meßpunkte zur Definition einer Spur verlangt. Weiterhin wurden Ergebnisse aus der einfachen Anpassung mit denen eines iterativen Anpassungsver-

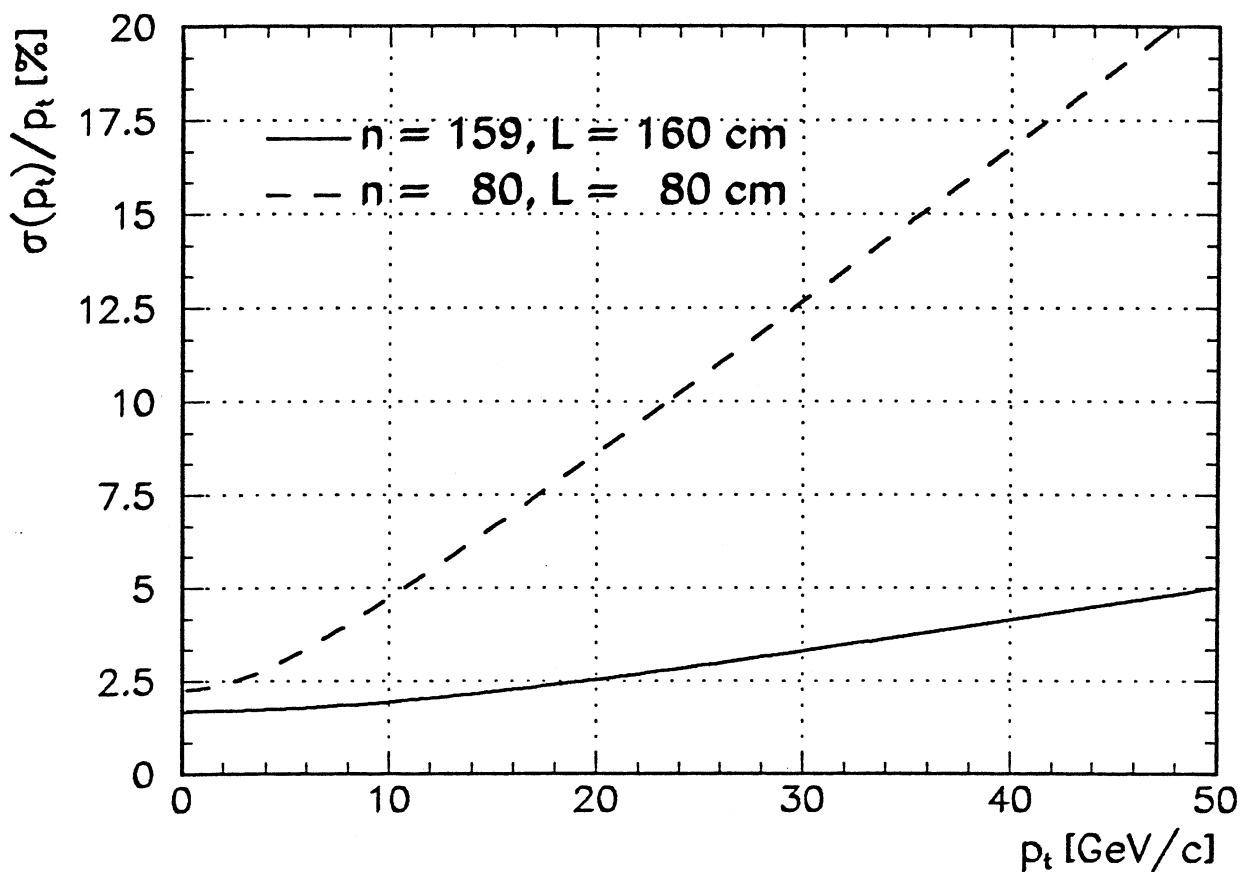


Abbildung 4.24:

Sollauflösung des Transversalimpulses in der Jetkammer nach (4.33). Die Sollauflösung ist dargestellt für Spuren mit maximaler Spurlänge in der $R\phi$ Ebene (durchgezogene Kurve, Anzahl der Meßpunkte $n = 159$, Spurlänge $L = 160$ cm) und solche Spuren, die nur einen Teil der Jetkammer durchqueren (gestrichelt). Eine mittlere Ortsauflösung $\sigma_{R\phi}$ von $150 \mu m$ wurde angenommen.

fahrens verglichen. Bei der iterativen Prozedur wurde das maximale Residuum auf $500 \mu m$ in $R\phi$ und 20 cm in sz gesetzt. Dies entspricht einer maximalen zulässigen Abweichung von etwa $3 \cdot \sigma_i$ mit σ_i = mittlerer quadratischer Fehler der Einzelmessungen.

Die Abweichung $\Delta p_t = (p_t^{rec.} - p_t^{orig.})$ und $\Delta d_0 = (d_0^{rec.} - d_0^{orig.})$ der auf diese Weise "rekonstruierten" Spurparameter p_t und d_0 von den Eingabewerten sind dargestellt in Abbildung 4.25 und Abbildung 4.26 für jeweils 10000 generierte Einzelspuren mit $p_t \in \{ 50, 10, 1 \} \text{ GeV}/c$, $P_z = 0$ (d.h. $\theta = 90^\circ$) und $0^\circ \leq \phi < 360^\circ$, also für Spuren, die die maximal mögliche Anzahl von Driftzellen in der Jetkammer durchlaufen. Die mittlere Streuung der rekonstruierten Parameter $\sigma(p_t)/p_t = \sigma\left(\frac{\Delta p_t}{p_t^{orig.}}\right)$ und $\sigma(d_0) = \sigma(\Delta d_0)$ wird in den Histogrammen unter "R.M.S." angegeben. Die aus einer Anpassung einer Normalverteilung bestimmte Varianz wird als " σ " angegeben.

Es zeigt sich, daß unter Ausnutzung aller Meßpunkte der Spur die Parameter der konstruierten Spuren erheblich von den erwarteten Werten abweichen (Abbildung 4.25a und Abbildung 4.26a). Die Erklärung dafür ist der Anteil von 5 % der Signale, die den vierzehnfachen mittleren quadratischen Fehler eines normalen Signals aufweisen (s. Abbildung 4.17 auf Seite 46). Sie bewirken, daß $\sigma_{R\phi}$ einen deutlich höheren Mittelwert als $150 \mu m$ hat. Wird eine Iteration der Anpassung der Spurparameter nach Entfernen von Punkten mit

großem Residuum aus der Spur angewendet, so nähern sich die Ergebnisse den Erwartungswerten (Abbildung 4.25b und Abbildung 4.26b), ohne sie jedoch zu erreichen. Dieses Verhalten kann vor allem auf zwei Ursachen zurückgeführt werden:

- Die Ortsauflösung ist abhängig von der Driftstrecke. Sie erreicht beispielsweise in der Nähe der Anode Werte bis zu etwa $500 \mu\text{m}$ (s. Abbildung 4.15). Damit ist die Ortsauflösung für verschiedene ϕ -Winkel starken Variationen unterworfen, weil viele Spuren Bereiche schlechter Auflösung durchqueren.
- Durch das Entfernen von Punkten aus der Spur wird die mittlere Anzahl von Meßpunkten pro Spur um fast 10 % reduziert. In Einzelfällen wurde die ganze Spur verworfen (Abbildung 4.27).

Zur Verifikation dieser beiden Annahmen wurden Spuren unter $\phi = 11.5^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ generiert. Solche Spuren befinden sich auf der gesamten Länge der Spur im Zentrum einer Sektorhälfte und haben einen relativ konstanten Winkel zur Driftzelle. Dadurch wurden Einflüsse durch den Spurwinkel und Nahdrahtefekte ausgeschlossen. Weiterhin wurde die Simulation der Auflösungsverschlechterung durch nicht aufgelöste δ -Elektronen ausgeschaltet. Die Spurparameter wurden in der Spurkonstruktion durch eine Anpassung mit Iteration bestimmt. Es zeigt sich, daß in diesem Fall die Impulsauflösung etwa den mit den Glückstern-Formeln abgeschätzten Erwartungswerten entspricht (s. Abbildung 4.28).

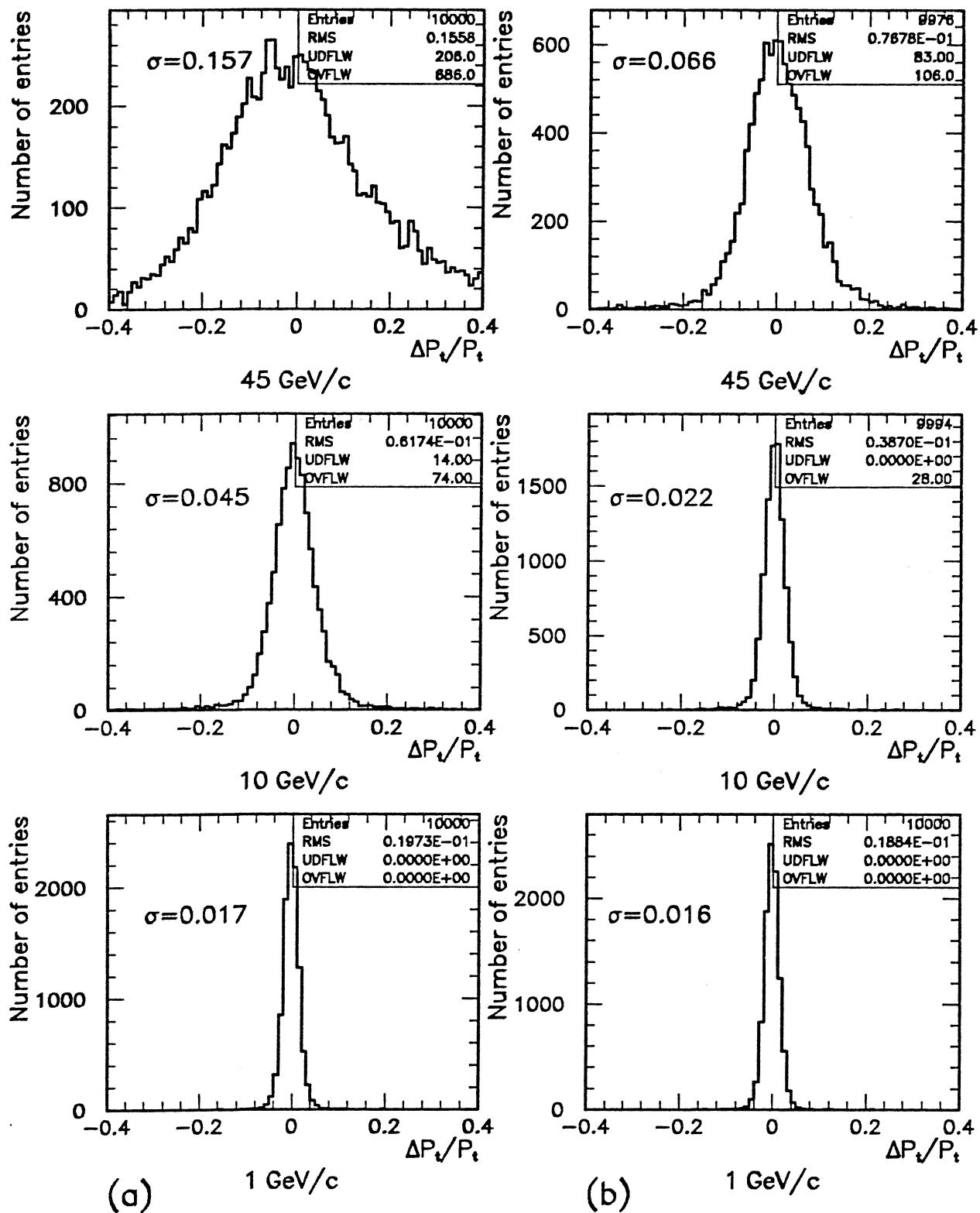


Abbildung 4.25: Auflösung des Transversalimpulses. (a): Anpassung ohne Iteration; (b): Anpassung mit Iteration.

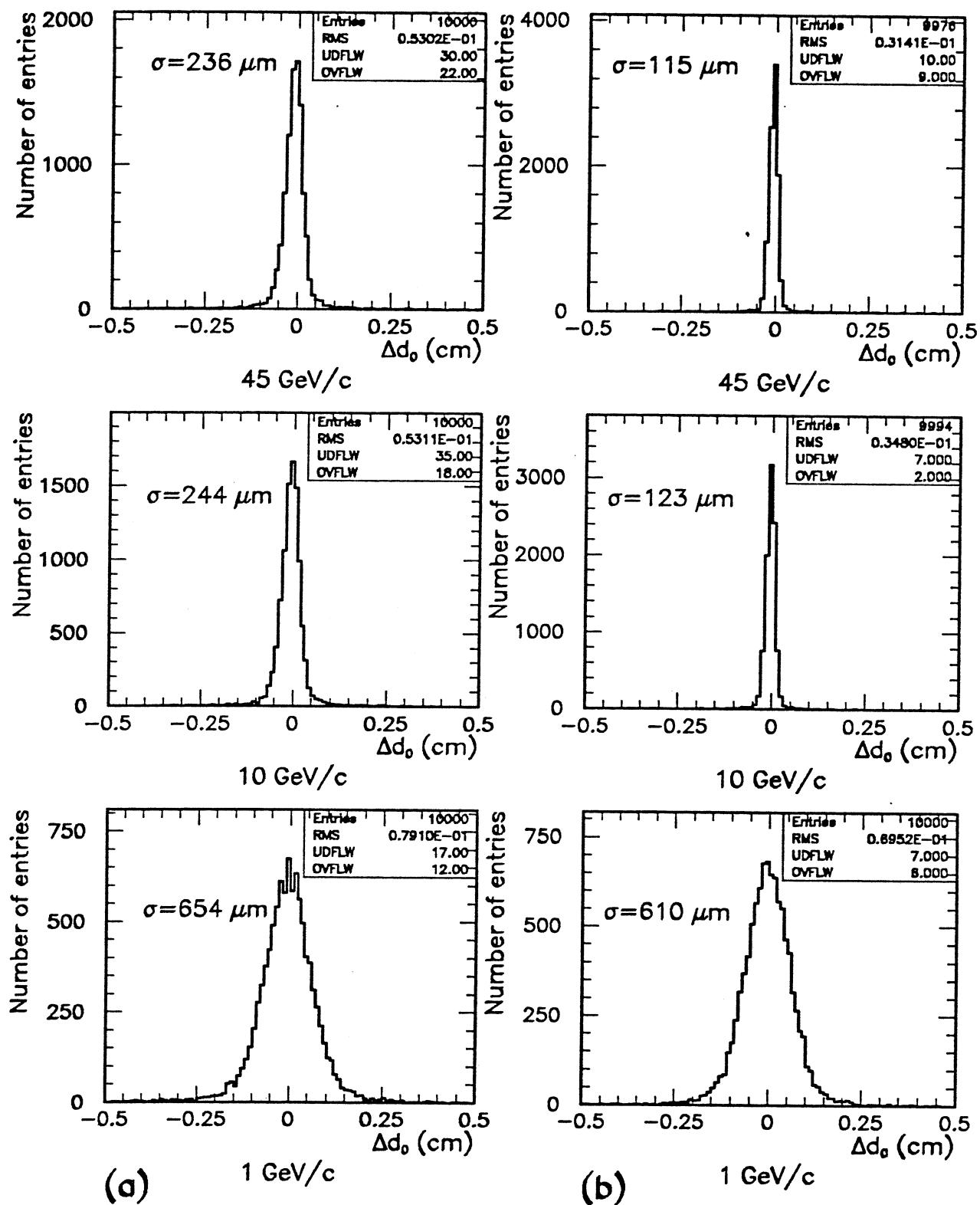


Abbildung 4.26: Auflösung von d_0 . (a): Anpassung ohne Iteration; (b): Anpassung mit Iteration.

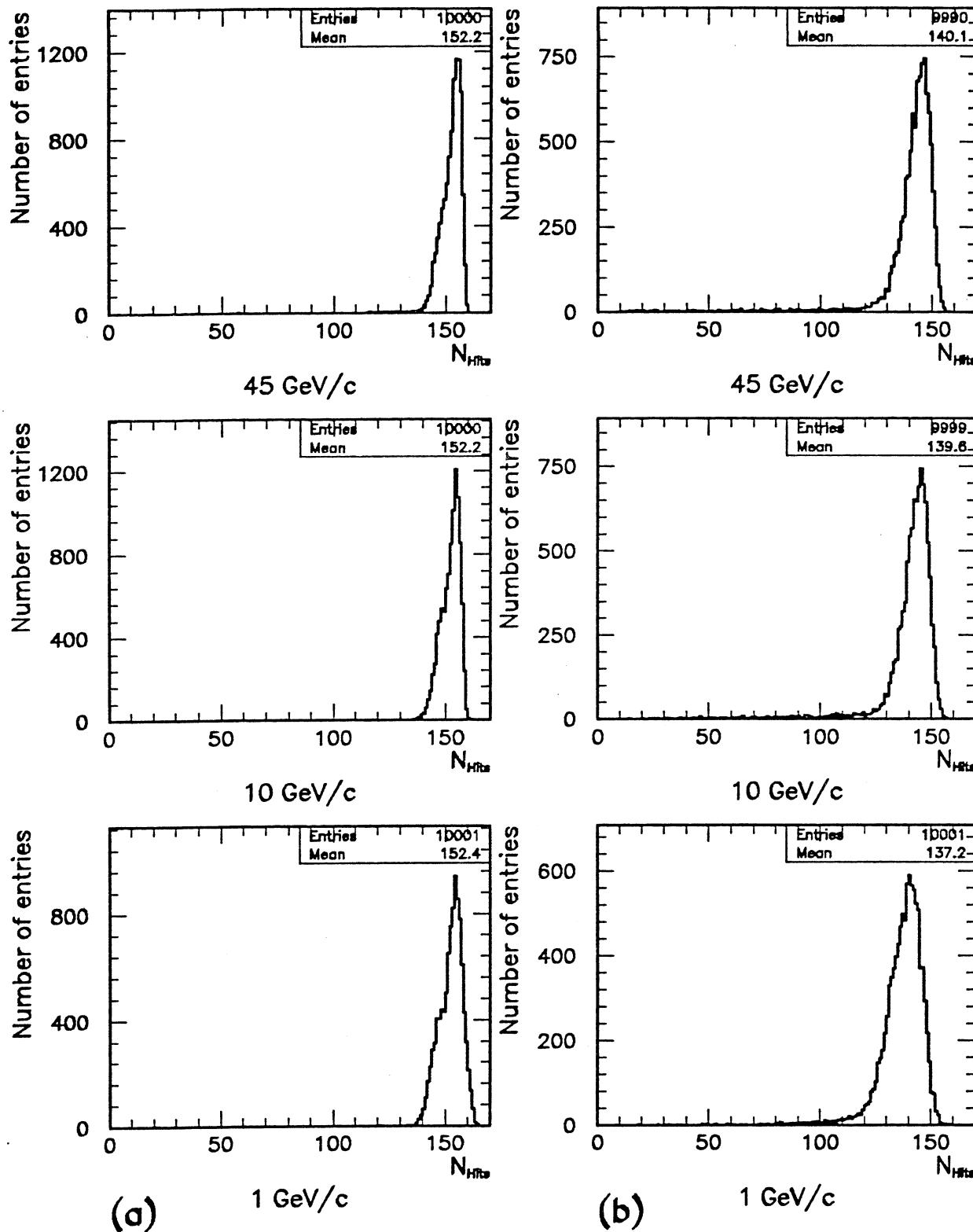


Abbildung 4.27:

Anzahl der Meßpunkte pro Spur. (a): Anpassung ohne Iteration; (b): Anpassung mit Iteration. Durch Ineffizienzen und durch den Lorentzinkel ist die mittlere Anzahl von Meßpunkten einer Spur kleiner als die Anzahl der Driftzellen in einem Sektor.

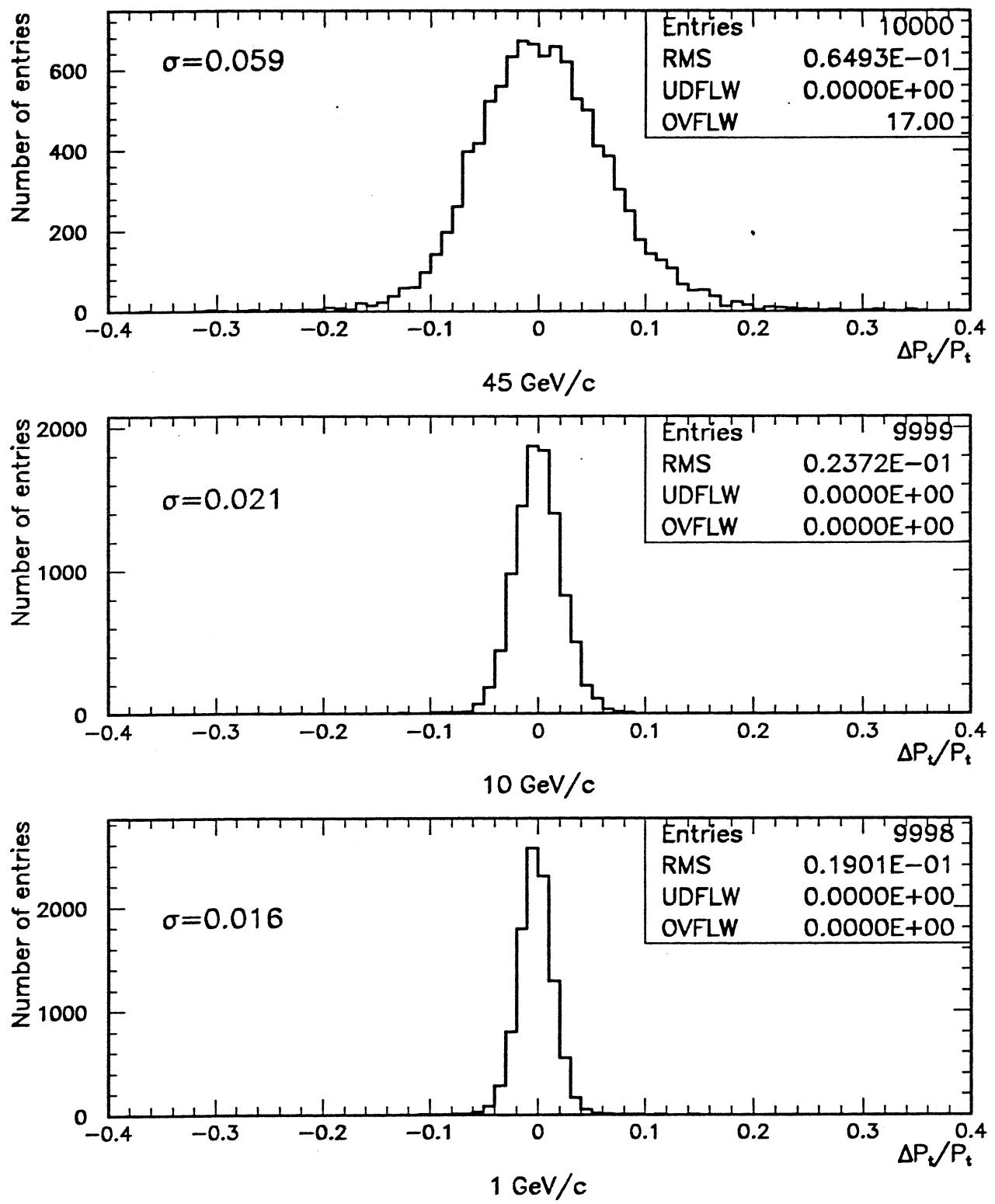


Abbildung 4.28: Auflösung des Transversalimpulses bei konstantem Spurwinkel ($\phi = 11.5^\circ, \theta = 90^\circ$)

4.9 Zeitverhalten und Anzahl der generierten Meßpunkte

Zeitverhalten

Die typische Rechenzeit pro simuliertem hadronischem Ereignis in GOPAL beträgt ca. *30 sec.* (IBM 3090). Zur Simulation der Zentraldetektor- Messungen werden *3.7 sec.* benötigt. In der Jetkammer Simulation wurden *0.7 sec.* für die Extrapolationsphase und *1.0 sec.* für die Digitalisierungsphase gemessen.

Anzahl der Meßpunkte

Die Anzahl der Meßpunkte pro Ereignis hängt vom Ereignistyp ab, der zur Generierung der Meßpunkte benutzt wurde. Im Mittel werden für mit Hilfe des JETSET 7.2 Ereignisgenerators [91] erzeugte hadronische Ereignisse ca. 3500 Meßpunkte pro Ereignis einschließlich etwa 200 Untergrundsignalen generiert. Die Zahl der Meßpunkte kann jedoch in Einzelfällen über 8000 erreichen.

4.10 Zusammenfassung des Kapitels

Aus den gezeigten Verteilungen läßt sich zusammenfassen, daß die Ergebnisse des Monte Carlo Programms das nach den Spezifikationen der Jetkammer erwartete Verhalten zeigen. Ein iteratives Anpassungsverfahren der Spurparameter an die Meßpunkte kann die Auflösung der Spurparameter verbessern. Durch das Verfahren zur Konstruktion von Spuren im Rahmen der Jetkammer Simulation besteht die Möglichkeit, die Ergebnisse der Rekonstruktion zu überprüfen und Schwachstellen aufzudecken. Abbildungen 4.29 und 4.30 zeigen das Ergebnis der Jetkammer Simulation sowie die ohne Iteration der Anpassung im Rahmen der Spurkonstruktion erzeugten Spuren des früher in den Abbildungen 4.2, 4.3 und 4.9, 4.10 gezeigten Ereignisses. In Kapitel 5 und in Kapitel 6 werden weitere Ergebnisse des Monte Carlo Programms vorgestellt und diskutiert.

```

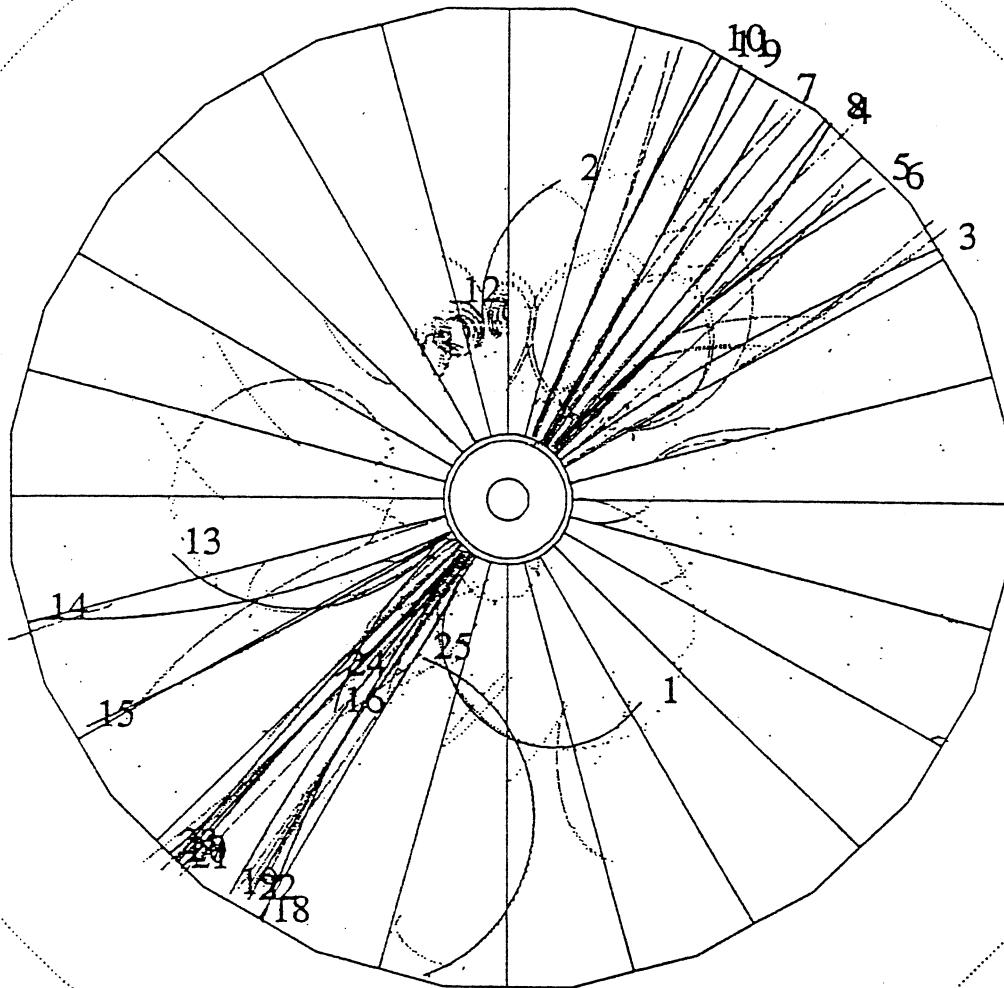
Run: ent 7946: 1 Date 901019 Time 34828 Clrk(N= 0 Sump= 0.0) Ecal(N= 0 SumE= 0.0) Hcal(N= 0 SumE= 0.0)
    Ebec 45.549 Evis 0.0 Emiss 91.1 Vtx ( 0.00, 0.00, 0.00) Muon(N= 0) Sec Vtx(N= 0) Fdet(N= 0 SumE= 0.0)
    Bz=- 126 Thrust=0.0000 Aplon=0.0000 Obtot=0.0000 Sphier=0.0000

```



Status
Det Tr

CV	3	3
CJ	3	3
CZ	3	3
TB	0	0
BB	0	0
PF	0	0
HT	0	0
HS	0	0
MB	0	0
ME	0	0
FD	3	0



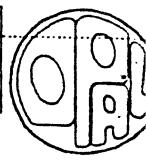
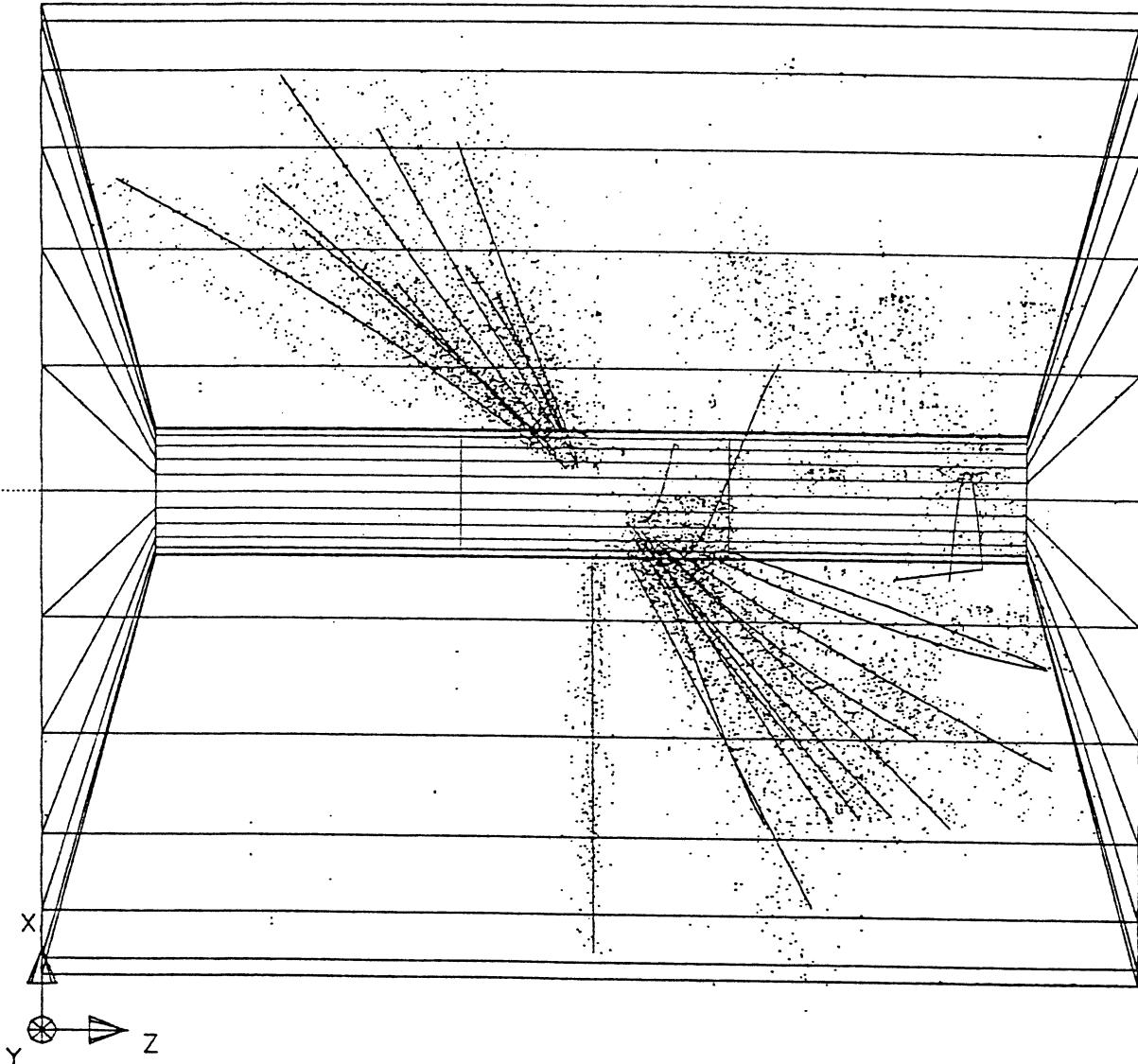
25/10/90 00.04.35 KREUTZM

K\$WEEK:MCVENT.FZDATA

Abbildung 4.29:

Simuliertes Ereignis in der Jetkammer ($R\phi$ -Ebene). Dargestellt sind alle generierten Meßpunkte mit beiden Lösungen der Links- Rechts- Ambiguität sowie die mit Hilfe der Spurkonstruktion ohne Iteration der Anpassung erzeugten Spuren des bereits mehrfach gezeigten Ereignisses.

Run: ent..7946.....1...Date 901.019...Time...34828.....Clrk(N=...0.SumP=...0.0)...Ecal(N=...0.SumE=...0.0)...Hcal(N=...0.SumE=...0.0)...
 Ebene 45.549 Evis 0.0 Emiss 91.1 Vtx (0.00, 0.00, 0.00) Muon(N= 0) Sec Vtx(N= 0) Fdet(N= 0 SumE= 0.0)
 Bz= 326 Thrust=0.0000 Aplan=0.0000 Oblat=0.0000 Spher=0.0000

Statt
Det
 CV 3
 CJ 3
 CZ 3
 TB 3
 PB 3
 ER 3
 PE 3
 EE 3
 HT 3
 HS 0
 HP 3
 MB 3
 ME 3
 FD 3


Centre of screen is (-1.4708, 0.0000, 0.2158)

100. cm.

2 5 10

20 GeV

21/10/90 02.21.13 KREUTZ

Abbildung 4.30:

Simuliertes Ereignis in der Jetkammer (xz- Ebene). Dargestellt sind alle generierten Meßpunkte mit beiden Lösungen der Links- Rechts- Ambiguität sowie die mit Hilfe der Spurkonstruktion ohne Iteration der Anpassung erzeugten Spuren des bereits mehrfach gezeigten Ereignisses.

Kapitel 5

Rekonstruktion von Ereignissen in der Jetkammer

Die Opal Jetkammer ist auf Grund ihrer konstruktiven Merkmale und der verwendeten modernen Elektronik ein hervorragender Detektor zum Nachweis und zur Bestimmung der Spurparameter geladener Teilchen. Die Güte des Detektors stellt daher hohe Anforderungen an die Software, die benötigt wird, um aus den Meßdaten der Kammer die Parameter der Teilchenbahnen zu bestimmen. Dazu werden zunächst die FADC- Pulse analysiert, eine erste Kalibration durchgeführt und die Digit- Parameter

$$P_{Digit} = (I_{Cell}, I_{Time}, I_Z, I_{Charge})$$

für jede Einzelmessung bestimmt. Mit Hilfe von Mustererkennungsprogrammen (Pattern Recognition Programme) müssen Spuren aus den durchschnittlich zwischen 3000 und 4000 Einzelmessungen pro hadronischem Ereignis gefunden und die Spurparameter mit Hilfe von Anpassungsverfahren aus den einer Spur zugeordneten Einzelmessungen bestimmt werden. Die Ergebnisse der Spurrekonstruktion können dann mit Ergebnissen anderer OPAL Detektorkomponenten kombiniert und zur physikalischen Analyse verwendet werden. Letztendlich entscheidet damit die Güte des benutzten Mustererkennungsverfahrens darüber, ob die durch den Detektor vorgegebenen hohen Qualitätsansprüche erfüllt werden können.

Mustererkennungsverfahren zur Rekonstruktion von Ereignissen werden vielfach in der Hochenergiophysik eingesetzt. In der Regel sind sie angepaßt an die technischen Eigenheiten des Detektors und die typische Signatur der Ereignisse im Detektor. Typischerweise bestehen Spurdetektoren aus Driftkammern, sind also mit Gas gefüllte Volumina, in denen Signale von durch Ionisationsprozesse freigesetzten Elektronen registriert werden.

Generell lassen sich die zur Mustererkennung in Driftkammern benutzten Methoden in zwei Gruppen einteilen: "globale" und "lokale" Methoden. Bei einer globalen Methode wird versucht, alle Meßpunkte des Ereignisses gleichzeitig zu behandeln und die Muster der Spuren durch einen Vergleich der globalen Eigenschaften der Meßpunkte einer Spur zu erkennen. In Clusterverfahren [99] [32] werden alle Meßpunkte vom Ortsraum über eine geeignet gewählte Transformation in einen n -dimensionalen Parameterraum abbgebildet. Die jeweils zu einer Spur gehörenden Meßpunkte bilden Häufungspunkte (Cluster) in diesem Parameterraum. Bei solchen Verfahren wird das Problem der Suche nach Spuren durch das Problem ersetzt, mit geeigneten Methoden solche Cluster zu erkennen. Eine andere globale Methode ist beispielsweise die Benutzung von vordefinierten Spurbildern, die als Schablone benutzt werden. Spuren können dadurch rekonstruiert werden, daß Meßpunkte mit dieser Schablone verglichen und alle Meßpunkte, die zur Schablone passen, als Spurpunkte definiert werden [100]. Das Problem bei solchen Verfahren ist, daß geeignete Darstellungen der Spuren definiert werden und eine genügend große Anzahl von Schablonen verfügbar sein müssen.

Am weitesten verbreitet sind Mustererkennungsverfahren, die lokal vorgehen. Bei solchen Verfahren wird typischerweise unter Annahme eines Modells der Spur sequentiell nach Punkten gesucht, die mit dem Spurmodell kompatibel sind. Zur Bestimmung der Anfangsparameter wird dabei kombinatorisch vorgegangen. Ist eine Schätzung der Spurparameter bekannt, so wird das kombinatorisch gefundene Spurstück durch Hinzufügen kompatibler Punkte verlängert (Spurverfolgung, siehe z.B. [46] [45] [73] [84] [63]). Benutzt werden auch Verfahren, in denen für weit voneinander entfernte Meßpunkte ein Spurmodell definiert wird. Innerhalb gewisser Toleranzgrenzen wird dann zwischen den Startpunkten nach Punkten gesucht, die kompatibel sind zu dem durch die Startpunkte definierten Spurmodell [39].

Diese Vorgehensweisen können miteinander kombiniert werden. Beispielsweise kann nach einer einfachen Transformation der Meßpunkte eine Spurverfolgung im Raum der transformierten Koordinaten durchgeführt werden. Eine solche Vorgehensweise bringt allerdings das Problem mit sich, daß die Definition der Spurverfolgungskriterien insbesondere bei nichtlinearen Transformationen erschwert wird. Eine solches Ver-

fahren enthält in der Regel zahlreiche Parameter und kann daher nur schwer optimiert werden [32] [84]⁸.

Ein interessantes Verfahren ist die auch bei TASSO verwendete Methode des "Minimum Spanning Tree" [14]. Die dort verwendete Konstruktion einer graphischen Struktur von Punktpaaren kann allerdings wegen der vielfach größeren Anzahl möglicher Kombinationen und des dadurch bedingten großen Datenverwaltungsaufwandes für die OPAL Jetkammer nicht ohne weiteres verwendet werden.

Besonders elegant erscheint die für den MARK II/SLC- Detektor in [83] vorgestellte Methode. In diesem Verfahren wird der Detektor in Zellen aufgeteilt. Innerhalb dieser Zellen werden lokale Spursegmente aus wenigen Meßpunkten gebildet. Die Parameter dieser Spursegmente (ein Ortsvektor, ein Richtungsvektor und der Krümmungsradius) werden dann in einem globalen Verfahren zur Kombination der Spursegmente zu Kreissegmenten und Spuren benutzt. Bis zum Abschluß des Mustererkennungsprozesses ist in dem in [83] vorgestellten Verfahren eine Mehrfachassoziation von Meßpunkten und Spursegmenten zugelassen. Sie werden erst zum Schluß bei einer Überprüfung der Qualität der gefundenen Spuren entfernt. Auf diese Weise kann eine sehr hohe Effizienz und ein Erfassen fast aller Meßpunkte der Ereignisse erreicht werden. Eine Abschätzung für die OPAL Jetkammer ergab, daß der Rechenzeitverbrauch dieses Verfahrens wegen der größeren Anzahl von Meßpunkten bei ca. 2-3 Sekunden (IBM 3090) pro Ereignis liegen würde. Eine Implementierung dieses Verfahrens zur Rekonstruktion von Spuren in der Jetkammer wurde daher nicht versucht.

Ein Mustererkennungsprogramm muß die Eigenschaften des Detektors ausnützen, um möglichst effizient vorgehen zu können: In der Jetkammer ist die Meßpunktdichte mit bis zu 159 Meßpunkten pro Spur und Sektor sehr hoch. Der Abstand der x- Koordinaten im DRS zwischen zwei Meßpunkten ist wegen der äquidistanten Anordnung der Signaldrähte konstant. Vielfachstreuung an tragenden Elementen kann im gesamten Bereich des sensitiven Volumens nicht auftreten. Die Auflösung der Einzelsignale beträgt in der $R\phi$ - Ebene $\approx 135 \mu\text{m}$, während die z- Auflösung mit $\approx 6 \text{ cm}$ um mehr als zwei Größenordnungen schlechter ist. Die Doppelspurauflösung liegt bei 2-3 mm.

Konsequentes Ausnutzen dieser Eigenschaften der Jetkammer kann dazu beitragen, ein gutes Mustererkennungsverfahren zu konstruieren. Allerdings kann die hohe Anzahl der Meßpunkte in multihadronischen Ereignissen bei einer Triggerrate von bis zu 0.5 Hz erhebliche Rechenzeitprobleme auf Grund der kombinatorischen Möglichkeiten verursachen: Bei fünf Spuren mit jeweils 159 Meßpunkten können $(2 \cdot 5)^{159}$ mögliche Punktkombinationen auftreten, von denen 5 korrekt sind.

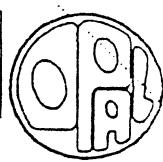
Eine ausschließlich kombinatorische Vorgehensweise ist daher wegen des hohen Aufwands an Rechenzeit ausgeschlossen. Da viele Ereignisse eventuell mehrfach prozessiert werden müssen, ist es erforderlich, daß das benutzte Mustererkennungsprogramm die Daten auf den verfügbaren Rechnern deutlich schneller verarbeiten kann, als die durch die Triggerrate vorgegebene Zeit von zwei bis vier Sekunden pro Ereignis. Gleichzeitig muß es in der Lage sein, die Rekonstruktion in der verfügbaren Zeit mit hoher Qualität und Effizienz durchzuführen, so daß die aus der Einzelsignalauflösung erwartete Genauigkeit der Spurparameter erreicht wird. In Abbildung 5.1 und Abbildung 5.2 sind alle 3889 Meßpunkte aus einem hadronischen Ereignis mit beiden möglichen Lösungen der Links- Rechts- Ambiguität dargestellt, so daß insgesamt 7778 Meßpunkte gezeichnet wurden. In der $R\phi$ - Projektion (Abbildung 5.1) kann mit bloßem Auge die Struktur des Ereignisses erkannt werden, während die xz- Projektion nur ein diffuses Bild ergibt, in dem keine klare Struktur erkennbar ist. Abgesehen von Untergrundsignalen konzentrieren sich die meisten Meßpunkte auf Grund der Jetstruktur des Ereignisses auf wenige Sektoren. Man sieht, daß zahlreiche Spuren sich kreuzen. In dem verwendeten Maßstab von $\approx 1:30$ sind die Einzelmessungen ebenso wie einige nahe beieinander liegende Spuren schwer unterscheidbar.

⁸ Für die OPAL Jetkammer wurde auch ein solches Verfahren entwickelt. Dabei werden die in der $R\phi$ - Ebene annähernd kreisförmigen Teilchenspuren über eine konforme Abbildung [19] zu Geraden transformiert. Durch die nichtlineare Abbildung ist der Abstand der transformierten Koordinaten nicht mehr konstant. Die Definition der Kompatibilitätskriterien wird durch die Einführung von Korrelationen zwischen der fehlerfreien x- Koordinate und der fehlerbehafteten y- Koordinate erschwert. In [85] wird gezeigt, daß die Ergebnisse dieses Verfahrens in der Tat nicht zufriedenstellend sind.

```

Run: ent 1775: 33262 Date 900531 Time 44316 Cirk(N= 0 Sump= 0.0) Ecol(N= 0 SumE= 0.0) Hcol(N= 0 SumE= 0.0)
Ebec 45.608 Evis 0.0 Emiss 91.2 Vtx(- 0.00, 0.00, 0.00) Muon(N= 0) Sec Vtx(N= 0) Fdet(N= 0 SumE= 0.0)
Bz=- 020 Thrust=0.0000 Aplan=0.0000 Oblat=0.0000 Spher=0.0000

```



Status	Det	Tr
CV	3	0
CJ	3	3
CZ	2	0
PB	0	0
PEB	2	2
EEB	2	2
HT	1	1
HS	0	0
HP	1	1
HB	0	0
ME	0	0
FD	3	3

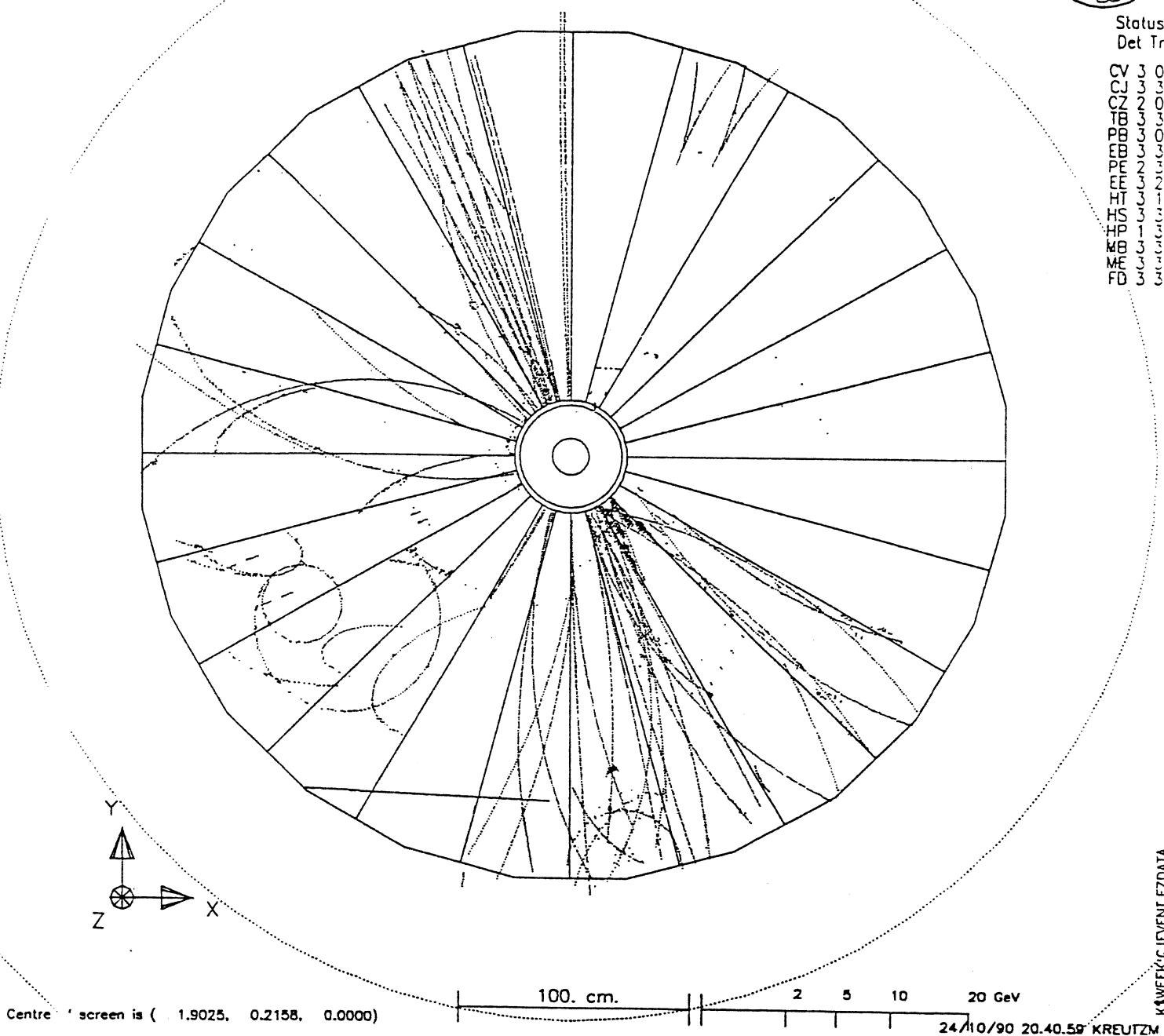
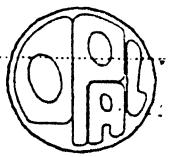


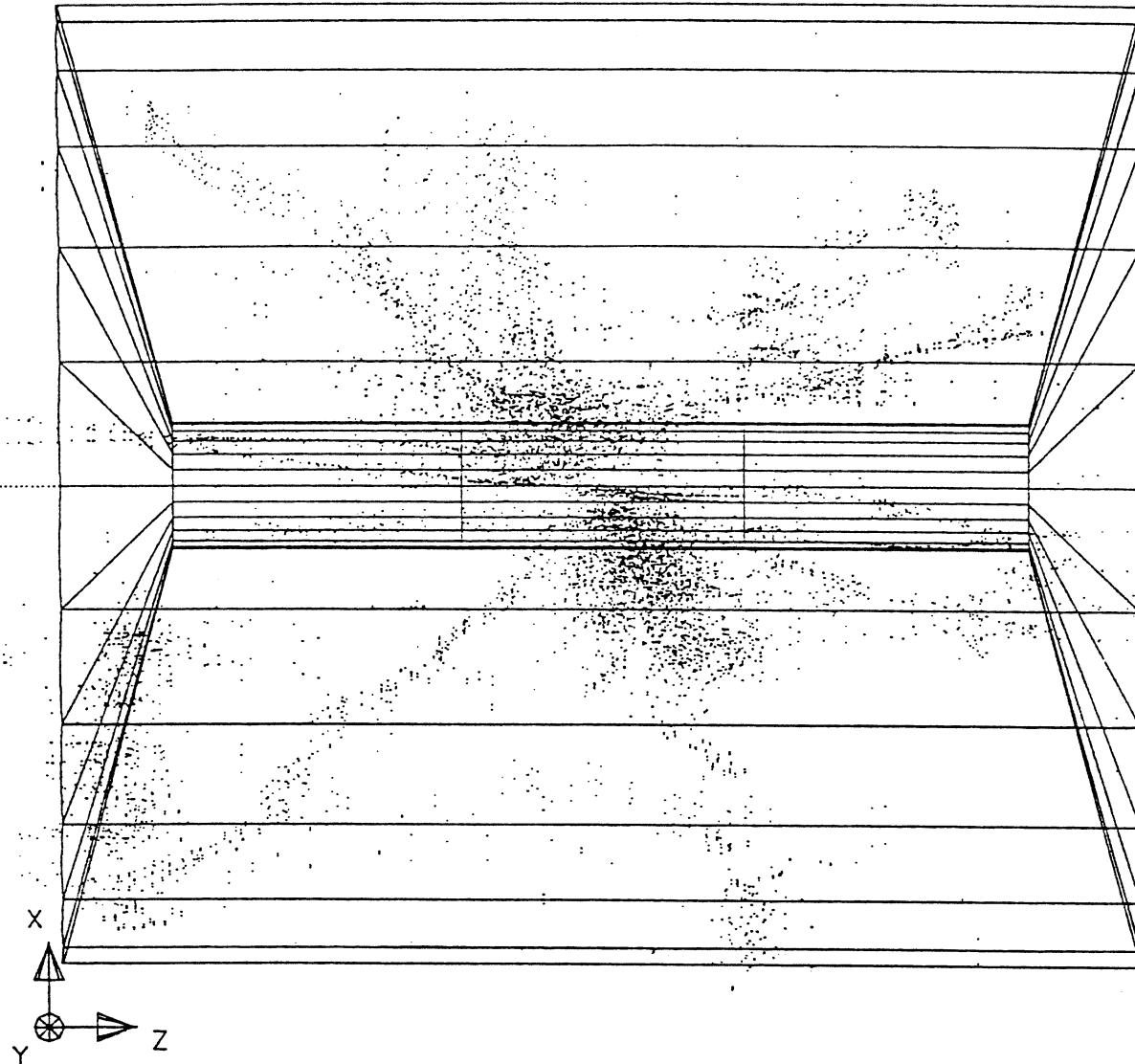
Abbildung 5.1:

Meßpunkte eines hadronischen Ereignisses ($R\phi$ - Ebene). Dargestellt ist das sensitive Volumen der Jetkammer in Form von Sektoren, die durch die Kathodendrahtebenen voneinander getrennt sind. Beide Lösungen der Links- Rechts- Ambiguität der Meßpunkte wurden gezeichnet. Einige scheinbar außerhalb des Volumens der Kammer liegende Punkte sind bedingt durch die Drehung der Driftzellen eines Sektors um den Lorentzwinkel α_L . Dadurch kann die falsche Lösung der Links- Rechts- Ambiguität außerhalb eines Sektors liegen.

Run: ent 1775: 33262 Date 900531 Time 44316 Clrk(N= 0 Sump= 0.0) Ecol(N= 0 SumE= 0.0) Hcol(N= 0 SumE= 0.0)
 Ebcol= 45.608 Evis= 0.0 Emiss= 91.2 Vtx(0.00, 0.00, 0.00) Muon(N= 0) Set Vtx(N= 0) Fcol(N= 0 SumE= 0.0)
 Bz= -0.20 Thrust=0.0000 Aphi=0.0000 Ophi=0.0000 Spher=0.0000

Status
Det Tr

CV	3	0
CJ	3	3
CZ	2	0
TB	3	3
PB	3	3
EB	3	3
PE	2	3
EE	3	2
HT	3	3
HS	3	3
HP	1	3
MB	3	3
ME	3	3
FD	3	3



K7WEEK:CJEVENT.FZDATA

Abbildung 5.2: Meßpunkte eines hadronischen Ereignisses (xz- Ebene). Beide Lösungen der Links-Rechts- Ambiguität der Meßpunkte wurden gezeichnet. Durch die um einen Faktor > 200 bezüglich der Auflösung in der R ϕ - Ebene schlechtere Auflösung der z- Koordinate sind einzelne Spuren nur in wenigen Fällen unterscheidbar.

Das Mustererkennungsprogramm muß diese Daten zu Spuren ordnen und sollte dabei möglichst keine falschen Kombinationen konstruieren. Ein Mustererkennungsverfahren, das die beschriebenen Anforderungen erfüllt, soll im folgenden vorgestellt werden.

5.1 Struktur der Mustererkennungsprozedur

Die geometrische Struktur der Jetkammer aus 24 Sektoren mit jeweils 159 Driftzellen lässt sich übertragen auf eine ähnliche Struktur des Mustererkennungsprogramms. Wie schon erwähnt, sollte es prinzipiell möglich sein, Spuren aus allen Messungen aus allen Sektoren gleichzeitig zu rekonstruieren (globales Mustererkennungsverfahren). Praktisch ist dieser Ansatz jedoch kaum benutzbar: Viele Kalibrationskorrekturen sind abhängig von Sektor, Halbsektor oder Driftzelle des Meßpunktes. Weiterhin ist der zur gleichzeitigen Bearbeitung aller Sektoren notwendige Datenverwaltungsaufwand sehr groß und führt zu zusätzlichem Speicherplatz- und Rechenzeitaufwand. Daher wird die Mustererkennungsprozedur in der Jetkammer aufgeteilt in Teilprozesse, die nacheinander ausgeführt werden und aufeinander aufbauen.

Zu Beginn wird jeder Sektor als unabhängige Einheit betrachtet. Da einige Kalibrationskorrekturen wie Jade- Approximation, v_{Drift} und α_L (s. Abschnitt 4.6.1) unterschiedlich sein können für die durch die Anodenebene getrennten Sektorhälften, bildet die Anode eine zusätzliche natürliche Grenze. Weil für alle Messungen zunächst die Links- Rechts- Ambiguität nicht gelöst ist, werden die Sektorhälften zwar getrennt, aber parallel betrachtet: Jede Messung und jedes Spurstück haben eine mögliche Lösung links und rechts der Anode. Damit spiegelt sich die geometrische Struktur der Jetkammer wider in der Rekonstruktion:

1.)

Zunächst werden *Spursegmente* innerhalb eines Halbsektors gebildet. Dabei wird die Links- Rechts- Ambiguität gelöst. Die Spursegmentparameter werden nach Anwendung der spurwinkelabhängigen Korrekturen bestimmt.

2.)

Im zweiten Schritt werden Spursegmente innerhalb eines Sektors zusammengefaßt und *Sektorspuren* gebildet. (Eine Sektorspur ist der Teil einer Spur, der sich innerhalb eines Sektors befindet, und damit ebenfalls ein Spursegment. Der Kunstbegriff "Sektorspur" wird verwendet zur Unterscheidung des Ergebnisses der zweiten Stufe der Mustererkennung von den im ersten Schritt gefundenen Spursegmenten.)

3.)

Im letzten Schritt werden Sektorspuren verschiedener Sektoren miteinander kombiniert und Jetkammer- *Spuren* gebildet.

Eine graphische Darstellung dieses Schemas findet sich in Abbildung 5.3. Zwischen diesen drei Schritten müssen sektor- und spurabhängige Kalibrationskorrekturen durchgeführt werden. Dieses Schema bietet den Vorteil der Partitionierung des Vorgangs der Mustererkennung und damit eine Reduktion der kombinatorischen Möglichkeiten und des Datenverwaltungsaufwands. Weiterhin ist es in den ersten beiden Schritten

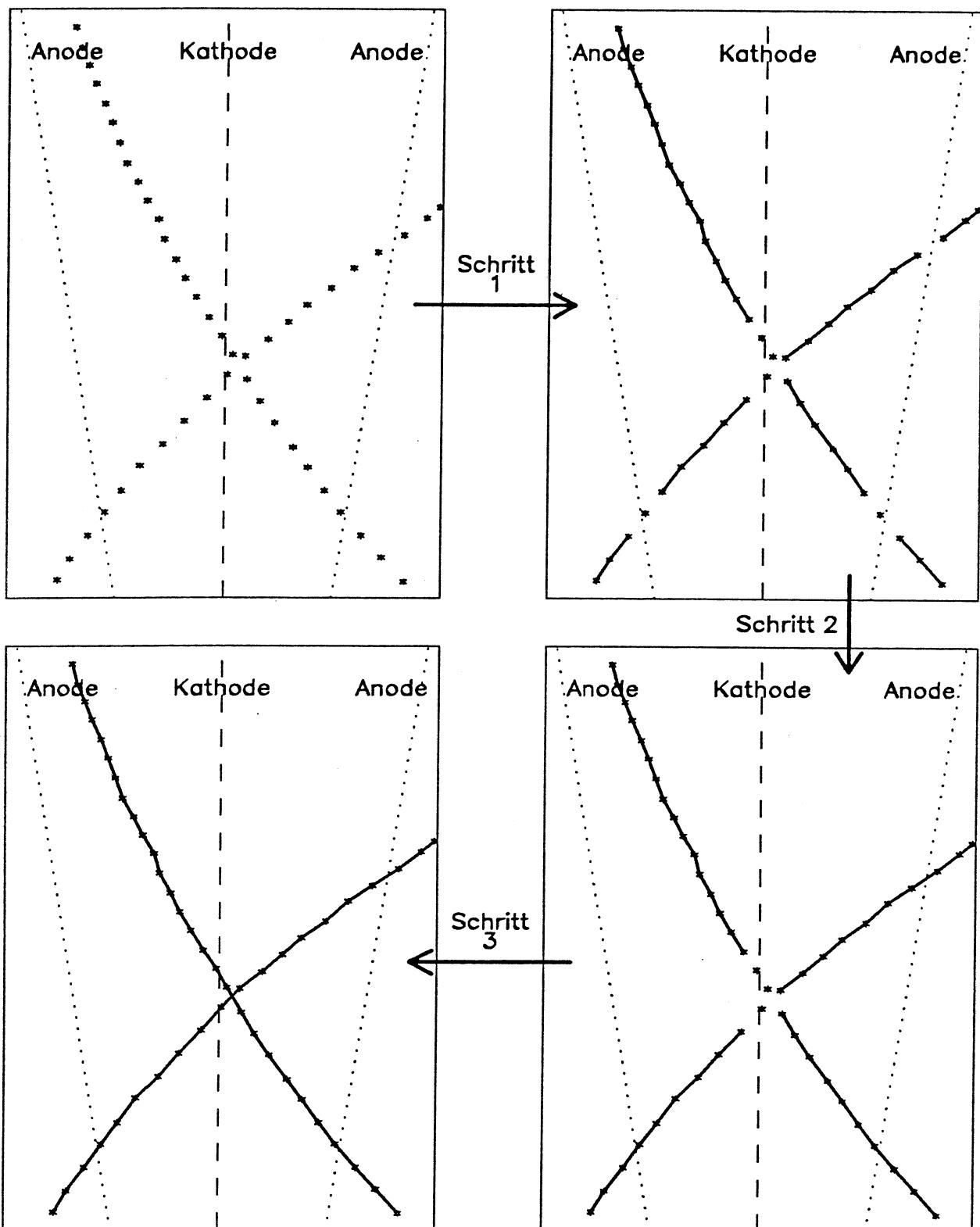


Abbildung 5.3:

Die Schritte zur Mustererkennung in der Jetkammer. Die einzelnen Rekonstruktionsstufen sind durch Pfeile gekennzeichnet; die Koordinaten der Meßpunkte sind durch Sterne dargestellt. Die Verbindungslien zwischen den Meßpunkten stellen die im Verlauf der Schritte der Mustererkennung gebildeten Punktkombinationen dar.

prinzipiell möglich, verschiedene Sektoren parallel zu bearbeiten, da keine sektorübergreifenden Daten benötigt werden. Nachteilig könnte sich auswirken, daß die Suche nach Spursegmenten an der Sektorgrenze gestoppt wird und eine Fortsetzung eines bereits gefundenen Spurstücks⁹ in den benachbarten Sektor nicht mehr möglich ist. Da jedoch einige Kalibrationskorrekturen abhängig sind von Spur(segment)parametern, ist eine Verlängerung eines Spursegments über Sektorgrenzen im ersten Schritt der Rekonstruktion ohnehin sehr schwierig.

Bei erfolgreicher Durchführung der drei Mustererkennungsschritte wird eine enorme Datenreduktion erreicht. Die rund 3500 Objekte (Einzelmessungen) der Eingabedaten werden im Verlauf der Mustererkennung auf rund dreißig Objekte (Spuren) pro Ereignis reduziert, die für die meisten nachfolgenden Analysen ausreichend sind.

5.2 Suche nach Spursegmenten: Die CHAIN- Methode

Die Suche nach Spursegmenten ist der erste und wichtigste der drei Schritte der Mustererkennungsprozedur: Die hohe Anzahl von mehreren tausend zu ordnenden Objekten pro Ereignis verlangt, daß ein schneller Algorithmus benutzt werden muß und daß kombinatorisches Vorgehen vermieden wird. Weiterhin sollte das Verfahren möglichst fehlerfrei arbeiten, da im ersten Schritt der Prozedur entstehende Fehler in den Folgeschritten häufig nicht erkannt und korrigiert werden können. Das heißt, daß die später verwendeten Parameter zur Beschreibung der Spursegmente hinreichend genau bestimmt sein müssen. Dies kann nur erreicht werden, wenn die Zuordnung von Meßpunkten zu den Spursegmenten in möglichst allen Fällen korrekt durchgeführt wird. Weiterhin kann bereits die Wahl der Parameter das Zeitverhalten direkt beeinflussen. Als Beispiel möge die Beschreibung einer Teilchenbahn in der $R\phi$ - Projektion dienen: In einem homogenen Magnetfeld folgt ein geladenes Teilchen einer Kreisbahn. Bei genügend hohem Transversalimpuls kann diese Teilchenbahn jedoch in guter Näherung auch durch eine Parabel beschrieben werden. Da die Anzahl der Rechenoperationen zur Bestimmung von Kreisparametern erheblich höher ist als bei einer Parabeldarstellung, kann durch geeignete Wahl von Parametern (in diesem Falle die Wahl einer Parabeldarstellung) der Rechenzeitverbrauch oft erheblich reduziert werden.

Die kombinatorischen Möglichkeiten beim Ordnen der Meßpunkte können durch gute Schätzwerte der wahrscheinlichen Koordinaten eines kompatiblen Meßpunktes reduziert werden. Zur Bestimmung der Schätzwerte muß jedoch zunächst eine Beschreibung der Teilchenbahn bekannt sein. Ist dies der Fall, so können diese Parameter zur Vorhersage der Koordinaten eines kompatiblen Punktes benutzt werden. Je mehr korrekte Meßpunkte zur Bestimmung der Bahnpараметer benutzt werden, desto genauer sollten diese bestimmt sein, mit der Konsequenz, daß die Vorhersagegenauigkeit verbessert werden kann. Wegen der beschränkten verfügbaren Rechnerkapazitäten muß allerdings berücksichtigt werden, daß die zur Bestimmung der Parameter benötigte Rechenzeit mit der Genauigkeit der Parameter zunimmt. Daraus folgt, daß die zur Beschreibung der Teilchenbahnen benutzte Parametrisierung zwar genügend genau sein muß, jedoch sollten diese Parameter mit wenigen Rechenoperation bestimbar sein.

Ebenfalls unter dem Gesichtspunkt des Rechenzeitverbrauchs des Mustererkennungsverfahrens muß berücksichtigt werden, daß die Daten vor der Übergabe an das Mustererkennungsprogramm bereits bearbeitet worden sind. Die Eingabedaten des Programms sind Digits. Sie sind bereits vorsortiert nach Sektornummer, Driftzellenummer und Driftzeit. Dies und die besonderen Eigenschaften der Jetkammer können ausgenutzt werden, um die Ausgabedaten der ersten Stufe der Mustererkennungsprozedur zu erzeugen:

⁹ Während des Rekonstruktionsvorgangs können aus Spursegmenten oder Sektorspuren zusammengesetzte Objekte entstehen. Zur Unterscheidung von den oben beschriebenen Ergebnissen der einzelnen Rekonstruktionsschritte werden diese einfach als "Segment" oder "Spurstück" bezeichnet.

- Die Liste von Meßpunkten eines Spursegments und
- eine Parametrisierung der durch die Meßpunkte des Spursegments definierten Raumkurve.

Um das Verfahren zur Suche nach Spursegmenten zu entwickeln, wurde eine Darstellung definiert, die es ermöglichen sollte, eine geordnete Liste von Punkten (Spursegment) schnell und effizient zu erstellen. Es wurde ein sequentielles Verfahren entwickelt, bei dem zunächst mit rein kombinatorischer Vorgehensweise eine "Startkombination" aus drei Punkten in benachbarten Driftzellen gesucht wird, die eine erste Abschätzung der Spursegmentparameter für eine Kreis- oder Parabeldarstellung ermöglicht. Die Startkombination wird dann durch Addition von kompatiblen Punkten zu einem Spursegment verlängert. Das Spursegment besteht dann aus einer doppelt vernetzten Kette (englisch: Chain) von Punkttreppen.

5.2.1 Wahl der Parameter und der Algorithmus

Bei der Wahl der zur Suche nach Spursegmenten verwendeten Parameter wurde versucht, die relevanten Eigenschaften der Jetkammer zu berücksichtigen:

- Die hohe Meßpunktdichte (159 Driftzellen pro Sektor);
- den konstanten Abstand zwischen den Driftzellen;
- die durch das homogene Magnetfeld bewirkte konstante Spurkrümmung;
- die gute Ortsauflösung ($\approx 135 \mu\text{m}$) und
- die gute Doppelspurauflösung ($\approx 2 - 3 \text{ mm}$).

Da der mittlere Teilchenimpuls bei hadronischen Z^0 -Zerfällen bei ca. $2 \text{ GeV}/c$ liegt, bestand das primäre Ziel darin, Spuren von relativ hochenergetischen Teilchen zu finden. Spuren mit sehr geringem Impuls ($\approx 10-20 \text{ MeV}/c$) entstehen in der Regel durch Elektronen aus sekundären Prozessen wie durch Konversion von aus dem äußeren Detektor zurückgestreuten niederenergetischen Photonen oder elastischen Streuprozessen (δ -Elektronen). Sie sind für die meisten physikalischen Analysen ohne Bedeutung. Solche Partikel spiralisieren in der Jetkammer und unterliegen starken Einflüssen auf die Teilchenbahn durch Mehrfachstreuung und Energieverlust. Eine Bestimmung ihrer Spurparameter wird immer mit großen Fehlern behaftet sein und sollte beschränkt werden auf den Bereich der Entstehung der Teilchenbahn.

Neben der Wahl der Parameter ist die Wahl eines geeigneten Koordinatensystems sehr wichtig. Das "natürliche" Koordinatensystem ist im Falle der Spursegmentsuche das DRS (Anhang A), in dem die x-Koordinate senkrecht zu den Driftzellen und die y-Koordinate parallel zur Driftrichtung liegt. Dies bedeutet, daß zur Darstellung der Spur eine Funktion der Form

$$y = f(x)$$

benutzt werden kann. Eine solche Parametrisierung ergibt für alle *nicht spiralisierenden* Spuren y als eindeutige Funktion der durch die Signaldrahtposition definierten Werte der x-Koordinate.

Spuren in der Jetkammer sind zum Teil deutlich gekrümmmt. Zur Definition einer Spurkrümmung werden mindestens drei Meßpunkte benötigt. Damit bietet sich als erster Ansatz zur Darstellung der Spur ein Triplott von drei benachbarten Punkten an. Mit drei Meßpunkten läßt sich die Spurkrümmung bestimmen:

$$C = \frac{d\phi}{ds} = \frac{\frac{d^2 y}{dx^2}}{\left[1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} = \pm \frac{1}{R} \quad (5.1)$$

Hier sind C die Krümmung der Spur, R der Krümmungsradius der Spur, ϕ der Richtungswinkel der Spur, s die Bogenlänge der Spur in der $R\phi$ -Ebene und x, y sind die x - und y -Koordinaten.

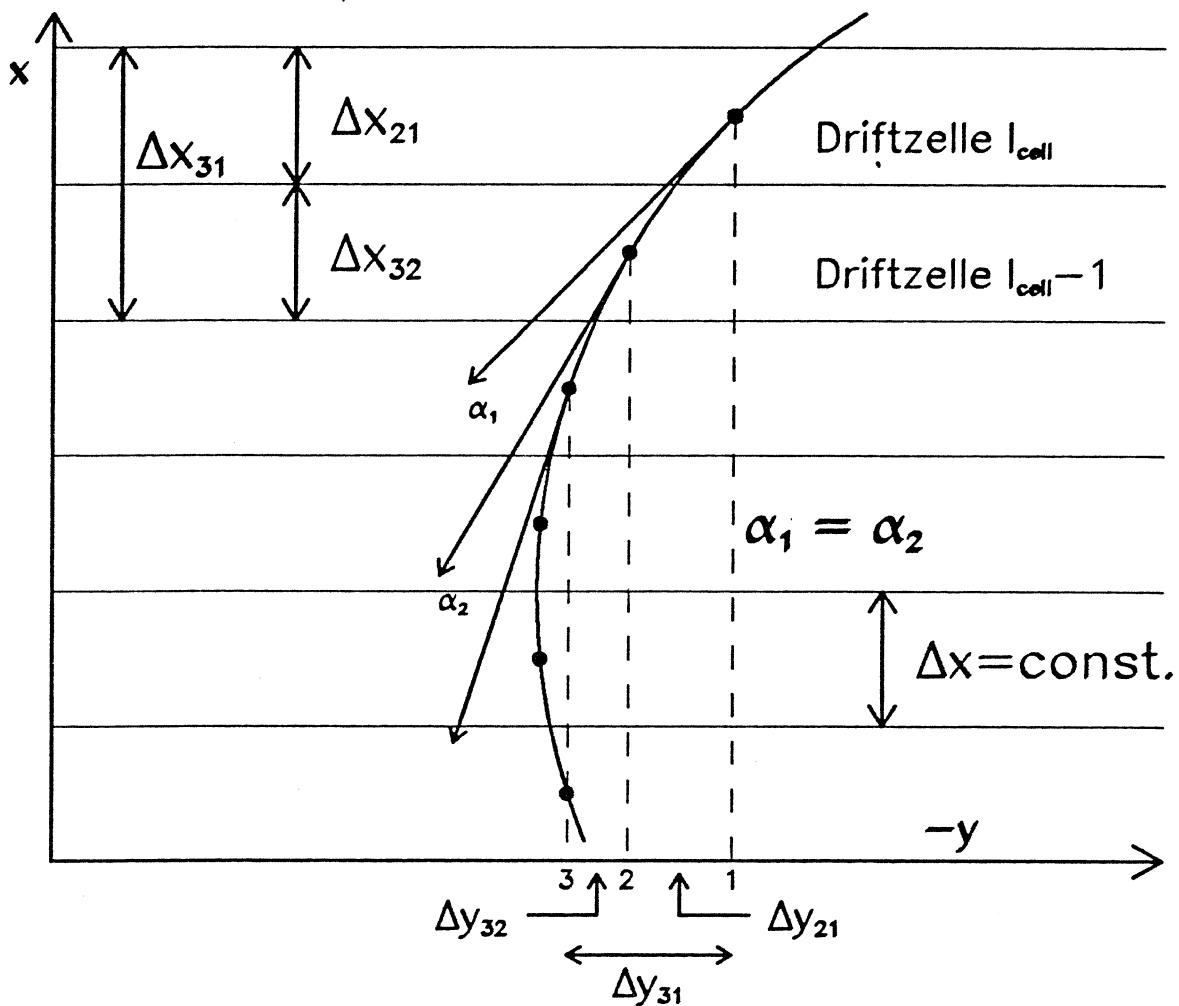


Abbildung 5.4: Bestimmen der Triplettkrümmung. Die Abbildung stellt die zur Bestimmung der Triplettkrümmung benutzten Meßgrößen dar. Die Richtungsänderungen der Spur, die hier mit der Winkeldifferenz α angedeutet werden, sind klein und annähernd konstant.

Die Meßpunkte werden für diskrete Werte von x bestimmt. Die Änderung der x -Koordinate der Meßpunkte einer Spur ist bis auf einen kleinen Term konstant. Die Abstände in x variieren wegen einer x -Komponente des elektrostatischen und mechanischen Drahtversatzes, bedingt durch den Lorentz-Winkel, um ca. $\Delta_{stagg} \approx \pm 50 \mu m$. Die relative Änderung ist allerdings für einen mittleren Abstand $\langle \Delta x \rangle = \cos \alpha_L \cdot 1.0 \text{ cm} \approx 0.94 \text{ cm}$ der Messungen in x sehr klein:

$$\frac{\Delta_{stagg}}{\langle \Delta x \rangle} = \frac{0.005 \text{ cm}}{0.94 \text{ cm}} \approx 5 \cdot 10^{-3} \quad : \quad (5.2)$$

Nimmt man an daß die Richtung dy/dx der Spur sich lokal nur sehr wenig ändert, so ist die mit drei Meßpunkten bestimmte Krümmung der Spur gegeben durch

$$C \approx \text{const.} \cdot \frac{d^2y}{dx^2} \quad (5.3)$$

Für kleine Spurwinkel ist $\text{const.} \approx 1$ Die infinitesimalen Größen dx und dy müssen durch die diskreten Abstände der Meßpunkte Δx und Δy ersetzt werden. Die beiden Ableitungen der Funktion $y = f(x)$ lassen sich so experimentell annähern mit

$$y' = \frac{dy}{dx} \approx \frac{\Delta y}{\Delta x} \quad (5.4)$$

und

$$y'' = \frac{d^2y}{dx^2} \approx \frac{\frac{\Delta y_{32}}{\Delta x_{32}} - \frac{\Delta y_{21}}{\Delta x_{21}}}{\Delta x_{31}} \quad (5.5)$$

mit $\Delta x_{ij}, \Delta y_{ij}$ = Abstände zwischen den Punkten in x und y (siehe dazu auch Abbildung 5.4). Mit diesen Näherungen kann jede Spur lokal durch eine Parabel beschrieben werden, deren Parameter leicht bestimmbar sind:

$$y = f(x) = y(x_0) + y'(x_0) \cdot n \cdot \Delta x + \frac{1}{2} \cdot y''(x_0) \cdot n^2 \cdot \Delta x^2 \quad (5.6)$$

n ist der Abstand zwischen x und x_0 in Einheiten von Driftzellen und Δx ist der mittlere Abstand zwischen den Driftzellen. Eine Beschreibung des Spurverlaufs in dieser Form ist jedoch nur gültig, wenn der Abstand Δx zum Referenzpunkt x_0 der Parabel nur wenige Driftzellen beträgt. Die auf Tripletbasis bestimmte Spurkrümmung kann zur Lösung der Links- Rechts- Ambiguität benutzt werden: Durch den Drahtversatz erhält man für die inkorrekte Lösung eine wesentlich größere Tripletkrümmung als für die korrekte Lösung.

In Abbildung 5.5 wurde y'' für Transversalimpulse $p_t \in \{0.5, 1.0, 10.0\} \text{ GeV}/c$ für die korrekte (linke Spalte) und die falsche Lösung der Links- Rechts- Ambiguität (rechte Spalte) für 10000 negativ geladene Einzelpuren mit festen Spurwinkeln $\phi = 11.5^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ dargestellt. Man erhält eine Normalverteilung mit der Varianz $\sigma \approx 0.025 \text{ cm}^{-1}$ für die korrekte Lösung, während sich für die falsche Lösung zwei Normalverteilungen ergeben, deren Mittelwerte durch den Einfluß des Drahtversatzes von Null verschieden sind.

Weiterhin ist die für einzelne Triplets bestimmte Spurkrümmung C_{Triplet} nicht sensiv auf den Transversalimpuls des die Meßpunkte erzeugenden Teilchens. Der Wert der Tripletkrümmung wird dominiert durch die Meßfehler der drei Punkte des Triplets. Der Mittelwert von C_{Triplet} ergibt etwa den auf Grund des Transversalimpulses p_t erwarteten Wert, der mittlere quadratische Fehler ist jedoch unabhängig von p_t (s. Abbildung 5.5).

Da Meßpunkte mit Abständen von weniger als $\approx 1 \text{ mm}$ nicht aufgelöst werden können, gibt die aus einem Triplet lokal bestimmte Spurkrümmung die Möglichkeit, durch einen geeignet definierten Schnitt auf $|y''|$ kompatible Punkte zu selektieren. Bei Triplets erwartet man für die falsche Lösung der Links- Rechts- Ambiguität einen Mittelwert von $\langle |y''| \rangle \approx 0.07 \text{ cm}^{-1}$, bedingt durch den Drahtversatz von bis zu $\pm 150 \mu\text{m}$ (mechanischer und elektrostatischer Drahtversatz). An Spurkreuzungen sollte bei "Vermischung" der Meßpunkte zweier Spuren durch die beschränkte Doppelspurauflösung $|y''|_{\text{Kreuzung}} > 0.1 \text{ cm}^{-1}$ betragen, während für die meisten Spuren weitaus kleinere Werte von y'' bei korrekter Lösung der Links- Rechts-

Ambiguität erwartet werden: Bereits für Spuren von $p_t \approx 100 \text{ MeV}/c$ beträgt die Spurkrümmung und damit der Mittelwert von y'' ca. 10^{-2} cm^{-1} . Dies ist eine Größenordnung weniger als zum Beispiel der Wert C_{Triplet} für die falsche Lösung der Links- Rechts- Ambiguität. Der mittlere quadratische Fehler von y'' eines Triplets ergibt sich zu:

$$\sigma(y'') \approx \sqrt{\frac{3}{2} \cdot \sigma_{R\phi} \text{ cm}^{-1}} \quad (5.7)$$

$\sigma_{R\phi} [\text{cm}]$ ist die Einzelsignalauflösung in der $R\phi$ - Ebene und wird bestimmt durch den Meßfehler der y- Koordinate im DRS bzw. den Meßfehler der Driftzeit. Nimmt man eine mittlere Auflösung von $\sigma_{R\phi} \approx 150 \mu\text{m}$ an, so ergibt sich

$$\sigma(y'') \approx 0.02 \text{ cm}^{-1} .$$

Die Triplettkrümmung oder y'' als Approximation von C_{Triplet} sind offenbar recht gute Parameter zur Verkettung von Triplets. Dieser Parameter erlaubt über die Streuung um den im Normalfall sehr kleinen Mittelwert die Lösung der Links- Rechts- Ambiguität, die Separation von nicht zur Spur gehörenden Meßpunkten und die Verlängerung eines Spurstücks durch Vergleich der Triplettparameter.

Die Verlängerung des Spurstücks kann dabei auf folgende Art durchgeführt werden: Man betrachte ein Punkttriplett T_n am Ende des aktuellen Spurstücks. Mit Hilfe der zwei äußeren Meßpunkte des Triplets und einem Punkt in einer benachbarten Driftzelle konstruiert man ein neues Triplet T_{n+1} . T_{n+1} erlaubt die Bestimmung von y''_{n+1} . Durch Anwendung eines geeigneten Schnitts auf y''_{n+1} beziehungsweise durch den Vergleich von y''_n und y''_{n+1} lässt sich dann mit sehr großer Sicherheit entscheiden, ob die Triplets T_n und T_{n+1} kompatibel sind. Ist dies der Fall, so wird das Triplet T_{n+1} in die Kette aufgenommen und als Referenz für den nächsten Punkt benutzt. Auf diese Weise lässt sich jede Spur als eine doppelt verbundene Kette von Triplets darstellen. Ein einziges Kriterium sollte ausreichen, diese Kette zu konstruieren. Wegen der schlechten z- Auflösung der Jetkammer ist es sinnvoll, sich bei dieser Art der Konstruktion von Spursegmenten auf die $R\phi$ - Ebene zu beschränken. Das Prinzip dieser Vorgehensweise ist in Abbildung 5.6 graphisch dargestellt.

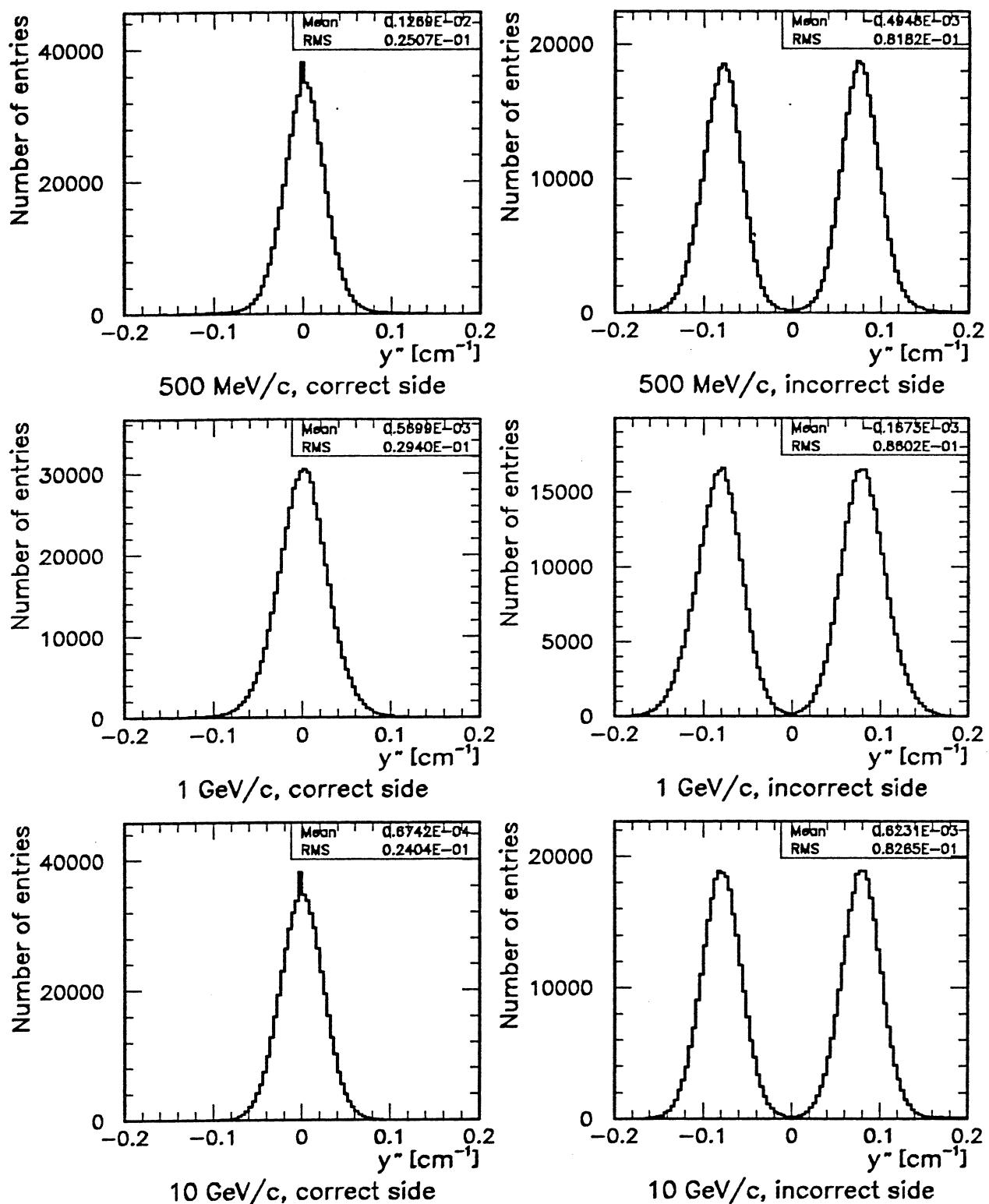


Abbildung 5.5: Triplettkrümmung für verschiedene Transversalimpulse

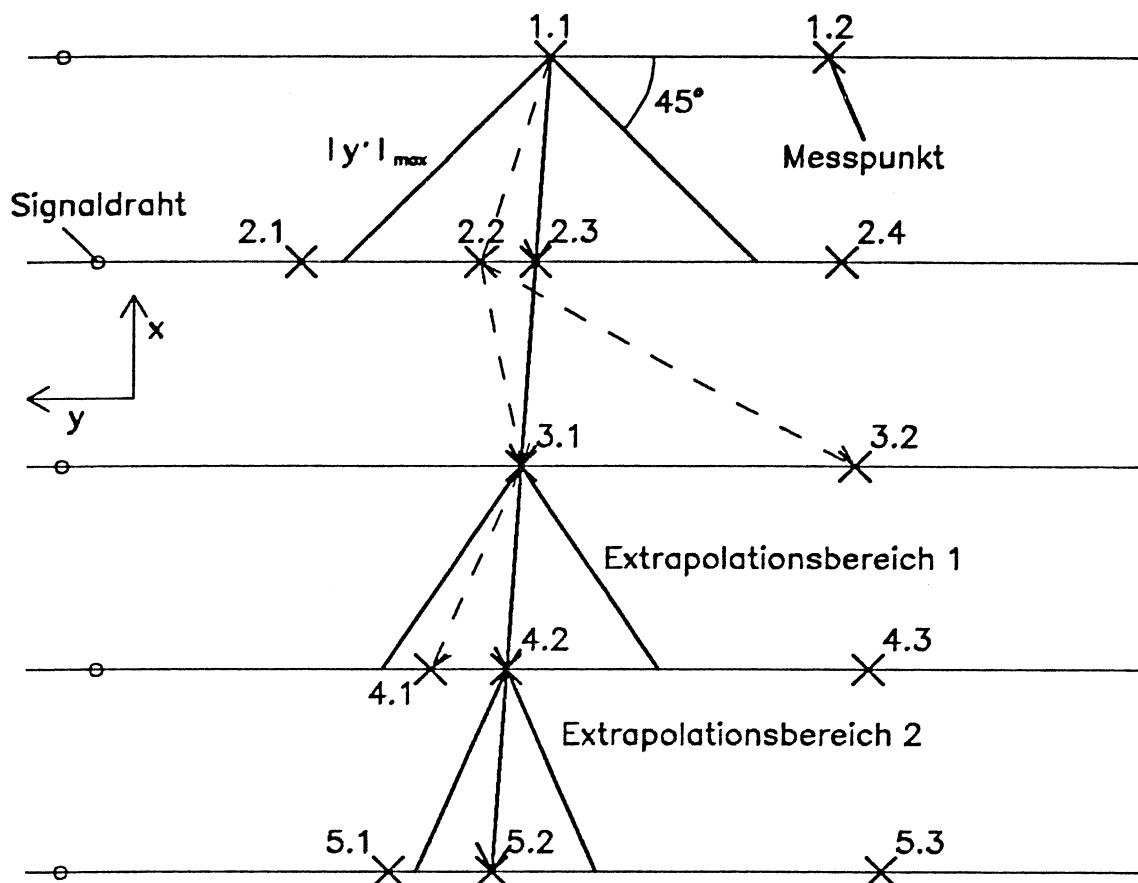


Abbildung 5.6:

Bildung einer Kette von Triplets. Akzeptierte Punktkombinationen sind durch durchgezogene Linen miteinander verbunden, verworfene Punktkombinationen sind gestrichelt dargestellt. Nachdem ein unbenutzter Meßpunkt in der obersten Driftzelle gefunden wurde, wird über einen Schnitt auf die maximale Steigung ($|y'|_{\max}$) der Suchbereich in der darunterliegenden Driftzelle eingeschränkt. In der hier skizzierten Situation erfüllen zwei Punkte diese Anforderung. Im dritten Schritt der Startkombinationssuche werden dann über einen Schnitt auf die Richtungsänderung y'' – der einen Schnitt auf y' impliziert – die Kombinationen (1.1, 2.2, 3.1) und (1.1, 2.2, 3.2) verworfen, so daß nur die Kombination (2, 2.1) (1.1, 2.3, 3.1) als Startkombination akzeptiert wird. In den Folgeschritten wird die Kette verlängert, indem zunächst ein Extrapolationsbereich definiert wird, innerhalb dessen nach kompatiblen Punkten gesucht wird. Die Breite der Extrapolationsbereiche verringert sich mit zunehmender Spurlänge. Über einen Schnitt auf die lokal für jedes Triplet bestimzte Richtungsänderung y'' wird in der Folge der Kettensuche die Kombination (3.1, 4.1) verworfen. Das hier gezeigte Spurstück aus fünf Punkten besteht aus den Punktkombinationen (1.1, 2.3, 3.1, 4.2, 5.2), die mit 8 Testvorgängen aus insgesamt 12 Meßpunkten gefunden wurden.

5.2.2 Aufbereiten der Eingabedaten

Wie bereits erwähnt, sind die Eingabedaten des Mustererkennungsprogramms Digits, die Ergebnisse der FADC- Pulsanalyse bzw. der Digit- Stufe des Monte Carlo Programms (s. Kapitel 3 und 4). Bevor die Rekonstruktion der Spuren beginnt, werden die Eingabedaten aufbereitet und in DRS- Koordinaten (Anhang A) transformiert:

$$\begin{pmatrix} I_{Cell} \\ I_{Time} \\ I_{Zed} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} X \\ Y_L \\ Z \end{pmatrix} \text{ und } \begin{pmatrix} X \\ Y_R \\ Z \end{pmatrix} .$$

Dazu wird zunächst die Driftzeit mit Hilfe der Kalibrationskonstanten Driftgeschwindigkeit $v_{drift, L}$ und $v_{drift, R}$ über die Orts- Driftzeit- Beziehung (3.5) $d_{drift} = v_{drift} \cdot t_{drift}$ in eine Strecke transformiert. Die Indices 'L' und 'R' deuten an, daß für die beiden Driftvolumina links und rechts der Anodenebene unterschiedliche Werte gelten können. Mit Hilfe der Driftzellennummer I_{Cell} und dem Drahtversatz Δ_{mech} , Δ_{es} und Δ_{grav} (Abschnitt 4.6.1) wird zunächst die Position des Signaldrahts bestimmt:

$$x_{wire} = x_c(I_{Cell}) \pm \sin\alpha_L \cdot (\Delta_{mech} + \Delta_{es}(z)) - \cos\phi_{s,L} \cdot \Delta_{grav}(z) \quad (5.8)$$

$$y_{wire} = y_c(I_{Cell}) \pm \cos\alpha_L \cdot (\Delta_{mech} + \Delta_{es}(z)) - \sin\phi_{s,L} \cdot \Delta_{grav}(z) \quad (5.9)$$

$x_c, y_c = x, y$ – Koordinaten des geometrischen Zentrums der Driftzelle I_{Cell}

α_L = Lorentzwinkel

$\phi_{s,L}$ = Drehwinkel zwischen MRS und DRS

Δ_{es} und Δ_{grav} können in guter Näherung als parabelförmige Funktion der z- Koordinate beschrieben werden (s. Abschnitt 4.6.1 auf Seite 38). Durch Addition der Driftstrecke zur y- Position des Drahtes ergeben sich die zwei möglichen Koordinaten eines Meßpunktes:

$$x = x_{wire} \quad (5.10)$$

$$y_L = y_{wire} + d_{drift} \quad (\text{links der Anode}) \quad (5.11)$$

$$y_R = y_{wire} - d_{drift} \quad (\text{rechts der Anode}) \quad (5.12)$$

$$z = I_{Zed} . \quad (5.13)$$

Falls es auf Grund der Pulsanalyseergebnisse sinnvoll erscheint, können bestimmte Meßpunkte markiert werden, um im weiteren Verlauf der Mustererkennungsprozedur besonders behandelt zu werden. Zum Beispiel ist es möglich, anhand der Pulsanalyseergebnisse frühzeitig Doppelspuren zu erkennen. Ebenso ist es häufig sinnvoll, z.B. auf Grund geringer deponierter Ladung schlecht bestimmte Meßpunkte zu verwerfen. Eine weitere Vorentscheidung kann bereits in diesem Stadium getroffen werden: Durch den Einfluß des Lorentzwinkels ist die maximale Driftstrecke in den beiden Sektorhälften verschieden. Durch einen Test auf das sensitive Volumen läßt sich daher gelegentlich die Links- Rechts- Ambiguität mit geometrischen Mitteln lösen: Würde zum Beispiel der Punkt (x, y_L, z) außerhalb des sensitiven Volumens liegen, (x, y_R, z) jedoch innerhalb des Volumens, muß die den Meßpunkt erzeugende Spur rechts der Anode liegen. Damit läßt sich in Einzelfällen bereits vor der Durchführung der Mustererkennung die korrekte Lösung der Links- Rechts- Ambiguität bestimmen. Wie sich jedoch zeigte, kann diese Methode wegen der Inhomogenitäten des elektrischen Feldes

insbesondere in den äußeren Randbereichen der Kammer nur eingeschränkt angewendet werden: Durch Feldstörungen ist die einfache Orts- Driftzeit- Beziehung in den Randbereichen eines Sektors nicht mehr uneingeschränkt gültig, da v_{drift} sich innerhalb des Driftraums ändert. Zur Bestimmung der Ortskoordinaten sind positions- und spurwinkelabhängige Kalibrationskorrekturen notwendig. Bevor eine geometrische Lösung der Links- Rechts- Ambiguität möglich ist, müssen Feldverzerrungseffekte korrigiert werden. Die geometrische Form der Kammer kann daher zur Lösung der Links- Rechts- Ambiguität nur in Bereichen verwendet werden, in denen das elektrische Feld weitgehend homogen ist.

5.2.3 Definition einer Startkombination

Bei der Suche nach einer Kette von Triplets muß zunächst das erste Glied der Kette gefunden werden. Dieses kann benutzt werden als Startkombination zur Verlängerung der Kette. Die Startkombination aus drei benachbarten Punkten liefert eine erste Schätzung der Spurparameter und muß mit einer kombinatorischen Prozedur gesucht werden, da zu Beginn der Kettensuche kein Schätzwert der Spursegmentparameter vorhanden ist. Um ihn zu erhalten, müssen zunächst mögliche Kombinationen von Meßpunkten getestet werden. Ist der Test erfolgreich, wird die Startkombination als erstes Kettenglied definiert. Eine endgültige Entscheidung über die Benutzbarkeit dieses Triplets kann allerdings erst im Verlauf der Verlängerung der Kette getroffen werden.

Wegen der größeren mittleren Abstände zwischen den Meßpunkten beginnt die Suche nach Spursegmenten grundsätzlich im äußeren Bereich eines Sektors. Im Verlauf der Suche nach Spursegmenten wird der Startpunkt immer weiter nach innen verlegt: Zu Beginn der Kettensuche ist ein Driftzellenzeiger auf die Driftzelle mit der größten Driftzellennummer I_{Cell} gesetzt, die einen Meßpunkt enthält. Dieser Zeiger bewegt sich zu kleineren Driftzellennummern, sobald alle Messungen in der äußersten Driftzelle bearbeitet wurden. Zur Suche der Startkombination wurde folgende Prozedur gewählt:

1. Zunächst wird die durch den Driftzellenzeiger definierte Driftzelle I_{Cell} nach einem nicht assoziierten Punkt $P_1 = (x_1, y_1, z_1)$ durchsucht. Ist in I_{Cell} kein Punkt verfügbar, wird der Zeiger um 1 verringert und die Suche nach dem ersten Punkt der Startkombination in der Driftzelle $(I_{\text{Cell}} - 1)$ fortgesetzt.
2. Anschließend wird in der benachbarten Driftzelle $(I_{\text{Cell}} - 1)$ ein zweiter nicht assoziiertes Punkt $P_2 = (x_2, y_2, z_2)$ benutzt, um die Steigung y'_2 der Verbindungsstrecke zwischen P_2 und P_1 zu bestimmen:

$$y'_2 = \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1}$$

Ist $|y'_2|$ größer als ein Maximalwert $y'_{2,\max} \approx \tan(45^\circ) \approx 1$, so wird P_2 verworfen und die Suche in $(I_{\text{Cell}} - 1)$ fortgesetzt. Gelingt es nicht, in $(I_{\text{Cell}} - 1)$ einen diese Anforderung erfüllenden Punkt zu finden, wird der Punkt P_1 verworfen und in I_{Cell} ein neuer Punkt P_1 gesucht. Der Schnitt auf y'_2 impliziert eine effektive Selektion von Spuren, die vom Ereignisvertex stammen. Obwohl der Winkel von (stark gekrümmten) niedrigerenergetischen Spuren zu den Driftzellen in den Randbereichen der Jetkammer größer als 45° sein kann, werden jedoch auch solche Spuren gefunden: Im Anfangsbereich der Spur ist der Spurwinkel kleiner. Wird die Spur sowohl in Richtung großer Driftzellen als auch in Richtung kleiner Driftzellen verlängert, so hat dieser Schnitt keinen Einfluß auf die Rekonstruktionseffizienz. Lediglich Spuren, die aus den äußeren Bereichen des Detektors zurückgestreut werden und deren Winkel zur Driftzelle in allen Sektoren größer ist als 45° , können nicht gefunden werden. Der Schnitt auf y'_2 ist vor allem sinnvoll, weil dadurch die Anzahl möglicher Kombinationen bereits frühzeitig reduziert werden kann. Bei großen y'_2 ist weiterhin der Fehler der Triplettparameter und damit die Wahrscheinlichkeit möglicher Fehlkombinationen groß.

3. Konnte eine Kombination zweier Punkte P_1 und P_2 in den benachbarten Driftzellen I_{Cell} und $(I_{\text{Cell}} - 1)$ gefunden werden, wird die Driftzelle $(I_{\text{Cell}} - 2)$ nach einem dritten Punkt P_3 durchsucht und die durch P_2 und P_3 definierte Steigung y'_3 sowie die Krümmung des Triplets y''_3 bestimmt:

$$y'_3 = \frac{y_3 - y_2}{x_3 - x_2}$$

$$y''_3 = \frac{y'_3 - y'_2}{x_3 - x_1}$$

Ist $|y''_3|$ größer als ein Maximalwert $y''_{3,\max} \approx 0.1 \text{ cm}^{-1} \approx 3\sigma$ der Meßgenauigkeit (s. Abbildung 5.5), wird der Punkt P_3 verworfen und die Driftzelle ($I_{Cell} - 2$) weiter nach einem kompatiblen Punkt durchsucht. Scheitert dies, so wird P_2 ebenfalls verworfen und die Suche bei (2.) fortgesetzt.

Da $y''_{3,\max}$ ca. das Dreifache der mittleren Auflösung beträgt, sollten durch den Schnitt auf $|y''_3| < 0.1 \text{ cm}^{-1}$ die meisten korrekten Punktkombinationen erfaßt werden. Wegen der nicht bekannten Schätzwerte der Spurparameter werden allerdings die meisten Startkombinationen verworfen, da insbesondere in engen Jets zahlreiche zufällige Kombinationen von Punkten möglich sind, die die zur Selektion der Startkombination durchgeführten Schnitte erfüllen. Die endgültige Entscheidung über die Verwendbarkeit einer Startkombination wird während der Verlängerung der Kette getroffen: Basierend auf dem ersten Triplet läßt sich die Kette sukzessive verlängern. Ist dies nicht möglich, wird die Startkombination (P_1, P_2, P_3) verworfen. Die Bearbeitung eines Sektors wird abgeschlossen, sobald keine Startkombination mehr gefunden werden kann.

5.2.4 Verlängern der Kette

Im Gegensatz zur Suche nach dem ersten Triplet, die mit einer im wesentlichen kombinatorischen Methode durchgeführt wird, kann die Anzahl kombinatorischer Schritte während der Kettenverlängerung stark reduziert werden: Sobald eine erste Schätzung der Spurparameter vorliegt, ist es möglich, mit sehr einfachen Mitteln die wahrscheinliche Lage der Koordinaten eines kompatiblen Punktes zu extrapolieren. Dadurch kann die Suche auf einen durch den Fehlerbereich der Parameter sowie den Meßfehler der Ortskoordinaten definierten Bereich eingeschränkt werden. Während zum Test auf Kompatibilität zweier Triplets die Differenz der lokal bestimmten Triplettskrümmungen benutzt wird, wurde zur Extrapolation eine global aus der gesamten verfügbaren Spurlänge bestimmte Parabelapproximation des Spurstücks gewählt.

Diese Parabeldarstellung bietet den Vorteil, daß sie bei nicht zu stark gekrümmten Spuren eine hinreichend genaue Darstellung der Teilchenspur ermöglicht und ihre Parameter mit sehr wenigen Rechenoperationen bestimmt werden können. Weiterhin ist in der Parabeldarstellung die y- Koordinate eine eindeutige Funktion der x- Koordinate, während z.B. bei einer Kreisdarstellung spezielle Vorkehrungen getroffen werden müssen, um die korrekte der beiden möglichen Lösungen zu selektieren. Um den Rechenzeitaufwand zu reduzieren, werden zur Berechnung der Parabelparameter nur drei weit auseinanderliegende Punkte benutzt. Die Parameter (y_0, a, b) der Parabel

$$y = f(x) = y_0 + ax + bx^2 \quad (5.14)$$

werden durch Lösung des linearen Gleichungssystems

$$y_0 + ax_L + bx_L^2 = y_L \quad (5.15)$$

$$y_0 + ax_M + bx_M^2 = y_M$$

$$y_0 + ax_F + bx_F^2 = y_F$$

bestimmt. (x_F, y_F) , (x_M, y_M) und (x_L, y_L) sind die Koordinaten dreier Punkte auf dem Spursegment, die so gewählt wurden, daß

- (x_F, y_F) die Koordinaten des ersten Punktes der Kette,
- (x_L, y_L) die Koordinaten des letzten Punktes der Kette und
- (x_M, y_M) Koordinaten eines Punktes in der Nähe der Mitte der Kette sind.

Die Lösung des Gleichungssystems nach einer Koordinatentransformation mit $x_L = 0$ ergibt sich zu

$$b = \frac{\left(\frac{\Delta y_{FM}}{\Delta x_{FM}} - \frac{\Delta y_{ML}}{\Delta x_{ML}} \right)}{\Delta x_{FL}} \quad (5.16)$$

$$a = \frac{\Delta y_{ML}}{\Delta x_{ML}} - \Delta x_{ML} b \quad (5.17)$$

$$y_0 = y_L \quad (5.18)$$

$$\Delta y_{ij} = y_i - y_j, \Delta x_{ij} = x_i - x_j$$

Die Wahl dreier entfernter Punkte als Bezugspunkte der Parabel bietet den Vorteil, daß die Fehler der Parabelparameter für lange Spurstücke klein sind. Da die x- Koordinate im DRS nicht mit einem Meßfehler behaftet ist und bei der Bestimmung der Parabelparameter a und b jeweils Abstände Δx im Nenner stehen, ist der relative Fehler dieser Parameter bei langen Spurstücken immer klein. Der Extrapolationsfehler bei Benutzung des Parabelansatzes wird dann dominiert durch den Meßfehler der Koordinate y_L des Referenzpunktes der Parabel.

Durch die äquidistante Anordnung der Meßpunkte in x ist die x- Koordinate eines kompatiblen Punktes bekannt. Es ist daher leicht möglich, einen Erwartungswert für die y- Koordinate $y_{exp.}$ zu berechnen:

$$y_{exp.} = y_0 + (a + b \cdot \Delta x) \cdot \Delta x \quad (5.19)$$

mit $\Delta x = x_{next} - x_L$. x_{next} ist die x- Koordinate der Signaldrahtposition der Driftzelle, in der ein kompatibler Punkt gesucht wird.

Die Genauigkeit $\sigma_{exp.} = \sigma(y_{true} - y_{exp.})$ der auf diese Weise durchgeführten Vorhersage der Koordinaten des nächsten Meßpunktes ist dargestellt für mit GOPAL simulierte Spuren in Abbildung 5.7 als Funktion der Spurstücklänge für die Extrapolation mit festem $\Delta x =$ eine Driftzelle. Abbildung 5.8 zeigt die Vorhersagegenauigkeit für Spurstücke aus 50 Meßpunkten bei Variation von Δx . Wie erwartet, wird die Vorhersagegenauigkeit mit zunehmender Anzahl von Punkten in der Kette deutlich besser und erreicht für Spursegmente aus 20 Meßpunkten bereits eine Genauigkeit von $\sigma_{exp.} \approx 200 \mu m$. Dieser Wert ist $\approx \sqrt{2} \sigma_{R\phi}$ und entspricht der Erwartung, daß die Extrapolationsgenauigkeit bei langen Spurstücken durch die Einzelsignalauflösung von y_L dominiert wird¹⁰. Bei genügend langen Spurstücken variiert die Vorhersagegenauigkeit ($y_{true} - y_{exp.}$) nur sehr langsam mit größer werdenden Abständen in x, vorausgesetzt, daß die Spurstücke fehlerfrei gefunden wurden (s. Abbildung 5.8).

¹⁰ Der Faktor $\sqrt{2}$ ist bedingt dadurch, daß auch y_{true} mit einem Meßfehler behaftet ist.

Anhand der experimentell mit Hilfe des Monte Carlo Programms bestimmten Extrapolationsgenauigkeit läßt sich somit eine "Straßenbreite" $\Delta y_{exp.}$ definieren, d. h. der zum Test auf Kompatibilität zulässige Bereich in y. Als Parametrisierung wurde eine Funktion gewählt, die die Länge des Spurstücks und den Extrapolationsbereich Δx berücksichtigt. Die Straßenbreite $\Delta y_{exp.}$ wird dynamisch mit einer einfachen Parametrisierung zwischen den experimentell zu bestimmenden Werten $\Delta y_{exp.}^{max}$ und $\Delta y_{exp.}^{min}$ eingestellt:

$$\Delta y_{exp.} = \text{Max}\left(\left[\Delta y_{exp.}^{max} \cdot \frac{\Delta x}{N_{Point}}\right], \Delta y_{exp.}^{min}\right) \quad (5.20)$$

mit N_{Point} = Anzahl der Punkte des Spurstücks. Die Größen $\Delta y_{exp.}^{max}$ und $\Delta y_{exp.}^{min}$ wurden auf ca. 3σ der experimentellen Genauigkeit gesetzt:

$$\Delta y_{exp.}^{max} = 0.6 \text{ cm} \quad (5.21)$$

$$\Delta y_{exp.}^{min} = 0.06 \text{ cm} \quad (5.22)$$

Prinzipiell ist es möglich, den Extrapolationsfehler $\sigma_{exp.}$ exakt zu berechnen. Da jedoch die Meßgenauigkeit der Jetkammer eine Funktion des Ortes ist und die Berechnung des exakten Fehlers zusätzlichen Rechenaufwand erfordert, wurde die einfache Parametrisierung zur Definition der Straßenbreite bei der Extrapolation bevorzugt.

Unter Umständen ist es notwendig, "Lücken" auf der Spur zu überbrücken, die durch Ineffizienzen im Detektor, bei der FADC- Pulsanalyse oder durch den Einfluß der Detektorauflösung entstanden sind. Da jedoch mit größerem Abstand in x der auf Kompatibilität zu testenden Spurpunkte der Extrapolationsfehler und damit die Wahrscheinlichkeit von Fehlzuordnungen ansteigt, muß der Extrapolationsbereich Δx eingeschränkt werden. Der zulässige Maximalwert wird mit

$$\Delta x_{max} = \text{Max}\left(\frac{s}{\Delta x_{max}^{min}}, \Delta x_{max}^{min}\right) \quad (5.23)$$

ebenfalls dynamisch als Funktion der Länge der Spur in Einheiten von Driftzellen s berechnet. Grundsätzlich sind Lücken auf dem Spurstück von mindestens Δx_{max}^{min} = vier Driftzellen erlaubt. Mit zunehmender Länge s des Spurstücks und damit zunehmender Genauigkeit der Extrapolation werden größere Lücken zugelassen, so daß zum Beispiel für ein Spursegment, das sich über 100 Driftzellen erstreckt, Sprünge über 25 Driftzellen zugelassen werden. Dies ist ausreichend, um beispielsweise ein Crate (16 Drähte) zu überbrücken, allerdings erhöht sich bei großen Lücken die Wahrscheinlichkeit für zufällige Falschassoziationen. Da jedoch weitere Kriterien vor der Assoziation eines Meßpunktes zum Spursegment erfüllt sein müssen, geschieht dies sehr selten.

Im Anschluß an die Extrapolation des Spursegments in eine Driftzelle wird innerhalb des zulässigen Bereichs $y_{exp.} \pm \Delta y_{exp.}$ nach bisher nicht assoziierten Punkten gesucht. Ist ein solcher gefunden, so wird aus dem freien Punkt sowie den zwei letzten Punkten in der Kette ein neues Triplet gebildet und durch den Vergleich der Triplettkrümmung y'' über die Kompatibilität entschieden:

$$y_n' = \frac{y_n - y_{n-1}}{x_n - x_{n-1}} \quad (5.24)$$

$$y_n'' = \frac{y_n' - y_{n-1}'}{x_n - x_{n-2}} \quad (5.25)$$

Kompatibilität des neugebildeten Triplets ist dann gegeben, wenn

$$|y''| < y''_{\max} \quad (5.26)$$

ist. y''_{\max} wurde für drei benachbarte Meßpunkte so gewählt, daß $y''_{\max,0} \approx 0.1 \text{ cm}^{-1}$ ist, entsprechend dem dreifachen mittleren quadratischen Fehler $\sigma(y'')$ (s. Abbildung 5.5 auf Seite 76). Mit diesem Wert für y'' können die meisten Triplets einer Spur miteinander verknüpft werden. Liegen die drei Punkte des Triplets nicht in benachbarten Driftzellen, bestimmt sich y''_{\max} nach

$$y''_{\max} = y''_{\max,0} \cdot \frac{\Delta x_{n,(n-1)} + \Delta x_{(n-1),(n-2)}}{\Delta x_{n,(n-1)} \Delta x_{(n-1),(n-2)} \Delta x_{n,(n-2)}} \quad (5.27)$$

Erfüllen mehrere Punkte in einer Driftzelle die obigen Bedingungen der Kompatibilität, so wird stets derjenige Meßpunkt akzeptiert, für den die Tripletkrümmung den kleinsten Wert ergibt: Durch die Meßgenauigkeit von y'' ist es selbst für niederenergetische Spuren von z.B. $p_t \approx 100 \text{ MeV}/c$ ($\langle y'' \rangle \approx 0.07 \text{ cm}^{-1}$) nicht notwendig, die Abweichung vom Mittelwert $\langle y'' \rangle$ zu berücksichtigen (siehe dazu auch Abbildung 5.5). Falls in einer Driftzelle I_{Cell} kein kompatibler Punkt gefunden werden kann, wird die Suche in der Driftzelle $(I_{\text{Cell}} - 1)$ fortgesetzt.

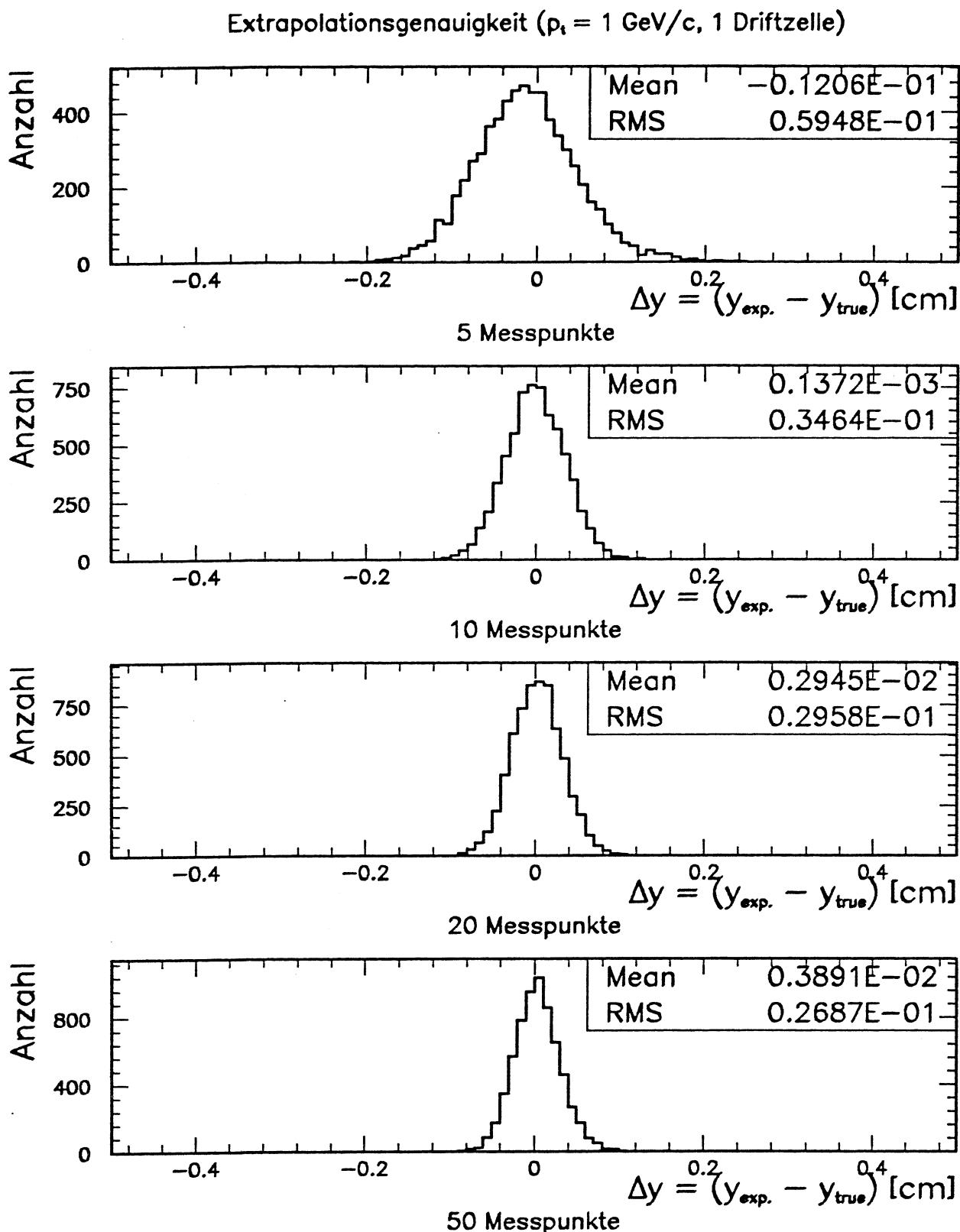


Abbildung 5.7: Extrapolationsgenauigkeit als Funktion der Spurlänge. Dargestellt sind die Abweichungen $\Delta y = (y_{\text{true}} - y_{\text{exp.}})$ der gemessenen y -Koordinate y_{true} vom vorhergesagten Wert $y_{\text{exp.}}$ für Spuren mit $p_t = 1 \text{ GeV}/c$ für verschiedene Längen der Spurstücke.

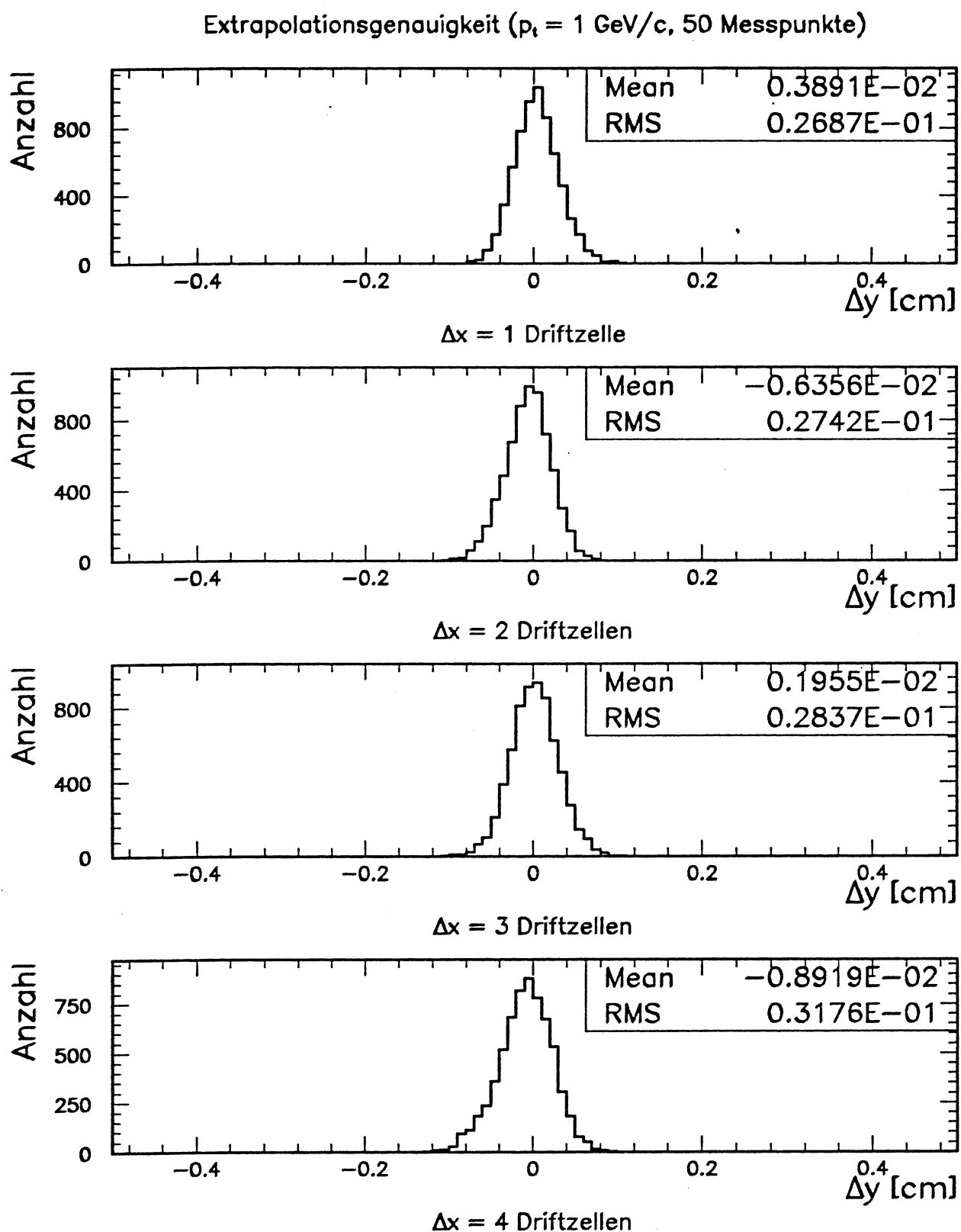


Abbildung 5.8: Extrapolationsgenauigkeit über größere Driftzellenbereiche. Die Vorhersagegenauigkeit bei Spursegmenten mit 50 Meßpunkten ist dargestellt für Bereiche von einer bis vier Driftzellen.

Zusätzlich zur Kompatibilität der Triplettrückung wird verlangt, daß zu jedem Meßpunkt auf einem Spursegment ein Meßpunkt in zumindest einer benachbarten Driftzelle vorhanden sein muß. Punkte mit fehlenden Begleitern in beiden benachbarten Driftzellen werden nicht akzeptiert: Durch Weglassen jedes zweiten Punktes fällt die entscheidende Signatur zur Unterscheidung von korrekter und falscher Lösung der Links-Rechts- Ambiguität weg. Dadurch ist eine eindeutige Lösung der Links- Rechts- Ambiguität nicht sichergestellt. Weiter wird durch die Anforderung, daß jeder Punkt mindestens einen direkten Nachbarn besitzen muß, die Wahrscheinlichkeit von zufälligen Assoziationen insbesondere nach dem Überspringen von größeren Lücken reduziert.

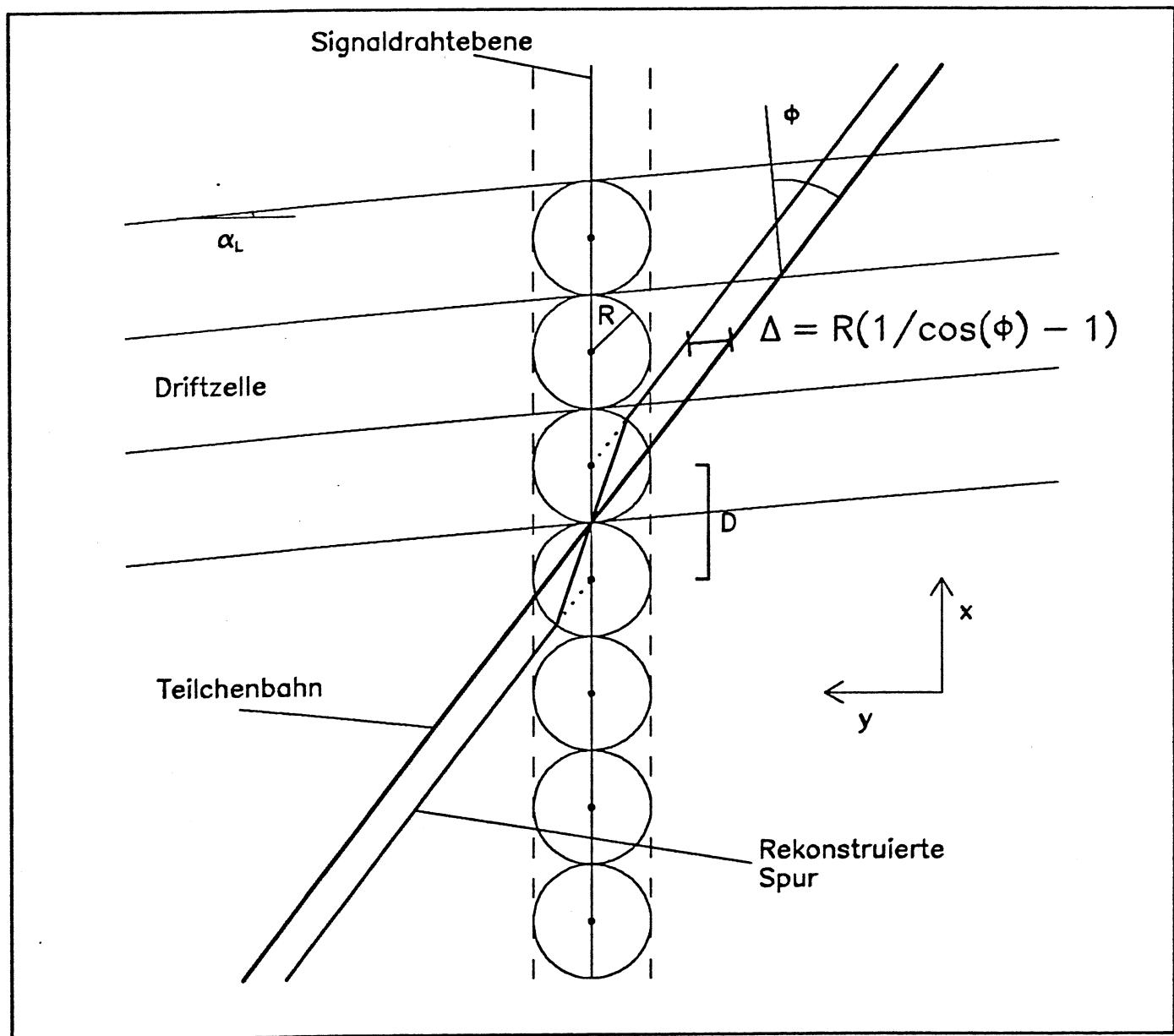


Abbildung 5.9: Darstellung des Spurversatzes an der Anode. Der Versatz beträgt für $\gamma = 40^\circ$ bereits $2\Delta = 2 \cdot 1.5 \text{ mm}$.

Obwohl es prinzipiell möglich ist, Spursegmente auch über die Anode hinaus zu verlängern, wird die Kettensuche an der Anode abgebrochen. Die Ortsauflösung der Jetkammer ist besonders im Nahbereich der Anode sehr schlecht. Dies führt zu schlecht bestimmten Triplettparametern und erschwert die Suche nach

kompatiblen Punkten. Außerdem sind die Spurstücke links und rechts der Anode gegeneinander versetzt (s. Abschnitt 4.6.1 auf Seite 38 und Abbildung 5.9). Zur Fortsetzung des Spursegments über die Anode hinaus wäre es notwendig, jeden zu testenden Meßpunkt auf diesen Spurversatz zu korrigieren, was den Rechenzeitverbrauch pro Schritt erhöht. Die Anwendung dieser Korrektur wird in Abschnitt 5.2.6 auf Seite 92 beschrieben.

Dadurch, daß Triplets über den Triplettparameter y'' miteinander verknüpft werden, ist die gewählte Methode nicht geeignet, sehr kleine Richtungsänderungen (z.B. durch Vielfachstreuung, Zerfälle) der Spur zu erkennen. Bei einer Spurkreuzung unter kleinem Kreuzungswinkel kann eine ähnliche Signatur auftreten, die dazu führen kann, daß das Programm die aktuelle Spur "verliert" und der kreuzenden Spur folgt (s. Abbildung 5.15 auf Seite 98). Innerhalb eines engen Bereichs um den Schnittpunkt zweier Spuren können Meßpunkte verschiedener Spuren nicht aufgelöst werden. Diese Eigenschaft der Jetkammer kann ausgenutzt werden, um Spurkreuzungen rechtzeitig zu erkennen. Dabei werden Meßpunkte von Spuren innerhalb eines engen Bereichs ($\approx 5 \text{ mm}$) um das aktuelle Spursegment überwacht. In der Nähe einer Spurkreuzung wird der Abstand zwischen den Punkten der kreuzenden Spuren kleiner, bis schließlich eine der zwei Spuren "verschwindet". Wird eine solche Signatur erkannt, wird die Kettensuche sofort abgebrochen. Punkte im Bereich der Spurkreuzung werden aus dem aktuellen Segment entfernt. Dadurch wird die Vermischung von Meßpunkten aus verschiedenen Spuren und damit ein Einfluß auf die Spursegmentparameter und die späteren Stufen der Rekonstruktion vermieden.

Jedes Spurstück muß bei Abbruch der Kettensuche aus zur Zeit mindestens 10 Meßpunkten bestehen, um eine minimale Genauigkeit der Spurparameter zu erreichen. Wurde die Kettensuche nach weniger als 10 assoziierten Meßpunkten abgebrochen, so wird das Segment verworfen.

Wie oben beschrieben, wird die Kettensuche zunächst vom Bereich großer Driftzellennummern in Richtung kleiner Driftzellennummern durchgeführt. Insbesondere zu Beginn der Verkettungsprozedur kann es geschehen, daß durch die Vorgehensweise und die in den Randgebieten der Kammer schlechtere mittlere Ortsauflösung einige Meßpunkte im äußeren Bereich der Spur verlorengehen, ehe das Programm eine Spur sicher erkannt hat. Um diese Punkte nachträglich zu assoziieren, wird nach dem Abbruch der ersten Phase der Kettensuche die Suchrichtung umgekehrt und die Suche, ausgehend von der größten Driftzellennummer der Startkombination, in Richtung größerer Driftzellennummern fortgesetzt.

5.2.5 Lösen der Links- Rechts- Ambiguität

Während der Suche nach Spursegmenten muß eine Entscheidung über die Lösung der Links- Rechts- Ambiguität getroffen werden. Dazu wird die Information über den Drahtversatz verwendet. Durch den Drahtversatz ändert sich das Vorzeichen von y'' für jedes Triplet mit einer falschen Lösung der Links- Rechts- Ambiguität. Weiterhin ist der Mittelwert von $|y''|$ für die falsche Lösung der Links- Rechts- Ambiguität erheblich größer als für die korrekte Lösung (s. Abbildung 5.5 auf Seite 76). Damit läßt sich der Triplettparameter y'' als Kriterium zur Entscheidung über die Lösung der Links- Rechts- Ambiguität benutzen.

Bedingt dadurch, daß die Ortsauflösung in der $R\phi$ - Ebene in der Größenordnung des Drahtversatzes liegt, läßt sich jedoch auf der Basis eines *einzelnen* Triplets allenfalls eine Wahrscheinlichkeit für die korrekte Lösung der Links- Rechts- Ambiguität angeben. Dennoch wird bereits auf Grund der aus der Startkombination erhaltenen Information eine wahrscheinliche Seitenhypothese gewählt: Für jede Startkombination werden die Werte für y'' unter der Annahme bestimmt, daß das Triplet links ($y''_{3,L}$) oder rechts ($y''_{3,R}$) der Anode liegt. Wenn $|y''_{3,L}| < |y''_{3,R}|$ ist, wird versucht, die Kette links der Anode zu verlängern, für $|y''_{3,L}| > |y''_{3,R}|$ rechts der Anode. Alle Kompatibilitätstests werden bis zur Revision der Seitenhypothese über einen mit einer großen Anzahl von Triplets durchgeführten Test für die so definierte wahrscheinliche Hälfte des Driftvolumens ausgeführt. Für die endgültige Entscheidung über die Lösung der Links- Rechts- Ambiguität werden dann $\sum y_L''^2$ und $\sum y_R''^2$ gebildet. Durch die Wahl von y''^2 wird

- das Vorzeichen von y'' eliminiert und
- werden Triplets mit großen y'' -Werten stärker gewichtet. Weil die mittlere Triplettrückung auf der falschen Seite der Anode durch den Drahtversatz dominiert wird, führt dies in der Regel zu einer besseren Separation von korrekter und falscher Lösung der Links- Rechts- Ambiguität.

Aus durch die Ortsauflösung bedingten Fluktuationen läßt sich

$$\sum_{i=1}^n y''^2_{i, \text{korrekt}} \approx n \sigma_{R\phi}^2 \quad (5.28)$$

für n Triplets und die korrekte Lösung der Links- Rechts- Ambiguität abschätzen, während für die falsche Lösung

$$\sum_{i=1}^n y''^2_{i, \text{falsch}} \approx \sum_{i=1}^n y''^2_{i, \text{korrekt}} + n \cdot 4\Delta^2 \quad (5.29)$$

erwartet wird. Hier ist Δ die Größe des Drahtversatzes. Um eine 3σ -Wahrscheinlichkeit für die richtige Lösung der Links- Rechts- Ambiguität zu erhalten, muß die Bedingung

$$n \cdot 4\Delta^2 > 9\sigma^2(y'') \quad (5.30)$$

erfüllt sein. Für $\Delta = 100 \mu m$ und $\sigma_{R\phi} = 150 \mu m$ ergibt sich damit, daß mindestens $n=5$ Triplets, für $\sigma_{R\phi} = 300 \mu m$ mindestens 20 Triplets erforderlich sind, um eine sichere Entscheidung über die Lösung der Links- Rechts- Ambiguität zu treffen. Dies ist jedoch lediglich eine grobe Abschätzung, da die Ortsauflösung $\sigma_{R\phi}$ nicht konstant ist und der Drahtversatz durch die elektrostatischen Abstoßungskräfte in Abhängigkeit von der z -Koordinate variiert. Außerdem ist diese Abschätzung nur gültig, wenn alle Triplets der Kette aus Meßpunkten einer Spur bestehen, wenn also keine Falschassoziationen vorliegen und keine Meßpunkte auf dem Spurstück fehlen.

Der günstigste Zeitpunkt zur Entscheidung über die Lösung der Links- Rechts- Ambiguität wurde experimentell bestimmt. Das Ergebnis einer Monte Carlo Simulation für Einzelpuren ist in Abbildung 5.10 und Abbildung 5.11 dargestellt. Man sieht, daß sich bereits nach wenigen Triplets deutlich voneinander getrennte Bänder bilden, deren Abstand gut mit der durch den Drahtversatz bedingten Erwartung $\approx n \cdot 4\Delta^2$ übereinstimmt. Allerdings handelt es sich hier um einen Idealfall. Bei den für Abbildung 5.10 verwendeten Einzelpuren sind keine Falschzuordnungen von Punkten möglich. Es zeigte sich aber, daß bei multihadronischen Ereignissen selbst für lange Spursegmente gelegentlich keine eindeutige Lösung der Links- Rechts- Ambiguität möglich ist. Aus diesem Grund wurde eine Prozedur gewählt, die in zwei Stufen abläuft:

1. Zunächst wird eine Vorentscheidung gefällt. Ist nach 10 Meßpunkten (≈ 8 Triplets) die Bedingung

$$\sum_{i=1}^n y''^2_{i,1} > \sum_{i=1}^n y''^2_{i,2} + nk \quad (5.31)$$

- für das aktuelle Segment oder das an der Anode gespiegelte Segment erfüllt, so wird die Seite 2 als wahrscheinliche Lösung der Links- Rechts- Ambiguität angenommen. Die Kette wird verworfen, wenn diese Bedingung nicht erfüllt ist. Die Konstante k entspricht mit $\approx 8 \cdot 10^{-4}$ dem in (5.29) gegebenen Term $4\Delta^2$.
2. Anschließend wird in Schritten von $N_{\text{test}} = 5$ Triplets überprüft, ob die nach (5.31) definierte Seitenhypothese noch gültig ist. Ist dies nicht der Fall, wird das aktuelle Segment durch seine gespiegelte Lösung ersetzt und alle weiteren Kompatibilitätstests mit Meßpunkten auf der entgegengesetzten Seite der Anode durchgeführt.

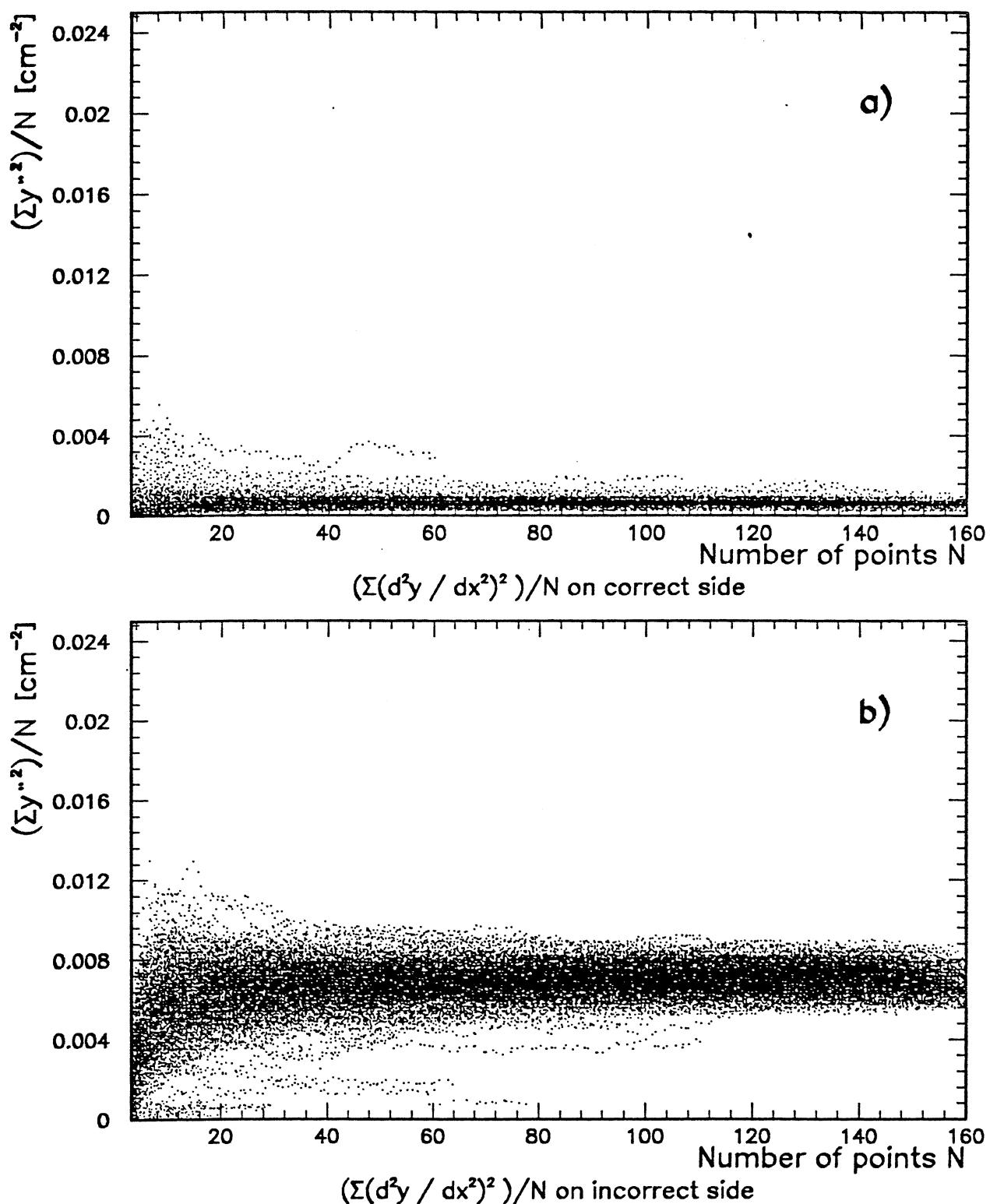


Abbildung 5.10: Lösung der Links- Rechts- Ambiguität (1). Die Abbildung zeigt die Größen $\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i''^2$ für die richtige (oberes Bild) und falsche (unteres Bild) Lösung der Links-Rechts- Ambiguität als Funktion der Anzahl assoziierter Punkte.

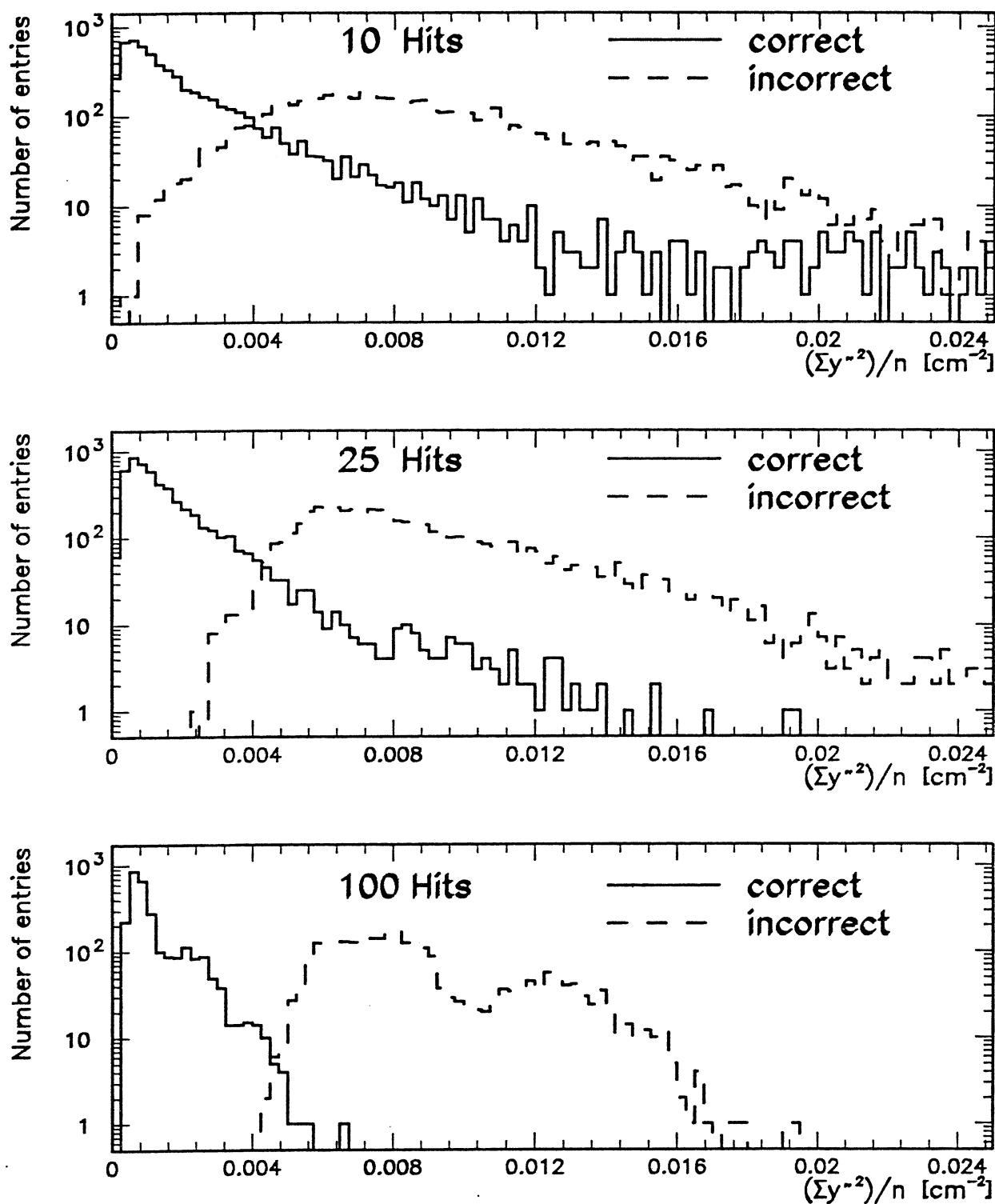


Abbildung 5.11: Lösung der Links- Rechts- Ambiguität (2). Die Abbildung zeigt die Größen $\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i^{-2}$ für die richtige (durchgezogene Linien) und falsche (gestrichelt) Lösung der Links- Rechts- Ambiguität für $n = 10, 25$ und 100 Meßpunkte.

Durch den iterativen Test auf die jeweils "beste" Lösung der Links- Rechts- Ambiguität ist sichergestellt, daß zufällige Fluktuationen am Anfang eines Spurstücks keinen nennenswerten Einfluß auf das Gesamtergebnis haben. Als endgültige Lösung der Links- Rechts- Ambiguität wird stets diejenige angesehen, die zum Zeitpunkt der Terminierung der Kettensuche für ein Segment gültig ist.

Wie bereits weiter oben (Abschnitt 5.2.2 auf Seite 78) angedeutet, bietet die Kenntnis der Grenzen des sensitiven Volumens einer Sektorhälfte die Möglichkeit, in Einzelfällen sofort eine eindeutige Lösung der Links- Rechts- Ambiguität zu finden. Da nicht alle Kalibrationskonstanten während der Kettensuche bekannt sind und, bedingt durch die endliche Ortsauflösung der Jetkammer, die gemessenen Koordinaten durchaus außerhalb der geometrischen Grenzen des Halbsektors liegen können, wird die geometrische Information nur verwendet, wenn eine der zwei Lösungen der Links- Rechts- Ambiguität eines Meßpunktes mindestens 5 mm außerhalb des sensitiven Volumens des jeweiligen Halbsektors liegt. In Bereichen, in denen die elektrischen Feldstörungen groß sind (Drahtnummer $> \sim 150$), werden die geometrischen Grenzen nicht überprüft.

Wie aus Abbildung 5.12 ersichtlich, ist das Verfahren zur Lösung der Links- Rechts- Ambiguität sehr effizient. Abbildung 5.12 zeigt alle Spursegmente aus 1500 simulierten multihadronischen Ereignissen, denen eine falsche Lösung der Links- Rechts- Ambiguität zugewiesen wurde. Von insgesamt 90826 gefundenen Spursegmenten wurden lediglich 1067, also etwa 1 %, mit einer falschen Lösung gefunden. Diese falsche Entscheidung wird fast ausschließlich für sehr kurze Spursegmente ($n_{\text{Hits}} < 20$) getroffen.

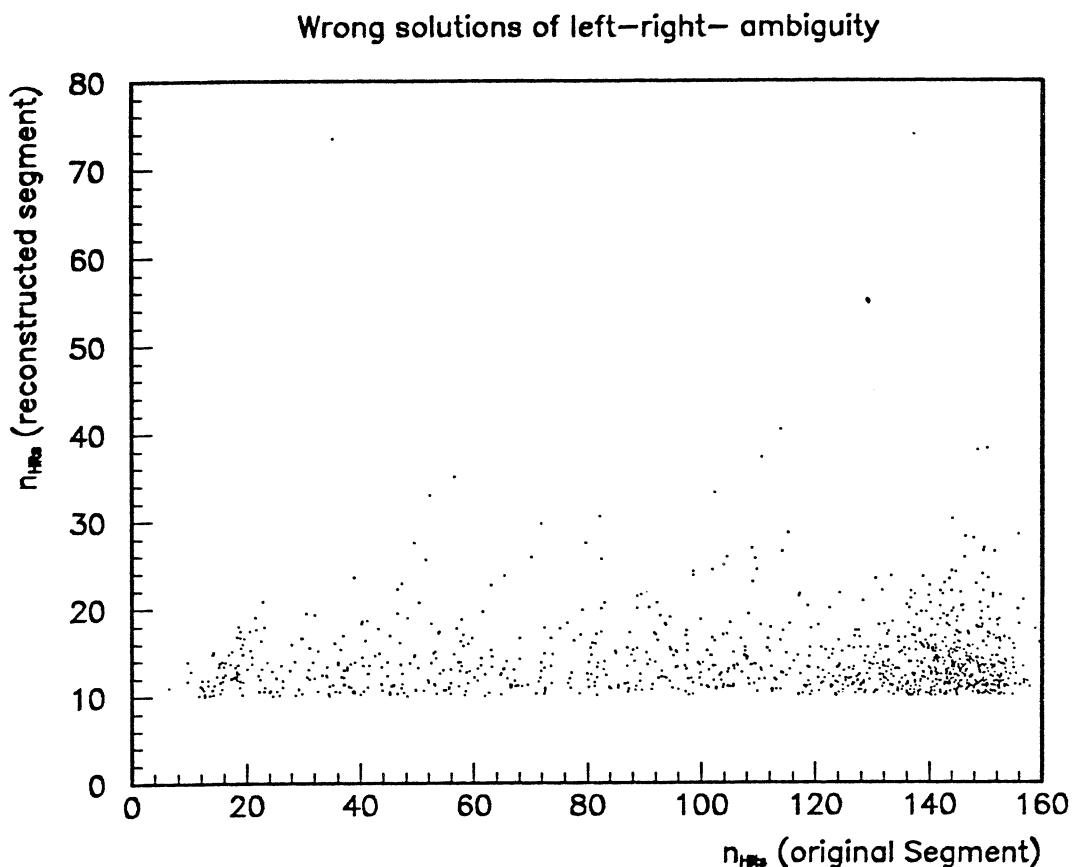


Abbildung 5.12:

Effizienz des Verfahrens zur Lösung der Links- Rechts- Ambiguität. Dargestellt ist die Anzahl der assoziierten Messpunkte gegen die Länge der die Meßpunkte erzeugenden Spur für alle Spursegmente, die von einer falschen Entscheidung über die Lösung der Links- Rechts- Ambiguität betroffen sind. Eine falsche Lösung wurde hier insgesamt 1067 von 90423 Spursegmenten zugewiesen. Spursegmente mit weniger als 10 Meßpunkten werden nicht akzeptiert.

5.2.6 Korrektur der Meßpunkte

Bisher wurde beschrieben, wie sich aus einer ungeordneten Liste von Meßpunkten Spursegmente in einer Sektorhälfte konstruieren lassen. Dazu wurden systematische Einflüsse auf die Ortskoordinaten wie beispielsweise der Drahtversatz bereits bei der Aufbereitung der Eingabedaten korrigiert. Es gibt jedoch einige Kalibrationskonstanten, die spurwinkel- und ortsabhängig sind. Korrekturen mit diesen Konstanten können erst angewendet werden, wenn Spurwinkel und Lage der Spur im Raum tatsächlich bekannt sind. Die wichtigsten Kalibrationskorrekturen dieses Typs sind

- spurwinkel- und driftzeitabhängige Korrekturen der Driftzeit (JADE- Approximation) sowie
- spurwinkel- und ortsabhängige Korrekturen von Driftfeldstörungen.

Weiterhin kann es sinnvoll sein, die Korrekturen von elektrostatischem und gravitationsbedingtem Drahtversatz neu zu berechnen, nachdem ein Spurstück gefunden worden ist und die Parameter des Spurstücks bekannt sind. Elektrostatischer und gravitationsbedingter Drahtversatz sind abhängig von der a priori relativ schlecht bekannten z- Koordinate eines Meßpunkts. Eine durch Interpolation unter Ausnutzung aller Meßpunkte einer Spur bestimmte z- Koordinate sollte einen kleinen Fehler haben und damit ermöglichen,

elektrostatischen und gravitationsbedingten Drahtversatz genauer zu berechnen. Dies kann zu einer Reduktion des systematischen Einflusses von Unsicherheiten bei der Berechnung des Drahtversatzes auf die $R\phi$ -Koordinaten führen.

Spurwinkel- und ortsabhängige Korrekturen müssen vor dem Zusammenfassen von Spursegmenten zu Sektorspuren bzw. Jetkammerspuren durchgeführt werden. Zur Bestimmung des Spurwinkels genügen zwei Meßpunkte. Eine Korrektur der spurwinkelabhängigen systematischen Effekte kann daher bereits während der ersten Stufe des Mustererkennungsprozesses im Verlauf der Kettensuche direkt durchgeführt werden. Dies bedeutet allerdings einen Mehraufwand an Rechenzeit, der nicht vernachlässigt werden kann, da insbesondere kurze Spurstücke häufig verworfen werden. Wird ein Spursegment nicht akzeptiert, so können auch die angewendeten Korrekturen nicht weiterverwendet werden. Im Hinblick auf den Rechenzeitverbrauch ist es daher sinnvoll, die spurwinkelabhängigen Korrekturen nach dem erfolgreichen Abschluß der Kettensuche und vor der Bestimmung der Spursegmentparameter anzuwenden. Da sich die spurwinkelabhängigen Korrekturen nur großräumig ändern, die Kettensuche jedoch im wesentlichen lokal über die Verknüpfung von Triplets ausgeführt wird, wurde diese zweite Option standardmäßig eingeführt. Die Korrektur mit der JADE-Approximation (Abschnitt 4.6.1 auf Seite 38) wird am Ende der Spursegmentsuche angebracht, sie kann jedoch optional schon während der Kettensuche durchgeführt werden. In Monte Carlo Studien zeigte sich, daß sich beide Optionen zwar um 20 % im Rechenzeitverbrauch unterscheiden, jedoch nur geringe Differenzen im Gesamtergebnis festgestellt werden können. Zur Definition des Winkels γ der Spur zur Driftzelle wird die Steigung $y' = \frac{\Delta y}{\Delta x} = \tan(\gamma)$ der Verbindungsgeraden zwischen zwei benachbarten Punkten auf dem Spursegment

während der Kettensuche abgespeichert und mit $\cos(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2(\gamma)}}$ der in Gleichung (4.8) beschriebene Korrekturterm bestimmt. Es handelt sich hier zunächst nur um eine "grobe" Korrektur, die hinreichend genau für die folgenden Rekonstruktionsschritte ist.

5.2.7 Bestimmen der Spursegmentparameter

Sind die wichtigsten Korrekturen systematischer Effekte durchgeführt, so können mit Hilfe von Anpassungsverfahren (Fits) an die Koordinaten der Meßpunkte die Parameter des Spursegments bestimmt werden. Die Parameter müssen geeignet gewählt werden, damit sie in den weiteren Stufen des Mustererkennungsprozesses beim Zusammenfassen von Spurstücken auf möglichst effiziente Weise eingesetzt werden können. Da die Ergebnisse des Anpassungsverfahrens an die Spursegmente nur zeitweilig benutzt werden, muß sichergestellt sein, daß das Verfahren zwar hinreichend genaue Parameter liefert, jedoch auch modular benutzt werden kann und schnell ist.

Speziell für Anwendungen in der OPAL Jetkammer wurde ein Paket sich ergänzender modularer Programme entwickelt [17]. Dieses Programmpaket wurde benutzt, um die Parameter der Spursegmente zu bestimmen. Ein Spursegment wird analog zu den in Abschnitt B beschriebenen Standardparametern dargestellt als Teil einer helixförmigen Bahn; aus Gründen der Zweckmäßigkeit wurden die intern verwendeten Parameter auf eine andere Weise definiert als die in Abschnitt B beschriebenen OPAL Standardparameter. Die Kreiskomponente der Teilchenbahn wird beschrieben mit fünf Parametern:

- x- und y- Koordinate eines "Referenzpunktes" (x_0, y_0) auf der Kreiskurve,
- ein Einheitsvektor $\vec{e} = (\cos(\phi), \sin(\phi))$ zur Beschreibung der Richtung der Tangente an den Kreis in (x_0, y_0) und
- die halbe Krümmung des Kreises $C = \frac{1}{2R}$.

Diese Parameter sind graphisch dargestellt in Abbildung 5.13. Die Richtung des Tangentenvektors ist so gewählt, daß der Kreismittelpunkt immer links liegt, wenn man in Richtung des Vektors blickt. Da für die Beschreibung einer Kreisbahn lediglich drei Parameter benötigt werden, sind diese (fünf) Parameter voneinan-

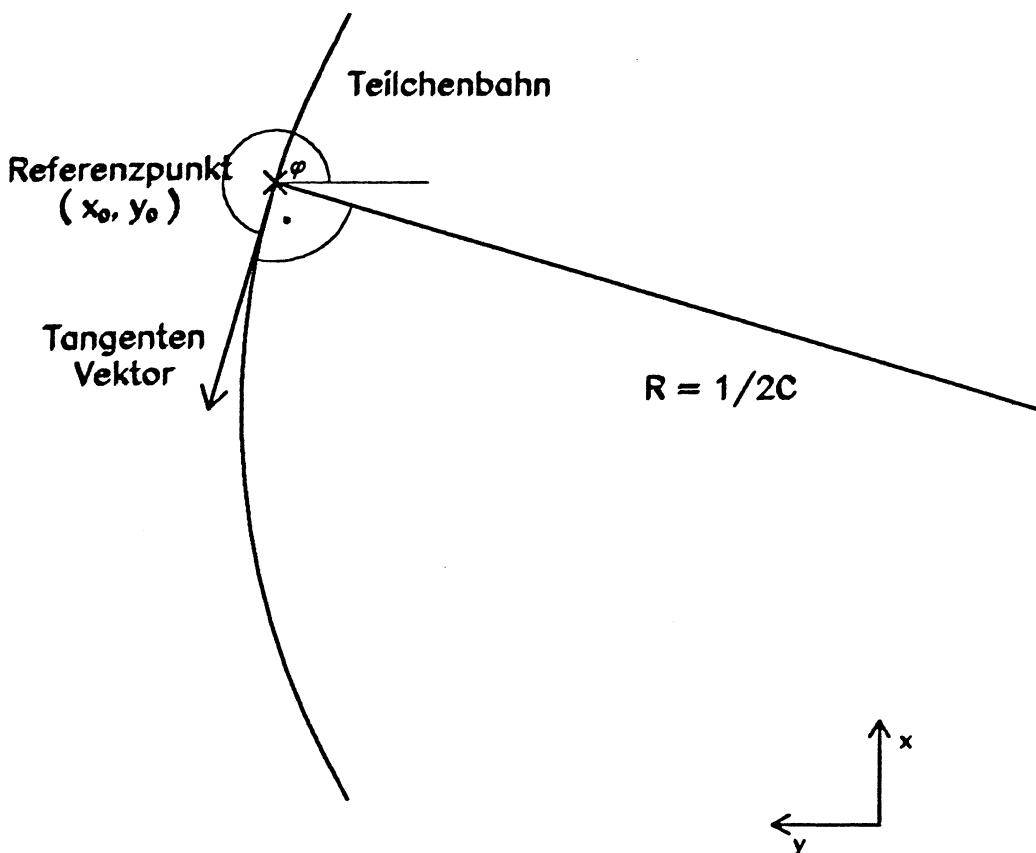


Abbildung 5.13: Die intern verwendeten Kreisbahnpaameter

der abhängig. Nach einer geeigneten Koordinatentransformation $x_0 \rightarrow 0$ erhält man eine Darstellung der Raumkurve analog zu der in [62] beschriebenen Parabeldarstellung des Kreises:

$$P_{Parabel} = (Y_0, A, C)$$

$$y = Y_0 + Ax + Cx^2$$

Den Parametern (x_0, y_0) , $(\cos(\phi), \sin(\phi))$ und C ist eine symmetrische Fehlermatrix (Kovarianzmatrix) zugeordnet:

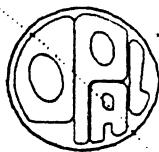
$$V_{R\phi} = \begin{pmatrix} \sigma_{R\phi}^2 & \sigma_{R\phi}\sigma_\phi & \sigma_{R\phi}\sigma_C \\ \sigma_{R\phi}\sigma_\phi & \sigma_\phi^2 & \sigma_\phi\sigma_C \\ \sigma_{R\phi}\sigma_C & \sigma_\phi\sigma_C & \sigma_C^2 \end{pmatrix} \quad (5.32)$$

Die Diagonalelemente enthalten den Fehler der Koordinaten des Referenzpunktes ($\sigma_{R\phi}$), den Fehler des Tangentenvektors (σ_ϕ) und den Fehler der Krümmung (σ_C), während die Nichtdiagonalelemente die Korrelation zwischen den Parametern beschreiben. Da die Fehler der Meßpunkte in diesem Anpassungsverfahren aus Gründen der Rechenzeitsparnis nicht explizit benutzt werden, müssen alle Größen σ_i als relative Fehler betrachtet werden.

Zur Beschreibung der Teilchenbahn in der sz- Ebene werden ein Achsenabschnitt z_0 am Ort des Referenzpunktes (x_0, y_0) benutzt sowie Sinus und Kosinus des Steigungswinkels θ . In dieser Darstellung wird die Teilchenbahn in z als Funktion der Bogenlänge entsprechend $z = z_0 + \frac{\sin(\theta)}{\cos(\theta)} \Delta s$ beschrieben. Δs ist der Bogenlängenunterschied zum Referenzpunkt in $R\phi$. Analog zur Beschreibung der Spur in der $R\phi$ - Ebene wird auch in der sz- Darstellung eine symmetrische 2×2 - Fehlermatrix V_z gebildet, die aus den Elementen σ_z^2 , $\sigma_z \sigma_\theta$ und σ_θ^2 besteht.

Die Ergebnisse des Anpassungsverfahrens (Parameter und die zugeordnete Fehlermatrix) werden in einem Arbeitsspeicher zur weiteren Verwendung in den folgenden Stufen des Rekonstruktionsprozesses abgelegt.

Run: ent.1775: 33262 Date 900531 Time 44316 Clrk(N= 0 SumP= 0.0) Ecal(N= 0 SumE= 0.0) Hcal(N= 0 SumE= 0.0)
 Ebeam= 45.608 Evis 0.0 Emiss 91.2 Vtx (0.00, 0.00, 0.00) Muon(N= 0) Sec Vtx(N= 0) Fdet(N= 0 SumE= 0.0)
 Bz= 4.020 Thrust=0.0000 Aplon=0.0000 Qblot=0.0000 Spher=0.0000



Status
 Det Tr
 CV 3 0
 CJ 3 3
 CZ 2 3
 TB 3 3
 PB 3 3
 EB 3 3
 PE 2 2
 EE 3 3
 HT 3 3
 HS 3 3
 HP 1 1
 MB 3 3
 ME 3 3
 FD 3 3

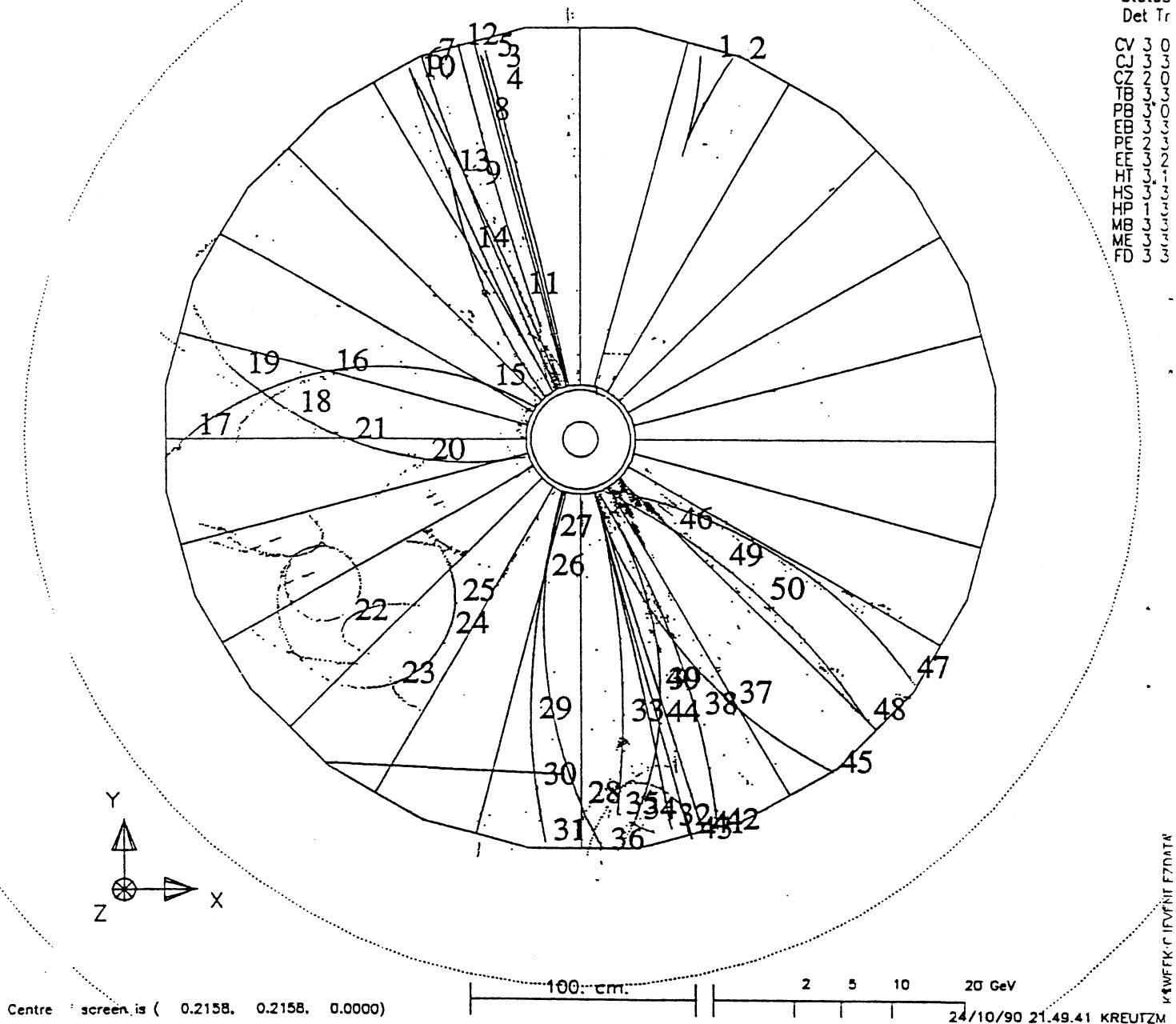


Abbildung 5.14: Spursegmente eines hadronischen Ereignisses in der $R\phi$ - Projektion in der Jetkammer. Dargestellt sind alle im ersten Schritt der Rekonstruktion gefundenen Spursegmente als Kurven. Für Meßpunkte, die nicht zu einem Spursegment assoziiert wurden, sind beide Lösungen der Links- Rechts- Ambiguität gezeichnet.

5.3 Zusammenfassen von Spurstücken

Nachdem spurwinkelabhängige Korrekturen angebracht und die Spursegmentparameter bestimmt worden sind, ist die erste Phase des Mustererkennungsprozesses abgeschlossen. Abbildung 5.14 zeigt das Ergebnis der ersten Stufe des Mustererkennungsverfahrens für das auch in Abbildung 5.1 auf Seite 67 dargestellte Ereignis. Die Spursegmente sind dargestellt als numerierte durchgezogene Linien. Man sieht, daß zwar alle Spuren gefunden worden sind, jedoch mit wenigen Ausnahmen in Form von Teilstücken. Die gefundenen Spursegmente müssen nun zu Jetkammerspuren kombiniert werden.

Auf Grund der unterschiedlichen Signaturen (Abbildung 5.15) ist es sinnvoll, das Zusammenfassen von Spurstücken in zwei Schritten durchzuführen. Wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, kann die Suche nach Punkten eines Spursegments aus drei Gründen beendet werden:

- Durch fehlende Meßpunkte entsteht eine Lücke auf der Spur, die nicht übersprungen werden kann;
- Die Suche nach kompatiblen Punkten wird an der Anode oder an der Kathode gestoppt.
- Die Suche nach kompatiblen Punkten kann an Spurkreuzungen aufgegeben werden.

Für Spuren, die die Kathode und damit die Sektorgrenzen überqueren, gibt es eine einzige Signatur, die vergleichbar ist mit jener von Spuren, die die Anode kreuzen: Zwei Spurstücke in zwei benachbarten Sektoren enden an einer wohldefinierten Fläche und können daher leicht miteinander kombiniert werden.

Die für diese zwei Abschnitte des Mustererkennungsverfahrens gewählte Prozedur des Parametervergleichs zum Test auf Kompatibilität ist identisch. Lediglich die verschiedenen Signaturen müssen berücksichtigt werden (s. Abbildung 5.15 auf Seite 98). Im folgenden wird das Prinzip des Verfahrens zur Kombination von Spurstücken erläutert werden. Dazu wird zunächst der Parametervergleich allgemein beschrieben, der die Entscheidung über die Kompatibilität von Spurstücken ermöglicht. Anschließend wird beschrieben, wie die unterschiedlichen Signaturen berücksichtigt werden. Es wird gezeigt werden, wie aus einer Liste von Spursegmenten Ketten von Spurstücken gebildet werden. Diese ergeben bei Abschluß des Mustererkennungsprozesses die Jetkammerspuren und erlauben eine Bestimmung der endgültigen Spurparameter.

5.3.1 Kompatibilität von Spurstücken

Die in Abschnitt 5.2.7 beschriebenen internen Parameter der Spursegmente und ihre assoziierten Fehler bilden die Grundlage zum Test auf Kompatibilität beliebiger Spurstücke. Sind zwei Spurstücke miteinander kompatibel, so können die Parameter beider Segmente mit Hilfe der Fehlermatrix zusammengefaßt werden, ohne daß eine Wiederholung des Anpassungsverfahrens an die Meßpunkte notwendig ist.

In Abbildung 5.16 sind zwei Spursegmente zusammen mit ihren assoziierten Parametersätzen dargestellt. Um einen Test auf Kompatibilität durchführen zu können, müssen zunächst die Parameter transformiert werden, da die Koordinaten der Referenzpunkte verschieden sind. Mit Ausnahme der Bahnkrümmung ist ein direkter Vergleich der Parameter jedoch nur möglich, wenn die Referenzpunkte nahe beieinander liegen. Der erste Schritt des Kompatibilitätstests ist somit vorgegeben: Beide Parametersätze müssen so transformiert werden, daß der Abstand zwischen den Referenzpunkten möglichst klein ist. Anschließend können die Koordinaten der Referenzpunkte und die Steigungswinkel direkt miteinander verglichen werden.

Zur Durchführung des Vergleichs wird daher zunächst ein "Referenzsegment" definiert. Dies kann zum Beispiel das längere der zwei Spurstücke sein. Anschließend wird ein "Vergleichspunkt" zwischen den Spurstücken definiert, beispielsweise das arithmetische Mittel der Koordinaten der beiden benachbarten Endpunkte oder der Schnittpunkt des Referenzsegments mit der Kathode. Dann werden die Referenzpunkte $x_{0,1}y_{0,1}$ und $x_{0,2}y_{0,2}$ so auf den Kreisen nach $x'_{0,1}y'_{0,1}$ und $x'_{0,2}y'_{0,2}$ verschoben, daß ihre Abstände zum Vergleichspunkt minimal werden (siehe Abbildung 5.16).

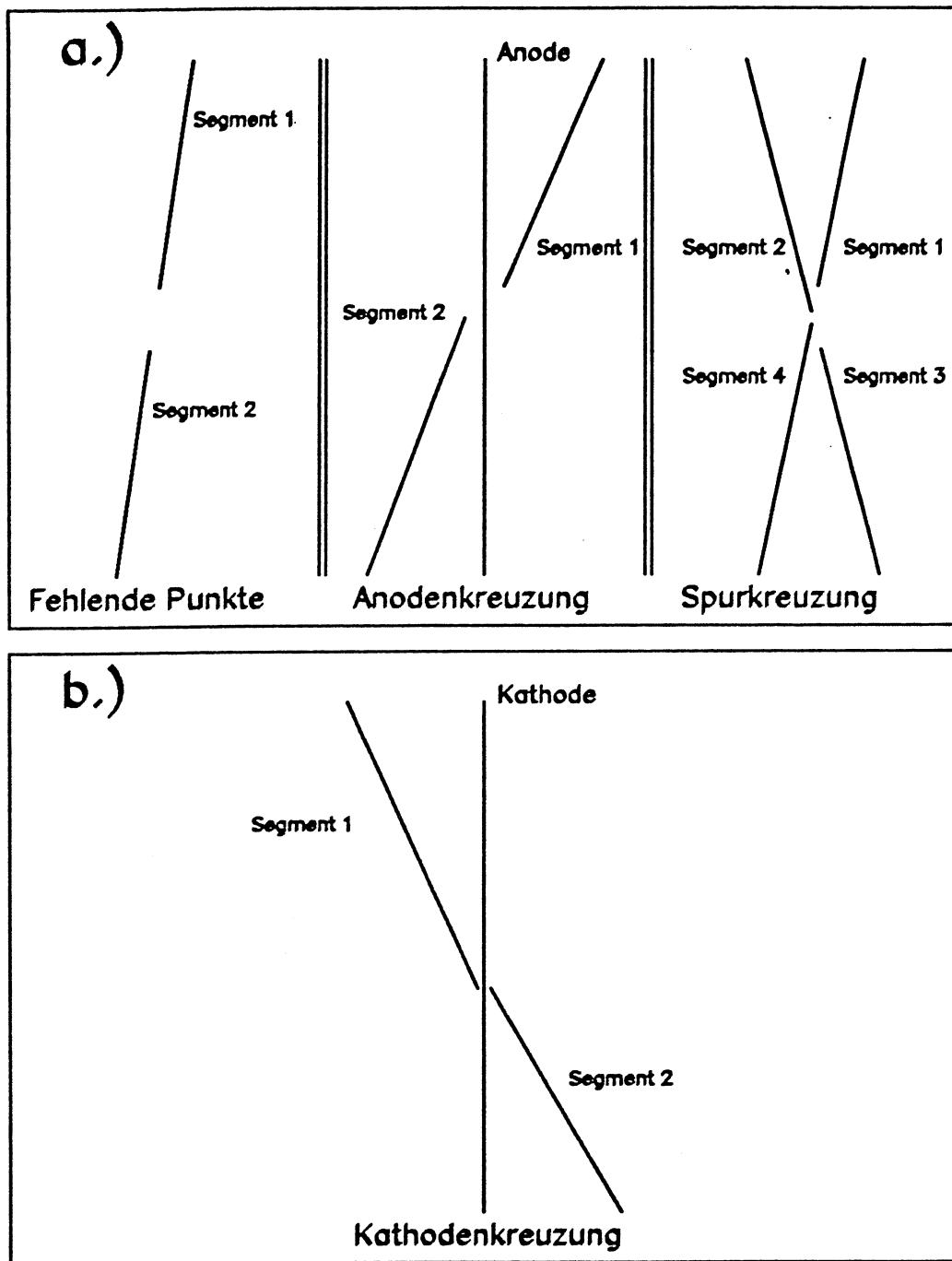


Abbildung 5.15:

Relevante Signaturen für die Kombination von Spurstücken. Abbildung 5.15a zeigt die möglichen Signaturen für das Zusammenfassen von Spurstücken innerhalb eines Sektors. Abbildung 5.15b enthält das Schema der einzigen Signatur von Spurstücken einer Spur, die die Kathode eines Sektors überquert.

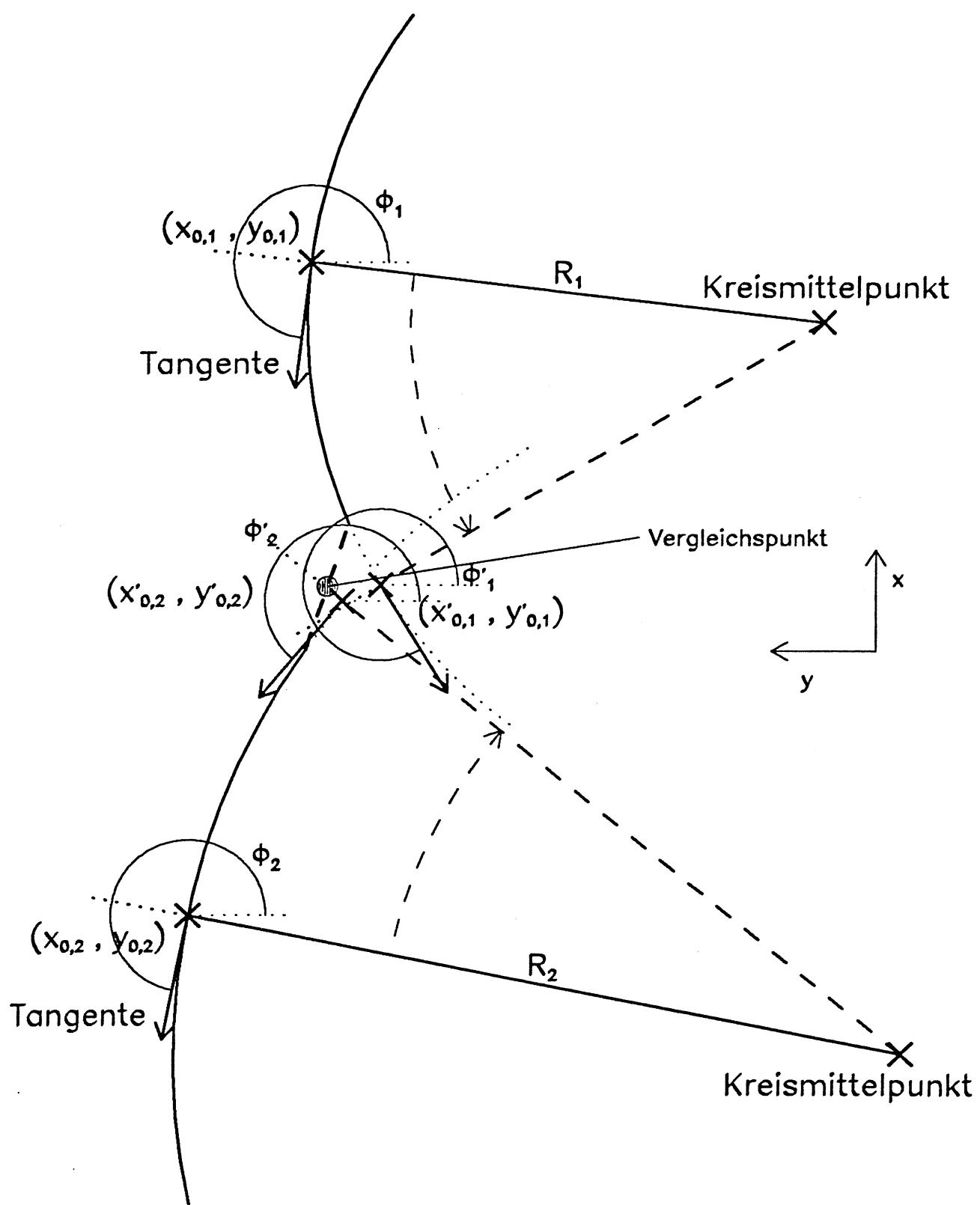


Abbildung 5.16: Vergleich der Parameter zweier Spurstücke

Nach der Transformation der Parameter beider Segmente ist ein direkter Vergleich der neuen Parameter P'_1 und P'_2 möglich. Um die Kompatibilität der Segmente 1 und 2 zu überprüfen, wird zunächst die Differenz der Parameter gebildet:

$$\Delta xy = \sqrt{(x'_{0,1} + y'_{0,1})^2} - \sqrt{(x'_{0,2} + y'_{0,2})^2} \quad (5.33)$$

$$\sin(\Delta\phi) = \sin(\phi'_1 - \phi'_2) \quad (5.34)$$

$$\Delta C = \pm C_1 - C_2 \quad . \quad (5.35)$$

Das Vorzeichen von C_1 ist negativ, wenn die Krümmungsrichtung der zwei Spurstücke verschieden ist. Sind beide Spurstücke Bestandteil derselben Spur, so müssen alle drei Differenzterme klein sein. Es bietet sich daher an, Schnitte zu definieren:

$$|\Delta xy| < \text{Schnitt}(\Delta xy) \quad (5.36)$$

$$|\sin(\Delta\phi)| < \text{Schnitt}(\sin(\Delta\phi)) \quad (5.37)$$

$$|\Delta C| < \text{Schnitt}(\Delta C) \quad . \quad (5.38)$$

Die Schnitte müssen der Auflösung der Jetkammer angepaßt werden. Allerdings ist insbesondere der Fehler der Krümmung C bei kurzen Spurstücken sehr groß. Als Beispiel möge eine Spur mit $p_t \approx 1 \text{ GeV}/c$ dienen. Eine solche Spur hat einen Krümmungsradius von $\sim 7.5 \text{ m}$. Besteht ein Spursegment dieser Spur aus lediglich 10 Meßpunkten, so muß der Bahnradius aus einem Kreisbogenstück von circa 10 cm Länge berechnet werden und ist daher nur mit einem sehr großen relativen Fehler von ca. 80 % für $p_t \approx 1 \text{ GeV}/c$ bekannt (Glückstern-Formel, (4.33)). Trotz des häufig großen Fehlers von C können die Koordinaten des Referenzpunktes und die Steigung des Tangentenvektors in der Umgebung des Spurstücks noch relativ genau berechnet werden. Ein Schnitt auf ΔC wird jedoch nicht durchgeführt. Die Schnitte auf Δxy und $\sin(\Delta\phi)$ wurden aus Ergebnissen von Monte Carlo Simulationen separat für das Zusammenfassen von Spursegmenten zu Sektorstrecken und das Zusammenfassen von Sektorstrecken zu Jetkammersstrecken experimentell ermittelt. Sie werden in den folgenden Abschnitten 5.3.2 und 5.3.3 beschrieben.

Erfüllen zwei Spursegmente die Voraussetzungen zur Kompatibilität der Referenzpunktkoordinaten und des Tangentenvektors in der Nähe des Vergleichspunktes, so wird zusätzlich noch ein χ^2 -Test¹¹ durchgeführt, bei dem die Gesamtmenge der Parameter einschließlich der assoziierten Fehler und Korrelationen berücksichtigt wird. Zur Durchführung dieses Tests wird zunächst die gemeinsame Fehlermatrix entsprechend

$$V_{1+2} = V_1 + V_2$$

berechnet. Für den Fall des Parametervergleichs zweier Spurstücke wird folgende Definition für χ^2 benutzt:

$$\chi^2 = \sum_i \Delta P_i \cdot \left(\sum_j V_{ij}^{-1} \cdot \Delta P_j \right) \quad . \quad (5.39)$$

Die Bedingung

¹¹ Die Größe χ^2 wird üblicherweise definiert als $\frac{1}{n} \cdot \sum_n \left(\frac{\Delta_i}{\sigma_i} \right)^2$. Δ_i ist die Abweichung einer Meßgröße von einem Erwartungswert, σ_i ist der Fehler der Meßgröße.

$$\chi^2_{R\phi} < \text{Schnitt}(\chi^2_{R\phi}) \quad (5.40)$$

bildet die letzte Stufe des Kompatibilitätstests für Spurstücke in der $R\phi$ -Ebene. Üblicherweise ist der Erwartungswert für die in Gl.(5.39) definierte Größe χ^2 gleich 3. Da jedoch zur Bestimmung der Spursegmentparameter die Meßfehler der Spurpunkte nicht verwendet werden (s. Abschnitt 5.2.7), sind sowohl die Elemente der Fehlermatrix als auch χ^2 nur relative Größen. Der Schnitt auf χ^2 wurde daher ebenfalls experimentell über eine Monte Carlo Simulation von multihadronischen Ereignissen bestimmt.

Analog zum χ^2 -Test in der $R\phi$ -Ebene kann auch ein χ^2 -Test der Parameter in der sz -Ebene durchgeführt werden:

$$\chi^2_{sz} < \text{Schnitt}(\chi^2_{sz}) \quad (5.41)$$

Allerdings zeigte sich, daß der Einfluß eines solchen Schnitts auf die Güte des Gesamtergebnisses klein ist. Bedingt durch die geringe Genauigkeit der in der Jetkammer gemessenen z -Koordinate ist es anscheinend nicht möglich, über die z -abhängigen Spurstückparameter zu entscheiden, ob zwei Spursegmente zu gleichen oder zu verschiedenen Spuren gehören.

Erfüllen zwei Spurstücke die Kompatibilitätsbedingungen (5.36) (5.37) (5.40) und (5.41), so werden die Parameter P'_1 und P'_2 zu einem neuen Parametersatz P'_{1+2} kombiniert [17]. Die kombinierten Parameter werden dann für weitere Kompatibilitätstests benutzt.

5.3.2 Konstruktion von Sektorspuren

Das Zusammenfassen von Spursegmenten zu Sektorspuren, das heißt die Bildung eines zusammenhängenden Spurstücks innerhalb eines Sektors, geschieht in zwei Schritten. In einer Vorbereitungsphase werden die Spursegmente sortiert nach verschiedenen Kriterien, um anschließend den Kompatibilitätstest schnell und effizient durchführen zu können. Die Idee ist, den in der vorhergehenden Rekonstruktionsstufe erfolgreich verwendeten Verkettungsalgorithmus mit leichten Modifikationen auf größere Objekte anzuwenden (Spursegmente statt Triplets).

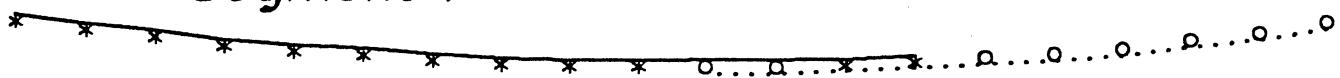
Bei der Suche nach Spursegmenten sind die Meßpunkte in einer definierten Weise nach Drahtnummer und Driftzeit geordnet. Eine vergleichbare Ordnung ist bei Spursegmenten nicht vorhanden. Spursegmente sind unterschiedlich lang. Außerdem ist es möglich, daß sich Spursegmente in den Anfangs- und Endbereichen überlappen, selbst wenn sie Teile der gleichen Spur bilden (s. Abbildung 5.17).

Um den eigentlichen Kompatibilitätstest durch Vermeidung sinnloser Kombinationen zu vereinfachen, werden zunächst geordnete Listen aller Spursegmente eines Sektors gebildet. Anhand dieser Listen wird jedes Spursegment mit seinen Nachbarn verbunden. Die Sortierung erfolgt nach folgenden Kriterien:

1. Länge der Spursegmente,
2. Driftzellennummer der Anfangspunkte,
3. Driftzellennummer der Endpunkte und
4. kleinster Abstand zwischen zwei Spursegmenten in Einheiten von Driftzellen.

Die Listen werden so erstellt, daß jeweils ein Zeiger auf das folgende und das vorhergehende Element der jeweiligen Liste zeigt. Dabei wird berücksichtigt, daß ein Überlappungsbereich von zur Zeit 5 Driftzellen zulässig ist. Abbildung 5.18 illustriert die so hergestellte Verkettung aller Spursegmente eines Sektors.

Segment 1



Segment 2

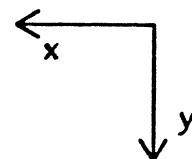


Abbildung 5.17:

Schematische Darstellung von überlappenden Spursegmenten. Die Kreuze bilden die Meßpunkte des Segments 1, das durch eine durchgezogene Linie angedeutet wird. Die Kreise repräsentieren die Meßpunkte eines zweiten Segments (punktige Linie). In der Abbildung besteht der Überlappungsbereich aus insgesamt 4 Meßpunkten bzw. Driftzellen.

1,2,3,... Sortiert nach Anzahl der Messpunkte
 - - - Kleinster Abstand zwischen zwei Segmenten
 - - - Kleinster Abstand der Anfangspunkte
 Kleinster Abstand der Endpunkte

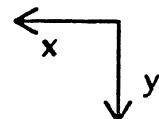
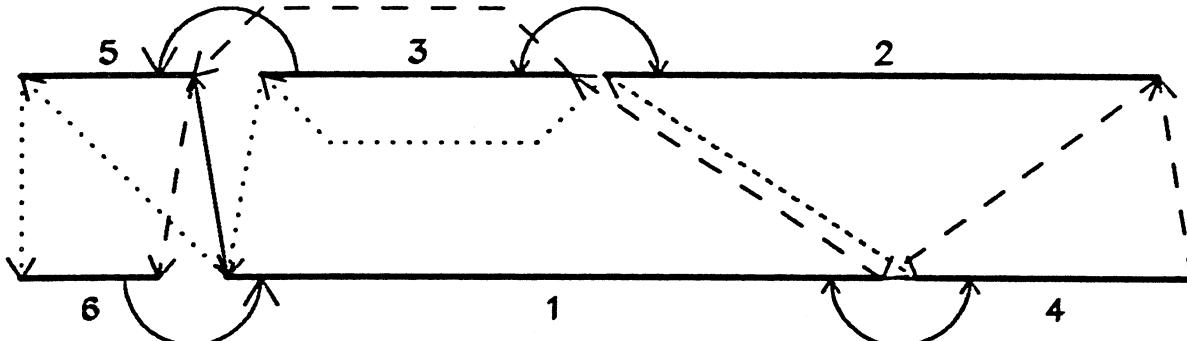


Abbildung 5.18:

Verkettung von Spursegmenten. Die Abbildung zeigt die mehrfache Verknüpfung von Spursegmenten aus zwei Spuren entsprechend den beschriebenen Sortierkriterien. Die Ordnung der Segmente ist durch Pfeile angedeutet.

Das eigentliche Zusammenfassen der Spursegmente geschieht in einem zweiten Schritt. Beginnend mit dem längsten Spurstück werden die jeweils nächsten Spursegmente auf Kompatibilität getestet. Wie bei der Verknüpfung von Tripletts erfolgt die Suche nach kompatiblen Segmenten in zwei verschiedenen Suchrichtungen. Da im Bereich großer Driftzellennummern ("oben" im Sektor) die Spursegmente in der Regel länger sind und weniger dicht beieinander liegen, wird zunächst in Richtung äußerer Driftzellen gesucht. Die Suche wird entsprechend den zuvor gesetzten Zeigern durchgeführt:

1. Zunächst wird ein Referenzsegment definiert. Dies ist das jeweils längste Segment in einem Sektor.
2. Anschließend wird dasjenige Segment auf Kompatibilität getestet, dessen Anfangspunkt (kleinstes I_{cell}) dem Endpunkt (größtes I_{cell}) des Referenzsegments am nächsten liegt.
3. Ist das getestete Segment mit dem Referenzsegment kompatibel, so werden beide Spurstücke zusammengefaßt. Sie bilden ein neues Referenzsegment, dessen Parameter durch die größere Länge genauer bestimmt sind. Die Suche wird unter 2.) fortgesetzt.
4. Ist das getestete Segment nicht kompatibel, so wird als nächstes das Segment überprüft, dessen Anfangspunkt den kleinsten Abstand zum Anfangspunkt des getesteten Segments hat u.s.w...

Die Suchrichtung wird umgekehrt, wenn alle Segmente auf Kompatibilität zum jeweiligen Referenzsegment überprüft wurden. Die Suche wird abgebrochen, wenn alle Kompatibilitätstests durchgeführt wurden. Die kombinierten Segmente werden markiert und als Sektorspur abgespeichert. Sie werden für weitere Tests nicht verwendet.

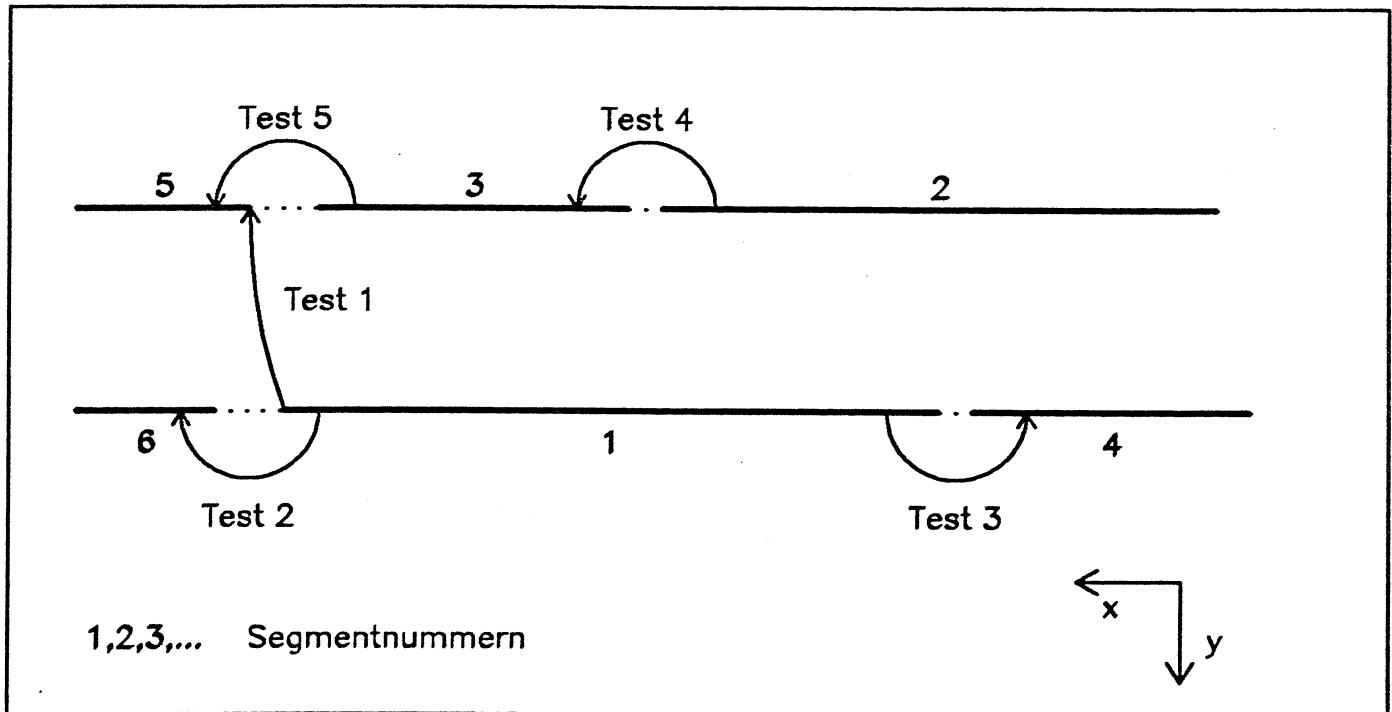


Abbildung 5.19:

Vorgehensweise beim Kombinieren von Spursegmenten. Die nummerierten Pfeile deuten die Reihenfolge der Testvorgänge für die in Abbildung 5.18 gezeigte Konfiguration an. Begonnen wurde die Suche mit dem längsten Segment (1).

In Abbildung 5.19 ist die Vorgehensweise für die in Abbildung 5.18 gezeigt Konfiguration illustriert: Der Kombinationsvorgang beginnt mit dem längsten Segment (1). Zuerst wird das Segment (5) getestet, da der Abstand in x zwischen dessen Anfangspunkt und dem Endpunkt von Segment (1) am kleinsten ist. Segment (5) ist nicht kompatibel zu Segment (1). Infolgedessen wird die Kombination der Segmente (1) und (5) verworfen und mit Segment (6) fortgesetzt, dessen Anfangspunkt in der Liste der Anfangspunkte auf Segment

(5) folgt (gestrichelter Pfeil in Abbildung 5.18). Die Suche in Richtung großer Driftzellennummern wird nach der Kombination der Segmente (1) und (6) abgebrochen, da keine weiteren Segmente in dieser Suchrichtung existieren. Nach dem Test auf Segment (6) und der Bildung des neuen, aus (1) und (6) bestehenden Referenzsegments, wird somit die Suchrichtung umgekehrt. Der Endpunkt von Segment (4) ist in dieser Abbildung der einzige Endpunkt eines Segments, der vor dem Anfangspunkt von Segment (1) liegt. Ist der Kompatibilitätstest erfolgreich, so bildet die Kombination der Segmente (6), (1) und (4) eine Sektorspur und wird zur späteren Bearbeitung zunächst im Arbeitsspeicher abgelegt. Die Segmente (6), (1) und (4) werden aus den Listen verfügbarer Spursegmente gestrichen. In einem zweiten Durchgang würden dann, beginnend mit Segment (2), dem längsten der verbleibenden drei Segmente, die Segmente (2), (3) und (5) zu einer zweiten Sektorspur kombiniert. Auf diese Weise können die insgesamt sechs dargestellten Segmente mit nur fünf Testvorgängen kombiniert werden.

Im Gegensatz zur Spursegmentsuche wird bei diesem Verfahren nicht auf Mehrdeutigkeiten geprüft, da die Parameter der Spursegmente bedeutend besser bestimmt sind als jene der Triplets. Es zeigte sich, daß Fehlzuweisungen praktisch nicht auftreten können, wenn die Kriterien des Kompatibilitätstests geeignet definiert werden.

Nachdem der Algorithmus festgelegt ist, der verwendet werden soll, um Spursegmente innerhalb eines Sektors zu kombinieren, müssen die für den im vorigen Abschnitt beschriebenen Parametervergleich benutzten Schnitte definiert werden. Diese wurden über eine Monte Carlo Simulation mit Hilfe des Analyseprogramms CJPREFF (s. unten im Abschnitt 5.6) so eingestellt, daß möglichst alle korrekten Kombinationen von Segmenten erfaßt werden. In Abbildung 5.20 bis Abbildung 5.24 sind die relevanten Verteilungen für alle nach den beschriebenen Kriterien geometrisch möglichen Segmentkombinationen dargestellt. Für die Größen Δxy , $\sin(\Delta\phi)$, ΔC und $\chi^2_{R\phi}$, die zur Definition der Kompatibilität von Spurstücken in der $R\phi$ -Ebene benutzt werden, sowie für χ^2_z sind die Verteilungen für 1.) alle Kombinationen, 2.) korrekte Kombinationen und 3.) falsche Kombinationen gezeigt.

Für die $\chi^2_{R\phi}$ -Verteilung (Abbildung 5.23) war die Wahl einer logarithmischen Abszisse sinnvoll, um den gesamten Wertebereich in dem Histogramm darzustellen. Während das Maximum bei kleinen χ^2 -Werten ($\chi^2 < 500$) vor allem aus korrekten Kombinationen besteht, besteht der Bereich des zweiten Maximums (ca. $10^3 < \chi^2 < 10^7$) zu etwa gleichen Anteilen aus korrekten und falschen Kombinationen. Der hoher Anteil korrekter Kombinationen in diesem Bereich soll im folgenden diskutiert werden.

Für die hier gezeigten Abbildungen wurden alle zulässigen Kombinationen von Segmenten benutzt, ohne die Spursegmente tatsächlich zusammenzufassen. Der große Anteil von korrekten Kombinationen im Bereich großer χ^2 -Werte ist bedingt durch Segmente aus wenigen Meßpunkten, die relativ weit auseinanderliegen. Die zum Test auf Kompatibilität transformierten Parameter weichen in diesem Fall auch bei korrekten Kombinationen stark voneinander ab und wirken wie "falsche" Parameter. Zum Zusammenfassen von Spurstücken werden immer die nächst benachbarten Segmente zuerst auf Kompatibilität getestet. Da diese in der Regel auch zusammengefaßt werden, geschieht es in der Praxis selten, daß zwei weit entfernte kurze Segmente überprüft werden.

Man sieht in Abbildung 5.20 bis Abbildung 5.24, daß bei allen Testgrößen korrekte Kombinationen häufiger ähnliche Parameter aufweisen als falsche. Zur Unterdrückung falscher Kombinationen wurden für diese Größen Schnitte eingeführt:

$$|\Delta xy| < 2 \text{ cm} \quad (5.42)$$

$$|\sin(\Delta\phi)| < 0.1 \quad (5.43)$$

$$|\Delta C| < \infty \quad (\text{es wird kein Schnitt angewendet}) \quad (5.44)$$

$$\chi^2_{R\phi} < 300 \quad (5.45)$$

$$\chi^2_{sz} < 60 \quad (5.46)$$

Diese Schnitte sind in Abbildung 5.20 bis Abbildung 5.24 eingezeichnet. Der für das Zusammenfassen von Spursegmenten wichtigste Schnitt ist derjenige auf $\chi^2_{R\phi}$. Alle übrigen Schnitte dienen vor allem zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes. Wie bereits erwähnt, wurden die im Hinblick auf die Rekonstruktionseffizienz günstigsten Schnitt experimentell aus Monte Carlo Simulationen bestimmt (s. auch [85]). Man sieht, daß diese Schnitte innerhalb eines großen Bereichs variiert werden können, ohne daß ein deutlicher Einfluß auf die Güte der Ergebnisse des Verfahrens feststellbar wäre. Abbildung 5.25 zeigt das nach Anwendung aller Schnitte resultierende Ergebnis für die Größe $\chi^2_{R\phi}$. Als Grundlage dieses Vergleiches dienten insgesamt 1500 simulierte multihadronische Z^0 -Zerfälle. Nach Anwendung der Schnitte wurden insgesamt 13461 Spursegmente zusammengefaßt. Die Verunreinigung durch Falschkombinationen beträgt 13 %¹².

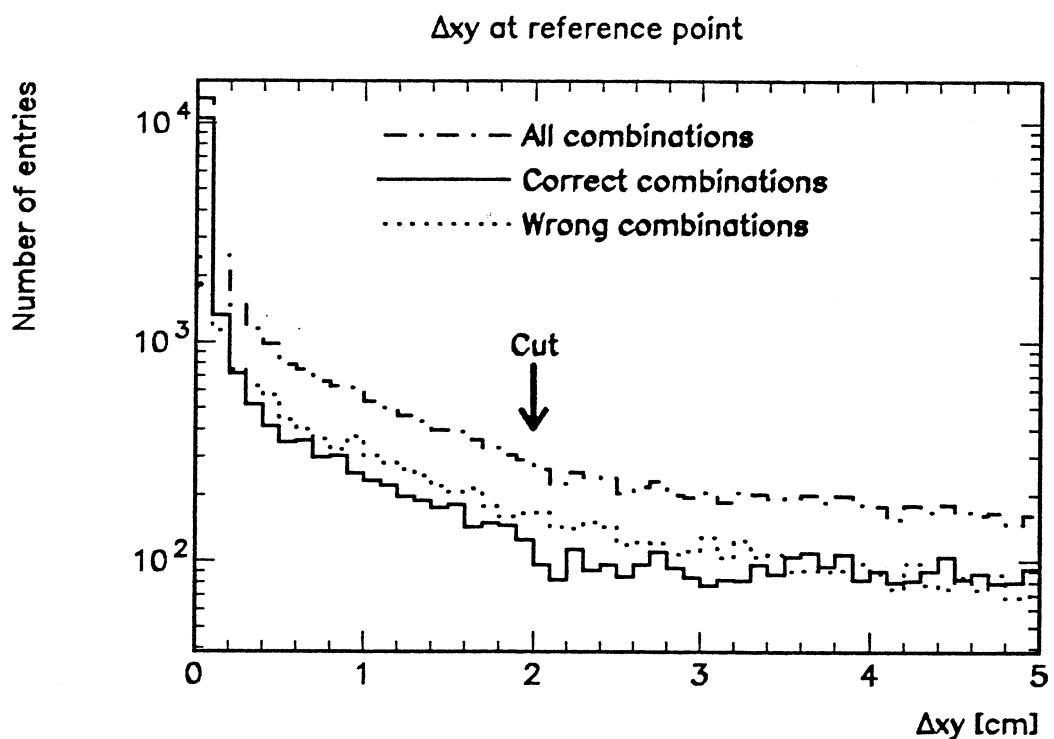


Abbildung 5.20: Abstand der Referenzpunkte aller Segmentkombinationen

¹² Diese Zahl erscheint relativ hoch. Allerdings werden beispielsweise alle Spursegmente mit mehr als 10 % falsch assoziierten Meßpunkten grundsätzlich als "falsch" definiert. Im Einzelfall bedeutet dies, daß ein Spursegment aus 14 korrekten von 16 Meßpunkten in dieser Definition immer als Falschkombination gilt. In Abschnitt 5.7 wird gezeigt werden, daß beim Zusammenfassen von Spurstücken eine deutliche Verbesserung der Datenqualität erreicht wird.

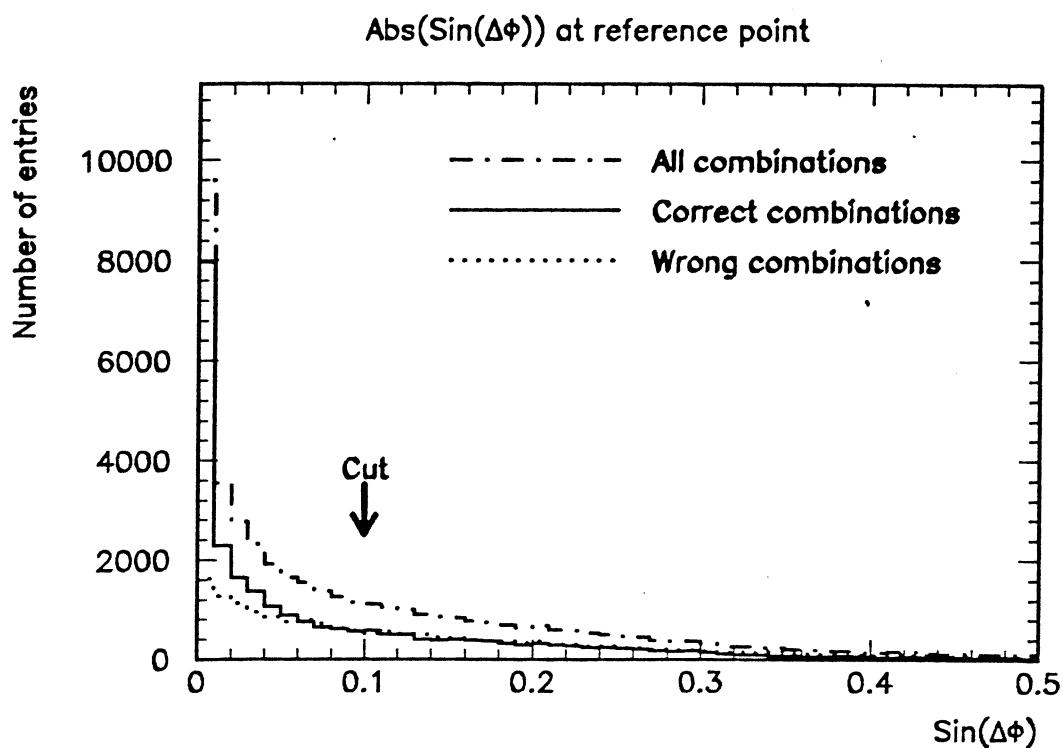


Abbildung 5.21: Differenz der Spurwinkel aller Segmentkombinationen

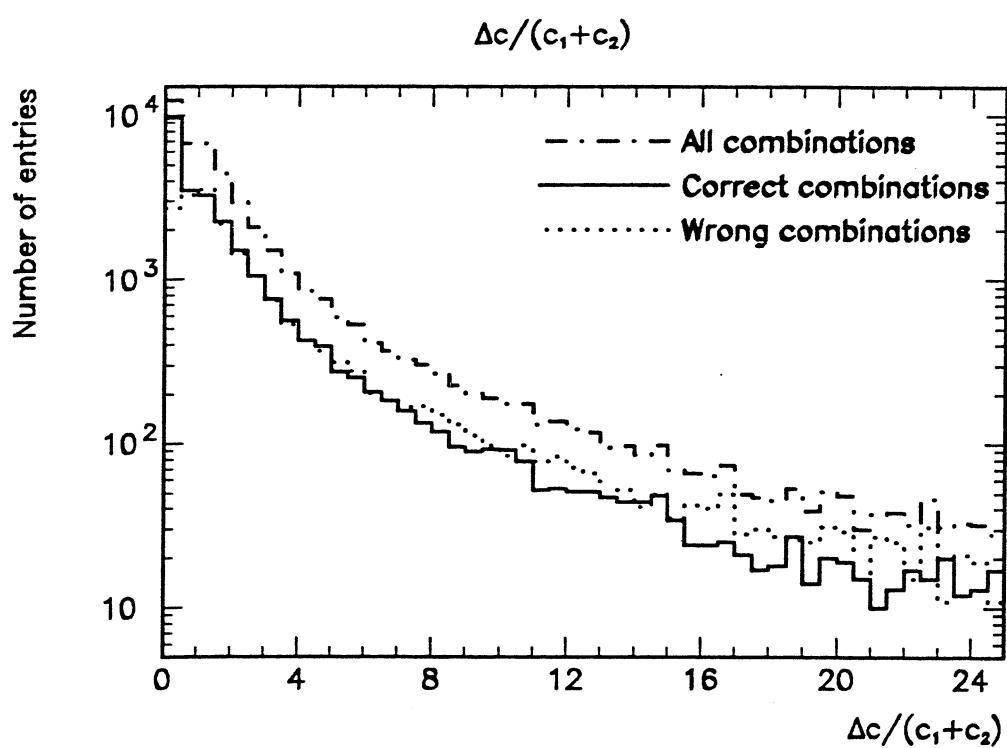
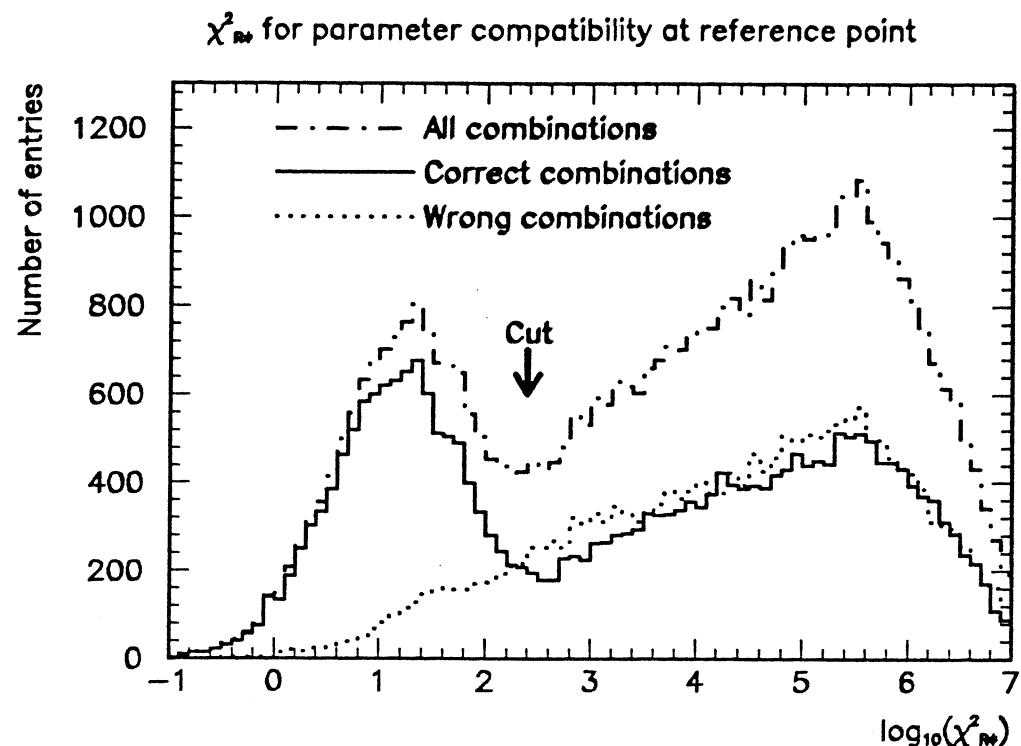
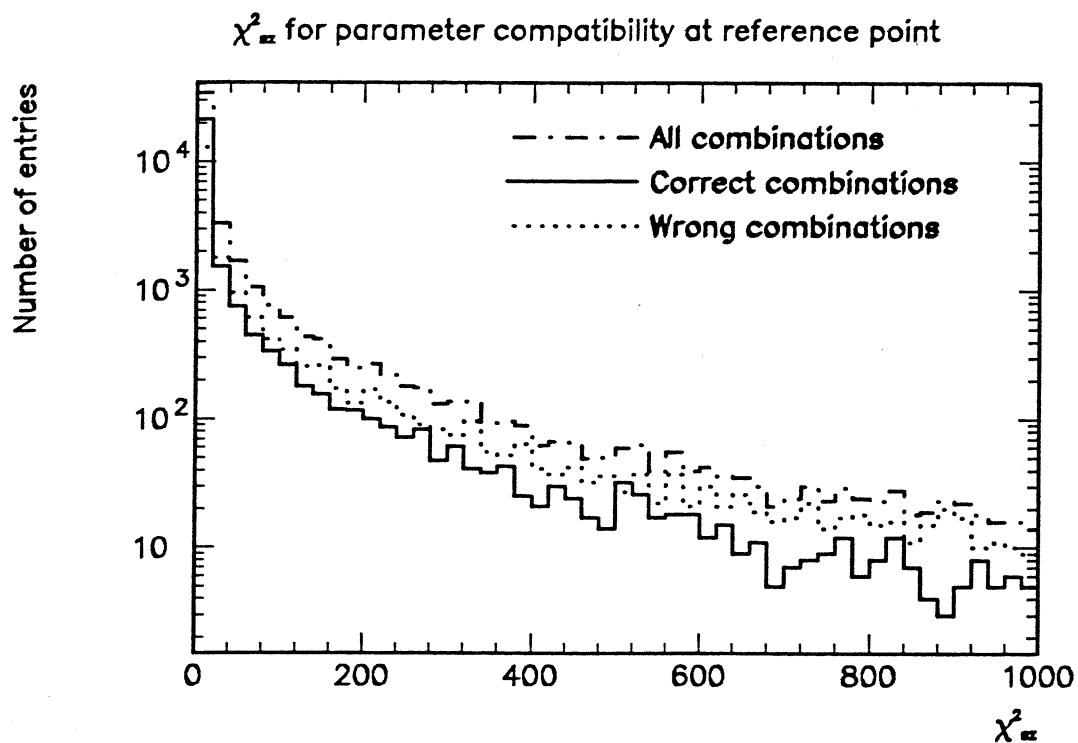


Abbildung 5.22: Krümmungsdifferenz aller Segmentkombinationen

Abbildung 5.23: χ^2 in $R\phi$ für alle SegmentkombinationenAbbildung 5.24: χ^2 in sz für alle Segmentkombinationen

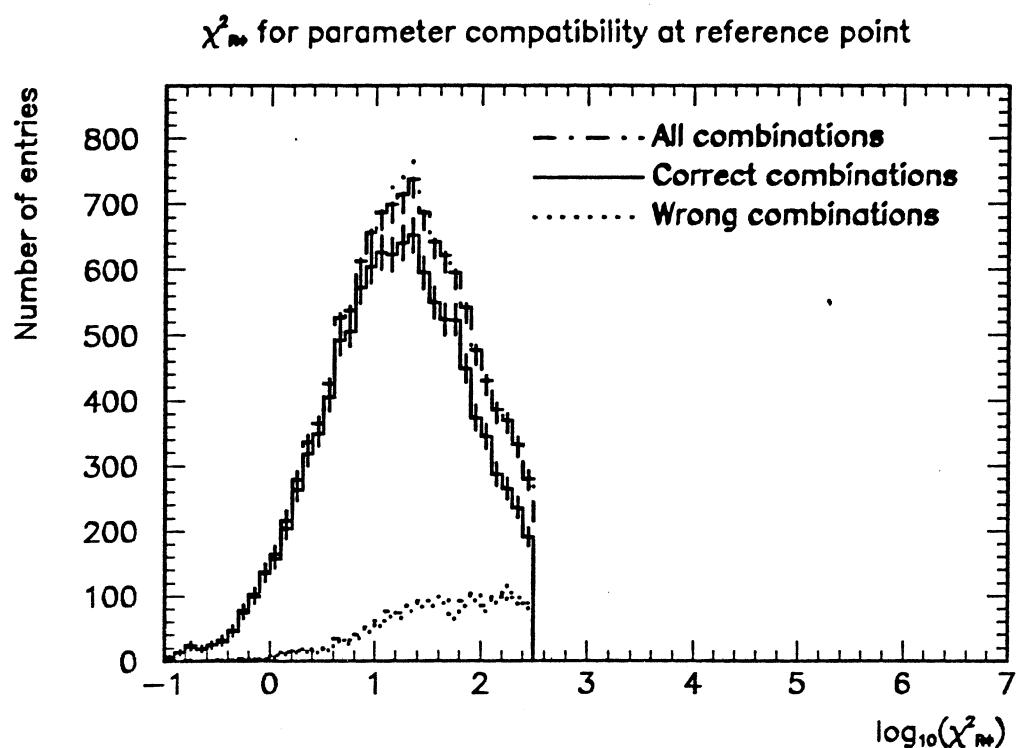
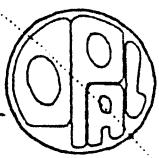


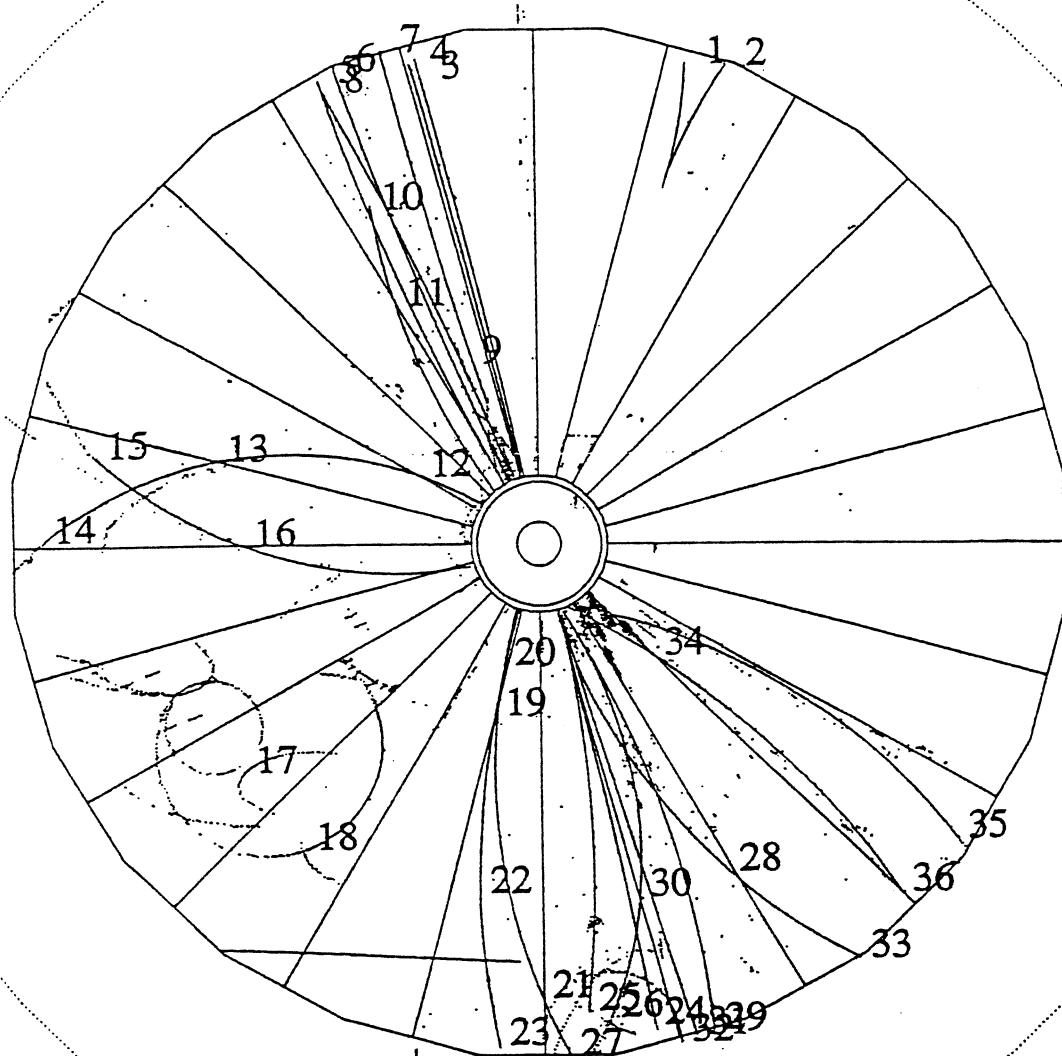
Abbildung 5.25: χ^2 in $R\phi$ für alle akzeptierten Segmentkombinationen

Run: ent.1775: 33262 Date 900531 Time 44316 Ctrk(N= 0 SumE= 0.0) Ecol(N= 0 SumE= 0.0) Hcal(N= 0 SumE= 0.0)
 Ebec 45.608 Evis 0.0 Emiss 91.2 Vtx (0.00, 0.00, 0.00) Muon(N= 0) Sec Vtx(N= 0) Fdet(N= 0 SumE= 0.0)
 Bz= 120 Thrust=0.0000 Aplan=0.0000 Oblat=0.0000 Spher=0.0000



Status
Det Tr

CV 3 0
 CJ 3 3
 CZ 2 0
 PB 3 3
 EB 3 3
 PE 2 3
 EE 3 2
 HT 3 1
 HS 3 3
 HP 1 3
 MB 3 3
 ME 3 3
 FD 3 3



24/10/90 22.10.18 KREUTZM

Abbildung 5.26:

Darstellung der Sektorspuren. Gezeigt sind alle im zweiten Schritt der Rekonstruktionsprozedur konstruierten Sektorspuren des hadronischen Ereignisses, das auch in Abbildung 5.1 und Abbildung 5.14 gezeigt wird.

5.3.3 Konstruktion von Jetkammerspuren

Nachdem das Zusammenfassen von Spursegmenten zu Sektorspuren durchgeführt wurde, ist der Teil des Mustererkennungsprozesses beendet, der auf einzelne Sektoren beschränkt ist. Alle weiteren Schritte müssen die globalen Eigenschaften der Jetkammer berücksichtigen. Der Mustererkennungsprozeß ist abgeschlossen, wenn alle Sektorspuren zu Jetkammerspuren kombiniert und die Parameter der Jetkammerspuren bestimmt worden sind. Abbildung 5.26 zeigt die im zweiten Schritt des Rekonstruktionsprozesses erzeugten Sektorspuren eines multihadronischen Ereignisses. Die einzige für das Zusammenfassen von Sektorspuren zu Jetkammerspuren relevante Signatur ist in Abbildung 5.15 auf Seite 98 dargestellt: Zwei Spurstücke in benachbarten Sektoren enden an der Kathode zwischen den Sektoren.

Dadurch, daß nur eine Signatur überprüft werden muß, wird der Kombinationsprozeß erheblich vereinfacht. Während für das Zusammenfassen von Spursegmenten zu Sektorspuren noch ein relativ hoher Verwaltungsaufwand notwendig ist, um eine Ordnung der Segmente herzustellen und Kompatibilitätstests für unphysikalische Kombinationen zu vermeiden, kann die Vorbereitungsphase für das Zusammenfassen von Spurstücken über Sektorgrenzen auf eine einfache ja/nein Entscheidung beschränkt werden. Sektorspuren müssen nur darauf getestet werden, ob die durch ihre Parameter beschriebene Teilchenbahn die Sektorgrenzen zu benachbarten Sektoren schneidet oder nicht. Verläßt eine Sektorspur den Sektor nicht über eine Kathode, so ist diese Sektorspur gleichzeitig die Jetkammerspur. Eine weitere Bearbeitung ist nicht erforderlich.

Geladene Teilchen können die Sektorgrenzen zu den Nachbarsektoren nur an zwei wohldefinierten Flächen, den Kathodenebenen, überqueren. Die Bahn eines Teilchens, das den Sektor i auf der linken Seite verläßt (in Richtung positiver x im DRS bzw. SRS), muß im Nachbarsktor $j = (i + 1)$ an der rechten Kathode des Sektors j fortgesetzt werden. Analog muß eine Spur, die den Sektor i rechts verläßt, also in Richtung negativer x im lokalen Koordinatensystem, an der linken Kathode den Sektor $(i - 1)$ erreichen.

Um das Zusammenfassen von Sektorspuren zu Jetkammerspuren durchzuführen, werden daher zunächst alle Sektorspuren eines Sektors i darauf überprüft, ob sie die linke Kathodenebene des Sektors schneiden. Spurstücke, für die dies der Fall ist, werden markiert. Die Koordinaten des Schnittpunktes werden gespeichert. Anschließend werden die Sektorspuren des Sektors $(i + 1)$, des im entgegengesetzten Uhrzeigersinn benachbarten Sektors, auf Schnittpunkte mit der rechten Kathode des Sektors $(i + 1)$ überprüft und ebenfalls markiert. Nur die markierten Segmente werden auf Kompatibilität getestet.

Zur Durchführung des Kompatibilitätstests wird analog zur im Abschnitt 5.3.2 beschriebenen Prozedur zunächst ein Referenzsegment definiert. Per Definitionem ist dies immer eine Sektorspur des Sektors i . Die Parameter P_i des Referenzsegments werden auf den Schnittpunkt mit der Kathodenebene transformiert. Anschließend werden die Parameter aller Spurstücke des Sektors $(i + 1)$, die auf die rechte Kathode des Sektors zeigen, mit den Parametern des Referenzsegments verglichen, nachdem eine Parametertransformation auf den Punkt der nächsten Annäherung an den neuen Referenzpunkt des Referenzsegments durchgeführt wurde. Die verwendeten Kompatibilitätstests sind identisch zu jenen, die zum Zusammenfassen von Spursegmenten verwendet werden. Lediglich die Schnitte mußten neu definiert werden, da die Verteilungen der Testvariablen verschieden sind.

Die verwendeten Schnitte wurden wiederum aus einer Monte Carlo Simulation von multihadronischen Z^0 -Zerfällen bestimmt. Die in der Simulation gefundenen Verteilungen der Testvariablen Δxy , $\sin(\Delta\phi)$, ΔC , $\chi^2_{R\phi}$ und χ^2_z sind in Abbildung 5.27 bis Abbildung 5.31 dargestellt. Die Schnitte auf die Testvariablen wurden so gewählt, daß die Wahrscheinlichkeit von Falschkombinationen klein ist:

$$|\Delta xy| < 2 \text{ cm} \quad (5.47)$$

$$|\sin(\Delta\phi)| < 0.05 \quad (5.48)$$

$$|\Delta C| < \infty \quad (\text{es wird kein Schnitt angewendet}) \quad (5.49)$$

$$\chi^2_{R\phi} < 10000 \quad (5.50)$$

$$\chi^2_{sz} < 30 \quad (5.51)$$

Das Ergebnis ist dargestellt in Abbildung 5.32 auf Seite 114 für die $\chi^2_{R\phi}$ -Verteilung nach Anwendung aller Schnitte. Man sieht, daß durch geeignet gewählte Schnitte die Anzahl von zufälligen Falschkombinationen klein gehalten werden kann: Der Anteil falscher Kombinationen liegt bei 638 von insgesamt 14359, also 4.0 %. Prinzipiell können Falschkombinationen niemals ganz ausgeschlossen werden. Werden die Schnitte enger gesetzt, so führt dies zu einer Verringerung der Effizienz des Verfahrens zum Zusammenfassen von Sektorspuren.

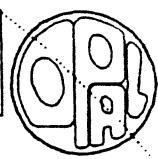
Der große Wert für den Schnitt auf $\chi^2_{R\phi}$ ist dadurch bedingt, daß beim Zusammenfassen von Sektorspuren die Sektorspurparameter aus verschiedenen Sektoren miteinander verglichen werden müssen. Da die Parameter jedoch im DRS- Koordinatensystem berechnet werden, also in einem sektorspezifischen Koordinatensystem, wirken sich die Korrelationsterme in der Kovarianzmatrix beim Vergleich der Parameter von Sektorspuren aus verschiedenen Sektoren stärker aus. Da alle Fehler jedoch ohnehin nur relative Fehler sind, ist dieser Einfluß unbedeutend. $\chi^2_{R\phi}$ wird auch für die Falschkombinationen größer.

Weiterhin kann in Abbildung 5.27 bis Abbildung 5.31 gesehen werden, daß insgesamt weniger Falschkombinationen beim Zusammenfassen von Sektorspuren möglich sind als beim Zusammenfassen von Spursegmenten. Das in Abbildung 5.23 deutlich ausgeprägte zweite Maximum in der $\chi^2_{R\phi}$ -Verteilung ist in Abbildung 5.30 nicht vorhanden. Dies erklärt sich daraus, daß nur ein Teil aller Spuren Sektorgrenzen überschreitet. Bereits Spuren mit $p_t \approx 500 \text{ MeV}/c$ "treffen" häufig nur einen Sektor. Falsche Kombinationen treten daher beim Zusammenfassen von Sektorspuren aus verschiedenen Sektoren nur selten auf, während innerhalb eines Sektors, wo beispielsweise an einer Spurkreuzung zwei von vier Kombinationen falsch sind, zahlreiche zufällige Falschkombinationen auftreten können.

Konnten zwei Sektorspuren miteinander kombiniert werden, so wird analog zu Abschnitt 5.3.2 ein gemeinsamer Parametersatz erstellt. Die neu bestimmten Parameter bilden den Parametersatz des neuen Referenzsegments. Anschließend werden weitere mögliche Kombinationen des so definierten sektorübergreifenden Spurstücks mit Sektorspuren getestet, die die Kathode zwischen den Sektoren i und $(i+1)$ schneiden. Der Kombinationsvorgang an dieser Kathode wird abgebrochen, wenn alle die Kathode schneidenden Sektorspuren getestet worden sind. Nach Abschluß der Kombination von Sektorspuren an der Kathode zwischen den Sektoren i und $(i+1)$ werden alle Spurstücke im Sektor $(i+1)$ zur linken Kathodenebene dieses Sektors extrapoliert und der Test zwischen den Sektoren $(i+1)$ und $(i+2)$ durchgeführt.

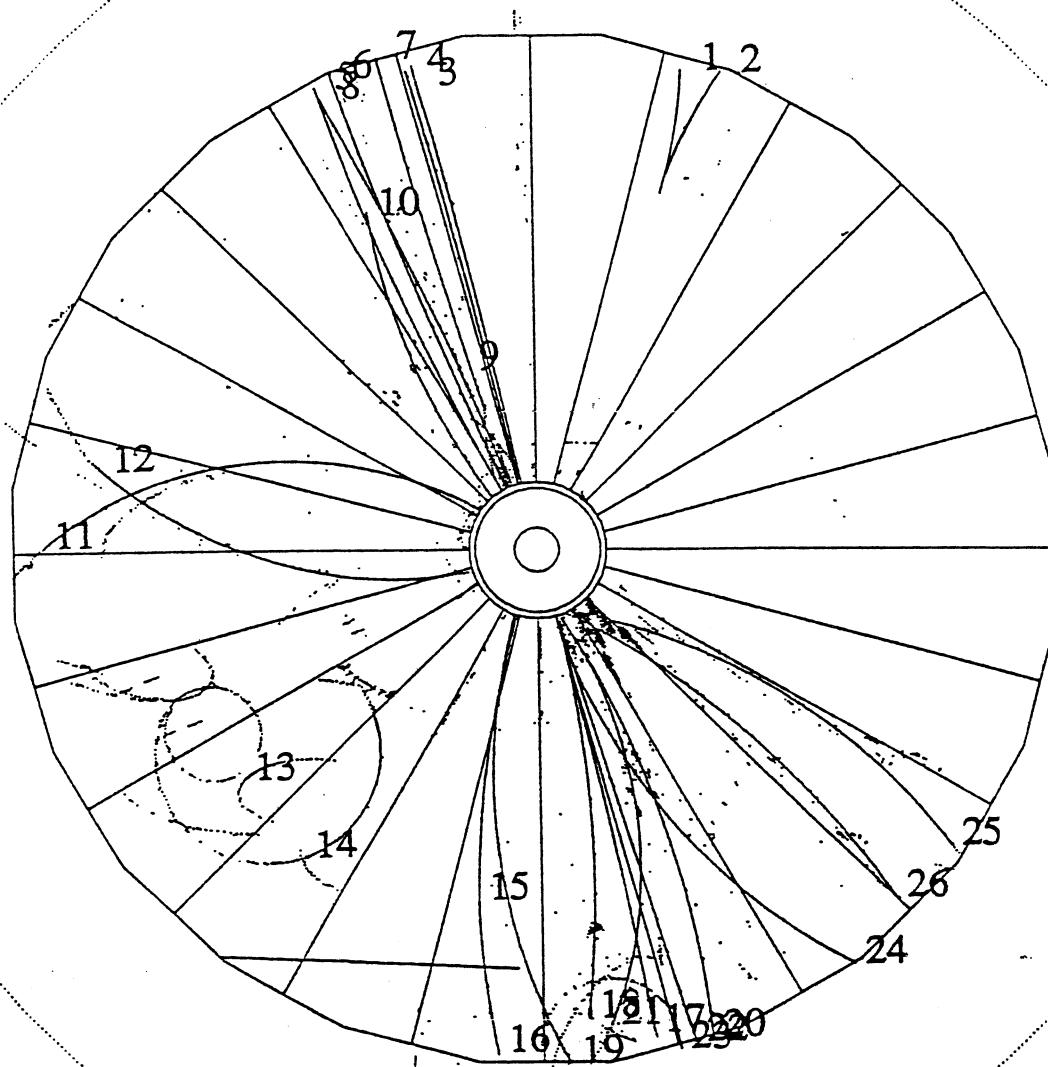
Unter Umständen ist es möglich, daß zu einem Segment aus dem Sektor i , das in den Sektor $(i+1)$ zeigt, kein passendes Spurstück im Nachbarsektor $(i+1)$ gefunden wird. Ein Grund dafür kann beispielsweise sein, daß im Sektor $(i+1)$ kein Spursegment gefunden wurde, weil die Anzahl der Meßpunkte der Spur im Sektor $(i+1)$ nicht ausreicht, um ein Spursegment zu definieren. Niederenergetische Teilchen können mehr als zwei Sektoren passieren. Aus diesem Grund werden alle in den Sektor $(i+1)$ extrapolierten Spurstücke des Sektors i ebenfalls auf Schnittpunkte mit der linken Kathode des Sektors $(i+1)$ überprüft, um ein Überspringen von Sektoren zu ermöglichen. Gegenwärtig ist ein Überspringen von maximal drei Sektoren zugelassen.

Run: ent.1775: 33262 Date 900531 Time 44316 Ctrk(N= 0 SumE= 0.0) Ecal(N= 0 SumE= 0.0) Hcal(N= 0 SumE= 0.0)
 Ebeam: 45.608 Evis 0.0 Emiss 91.2 Vtx (0.00, 0.00, 0.00) Muon(N= 0) Sec Vtx(N= 0) Fdet(N= 0 SumE= 0.0)
 Bz=- 120 Thrust=0.0000 Aplan=0.0000 Qblast=0.0000 Spher=0.0000



Status
Det Tr

CV	3	0
CJ	3	3
CZ	2	0
TB	3	3
PB	3	3
EB	3	3
PF	2	2
EF	3	3
HT	1	1
HS	3	3
HP	3	3
MB	3	3
ME	3	3
FD	3	3



KSWEEK.CJEVENT.FDATA

24/10/90 22.13.15 KREUTZM

Abbildung 5.34:

Rekonstruierte Jetkammerspuren eines multihadronischen Ereignisses. Die Spuren sind als nummerierte Kurven dargestellt.

5.4 Erfassen zusätzlicher Meßpunkte

Bisher wurden die Grundzüge des Verfahrens zur Mustererkennung in der OPAL Jetkammer beschrieben. Dabei werden zunächst mit einem Kettenalgorithmus Meßpunkte zu Spursegmenten geordnet. In den zwei nachfolgenden Stufen werden dann diese Spursegmente über die in einem Anpassungsverfahren bestimmten Parameter zunächst zu Sektorspuren und dann zu Jetkammerspuren zusammengefaßt. Die Verwendung des lediglich auf lokalen Spurparametern basierenden Kettenalgorithmus bringt erhebliche Vorteile hinsichtlich des Rechenzeitverbrauchs. Die nur lokal bestimmten Verkettungsparameter bedingen aber gleichzeitig, daß strenge Kriterien angewendet werden müssen, um mögliche Fehlerquellen zu vermeiden.

Als Beispiel möge die Behandlung von Spurkreuzungen dienen. Wird eine Spurkreuzung mit kleinem Kreuzungswinkel erkannt, so werden alle Meßpunkte im Bereich der Kreuzung verworfen (s. Abschnitt 5.2.4). Diese Vorgehensweise ist unumgänglich zur Vermeidung von Assoziationsfehlern, die bedingt sind durch die ungenau bekannten globalen Parameter des Spursegments. Um eine optimale Auflösung der Parameter einer Spur zu erreichen, sollten jedoch möglichst alle Meßpunkte einer Spur zugeordnet werden. Ursachen für nicht erfaßte Meßpunkte sind:

1. Punkte, für die die Triplettkrümmung y'' oberhalb des Schnitts liegt,
2. isolierte Punkte,
3. kurze Spurstücke mit weniger als der Mindestzahl von ca. 10 Meßpunkten und
4. Meßpunkte im Bereich von Spurkreuzungen.

Abbildung 5.35 illustriert die Signaturen für nicht assoziierte Punkte. Die meisten der nicht assoziierten Punkte können nachträglich erfaßt werden: Nachdem die Segmente gefunden worden sind, werden durch ein Anpassungsverfahren an die assoziierten Meßpunkte die globalen Spurparameter ermittelt. Diese liefern weitaus bessere Schätzwerte für die Koordinaten von kompatiblen Punkten als die zur Segmentsuche verwendeten lokalen Triplettparameter und die aus drei Meßpunkten bestimmte Extrapolations- Parabel.

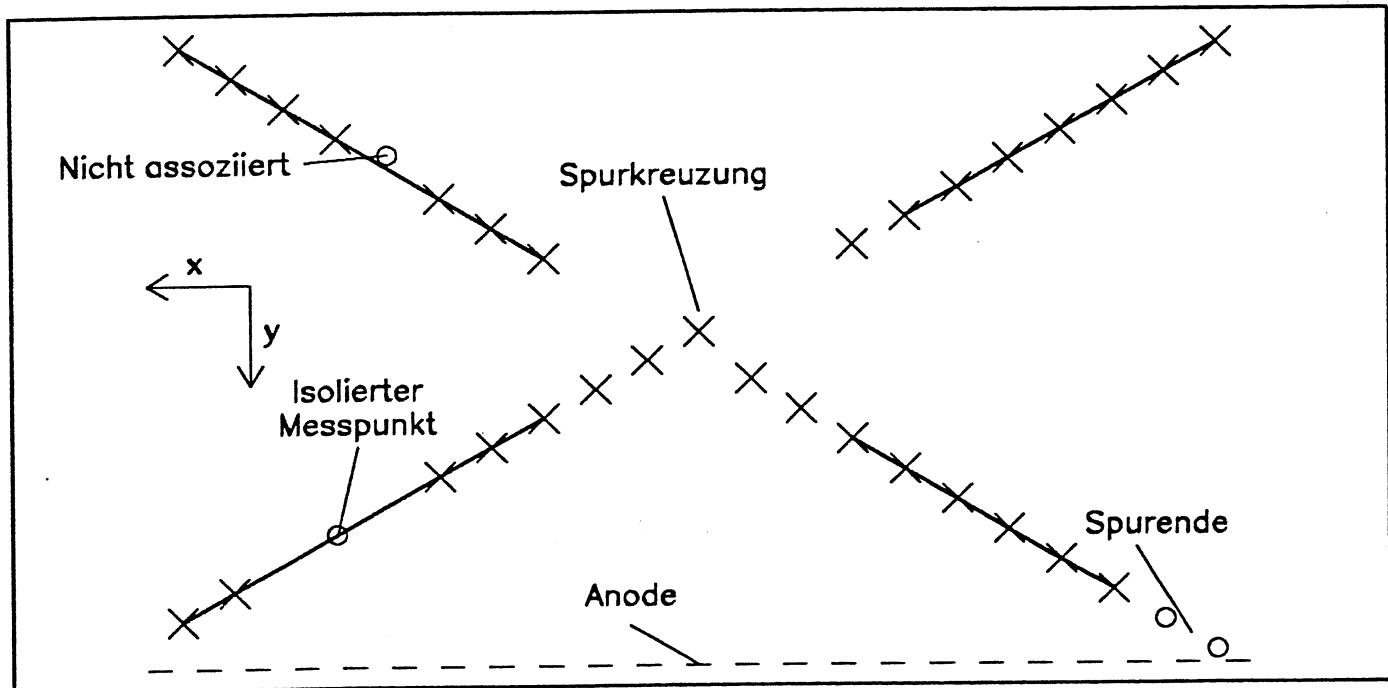


Abbildung 5.35: Signaturen nicht erfaßter Meßpunkte. Die assoziierten Meßpunkte zweier Spuren sind als Kreuze dargestellt, nicht erfaßte Meßpunkte als Kreise.

Unter geeigneter Ausnutzung der Spursegmentparameter lassen sich nachträglich zusätzliche Meßpunkte erfassen, die in der ersten Stufe des Mustererkennungsverfahrens nicht assoziiert werden können. Die vier beschriebenen Signaturen lassen sich einordnen in drei Gruppen:

- Es bestehen Lücken durch nicht assoziierte Meßpunkte auf einem Spursegment.
- Es gibt Lücken zwischen zwei Spursegmenten;
- Eine Spur endet nicht an der geometrischen Begrenzung des sensitiven Volumens der Jetkammer, da Meßpunkte am Spuransfang oder Spurende fehlen.

Entsprechend dieser Aufteilung wurde das Erfassen zusätzlicher Meßpunkte durchgeführt:

1. Nach der Durchführung des Anpassungsverfahrens wird jedes Segment auf *Lücken* überprüft, daß heißt auf Driftzellen, in denen kein Meßpunkt assoziiert wurde. Mit Hilfe der globalen Spursegmentparameter werden die wahrscheinlichen Koordinaten eines Meßpunktes in diesen Driftzellen berechnet. Wird ein Meßpunkt innerhalb eines Abstands von ca. $3\sigma \approx 500 \mu\text{m}$ von der vorhergesagten Position gefunden, so wird dieser Punkt in die Liste der Meßpunkte aufgenommen, die zum Spursegment assoziiert sind. Auf diese Weise können die meisten Lücken auf einem Spursegment geschlossen werden.
2. Nachdem zwei Spursegmente erfolgreich auf Kompatibilität getestet worden sind (Phasen zwei und drei des Mustererkennungsprozesses), wird der Bereich *zwischen* diesen zwei Segmenten auf nicht assoziierte Punkte untersucht. Dies ermöglicht insbesondere, Meßpunkte im Bereich von Spurkreuzungen zu erfassen. Analog zum Schritt 1.) wird auch hier verlangt, daß die Meßpunkte innerhalb von $\approx 500 \mu\text{m}$ zur Bahnkurve liegen, die durch die kombinierten Parameter beider Segmente definiert wird.
3. Nachdem alle Spurstücke zu Jetkammerspuren kombiniert wurden (Abschluß der Phase drei des Mustererkennungsprozesses), wird überprüft, ob eine Spur an den geometrischen Grenzen der Jetkammer endet. Ist dies nicht der Fall, so wird im Bereich des Spurfangs (kleiner Radius) und des Spurendes (großer Radius) nach zusätzlichen kompatiblen Punkten gesucht. Dabei wird die Spur auch in benachbarte Sektoren extrapoliert. Auf diese Weise können auch noch Meßpunkte von kurzen Spurstücken assoziiert werden, deren Länge nicht ausreicht, um in den entsprechenden Sektoren ein Spursegment zu definieren.

Die Suche nach zusätzlichen Meßpunkten wird im lokalen Koordinatensystem des entsprechenden Sektors (DRS) durchgeführt. Die Darstellung der Bahnkurve durch die internen Parameter (x_0, y_0) , $(\cos(\phi), \sin(\phi))$ und C bietet dafür ideale Voraussetzungen: Vorausgesetzt, daß der Abstand zum Referenzpunkt nicht zu groß ist, ist die y -Koordinate immer eine lineare Funktion der x -Koordinate. Die x -Koordinate eines potentiell kompatiblen Punktes ist vorgegeben durch die Position des Signaldrähtes. Die wahrscheinlichen Ortskoordinaten eines kompatiblen Punktes können durch wenige Rechenoperationen bestimmt werden:

$$x_{\text{exp}} = x_{\text{wire}} \quad (5.52)$$

$$y_{\text{exp}} = y_0 + \left(\frac{(\cos(\phi_0) - \cos(\phi))}{2C} \right) \quad (5.53)$$

$$\sin(\phi) = ((x_{\text{exp}} - x_0) / 2C) + \sin(\phi_0)$$

Hier sind x_0 und y_0 die Koordinaten des Referenzpunktes, ϕ_0 ist der Steigungswinkel der Spur am Referenzpunkt und ϕ ist der Steigungswinkel der Spur für $x = x_{\text{exp}}$ (s. Abbildung 5.36).

Wird die Suche in einem benachbarten Sektor durchgeführt, so lassen sich die internen Parameter durch eine einfache Drehung der zwei Vektoren (x_0, y_0) und $(\cos(\phi_0), \sin(\phi_0))$ in das lokale Koordinatensystem des Sektors transformieren.

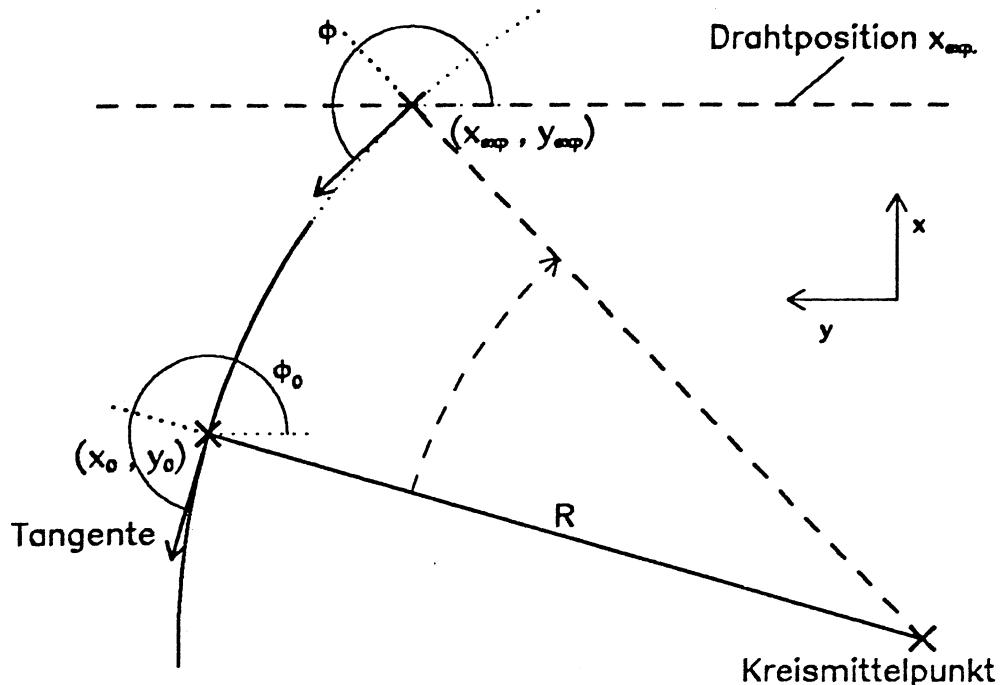


Abbildung 5.36: Extrapolation mit internen Spurparametern

5.5 Erweiterungen des Verfahrens

Mit dem Erfassen zusätzlicher Meßpunkte ist der Mustererkennungsprozeß abgeschlossen. Das bisher vorgestellte Verfahren erfüllt die aus den Spezifikationen der Jetkammer gestellten Aufgaben. Dies wird im Abschnitt 5.7 im Detail gezeigt werden. Als jedoch die ersten hadronischen Zerfälle des Z^0 in der Jetkammer gemessen wurden, stellte sich heraus, daß die Kammersignale durchaus nicht den Erwartungen entsprachen. Abbildung 5.37 zeigt die Meßpunkte des ersten in der Jetkammer registrierten hadronischen Z^0 -Zerfalls. Im Gegensatz zu dem bisher gezeigten "typischen" Ereignis läßt sich hier selbst mit dem Auge kaum entscheiden, wieviele Spuren geladener Teilchen in diesem Ereignis registriert wurden. Ebenso ist eine eindeutige Zuordnung von Meßpunkten zu Spuren bei einem solchen Ereignis nicht möglich.

Spuren dieser Art werden dadurch verursacht, daß das Driftfeld, nicht genügend hoch ist¹³. Dies bewirkt eine deutlich verringerte Gasverstärkung und damit schwache Signale auf den Signaldrähten. Infolgedessen können zahlreiche Signale nicht oder nur mit großem Meßfehler nachgewiesen werden. In dem in Abbildung 5.37 gezeigten Ereignis sind die Signale so schwach, daß die Parameter des Programms zur Analyse der FADC-Pulse geändert werden mußten. Bei solchen Spuren sind die zwei grundlegenden Voraussetzungen für die Funktionsfähigkeit des bisher vorgestellten Mustererkennungsverfahrens nicht erfüllt:

1. **Große Punktdichte:** Die Punktdichte auf den Spuren des hier gezeigten Ereignisses ist sehr klein.
2. **Kleiner Meßfehler:** Selbst im verwendeten Maßstab 1:40 streuen die Meßpunkte deutlich sichtbar um die Spur; die Ortsauflösung liegt bei diesem Ereignis nicht in der Größenordnung von $100 - 200 \mu\text{m}$, sondern eher bei mehreren Millimetern.

Selbstverständlich sind solche Ereignisse nicht typisch. Die vorgestellte Methode zur Spurrekonstruktion kann nur funktionieren, wenn die Punktdichte groß ist und die Auflösung wenige hundert μm beträgt. Um zumindest den Teil der Spuren rekonstruieren zu können, der für das Auge sichtbar ist, mußten daher beson-

¹³ Wegen einer hohen Untergrundsignalrate konnte aus Sicherheitsgründen keine volle Hochspannung angelegt werden. Hinzu kamen temporäre Probleme in der Hochspannungsversorgung.

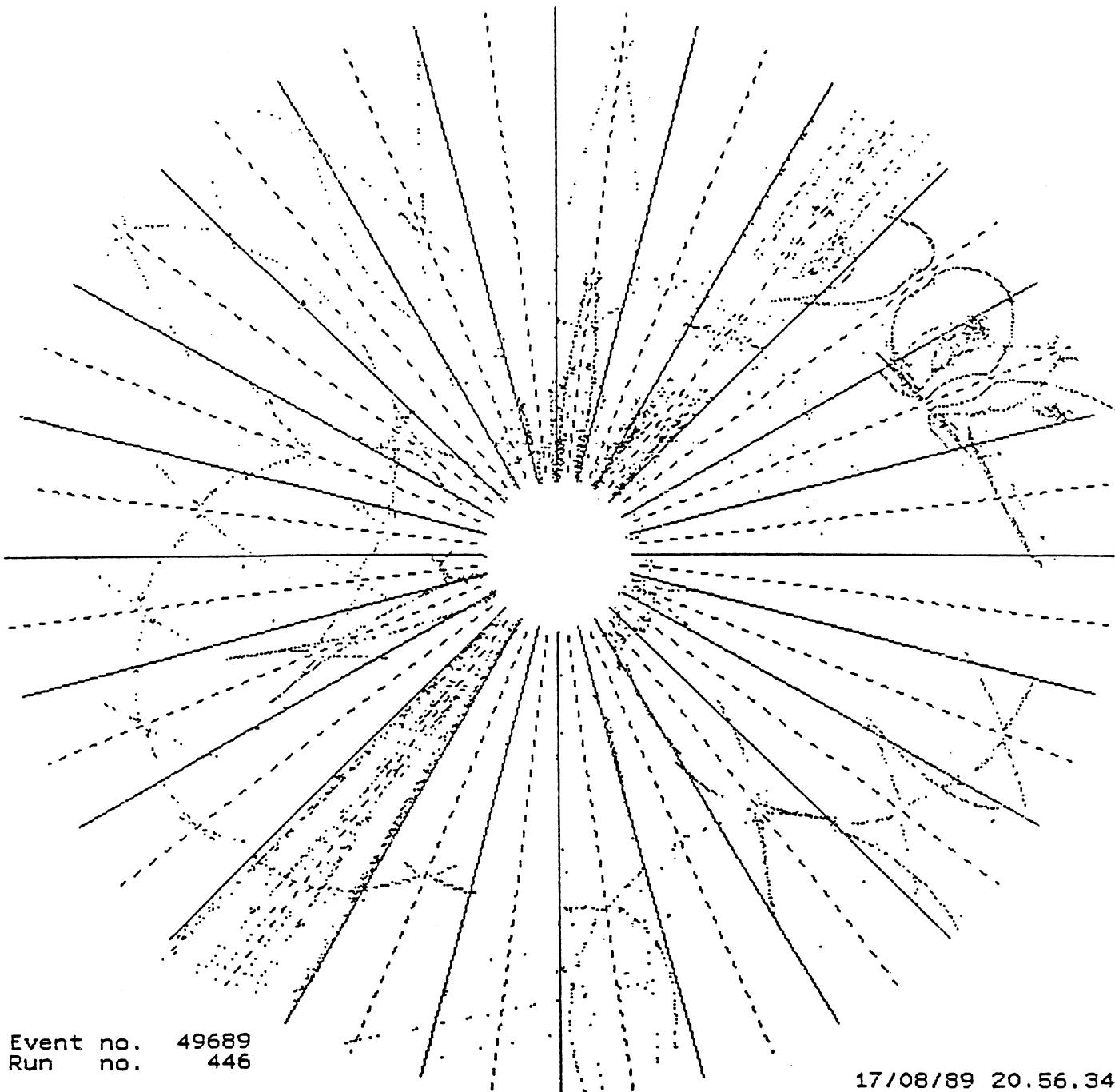


Abbildung 5.37: Das erste multihadronische Ereignis in der Jetkammer

dere Vorkehrungen getroffen werden. Allerdings wird es bei Ereignissen des in Abbildung 5.37 gezeigten Typs nicht möglich sein, z.B. die korrekte Lösung der Links- Rechts- Ambiguität mit großer Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, da die Ortsauflösung in der $R\phi$ - Ebene weit schlechter ist als die Größe des Drahtversatzes.

In den folgenden Abschnitten soll dargestellt werden, wie selbst unter schlechten Kammerbedingungen noch Spuren gefunden werden können. Dies ist jedoch nur auf Kosten des Rechenzeitverbrauchs möglich. Die drei wesentlichen Erweiterungen des bisher vorgestellten Verfahrens sind:

1. Die Benutzung eines rekursiven Anpassungsverfahrens unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung (Billoir Fit) zur Bestimmung der Schätzwerte der Koordinaten kompatibler Punkte während der Kettensuche,
2. die Einführung dynamischer, situationsangepaßter Parameter und
3. die Revision der Entscheidung über die Lösung der Links- Rechts- Ambiguität über die Spursegmentparameter.

Die ersten zwei dieser Erweiterungen betreffen lediglich die *Suche nach Spursegmenten*. Da für das *Zusammenfassen von Spursegmenten* vor allem relative Fehler relevant sind, ist eine Änderung der Phasen zwei und drei des Mustererkennungsprozesses nur bezüglich der Berücksichtigung globaler Spursignaturen zur Definition der wahrscheinlichen Lösung der Links- Rechts- Ambiguität notwendig.

5.5.1 Implementierung der Billoir Fit Methode

Das Prinzip der Billoir Fit Methode wurde von P. Billoir entwickelt [13]. Dabei handelt es sich um ein rekursives Anpassungsverfahren, in dem Meßpunkte einer Teilchenbahn in einem Detektor unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung zur optimalen Bestimmung der Bahnpараметer in Vertexnähe benutzt werden. Bedingt durch die Vielfachstreuung kann die Bahn eines geladenen Teilchens durch Materie in einem homogenen Magnetfeld in der Ebene senkrecht zu den Magnetfeldlinien nicht durch einen Kreis beschrieben werden. Allerdings kann die Teilchenbahn lokal durch einen Kreis oder eine Parabel approximiert werden.

Im Falle der Billoir Fit Methode wurde ursprünglich eine Parabeldarstellung zur lokalen Beschreibung der Teilchenbahn gewählt [13] [62]:

$$y = y_n + A_n x + \frac{C_n}{2} x^2 \quad (5.54)$$

Die Parameter y_n , A_n und C_n werden aus n Meßpunkten rekursiv berechnet. Sie beschreiben die Teilchenbahn jeweils in der Nähe des n -ten Meßpunktes (x_n, y_n) nach einer Koordinatentransformation $x_n = 0$. Die Parabeldarstellung ist gültig für schwach gekrümmte Spuren, die annähernd parallel zur x- Achse verlaufen.

Weitere Meßpunkte werden in rekursiven Schritten zur Berechnung der jeweils optimalen Spurparameter hinzugefügt:

1. Die Parabel wird extrapoliert zum neu zu berücksichtigenden Meßpunkt ($n + 1$). Über eine Koordinatentransformation wird das lokale Koordinatensystem verschoben. Dazu werden die Parameter der Parabel und die Kovarianzmatrix so transformiert, daß nun die Koordinate x_{n+1} im Ursprung liegt.
2. Der Einfluß von Vielfachstreuung auf die Unsicherheit der Richtung der Spur (Parameter A der Parabel) wird berechnet.
3. Die gemessene y- Koordinate wird, gewichtet mit ihrem Meßfehler, zur Berechnung eines neuen Parametersatzes ($y_{n+1}, A_{n+1}, C_{n+1}$) benutzt.

Die Wahl des Koordinatensystems und die einzelnen Rekursionsschritte sind in [62] beschrieben. Das Zeitverhalten dieses rekursiven Anpassungsverfahrens ist eine lineare Funktion der Anzahl der Meßpunkte, die zur Anpassung der Parameter verwendet werden. Durch die rekursive Prozedur liefert das Verfahren eine sehr

genaue Schätzung der Parameter der Teilchenbahn im Bereich des zuletzt berücksichtigten Meßpunkts.

Der Billoir Fit wurde von R. Krieger für Anwendungen in der OPAL Jetkammer modifiziert und in ein Mustererkennungsverfahren implementiert [62]. Für die OPAL Jetkammer wurde der Parabelfit durch einen Kreisfit ersetzt. Die Darstellung der Spur über die Parameter einer Parabel wurde allerdings beibehalten wegen der praktischen Vorteile insbesondere bei der numerischen Genauigkeit. Obwohl der verwendete Algorithmus zahlreiche Parallelen zum in Abschnitt 5.2 beschriebenen Verfahren aufweist, wurde vor allem wegen des erheblichen Rechenzeitverbrauchs eine Weiterentwicklung nicht in Betracht gezogen.

Das modifizierte Billoir Fit Verfahren wird während der Spursegmentsuche eingesetzt, um eine genauere Schätzung der wahrscheinlichen Position eines kompatiblen Meßpunktes zu erhalten. Die ursprünglich verwendete einfache Parabelapproximation (s. Abschnitt 5.2.4) wurde durch die Extrapolation der Parameter des rekursiven Anpassungsverfahrens ersetzt. Dadurch werden Informationen von allen Meßpunkten eines Spursegments genutzt, im Gegensatz zu den drei Meßpunkten, die zur Bestimmung der Parabelparameter in Abschnitt 5.2.4 verwendet werden.

Anschließend wird in dem in Abschnitt 5.2.4 beschriebenen Bereich nach einem nicht assoziierten Punkt gesucht. Anhand der Triplettkrümmung y'' wird in dem modifizierten Verfahren ein Punkt zunächst auf "lokale" Kompatibilität überprüft. Zusätzlich zu dem lokalen Test erfolgt dann ein "globaler" Test: Der Meßpunkt wird nur in die Kette aufgenommen, wenn er innerhalb des dreifachen Extrapolationsfehlers der durch die Spurparameter definierten Bahnkurve liegt. Sind diese Kriterien erfüllt, so wird der Meßpunkt zur Kette addiert und die Suche in einer benachbarten Driftzelle fortgesetzt.

Das auf diese Weise modifizierte Programm zur Suche nach Spursegmenten benötigt wegen der hohen Anzahl von zusätzlichen Rechenoperationen ein Vielfaches an Rechenzeit. Allerdings konnten wegen der erhöhten Extrapolationsgenauigkeit einige der in Abschnitt 5.2 beschriebenen Beschränkungen fallengelassen werden:

- Isolierte Punkte werden zugelassen¹⁴.
- Da bereits während der Kettensuche genaue Spurpunkte bekannt sind, können die spurwinkelabhängigen Korrekturen direkt angebracht werden¹⁵. Infolgedessen ist ein Abbruch der Kettensuche an der Anode eines Sektors nicht mehr erforderlich.
- Durch die genauer bekannten Spursegmentparameter entfällt die Sonderbehandlung von Spurkreuzungen.
- Die systematischen Abweichungen der Meßpunkte mit der falschen Lösung der Links- Rechts- Ambiguität von der durch die Parameter beschriebenen Teilchenbahn liefern zusätzliche Informationen über die wahrscheinlich korrekte Lösung [62].

Um den Rechenzeitverbrauch zu reduzieren, wurde untersucht, ob ein gemischtes Verfahren zwischen der schnellen Kettenmethode (Abschnitt 5.2) und dem durch den Billoir Fit erweiterten langsamen Verfahren sinnvoll ist. Die meiste Rechenzeit wird benötigt zur Suche nach Startkombinationen und bei kurzen Spurkandidaten, die verworfen werden, weil die Anzahl der Meßpunkte nicht ausreicht, um ein Spursegment zu definieren. Eine Vorgehensweise, bei der die Suche zunächst nur mit dem schnellen Kettenalgorithmus durchgeführt und der Billoir Fit erst später hinzugenommen wird, wurde verworfen. Es zeigte sich, daß die besten Ergebnisse erzielt werden können, wenn das rekursive Anpassungsverfahren von Anfang an verwendet wird.

Insgesamt wird die zur Rekonstruktion von Jetkammerspuren benötigte Rechenzeit bei Verwenden des Billoir Fits etwa verdreifacht. Dennoch wurde das modifizierte Verfahren zur Suche nach Spursegmenten standardmäßig eingeführt, da die erzielten Ergebnisse bei allen Betriebsbedingungen der Jetkammer qualitativ

¹⁴ Dies ist für Spuren der in Abbildung 5.37 gezeigten Art notwendig.

¹⁵ In Falle der Benutzung dieses Anpassungsverfahrens während der Kettensuche ist der damit verbundene relative zusätzliche Rechenzeitverbrauch klein.

besser sind. Ein Vergleich der Ergebnisse der schnellen und der langsamen CHAIN- Methode sowie eine Aufschlüsselung des Zeitverhaltens folgt im Abschnitt 5.7 .

5.5.2 Dynamische Parameter

Alle bisher in den Abschnitten 5.2.3 bis 5.2.5 beschriebenen Parameter des Mustererkennungsprogramms sind "statische" Parameter. Ihre Werte sind zum Beispiel unabhängig davon, ob innerhalb eines Jets nach Spuren gesucht wird oder ob eine Spur über weite Bereiche vollkommen isoliert ist. Unter normalen Bedingungen ist die Verwendung statischer Parameter sinnvoll, da bei guter Ortsauflösung der Kammer und einer großen Punktdichte alle Meßpunkte einer Teilchenspur relativ isoliert sind: Die Zweispurauflösung ist eine Größenordnung schlechter als die Ortsauflösung ($2 - 3 \text{ mm}$ gegenüber $\sim 150 \mu\text{m}$). Dadurch, daß die Meßpunkte einer Spur bei großer Punktdichte in kleinen Abständen aufeinander folgen, ist die Wahrscheinlichkeit der Assoziation falscher, nicht zur Spur gehörender Meßpunkte sehr klein.

Ein Konzept dynamischer und situationsangepaßter Programmparame ter mußte entwickelt werden, um Spuren der in Abbildung 5.37 gezeigten Art (geringe Punktdichte, große Streuung) zu rekonstruieren. Bei solchen Spuren, die unter nicht optimalen Betriebsbedingungen der Jetkammer registriert werden, ist die Ortsauflösung nicht klein gegenüber der Doppelpurauflösung. Ebenso entspricht die Anzahl der Meßpunkte pro Längeneinheit nicht dem Wert bei optimalen Kammerbedingungen. Um Fehlzuordnungen zu vermeiden, können die Akzeptanzkriterien nicht beliebig aufgeweitet werden. Dies würde insbesondere bei dicht beieinander verlaufenden Teilchenspuren zur "Vermischung" von Meßpunkten verschiedener Spuren führen. Andererseits ist eine Aufweitung der zulässigen Grenzen der Parameter bei isolierten Spuren möglich, ohne daß Fehlassoziationen auftreten können.

Es galt also, eine Methode zur Definition von Parametern zu entwickeln, die es erlaubt, die relevanten Assoziationskriterien situationsangepaßt innerhalb sicherer Grenzen zu variieren. Dabei mußte berücksichtigt werden, daß in jedem einzelnen der 24 Sektoren verschiedene Bedingungen herrschen können. Zur dynamischen Definition der Parameter müssen zunächst diejenigen Eigenschaften der Kammer bekannt sein, die den größten Einfluß auf das Verhalten des Programms haben. Dies sind:

- Die Anzahl der Meßpunkte pro Längeneinheit auf einer Spur (Punktdichte) sowie
- die Ortsauflösung der Jetkammer in der $R\phi$ - Ebene.

Sind diese beiden Eigenschaften der Jetkammer bekannt, so lassen sich alle Parameter des Programms berechnen.

Prinzipiell ist es möglich, beide Eigenschaften direkt aus den bearbeiteten Daten zu bestimmen. Dazu könnten Ereignisse in einem ersten Durchgang zunächst mit den Standardparametern bearbeitet werden. Aus den dabei gefundenen Spuren lassen sich erste Schätzwerte für Punktdichte und Auflösung bestimmen, die ihrerseits zur Neudefinition der Programmparame ter benutzt werden können. Zur Bestimmung der endgültigen Parameter sind dann mehrere Iterationen notwendig: Sind die Parameter zu eng gefaßt, so führt dies zu einem Verlust von Meßpunkten und damit zu einer scheinbar geringeren Punktdichte und zu einer scheinbar besseren Ortsauflösung, da Punkte mit großen Abweichungen von der Spur nicht assoziiert werden. Zu weit gefaßte Anfangsparameter führen zu Falschassoziationen und damit zu einer scheinbar schlechteren Ortsauflösung. Weiterhin können sich die Eigenschaften der Kammer zeitlich ändern, so daß eine ständige Kontrolle dieser Eigenschaften der Kammer notwendig ist. Ein vollautomatisches Verfahren zur Bestimmung der beiden grundlegenden Eigenschaften der Kammer und zur Definition der Programmparame ter wurde außer Betracht gelassen. Ein solches Verfahren ist sehr aufwendig und mit zahlreichen Unwägbarkeiten behaftet. Statt dessen müssen die Kammereigenschaften *Ortsauflösung* und *Punktdichte* explizit durch den Benutzer in Form von relativen Abweichungen von den Sollwerten spezifiziert werden.

Unter normalen Betriebsbedingungen beträgt die Punktdichte ca. 1 Meßpunkt pro Driftzelle. Die Ortsauflösung in der $R\phi$ - Ebene ist ca. $135 \mu\text{m}$. Die auf diese Eigenschaften der Jetkammer sensiven Pro-

grammparameter sind:

1. Der Schnitt y''_{\max} auf y'' bei der Verkettung von Triplets (Abschnitte 5.2.3 und 5.2.4)
2. der Schnitt auf $\Delta_{LR,min} = \left| \sum y_L''^2 - \sum y_R''^2 \right|$ bei der Bestimmung der wahrscheinlichen Lösung der Links- Rechts- Ambiguität (Abschnitt 5.2.5)
3. der zulässige Bereich $\Delta y_{exp.}$ für kompatible Punkte bei der Extrapolation (Abschnitt 5.2.4) und
4. die maximal zulässige Lücke Δx_{\max} zwischen zwei Meßpunkten auf einer Spur (Abschnitt 5.2.4).

y''_{\max} , $\Delta_{LR,min}$ und $\Delta y_{exp.}$ sind abhängig von der Ortsauflösung der Kammer, Δx_{\max} muß entsprechend der Punktdichte eingestellt werden. Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß bei sehr geringer Punktdichte die Forderung nach Meßpunkten aus drei benachbarten Driftzellen in der Startkombination (Abschnitt 5.2.3) fälgelassen werden muß: Unter Umständen kann sonst eine Spur nicht rekonstruiert werden, weil keine Startkombination gefunden wird. Wurde spezifiziert, daß die Ortsauflösung in der $R\phi$ - Ebene um einen Faktor $f(\sigma)$ und die Punktdichte um einen Faktor $g(D)$ von den Sollwerten abweichen, so werden die Parameter entsprechend

$$y''_{max,neu} = \frac{1}{2} \cdot f(\sigma) \cdot y''_{\max} \quad (5.55)$$

$$\Delta_{LR,min,neu} = f^2(\sigma) \cdot \Delta_{LR,min}$$

$$\Delta y_{exp.,neu} = f(\sigma) \cdot \Delta y_{exp.}$$

$$\Delta x_{max,neu} = \frac{1}{g(D)} \cdot \Delta x_{\max}$$

transformiert. Sind die Betriebsbedingungen von Sektor zu Sektor verschieden und soll dies auch innerhalb des Rekonstruktionsprogramms berücksichtigt werden, so können jeweils 24 verschiedene Werte von $f(\sigma)$ und $g(D)$ angegeben werden. Selbst wenn die schnelle Version des Programms angewählt wurde, wird in diesem Fall automatisch die langsame Version mit Billoir Fit für die betroffenen Sektoren benutzt. Auf Änderungen der Betriebsbedingungen der Jetkammer kann auf diese Weise durch die Angabe lediglich zweier Parameter reagiert werden.

Wie bereits angedeutet, können die Programmparameter wegen des Risikos von Falschassoziationen nicht beliebig weit gefaßt werden. Allerdings besteht die Möglichkeit, situationsangepaßt den Akzeptanzbereich für kompatible Punkte zusätzlich zu vergrößern. Dies ist möglich bei Spuren, in deren Umgebung sich keine weiteren Spuren befinden. Abgesehen von vereinzelten Untergrundsignalen ist in einer solchen Situation keine Falschassoziation möglich. Prinzipiell könnte daher der Akzeptanzbereich stark aufgeweitet werden, so daß alle Meßpunkte einer Spur selbst bei schlechter Ortsauflösung und geringer Punktdichte erfaßt werden können. Voraussetzung dafür ist allerdings, daß solche isolierten Spuren mit großer Sicherheit erkannt werden. Weiterhin sollte das Kriterium zur Definition der "Isolation" einer Spur flexibel sein. Eine Spur, deren nächster Nachbar 10 cm entfernt ist, kann mit weiter gefaßten Parametern gesucht werden, als eine Spur, deren nächster Nachbar nur 5 mm entfernt ist.

Um die Isolation einer Spur zu definieren, wurde ein einfaches Verfahren entwickelt, das es ermöglicht, die Parameter dynamisch zwischen ihren Sollwerten und einem Vielfachen ihrer Sollwerte zu variieren. Dazu wird zunächst jedem Meßpunkt bei der Aufbereitung der Eingabedaten eine Isolationsfunktion

$$f_{p,i} = \text{Min} \left(\frac{|\Delta(y, y_{next})|, R_i}{R_i} \right) \quad (5.56)$$

zugewiesen. Diese Isolationsfunktion beschreibt den kleinsten Abstand eines Meßpunktes vom nächst benachbarten Meßpunkt in derselben Driftzelle. R_i ist ein Abstand, von dem an der Punkt als isoliert betrachtet wird (zur Zeit ist $R_i = 1 \text{ cm}$). Die Funktion $f_{p,i}$ variiert zwischen 0 und 1.

Zur Definition der Isolation eines Spursegmentes ist lediglich der Bereich von Bedeutung, in dem weitere Punkte zur Kette assoziiert werden sollen. Die Isolationsfunktion $f_{s,i}$ eines Spurstücks wird entsprechend

$$f_{s,i} = \text{Min}(f_{p,i}(n), f_{p,i}(n-1), f_{p,i}(n-2), \dots) \quad (5.57)$$

lokal definiert. Zur Zeit werden die jeweils letzten drei Meßpunkte eines Segments verwendet. Durch diese Art der Bestimmung von $f_{s,i}$ wird selbst bei kleinen Punktdichten sichergestellt, daß eine benachbarte Spur innerhalb des Bereichs R_i erkannt wird: Bei einer Punktdichte von nur 0.3 Meßpunkten pro Driftzelle beträgt die Wahrscheinlichkeit dafür, eine zweite Spur innerhalb von R_i zu erkennen, bereits ca. 90 %. Zufällige Meßpunkte innerhalb von R_i sind selten und beeinflussen die Methode nicht.

Die Isolationsfunktion $f_{s,i}$ des Spurstücks wird benutzt, um die Parameter P_i des Programms zwischen vordefinierten Maximal- und Minimalwerten $P_{i,\max}$ und $P_{i,\min}$ zu variieren:

$$P_i = (f_{s,i} \cdot (P_{i,\max} - P_{i,\min}) + P_{i,\min}) \quad (5.58)$$

Auf diese Weise können alle oben beschriebenen relevanten Parameter dynamisch entsprechend der Isolation eines Spurstücks variiert werden. Wird während der Extrapolation ein nicht zur Spur kompatibler Meßpunkt mit einem Abstand $\Delta = |y_{\text{exp.}} - y|$ zum extrapolierten Wert $y_{\text{exp.}}$ gefunden, so wird $f_{s,i}$ entsprechend

$$f_{s,i,\text{neu}} = \text{Min}\left(f_{s,i}, \frac{\Delta}{R_i}\right) \quad (5.59)$$

neu definiert, und die Parameter P_i werden nach (5.58) neu berechnet.

Unter normalen Kammerbedingungen ist ein Verfahren zur dynamischen Variation der Programmparameter nicht notwendig. Es zeigte sich jedoch, daß in Fall normaler Kammerbedingungen die Verwendung statischer Parameter qualitativ bessere Ergebnisse liefert. Standardmäßig werden statische Parameter mit $P_{i,\max} = P_{i,\min}$ verwendet. Typische Werte für den Variationsbereich bei Anwendung der dynamischen Parameter sind $P_{i,\max} \sim 5 \cdot P_{i,\min}$. Das Verfahren zur dynamischen Variation der Parameter sollte allerdings nur bei schlechten Betriebsbedingungen der Jetkammer angewendet werden.

5.5.3 Vergleich der Spurparameter zur Lösung der Links- Rechts- Ambiguität

Die Links- Rechts- Ambiguität kann grundsätzlich nicht immer korrekt gelöst werden (s. Abschnitt 5.2.5). Unabhängig von den Kammerbedingungen und der zur Lösung der Links- Rechts- Ambiguität gewählten Methode ist die Wahrscheinlichkeit falscher Lösungen immer größer als Null. Durch eine schlechte $R\phi$ - Auflösung der Jetkammer wird diese Wahrscheinlichkeit größer. Ein Teil der falschen Lösungen der Links- Rechts- Ambiguität kann jedoch während des Zusammenfassens von Spursegmenten erkannt und korrigiert werden. Voraussetzung dafür ist, daß nicht die gesamte Spur bereits bei der Kettensuche in einem Stück gefunden worden ist.

Wie bereits im Abschnitt 5.2.5 erläutert, treten falsche Lösungen der Links- Rechts- Ambiguität unter nominalen Kammerbedingungen vor allem bei kurzen Spurstücken auf. Bestehen Spurstücke aus sehr vielen Meßpunkten, so wird die Lösung der Links- Rechts- Ambiguität in der Regel korrekt bestimmt, allerdings können im Ausnahmefall selbst bei langen Spursegmenten Fehler auftreten (s. Abbildung 5.12 auf Seite 92).

Die Parameter eines Spurstücks mit falsch gelöster Links- Rechts- Ambiguität können sich erheblich von jenen unterscheiden, die für die korrekte Lösung bestimmt werden. Da jeder einzelne Meßpunkt an der Anode gespiegelt erscheint, wird, bedingt durch die Drehung der Driftzellen um den Lorentzwinkel, der Winkel der Spur zur Driftzelle falsch bestimmt. Nach Durchführung der spurwinkelabhängigen Korrekturen ist die für Spurstücke mit der falschen Lösung der Links- Rechts- Ambiguität bestimmte Krümmung falsch.

Abbildung 5.38 zeigt eine Spur aus 4 Spursegmenten. Für zwei dieser Segmente wurde die falsche Lösung der Links- Rechts- Ambiguität bestimmt. Während die mit '1' und '3' gekennzeichneten Segmente über den Vergleich der Parameter miteinander kombiniert werden, können die Segmente '2' und '4' nicht zur Spur addiert werden. Ihre Parameter unterscheiden sich zu stark von denen der wirklichen Spur.

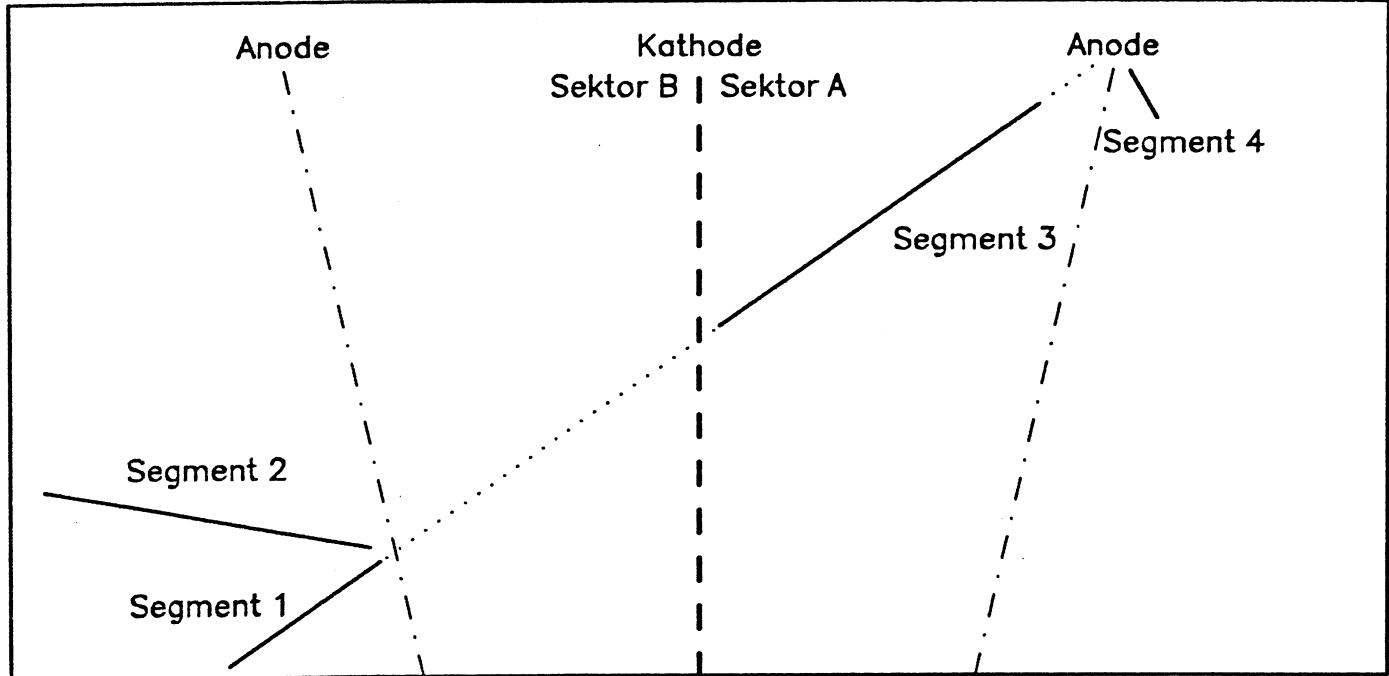


Abbildung 5.38:

Schema einer Spur mit teilweise falsch gelöster Links- Rechts- Ambiguität. Die Teilchenbahn durch zwei Sektoren wird durch eine punktierte Linie angedeutet. Die durchgezogenen Linien repräsentieren rekonstruierte Spursegmente. Die Segmente 2 und 4 stellen falsche Lösungen der Links- Rechts- Ambiguität dar.

Aus den oben genannten Gründen ist somit eine einfache Spiegelung der Spursegmentparameter an der Anode zur Korrektur der während der Segmentsuche getroffenen Falschentscheidung nicht möglich. Um einen Kompatibilitätstest im Falle von Spurstücken einer Spur mit verschiedenen Lösungen der Links-Rechts- Ambiguität erfolgreich durchführen zu können, müssen die Parameter für beide Lösungen separat bestimmt werden. Sowohl das Anpassungsverfahren zur Bestimmung der Parameter als auch die spurwinkelabhängigen Kalibrationskorrekturen müssen auf die Meßpunkte eines Segments und des entsprechenden "gespiegelten" Segments angewendet werden. Dies bedeutet zunächst eine Verdopplung der Rechenzeit für die Bestimmung der Spursegmentparameter.

Sind sowohl die Parameter eines Segments als auch die Parameter des gespiegelten Segments bekannt, so kann der Kompatibilitätstest zum Zusammenfassen von Spursegmenten auf beide Lösungen der Links-Rechts- Ambiguität angewendet werden. Eine Revision der Entscheidung über die Lösung der Links-Rechts- Ambiguität ist somit in den Phasen zwei und drei des Rekonstruktionsvorgangs möglich: Ist das gespiegelte Segment kompatibel mit dem Referenzsegment, so wird das Testsegment durch das entsprechende gespiegelte Segment ersetzt. Die Prozedur, die zur Revision der Entscheidung über die Links- Rechts- Ambi-

guität gewählt wurde, ist verschieden für das Zusammenfassen von Spursegmenten innerhalb eines Sektors und zwischen den Sektoren. Die prinzipiellen Unterschiede zwischen den zwei Phasen sollen anhand des in Abbildung 5.38 gezeigten Schemas diskutiert werden.

Sollen Spursegmente über Sektorgrenzen zusammengefaßt werden, so müssen Segmente einer Spur in beiden Sektoren innerhalb der Meßgenauigkeit einen gemeinsamen Schnittpunkt mit der Kathode aufweisen. Konkret heißt dies für die in Abbildung 5.38 gezeigt Spur, daß nur die Lösung "Segment 1" und nicht die Spiegellösung "Segment 2" kompatibel mit dem Segment 3 sein kann. Beim Zusammenfassen von Spurstücken über Sektorgrenzen kann die Links- Rechts- Ambiguität immer eindeutig gelöst werden. Soll die Lösung der Links- Rechts- Ambiguität von Sektorspuren revidiert werden, so müssen sowohl die Sektorspuren als auch die an der Anodenebene gespiegelten Sektorspuren auf Kompatibilität getestet werden. Dies bedeutet, daß sich die Anzahl der pro Sektor zu testenden Sektorspuren verdoppelt. Damit wird die Anzahl der Testoperationen an der Kathode zwischen zwei Sektoren vervierfacht.

Die durch die Geometrie gegebene Eindeutigkeit der Lösung der Links- Rechts- Ambiguität bei Spuren, die die Sektorgrenzen passieren, ist *innerhalb* eines Sektors nicht gegeben. Zunächst wird das jeweils längste Spursegment als Referenzsegment definiert. Da die Wahrscheinlichkeit für eine korrekte Lösung der Links- Rechts- Ambiguität mit zunehmender Anzahl von Meßpunkten größer wird, wird angenommen, daß die Seitenhypothese des Referenzsegments korrekt ist. Es ist jedoch nicht sichergestellt, daß diesem Segment wirklich die korrekte Lösung der Links- Rechts- Ambiguität zugewiesen wurde¹⁶. Eine Revision der Entscheidung über die Links- Rechts- Ambiguität kann innerhalb eines Sektors nur relativ zum Referenzsegment durchgeführt werden.

Das hier vorgestellte Verfahren zur Neudefinition der während der Kettensuche getroffenen Entscheidung über die Lösung der Links- Rechts- Ambiguität kann in vielen Fällen die Rekonstruktionseffizienz verbessern. Da jedoch unter normalen Betriebsbedingungen der Jetkammer die Links- Rechts- Ambiguität bereits während der Kettensuche weitgehend korrekt gelöst wird, ist die Auswirkung einer möglichen Neudefinition auf physikalisch wichtige Verteilungen wie das Impulsspektrum oder die Multiplicitätsverteilung bei geeignet gewählten Schnitten auf die Spurparameter gering. Standardmäßig wird eine Revision der Lösung der Links- Rechts- Ambiguität nur versucht, wenn die langsame Version des Programms benutzt wird. Da das Anpassungsverfahren für die gespiegelten Spursegmente in der schnellen Version einen deutlich größeren relativen Aufwand an Rechenzeit bedingt, muß diese Option in der schnellen Programmversion explizit eingeschaltet werden.

Abbildung 5.39 zeigt die Ergebnisse der Mustererkennung für das auch in Abbildung 5.37 dargestellte Ereignis. Zur Rekonstruktion dieses Ereignisses wurden alle hier beschriebenen Erweiterungen des Programms benutzt. Zwar werden fast alle Spuren gefunden, jedoch schränkt die Qualität der aus solchen Ereignissen erhaltenen Spurparameter die Möglichkeit einer sinnvollen physikalische Analyse stark ein. Für Analysen mit geladenen Spuren werden bei OPAL nur Ereignisse verwendet, für die die Betriebsbedingungen der Jetkammer den Sollwerten entsprechen.

¹⁶ In der in Abbildung 5.38 gezeigten Situation würde bei einem Parametervergleich die Lösung der Links- Rechts- Ambiguität des Segments 1 derjenigen des (falschen!) Segments 2 angepaßt werden, die falsch ist.

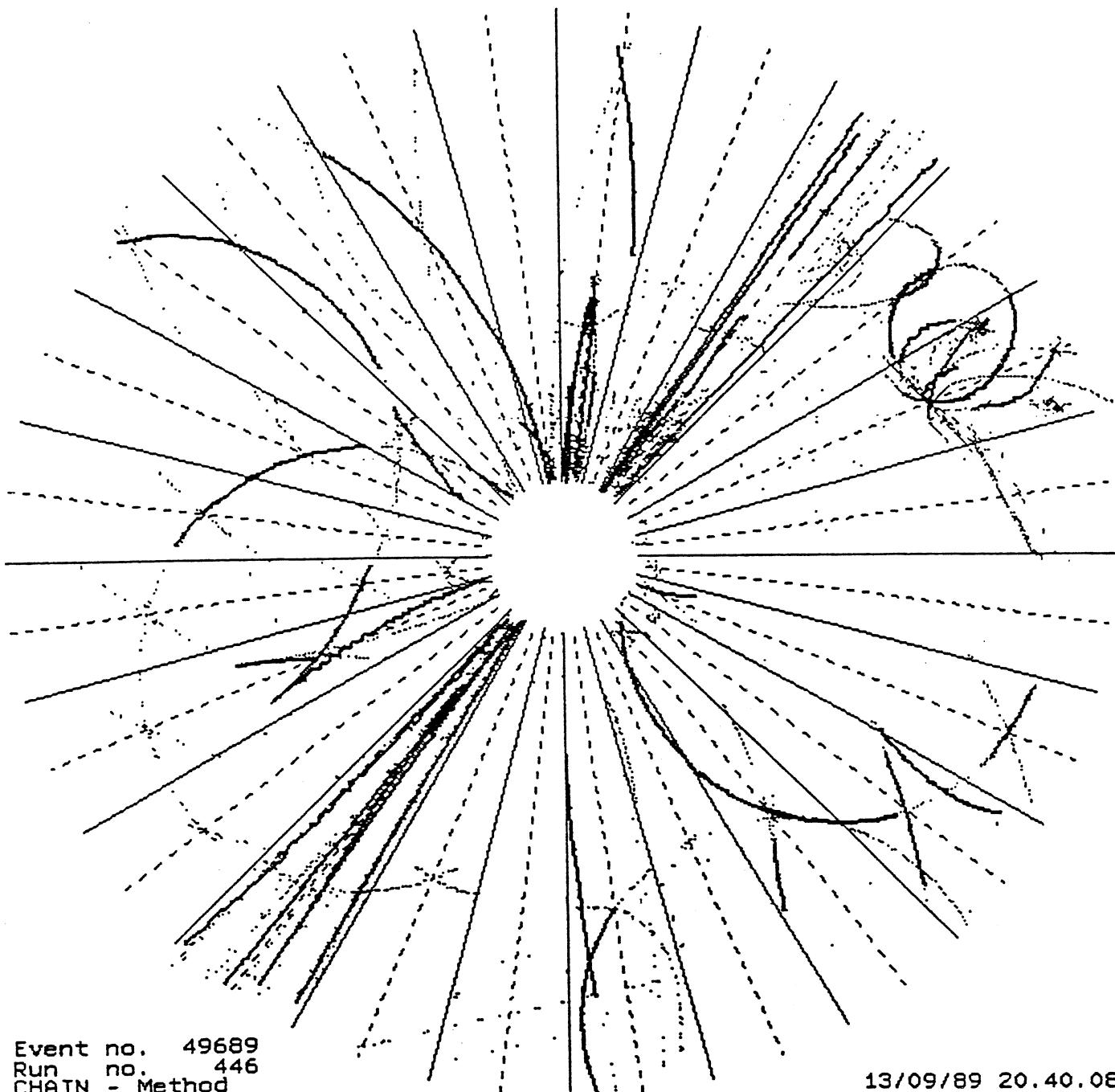


Abbildung 5.39:

Rekonstruktionsergebnis des 1. hadronischen Z^0 -Zerfalls unter Benutzung der Erweiterungen des Verfahrens

5.6 Hilfsmittel zur Entwicklung und Analyse

Eine wichtige Voraussetzung zur Entwicklung des Mustererkennungsprogramms war die Existenz von gut entwickelten und flexiblen Werkzeugen zur Überprüfung der Ergebnisse des Programms. Diese mußten zunächst entwickelt werden. Als wichtigste Hilfsmittel wurden benutzt:

- Das *Simulationsprogramm GOPAL* (siehe Kapitel 4). Da während der Entwicklungszeit keine Daten aus Ereignissen in der Jetkammer zur Verfügung standen, mußte zunächst ein realistisches Simulationsprogramm für die Jetkammer entwickelt werden. Dies ermöglicht eine Simulation der Jetkammer unter Variation fast aller wichtigen Kammerparameter. Das Simulationsprogramm bietet die Möglichkeit, eindeutige Beziehungen zwischen den Rekonstruktionsergebnissen und den Originalspuren herzustellen und somit die Qualität des Verfahrens direkt zu "messen".
- Das *Analyseprogramm CJPREF¹⁷* wurde gemeinsam mit R. Krieger [62] entwickelt. CJPREF ist ein Programmpaket zur standardisierten statistischen Analyse der Rekonstruktionsergebnisse aus jedem Schritt der Mustererkennungsprozedur. Dieses Programmpaket stellt zunächst eine Beziehung zwischen den Rekonstruktionsergebnissen und den generierten Originalspuren her. Anschließend werden die Rekonstruktionsergebnisse nach bestimmten Qualitätskriterien auf statistischer Basis untersucht. CJPREF ermöglicht für jede Änderung von Programmteilen und Parametern eine schnelle standardisierte Analyse der Ergebnisse und damit eine Entscheidung, ob eine Änderung sinnvoll ist oder nicht. Um die Durchführung zusätzlicher Untersuchungen zu vereinfachen, stehen im Rahmen von CJPREF Unterprogramme zum Zugriff auf alle auf die Jetkammer bezogenen Daten zur Verfügung. Dies entbindet den Benutzer von der sonst notwendigen Kenntnis der zum Teil recht komplizierten OPAL Datenstrukturen. Durch ein auch in GOPAL implementiertes Verfahren zur Spurkonstruktion kann für jedes Ereignis eine maximal erreichbare Rekonstruktionseffizienz¹⁸ definiert werden.
- *Graphische Darstellungen* ausgewählter Situationen sind hilfreich zur Überprüfung der Ergebnisse des Rekonstruktionsverfahrens, insbesondere um Fehlerquellen zu lokalisieren. Durch systematisches Durchmustern lassen sich Probleme oftmals schneller erkennen als im Rahmen einer auf rein statistischer Basis durchgeführten Analyse. Speziell für die Jetkammer wurde das Graphikprogramm GRA800 [16] entwickelt, das ein schnelles Durchmustern von Ereignissen erlaubt.

5.7 Ergebnisse des Mustererkennungsverfahrens

In den vorhergehenden Abschnitten wurde ein Verfahren zur Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen in der Jetkammer des OPAL Detektors beschrieben. Es wurde gezeigt, daß die vorgestellte Methode geeignet ist, die Anforderungen zu erfüllen, die sich aus den Spezifikationen der Jetkammer ergeben. Ebenso wurden Grenzen des Verfahrens aufgezeigt.

In diesem Abschnitt sollen die mit dem Mustererkennungsprogramm erreichten Ergebnisse im Hinblick auf die Datenqualität und das Zeitverhalten diskutiert werden. Dabei wird das Verhalten des Programms unter "normalen" Betriebsbedingungen der Jetkammer untersucht. Weiterhin wird angenommen, daß die Kalibrationskonstanten der Jetkammer hinreichend genau bestimmt sind, so daß ein Einfluß von Fehkalibration auf die Qualität der Ergebnisse des Verfahrens vernachlässigbar ist¹⁹.

¹⁷ Jet Chamber (CJ) Pattern Recognition Efficiency Analysis Program

¹⁸ Auf den Effizienzbegriff wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels ausführlich eingegangen werden.

¹⁹ Untersuchungen des Einflusses von Fehkalibration auf die Ergebnisse des Programms zeigen, daß das vorgestellte Verfahren nicht sehr sensitiv auf solche Effekte ist [85].

Im den folgenden Abschnitten wird zunächst die Effizienz des Verfahrens diskutiert werden. Anschließend wird die Qualität der mit dem Mustererkennungsprogramm erhaltenen Daten anhand einiger wichtiger Verteilungen gezeigt. Schließlich soll noch das Zeitverhalten des Programms und der einzelnen Phasen des Rekonstruktionsprozesses untersucht werden.

5.7.1 Effizienz des Mustererkennungsverfahrens

Der Begriff "Effizienz" oder Nachweiswahrscheinlichkeit sollte im Falle der Rekonstruktion von Teilchenspuren in einem Detektor den Prozentsatz der den Detektor passierenden Spuren angeben, der tatsächlich gefunden wird. Die Effizienz eines Verfahrens könnte also prinzipiell über ein Durchmustern (Scannen) einer großen Anzahl von Ereignissen bestimmt werden. Dazu müssen die Spuren gezählt werden, die der menschliche Betrachter sieht, sowie diejenigen, die vom Programm gefunden wurden. Um den Einfluß menschlicher Beobachtungsfehler zu reduzieren, sollten dieselben Ereignisse von mehreren unabhängigen Personen visuell inspiziert werden²⁰. Bei dieser Methode ergäbe sich die Effizienz ϵ dann als

$$\epsilon = \frac{n_{rec}}{n_{wahr}} = \frac{\text{Anzahl der vom Programm gefundenen Spuren}}{\text{Anzahl der visuell sichtbaren Spuren}} \quad (5.60)$$

Eine Definition dieser Art ist allerdings gerade bei Ereignissen mit vielen Spuren im Endzustand problematisch, da das Ergebnis stark vom jeweiligen Beobachter abhängt. Eine alternative Möglichkeit zur Definition einer Rekonstruktionseffizienz besteht in der Analyse der Ergebnisse von simulierten Ereignissen. Voraussetzung dafür ist allerdings, daß ein realistisches Simulationsprogramm vorliegt. Da für Daten aus der Monte Carlo Simulation die komplette Geschichte jedes einzelnen Meßpunktes bekannt ist, läßt sich hier die Nachweiswahrscheinlichkeit prinzipiell exakt messen. Ist die Effizienz ϵ definiert, so kann sie mit Hilfe eines Analyseprogramms bestimmt werden.

Allerdings ist selbst bei Ereignissen aus einer Monte Carlo Simulation die Definition einer Effizienz nicht trivial. Möglich wäre eine ähnliche Definition wie sie für die visuelle Bestimmung von ϵ gegeben wurde:

$\epsilon = \frac{n_{rec}}{n_{orig}}$, wobei n_{orig} die Anzahl der in der Simulation erzeugten Spuren ist. Da in der Simulation alle bekannten physikalischen Prozesse berücksichtigt werden, die im Detektor auftreten können, muß zunächst n_{orig} definiert werden. Beispielsweise sollten niederenergetische δ -Elektronen oder Spuren, die nur wenige Meßpunkte in der Jetkammer verursachen, nicht in n_{orig} enthalten sein. Zunächst muß also n_{orig} auf einen physikalisch sinnvollen Bereich eingeschränkt werden, ohne allerdings allzu viele Restriktionen einzuführen: Zur Definition der Effizienz werden im folgenden nur Spuren verwendet, deren Transversalimpuls p_t bei der Generierung die Bedingung $p_t \geq 200 \text{ MeV}/c$ erfüllt. Zusätzlich wird verlangt, daß das Teilchen mindestens $n_{hit} = 16$ Meßpunkte ($\approx 10\%$ von 159) in der Jetkammer erzeugt hat. Die gleichen Kriterien können für n_{rec} angewendet werden: Alle Spuren mit $p_t^{rec} \geq 200 \text{ MeV}/c$ und $n_{hit}^{rec} \geq 16$, die das Rekonstruktionsprogramm liefert, werden gezählt, um n_{rec} zu bestimmen.

Das so bestimmte Verhältnis $\epsilon = \frac{n_{rec}}{n_{orig}}$ kann allerdings größer als Eins werden, wenn beispielsweise Spuren vom Mustererkennungsprogramm nicht komplett zusammengefaßt und so mehrfach gezählt werden. Eine Zahl, die größer als Eins ist, kann nicht als Effizienz oder als Nachweiswahrscheinlichkeit interpretiert werden. Zur Definition der Zahl n_{rec} müssen weitere Kriterien herangezogen werden.

²⁰ Ein solches Verfahren wird zum Beispiel auch bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit in Blasenkammern verwendet.

Die wesentlichen Grundlagen für Analysen, die auf Spuren geladener Teilchen basieren, sind die Spurparameter. Die Genauigkeit der Spurparameter ist letztendlich allein abhängig von den zur Bestimmung der Spurparameter benutzten Meßpunkten. Um die aus den Spezifikationen der Jetkammer erwartete Genauigkeit der Spurparameter zu erreichen, müssen einer Spur möglichst nur korrekte Meßpunkte zugeordnet sein. Aus den bereits diskutierten Gründen ist dies nicht immer möglich. In den folgenden Abschnitten wird daher eine rekonstruierte Spur als "korrekt" definiert, wenn mindestens 90 % aller zur Spur assoziierten Meßpunkte von einer Originalspur stammen²¹. Die Effizienz des Mustererkennungsverfahrens wird hier auf folgende Weise definiert:

Effizienz bezieht sich auf simulierte Spuren I_{sim} mit $p_t > 200 \text{ MeV}/c$ und mindestens 16 Meßpunkten.

Eine simulierte Spur ist korrekt gefunden, wenn mindestens eine zu I_{sim} assoziierte korrekt rekonstruierte Spur I_{rec} mit mindestens 16 Meßpunkten existiert.

Die Spur I_{rec} ist korrekt, wenn mindestens 90 % ihrer Meßpunkte Bestandteil der simulierten Spur I_{sim} sind.

Die Effizienz wird definiert als $\varepsilon = \frac{\text{Anzahl der korrekt gefundenen Spuren } I_{\text{sim}}}{\text{Anzahl der aller Spuren } I_{\text{sim}}}$

Die so ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeit kann per Definition nicht größer als Eins werden: Wenn mehrere korrekt rekonstruierte Spuren zu einer simulierten Spur vorliegen, werden sie für die Effizienz nur *einmal* gezählt. Durch die Forderung nach 90 % korrekt assoziierten Meßpunkten fließen Qualitätskriterien mit ein. Durch die Beschränkung auf $p_t \geq 200 \text{ MeV}/c$ und $n_{H_t} \geq 16$ ist sichergestellt, daß nur Spuren berücksichtigt werden, die für die meisten physikalischen Analysen von Interesse sind. Selbstverständlich können auch zahlreiche alternative Definitionen sinnvoll sein. Hier soll ausschließlich die oben angegebene Definition verwendet werden.

Bevor die Effizienz der drei Stufen des Mustererkennungsverfahrens untersucht wird, soll zunächst diskutiert werden, welche maximale Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen in der OPAL Jetkammer erreichbar ist. In Abschnitt 4.6.4 wird beschrieben, daß die Ortsauflösung in der $R\phi$ -Ebene in der Monte Carlo Simulation durch zwei Normalverteilungen parametrisiert ist. Die simulierte Meßgenauigkeit beträgt für 5 % aller Meßpunkte das vierzehnfache der Nominalauflösung. Nimmt man an, daß nur Meßpunkte zu Spuren assoziiert werden, deren Abstand zur tatsächlichen Teilchenbahn etwa das Dreifache der Nominalauflösung ist, so können prinzipiell nur $\approx (95 + \frac{3}{14} \cdot 5) \% \approx 96 \%$ aller Meßpunkte überhaupt zu Spuren assoziiert werden.

Hinzu kommt, daß ein Teil der Spuren in der Jetkammer auf Grund der endlichen Doppelspurauflösung nicht gefunden werden kann. Obwohl durch die Eigenschaften des Detektors vor allem kurze Spurstücke nicht in den Gültigkeitsbereich der Definition der Effizienz ε fallen, kann somit in der vorgestellten Definition $\varepsilon = 100 \%$ nicht erreicht werden.

Eine quantitative Abschätzung der maximalen Effizienz ist möglich über das Verfahren zur Konstruktion von Jetkammerspuren anhand der Monte Carlo spezifischen Informationen (CJFREC, s. Abschnitt 4.8). Bei diesem Verfahren können keine Falschassoziationen auftreten und die Links- Rechts- Ambiguität wird immer korrekt gelöst. Durch Iterationen beim Anpassungsverfahren an die Meßpunkte können Punkte mit

²¹ Die 90 %-Grenze ist relativ willkürlich gewählt. Es wird damit angenommen, daß der Einfluß einiger falsch assoziiierter Meßpunkte auf das Ergebnis gering ist.

großer Abweichung von der durch die Spurparameter definierten Bahnkurve aus der Spur entfernt werden.

Die "Effizienz" dieses Verfahrens zur Spurkonstruktion wurde für insgesamt 1500 simulierte multihadronische Ereignisse für verschiedene Iterationsstufen bestimmt. Dazu wurde während der Iterationen verlangt, daß die maximal zulässige Abweichung eines Meßpunktes von der Bahnkurve $500 \mu m$ in der $R\phi$ -Ebene und $20 cm$ in z beträgt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Ohne Iteration des Anpassungsverfahrens ist die Effizienz 100 %, da alle Meßpunkte zu Spuren assoziiert wurden. Durch das Entfernen von Punkten mit großen Abweichungen von der Bahnkurve sinkt die Effizienz erheblich. Nimmt man an, daß die für eine Iteration ermittelte Effizienz die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen in der Jetkammer darstellt, so ergibt sich $\epsilon_{max} \approx 91 \%$ ²².

Tabelle 5.1: Effizienz der speziellen Spurkonstruktion in GOPAL

Angegeben ist die für Spuren mit $p_t \geq 200 MeV/c$ und mindestens 16 Meßpunkten ermittelte Effizienz nach verschiedenen Iterationen des Anpassungsverfahrens bei der Spurkonstruktion.

Iterationen	Effizienz
0	100.0 %
1	91.3 %
2	89.7 %

Tabelle 5.2: Effizienz des Mustererkennungsverfahrens

	Effizienz der schnellen Version	Effizienz der langsamen Version
Spursegmente	87.4 %	91.7 %
Sektorspuren	86.3 %	90.1 %
Jetkammer-spuren	91.4 %	94.2 %

Die Effizienz eines guten Mustererkennungsverfahrens sollte etwa dem in der Simulation bestimmten Maximalwert entsprechen. Die vorgestellte Definition der Nachweiswahrscheinlichkeit ist nicht nur auf Spuren anwendbar, sie kann in analoger Weise auf Sektorspuren oder Spursegmente angewendet werden. Ein

²² Diese Zahl erscheint sehr niedrig. Sie wird weiter unten im Zusammenhang mit der Effizienz des Rekonstruktionsprogramms diskutiert werden.

Vergleich der für die drei Phasen der Rekonstruktion ermittelten Werte für die Effizienz kann einen Eindruck über die Veränderungen der Datenqualität bei jedem Schritt vermitteln. Wird beispielsweise das Zusammenfassen von Spurstücken fehlerhaft ausgeführt, so sollte die Effizienz mit jedem Schritt kleiner werden.

In Tabelle 5.2 ist die Effizienz des vorgestellten Mustererkennungsverfahrens dargestellt. Dort wird auch die Effizienz der schnellen und der langsamen Version des Verfahrens aus 1500 simulierten multihadronischen Zerfällen des Z^0 verglichen²³. Man sieht in Tabelle 5.2, daß die Ergebnisse von schneller und langsamer Programmversion durchaus verschieden sind. Die Effizienz der schnellen Version ist zwischen drei und vier Prozent geringer als jene der langsamen Version. Im Laufe des Zusammenfassens von Spurstücken verringert sich der Unterschied in der Effizienz zwischen den zwei Versionen des Programms auf weniger als drei Prozent.

Verantwortlich für dieses Verhalten ist vor allem ein Grund: Um mögliche Fehler zu vermeiden, werden in der schnellen Version zur Suche nach kompatiblen Punkten schärfere Kriterien verwendet als in der langsamen Version. Dies führt dazu, daß insgesamt weniger Meßpunkte zu Spursegmenten assoziiert werden. Außerdem sind die mit der schnellen Version gefundenen Spursegmente in der Regel kürzer. Durch das Zusammenfassen von Spursegmenten und das Erfassen zusätzlicher Meßpunkte können die Unterschiede zwischen den zwei Programmteilen allerdings nur teilweise ausgeglichen werden. In Tabelle 5.3 werden einige der Unterschiede in einem Vergleich der Ergebnisse der zwei Programmversionen gezeigt. Für die dargestellten Größen wurden keine Schnitte auf die Spuren und Spurstücke angewendet.

Grundsätzlich werden bei Verwendung der schnellen Version weniger Meßpunkte assoziiert. Allerdings steigt die Anzahl der assoziierten Meßpunkte bei der schnellen Version um insgesamt ca. 5 % während des zweiten und dritten Rekonstruktionsschritts. Im Gegensatz dazu werden bei der langsamen Version kaum zusätzliche Meßpunkte erfaßt. Ein deutlicher Unterschied besteht in der mittleren Anzahl der Spursegmente pro Ereignis. Die Tatsache, daß die Anzahl der Spuren bei beiden Versionen etwa gleich ist, zeigt, daß das vorgestellte Verfahren zum Zusammenfassen von Spurstücken die gestellten Aufgaben erfüllt. Allerdings ist die mittlere Anzahl von Meßpunkten pro Spur bei der schnellen Version kleiner als bei der langsamen Version. Bemerkenswert ist, daß die auf Fehlerquellen deutenden Zahlen für falsch gefundene Objekte in beiden Programmversionen im wesentlichen gleich sind.

Die in Tabelle 5.2 angegebene Effizienz entspricht bei der schnellen Version des Programms etwa dem aus CJFREC mit einer Iteration erwarteten Maximalwert von ca. 91 %. Die Effizienz der langsamen Version ist mit 94 % merklich größer als dieser Wert. Die Ursache dafür liegt wahrscheinlich in der in CJFREC benutzten Iterationsmethode. Dort werden zunächst Spurparameter unter Verwendung aller von einer Spur erzeugten Meßpunkte bestimmt. Darin eingeschlossen sind auch Meßpunkte mit zum Teil großen Abständen von der Teilchenbahn. Schließt das Anpassungsverfahren solche Meßpunkte ein, können die ermittelten Spurparameter gestört werden. Entfernen von Punkten mit großen Residuen aus der Spur bedingt, daß bei deformierten Spurparametern sehr viele "gute" Punkte entfernt werden, so daß zahlreiche kurze Spuren als "nicht gefunden" definiert werden müssen.

Ähnliches wurde bei dem Versuch festgestellt, falsch assoziierte Meßpunkte über die Residuen zur Bahnkurve aus den Spursegmenten zu entfernen. In den meisten Fällen führte dies lediglich zu einem Verlust guter Meßpunkte und ergab keine Verbesserung der Rekonstruktionsergebnisse. Die sicherste Methode ist es, Falschassoziationen von Anfang an zu vermeiden.

Zum Abschluß der Diskussion der Effizienz des Mustererkennungsprogramms sollen die p_t - und θ -Abhängigkeit der Effizienz gezeigt werden. In Abbildung 5.40 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Transversalimpulses für simulierte Spuren mit mehr als 16 Meßpunkten dargestellt. Abbildung 5.41 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Winkels θ zur Strahlachse. Man sieht, daß Verluste vor allem im Bereich kleiner p_t auftreten sowie bei Teilchen, die die Jetkammer in Vorwärtsrichtung verlas-

²³ Falls nicht ausdrücklich abweichend erwähnt, beziehen sich alle in diesem Abschnitt gezeigten Ergebnisse aus Monte Carlo Simulationen auf dieselben Ereignisse

Tabelle 5.3: Vergleich zwischen schneller und langsamer Version

Dargestellt ist ein Vergleich einiger Größen, die die globalen Unterschiede zwischen der schnellen und der langsamen Version des Mustererkennungsprogramms zeigen. Die Zahlen in Klammern geben jeweils die entsprechenden Zahlen falsch gefundener Objekte an.

	Assozierte Meßpunkte pro Ereignis (falsch)	Anzahl der Objekte pro Ereignis (falsch)	Mittlere Anzahl der Meßpunkte pro Objekt (falsch)
Spursegmente			
Schnelle Version	2177 (59)	58.0 (2.5)	37.4 (0.2)
Langsame Version	2509 (84)	41.5 (2.5)	60.1 (0.4)
Sektorspuren			
Schnelle Version	2220 (91)	33.6 (1.8)	65.4 (0.5)
Langsame Version	2511 (95)	35.2 (2.0)	70.8 (0.6)
Spuren			
Schnelle Version	2301 (96)	25.7 (1.2)	87.6 (0.8)
Langsame Version	2536 (81)	26.5 (1.1)	94.5 (0.8)

sen. Für Spuren mit p_t oberhalb von ca. 1 GeV/c liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit um 95 %.

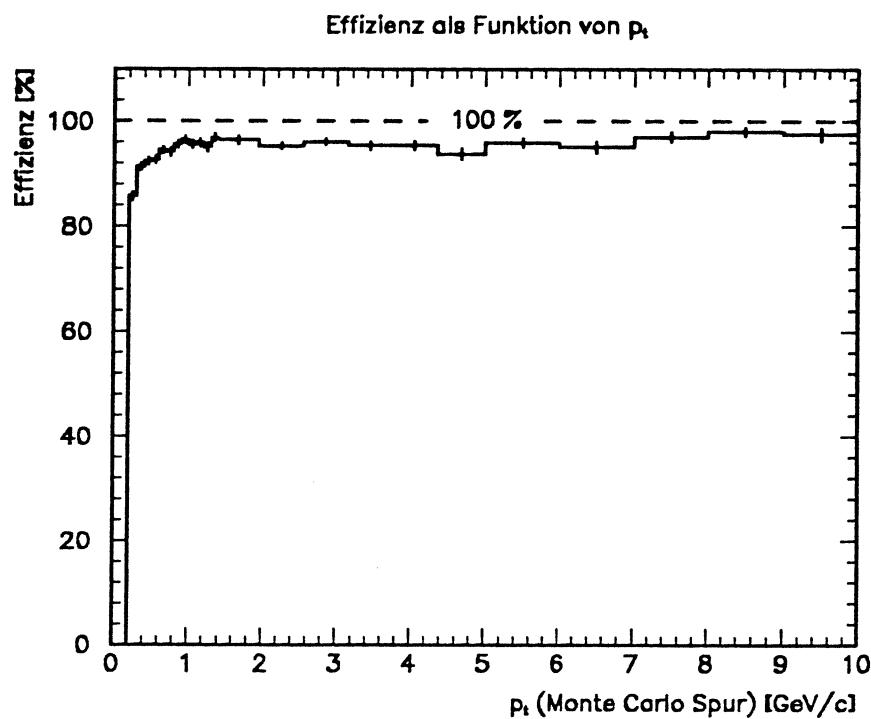


Abbildung 5.40: Effizienz als Funktion des Transversalimpulses

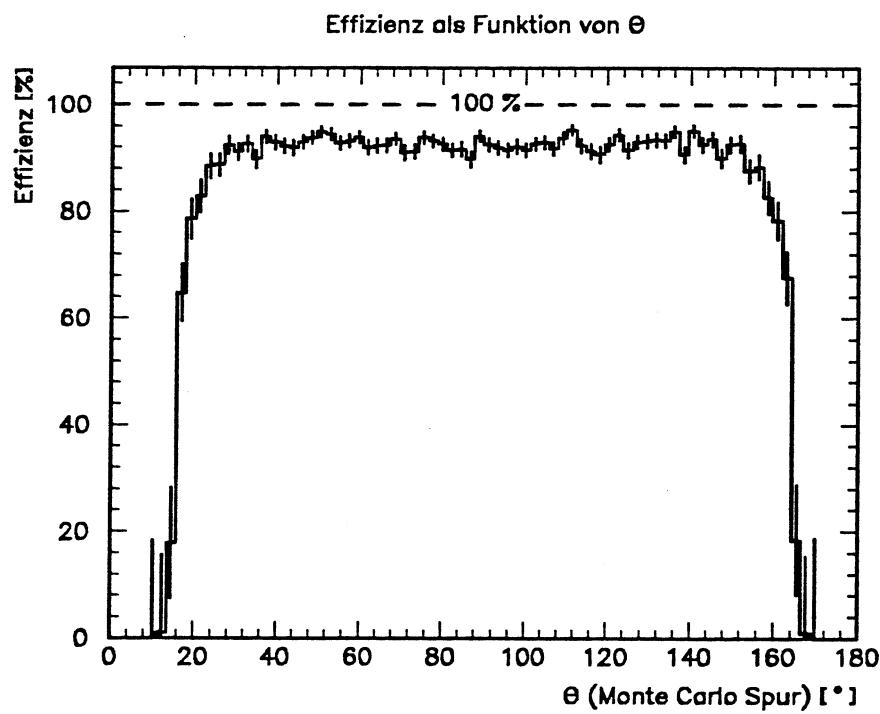


Abbildung 5.41: Effizienz als Funktion des Winkels zur Strahlachse

5.7.2 Allgemeine Qualität der Ergebnisse

Die Effizienz ist nicht das einzige Kriterium zur Beurteilung der Güte des Verfahrens. In diesem Abschnitt soll daher anhand weiterer typischer Verteilungen die mit dem Programm erzielte Datenqualität gezeigt werden. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden dazu vor allem Ergebnisse der langsamten Version des Programms nach Abschluß aller Rekonstruktionsschritte diskutiert. Abgesehen davon, daß im Mittel weniger Meßpunkte pro Spur assoziiert werden, sind die mit der schnellen Version erzielten Ergebnisse sehr ähnlich.

In der verwendeten Monte Carlo Simulation wurden durchschnittlich 3440 Meßpunkte pro Ereignis erzeugt. Rund 300 dieser Meßpunkte sind Untergrundsignale. Von den verbleibenden ~ 3160 durch geladene Teilchen erzeugten Meßpunkten wurden ~ 2460 , also rund 80 %, zu Spuren assoziiert. Abbildung 5.42 zeigt die *nicht assoziierten Meßpunkte* in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der die Meßpunkte erzeugenden Teilchen und der Driftzellennummer. Wie erwartet, handelt es sich bei nicht erfaßten Meßpunkten vor allem um solche, die durch sehr niederenergetische Spuren erzeugt werden. Der Anstieg bei kleinen Driftzellennummern ist bedingt durch die Winkelverteilung der Spuren. Die Abnahme bei großen Driftzellennummern ist bedingt durch die Drehung der Driftzellen um den Lorentzwinkel. Dadurch werden in den Außenbereichen der Kammer weniger Signale registriert. Somit geht auch die Anzahl nicht assoziierter Meßpunkte zurück.

In Abbildung 5.43 sind die *falsch assoziierten Meßpunkte* ebenfalls in Abhängigkeit von Driftzellennummer und Transversalimpuls der die Meßpunkte erzeugenden Teilchen dargestellt. Auch hier zeigt sich, daß Falschzuweisungen vor allem bei kleinen p_t auftreten. Die in Abbildung 5.43 sichtbaren Bänder bei großen p_t entstehen dadurch, daß ganze Spuren oder Teilbereiche von Spuren aus falsch assoziierten Meßpunkten bestehen. Sie treten zum Beispiel bei falschen Lösungen der Links- Rechts- Ambiguität auf. Die Häufung bei kleinen Driftzellennummern ist unter anderem bedingt durch die kleinen mittleren Abstände zwischen den Spuren und damit die erhöhte Wahrscheinlichkeit von Falschzuweisungen.

Neben den in Abbildung 5.42 und Abbildung 5.43 gezeigten Meßpunktverteilungen sind vor allem auf Spuren bezogene Eigenschaften von Interesse. Dabei stellt sich unter anderem die Frage, woraus die immer vorhandenen falsch gefundenen Spuren bestehen. Ein Teil der nicht korrekten Spuren sind solche, denen die falsche Lösung der Links- Rechts- Ambiguität zugewiesen wurde (s. Abbildung 5.12). Der Rest dieser falsch gefundenen Spuren besteht aus sogenannten "Geisterspuren", das heißt: Weniger als 90 % der zu den Spuren assoziierten Meßpunkte sind Bestandteil *einer* "wahren" Spur. Weiter ist ein Vergleich der Anzahl der Meßpunkte von rekonstruierten Spuren mit jener der Originalspur von Interesse, sowie die Frage, wie häufig eine Spur mehrfach gefunden wird. Dadurch läßt sich abschätzen, wie gut das Zusammenfassen von Spurstücken funktioniert. Die Ergebnisse einer detaillierten Analyse der auf Spuren bezogenen Eigenschaften des Mustererkennungsprogramms werden in [85] beschrieben. Daher soll hier nur sehr kurz auf diese Fragestellungen eingegangen werden.

Abbildung 5.44 zeigt einen Vergleich der Anzahl der Meßpunkte von korrekt gefundenen Spuren mit jener der entsprechenden generierten Spur. In Abbildung 5.44a ist die Anzahl der Meßpunkte der korrekt rekonstruierten Spuren n_{Hit}^{rec} gegen die Anzahl der entsprechenden simulierten Spuren n_{Hit}^{orig} aufgetragen. Man sieht ein breites Band bei $n_{Hit}^{orig} \approx n_{Hit}^{rec}$. Dies deutet darauf hin, daß in den meisten Fällen alle Meßpunkte zu Spuren assoziiert werden. Zusätzlich gibt es eine Reihe von rekonstruierten Spuren, die kürzer sind als die entsprechenden simulierten Spuren. Die meisten Einträge in diesem Bereich sind bedingt durch sehr niederenergetische Spuren, die nur teilweise gefunden wurden. Ein kleiner Prozentsatz der Einträge in diesem Bereich besteht aus Spurstücken, die nicht zusammengefügt worden sind (ca. 4 % aller Spuren mit $p_t \geq 200 \text{ MeV}/c$ und $n_{Hit}^{orig} > 15$). In Abbildung 5.44b werden die Meßpunktverteilungen aller korrekt gefundenen Spuren (gestrichelte Linie) verglichen mit jenen der entsprechenden Originalspuren (durchgezogene Linie). Die Discrepanzen werden vor allem verursacht durch sehr niederenergetische Teilchen. Deutlich zu erkennen ist der Schnitt auf mindestens 10 Meßpunkten, die im Rekonstruktionsprogramm zur Definition einer Spur verlangt werden.

Obwohl die impulsabhängige Darstellung der Effizienz (Abbildung 5.40) bereits Informationen über nicht gefundene Spuren enthält, ist in Abbildung 5.45 nochmals dargestellt, welche Spuren vom dem Programm nicht korrekt gefunden werden. Für diese Abbildung wurden ebenfalls keine Schnitte auf die simulierten Spuren angewendet. Selbst "Spuren" mit nur einem einzigen Meßpunkt in der Kammer wurden in das Histogramm eingetragen. Wie man hier nochmals sieht, gehen vor allem Spuren mit sehr kleinem Transversalimpuls verloren, die aus wenigen Meßpunkten bestehen.

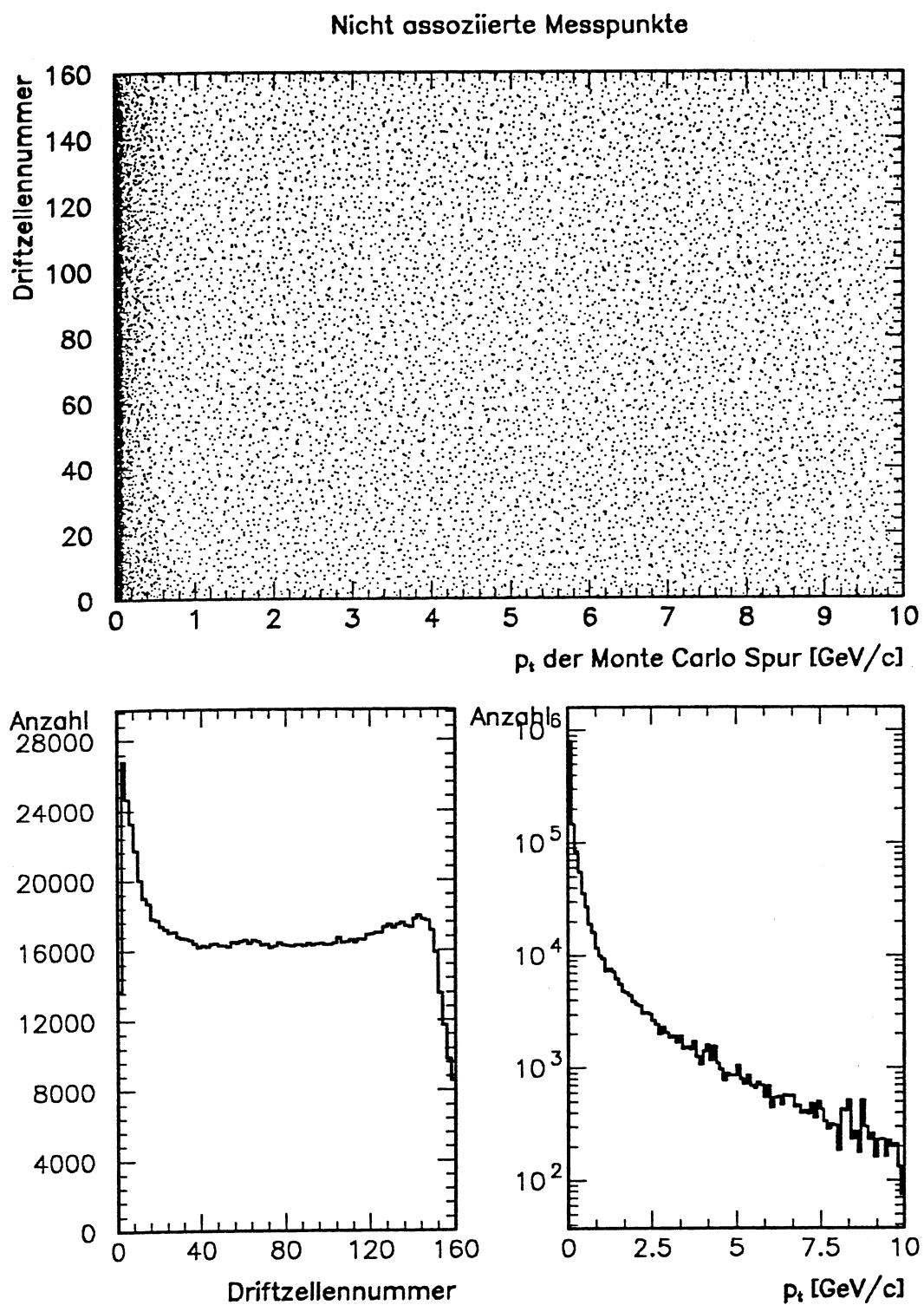


Abbildung 5.42: Nicht assoziierte Meßpunkte

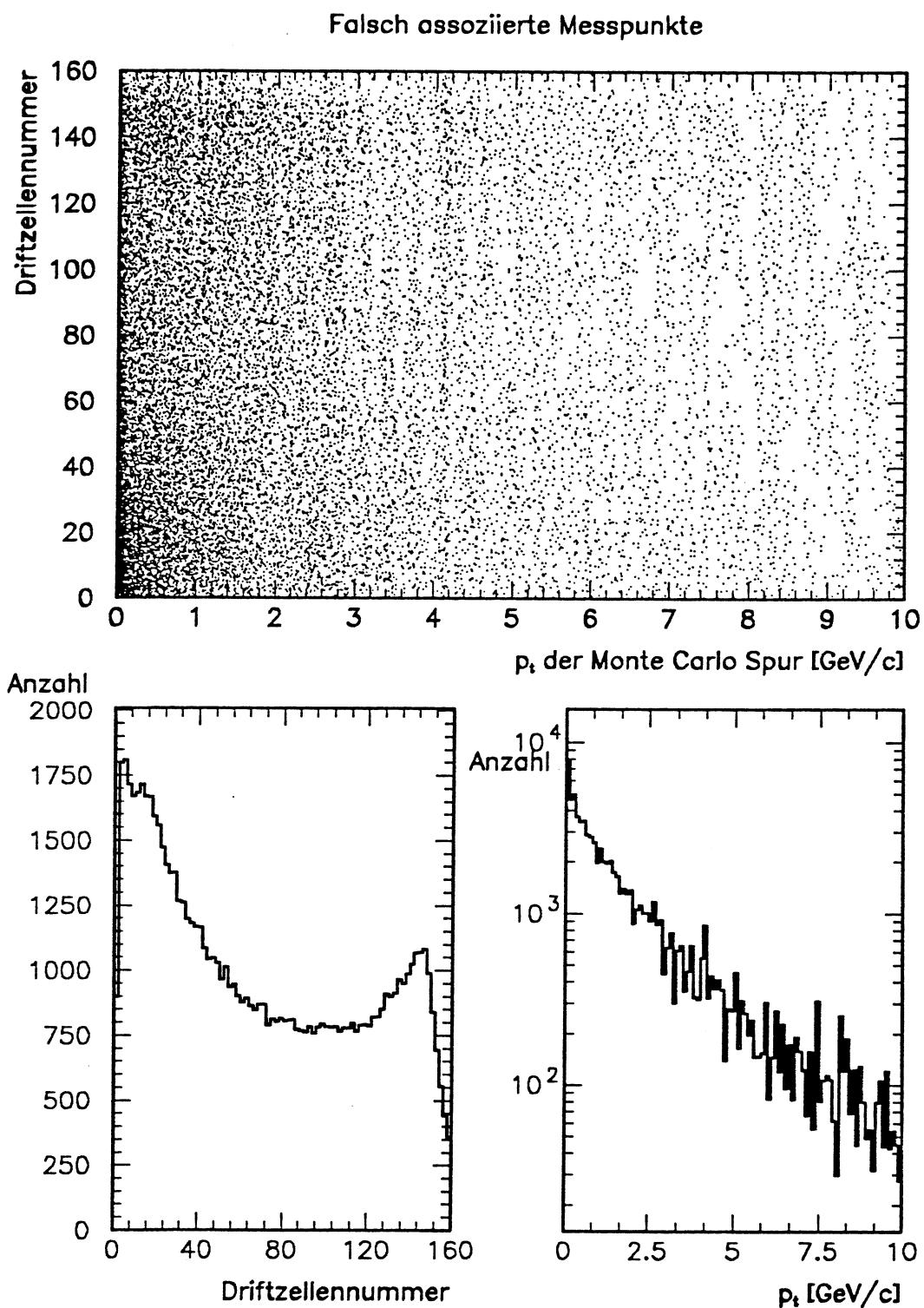


Abbildung 5.43:

Falsch assoziierte Meßpunkte

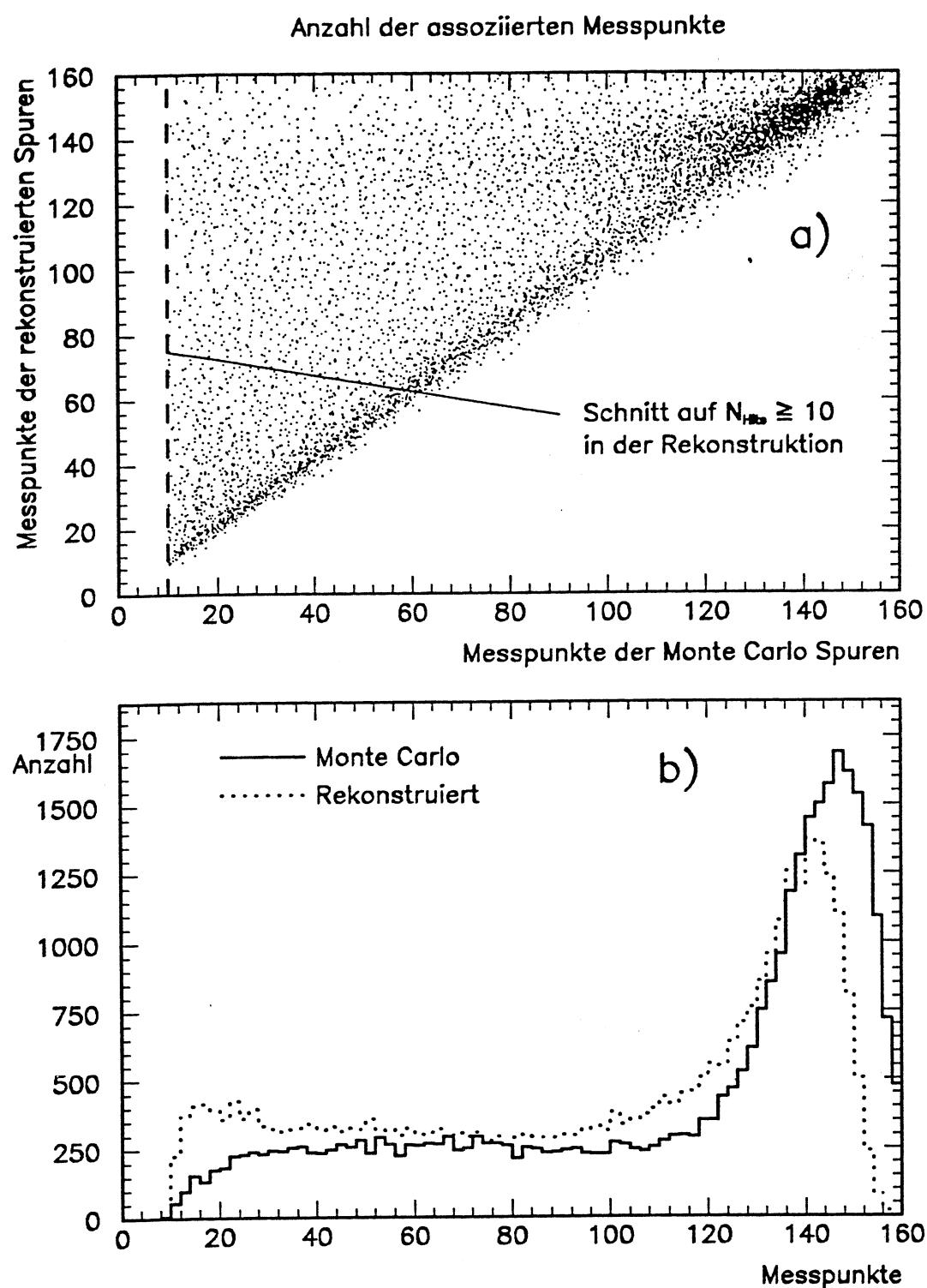


Abbildung 5.44: Vergleich der Anzahl der Meßpunkte pro Spur

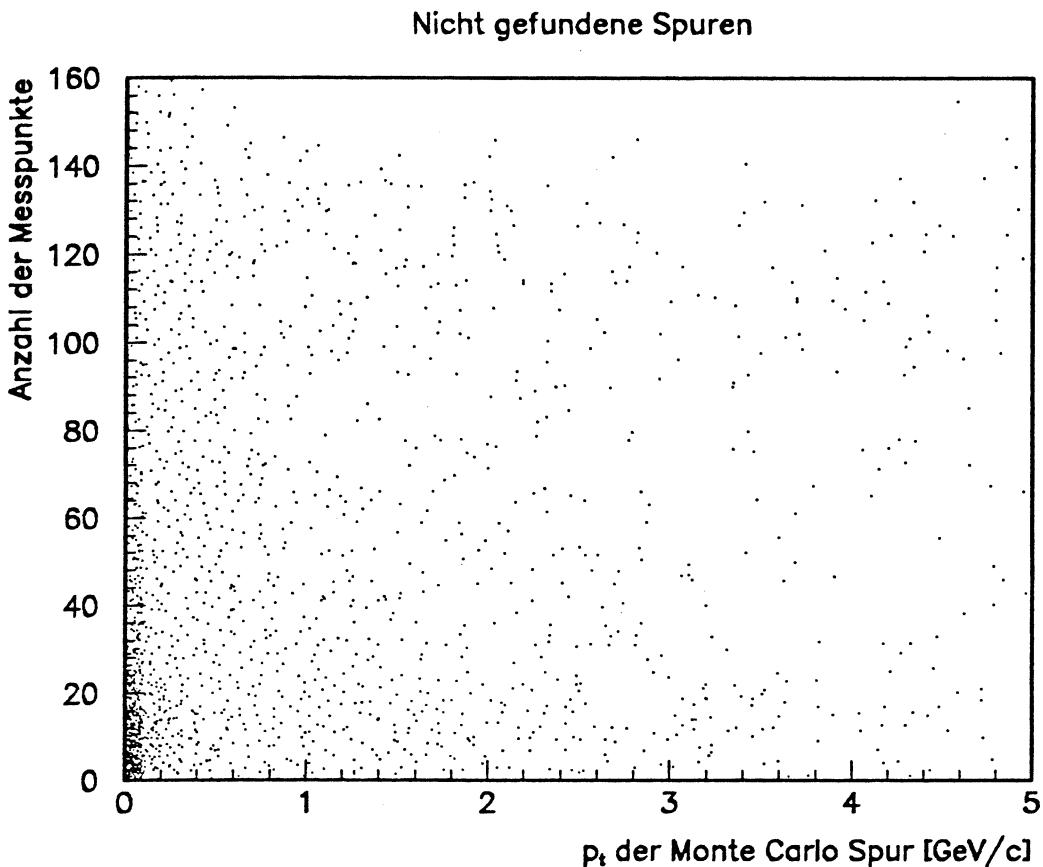


Abbildung 5.45: Nicht gefundene Spuren

5.7.3 Genauigkeit der Spurparameter

Die Genauigkeit bzw. die Auflösung der Spurparameter ist direkt abhängig von der Qualität der Spuren, die das Mustererkennungsverfahren aus den Meßpunkten der Jetkammer konstruiert. Allerdings sind die Fehler des Verfahrens abhängig vom Ereignistyp. In Ereignissen des Typs $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ oder auch bei isolierten Spuren in multihadronischen Ereignissen können praktisch Fehler auftreten. In multihadronischen Ereignissen sind die meisten Spuren jedoch Bestandteile von Jets aus eng beieinander liegenden Spuren. Die in Abschnitt 4.8 vorgestellte erwartete Meßgenauigkeit der Spurparameter gilt grundsätzlich nur für fast fehlerfrei gefundene Spuren mit maximaler Spurlänge.

Ziel dieses Abschnitts ist es, die mit dem vorgestellten Mustererkennungsverfahren erzielte Auflösung der wichtigsten Spurparameter kurz vorzustellen. Eine detaillierte Analyse dazu ist ebenfalls in [85] zu finden. Dort wird auch der Einfluß systematischer Effekte auf die Ergebnisse beschrieben. In Tabelle 5.4 ist die für isolierte Spuren mit $p_t = 45 \text{ GeV}/c$ erzielte Auflösung der Spurparameter p_t , d_0 , ϕ_0 , $\tan(\lambda)$ und z_0 (s. Anhang B) aufgelistet. Es werden die mit der schnellen und der langsamen Version des Programms erreichten Werte mit den Erwartungen aus dem Monte Carlo Programm (CJFREC) verglichen. Die in Tabelle 5.4 gezeigten Zahlen wurden aus Simulationen von rund 3000 Einzelspuren mit $\theta = 90^\circ$ ermittelt. Die Transversalimpulsauflösung für isolierte Spuren mit $p_t = 45 \text{ GeV}/c$ und $\theta = 90^\circ$ wird in Abbildung 5.46 für die schnelle und die langsame Version des Verfahrens gezeigt. Die aus der Anpassung einer Normalverteilung erhaltene Transversalimpulsauflösung für beide Programmversionen beträgt $\sigma(\Delta p_t/p_t) = 6.5\%$ für die schnelle Version und $\sigma(\Delta p_t/p_t) = 5.7\%$ für die langsame Version. Die erzielte Auflösung aller Spurparameter ent-

spricht für isolierte Spuren mit $p_t = 45 \text{ GeV}/c$ den Erwartungen (vgl. auch Abbildung 4.25 auf Seite 58ff).

In Abbildung 5.47 wird die p_t - Auflösung als Funktion von p_t mit der theoretischen Auflösung nach der Gluckstern- Formel (4.33) für im Mittel 130 cm lange Spuren mit 130 assoziierten Meßpunkten verglichen [85]. Auch hier zeigt sich, daß das Verfahren die gestellten Anforderungen erfüllt.

Für isolierte Spuren entspricht die erzielte Auflösung den Erwartungen aus den Spezifikationen der Jetkammer. Da das Rekonstruktionsverfahren auch bei multihadronischen Ereignissen gute Ergebnisse liefert, sollte die für isolierte Spuren erreichte Auflösung der Spurparameter auch bei schwierigen Ereignissen sichtbar sein. Abbildung 5.48 stellte die Transversalimpulsauflösung in multihadronischen Ereignissen als Funktion von p_t dar. Das Histogramm enthält alle korrekt gefundenen Spuren mit $p_t \geq 200 \text{ MeV}/c$ und $n_{Hit} \geq 16$ aus 1500 Ereignissen. Die hier gezeigte p_t - Auflösung enthält also Beiträge von Spuren unterschiedlicher Länge. Die mittlere Transversalimpulsauflösung beträgt in multihadronischen Ereignissen 4.7 % für die langsame Version des Programms und 5.4 % für die schnelle Version. Der aus dem Monte Carlo (CJFREC mit einer Iteration) erwartete Wert für $\sigma\left(\frac{\Delta p_t}{p_t}\right)$ beträgt ca. 5 %. Das heißt, auch bei multihadronischen Ereignissen stimmen die Ergebnisse des Verfahrens mit den Erwartungen überein (s. Abbildung 5.49).

Tabelle 5.4: Auflösung der Spurparameter

Angegeben ist die aus Anpassung von Normalverteilungen ermittelte mittlere Streuung der rekonstruierten Parameter um den Originalwert. Da das Spurerkennungsprogramm nur Koordinaten der $R\phi$ - Ebene verwendet, wurde auch die Iteration der Anpassung in der Monte Carlo Simulation (CJFREC) auf die $R\phi$ - Koordinaten beschränkt. Die angegeben Zahlen beziehen sich auch jeweils etwa 3000 Einzelpuren mit $\theta = 90^\circ$.

	Schnelle Version	Langsame Version	CJFREC (MC) 1 Iteration ($R\phi$)
$\sigma(p_t)$	2.86 GeV/c	2.56 GeV/c	2.59 GeV/c
$\sigma(d_\phi)$	430 μm	93 μm	108 μm
$\sigma(\phi_\phi)$	2.8°	2.6°	3.2°
$\sigma(\tan(\lambda))$	1.3°	1.3°	1.4°
$\sigma(z_\phi)$	2.28 cm	2.21 cm	2.40 cm

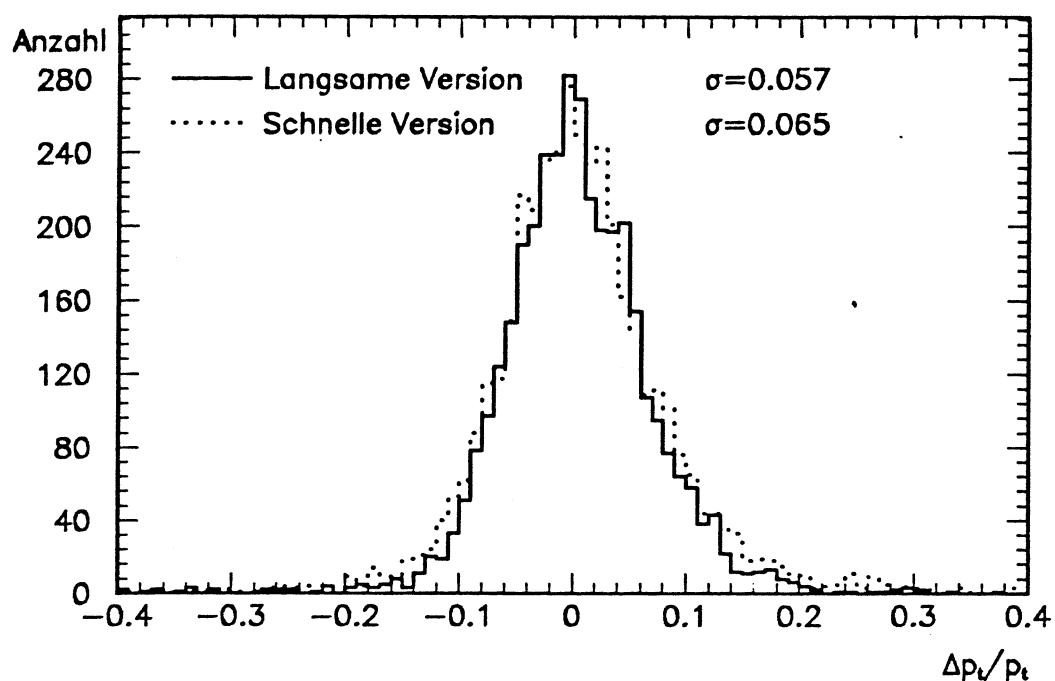


Abbildung 5.46: Transversalimpulsauflösung für Spuren mit einem Transversalimpuls von 45 GeV/c

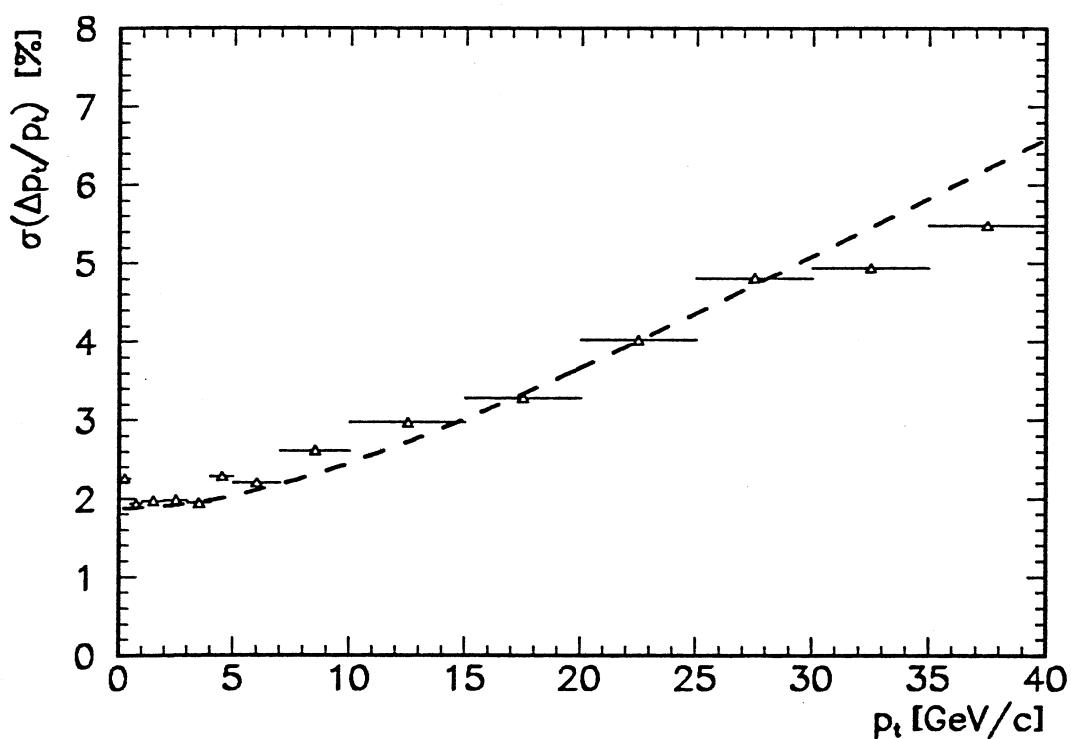


Abbildung 5.47: $\sigma(p_t)$ als Funktion des Transversalimpulses p_t (nach [85])

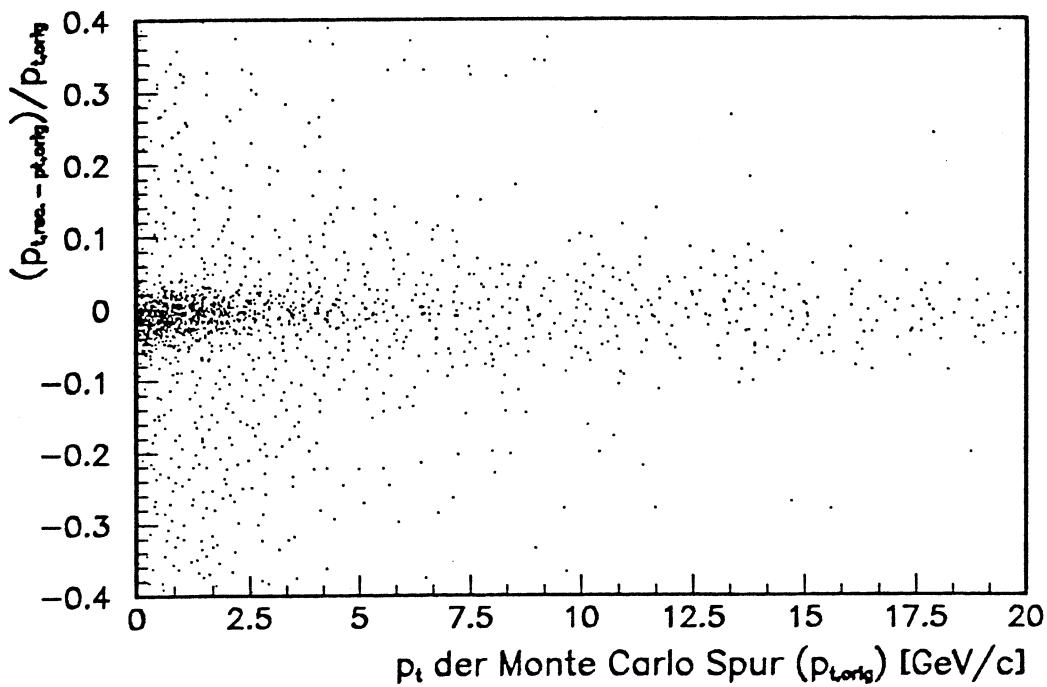


Abbildung 5.48: Transversalimpulsauflösung in multihadronischen Ereignissen. Die Abbildung zeigt die relative Abweichung $\Delta p_t = p_t^{rec} - p_t^{orig}$ aller gefundenen Spuren aus 1500 simulierten hadronischen Z^0 -Zerfällen als Funktion von p_t .

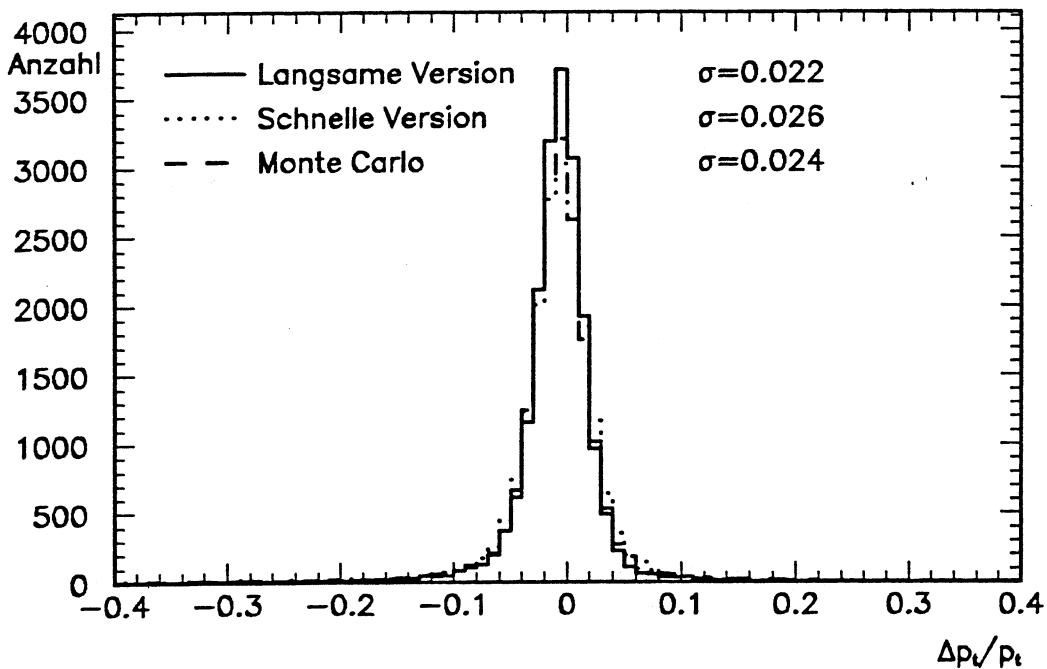


Abbildung 5.49: Vergleich der mittleren Transversalimpulsauflösung in multihadronischen Ereignissen

5.7.4 Zeitverhalten

Nachdem die Qualität der Ergebnisse des Mustererkennungsprogramms diskutiert wurde, soll abschließend noch das Zeitverhalten untersucht werden. Das Zeitverhalten ist eine kritische Größe, insbesondere wenn die Ereignisrate für multihadronische Z^0 -Zerfälle groß ist. Abbildung 5.50 und Abbildung 5.51 zeigen die auf einer IBM 3090 zur Rekonstruktion multihadronischer Ereignisse verbrauchte Rechenzeit, dargestellt als Funktion der Anzahl der Meßpunkte in diesen Ereignissen. In beiden Versionen des Verfahrens ist der Rechenzeitverbrauch stark linear mit der Anzahl der Meßpunkte korreliert. Das bedeutet, daß der gewählte Algorithmus das angestrebte Zeitverhalten erfüllt.

In Tabelle 5.5 ist der Rechenzeitverbrauch aufgeschlüsselt nach den einzelnen Rekonstruktionsschritten. In beiden Programmodi wird der Großteil der Rechenzeit bei der Suche nach Spursegmenten verbraucht. Die zum Zusammenfassen von Spursegmenten zu Sektorspuren benötigte Rechenzeit ist relativ gering, ca. 10 Millisekunden. Die für das Zusammenfassen von Sektorspuren zu Spuren angegebene Zahl ist allerdings mit fast 0.1 Sekunden pro Ereignis vergleichsweise groß. Der Grund liegt darin, daß der Großteil der Rechenzeit im letzten Schritt für die Wiederholung des Anpassungsverfahrens an die dann kompletten Spuren verbraucht wird.

Durch die Einführung des Billoir Fits bei der Suche nach Spursegmenten wurde der gesamte Rechenzeitverbrauch in diesem Rekonstruktionsschritt fast verdreifacht. In Tabelle 5.6 wird der Rechenzeitverbrauch in der ersten Stufe der Rekonstruktion weiter aufgeschlüsselt. Man sieht, daß der Mehraufwand an Rechenzeit bei der Segmentsuche in der langsamen Version des Programms das 3.5-fache der schnellen Version ist. Ein Großteil der Rechenzeit wird bei der schnellen Version aufgewendet für das Aufbereiten der Daten vor Beginn des Mustererkennungsprozesses und für das Anpassungsverfahren zur Bestimmung der in den nachfolgenden Schritten benötigten Spursegmentparameter. Der Unterschied in den Zeiten für das Anpassungsverfahren ist bedingt dadurch, daß in der langsamen Version sowohl Segmente als auch an der Anode gespiegelte Segmente angepaßt werden.

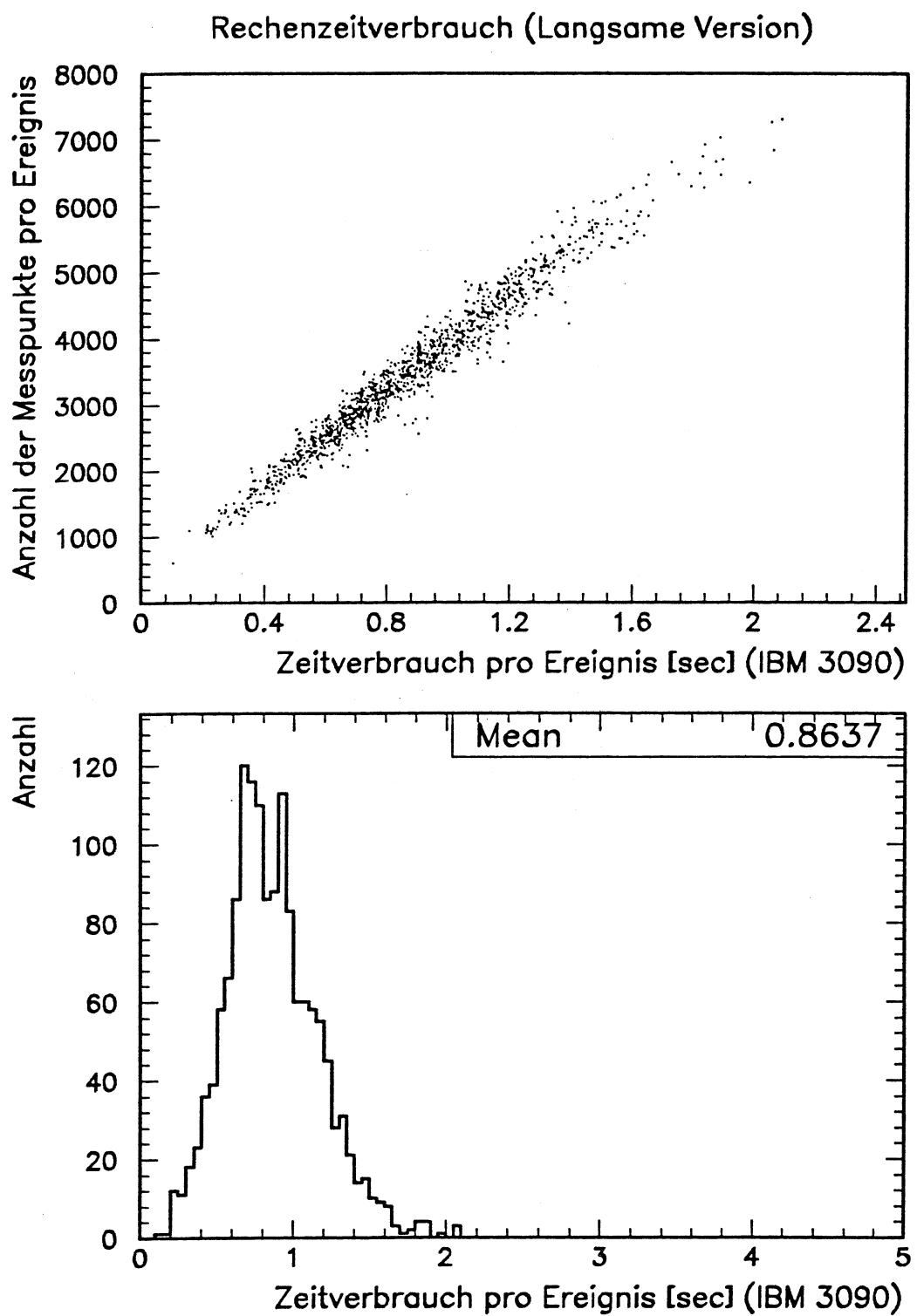


Abbildung 5.50: Zeitverhalten der langsamen Version des Programms

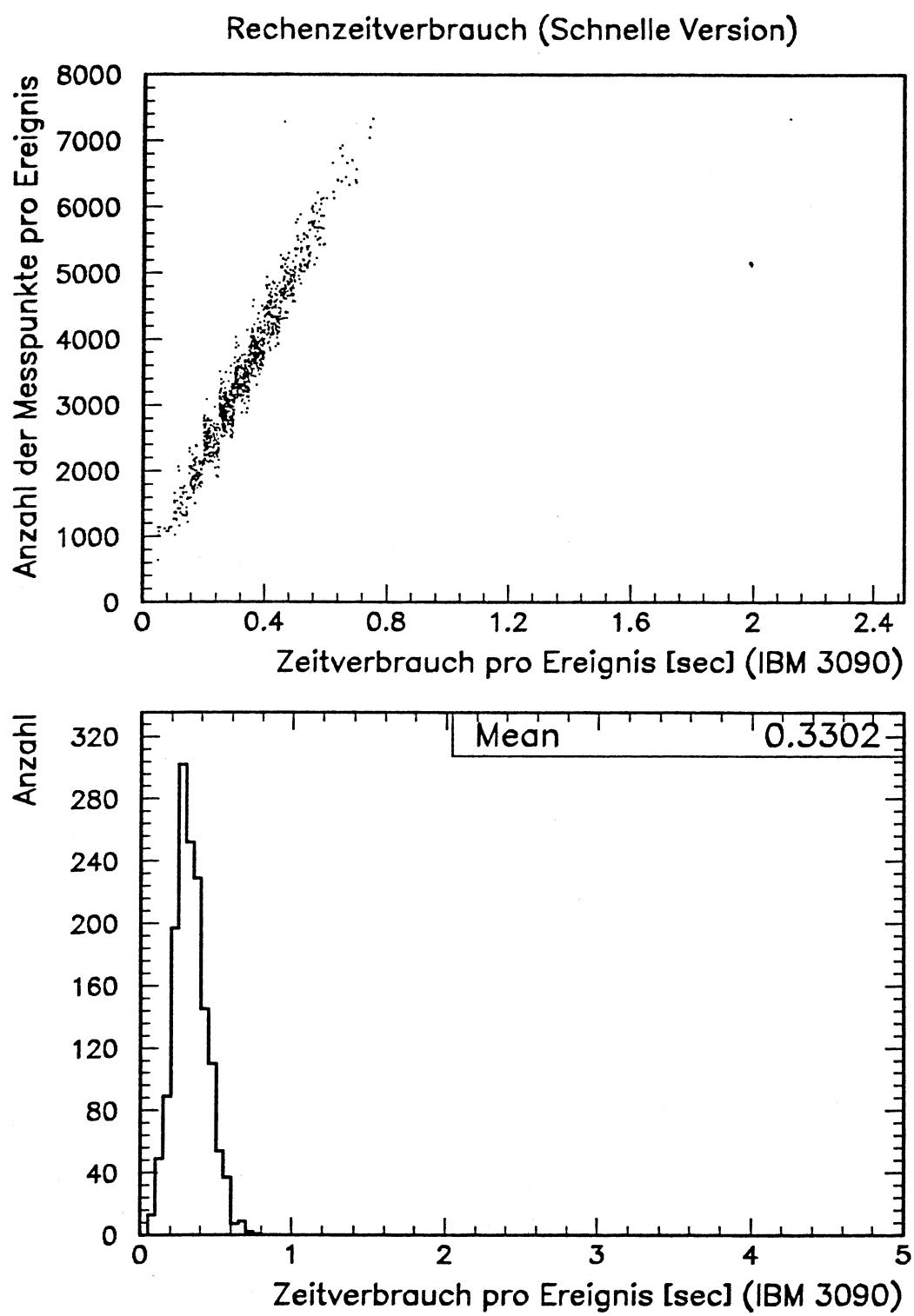


Abbildung 5.51: Zeitverhalten der schnellen Version des Programms

Tabelle 5.5: Rechenzeitverbrauch der einzelnen Rekonstruktionsphasen

	Schnelle Version	Langsame Version
Spursegmente	0.29 sek	0.82 sek
Sektorspuren	0.02 sek	0.01 sek
Spuren	0.08 sek	0.09 sek

Tabelle 5.6: Rechenzeitverbrauch in verschiedenen Abschnitten der Segmentsuche

	Schnelle Version	Langsame Version
Aufbereiten der Eingabedaten	0.05 sek	0.05 sek
Segmentsuche	0.19 sek	0.64 sek
Kalibration	0.02 sek	0.03 sek
Anpassungsverfahren	0.05 sek	0.09 sek

5.8 Zusammenfassung des Kapitels

In diesem Kapitel wurde die Entwicklung eines Verfahrens zur Rekonstruktion von Spuren in der OPAL Jetkammer beschrieben. Die Rekonstruktion von Spuren wird in drei Stufen durchgeführt. Das Verfahren ist beschränkt auf die zwei Dimensionen der $R\phi$ -Ebene.

Die Ergebnisse des Mustererkennungsprogramms entsprechen den Erwartungen aus den Spezifikationen der Jetkammer. Die Effizienz entsprechend der in Abschnitt 5.7.1 gegebenen Definition ist größer als 94 % für multihadronische Zerfälle des Z^0 . Fehlzuweisungen von Meßpunkten treten sehr selten auf. Die Rechenzeit ist eine lineare Funktion der Anzahl der pro Ereignis registrierten Meßpunkte.

Kapitel 6

Untersuchung der kohärenten Emission niederenergetischer Gluonen

In den vorhergehenden Kapiteln wurde der Aufbau des OPAL Detektors beschrieben und das für die OPAL Jetkammer entwickelte Simulationsprogramm sowie ein Rekonstruktionsverfahren für Spuren in der Jetkammer vorgestellt. In den folgenden Abschnitten wird die Suche nach Einflüssen von Farbkohärenzefekten bei der Emission weicher (= niederenergetischer) Gluonen auf das Impulsspektrum geladener Teilchen beschrieben, die in einigen QCD Modellen störungstheoretisch berechnet wurden [70] [12] [33] [25]. Diese Untersuchung wird mit Spuren durchgeführt, die in der OPAL Jetkammer gemessen wurden; das Simulationsverfahren und das Rekonstruktionsverfahren sind dafür Voraussetzung.

In e^+e^- -Reaktionen wurden bisher vor allem der totale Wirkungsquerschnitt für Hadronenproduktion $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma/Z^0 \rightarrow \text{Hadronen})$ oder globale Ereigniseigenschaften wie Jetproduktionsraten, Thrust und Sphärität zur Überprüfung von Vorhersagen der QCD gemessen (s. z.B. [68]). Solche Größen beschreiben das Verhalten der starken Wechselwirkung zu Beginn der Parton- Kaskade bei großen Impulsüberträgen q und damit bei kleiner Kopplungskonstante α_s . Es gibt auch QCD Vorhersagen für Parton- Spektren bei kleinen q^2 , diese müssen jedoch zu den Hadron- Verteilungen im Endzustand in Beziehung gesetzt werden. Zwar ist bisher keine Berechnung der Fragmentation von Partonen in Hadronen möglich, es gibt jedoch Vorstellungen im Rahmen der QCD, nach denen die Spektren der Hadronen und Partonen ähnlich sein sollen. Zum Vergleich der QCD Vorhersagen mit dem gemessenen Teilchenspektrum wird in diesem Kapitel daher ein direkter Vergleich des gemessenen Impulsspektrums geladener Teilchen mit QCD Vorhersagen des Gluon- Spektrums zunächst für $E_{cm} = M(Z^0)$ durchgeführt. Zur Untersuchung der Abhängigkeit von E_{cm} werden Daten der Tasso Kollaboration benutzt, die bei Schwerpunktsenergien zwischen 14 GeV und 44 GeV genommen wurden.

Zunächst sollen die Grundlagen der untersuchten theoretischen Modelle beschrieben werden. Anschließend werden die zur Analyse bei $E_{cm} = M(Z^0)$ benutzten Daten und die Korrekturprozedur beschrieben. Nach einem Vergleich der OPAL Daten mit den analytischen QCD Vorhersagen und den Ergebnissen verschiedener QCD Monte Carlo Programme wird dann die Abhängigkeit des Impulsspektrums geladener Teilchen von der Schwerpunktsenergie untersucht. Zum Schluß dieses Kapitels werden die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt. Ein Teil der in diesem Kapitel beschriebenen Ergebnisse wurde bereits in [77] veröffentlicht.

6.1 Kohärenz in der QCD

Die grundsätzlichen Probleme, Übergangswahrscheinlichkeiten in der QCD ähnlich wie in der QED störungstheoretisch über die Berechnung von Matrixelementen zu bestimmen, wurden bereits in Kapitel 2 erwähnt. Eine genaue Berechnung der Parton- Produktionsraten ist lediglich in harten Prozessen des Typs

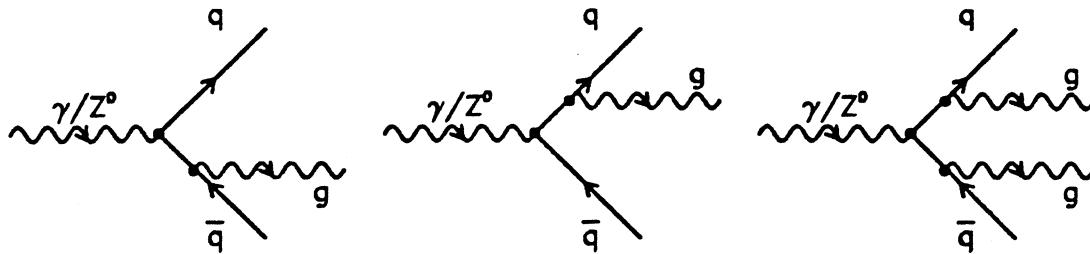


Abbildung 6.1: Feynman Diagramme für harte QCD Prozesse

bei großen q^2 und damit kleinen α_s möglich. Berechnet werden können nur die unmittelbar nach der Produktion des primären Quark-Antiquark-Paares stattfindenden hochenergetischen Bremsstrahlungsprozesse, die zur Jetstruktur in hadronischen Ereignissen führen. Bei diesen Berechnungen wird die Produktion von niedrigerenergetischen Partonen durch einen Schnitt auf die Parton-Energie von typischerweise $\sim 5 \text{ GeV}$ unterdrückt.

Als alternative Methoden zur Berechnung der Vorgänge bei kleinen q^2 werden inzwischen Parton-Schauer Modelle [61] [11] [24] zur Beschreibung der Entwicklung der Anfangsphase eines hadronischen Ereignisses allgemein bevorzugt. In diesen Modellen wird die Entwicklung der in der Primärreaktion erzeugten Partonen zu einem Vielteilchensystem (Jet) durch Iterationen der grundlegenden Verzweigungen $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ und $g \rightarrow q\bar{q}$ beschrieben. Die Übergangswahrscheinlichkeiten für diese Prozesse werden entsprechend den Altarelli-Parisi-Gleichungen [4] berechnet, die allerdings auch Singularitäten bei kleinen Viererimpulsüberträgen q aufweisen. Die Entwicklung eines Parton-Schauers wird daher bei Erreichen eines minimalen Parton-Viererimpulsbetrags, dem "Cutoff"-Parameter Q_0 , abgebrochen, weil eine Fortsetzung der Rechnung nicht möglich ist.

Im Rahmen der Leading Log Approximation (LLA) gelang es, alle infraroten und kollinearen Singularitäten für alle Ordnungen in die Rechnungen einzubeziehen [70] [33] [25] [34] [12] [86] [71]. Es zeigte sich, daß bei der Emission weicher Gluonen im Parton-Schauer Interferenzeffekte dazu führen, daß die Verzweigungswahrscheinlichkeit in bestimmten Phasenraumbereichen stark reduziert wird. Durch kohärente Emission weicher Gluonen und die dadurch bedingten Interferenzeffekte wird der verfügbare Phasenraum auf geordnete Winkelbereiche beschränkt (Angular Ordering). Werden im Parton-Schauer n Gluonen von einem Parton nacheinander abgestrahlt, so ist der Emissionswinkel θ_n des n -ten Gluons kleiner als der Emissionswinkel θ_{n-1} des Gluons ($n-1$):

$$\theta_1 > \theta_2 > \theta_3 > \theta_4 \dots \theta_{n-1} > \theta_n >$$

Dieses "Angular Ordering" ist die Manifestation von Kohärenzeffekten in Parton-Schauern und wird in Abbildung 6.2 illustriert. Der wichtigste Einfluß der Ordnung der Emissionswinkel ist eine starke Unterdrückung der Emission weicher Gluonen, die unter großen Emissionswinkeln emittiert werden.

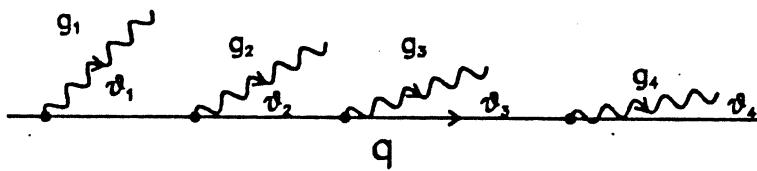


Abbildung 6.2: Ordnung der Emissionswinkel im Parton- Schauer

Kohärenzphänomene sind direkt mit dem Wellenbild der Materie verbunden. Sie treten in allen Bereichen der Physik auf, lediglich die Erscheinungsformen sind verschieden. In der Optik beispielsweise ist die kohärente Emission des Lichts Vorbedingung für die beobachteten Interferenzbilder. Interferenz von Licht aus unabhängigen Quellen tritt nicht auf. In hochenergetischen Reaktionen wurde ein der Kohärenz weicher Gluonen entsprechender Effekt in elektromagnetischen Schauern aus kosmischer Strahlung beobachtet [21]. Man stellte fest, daß in elektromagnetischen Schauern eine Unterdrückung der Emission weicher Photonen und eine Ordnung der Emissionswinkel auftritt. Ähnlich wie ein QCD Parton- Schauer besteht ein elektromagnetischer Schauer aus aufeinanderfolgenden Bremsstrahlungsprozessen $e^+ \rightarrow e^+ \gamma$ und Photonkonversionen $\gamma \rightarrow e^+ e^-$. Das in elektromagnetischen Schauern auftretenden Kohärenzphänomene wird auf folgende Weise beschrieben:

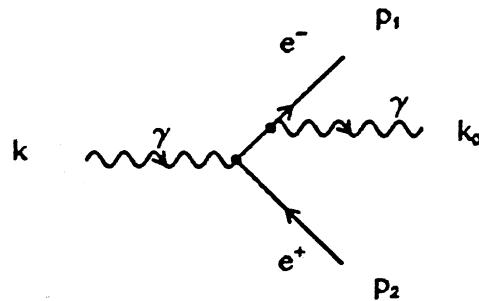


Abbildung 6.3: Photonkonversion

Ein Photon wird von einem der beiden Ladungsträger e^+ oder e^- mit einem Emissionswinkel θ_γ abgestrahlt. Der Wellenvektor der Photonwelle \vec{k} kann in eine longitudinale Komponente $k_L = k \cos(\theta_\gamma)$ und eine transversale Komponente $k_T = k \sin(\theta_\gamma)$ zerlegt werden. k_T entspricht einer transversalen Wellenlänge $1/\lambda_T$.

In der Optik kann ein Objekt nur aufgelöst werden, wenn das Objekt größer als die Wellenlänge des zur Untersuchung benutzten Lichts ist. Dieses Phänomen findet in der Emission niederenergetischer Photonen ein Analogon. Falls die transversale Wellenlänge des Photons größer ist als der Abstand der zwei Komponenten des $e^+ e^-$ - Paars, kann das Photon die interne Struktur des $e^+ e^-$ - Paars nicht auflösen. Dadurch können das Elektron und das Positron nicht mehr als unabhängige Quellen betrachtet werden: Weiche Photonen, die von den beiden Ladungsträgern emittiert werden, sind kohärent und können interferieren. Destruktive Interferenzen wirken so, als würden niederenergetische Photonen lediglich die Gesamtladung des $e^+ e^-$ - Paars sehen, die gleich Null ist. Folglich werden diese Photonen nicht emittiert.

Eine unabhängige nicht- kohärente Emission von Photonen von den zwei Ästen des $e^+ e^-$ - Paars ist nur möglich, wenn der Emissionswinkel kleiner ist als der Winkel zwischen den Richtungsvektoren von Elek-

tron und Positron. In der Sprache von Feynman Diagrammen bedeutet dies für $\theta_{\gamma, e^+}, \theta_{\gamma, e^-} > \theta_{e^+, e^-}$:

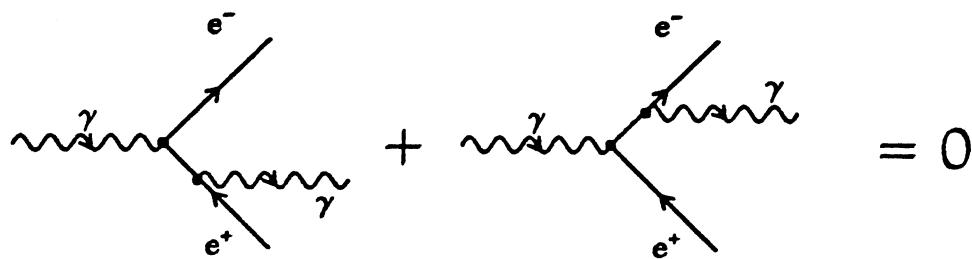


Abbildung 6.4: Kohärenz in der QED

Das Photon "sieht" nur die Gesamtladung des $e^+ e^-$ -Paares und wird nicht emittiert.

Ein ähnliches Phänomen tritt in der QCD bei der Emission von Gluonen im Parton- Schauer auf. Allerdings muß dort berücksichtigt werden, daß Gluonen selbst Farbladung tragen: Ein niederenergetisches Gluon, daß von einem Mitglied eines Parton- Paars emittiert wird, kann die interne Struktur des Parton- Paars nicht auflösen und verhält sich so, als würde es von dem das Parton- Paar erzeugenden Parton emittiert:

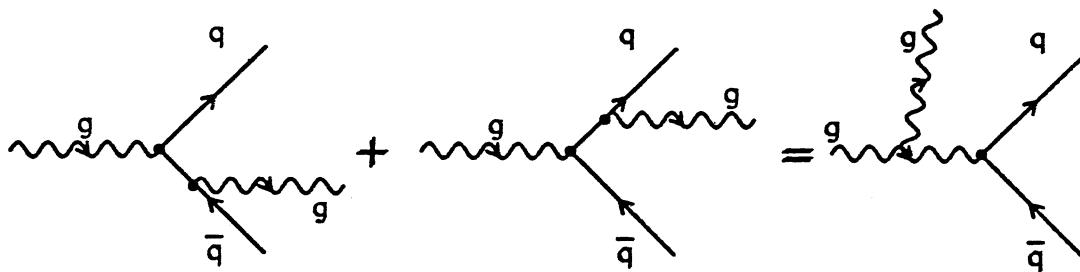


Abbildung 6.5: Kohärenz in der QCD

Eine unabhängige Emission des Gluons ist nur möglich, wenn der Emissionswinkel kleiner ist als der Winkel zwischen den Komponenten des Parton- Paars. Bei großen Emissionswinkeln führen destruktive Interferenzen zur Reduktion der Emissionsrate. Wird Kohärenz bei Gluonen- Emission berücksichtigt, so ist es möglich, das Gluonen- bzw. Parton- Spektrum bis zu sehr kleinen Parton- Energien zu berechnen. Abbildung 6.6 zeigt den qualitativen Einfluß der Kohärenz auf einige typische Verteilungen. Durch Berücksichtigung von Kohärenzeffekten ändert sich die Energieverteilung der Partonen in einem Jet ebenso wie die Winkelverteilung. Wird der Einfluß der Kohärenz vernachlässigt, so erwartet man ein Maximum der Energieverteilung bei dem "Cutoff"- Parameter Q_0 [66]. Durch die Unterdrückung der Emission weicher Gluonen verschiebt sich das Maximum des Impulsspektrums der Gluonen zu größeren Teilchenimpulsen. Stellt man das Impulsspektrum logarithmisch als $\ln(1/x)$ - Verteilung mit $x = 2E/E_{cm}$ dar, so wird in $e^+ e^-$ - Reaktionen eine Normalverteilung mit einem Maximum bei etwa

$$\ln\left(\frac{1}{x_0}\right) \approx \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E_{cm}}{2\Lambda}\right) \quad (6.1)$$

und einer Varianz von

$$\sigma \left(\ln \left(\frac{1}{x} \right) \right) \approx \left(\ln \left(\frac{E_{cm}}{2\Lambda} \right) \right)^{\frac{3}{4}} \quad (6.2)$$

erwartet (s. Abschnitt 6.4). Die analytischen Vorhersagen gelten für das Parton- Spektrum und müssen zu den im Detektor nachweisbaren Hadronen in Verbindung gebracht werden. Bevor die in diesem Kapitel verwendeten analytischen Formeln für das Impulsspektrum vorgestellt werden, sollen daher zunächst Modelle zur Beschreibung der Hadronisationeffekte dargestellt werden.

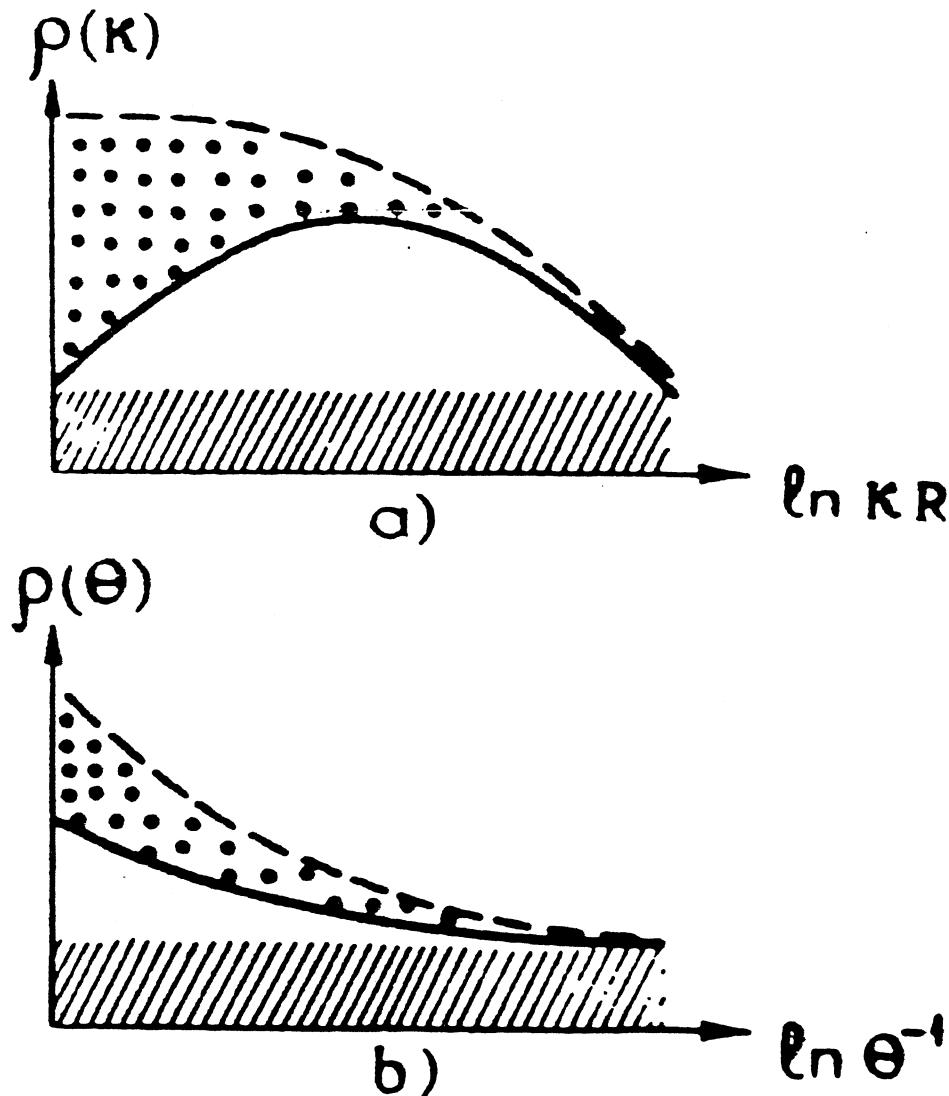


Abbildung 6.6:

Einfluß der Kohärenz auf einige Parton- Spektren. Abbildung 6.6a illustriert den Einfluß von Kohärenz auf das Teilchenimpulsspektrum, Abbildung 6.6b zeigt den Einfluß auf die Winkelverteilung der Partonen zur Ereignisachse (nach [28] und [10]). Durchgezogene Linien deuten die Spektren unter Berücksichtigung von Kohärenz an, gestrichelte Linien zeigen die Spektren ohne Kohärenz.

6.2 Einfluß der Hadronisation

Es gibt eine Vielzahl von Monte Carlo Programmen zur Beschreibung der Transformation von Farbladung tragenden Partonen in farbneutrale Hadronen. Alle QCD Monte Carlo Programme beschreiben diesen Übergang mit phänomenologischen Modellen. Im folgenden Abschnitt 6.3 werden drei dieser Modelle kurz erläutert. Eine umfassende Beschreibung der gegenwärtig meist benutzten QCD Monte Carlo Programme findet sich in Teil 3 von [103]. In der vorliegenden Arbeit soll jedoch auch ein direkter Vergleich zwischen analytischen theoretischen Vorhersagen für das Gluonen- Impulsspektrum und dem gemessenen Impulsspektrum geladener Teilchen durchgeführt werden. Dazu wird ein Modell über den Einfluß des Hadronisationsprozesses auf das Teilchenspektrum benötigt, das im Zusammenhang mit analytischen Formeln verwendet werden kann.

Selbst wenn die Entwicklung des Parton- Schauers bis zu Parton- Energien von ca. 1 GeV störungstheoretisch berechenbar ist, gibt es bisher und auf absehbare Zeit kein Modell, das die Hadronisation im Rahmen der QCD beschreiben kann [66]. Basierend auf gundsätzlichen Eigenschaften der QCD wurden aber qualitative Vorstellungen über die Beziehung zwischen Partonen und den daraus entstehenden Hadronen entwickelt. Beim "Preconfinement" [11] [5] [65] tendieren Partonen dazu, Farb- Singlett- Cluster zu bilden. Diese Cluster werden interpretiert als nicht meßbare Resonanzzustände, die in bekannte meßbare Resonanzen zerfallen. Ein solches Schema wird beispielsweise im Programm HERWIG benutzt [67], bietet jedoch noch keine direkte Möglichkeit zum Vergleich von analytischen Formeln für das Parton- Spektrum mit den Hadronverteilungen.

Abgeleitet aus der Idee des Preconfinement ist die Hypothese einer "lokalen- Parton- Hadron- Dualität" (LPHD, [27] [8]). Ähnlich wie beim Preconfinement wird auch bei der LPHD angenommen, daß das Confinement nur Teile eines Parton- Systems beeinflußt. Nach den Vorstellungen der LPHD gibt es keine weitreichenden Effekte der Starken Wechselwirkung, wie sie beispielsweise im LUND- String Modell [6] auftreten. Bei LPHD soll der Einfluß des Confinement auf die Teilchenspektren aus harten Prozessen bei großen Schwerpunktsenergien klein sein. Ist die Hypothese einer lokalen Parton- Hadron- Dualität korrekt, so können die Parton- Spektren über universelle Koeffizienten (wie Normierungsfaktoren) zu den meßbaren Hadronenspektren in Beziehung gesetzt werden, die unabhängig von der Schwerpunktsenergie sind. Ein direkter Vergleich der störungstheoretisch berechneten Parton- Spektren mit den gegenwärtig nicht berechenbaren Hadronenspektren sollte somit möglich sein, ohne daß ein Monte Carlo Modell zur Beschreibung der Hadronisation verwendet werden muß.

Zum Vergleich der Messung des Impulsspektrums geladener Teilchen mit analytischen Vorhersagen für Partonen soll daher angenommen werden, daß die Spektren von Partonen und Hadronen bis auf einen Proportionalitätsfaktor gleich sind. Somit bieten sich zwei Methoden an, die QCD Vorhersagen mit den gemessenen Daten zu vergleichen. Erstens können analytische Rechnungen direkt mit dem Teilchenimpulsspektrum verglichen werden. Zweitens können QCD Monte Carlo Modelle verwendet werden, in denen zunächst ein Parton- Schauer entsprechend den QCD Vorstellungen erzeugt wird, die aber auch die Hadronisation explizit berücksichtigen.

6.3 QCD Monte Carlo Modelle

Anstelle dieser einfachen Vorstellungen zum Einfluß der Hadronisation werden üblicherweise Monte Carlo Simulationen benutzt, um den Übergang der Farbladung tragenden Partonen in farbneutrale Hadronen zu beschreiben. In den Monte Carlo Modellen wird zunächst eine Parton- Kaskade entsprechend den berechneten QCD Matrixelementen oder mit einem Parton- Schauer Formalismus simuliert. Die zum Teil sehr komplexen Modelle zur Beschreibung der Fragmentation basieren in der Regel auf phänomenologischen Vorstellungen. Sie bieten den Vorteil, daß die Teilchenmassen und Zerfälle explizit berücksichtigt werden können. Im Verlauf dieses Kapitels werden neben analytischen QCD Rechnungen auch Vorhersagen dreier verschiedener Parton- Schauer Monte Carlo Modelle mit dem Impulsspektrum geladener Teilchen verglichen. Die dort verwendeten Fragmentationsmodelle sollen hier konzeptionell vorgestellt werden.

Im String- Modell [6] bildet sich zwischen zwei sich voneinander entfernenden Partonen ein röhrenförmiges (Farb-) Kraftfeld mit konstanter Feldstärke. Die entsprechende potentielle Energie steigt somit linear mit dem Abstand der Partonen an. Ist die potentielle Energie groß genug zur Erzeugung z.B. eines $q\bar{q}$ -Paares, bricht das Kraftfeld auf und es bildet sich zwischen den Partonen ein farbneutrales $q\bar{q}$ - Paar. Die so erzeugten Quarks kombinieren miteinander zu farbneutralen Hadronen. Ist die invariante Masse eines Quark-Antiquark- Paars groß genug, können weitere $q\bar{q}$ - Paare erzeugt werden. Jedes bei einem Aufbrechen des Kraftfeldes erzeugte Hadron erhält einen Anteil der Energie des Systems, der entsprechend einer "Fragmentationsfunktion" $f(z)$ bestimmt wird. Die verbleibende Energie reduziert sich entsprechend. Die Fragmentationsfunktion $f(z)$ ist abhängig von der Masse der erzeugten Quarks und muß empirisch bestimmt werden. Das String- Modell wird von der Standardversion des JETSET Monte Carlo Programms [91] zur Beschreibung der Fragmentation benutzt.

Im Cluster- Modell werden Partonen aus der Parton- Schauer Entwicklung zu farbneutralen "Clustern" zusammengefaßt. Das Cluster- Modell entstand aus der "Preconfinement"- Hypothese [11] [5] [65]. Parton- Cluster entsprechen kurzlebigen Resonanzzuständen, die entweder in leichtere Cluster oder (in der Regel zwei) Hadronen zerfallen. Dieses Modell wird im HERWIG Monte Carlo Programm [67] benutzt und bietet den Vorteil einer relativ einfachen Struktur, enthält weniger freie Parameter als das String- Modell und benötigt keine Fragmentationsfunktion. Es scheint allerdings Schwächen aufzuweisen bezüglich der Fragmentation von schweren Quarks [90], im Bereich großer $x = 2E_{had}/E_{cm}$ [68] und bei der Erzeugung von Baryonen [90] [68].

In unabhängigen Fragmentationsmodellen (Independant Fragmentation, z.B.[36]) wird im Gegensatz zur Cluster- oder String- Fragmentation angenommen, daß jedes Parton unabhängig fragmentiert. Alle Reaktionen finden in solchen Modellen innerhalb eines Jets statt. Ähnlich wie beim String- Modell werden Hadronen bei unabhängiger Fragmentation entsprechend den mit der Fragmentationsfunktion definierten Wahrscheinlichkeiten über eine iterative Prozedur erzeugt. Durch die Beschränkung auf einzelne Parton- Jets und Vernachlässigung von Wechselwirkungen zwischen Partonen lassen sich Modelle der unabhängigen Fragmentation einfacher in Computersimulationen implementieren. Diese Modelle der unabhängigen Fragmentation führen zur Verletzung von Flavour-, Impuls- und Energieerhaltung während des Fragmentationsprozesses [90], so daß zum Abschluß der Fragmentation besondere Vorkehrungen getroffen werden müssen, um die Erhaltung von Flavour, Impuls und Energie nachträglich sicherzustellen. Das in den folgenden Abschnitten verwendete Modell der unabhängigen Fragmentation nach Field und Feynman steht als Option im Rahmen des JETSET Programms zur Verfügung.

6.4 Analytische Vorhersagen des Teilchenimpulsspektrums

Nachdem über die Hypothese einer lokalen Parton- Hadron- Dualität die Parton- Spektren und die meßbaren Hadronenspektren direkt miteinander verknüpft werden können, sollen die im weiteren Verlauf dieses Kapitels diskutierten Vorhersagen der QCD für das Teilchenimpulsspektrum vorgestellt werden. Alle hier vorgestellten analytischen Formeln gelten für relativistische Teilchen im Bereich des Maximums der $\ln(1/x)$ -Verteilung. In der "Modified Leading Log Approximation" (MLLA) [26] [28] [29] wird für das Hadron- Impulsspektrum²⁴ folgender Ausdruck gegeben:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\ln(1/x)} = \frac{4n_c}{bB(B+1)} Y \times \int_{a-i\infty}^{a+i\infty} \frac{d\omega}{2\pi i} x^{-\omega} K^h(\omega, M_h) \Phi(\omega, Y) \quad (6.3)$$

²⁴ Die QCD Formeln wurden für masselose Gluonen abgeleitet und unterscheiden daher nicht zwischen **Impuls** und **Energie**. Die beobachteten Energie- und Impulsspektren der Hadronen sind nur für relativistische Teilchen ähnlich. Da hier nicht identifizierte geladene Teilchen untersucht werden, wird das Hadron- Impulsspektrum mit den Vorhersagen verglichen. Nach [10] sollten die Spektren unterschiedlicher Teilchenarten verschieden sein.

$$b = \frac{11}{3} n_c - \frac{2}{3} n_f \quad (6.4)$$

$$a = \frac{11}{3} n_c + \frac{2}{3} \frac{n_f}{n_c^2} \quad (6.5)$$

$$B = \frac{a}{b} \quad (6.6)$$

$x = \frac{2E}{E_{cm}} = \frac{2p}{E_{cm}}$ ist die skalierte Gluon- Energie, $Y = \ln\left(\frac{E_{cm}}{2\Lambda_{eff}}\right)$ beschreibt die effektive Härte eines Ereignisses, Λ_{eff} ist der Skalenparameter, der die untere Grenze der QCD Störungsrechnung in q definiert, n_c ist die Anzahl der Farben (3), n_f ist die Anzahl der im Parton- Schauer produzierten Quark- Flavours und Φ ist die konfluente hypergeometrische Reihe [69]. Das Ergebnis des Parton- Schauers und der Einfluß der Fragmentation auf das Spektrum sind hier faktorisiert in K^h und Φ . Die durch $K^h(\omega, M_h)$ beschriebene Hadronisation eines Teilchens der Masse M_h ist zunächst nicht bekannt. Für den Fall, daß Partonen unabhängig voneinander fragmentieren und LPHD gültig ist, reduziert sich $K^h(\omega, M_h)$ auf eine Konstante $K(Y)$, die asymptotisch unabhängig von E_{cm} ist [29] [8]. In diesem Fall enthält Gleichung (6.3) nur einen effektiven Skalenparameter Λ_{eff} und einen Normierungsfaktor K als freie Parameter.

Prinzipiell lassen sich diese beiden Parameter durch eine Anpassung der Formel (6.3) an das gemessene Teilchenimpulsspektrum bestimmen. Dazu ist es notwendig, die Gleichung (6.3) numerisch zu integrieren, was bei einem Integrationsbereich von $-\infty < \text{Im}(\omega) < +\infty$ wegen des beschränkten numerischen Bereiches eines Computers nicht möglich ist.²⁵ Dies führt zu einem Verlust der Normierung bei großen $x \rightarrow 1$ und kleinen $x \rightarrow 0$ [31]. Um eine genauere numerische Integration durchführen zu können, wird daher eine alternative Darstellung des MLLA- Gluonen- Impulsspektrums (6.3) bevorzugt [26] [58]:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\ln(1/x)} = \frac{4n_c}{b} \Gamma(B) K(Y) \int_{\alpha_0 - i\frac{\pi}{2}}^{\alpha_0 + i\frac{\pi}{2}} \frac{dt}{\pi} e^{-B\alpha} \left[\frac{C(\alpha, \ln(1/x), Y)}{\frac{4n_c}{b} Y \frac{\alpha}{\sinh \alpha}} \right]^{\frac{B}{2}} I_B(\sqrt{D(\alpha, \ln(1/x), Y)}) \quad (6.7)$$

$$D(\alpha, \ln(1/x), Y) = \frac{16n_c}{b} Y \frac{\alpha}{\sinh \alpha} C(\alpha, \ln(1/x), Y)$$

$$C(\alpha, \ln(1/x), Y) = \cosh \alpha + \left(\frac{2\ln(1/x)}{Y} - 1 \right) \sinh \alpha$$

mit $\alpha = \alpha_0 + i \cdot \tau$. α_0 wurde entsprechend $\tanh(\alpha_0) = \left(1 - \frac{2\ln(1/x)}{Y}\right)$ definiert²⁶. I_B ist die modifizierte Bessel- funktion B- ter Ordnung. Die numerische Integration der Formel (6.7) ist problemlos. Analog zu (6.3) wurde ein Normierungsfaktor $K(Y)$ zur Beschreibung des Einflusses der Hadronisation eingeführt, so daß mit Gl.(6.7) eine Darstellung des Hadronenspektrums existiert, die lediglich die zwei freien Parameter Λ_{eff} und

²⁵ Tatsächlich war eine Beschränkung des Integrationsbereichs auf $|\text{Im}(\omega)| < 1.5$ notwendig.

²⁶ In [26] wurde auf Grund eines Druckfehlers $\tan(\alpha_0)$ angegeben. Jedoch sollte $\tanh(\alpha_0)$ benutzt werden [31] [58].

$K(Y)$ enthält. Für asymptotisch große Energien und im Bereich des Maximums der Verteilung können (6.3) und (6.7) durch eine Normalverteilung approximiert werden [28] [29]:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\ln(1/x)} \approx N(Y) \sqrt{\frac{c_1}{\pi Y^{3/2}}} \exp \left[\frac{-c_1(\ln(1/x) - \ln(1/x_0))^2}{Y^{3/2}} \right] \quad (6.8)$$

$$N(Y) = C(Y) Y^{1/4 - B/2} \exp \left[\frac{B}{c_2} \sqrt{Y} \right] \quad (6.9)$$

mit $c_1 = \sqrt{36n_e/b}$ und $c_2 = B \sqrt{\frac{b}{16n_e}}$. x_0 ist die Position des Maximums der Normalverteilung und wird mit

$$\ln\left(\frac{1}{x_0}\right) = \frac{1}{2} Y + c_2 \sqrt{Y} + O(1) \quad (6.10)$$

eindeutig für alle Schwerpunktsenergien vorhergesagt, sobald Λ_{eff} und $O(1)$ bekannt sind. $O(1)$ enthält Beiträge höherer Ordnung und sollte bei genügend hoher Schwerpunktsenergie konstant sein [30] [58] [98]. Der dritte freie Parameter in (6.8) ist der Normierungsfaktor $C(Y)$ in $N(Y)$.

Ein ähnliches Ergebnis, das jedoch durch eine LLA-Rechnung unter Einschluß der nächsthöheren Ordnung in $\sqrt{\alpha_s}$ von Webber und Fong erhalten wurde, beschreibt das $\ln(1/x)$ -Spektrum als gaußähnliche Verteilung, in der neben der Varianz σ höhere Momente berücksichtigt werden [38]²⁷:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\ln(1/x)} = \frac{N(Y)}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{8}k - \frac{1}{2}s\delta - \frac{2+k}{4}\delta^2 + \frac{1}{6}s\delta^3 + \frac{1}{24}k\delta^4 \right] \quad (6.11)$$

$$\delta = (\ln(1/x) - \bar{\ln}(1/x))/\sigma \quad (6.12)$$

$$\bar{\ln}(1/x) = \ln(1/x_0) + O(1)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{(\ln(1/x) - \bar{\ln}(1/x))^2}{3}} = \sqrt{\frac{Y}{3}} \sqrt{\frac{\beta Y}{48}} \left(1 - \frac{\beta}{64} \sqrt{\frac{48}{\beta Y}} \right) + O(Y^{-1/4}) \quad (6.13)$$

$$s = \frac{(\ln(1/x) - \bar{\ln}(1/x))^3}{\sigma^3} = -\frac{\rho}{16} \sqrt{\frac{3}{Y}} \sqrt{\frac{48}{\beta Y}} + O(Y^{-5/4}) \quad (6.14)$$

$$k = \frac{(\ln(1/x) - \bar{\ln}(1/x))^4}{\sigma^4} - 3 = -\frac{27}{5Y} \left(\sqrt{\frac{\beta Y}{48}} - \frac{\beta}{24} \right) + O(Y^{-3/2}) \quad (6.15)$$

Für $n_e = 3$ ist $\beta = b$ und $\rho = a$ (s. (6.5) und (6.4)). In (6.11) ist $\bar{\ln}(1/x)$ der Mittelwert der Verteilung und $N(Y)$ die mittlere Multiplizität für die jeweilige Schwerpunktsenergie:

²⁷ In [38] wird Y definiert als $Y = \ln(E_{cm}/\Lambda_{\text{eff}})$, während in der MLLA ein Wert von $Y = \ln(E_{cm}/2\Lambda_{\text{eff}})$ benutzt wird. Nach [98] [58] sind die theoretischen Rechnungen noch nicht genau genug, um zwischen diesen zwei Definitionen zu unterscheiden. Hier soll $Y = \ln(E_{cm}/2\Lambda_{\text{eff}})$ benutzt werden.

$$\ln(N(Y)) = \frac{\sqrt{96\pi}}{\beta\sqrt{\alpha_s(E_{cm}^2)}} + \left(\frac{1}{4} + \frac{10n_f}{27\beta}\right) \ln(\alpha_s(q^2 = E_{cm}^2)) + O_N(1) \quad (6.16)$$

$N(Y)$ enthält damit zwei a priori nicht bekannte Terme, α_s und einen Term höherer Ordnung $O_N(1)$. Zur Reduktion der Anzahl der freien Parameter bei der Anpassung dieser Formel an das Teilchenimpulsspektrum werden die Terme höherer Ordnung in σ , s und k nicht berücksichtigt. Aus dem gleichen Grund wird auch $N(Y)$ als freier Parameter verwendet. Damit hat die Formel (6.11) wie (6.8) drei freie Parameter, die aus einer Anpassung des Spektrums bestimmt werden müssen:

1. die mittlere Multiplizität $N(Y)$,
2. den $O(1)$ -Term der Position des Mittelwerts und
3. den effektiven Skalenparameter Λ_{eff}

Alle hier vorgestellten analytischen Vorhersagen für das Teilchenimpulsspektrum wurden unter Berücksichtigung von Kohärenzeffekten entwickelt. Eine einfache analytische Formel für ein nicht-kohärentes Modell wurde in [29] gegeben:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\ln(1/x)} \approx F_{\text{inc}} \cdot \exp \left[\frac{2\alpha_s n_c}{\pi} \ln\left(\frac{1}{x}\right) \left[\ln\left(\frac{E}{Q_0}\right) - \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1}{x}\right) \right] \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6.17)$$

F_{inc} ist ein Normierungsfaktor, $E = E_{\text{cm}}/2$ ist die halbe Schwerpunktsenergie, Q_0 ist der "Cutoff"-Parameter und x ist die skalierte Parton- Energie. In dieser Parametrisierung des Teilchenimpulsspektrums wurde keine Ordnung der Emissionswinkel im Parton- Schauer verlangt und damit der wichtigste Einfluß der Kohärenz in Jets nicht berücksichtigt²⁸. Die Position des Maximums $\ln(p_0)$ ist in (6.17) unabhängig von der Schwerpunktsenergie.

Da bei Vernachlässigung des Einflusses der Kohärenz im Parton- Schauer die Produktionsrate mit abnehmender Parton- Energie immer größer wird, bis die minimale Parton- Energie Q_0 (Cutoff- Parameter) erreicht wird, wird eine Reduktion der Hadron- Produktionsrate in nicht-kohärenten Modellen allein dadurch erreicht, daß Hadronen schwere Teilchen sind. Der Einfluß der Hadron- Massen bewirkt eine Unterdrückung der Produktion von Hadronen mit kleinen Impulsen. Auf diese Weise entsteht auch in Modellen, die Kohärenz nicht einschließen, eine Reduktion der Produktionsrate bei kleinen Impulsen und damit ein Maximum in der $\ln(1/x_p)$ - Verteilung. Dies ist jedoch ein reiner Phasenraumeffekt. Da die Hadronenmassen nicht energieabhängig sind, ist der relative Einfluß dieser Effekte auf das Teilchenimpulsspektrum unabhängig von der Schwerpunktsenergie. In nicht-kohärenten Modellen ändert sich die Position des Maximums $\ln(p_0)$ der $\ln(p)$ - Verteilung nicht, während in $\ln(1/x_p) = \ln\left(\frac{E_{\text{cm}}}{2p}\right)$ eine lineare Abhängigkeit des Maximums von der Schwerpunktsenergie entsprechend $\ln(1/x_0) = b\ln(E_{\text{cm}}) + c$ mit $b = 1$ erwartet wird. Die von der Theorie vorhergesagte E_{cm} - Abhängigkeit der Position des Maximums ist somit ein weiterer wichtiger Hinweis auf Kohärenzeffekte in Parton- Schauern. Die Hadronisation findet in einem Parton- Energiebereich statt, der für alle Schwerpunktsenergien gleich ist. Der Einfluß der Hadronisation auf das Teilchenimpulsspektrum bei fester Schwerpunktsenergie ist nicht bekannt. Da bisher noch kein Beweis für die LPHD erbracht wurde, sollte daher eine Untersuchung des Impulsspektrums in Abhängigkeit von E_{cm} weitere Rückschlüsse auf die Eigenschaften des zugrundeliegenden Parton- Spektrums erlauben.

²⁸ Zur Ableitung dieser Formel wurde eine konstante Kopplung α_s angenommen.

Detaillierte Vorhersagen für nicht-kohärente Modelle können wegen der infraroten Divergenzen gegenwärtig nur in Monte Carlo Simulationen gemacht werden. In Monte Carlo Rechnungen ist das resultierende Teilchenimpulsspektrum stark abhängig von den verwendeten Fragmentationsmodellen und deren Parametern. Durch eine geeignete Wahl der Parameter läßt sich bei den meisten QCD Monte Carlo Programmen wahrscheinlich eine gewisse Übereinstimmung mit den Daten erreichen. Der Einfluß der Fragmentationsmodelle auf die Abhängigkeit des Impulsspektrums von E_{cm} wird später diskutiert werden.

Bevor ein Vergleich der experimentellen Daten mit den theoretischen Vorhersagen durchgeführt wird, soll zunächst die Ereignisselektion und die Korrektur der Daten beschrieben werden.

6.5 Datennahme und Ereignisselektion

Die hier vorgestellte Analyse basiert auf einer integrierten Luminosität von insgesamt 1.3 pb^{-1} und schließt alle multihadronischen Zerfälle des Z^0 ein, die im Jahre 1989 mit dem OPAL Detektor bei Schwerpunktsenergien zwischen 88.3 und 95.0 GeV registriert wurden. Die Ereignisselektion wurde in drei Schritten durchgeführt.

Multihadronische Ereignisse haben eine sehr klare Signatur und können bereits anhand der Triggerinformationen mit hoher Effizienz erkannt werden. Bereits Online wurde überprüft, ob ein Ereignis die für multihadronische Zerfälle des Z^0 definierten Triggerbedingungen erfüllt. Für den Online-Trigger wurden Informationen aus dem elektromagnetischen Kalorimeter und den Flugzeitzählern benutzt. Falls die Jetkammer betriebsbereit ist, kann zusätzlich ein schneller Spurtrigger zur Ereignisselektion herangezogen werden. Die hauptsächlichen Trigger für multihadronische Ereignisse sind:

- Die im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie muß mindestens 6 GeV betragen und
- mindestens drei Signale in nicht benachbarten Flugzeitzählern müssen registriert werden.

Wird die Information des Spurtriggers der Jetkammer benutzt, so wird verlangt, daß mindestens zwei geladene Spuren mit einem Transversalimpuls von mehr als $450 \text{ MeV}/c$ registriert werden, deren Vertex in der Nähe des Wechselwirkungspunktes liegt. Die auf Grund der Triggerinformationen akzeptierten Ereignisse werden zur weiteren Verarbeitung auf Magnetband gespeichert.

Basierend auf den Informationen der Flugzeitzähler und des elektromagnetischen Kalorimeters wird der zweite Schritt der Ereignisselektion durchgeführt. Ein Ereignis wird als wahrscheinlich multihadronisches Ereignis deklariert, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

1. Mindestens 8 Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter wurden gefunden.
2. Die gesamte im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie beträgt mindestens 10 % der Schwerpunktsenergie.
3. In den durch die Ebene $z=0$ getrennten Hemisphären des elektromagnetischen Kalorimeters ist etwa gleich viel Energie deponiert. Dazu wurde verlangt, daß

$$\frac{\left| \sum (E_{clus} \cos(\theta)) \right|}{\sum E_{clus}} < 0.65$$

4. In mindestens 4 Flugzeitzählern müssen spätestens 8 nsec nach dem Zusammenprall des Elektron- und Positron- Bündels Signale registriert worden sein, wenn mindestens 50 % der Energie im zylindrischen Bereich des elektromagnetischen Kalorimeters gemessen wurden.

Ist eine dieser Bedingungen nicht erfüllt, so wird das Ereignis verworfen. Die Effizienz dieser Selektion multihadronischer Ereignisse beträgt 97.7 %. Die Verluste von 2.3 % entstehen vor allem durch die geometrische Akzeptanz, die um die Strahlachse eingeschränkt ist. Der Untergrund aus kosmischer Strahlung und $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ - Ereignissen beträgt ca. 0.4 %, alle anderen Untergrundquellen sind vernachlässigbar [75]. Nach Anwendung der beschriebenen Kriterien, die allein auf Informationen der Flugzeitzählern und des elektromagnetischen Kalorimeters basieren, wurden insgesamt 26589 multihadronische Ereignisse vorselektiert, die mit betriebsbereiter Jetkammer registriert wurden.

Die Jetkammer- Spuren dieser Ereignisse wurden mit dem in Kapitel 5 vorgestellten Mustererkennungsverfahren rekonstruiert. Basierend auf den Informationen der Spurparameter wurden weitere Schnitte angewendet: Es wurde verlangt, daß ein multihadronisches Ereignis mindestens 5 gut bestimmte Spuren aufweist. Mindestens 40 Meßpunkte müssen zu einer gut bestimmten Spur assoziiert worden sein. Dieser Schnitt auf die Anzahl der Meßpunkte entspricht effektiv einem Schnitt auf den Winkel θ zwischen Spur und Strahlachse von etwa $|\cos(\theta)| < 0.92$. Weiterhin wurde verlangt, daß der Transversalimpuls p_t , die Bedingung $p_t \geq 200 \text{ MeV}/c$ erfüllt. Der Abstand d_0 des Punktes der nächsten Annäherung der Teilchenbahn in der $R\phi$ -Ebene an die Strahlachse mußte die Bedingung $|d_0| < 5 \text{ cm}$ erfüllen. Weiterhin wurde verlangt, daß die Gesamtenergie E_{charged} der mit diesen Schnitten akzeptierten Spuren mindestens 5 GeV beträgt und daß der Betrag des Kosinus des Winkels zwischen der aus den geladenen Teilchen bestimmten Thrust- Achse und der Strahlachse kleiner als 0.86 ist. Nach Anwendung aller Schnitte verbleiben insgesamt 22959 multihadronische Zerfälle des Z^0 .

6.6 Korrektur der Daten

Nachdem die multihadronischen Ereignisse selektiert und die Impulse der geladenen Teilchen bestimmt worden sind, ist es prinzipiell möglich, die experimentellen Daten mit den theoretischen Vorhersagen zu vergleichen. Allerdings enthält die experimentelle Impulsverteilung Einflüsse der geometrischen Akzeptanz und der Meßgenauigkeit des Detektors sowie der immer existierenden Fehlerquellen durch die Rekonstruktionseffizienz. Zum Vergleich der Messungen mit den theoretischen Vorhersagen müssen die gemessenen Daten auf diese Verzerrungen korrigiert werden. Dazu werden durch QCD Monte Carlo Programme erzeugte Teilchen als Eingabedaten für das in Kapitel 4 beschriebene Detektor- Simulationsprogramm benutzt. Anschließend werden die Ergebnisse der Simulation mit denselben Programmen rekonstruiert wie die Daten. Durch einen Vergleich zwischen der generierten Impulsverteilung und den Ergebnissen der Simulation können dann die notwendigen Korrekturen abgeschätzt werden. Zusätzlich zu den detektorspezifischen Korrekturen muß der Einfluß der Photon- Bremsstrahlung im Anfangszustand (Initial State Radiation) der $e^+ e^-$ - Reaktion berücksichtigt werden. Durch die Emission harter Photonen im Anfangszustand wird die im Endzustand verfügbare Gesamtenergie verkleinert. Dadurch kann das zu untersuchende Spektrum deformiert werden²⁹.

In Abbildung 6.7 werden das mit dem QCD Monte Carlo Programm JETSET 7.2 [91] generierte $\ln(p_t)$ - Spektrum und das Ergebnis einer Monte Carlo Simulation unter Einschluß von Detektoreinflüssen verglichen. Das generierte Spektrum enthält keine Einflüsse von Bremsstrahlung im Anfangszustand. Für das rekonstruierte Spektrum wurde Bremsstrahlung im Anfangszustand berücksichtigt. Abbildung 6.7 zeigt, daß es im wesentlichen zwei Einflüsse des Detektors auf die generierten Daten gibt: Vor allem bedingt durch die beschränkte geometrische Akzeptanz werden weniger Teilchen rekonstruiert als generiert. Zusätzlich zeigen sich Einflüsse der Rekonstruktionseffizienz bei kleinen Teilchenimpulsen. Nach einer auf das gemessene Spektrum f_{rec} angewandten Korrektur $c(f_{\text{rec}})$ sollte das korrigierte gemessene Spektrum im Idealfall identisch mit dem ursprünglich erzeugten Spektrum f_{orig} sein.

²⁹ Die Photon- Bremsstrahlung im Anfangszustand ist im Bereich der Z^0 - Resonanz stark unterdrückt. Es liegen hierfür sehr genaue Berechnungen vor, die es ermöglichen, diesen Einfluß zu korrigieren [103].

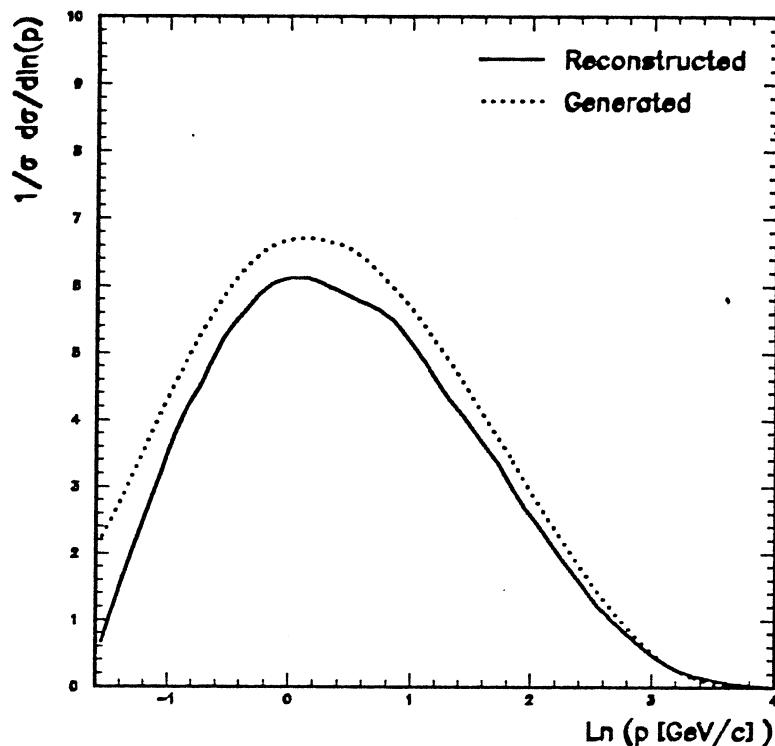


Abbildung 6.7: Rekonstruierte und generierte $\ln(p)$ -Spektren in der Simulation

Da das gemessene Spektrum ebenso wie das generierte Spektrum in Form eines Histogramms vorliegt und somit nichts anderes ist als eine besondere Art der Darstellung eines Vektors, bietet sich an, die Korrekturfunktion c in Form einer Matrix darzustellen, die mit Hilfe des Monte Carlo Programms bestimmt werden kann:

$$f_{i,orig} = c_{ij} \cdot f_{j,rec} \quad (6.18)$$

Die Matrixelemente c_{ij} berücksichtigen die Akzeptanzverluste und beschreiben die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Teilchen, das im Originalimpulsbin i liegt, durch die Rekonstruktion in das Bin j transferiert wird. Die Bestimmung einer solchen Matrix c_{ij} ist allerdings nicht trivial. Insbesondere zur genauen Bestimmung der Elemente, die nicht zur Hauptdiagonalen gehören, ist eine enorme Anzahl von Monte Carlo Ereignissen notwendig, um den statistischen Fehler der Elemente der Korrekturmatrixt klein zu halten.

Ohne wesentliche Verluste in der Genauigkeit kann eine numerisch einfache Prozedur benutzt werden: Für jedes Bin j des Spektrums wird ein Korrekturfaktor c_j bestimmt. Durch Multiplikation des Korrekturfaktors c_j mit $f_{j,rec}$ wird dann das korrigierte Spektrum bestimmt:

$$f_{j,orig} = c_j \cdot f_{j,rec} \quad (6.19)$$

Bei einer solchen Korrektur wird angenommen, daß lediglich die Diagonalelemente der Matrix c_{ij} in (6.18) bestimmt werden müssen. Um die Korrektur mit dieser Näherung durchzuführen, sollten die Nichtdiagonalelemente von c_{ij} klein sein. Die Einflüsse der Detektorauflösung müssen gering sein und die Unterschiede zwischen gemessener Verteilung und generierter Verteilung müssen durch Akzeptanzverluste dominiert werden. Dazu muß die Breite der Bins des Histogramms an die Auflösung des Detektors angepaßt ist. Ist die Breite der Bins hinreichend groß, so wird ein Teilchen aus dem Bin j der generierten Verteilung mit großer Wahrscheinlichkeit im Bin j der rekonstruierten Verteilung gemessen werden.

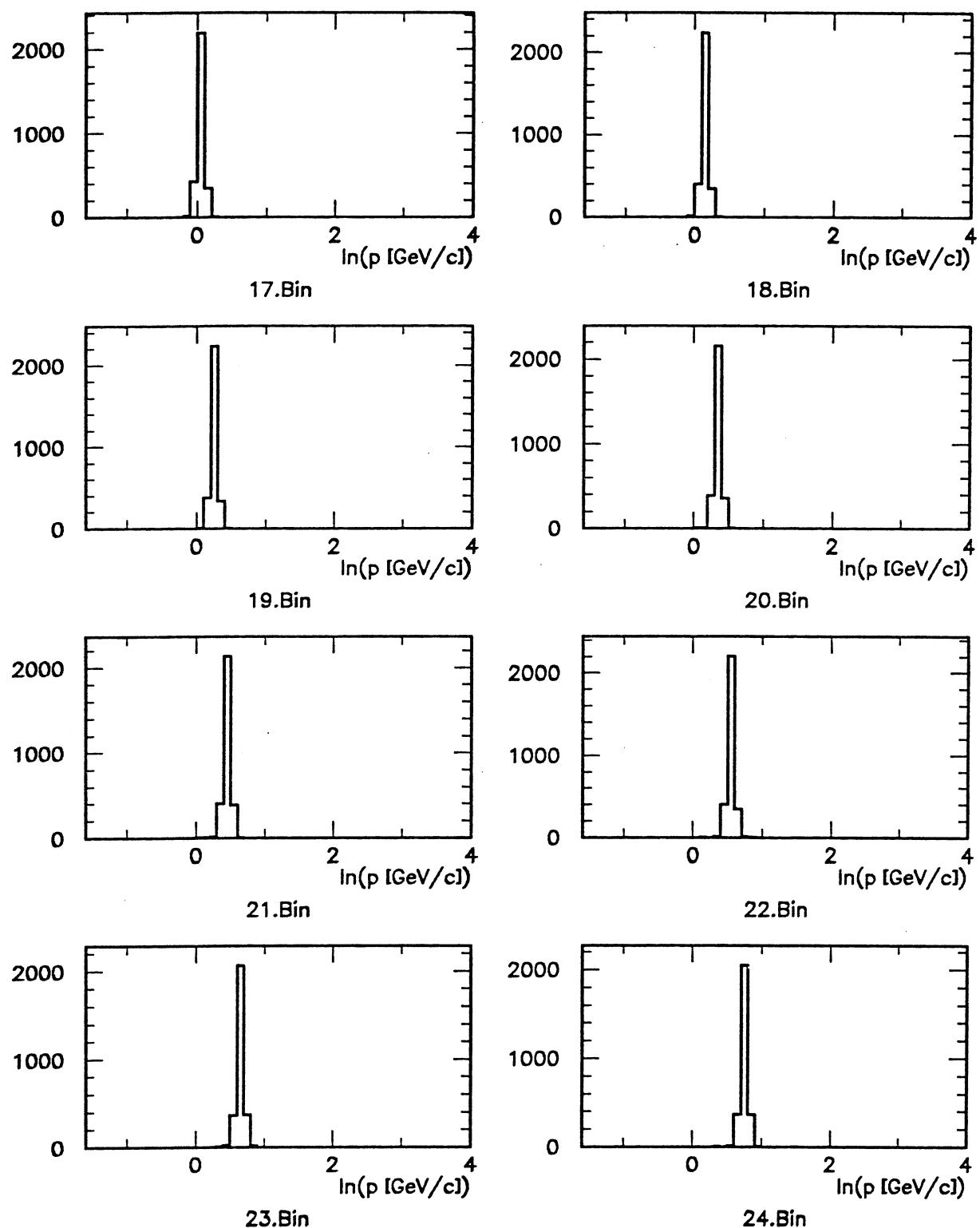


Abbildung 6.8:

Bin- zu- Bin- Wanderung im $\ln(p)$ - Spektrum. Dargestellt ist die Verteilung der generierten Bins 17–24 auf Nachbarbins als Folge der experimentellen Auflösung und Akzeptanz. Nur geringfügige "Wanderungen" in direkt benachbarte Bins werden beobachtet.

Das $\ln(p)$ - Spektrum in Abbildung 6.7 besteht aus insgesamt 56 Bins mit einer Binbreite von $\Delta \ln(p) = 0.1$. Typische Bin- zu- Bin- Wanderungen sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Man sieht, daß nur ein kleiner Teil der Spuren aus einem Bin i der generierten Verteilung nach der Rekonstruktion in einem der benachbarten Bins $(i+1)$ oder $(i-1)$ registriert wird. Ein Übergleiten in weiter entfernte Bins tritt praktisch nicht auf. Die Anwendung einer Bin- zu- Bin- Korrektur nach Gl.(6.19) ist daher für diese Analyse berechtigt. Die Korrekturfaktoren c_j werden auf folgende Weise bestimmt:

$$c_j = \frac{\left(\frac{n_{gen}(j)}{N_{gen}} \right)}{\left(\frac{n_{rec}(j)}{N_{rec}} \right)} \quad (6.20)$$

Hier ist n_{gen} die Anzahl aller generierten Teilchen im $\ln(p)$ - Bin j , n_{rec} ist die Anzahl der rekonstruierten Teilchen im $\ln(p)$ - Bin j nach Anwendung aller Schnitte, N_{gen} ist die Anzahl aller zur Bestimmung der Korrekturfaktoren benutzten generierten Ereignisse und N_{rec} ist die Anzahl der nach Anwendung aller Schnitte verbleibenden rekonstruierten Monte Carlo Ereignisse.

Abbildung 6.9 zeigt die für einen Teil der Daten³⁰ benutzten Korrekturfaktoren für das $\ln(p)$ - Spektrum. Man sieht, daß die Korrekturen im zentralen Bereich der Verteilung zwischen $\ln(p) \approx -1$ und $\ln(p) \approx +3$ relativ linear von ca. 5 % auf ca. 15 % ansteigen. Der für die hier vorgestellte Analyse interessante Bereich des Spektrums liegt bei $-1 < \ln(p) < +1$. Dort sind die Korrekturen innerhalb von statistischen Fluktuationen gleich. Der Anstieg der Korrekturfaktoren zu kleinen $\ln(p)$ ist bedingt durch die geringere Rekonstruktionseffizienz bei kleinen Impulsen. Die Verkleinerung der Korrekturfaktoren bei großen $\ln(p)$ ist begründet in Einflüssen der Detektorauflösung: Durch die Faltung des $\ln(p)$ - Spektrums mit der experimentellen Auflösung wird das Impulsspektrum bei großen Impulsen angereichert. Der Anstieg der Korrekturfaktoren bis $\ln(p) \approx 3$ ($p \approx 20 \text{ GeV}/c$) dürfte vor allem in Verlusten durch die endliche Doppelpurauflösung begründet sein.

Die Korrekturfaktoren unterliegen systematischen Unsicherheiten: Das in Kapitel 4 vorgestellte Simulationsprogramm GOPAL enthält zwar Parametrisierungen zur Beschreibung aller bekannten Einflüsse der Auflösung des Detektors, die Simulationsergebnisse sind jedoch nur eine Annäherung an die wahren Messungen. Durch Variation der Parameter der Detektorsimulation innerhalb der in den Daten beobachteten Grenzen kann der Einfluß einer falschen Darstellung des Detektors abgeschätzt werden. Eine weitere Unsicherheit ergibt sich aus der Verwendung eines bestimmten QCD Monte Carlo Programms zur Entfaltung der Detektoreffekte. Die Wahl des Ereignisgenerators kann sich auf die Korrekturfaktoren auswirken. Daher ist es notwendig, zur Abschätzung dieses Einflusses generierte Daten aus verschiedenen QCD Monte Carlo Programmen als Eingabedaten für die Detektorsimulation zu verwenden. Durch einen Vergleich der nach Gl.(6.20) bestimmten Korrekturfaktoren kann der Einfluß des verwendeten QCD Modells auf die Korrekturfaktoren ermittelt werden. Zur Abschätzung möglicher systematischer Effekte auf die Korrekturfaktoren wurden überprüft:

1. Die Darstellung des Detektors im Simulationsprogramm,
2. die geometrische Akzeptanz und
3. die Unterschiede zwischen verschiedenen QCD Monte Carlo Programmen.

Um die Güte der Jetkammer Simulation abzuschätzen, wurden die $R\phi$ -Auflösung, die Doppelpurauflösung und die z - Auflösung variiert.

Im Falle der $R\phi$ - Auflösung zeigte sich eine gute Übereinstimmung zwischen Monte Carlo Simulation und Daten. Diskrepanzen treten nur bei sehr hohen Teilchenimpulsen auf. Vermutlich bedingt durch eine

³⁰ siehe dazu weiter unten in diesem Abschnitt

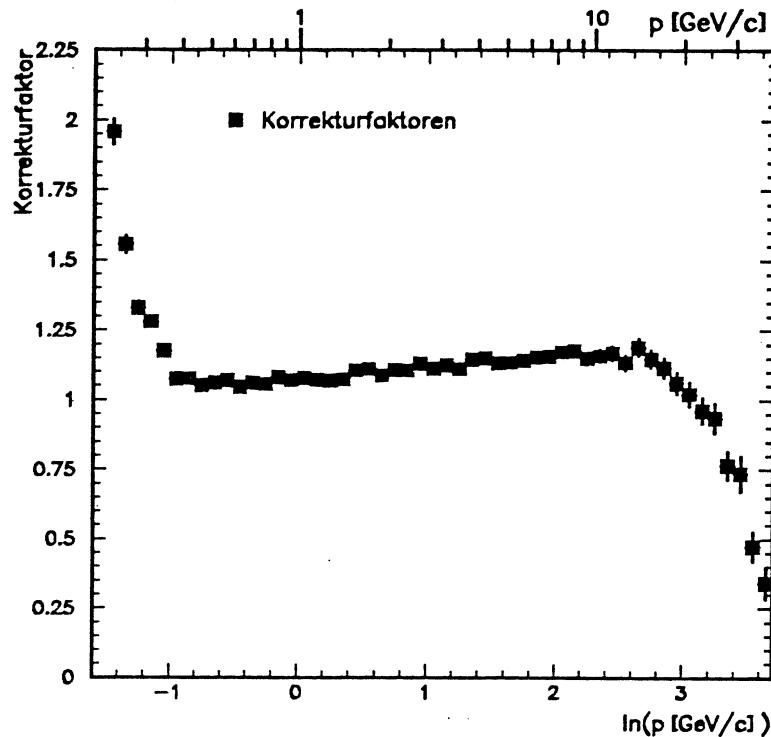


Abbildung 6.9: Korrekturfaktoren für das $\ln(p)$ - Spektrum

leichte Fehlkalibration beträgt bei Spuren mit $p = 45 \text{ GeV}/c$ die Impulsauflösung σ_p ca. 10 % in den Daten, während für das Monte Carlo Programm ein Wert von $\sigma_p \approx 6 \%$ bestimmt wurde (s. Kapitel 5 und [85]). Der Einfluß dieser Unterschiede auf das $\ln(p)$ - Spektrum ist nicht meßbar.

Zur Ermittlung des Einflusses der Doppelspurauflösung auf das Teilchenimpulsspektrum wurde die Doppelspurauflösung im Monte Carlo zwischen den realistischen Werten von 2 und 3 mm variiert. Die für diese Werte der Doppelspurauflösung bestimmten Korrekturfaktoren aus jeweils 1500 simulierten Ereignissen sind in Abbildung 6.10 dargestellt. Da die Anzahl der Ereignisse relativ gering ist, wurde für diese Abbildung ebenso wie für einige der folgenden Abbildungen die Binbreite zur Separation systematischer Effekte von statistischen Fluktuationen vergrößert. Die Korrekturfaktoren sind bei einer Doppelspurauflösung von 3 mm um ca. 1 % größer als bei 2 mm. Für die endgültige Korrektur der Daten wurde eine Doppelspurauflösung von 3 mm verwendet.

Wesentliche Abweichungen von den erwarteten Eigenschaften der Jetkammer sind bei der Messung der z - Koordinate aufgetreten. Zwar konnte für isolierte Meßpunkte eine Auflösung $\sigma_z \approx 6 \text{ cm}$ erreicht werden. Allerdings führen systematische Effekte, die momentan untersucht werden, dazu, daß die Auflösung des Spurparameters z_0 nicht den Erwartungen entspricht: Selbst bei einer simulierten z - Auflösung von $\sigma_z^{\text{sim}} \approx 15 \text{ cm}$ ist die mit simulierten Ereignissen erreichte z_0 - Auflösung besser als in den Daten der Jetkammer. Die unkorrigierten $\ln(p)$ - Spektren aus Monte Carlo Simulation und Daten stimmen gut überein (s. Abbildung 6.14). Anscheinend resultieren die angedeuteten systematischen Effekte in der z -Koordinate lediglich in einer etwas verschlechterten Impulsauflösung und beeinflussen die Form des Spektrums nicht. Um die Größe der möglichen Verzerrungen des $\ln(p)$ - Spektrums abzuschätzen, wurde die z - Auflösung σ_z zwischen 6 und 30 cm variiert. Die aus jeweils 1500 simulierten Ereignissen ermittelten Korrekturfaktoren sind in Abbildung 6.11 dargestellt. Trotz der großen Variation um einen Faktor fünf ist der Einfluß auf die $\ln(p)$ - Verteilung gering. Der systematische Fehler ist kleiner als 5 %. Insbesondere ist die beobachtete Variation für alle $\ln(p)$ - Werte ähnlich, so daß kein Einfluß auf die Form der Verteilung zu erwarten ist.

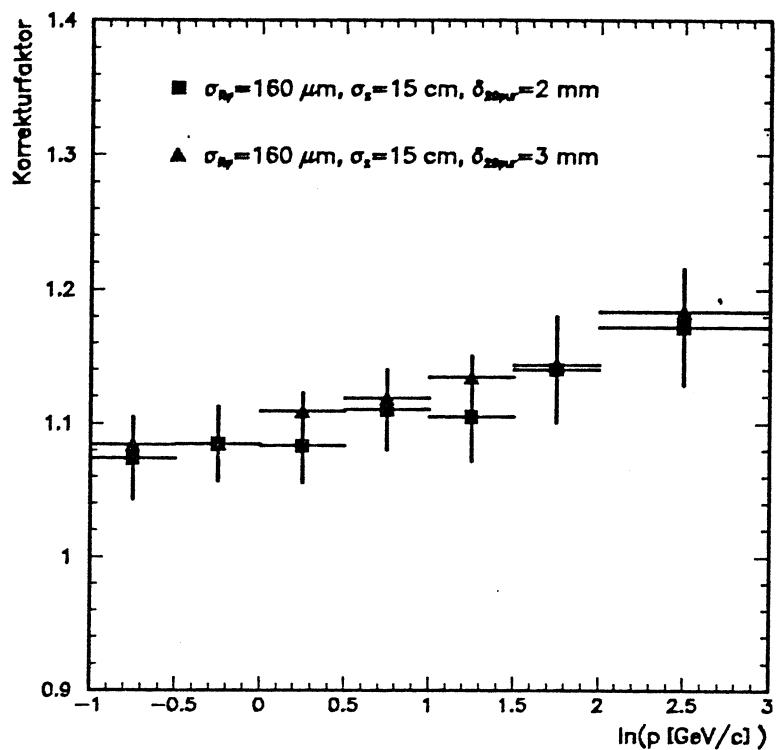


Abbildung 6.10:

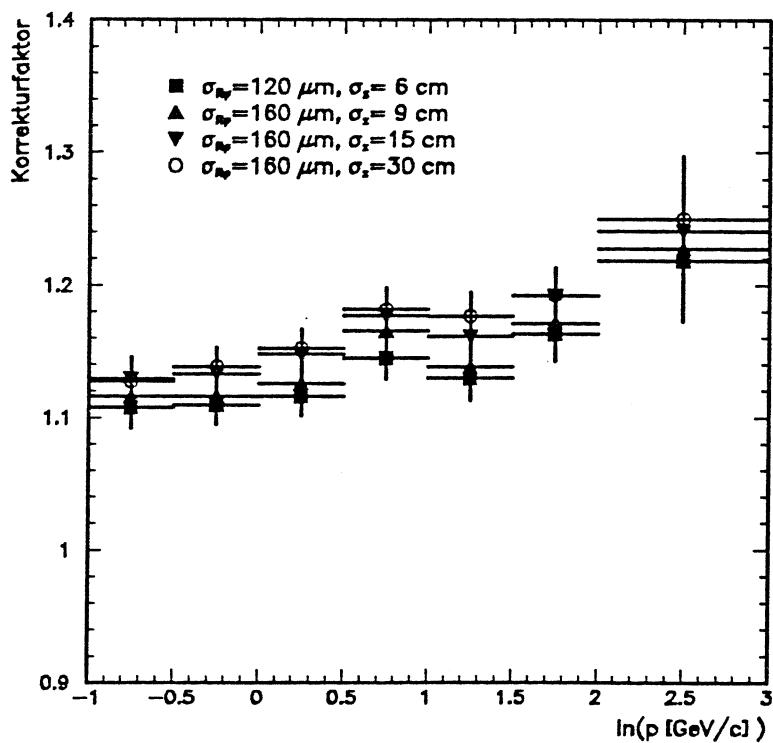
Korrekturfaktoren für das $\ln(p)$ -Spektrum als Funktion der Doppelspurauflösung

Abbildung 6.11:

Korrekturfaktoren für das $\ln(p)$ -Spektrum bei Variation der z -Auflösung.. In drei der vier Simulationen wurde eine $R\phi$ -Auflösung von $\sigma_{R\phi} \approx 160 \mu\text{m}$ verwendet. Die als Quadrate gekennzeichneten Korrekturfaktoren wurden mit $\sigma_{R\phi} \approx 120 \mu\text{m}$ generiert.

Um den Einfluß systematisch falscher θ - Winkel weiter abzuschätzen, wurden die mit der Jetkammer gemessenen Spuren innerhalb verschiedener Polarwinkelbereiche untersucht. Außerdem wurden positiv und negativ geladene Teilchen getrennt analysiert. Die Ergebnisse im Vergleich mit simulierten Ereignissen sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Dort werden die gemessenen Mittelwerte der unkorrigierten $\ln(p)$ - Verteilungen gezeigt ebenso wie die Varianz der gaußähnlichen $\ln(p)$ - Verteilung³¹. Der größere Mittelwert für Spuren, die in Vorwärtsrichtung gehen, ist bedingt durch die Winkelverteilung $(1 + \cos^2(\theta))$ der Jets. Da die meisten Jets in Vorwärtsrichtung liegen und der Teilchenimpuls im inneren Bereich eines Jets größer ist als in den Randbereichen, muß der Teilchenimpuls im Bereich $0.71 < |\cos(\theta)| < 0.93$ größer sein als im Bereich $|\cos(\theta)| < 0.71$. Die Unterschiede zwischen Daten und Monte Carlo Simulation entsprechen den Unterschieden zwischen den Ergebnissen der zwei gezeigten Monte Carlo Rechnungen.

Tabelle 6.1: Vergleich der Mittelwerte von $\ln(p)$ in Daten und QCD Monte Carlo Modellen

Der Inhalt der Tabelle bezieht sich auf insgesamt rund 15000 multihadronische Zerfälle des Z^0 , 25000 JETSET- Ereignisse und 10000 HERWIG- Ereignisse. Da der statistische Fehler klein ist, wurde auf die Angabe eines Fehlers verzichtet. Zur Selektion der Ereignisse wurden nur Spuren verwendet, die die in der Tabelle angegebenen Bedingungen erfüllen. N/Ereignis ist die mittlere Anzahl der Spuren pro Ereignis, die Einheit des Teilchenimpulses ist GeV/c.

	Alle Spuren	$0.7 \leq \cos(\theta) $ und $ \cos(\theta) \leq 0.9$	Positive Spuren	Negative Spuren
Daten				
N/Ereignis	17.85	8.56	14.67	9.17
Mittelwert ($\ln(p)$)	0.46	0.77	0.45	0.49
R.M.S. ($\ln(p)$)	1.04	0.98	1.05	1.04
JETSET				
N/Ereignis	17.96	8.59	15.17	9.30
Mittelwert ($\ln(p)$)	0.43	0.82	0.37	0.42
R.M.S. ($\ln(p)$)	1.04	0.98	1.04	1.02
HERWIG				
N/Ereignis	17.68	8.71	15.00	9.24
Mittelwert ($\ln(p)$)	0.47	0.82	0.40	0.44
R.M.S. ($\ln(p)$)	1.04	0.98	1.05	1.03

Aus den bisher vorgestellten Ergebnissen läßt sich der systematische Fehler der Korrekturfaktoren abschätzen. Der größte Beitrag zum Fehler in der absoluten Normierung entsteht durch Unsicherheiten bei der Bestimmung der z- Koordinate. Insgesamt wird der absoluten Normierung ein systematischer Fehler von 5 % zugewiesen. Keiner der untersuchten Einflüsse der Meßgenauigkeit der Jetkammer hat einen Einfluß auf die Form des Spektrums und die Position des Maximums.

³¹ Eine systematische Verformung des Spektrums würde zu einer systematischen Verschiebung des Mittelwerts führen.

Als nächstes soll der Einfluß von Akzeptanzschnitten auf die Korrekturfaktoren untersucht werden. Zum Zeitpunkt der Rekonstruktion von etwa der Hälfte der verwendeten Ereignisse existierten keine Korrekturen für Verzerrungen des Driftfeldes. Solche Verzerrungen treten vor allem im inneren und äußeren Bereich der Jetkammer auf und können zu falsch bestimmten Spurparametern führen. Infolgedessen wurden für alle Ereignisse, die vor Mitte Oktober 1989 registriert wurden, die Driftzellen 1-4 und 145-159 in allen Sektoren bei der Rekonstruktion nicht berücksichtigt. Ebenfalls wegen Feldstörungen wurden die Driftzellen 81-159 der Sektoren 1 und 2 sowie die Driftzellen 1-16 und 81-159 der Sektoren 18 und 19 nicht zur Rekonstruktion verwendet. Auf diese Weise wurde für etwa die Hälfte der Daten ein zusätzlicher Akzeptanzschnitt eingeführt. Abbildung 6.12 zeigt die Unterschiede der Korrekturfaktoren für den Fall, daß alle Driftzellen verwendet wurden ("Parameter Phase 2"), und den Fall, daß ein Teil des sensitiven Volumens nicht benutzt wurde ("Parameter Phase 1"). Man sieht, daß die Korrekturfaktoren durch den Akzeptanzschnitt über den gesamten $\ln(p)$ -Bereich parallel verschoben sind. Eine systematische Veränderung der Form der Spektren durch diesen Akzeptanzschnitt tritt also nicht auf. Zur Berücksichtigung des Akzeptanzschnitts wurden die Korrekturfaktoren getrennt für den ersten Teil und den zweiten Teil der Daten bestimmt. Anschließend wurden die korrigierten Histogramme zusammengefaßt. Der systematische Fehler in der absoluten Normierung auf Grund der verschiedenen Akzeptanzschnitte in den Daten sollte sehr klein sein (< 1 %).

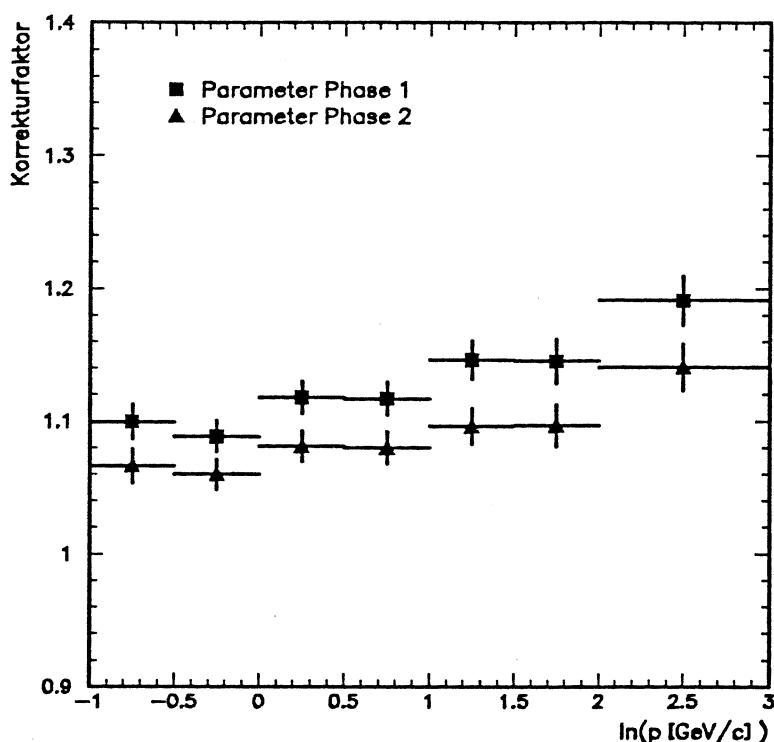


Abbildung 6.12: Korrekturfaktoren für das $\ln(p)$ -Spektrum mit verschiedenen Parametern des Rekonstruktionsprogramms

Ein Vergleich von mit zwei verschiedenen QCD Monte Carlo Programmen bestimmten Korrekturfaktoren wird in Abbildung 6.13 durchgeführt. Wegen der großen verfügbaren Ereigniszahl wurde hier die Breite der Bins wieder auf den auch in der Darstellung des Teilchenimpulspektrums verwendeten Wert von $\Delta \ln(p) = 0.1$ verkleinert. Beide QCD Modelle liefern innerhalb von ca. 0.5 % dieselben Werte für die Korrekturfaktoren. Der Einfluß der Teilchen-Generatoren auf die Korrekturen und die Form des Spektrums ist somit sehr klein.

Die endgültigen Korrekturfaktoren wurden aus einer GOPAL- Simulation bestimmt. Die Ereignisse wurden mit dem JETSET Monte Carlo Programm mit Parton- Schauer und String- Fragmentation generiert.

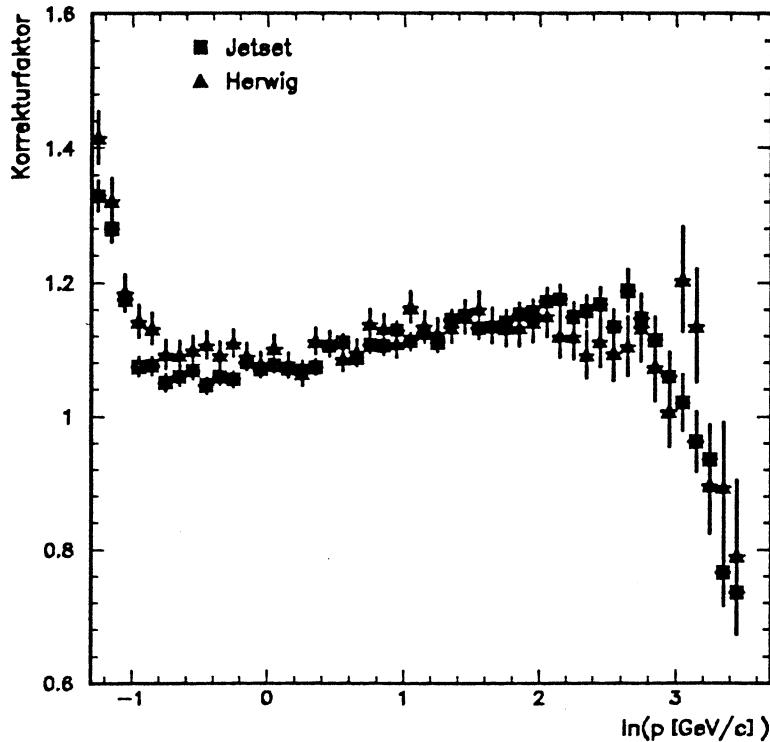


Abbildung 6.13: Korrekturfaktoren für das $\ln(p)$ - Spektrum bei Benutzung verschiedener QCD Monte Carlo Programme

Die Parameter des QCD Monte Carlo Programms stammen aus einer Anpassung an globale Ereignisverteilungen bei einer Analyse der Daten des elektromagnetischen Kalorimeters [76]. Die in der Jetkammer-Simulation verwendeten Parameter sind:

- Eine mittlere Ortsauflösung in der $R\phi$ - Ebene von $\overline{\sigma_{R\phi}} \approx 150 \mu m$,
- eine mittlere Auflösung der z - Koordinate von $\overline{\sigma_z} \approx 15 cm$ und
- eine Doppelspuraufösung $\sigma_{2Spur} = 3 mm$.

Zur Rekonstruktion der zur Bestimmung der Korrekturfaktoren benutzten Monte Carlo Ereignisse wurden dieselben Parameter verwendet wie zur Rekonstruktion der hier verwendeten multihadronischen Z^0 - Zerfälle. Zur Bestimmung der Korrekturfaktoren c_j in Gl.(6.20) wurden insgesamt 30000 voll simulierte und rekonstruierte Ereignisse N_{rec} sowie 226000 mit JETSET 7.2 generierte Ereignisse N_{gen} benutzt. Die für den zweiten Teil der Daten verwendeten Korrekturfaktoren sind in Abbildung 6.9 dargestellt. Abbildung 6.14 zeigt den Vergleich des gemessenen unkorrigierten $\ln(p)$ - Spektrums mit den Ergebnissen der Monte Carlo Simulation.

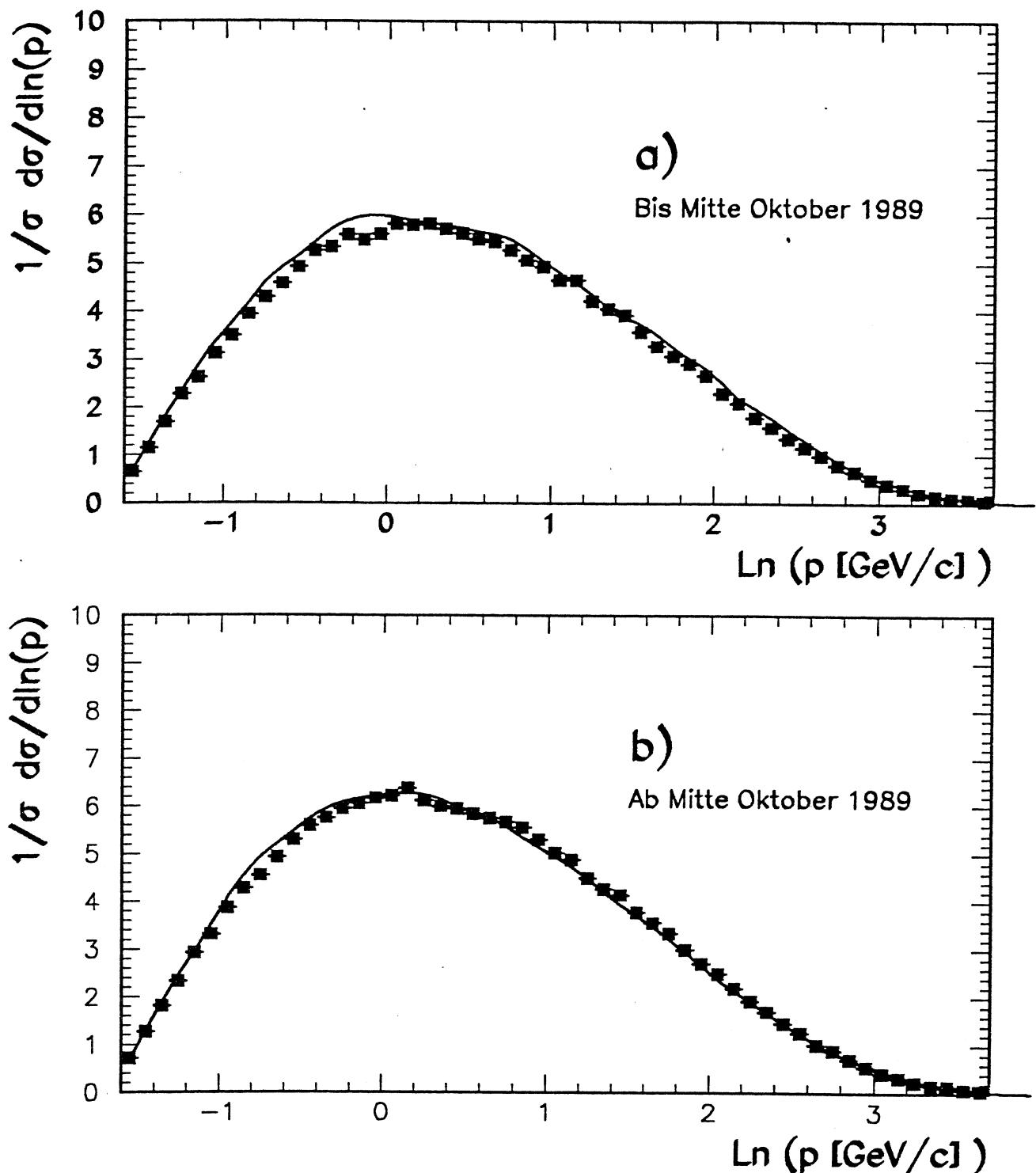


Abbildung 6.14:

Unkorrigierte $\ln(p)$ -Spektren. Die Abbildung zeigt einen Vergleich der normierten gemessenen $\ln(p)$ -Verteilung (Quadrat) mit den entsprechenden Ergebnissen der Detektorsimulation mit JETSET-Ereignissen (durchgezogene Kurven), getrennt nach den zwei Phasen der Datennahme.

6.7 Das Impulsspektrum geladener Teilchen bei 91 GeV

Nachdem gezeigt wurde, daß der systematische Fehler bei der Korrektur der Daten klein ist, können die aus der Monte Carlo Simulation bestimmten Korrekturfaktoren auf die in Abbildung 6.14 gezeigten Teilchenspektren angewendet werden. Die auf Detektorakzeptanz, Detektorauflösung und Photon- Bremsstrahlung im Anfangszustand korrigierte Impulsverteilung geladener Teilchen wird in Abbildung 6.15 und Tabelle 6.2 gezeigt.

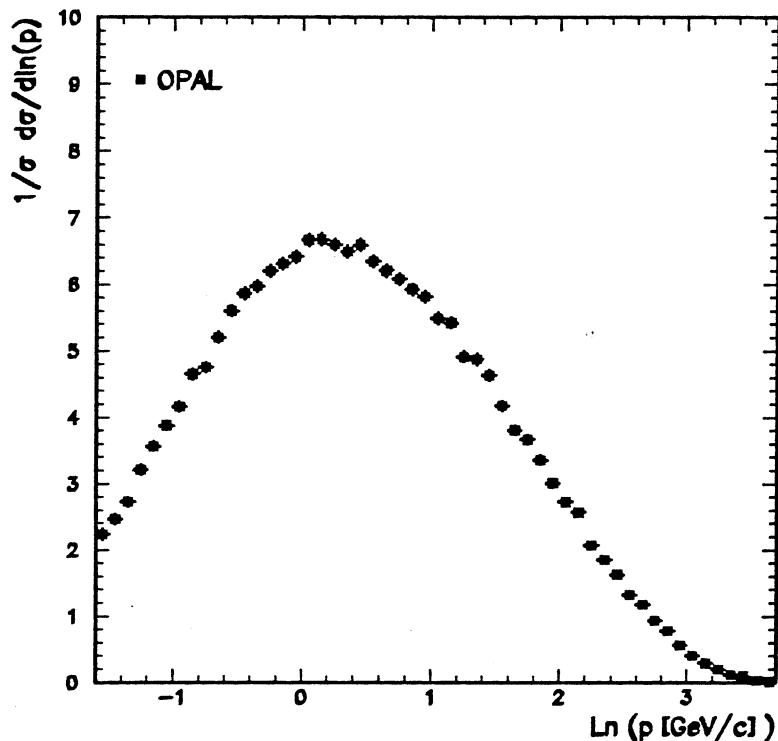


Abbildung 6.15: Korrigiertes $\ln(p)$ - Spektrum geladener Teilchen bei 91 GeV. Der geschätzte systematische Fehler von 5 % in der absoluten Normierung ist nicht dargestellt.

Das Impulsspektrum, dargestellt als $\ln(p)$, zeigt die von der Theorie erwarteten Eigenschaften. Es weist ein breites Maximum um $\ln(p) \approx 0$ auf, entsprechend einem Teilchenimpuls im Bereich des Maximums von ca. 1 GeV/c. Bezogen auf die Position des Maximums ist die Verteilung nahezu symmetrisch. Der Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts zu großen Impulsen ist bedingt durch Energie- und Impulserhaltung. Das Hauptinteresse der vorliegenden Untersuchung liegt im Bereich des Maximums sowie bei der Abnahme der Produktionsrate in Richtung kleiner Impulse. Hier sollte sich kohärente Emission von Gluonen auf das Spektrum auswirken. Um dies zu untersuchen, wird das gemessene Impulsspektrum zunächst mit den im Abschnitt 6.4 vorgestellten analytischen Vorhersagen der QCD verglichen und anschließend mit den Vorhersagen verschiedener QCD Monte Carlo Programme.

Zum Vergleich der gemessenen $\ln(p)$ - Verteilung mit den theoretischen Vorhersagen müssen zunächst die freien Parameter Λ_{eff} , die Normierung und für (6.8) und (6.11) der Term $\mathcal{O}(1)$ bestimmt werden. Dazu wurde eine Anpassung der analytischen Formeln (6.7), (6.8) und (6.11) an das gemessene Impulsspektrum durchgeführt. Die numerische Integration der MLLA- Formel (6.7) wurde mit einer Schrittweite von $d\tau \approx \Delta\tau = \pi/195 \approx 0.016$ im Intervall $\left[-\frac{\pi}{2}, +\frac{\pi}{2} \right]$ durchgeführt. Pro $\ln(p)$ - Wert wurden dabei 195 Summen-

Tabelle 6.2: Korrigierte $\ln(p)$ - Verteilung geladener Teilchen bei 91 GeV

Der geschätzte systematische Fehler von 5 % in der absoluten Normierung ist nicht dargestellt.

$\ln(p \text{ (GeV)})$	$1/\sigma \text{ d}\sigma/d\ln(p)$	$\ln(p \text{ (GeV)})$	$1/\sigma \text{ d}\sigma/d\ln(p)$
-1.6 - -1.5	2.236 ± 0.087	+1.2 - +1.3	4.914 ± 0.077
-1.5 - -1.4	2.465 ± 0.073	+1.3 - +1.4	4.874 ± 0.079
-1.4 - -1.3	2.727 ± 0.065	+1.4 - +1.5	4.636 ± 0.076
-1.3 - -1.2	3.208 ± 0.070	+1.5 - +1.6	4.177 ± 0.071
-1.2 - -1.1	3.563 ± 0.068	+1.6 - +1.7	3.806 ± 0.066
-1.1 - -1.0	3.879 ± 0.070	+1.7 - +1.8	3.664 ± 0.067
-1.0 - -0.9	4.161 ± 0.071	+1.8 - +1.9	3.360 ± 0.064
-0.9 - -0.8	4.652 ± 0.076	+1.9 - +2.0	3.011 ± 0.059
-0.8 - -0.7	4.753 ± 0.073	+2.0 - +2.1	2.726 ± 0.057
-0.7 - -0.6	5.203 ± 0.078	+2.1 - +2.2	2.568 ± 0.059
-0.6 - -0.5	5.601 ± 0.081	+2.2 - +2.3	2.065 ± 0.048
-0.5 - -0.4	5.864 ± 0.083	+2.3 - +2.4	1.848 ± 0.046
-0.4 - -0.3	5.969 ± 0.082	+2.4 - +2.5	1.628 ± 0.044
-0.3 - -0.2	6.202 ± 0.084	+2.5 - +2.6	1.323 ± 0.038
-0.2 - -0.1	6.311 ± 0.085	+2.6 - +2.7	1.177 ± 0.038
-0.1 - +0.0	6.410 ± 0.086	+2.7 - +2.8	0.932 ± 0.032
+0.0 - +0.1	6.664 ± 0.090	+2.8 - +2.9	0.781 ± 0.031
+0.1 - +0.2	6.674 ± 0.089	+2.9 - +3.0	0.566 ± 0.025
+0.2 - +0.3	6.597 ± 0.089	+3.0 - +3.1	0.404 ± 0.020
+0.3 - +0.4	6.489 ± 0.089	+3.1 - +3.2	0.292 ± 0.017
+0.4 - +0.5	6.589 ± 0.091	+3.2 - +3.3	0.204 ± 0.014
+0.5 - +0.6	6.344 ± 0.087	+3.3 - +3.4	0.117 ± 0.009
+0.6 - +0.7	6.205 ± 0.086	+3.4 - +3.5	0.099 ± 0.010
+0.7 - +0.8	6.080 ± 0.085	+3.5 - +3.6	0.034 ± 0.004
+0.8 - +0.9	5.926 ± 0.084	+3.6 - +3.7	0.015 ± 0.002
+0.9 - +1.0	5.813 ± 0.084	+3.7 - +3.8	0.002 ± 0.001
+1.0 - +1.1	5.490 ± 0.082		
+1.1 - +1.2	5.421 ± 0.082		

elemente berechnet³². Da alle analytischen Formeln nur im Bereich des Maximums gelten sollen, wurde die Anpassung auf den Bereich $-0.7 \leq \ln(p) < +1.3$ beschränkt. Im Parton- Schauer werden vorzugsweise Quark- Antiquark- Paare aus den drei leichten Quarks u, d und s erzeugt. Aus diesem Grund wurde die Anzahl der Flavour in (6.7) (6.8) und (6.11) auf $n_f = 3$ gesetzt. Die Ergebnisse der Anpassung der theoretischen Formeln (6.7), (6.8) und (6.11) an das Impulsspektrum geladener Teilchen werden in Abbildung 6.16 und Tabelle 6.3 gezeigt. Für $n_f = 5$ erhält man mit etwas unterschiedlichen Werten für Λ_{eff} und $O(1)$ mit Ausnahme der MLLA- Formel (6.7) eine ähnlich gute Beschreibung des Spektrums (s. Tabelle 6.4).

Die in Tabelle 6.3 aufgeführten Parameter sind das Ergebnis der ersten Iteration der Anpassung. Im Falle der MLLA- Formel (6.8) und der Webber- Fong- Formel (6.11) ist das Ergebnis relativ unabhängig von

³² Die Schrittweite wurde vollkommen willkürlich gewählt. Die Ergebnisse ändern sich nicht wesentlich, wenn eine etwas größere oder kleinere Schrittweite gewählt wird.

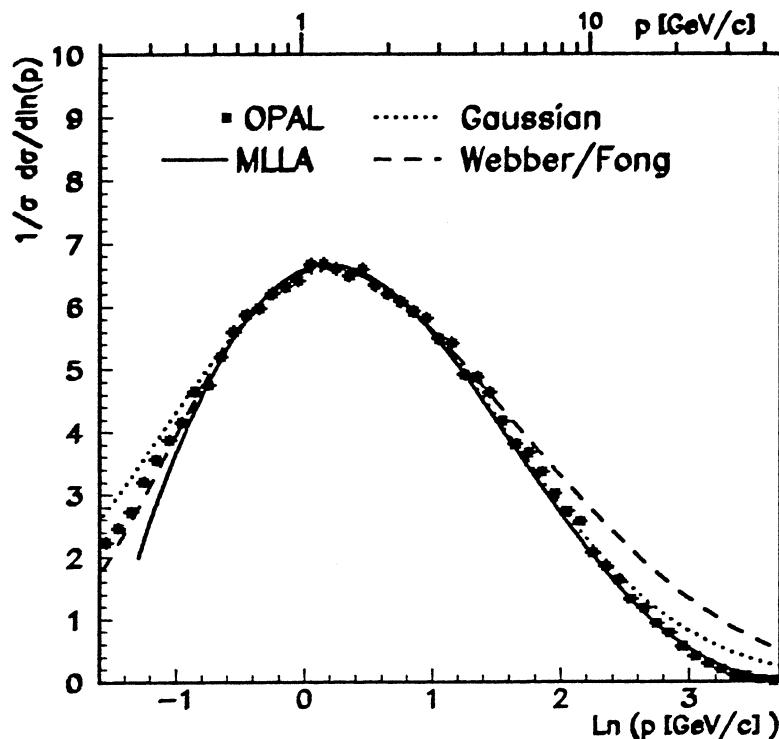


Abbildung 6.16: Vergleich der analytischen Vorhersagen mit dem $\ln(p)$ - Spektrum bei 91 GeV

Tabelle 6.3: Parameter der analytischen Vorhersagen (3 Flavours)

Angegeben werden nur die statistischen Fehler. Die Normierungsfaktoren K , C und N sind zusätzlich mit einem geschätzten systematischen Fehler von 5 % behaftet.

Analytische Formel	Erster Parameter	Zweiter Parameter	Dritter Parameter	χ^2/df
(6.7)	$\Lambda = 0.253 \pm 0.030$	$K = 1.28 \pm 0.01$		1.30
(6.8)	$\Lambda = 0.203 \pm 0.030$	$C = 0.203 \pm 0.030$	$O(1) = -0.38 \pm 0.09$	0.97
(6.11)	$\Lambda = 0.255 \pm 0.026$	$N = 21.4 \pm 0.3$	$O(1) = -1.00 \pm 0.07$	0.94

den Anfangswerten der Parameter. Bei der MLLA- Formel (6.7) kann es geschehen, daß während des Anpassungsverfahrens ein lokales Minimum erreicht wird, wenn die Anfangswerte der Parameter Λ_{eff} und K zu stark ($\sim 20\%$) von den in Tabelle 6.3 aufgeführten Werten abweichen. In diesem Falle kann die Anpassung von Gl.(6.7) scheitern. Werden in (6.7) die Anfangswerte für Λ_{eff} und K innerhalb von ca. $\pm 20\%$ variiert, ergeben sich stets Werte für K und Λ , die innerhalb der Fehler mit den in Tabelle 6.3 angegebenen Werten übereinstimmen.

Die in Tabelle 6.3 angegebenen χ^2 - Werte zeigen eine ausgezeichnete Übereinstimmung der analytischen Formeln mit dem gemessenen Teilchenspektrum in dem Bereich, in dem das Anpassungsverfahren durchgeführt wurde. Die χ^2 - Werte pro Freiheitsgrad ergeben für alle drei Formeln einen Wert von ≈ 1 .

Tabelle 6.4: Parameter der analytischen Vorhersagen (5 Flavours)

Angegeben werden nur die statistischen Fehler. Die Normierungsfaktoren K, C und N sind zusätzlich mit einem geschätzten systematischen Fehler von 5 % behaftet.

Analytische Formel	Erster Parameter	Zweiter Parameter	Dritter Parameter	χ^2/df
(6.7)	$\Lambda = 0.255 \pm 0.030$	$K = 1.18 \pm 0.01$		7.26
(6.8)	$\Lambda = 0.133 \pm 0.030$	$C = 0.151 \pm 0.030$	$O(1) = -0.69 \pm 0.09$	0.97
(6.11)	$\Lambda = 0.194 \pm 0.020$	$N = 21.5 \pm 0.3$	$O(1) = -1.30 \pm 0.07$	0.93

Die im Bereich des Maximums bestimmten Parameter der QCD Vorhersagen wurden benutzt, um die in Abbildung 6.16 gezeigten Kurven über den gesamten Impulsbereich zu zeichnen. Alle drei analytischen Formeln beschreiben den Bereich des Maximums und den Abfall zu kleinen Teilchenimpulsen sehr gut. Weiterhin wird fast der gesamte Impulsbereich durch die MLLA- Formel (6.7) (durchgezogene Linie) beschrieben. Lediglich bei sehr kleinen Impulsen ist die vorhergesagte Produktionsrate kleiner als die gemessene. Nach [58] ist dies durch Phasenraumeffekte bedingt, die bisher noch nicht im Rahmen der MLLA berücksichtigt werden. Im Falle der als Näherung von (6.7) benutzten Normalverteilung (punktierter Linie) ist zu sehen, daß sowohl bei kleinen als auch bei sehr großen Teilchenimpulsen die Produktionsrate für geladene Teilchen kleiner ist als vorhergesagt.

Die Webber- Fong- Formel (6.11) liefert eine gute Beschreibung des Teilchenspektrums bis zu sehr kleinen Teilchenimpulsen. Diese analytische Beschreibung des Spektrums wurde, ähnlich wie die MLLA- Formeln, vor allem zur Beschreibung des Spektrums bei kleinen Impulsen entwickelt, also einem Bereich, in dem Kohärenzeffekte merkbar auftreten. Das Spektrum bei großen Teilchenimpulsen ($p > 5 \text{ GeV}/c$) wird von dieser Formel nicht beschrieben.

All drei gezeigten analytischen Formeln wurden abgeleitet für das Gluonen- Spektrum am Ende eines Parton- Schauers. Die Übereinstimmung der Form der gemessenen Impulsverteilung geladener Teilchen in hadronischen Zerfällen des Z^0 mit QCD Vorhersagen für Gluonen deutet darauf hin, daß Parton- und Hadron- Spektren sehr ähnlich sind, wie es unter Annahme einer lokalen Parton- Hadron- Dualität erwartet wird. Bemerkenswert ist weiterhin, daß der aus der Anpassung nur eines Teilbereichs der $\ln(p)$ - Verteilung bestimmte Normierungsfaktor $N(Y)$ in (6.11) mit $N = 21.4 \pm 0.3$ sehr gut übereinstimmt mit den gemessenen mittleren Multiplizitäten geladener Teilchen bei $E_{cm} = M(Z^0)$ [22] [76].

Umfassendere, aber komplizierte und von vielen Parametern abhängige Beschreibungen der Transformation von Partonen in Hadronen stehen im Rahmen von QCD Monte Carlo Modellen zur Verfügung. Insbesondere werden in diesen Modellen Einflüsse der Teilchenmassen berücksichtigt, die neben den dynamischen Effekten zu einem rein kinematisch begründeten Abfall der Produktionsrate bei kleinen Teilchenimpulsen führen können. Im Folgenden soll der Vergleich einiger Monte Carlo Modelle mit den Messungen durchgeführt werden.

In Abbildung 6.17 wird das gemessene $\ln(p)$ - Spektrum mit der $\ln(p)$ - Verteilung geladener Teilchen verglichen, die von den drei Parton- Schauer Monte Carlo Programmen JETSET 7.2 [91], HERWIG 3.4 [67] und ARIADNE 3.1 [48] generiert wurden. Die Parameter der drei Programme wurden anhand von Meßgrößen optimiert, die die globale Ereignisstruktur beschreiben und mit dem elektromagnetischen Kalorimeter gemessen wurden [76]. Alle für Abbildung 6.17 benutzten Programme berücksichtigen Kohärenz bei der Emission von Gluonen im Parton- Schauer. Obwohl zur Optimierung der Programmparameter keine

Informationen geladener Spuren benutzt wurden, beschreiben die Standardversionen von JETSET, HERWIG und ARIADNE das Impulsspektrum geladener Teilchen sehr gut. Kleine Diskrepanzen können darauf zurückzuführen sein, daß die Parameter nicht an die $\ln(p)$ -Verteilung angepaßt wurden. Da die generierten Spektren aber innerhalb des geschätzten systematischen Fehlers in der absoluten Normierung des Teilchenspektrums mit der gemessenen Verteilung übereinstimmen, wurde eine weitere Optimierung der Programmparameter nicht durchgeführt.

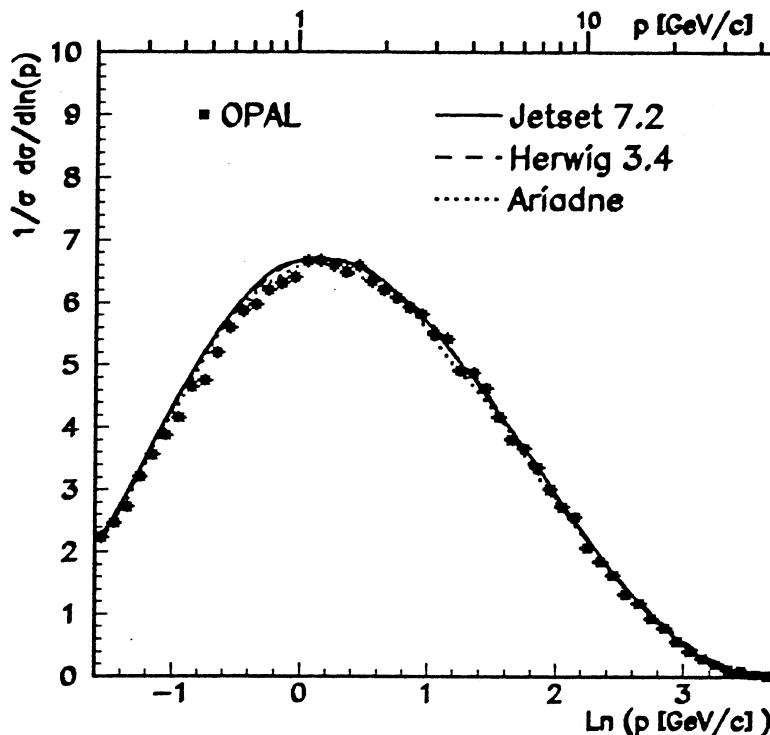


Abbildung 6.17: $\ln(p)$ -Spektrum (Monte Carlo Modelle mit Kohärenz bei 91 GeV)

Im nächsten Schritt sollen die Ergebnisse von Monte Carlo Generatoren diskutiert werden, die keine Kohärenzeffekte im Parton- Schauer berücksichtigen. Dazu werden zwei Optionen des JETSET-Programms verwendet: Zunächst wird die Kohärenz im Parton- Schauer ausgeschaltet und die Hadronisation mit der String- Fragmentation durchgeführt. Anschließend wird die String- Fragmentation durch das Modell der unabhängigen Fragmentation nach Field- Feynman [36] ersetzt. Optimierte Parameter lagen in beiden Fällen lediglich für kleine Schwerpunktsenergien vor, nicht jedoch für $E_{cm} = M(Z^0)$. Für die vorliegende Untersuchung wurde daher nach Parametern gesucht, mit denen sowohl die mittlere geladene Multiplizität als auch die Position des Maximums des $\ln(p)$ -Spektrums reproduziert werden können. Die Ergebnisse dieser Optionen des JETSET Programms sind in Abbildung 6.18 dargestellt.

Sowohl bei Verwendung der String- Fragmentation als auch bei Verwendung des Modells der unabhängigen Fragmentation wird die Produktionsrate für geladene Teilchen bei 91 GeV ohne Optimierung überschätzt. Um eine Übereinstimmung der generierten $\ln(p)$ -Verteilung mit den Daten zu erreichen, wurde im Falle der String- Fragmentation der Parameter b der Lund- Fragmentationsfunktion [6] [89] von $b = 0.32$ auf $b = 0.82$ geändert. Damit wird die Fragmentationsfunktion härter und die Anzahl der generierten Teilchen geringer. Nach der Anpassung der Fragmentationsparameter an die Daten kann somit das Impulsspektrum geladener Teilchen bei 91 GeV von einem Parton- Schauer Modell ohne Kohärenz mit String- Fragmentation beschrieben werden. Allerdings gibt es sowohl theoretische als auch experimentelle Hinweise dafür, daß durch die String- Fragmentation kohärenz- ähnliche Effekte erzeugt werden [9] [57] [96].

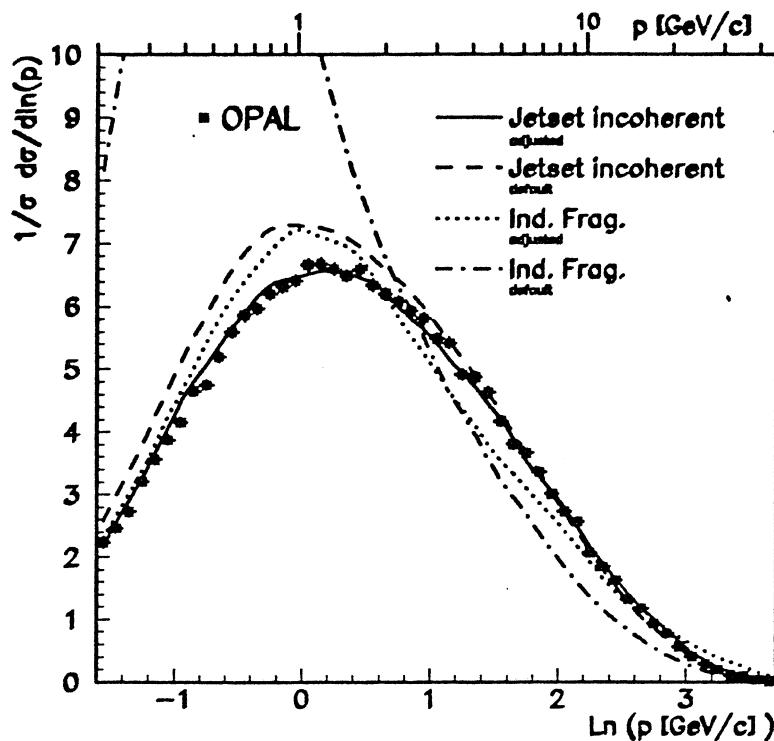


Abbildung 6.18: $\ln(p)$ - Spektrum (Monte Carlo Modelle ohne Kohärenz bei 91 GeV). Gezeigt werden die Ergebnisse vor und nach der Anpassung der Fragmentationsparameter.

Schwieriger ist die Optimierung der Parameter des Field- Feynman Modells, das keinerlei Kohärenzefekte enthalten sollte. In Abbildung 6.19 ist der Einfluß verschiedener Fragmentationsparameter des unabhängigen Fragmentationsmodells auf das Teilchenimpulsspektrum dargestellt. Obwohl in allen vier dargestellten Verteilungen die mittlere Multiplizität etwa gleich ist, unterscheiden sich die vier Spektren in der Form und in der Position des Maximums. Für die Generierung der in Abbildung 6.19 gezeigten Verteilungen wurde die Varianz der zur Generierung des Transversalimpulses der primären Hadronen benutzten Normalverteilung $\sigma(p_x)$ und $\sigma(p_y)$ zwischen 0.7 und 1.7 GeV variiert. Weiterhin mußte eine sehr harte Fragmentationsfunktion (s. Abschnitt 6.3) der Form $f(z) = z^{c-1}$ mit $c \in \{15, 50\}$ benutzt werden, um die Teilchenmultiplizität zu reduzieren. Zusätzlich wurde für (1) der Abschneideparameter Q_0 des Parton- Schauers von 1 GeV auf 850 MeV und für (2) der zur Berechnung von α benutzte Skalenparameter Λ von 290 MeV auf 1.1 GeV gesetzt. Zur Generierung der später und auch in Abbildung 6.18 gezeigten Impulsspektren mit Field- Feynman Fragmentation wurden folgende Parameter verwendet: $\sigma(p_x) = \sigma(p_y) = 1.0 \text{ GeV}/c$, $f(z) = z^{49}$ und $Q_0 = 850 \text{ MeV}$.

Die Lage des Maximums der Impulsverteilung und die Verringerung der Teilchenproduktionsrate bei kleinen Impulsen sind essentielle Vorhersagen von QCD Modellen, die Farbkohärenz berücksichtigen. Zwar wird die Form des Spektrums bei Verwendung eines Parton- Schauer Modells ohne Kohärenz mit anschließender unabhängiger Fragmentation nicht beschrieben, jedoch kann selbst in diesem Modell die Position des Maximums und der Abfall zu kleinen Impulsen beschrieben werden. Wegen des großen Einflusses der Hadronisation auf die Form des Spektrums (s. Abbildung 6.19) erlaubt der Vergleich von Monte Carlo Vorhersagen mit dem Impulsspektrum keine schlüssige Aussage über den Einfluß von Kohärenz auf das Spektrum. Abbildung 6.20 zeigt das Ergebnis einer Anpassung der analytischen Vorhersage (6.17) an das gemessene $\ln(p)$ - Spektrum bei $E_{cm} = M(Z)$. (6.17) wurde aus einem einfachen Modell ohne Kohärenz abgeleitet. Mit den in der Anpassung an das gesamte Spektrum bestimmten Parametern Normierungsfaktor $F_{inc} = 2 \cdot 10^{-3}$ und $\alpha = 5.5$ und $Q_0 = 2.7 \text{ GeV}$ kann auch diese analytische Formel das Spektrum bei $E_{cm} = 91 \text{ GeV}$ mit einem

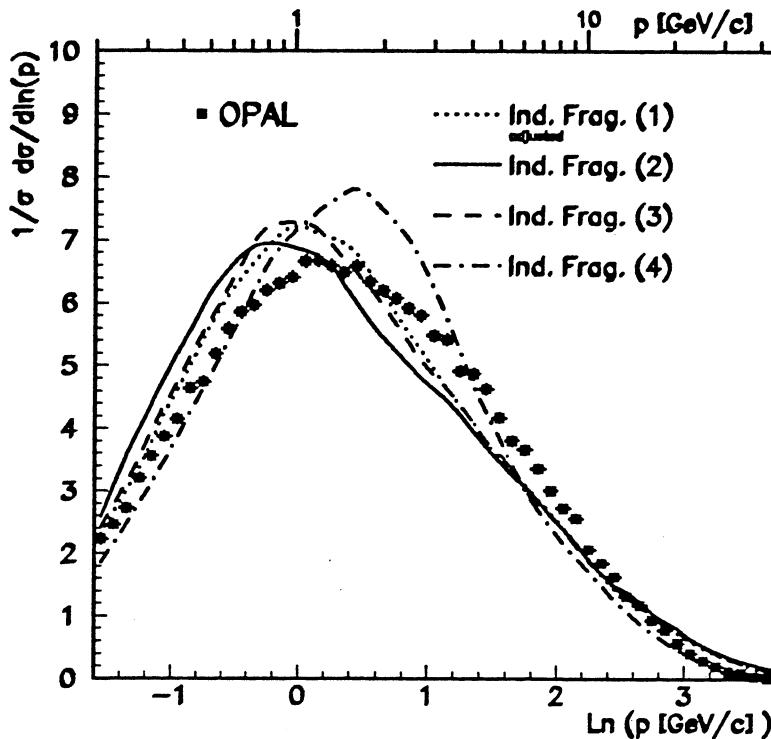


Abbildung 6.19: Einfluß der Fragmentationsparameter auf das $\ln(p)$ - Spektrum im Field- Feynman Modell

χ^2 - Wert von $\chi^2/df = 24.5$ beschreiben. Eine Anpassung von (6.17) an den Bereich $-0.7 \leq \ln(p) < +1.3$, der auch für (6.7) (6.8) und (6.11) benutzt wurde, bringt allerdings keine Übereinstimmung.

Somit ist eine Beurteilung verschiedener QCD Modelle kaum möglich, wenn nur das inklusive Impulsspektrum geladener Teilchen bei *einer* Schwerpunktsenergie $E_{cm} = M(Z^0)$ verwendet wird. Der Einfluß der Hadronisation auf das Spektrum verhindert eine eindeutige Bestimmung der Eigenschaften des Parton- Spektrums. Die QCD Modelle sagen jedoch auch die Abhängigkeit des Teilchenspektrums von der Schwerpunktsenergie voraus. Sind die Parameter für eine Schwerpunktsenergie bestimmt, so sollten diese Modelle auch die Teilchenspektren bei verschiedenen Schwerpunktsenergien beschreiben. Die Untersuchung der Energieabhängigkeit des inklusiven Impulsspektrums geladener Teilchen ist daher Aufgabe der folgenden Abschnitte.

6.8 Entwicklung des Impulsspektrums als Funktion der Schwerpunktsenergie

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, daß die Hadronisation die Form der Teilchenimpulsverteilung in erheblichem Maß beeinflussen kann. Dies ist unabhängig davon, ob ein Fragmentationsmodell "richtig" oder "falsch" ist. Da die Hadronisationsphase der Entwicklung eines hadronischen Ereignisses nicht berechenbar ist, ist jedes Fragmentationsmodell, das eine konsistente Beschreibung der Daten liefert, bis zum Nachweis der ersten Inkonsistenz zunächst ein korrektes Modell.

Die Hadronisation erfolgt bei sehr kleinen mittleren Parton- Energien. Durch Einflüsse der Hadronisation bedingte Verzerrungen der Spektren sollten daher bei allen Schwerpunktsenergien ähnlich sein. Ist dies der Fall, so können die von der QCD vorhergesagten Parton- Spektren überprüft werden, indem die Entwicklung der Hadronenverteilungen als Funktion der Schwerpunktsenergie analysiert wird. Eine solche Prozedur

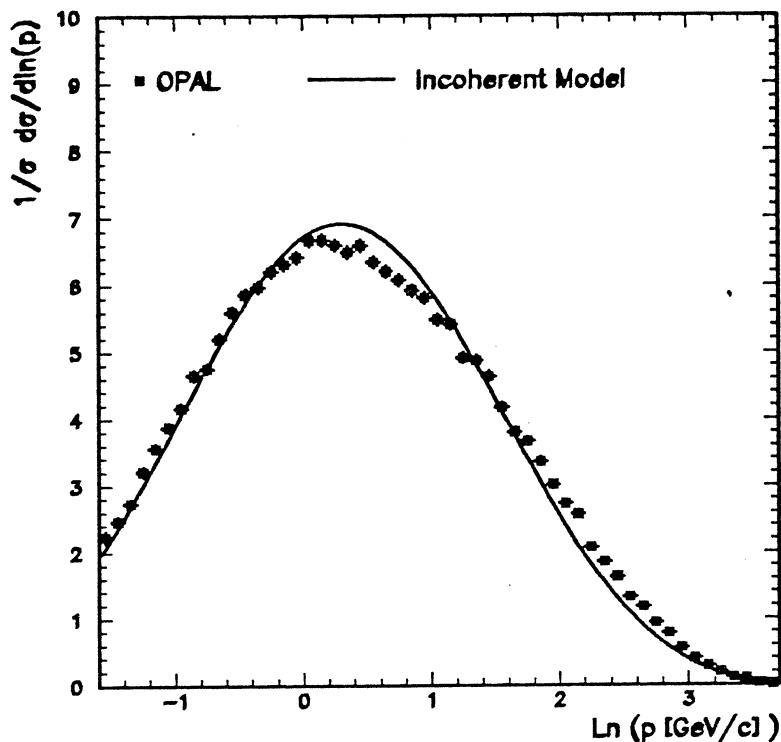


Abbildung 6.20: $\ln(p)$ - Spektrum (Vergleich mit einer analytischen Vorhersage ohne Kohärenz)

wird auch von Konzepten wie LPHD unterstützt.

Im Falle der QCD Vorhersagen (6.7), (6.8) und (6.11) für das Gluonen- Impulsspektrum ist die Energieabhängigkeit eindeutig festgelegt, sobald die Parameter Λ_{eff} und $O(1)$ bestimmt sind. Mit den bei $E_{\text{cm}} = 91 \text{ GeV}$ bestimmten Parametern muß in den analytischen Vorhersagen lediglich die Schwerpunktsenergie korrekt eingesetzt und der Normierungsfaktor neu bestimmt werden³³.

Ähnliche Argumente gelten für die QCD Monte Carlo Programme. Im Falle der in dieser Arbeit auch verwendeten Programme JETSET, HERWIG und ARIADNE wurde gezeigt, daß identische Fragmentationsparameter im Energiebereich zwischen $E_{\text{cm}} = 29 \text{ GeV}$ und $E_{\text{cm}} = 91 \text{ GeV}$ zu einer konsistenten Beschreibung der Verteilungen von Größen führen, die die globale Ereignisstruktur beschreiben [76]. Bei PETRA- Energien werden zur Beschreibung von Einzelpurverteilungen zwischen $E_{\text{cm}} = 14 \text{ GeV}$ und $E_{\text{cm}} = 44 \text{ GeV}$ fast identische Parameter verwendet. Für die nun folgende Untersuchung werden daher alle Fragmentationsparameter der Monte Carlo Modelle auf die Werte fixiert, die auch bei $E_{\text{cm}} = M(Z^0)$ benutzt wurden. Die Abhängigkeit der Hadronspektren von E_{cm} sollte damit auch in den Monte Carlo Modellen die Entwicklung der darunter verborgenen Parton- Verteilungen widerspiegeln.

Zur Untersuchung der Schwerpunktsenergieabhängigkeit des inklusiven Impulsspektrums geladener Teilchen werden die bei 91 GeV gemessenen Daten mit Ergebnissen der TASSO Kollaboration bei Schwerpunktsenergien zwischen 14 und 44 GeV [95] zusammengefaßt. Dazu wird in diesem Abschnitt zunächst ein Vergleich der Form der Spektren bei verschiedenen Schwerpunktsenergien mit den analytischen Vorhersagen der QCD sowie den von einigen QCD Monte Carlo Programmen generierten Impulsverteilun-

³³ Innerhalb des LPHD- Konzepts sollen die Normierungsfaktoren bei asymptotisch großen Energien unabhängig von der Schwerpunktsenergie sein. In den hier betrachteten Daten ist allerdings ein energieabhängiger Normierungsfaktor zur Beschreibung der gemessenen Spektren notwendig.

gen durchgeführt. Im nächsten Abschnitt wird die Änderung der Position des Maximums der $\ln(1/x_p)$ -Verteilung als Funktion der Schwerpunktsenergie untersucht. In [95] werden Tabellen für die korrigierte $\ln(1/x_p)$ -Verteilung angegeben. Die dort gezeigten $\ln(1/x_p)$ -Werte wurden nach $\ln(p) = \ln(E_{cm}/2) - \ln(1/x_p)$ für die Darstellung der auch gezeigten $\ln(p)$ -Spektren transformiert. Abbildung 6.21 gibt einen Vergleich der für Schwerpunktsenergien von 14, 22, 35, 44 und 91 GeV gemessenen normierten differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\ln(1/x_p)}$ geladener Teilchen mit den analytischen QCD Vorhersagen (6.7) und (6.11). In der Abbildung wurden die in Tabelle 6.3 angegebenen Parameter Λ_{eff} und $\mathcal{O}(1)$ benutzt. Die Normierungsfaktoren $K(Y)$ und $N(Y)$ wurden separat für jede Schwerpunktsenergie über eine Anpassung der analytischen Formeln an die Daten in einem Bereich von $\Delta \ln(1/x_p) = \Delta \ln(p) \approx \pm 1$ um das Maximum der Verteilungen bestimmt. Die benutzten $\ln(1/x_p)$ -Bereiche sowie die für die verschiedenen Schwerpunktsenergien bestimmten Normierungsfaktoren und χ^2 -Werte sind in Tabelle 6.6 aufgeführt.

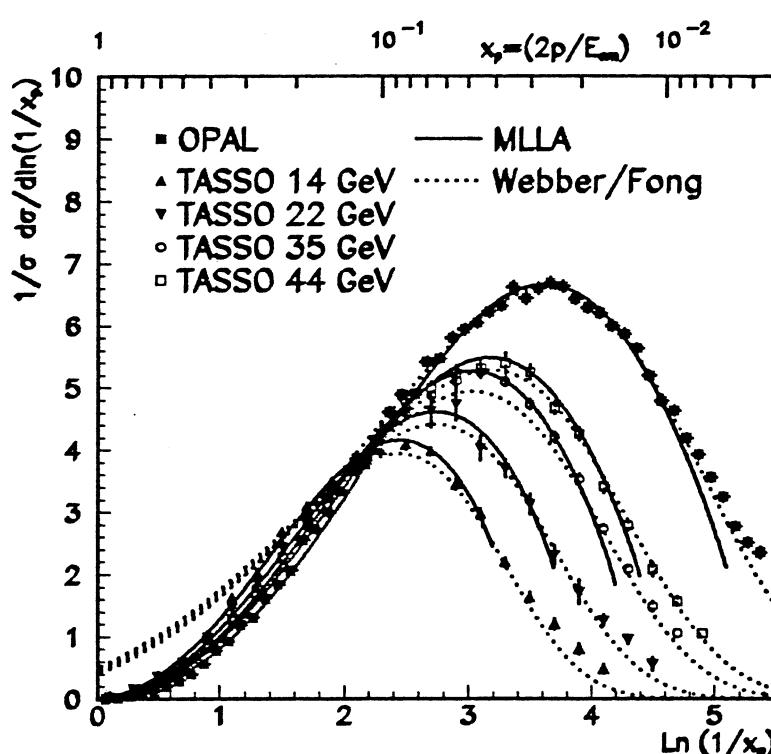


Abbildung 6.21: $\ln(1/x)$ -Spektren bei verschiedenen Schwerpunktsenergien

Man sieht in Abbildung 6.21, daß die Höhe des Maximums mit zunehmender Schwerpunktsenergie ansteigt. Dies reflektiert die Zunahme der mittleren Multiplizität, da sich die Breite der Verteilung nur wenig ändert. Die Unterschiede der Teilchenproduktionsraten im Bereich großer x_p bzw. kleiner $\ln(1/x_p)$ deuten leichte Skalenverletzungen der Fragmentationsfunktion an. Die Position des Maximums verschiebt sich mit zunehmender Schwerpunktsenergie zu größeren $\ln(1/x_p)$ -Werten (kleine x_p).

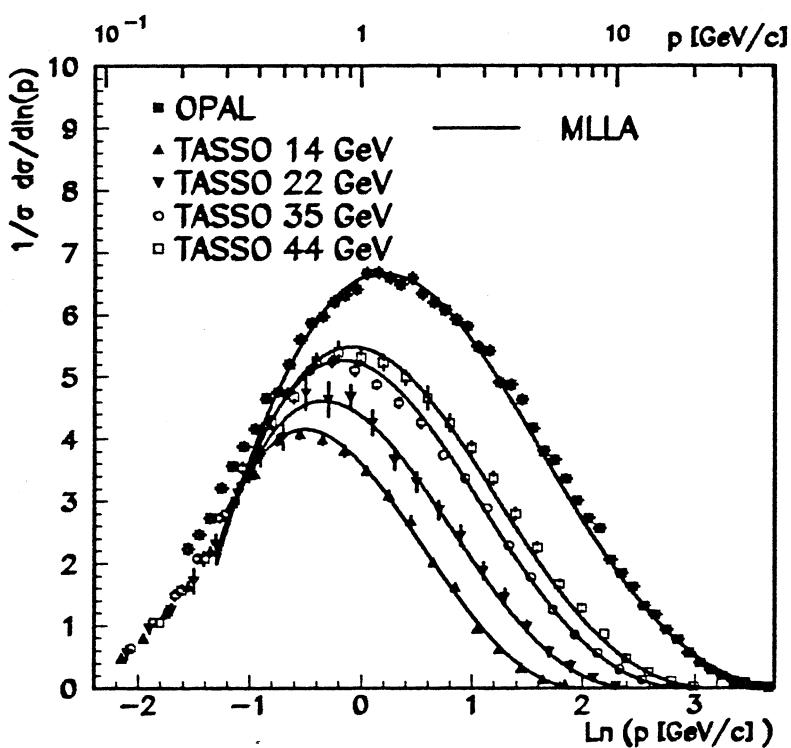
Dieses Verhalten der $\ln(1/x_p)$ -Verteilung wird erwartet, falls der Einfluß der Gluon-Kohärenz sich auf die Teilchenspektren auswirkt. Eine Änderung der Position des Maximums in $\ln(1/x_p)$ kann allerdings auch durch Effekte der Teilchenmassen bewirkt werden. Lediglich die Größe der Verschiebung, die aus den hier gezeigten Verteilungen nicht direkt ersehen werden kann, läßt eine Aussage über die Ursache der Verschiebung zu.

Tabelle 6.5: Normierungsfaktoren der QCD Vorhersagen für verschiedene Schwerpunktsenergien

Die Tabelle enthält die für die analytischen Formeln (6.7) und (6.11) bestimmten Normierungsfaktoren.

Schwerpunktsenergie	91 GeV	44 GeV	35 GeV	22 GeV	14 GeV
$\Delta \ln(1/x)$	2.5 – 4.5	1.2 – 4.0	1.2 – 4.2	1.4 – 3.8	1.0 – 3.4
$K(Y)$	1.28 ± 0.01	1.31 ± 0.01	1.36 ± 0.01	1.38 ± 0.02	1.46 ± 0.02
χ^2/df	1.3	3.4	4.9	0.7	0.6
$N(Y)$	21.4 ± 0.3	15.2 ± 0.1	13.7 ± 0.1	11.2 ± 0.2	9.0 ± 0.1
χ^2/df	0.9	1.8	18.0	1.4	2.2

Die auf Grund von Phasenraumeinflüssen bei allen Schwerpunktsenergien erwartete Ähnlichkeit im Bereich kleiner Teilchenimpulse ist deutlich erkennbar in Abbildung 6.22. Dort wird das $\ln(p)$ - Spektrum zusammen mit der MLLA- Vorhersage Gl.(6.7) gezeigt. Auch in den $\ln(p)$ - Verteilungen ist eine Verschiebung des Maximums bei Änderung der Schwerpunktsenergie klar erkennbar. Dies ist ein Indiz dafür, daß einfache Phasenraummodelle die Daten nicht beschreiben können: Falls die Produktionsrate bei kleinen Impulsen allein auf Grund von Masseneffekten abnimmt, so sollte die Position des Maximums unabhängig von der Schwerpunktsenergie sein (s. Abschnitt 6.1). Bevor dies weiter untersucht wird, soll zunächst die Qualität der QCD Vorhersagen (6.7) und (6.11) diskutiert werden.

Abbildung 6.22: $\ln(p)$ -Spektren bei verschiedenen Schwerpunktsenergien

Im Impulsbereich $p > \Lambda_{\text{eff}}$ beschreibt die MLLA-Formel (6.7)³⁴ auch die von der TASSO Kollaboration publizierten Daten bei allen Schwerpunktsenergien sehr gut. Das heißt, die gemessenen Impulsspektren geladener Teilchen im Schwerpunktsenergiebereich zwischen 14 und 91 GeV können mit QCD Vorhersagen, die kohärente Emission weicher Gluonen berücksichtigen, mit einem freien Parameter Λ_{eff} und Annahme von LPHD beschrieben werden. Bei kleinen Teilchenimpulsen sieht man eine Tendenz der MLLA- Vorhersage zur Unterschätzung der Teilchenproduktionsrate. In diesem Bereich sind nicht alle Teilchen relativistisch, so daß die für masselose Gluonen ausgeführten Berechnungen nicht uneingeschränkt verwendet werden können [58]. Im Prinzip sollte auch die Normierung unabhängig von der Schwerpunktsenergie sein. Anpassungen an die $\ln(p)$ -Spektren ergeben jedoch eine Variation des Normierungsfaktors $K(Y)$ von 15 % im betrachteten Schwerpunktsenergiebereich (s. Tabelle 6.5). Dies weist auf E_{cm} -abhängige Einflüsse innerhalb des MLLA-LPHD-Modells hin.

Die Ergebnisse für die Webber- Fong Formel (6.11) sind ebenfalls in Abbildung 6.21 dargestellt. Die in Tabelle 6.5 angegebenen Normierungsfaktoren $N(Y)$ stimmen bei allen Schwerpunktsenergien gut mit den gemessenen Multiplizitäten geladener Teilchen überein [94]. Bei kleinen x_p wird das Teilchenimpulsspektrum bei allen Schwerpunktsenergien gut beschrieben. Allerdings wird die Höhe des Maximums bei kleinen Schwerpunktsenergien etwas unterschätzt. Da diese Vorhersage nur für kleine x_p gilt [98], ist die vorhergesagte Teilchenproduktionsrate bei großen x_p (kleinen $\ln(1/x_p)$) für alle Schwerpunktsenergien zu hoch.

Die analytischen QCD Vorhersagen geben eine qualitativ und quantitativ sehr gute Beschreibung des Impulsspektrums geladener Teilchen in der Umgebung des Maximums und bei kleinen x_p im Schwerpunktsenergiebereich $14 \text{ GeV} < E_{\text{cm}} < 91 \text{ GeV}$. Die MLLA- Vorhersage (6.7) beschreibt das Impulsspektrum bis auf einen Normierungsfaktor über den Bereich $\ln(p) > \ln(\Lambda_{\text{eff}} = 0.255 \text{ GeV}/c)$ bei allen Schwerpunktsenergien mit nur **einem Parameter Λ_{eff}** , der bei $E_{\text{cm}} = 91 \text{ GeV}$ aus einer Anpassung an das Impulsspektrum geladener Teilchen bestimmt wurde.

Bei der Vorstellung der Parametrisierung (6.17) des Parton- Spektrums ohne Berücksichtigung der Ordnung der Öffnungswinkel im Parton- Schauer wurde bereits darauf hingewiesen, daß diese Parametrisierung keine Variation der Position des Maximums der $\ln(p)$ -Verteilung bei Änderung der Schwerpunktsenergie vorschreibt. Abbildung 6.23 zeigt die Ergebnisse mit Gl.(6.17) für die Schwerpunktsenergien 14, 22, 35, 44 und 91 GeV. Da ohne Änderung der Parameter in (6.17) keine Beschreibung der Daten möglich ist, wird auf einen direkten Vergleich mit den Daten verzichtet. Dieses einfache Phasenraummodell ist nicht geeignet, die Entwicklung der Spektren in Abhängigkeit von E_{cm} zu beschreiben, obwohl bei $E_{\text{cm}} = M(Z^0)$ eine Übereinstimmung mit der Teilchenimpulsverteilung erreicht werden konnte.

Zur weiteren Suche nach Hinweisen auf Kohärenzeffekte sollen nun die Vorhersagen verschiedener QCD Monte Carlo Programme mit den Daten verglichen werden. Die Prozedur des Vergleichs der Daten mit den Vorhersagen der Monte Carlo Programme ist ähnlich zu dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Vergleich bei $E_{\text{cm}} = 91 \text{ GeV}$. Zunächst wird ein Vergleich der Standardversionen der Programme JETSET, HERWIG und ARIADNE mit den bei verschiedenen Schwerpunktsenergien gemessenen Spektren durchgeführt. Anschließend sollen die Vorhersagen von Optionen des JETSET Programms diskutiert werden, die Kohärenz nicht explizit berücksichtigen. Abbildung 6.24 bis Abbildung 6.26 zeigen die Vorhersagen für das $\ln(p)$ -Spektrum mit den QCD Parton- Schauer Monte Carlo Programmen JETSET, HERWIG und ARIADNE³⁵.

³⁴ Für $p < \Lambda_{\text{eff}}$ wird die störungstheoretische Grenze der Rechnungen erreicht [58]. Daher ist die Gleichung (6.7) in diesem Bereich nicht gültig. Die in Abbildung 6.21 und Abbildung 6.22 gezeigten Kurven wurden daher auf den Bereich $p > \Lambda_{\text{eff}}$ beschränkt.

³⁵ Alle in diesem Abschnitt gezeigten von Monte Carlo Modellen vorhergesagten Spektren beziehen sich auf mindestens 10000 generierte Ereignisse.

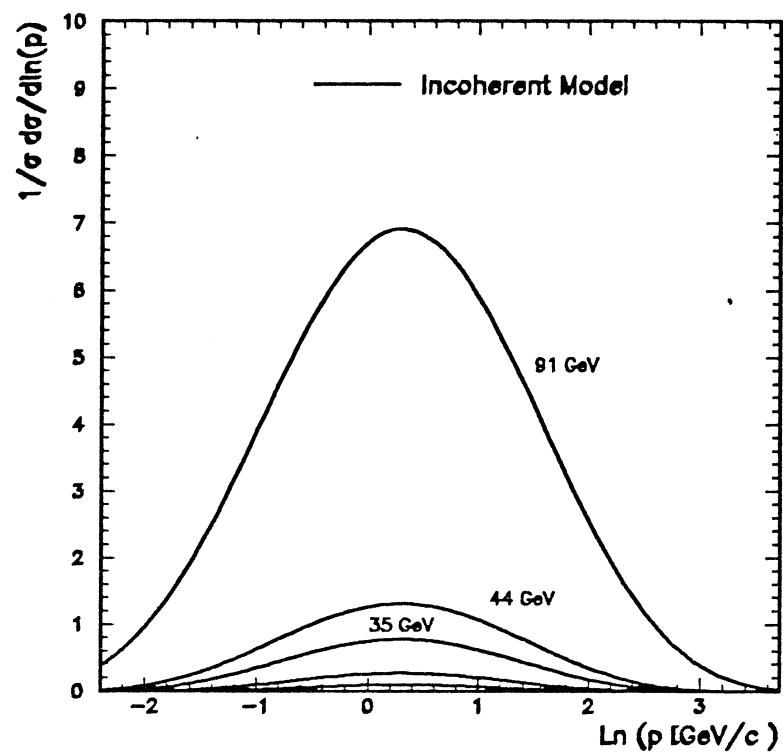


Abbildung 6.23: $\ln(p)$ -Spektren (Schwerpunktsenergieabhängigkeit in einem Phasenraummodell)

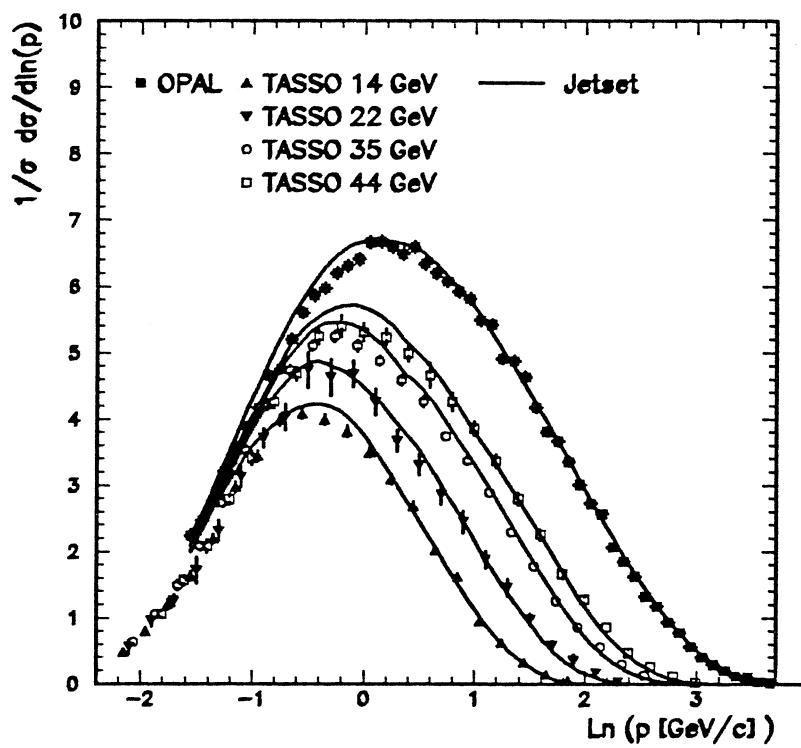
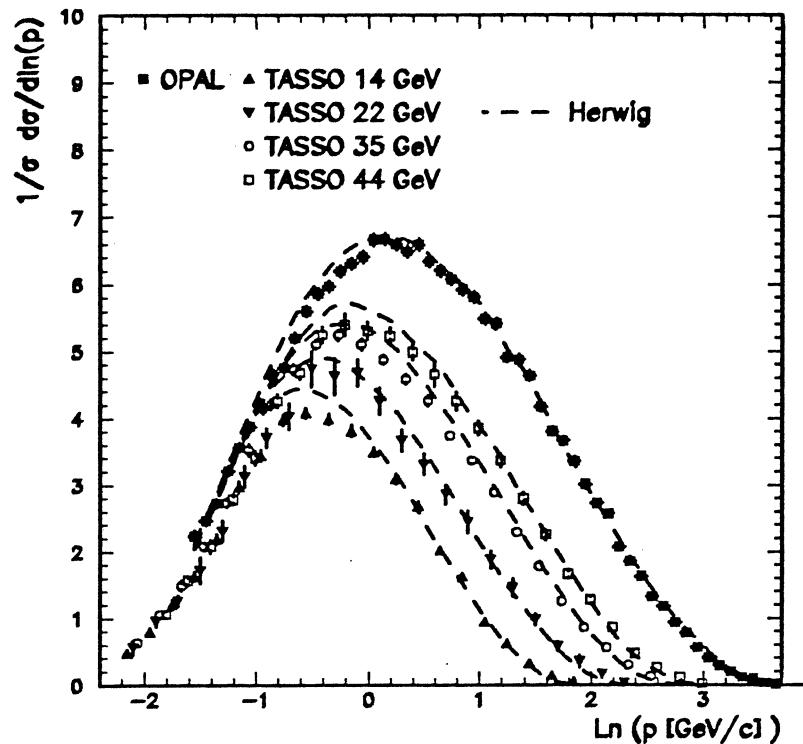
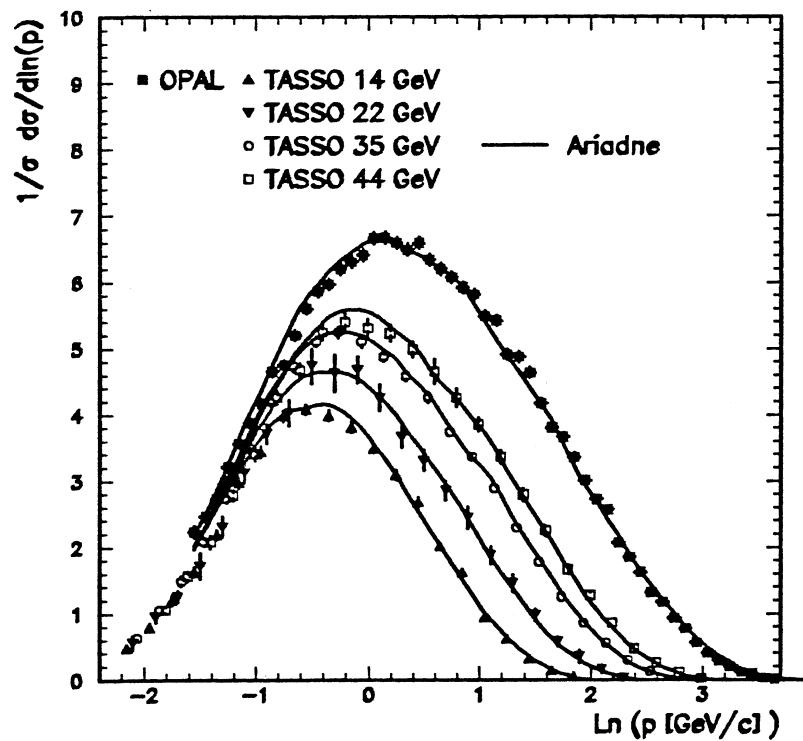


Abbildung 6.24: $\ln(p)$ -Spektren mit JETSET als Funktion der Schwerpunktsenergie

Abbildung 6.25: $\ln(p)$ - Spektren mit HERWIG als Funktion der SchwerpunktsenergieAbbildung 6.26: $\ln(p)$ - Spektren mit ARIADNE als Funktion der Schwerpunktsenergie

Es zeigt sich, daß alle drei Monte Carlo Programme die Impulsspektren bei großen Teilchenimpulsen sehr gut beschreiben. Allerdings sagen sowohl das HERWIG Program als auch das JETSET Programm bei $14 \text{ GeV} \leq E_{cm} \leq 44 \text{ GeV}$ eine zu hohe Teilchenproduktionsrate im Bereich des Maximums und bei kleinen Impulsen voraus. Im ARIADNE Modell, das einen Dipol- Formalismus bei der Generierung des Parton-Schauers benutzt und die Hadronisation wie JETSET mit der Lund- String- Fragmentation durchführt, treten Unterschiede zwischen gemessener und vorhergesagter Teilchenproduktionsrate erst bei sehr kleinen Impulsen auf.

Bedingt durch die Unterschiede in der Teilchenproduktionsrate bei kleinen Impulsen, liegt die vorhergesagte mittlere Multiplizität geladener Teilchen sowohl bei JETSET als auch bei HERWIG um ca. 10 % oberhalb der publizierten Werte [94]. Diese Diskrepanz ist insofern erstaunlich, daß beide Programme bei kleinen Schwerpunktsenergien intensiv eingesetzt und die meisten Programmparameter im Energiebereich von PETRA und PEP optimiert wurden. Abbildung 6.27 zeigt die Ergebnisse von JETSET mit den Standard-Parametern und den Parametern, die aus einer Anpassung an Daten erhalten wurden, die von der TASSO Kollaboration durchgeführt wurde ([103] Vol.3). Werden diese Programmversionen benutzt, so sind die Diskrepanzen im Impulsspektrum bei $14 \text{ GeV} \leq E_{cm} \leq 44 \text{ GeV}$ zum Teil noch größer. In beiden Fällen ist die Beschreibung des Impulsspektrums bei $E_{cm} = M(Z^0)$ schlechter als mit Parametern, die aus der Optimierung an die Daten des elektromagnetischen Kalorimeters bei OPAL erhalten wurden. Zwar sind die Ursachen dieser Diskrepanzen nicht bekannt [92], tendenziell beschreiben jedoch die drei auf der Basis kohärenter Parton-Schauer Programme JETSET, HERWIG und ARIADNE die Form der Spektren. Die Produktionsraten bei großen Impulsen stimmen bei allen Schwerpunktsenergien mit den Daten überein. Die vorhergesagte Position der Maxima stimmt etwa mit den gemessenen Positionen überein. Die Verringerung der Produktionsrate geladener Teilchen bei kleinen Impulsen ist in allen drei Monte Carlo Programmen gleich.

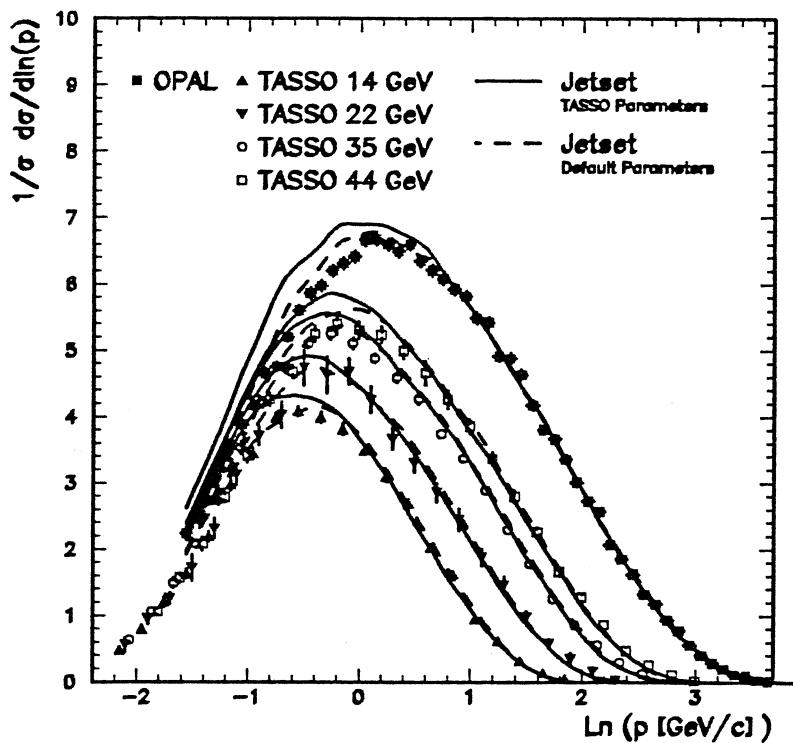


Abbildung 6.27:

ln(p)-Spektren mit Jetset, Parameter nicht mit OPAL Daten angepaßt. Die Vorhersagen von JETSET bei Verwendung von mit TASSO Daten optimierten Parametern sind als durchgezogene Linie dargestellt, die Ergebnisse mit Standardparametern gestrichelt.

Zur Überprüfung des Einflusses von Kohärenz auf die Teilchenspektren in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie soll im nächsten Schritt die Kohärenz im JETSET Parton-Schauer ausgeschaltet, die String-Fragmentation jedoch zunächst beibehalten werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.28 dargestellt. Um den Einfluß der härteren Fragmentationsfunktion zu verdeutlichen, die benutzt wurde, um eine Übereinstimmung mit den Daten bei 91 GeV zu erreichen, ist in Abbildung 6.28 auch das Ergebnis einer Simulation mit den Standardparametern dargestellt (gestrichelte Kurven).

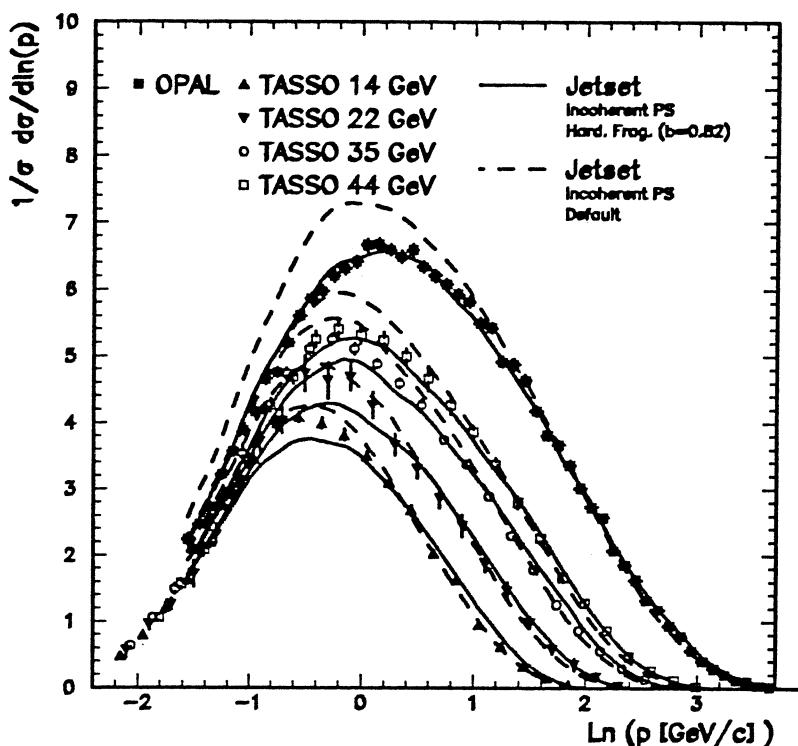


Abbildung 6.28: $\ln(p)$ -Spektren ohne Kohärenz mit String-Fragmentation

Die Wahl einer harten Fragmentationsfunktion bei $E_{cm} = 91 \text{ GeV}$ führt erwartungsgemäß dazu, daß die vorhergesagten Teilchenproduktionsraten bei kleineren Schwerpunktsenergien zu klein sind. Ein Vergleich von Abbildung 6.24 und Abbildung 6.27 zeigt, daß mit den Standard-Fragmentationsparametern bei kleinen E_{cm} keine großen qualitativen Unterschiede zwischen kohärentem und nicht kohärentem Modell beobachtet werden. Die Änderung des Impulsspektrums mit E_{cm} kann nur durch das inkohärente Modell beschrieben werden, wenn die Fragmentationsparameter geändert werden. Die Verschiebung des Maximums von $\ln(p)$ stimmt ungefähr mit den Messungen überein. Dies kann durch das String-Modell inhärente Kohärenzeffekte bewirkt werden.

Da es theoretische und experimentelle Hinweise auf die Reproduktion von Kohärenz im Rahmen der String-Fragmentation gibt, soll noch die Schwerpunktsenergieabhängigkeit eines reinen Phasenraum-Monte-Carlo Modells gezeigt werden. In solchen Modellen sollte die Position des Maximums des $\ln(p)$ -Spektrums unabhängig von der Schwerpunktsenergie sein. Wie man aus Abbildung 6.29 sieht, ist dies der Fall bei dem Modell der unabhängigen Fragmentation nach Field-Feynman. Auch hier ist die vorhergesagte mittlere Multiplizität geladener Teilchen bei kleinen E_{cm} zu klein. Die Breite des vorhergesagten Spektrums variiert stark mit der Schwerpunktsenergie.

Die Ergebnisse der in diesem Abschnitt vorgestellten Vergleiche zwischen den gemessenen Teilchenimpulsspektren im Schwerpunktsenergie-Bereich zwischen 14 und 91 GeV lassen sich folgendermaßen zusam-

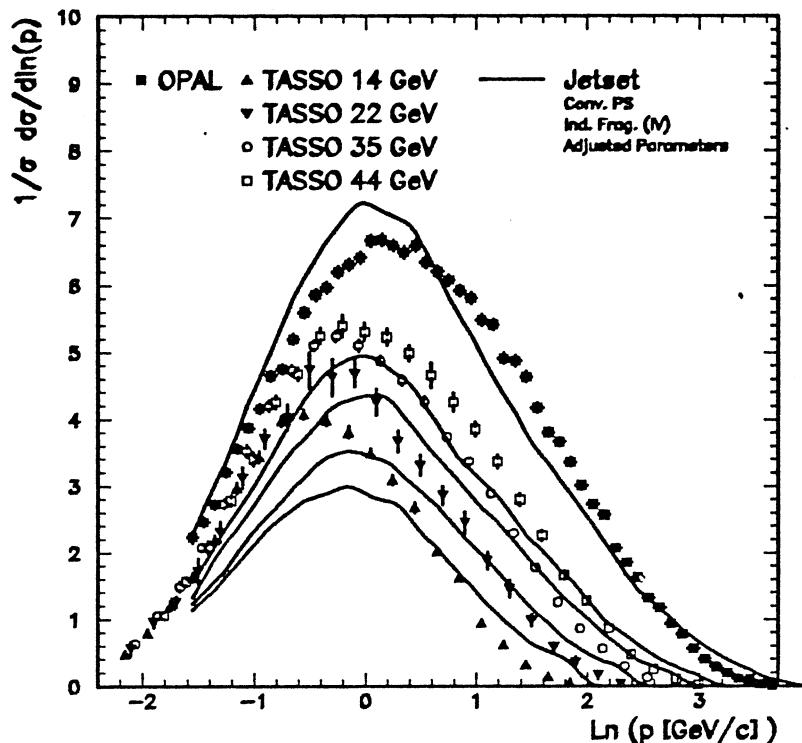


Abbildung 6.29: $\ln(p)$ - Spektren im Field- Feynman Modell

menfassen: Die Änderung der Teilchenspektren als Funktion der Schwerpunktsenergie wird am besten beschrieben durch die für Gluonen abgeleitete analytische QCD Formel (6.7) mit einem Parameter Λ_{eff} . Das Gluonenspektrum kann bei allen Schwerpunktsenergien über einen Proportionalitätsfaktor in Relation zu den Hadronen gesetzt werden. Mit Ausnahme des ARIADNE- Modells beschreibt keines der vorgestelltem QCD Monte Carlo Programme die $\ln(p)$ - Verteilung im Bereich kleiner Schwerpunktsenergien bei kleinen Teilchenimpulsen korrekt. Allein über die Form der Teilchenspektren bei verschiedenen Schwerpunktsenergien ist im Rahmen der hier verwendeten Monte Carlo Programme keine eindeutige Aussage darüber möglich, ob die Impulsverteilung geladener Teilchen in hadronischen Ereignissen im Bereich kleiner Impulse durch Farbkohärenz- Effekte oder durch Phasenraumeinflüsse dominiert wird. Wegen der fehlenden Übereinstimmung mit den Daten kann auf Grund der Form der im Field- Feynman Modell vorhergesagten $\ln(p)$ - Verteilungen keine eindeutige Aussage über Hinweise auf Kohärenzeffekte in den $\ln(p)$ - Verteilungen gemacht werden.

6.9 Die Position des Maximums als Funktion der Schwerpunktsenergie

Eine der wichtigsten Vorhersagen aus QCD Kohärenz- Effekten ist die Variation der Position des Maximums des Impulsspektrums mit der Schwerpunktsenergie in $e^+ e^-$ - Reaktionen. Daher soll hier die beobachtete Verschiebung der Position des Maximums $\ln(1/x_0)$ der $\ln(1/x_p)$ - Verteilungen mit der analytischen QCD Vorhersage (6.10) und jenen der QCD Monte Carlo Programme verglichen werden.

Die in den Abschnitten 6.7 und 6.8 gezeigten Impulsspektren weisen alle ein deutlich sichtbares Maximum auf. Zur genauen Bestimmung der Position des Maximums der $\ln(1/x_p) = (\ln(E_{cm}/2) - \ln(p))$ - Verteilungen wurden zwei verschiedene Funktionen an alle nicht in analytischer Form vorliegenden Spektren angepaßt: Ein Polynom fünfter Ordnung

$$f_1(\ln(1/x_p)) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\ln(1/x_p)} = a + b \cdot \ln^1(1/x_p) + c \cdot \ln^2(1/x_p) + d \cdot \ln^3(1/x_p) + e \cdot \ln^4(1/x_p) \quad (6.21)$$

und eine Funktion der Form

$$f_2(\ln(1/x_p)) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\ln(1/x_p)} = F \exp \left[\frac{1}{8} k - \frac{1}{2} s\delta - \frac{2+k}{4} \delta^2 + \frac{1}{6} s\delta^3 + \frac{1}{24} k\delta^4 \right] \quad (6.22)$$

mit $\delta = (\ln(1/x_p) - \ln(1/x_f)) / \sigma$. Die Wahl der Exponentialfunktion (6.22) wurde motiviert durch die Form des analytischen Spektrums (6.11). F, x_f, σ, s und k sind die freien Parameter dieser Anpassungsfunktion. Das Polynom (6.21) ist unabhängig von einem Modell des Teilchenspektrums. Es wird benutzt, um mögliche systematische Einflüsse durch die Wahl der Funktion (6.22) zu reduzieren.

Die Idee der Anpassung dieser beiden Funktionen ist, eine glatte Kurve an die Teilchenimpulsspektren zu legen. Die mit den Funktionen (6.21) oder (6.22) bestimmte Position des Maximums $\ln(1/x_0)$ sollte dann mit einem kleinen Fehler bestimmbar sein. In Abbildung 6.30 ist das Ergebnis der Anpassung der Funktionen (6.21) und (6.22) an das gesamte $\ln(p)$ - Spektrum bei $E_{cm} = 91 \text{ GeV}$ dargestellt. Beide in Abbildung 6.30 dargestellten Kurven folgen der gemessenen $\ln(p)$ - Verteilung. Die Unsicherheiten bei der Bestimmung des Maximums durch statistische Schwankungen sind bei einer aus vielen Intervallen definierten Kurve klein.

Die Ergebnisse einer Anpassung ändern sich, wenn eine Funktion f an verschiedene Bereiche des Spektrums angepaßt wird. Im Extremfall würde beispielsweise eine Anpassung an den Bereich $\ln(p) < 0$ eine gute Beschreibung des Teilbereichs des Spektrums $-1.6 < \ln(p) < 0$ liefern, allerdings würden die Parameter und damit der Verlauf der Funktionskurve den Rest des Spektrums mit großer Wahrscheinlichkeit nicht beschreiben. In diesem Falle ließe sich die Position des Maximums nicht aus dem Verlauf der Funktionskurve bestimmen. Zur Reduktion des statistischen und systematischen Fehlers bei der Bestimmung der Position des Maximums des Spektrums wurde daher auf folgende Weise vorgegangen: Jede der Funktionen (6.21) und (6.22) wurde für jedes untersuchte Spektrum in der Umgebung des Maximums an durchschnittlich ca. 10 willkürlich gewählte Bin- Bereiche angepaßt. Das ergibt dann 2×10 leicht verschiedene Werte für das Maximum der Verteilung. Zur endgültigen Definition des Maximums $\ln(1/x_0)$ bzw. $\ln(p)$ wurde der Mittelwert aller aus den n Parametrisierungen des Spektrums ermittelten Einzelwerte $\ln(p_{0,i})$, $i = 1, 2, \dots, n$ benutzt.

Dieses Vorgehen soll an einem Beispiel mit drei willkürlich gewählten Bin-Bereichen in der Umgebung des Maximums illustriert werden:

- $B_1: -1.0 < \ln(p) < +1.0$
- $B_2: -1.0 < \ln(p) < +0.5$
- $B_3: -0.7 < \ln(p) < +0.8$

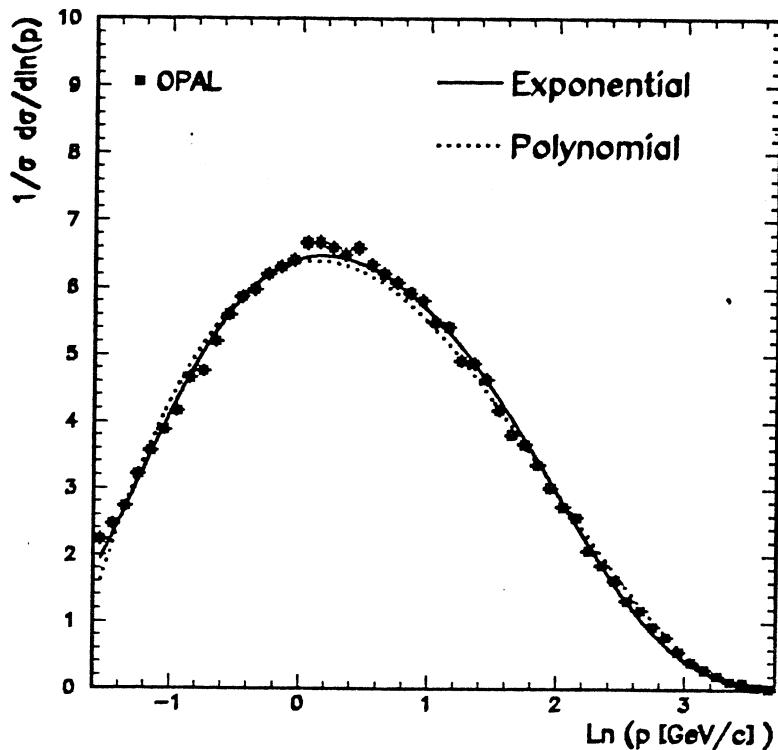


Abbildung 6.30: Anpassung zweier Funktionen an das $\ln(p)$ -Spektrum bei 91 GeV

In diesen drei Bereichen werden (6.21) und (6.22) angepaßt. Aus den Anpassungen erhält man je drei verschiedene Parametersätze $PP(B_{i-1-3}) = (a, b, c, d, e)_i$ und $EP(B_{i-1-3}) = (F, x_f, \sigma, s, k)_i$. Durch statistische Fluktuationen sind die Parameter und damit der Verlauf der Funktionskurven leicht voneinander verschieden:

$$PP(B_1) \neq PP(B_2) \neq PP(B_3)$$

$$EP(B_1) \neq EP(B_2) \neq EP(B_3)$$

Für jede der so erhaltenen sechs Funktionskurven kann die Position des Maximums $p_{0,j-1-6}$ bestimmt werden. Der Mittelwert

$$p_0 = \frac{1}{6} \sum_{j=1}^6 p_{0,j}$$

sollte dann bereits relativ genau bestimmt sein. Als Fehler der Position des Maximums wird

$$\sigma(p_0) = \sqrt{\frac{1}{p_0^2 - \bar{p}_0^2}}$$

angenommen.

Die auf diese Weise für die Schwerpunktsenergien 14, 22, 35, 44 und 91 GeV bestimmten Werte der Positionen der Maxima der $\ln(p)$ - und $\ln(1/x_p)$ -Verteilungen werden in Tabelle 6.6 aufgeführt. Abbildung 6.31 zeigt den Vergleich der gemessenen $\ln(1/x_p)$ -Werte mit der QCD Vorhersage Gl.(6.10)

$$\ln\left(\frac{1}{x_0}\right) = 0.5Y + c\sqrt{Y} + O(1)$$

für $\Lambda_{\text{eff}} = 0.203 \text{ GeV}$, $O(1) = -0.384$ und $c = 0.54$. Die Parameter Λ_{eff} und $O(1)$ wurden aus der Anpassung der QCD Formel (6.8) an das bei $E_{\text{cm}} = M(Z^0)$ gemessene Impulsspektrum geladener Teilchen bestimmt (s. Tabelle 6.3 auf Seite 172).

Tabelle 6.6: Position der Maxima der Impulsspektren bei 14, 22, 35, 44 und 91 GeV

Schwerpunktsenergie	$\ln(p_0 \text{ (GeV/c)})$	$\ln(1/x_0)$
91 GeV	$+0.216 \pm 0.033$	3.603 ± 0.033
44 GeV	-0.057 ± 0.032	3.148 ± 0.032
35 GeV	-0.216 ± 0.034	3.078 ± 0.034
22 GeV	-0.284 ± 0.041	2.682 ± 0.041
14 GeV	-0.441 ± 0.034	2.387 ± 0.034

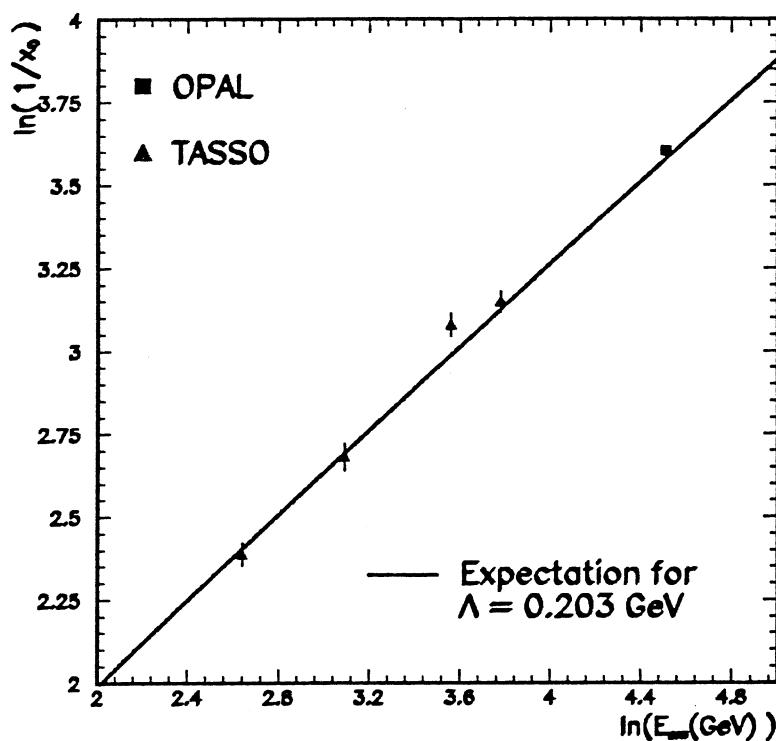


Abbildung 6.31: QCD Vorhersage für $\ln(1/x_0)$

Die in Abbildung 6.31 sichtbare Übereinstimmung der QCD Vorhersage mit den Daten ist hervorragend, wie schon aus der Diskussion im vorhergehenden Kapitels zu erwarten war. Die QCD Formel (6.10) beschreibt die Verschiebung der Position des Maximums über den gesamten Schwerpunktsenergierbereich mit

Parametern, die bei 91 GeV bestimmt wurden. Innerhalb der Meßfehler deutet sich in Abbildung 6.31 eine systematisch zu geringe Steigung in der QCD Vorhersage an: Während die vorhergesagte Position des Maximums bei kleinen Schwerpunktsenergien über den experimentell ermittelten Werten liegt, liegt sie bei großen Schwerpunktsenergien darunter. Alternativ wurden die Parameter der QCD Formel (6.10) aus einer Anpassung an die $\ln(1/x_0)$ - Werte bestimmt. Es ergibt sich:

$$\Lambda_{\text{eff}} = 0.212 \pm 0.020 \text{ GeV}$$

$$O(1) = -0.321 \pm 0.273$$

Das Ergebnis der Anpassung ist in Abbildung 6.32 als gestrichelte Linie dargestellt. Ursprünglich wurde in [29] die Position des Maximums ohne einen $O(1)$ - Term angegeben, also nur mit einem freien Parameter in (6.10). Eine Anpassung von (6.10) an die gemessenen $\ln(1/x_0)$ - Werte unter Vernachlässigung des Terms $O(1)$ gibt mit

$$\Lambda_{\text{eff}} = 0.353 \pm 0.010 \text{ GeV}$$

ebenfalls eine gute Beschreibung der Verschiebung von $\ln(1/x_0)$ als Funktion der Schwerpunktsenergie (punktige Kurve in Abbildung 6.32).

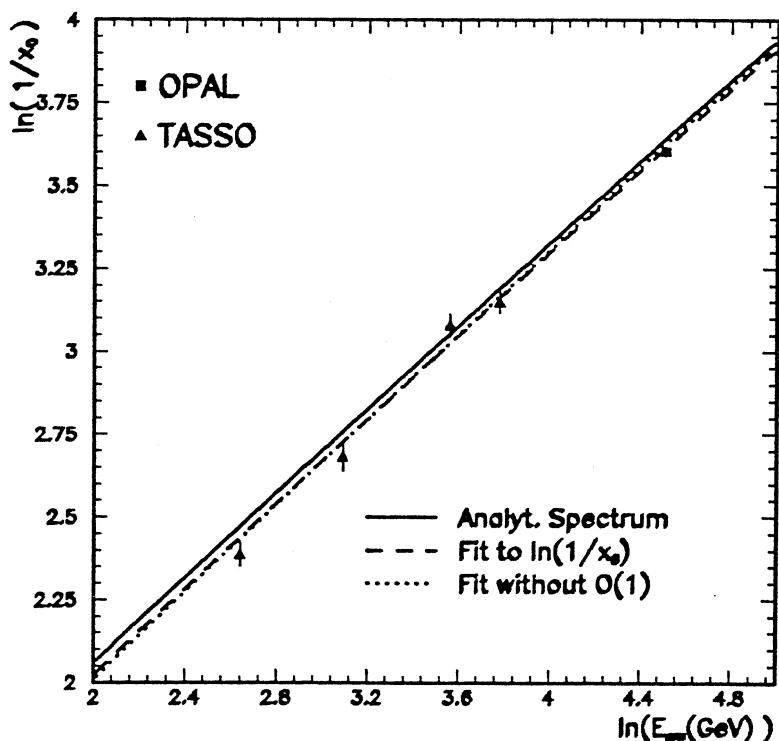


Abbildung 6.32: Anpassung der QCD Vorhersage für $\ln(1/x_0)$

Die durchgezogene Linie in Abbildung 6.32 stellt die aus der MLLA- Formel (6.7) ermittelte Position des Maximums dar. Dazu wurden die $\ln(1/x_0)$ - Werte der Spektren (6.7) bei 14 bis 91 GeV direkt aus der Parametrisierung der Funktion entnommen.

In dem betrachteten Energiebereich $14 \text{ GeV} \leq E_{\text{cm}} \leq 91 \text{ GeV}$ kann die QCD Vorhersage

$\ln(1/x_0) = 0.5Y + c\sqrt{Y} + O(1)$ durch eine Gerade approximiert werden³⁶. Gleichfalls ist die beobachtete Verschiebung von $\ln(1/x_0)$ in guter Näherung eine lineare Funktion von $\ln(E_{cm})$. Zum Vergleich der experimentell beobachteten Verschiebung von $\ln(1/x_0)$ mit Vorhersagen der QCD Monte Carlo Modelle soll daher eine lineare Funktion der Form

$$\ln\left(\frac{1}{x_0}\right) = b \cdot \ln(E_{cm}) + c \quad (6.23)$$

benutzt werden. Die Steigung

$$b = \frac{d\ln(1/x_0)}{d\ln(E_{cm})}$$

beschreibt die Verschiebung der Position des Maximums als Funktion der Schwerpunktsenergie und ist das Modell- unabhängige Äquivalent der QCD Formel (6.10).

Die Bestimmung der Position des Maximums in den Verteilungen, die von Monte Carlo Modellen vorhergesagt werden, geschieht mit derselben Prozedur, die auf die gemessenen Impulsverteilungen angewendet wurde: Durch die endliche Anzahl verfügbarer generierter Ereignisse können auch in Monte Carlo Simulationen statistische Fluktuationen die Position des Maximums beeinflussen.

Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, daß Diskrepanzen zwischen den verwendeten QCD Monte Carlo Programmen und den gemessenen Teilchenspektren im Bereich kleiner Impulse bestehen. Die QCD Monte Carlo Programme bieten dennoch den Vorteil, daß Phasenraumeinflüsse und Verzerrungen der Spektren im Verlaufe der Hadronisationsphase explizit berücksichtigt werden. Ein weiterer Vorteil der QCD Monte Carlo Programme ist, daß im Prinzip eine separate Untersuchung der generierten Parton- und Hadron- Spektren durchgeführt werden kann. Die in den Monte Carlo Programmen auftretenden Unterschiede zwischen Hadron- und Parton- Spektren ermöglichen es, die Einflüsse des jeweils verwendeten Fragmentationsmodells auf die Teilchenspektren abzuschätzen. Die Verschiebung des Maximums der $\ln(1/x_p)$ -Verteilung als Funktion der Schwerpunktsenergie kann bei Verwendung der QCD Monte Carlo Programme getrennt für geladene Teilchen und Partonen untersucht werden. Wie im vorangegangenen Kapitel werden für alle Monte Carlo Programme die Parameter verwendet, die durch eine Anpassung bei $E_{cm} = 91 \text{ GeV}$ bestimmt wurden.

Zur Untersuchung der Schwerpunktsenergieabhängigkeit von $\ln(1/x_0)$ werden neben den bereits vorgestellten Verteilungen geladener Teilchen auch die von JETSET mit und ohne Kohärenz sowie die von HERWIG vorhergesagten Parton- Verteilungen berücksichtigt. In Abbildung 6.33 sind die von JETSET mit Kohärenz vorhergesagten $\ln(p)$ - Verteilungen aller Partonen am Ende des Parton- Schauers dargestellt.

Das deutlich ausgeprägte Maximum bei $\ln(p) = \ln(E_{cm}/2)$ besteht aus Quarks bzw. Antiquarks aus der Primärreaktion $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$, die keinen Energieverlust im Partonenschauer erlitten haben. Eine ähnliche Parton- Verteilung mit einem etwas weniger ausgeprägten Maximum bei $\ln(p) = \ln(E_{cm}/2)$ wird auch von HERWIG vorhergesagt. Da dieses Maximum in den Hadron- Verteilungen beider Programm nicht auftritt, wird somit das Spektrum durch den Vorgang der Fragmentation dominiert. Das Maximum der $\ln(p)$ - Verteilung der Partonen bei kleinen Impulsen kann in Verteilungen wie in Abbildung 6.33 nicht bestimmt werden. Daher wird die normierte Produktionsrate gezeigt, nachdem die primären Quarks aus den Spektren entfernt wurden (Abbildung 6.34 für JETSET mit Kohärenz (durchgezogene Kurven) und HERWIG (gestrichelte Kurven)). Abbildung 6.35 zeigt die Energieabhängigkeit des JETSET- Parton- Spektrums ohne Kohärenz-

³⁶ Der einzige nicht lineare Term in (6.10) ist \sqrt{Y} . Y variiert zwischen ~ 3 und ~ 5 . In diesem Bereich kann \sqrt{Y} gut durch eine Gerade approximiert werden.

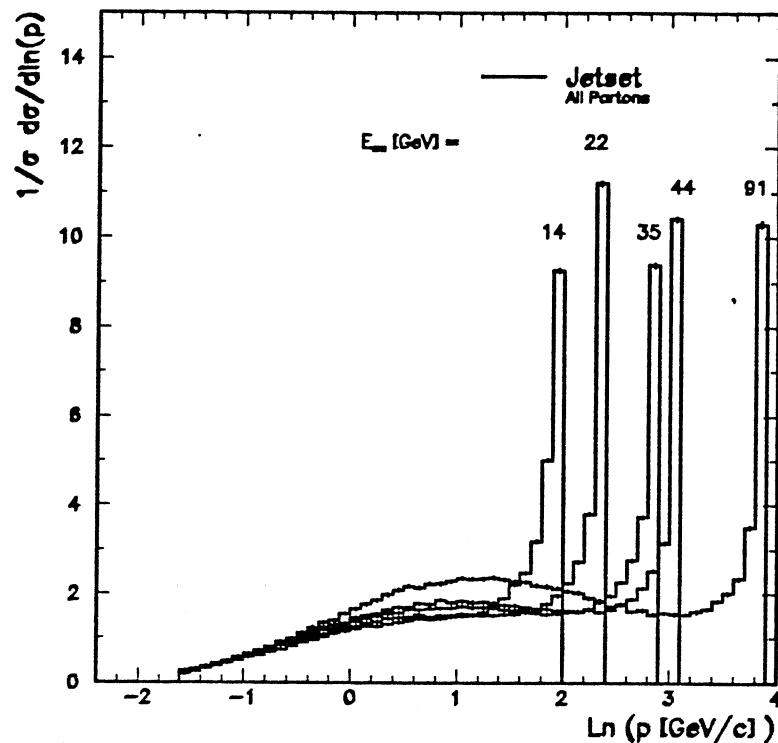


Abbildung 6.33: Parton- Spektren in JETSET bei 14, 22, 35, 44 und 91 GeV. Berücksichtigt sind alle Partonen inklusive des primären Quark- Antiquark- Paars.

Effekte, das auch den bisher gezeigten Verteilungen des Impulsspektrums geladener Teilchen ohne Kohärenz mit String- bzw. unabhängiger Fragmentation zugrunde lag.

Die Form der Parton- Spektren mit Kohärenz in Abbildung 6.34 zeigt qualitativ die gleichen Eigenschaften wie die beobachteten Spektren geladener Teilchen. Die Position des Maximums der $\ln(p)$ - Verteilung ist abhängig von der Schwerpunktsenergie. Die Abnahme der Produktionsrate bei kleinen Impulsen ist wie in der $\ln(p)$ - Verteilung geladener Teilchen bei allen Schwerpunktsenergien sehr ähnlich. Die Unterschiede in der Anzahl der Partonen zwischen JETSET und HERWIG können zum Teil dadurch erklärt werden, daß HERWIG ein Gluon als $q\bar{q}$ - Paar beschreibt, während die Parton- Verteilung aus JETSET Quarks und Gluonen enthält. Die Tatsache, daß die Maxima bei höheren $\ln(p)$ - Werten liegen als in den Daten beobachtet wurde, kann dadurch erklärt werden, daß die minimalen Parton- Energie Q_0 in beiden Programmen bei ca. 1 GeV liegt: Unterhalb dieses Schnitts finden keine weiteren Parton- Verzweigungen statt. Da die Hadronenspektren aus beiden Programmen sehr ähnlich sind, werden die Unterschiede in den Parton- Spektren im Verlauf der Fragmentation ausgeglichen.

Die in Abbildung 6.35 gezeigte $\ln(p)$ - Verteilung von Partonen aus JETSET ohne Kohärenz- Effekte zeigt im wesentlichen die erwarteten Eigenschaften: Die Anzahl der Partonen ist deutlich größer als im kohärenzen Fall. Da die Form des Spektrums durch den Phasenraum dominiert wird, bildet sich bei genügend großen Schwerpunktsenergien ein Plateau. Bedingt durch die minimale Parton- Energie bzw. effektive Gluonen- Masse $Q_0 = 1 \text{ GeV}$ beginnt das Plateau bei $\ln(p) \approx \ln(1 \text{ GeV})$. Das kleine Maximum auf dem Plateau bei $E_{cm} = 91 \text{ GeV}$ ist bedingt durch die Wahl des Parameters $Q_0 = 1 \text{ GeV}$ [92] und verschwindet, wenn ein kleinerer Q_0 - Wert benutzt wird. Wegen der Existenz eines Plateaus im mittleren Bereich der $\ln(p)$ - Verteilung der Partonen bei Verwendung des Parton- Schauer Modells ohne Berücksichtigung der Kohärenz kann ein Maximum nicht eindeutig bestimmt werden. Da die Verteilung annähernd symmetrisch ist, wird an Stelle des Maximums der Mittelwert der Verteilung zur Untersuchung der Schwerpunktsenergieabhängigkeit von $\ln(1/x_0)$ benutzt.

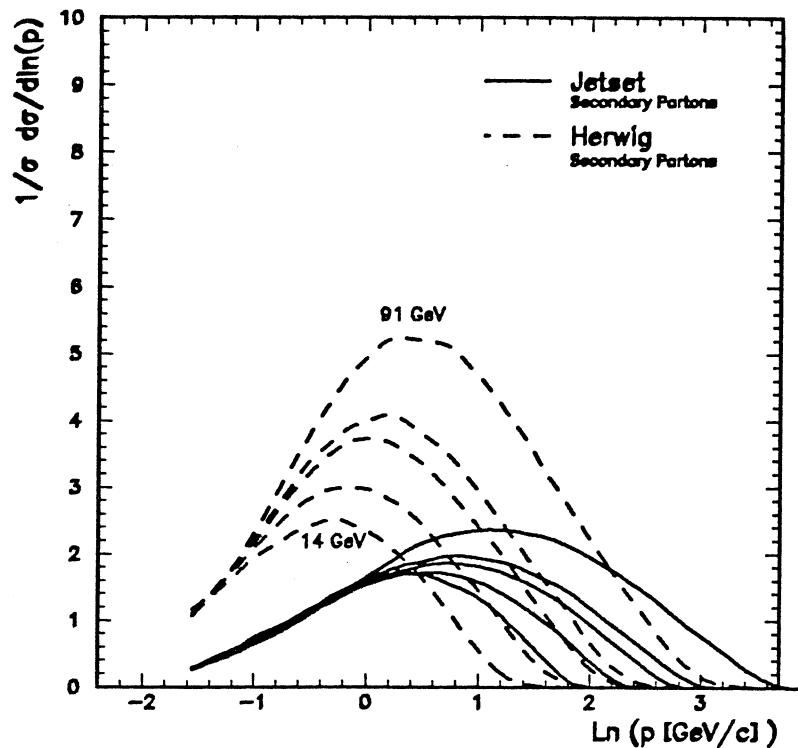


Abbildung 6.34: Parton- Spektren (ohne primäres Quark- Antiquark- Paar)

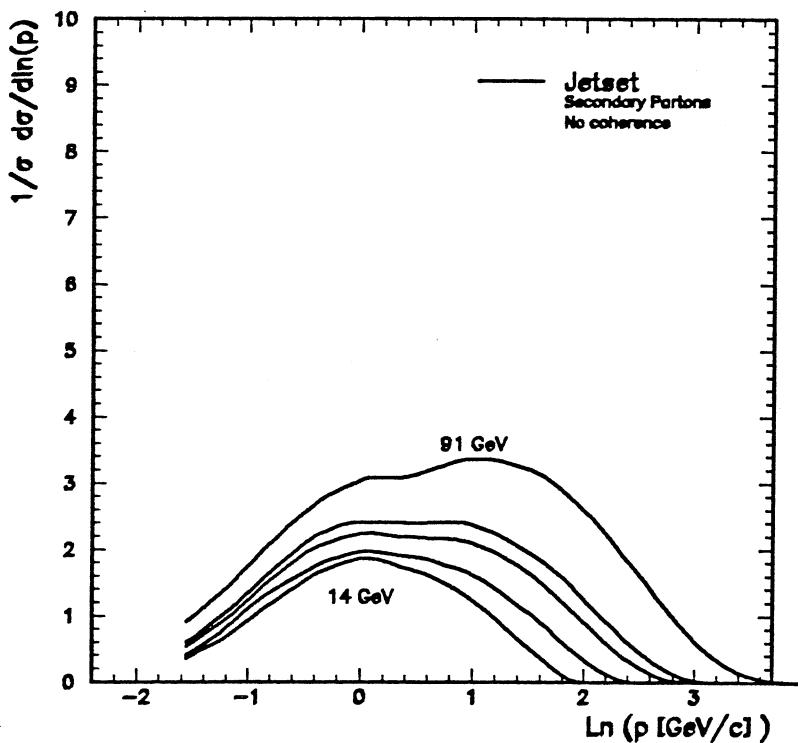


Abbildung 6.35: Parton- Spektren (ohne Kohärenz, ohne primäres Quark- Antiquark- Paar)

Nach der Überprüfung der Parton- Spektren kann der Vergleich der gemessenen Verschiebung von

$\ln(1/x_0)$ mit den Vorhersagen der QCD Monte Carlo Programme für die Parton- und Hadron- Spektren verglichen werden. Aus der Anpassung der Geraden $\ln(1/x_0) = b \ln(E_{cm}) + c$ (Gl.(6.23)) an die gemessenen Werte von $\ln(1/x_0)$ wurde eine Steigung

$$b = 0.637 \pm 0.016$$

und ein Achsenabschnitt

$$c = 0.735 \pm 0.067$$

ermittelt. Die Ergebnisse der Anpassung von Geraden an die Vorhersagen von Monte Carlo Modellen sind in Tabelle 6.7 zusammengefaßt. In Abbildung 6.36 wird die Position des Maximums $\ln(1/x_0)$ der $\ln(1/x_0)$ -Verteilung als Funktion von $\ln(E_{cm})$, wie sie von einigen QCD Monte Carlo Programmen für geladene Teilchen vorhergesagt wird, mit den hier bestimmten $\ln(1/x_0)$ - Werten und der QCD Vorhersage verglichen. Mit Ausnahme der Werte für die unabhängige Fragmentation handelt es sich um Ergebnisse der Anpassung an die vorhergesagten $\ln(1/x_0)$ - Werte.

Tabelle 6.7: Verschiebung des Maximums im Impulsspektrum als Funktion der Schwerpunktsenergie

Modell	Kohärenz	Fragmentation	Partonen $d\ln(1/x_0)/d\ln(E)$	Hadronen $d\ln(1/x_0)/d\ln(E)$
Daten				0.637 ± 0.016
MLLA Gl.(6.7)	Ja		0.627	
HERWIG	Ja	Cluster	0.600 ± 0.012	0.629 ± 0.036
ARIADNE	Ja	String		0.686 ± 0.020
JETSET	Ja	String	0.597 ± 0.036	0.663 ± 0.019
JETSET	Nein	String	0.666 ± 0.003	0.692 ± 0.012
JETSET	Nein	Unabhängig		0.952 ± 0.017

Die Vorhersagen der Simulationen mit kohärenter Emission von Gluonen stimmen in der Regel gut mit den Messungen überein. Sowohl JETSET als auch HERWIG sagen ein etwas größeres b für Hadronen als für Partonen voraus. Die für das ARIADNE Modell bestimmte Änderung von $\ln(1/x_0)$ als Funktion von $\ln(E_{cm})$ ist größer als in den Daten beobachtet wurde. Ohne Kohärenz im Parton- Schauer mit String Fragmentation ist b etwa 2.8σ größer als beobachtet.

Wie bereits erwähnt werden Kohärenz- Effekte teilweise von der LUND- String- Fragmentation reproduziert. Wird das String- Modell bei der Fragmentation durch das Modell der unabhängigen Fragmentation ersetzt, so ist die Variation der Position des Maximums mit $\ln(E_{cm})$ nicht linear. Für $E_{cm} \geq 35 \text{ GeV}$ ergibt sich eine Steigung von $b = 1.004 \pm 0.023$. Dies ist ein Wert, der konsistent mit Phasenraum- Erwartungen ist.

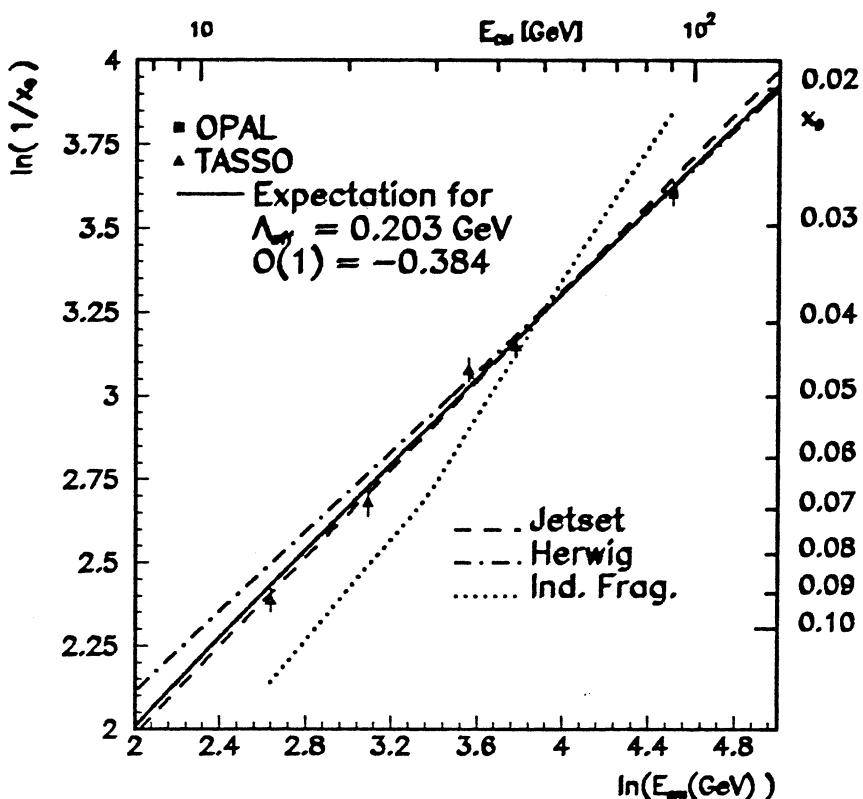


Abbildung 6.36:

Vorhersagen von Monte Carlo Modellen für die energieabhängige Variation von $\ln(1/x_0)$. Dargestellt ist ein direkter Vergleich der analytischen QCD Vorhersage Gleichung (6.10) mit den Vorhersagen dreier Monte Carlo Programme.

Da das Impulsspektrum bereits bei $E_{cm} = M(Z^0)$ mit dem Modell der unabhängigen Fragmentation nicht gut beschrieben werden kann, wurde die Sensitivität von b auf die Wahl der Fragmentationsparameter untersucht. In Tabelle 6.8 werden die Werte $b = d\ln(1/x_0)/d\ln(E_{cm})$ mit $14 \text{ GeV} \leq E_{cm} \leq 91 \text{ GeV}$ für alle in Abbildung 6.19 auf Seite 176 gezeigten Parametrisierungen aufgeführt. Die Änderung von b ist in keinem Fall größer als 15 %.

Tabelle 6.8: Maxima des Impulsspektrums (unabhängige Fragmentation ohne Kohärenz)

Parametrisierung	$d\ln(x_0)/d\ln(E)$
(1)	0.952 ± 0.016
(2)	0.936 ± 0.024
(3)	0.845 ± 0.028
(4)	0.818 ± 0.027

6.10 $\ln(p)$ - Spektrum in Winkelbereichen um die Ereignisachse

Ein weiterer interessanter Einfluß von Kohärenz sollte meßbar sein, wenn das inklusive Impulsspektrum in hadronischen Ereignissen auf Winkelbereiche um die Ereignisachse eingeschränkt wird. Nach den QCD Vorhersagen im Rahmen der MLLA- LPHD- Vorstellungen sollen die Teilchenimpulsspektren innerhalb von Kegeln mit einem Öffnungswinkel θ um die Ereignisachse dieselbe Form aufweisen wie die Spektren bei einer über $E_{cm}^{eff} = E_{cm} \sin(\theta/2)$ berechneten effektiven Schwerpunktsenergie [29]. Die Behauptung ist, daß die *Form* des Spektrums allein durch die effektive Härte $Y = \ln(E_{cm}^{eff}/2\Lambda_{eff})$ des Ereignisses definiert ist. Selbstverständlich ist das Teilchenspektrum innerhalb solcher Kegel härter, da die mittlere Teilchenenergie im inneren Bereich eines Jets größer ist als in den Randzonen. Gerade durch den höheren mittleren Teilchenimpuls und die Verschiebung des gesamten Spektrums in Richtung größerer Impulse kann diese Methode eventuell eine Separation von Phasenraumeinflüssen und Manifestationen von Kohärenzeffekten ermöglichen.

Die Position des Maximums für das Spektrum mit der effektiven Energie $E_{cm}^{eff} = E_{cm} \sin(\theta/2)$ in konischen Bereichen um die Ereignis- Achse mit einem Öffnungswinkel θ wird in der MLLA vorhergesagt [29]:

$$\ln\left(\frac{p_0}{Q_0}\right) \approx \ln\left(\frac{E_0}{Q_0}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E}{2Q_0 \sin(\theta/2)}\right) - B \sqrt{\frac{b}{16n_c}} \left[\sqrt{\ln\left(\frac{E_{cm} \sin(\theta/2)}{2\Lambda_{eff}}\right)} - \sqrt{\ln\left(\frac{Q_0}{\Lambda_{eff}}\right)} \right]. \quad (6.24)$$

Das Impulsspektrum soll ebenfalls durch Gl.(6.3) bzw. Gl.(6.7) beschrieben werden, wenn die Schwerpunktsenergie in $Y = \ln(E_{cm}/2\Lambda_{eff})$ durch die effektive Schwerpunktsenergie ersetzt wird³⁷. Für ein Spektrum ohne Kohärenz wird erwartet, daß die Position des Maximums bei

$$\ln\left(\frac{E_0}{Q_0}\right) = -\ln(\sin(\theta/2)) \quad (6.25)$$

liegt [29]. Eine Analyse der Spektren in eingeschränkten Winkelbereichen um die Ereignisachse ist unter zwei Gesichtspunkten von Interesse: Erstens läßt sich überprüfen, ob die Spektren bei einer effektiven Energie $E_{cm}^{eff} = E_{cm} \sin(\theta/2)$ die gleiche Form haben wie jene, die bei $E_{cm} = E_{cm}^{eff}$ gemessen wurden. Zweitens kann auf diese Weise innerhalb eines Experiments die Energieabhängigkeit des Spektrums und der Position des Maximums untersucht werden, ohne auf Daten angewiesen zu sein, die bei verschiedenen Schwerpunktsenergien genommen wurden. Eine Überprüfung dieser Vorhersagen kann weiteren Aufschluß über die Qualität der analytischen Vorhersagen des Gluonen- Spektrums im Rahmen des MLLA- LPHD- Modells geben.

Dies setzt allerdings voraus, daß sowohl die Ereignisachse als auch der Winkel zwischen einem einzelnen Hadron und der Ereignisachse genau bekannt sein müssen. Dazu ist eine sehr genaue Kenntnis der Detektorakzeptanz notwendig, da die Ereignisachse aus den nachgewiesenen Teilchen bestimmt werden muß. Nicht nachgewiesene Teilchen können zu einer systematischen Verschiebung der gemessenen Ereignisachse führen. Dadurch wird der Winkel zwischen Hadron und Ereignisachse möglicherweise systematisch falsch bestimmt und die Signifikanz einer solchen Untersuchung beeinflußt. Hier soll untersucht werden, ob eine solche Analyse gegenwärtig auf der Basis geladener Spuren in der OPAL Jetkammer durchgeführt werden kann.

Im Falle der inklusiven Impulsverteilung geladener Teilchen in hadronischen Zerfällen des Z^0 wurde gezeigt, daß die in Abschnitt 6.6 angedeuteten systematischen z - abhängigen Effekte keinen Einfluß auf die Form der Spektren haben. Zur Untersuchung der Spektren in Winkelbereichen um die Ereignisachse muß

³⁷ Nach [31] [58] ist die korrekte Form des Spektrums D in (6.3) oder (6.7) innerhalb eines Konus gegeben durch $D(x, \ln(E_{cm}), \theta) = D(x, \ln(E_{cm} \sin(\theta/2))) + [D(x, \ln(E_{cm})) - D(x, \ln(E_{cm} \cos(\theta/2)))]$.

allerdings die dreidimensionale Orientierung der Ereignisachse und die dreidimensionale Lage der Spuren in Bezug auf die Ereignisachse sehr genau meßbar sein, um Verzerrungen des Spektrums auszuschließen. Zur Bestimmung der Ereignisachse kann die Information des elektromagnetischen Kalorimeters benutzt werden. Systematische Einflüsse auf das Impulsspektrum können in diesem Fall allein bei der Bestimmung des Winkels der Spuren zu dieser Achse auftreten.

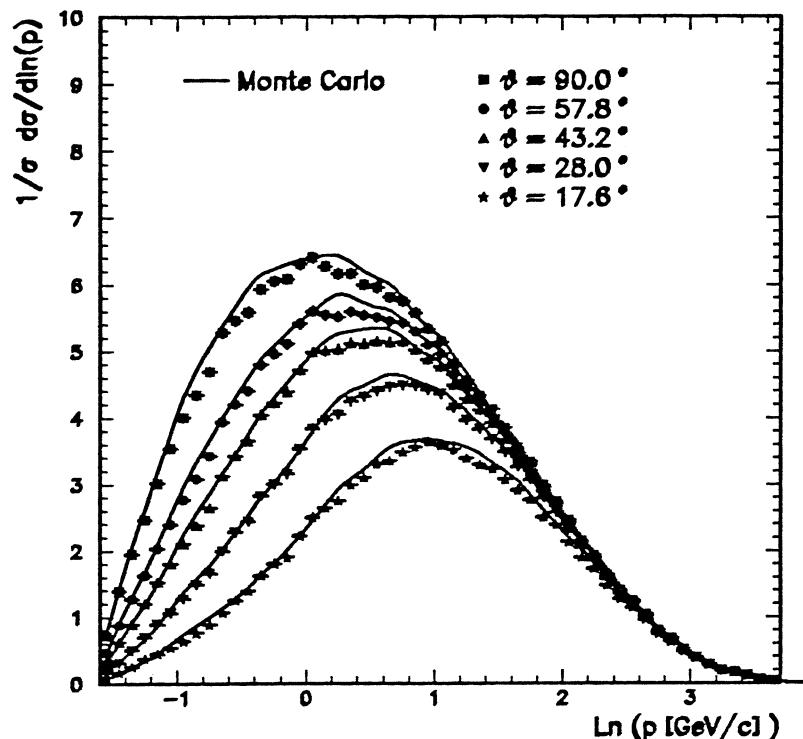


Abbildung 6.37: Unkorrigierte $\ln(p)$ -Spektren in Winkelbereichen bezogen auf die mit Hilfe des elektromagnetischen Kalorimeters bestimmte Ereignisachse.

Abbildung 6.37 zeigt einen Vergleich der unkorrigierten gemessenen $\ln(p)$ -Verteilung mit Ergebnissen einer Detektorsimulation für Winkelbereiche $\theta_0 \in \{17.6^\circ, 28.0^\circ, 43.2^\circ, 57.8^\circ, 90^\circ\}$, entsprechend effektiven Schwerpunktsenergien $E_{cm}^{eff} = E_{cm} \sin(\theta_0/2) \in \{14, 22, 35, 44, 91\} \text{ GeV}$. Für Abbildung 6.37 wurde die Thrust-Achse als Ereignisachse definiert, die allein auf der Basis der Informationen der Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter bestimmt wurde. Die Monte Carlo Simulation stimmt gut mit den gemessenen Verteilungen überein. Allerdings kann die in Abschnitt 6.6 beschriebene Korrekturprozedur anscheinend nicht ohne weiteres auf die Spektren in eingeschränkten Winkelbereichen angewendet werden (s. Abbildung 6.38).

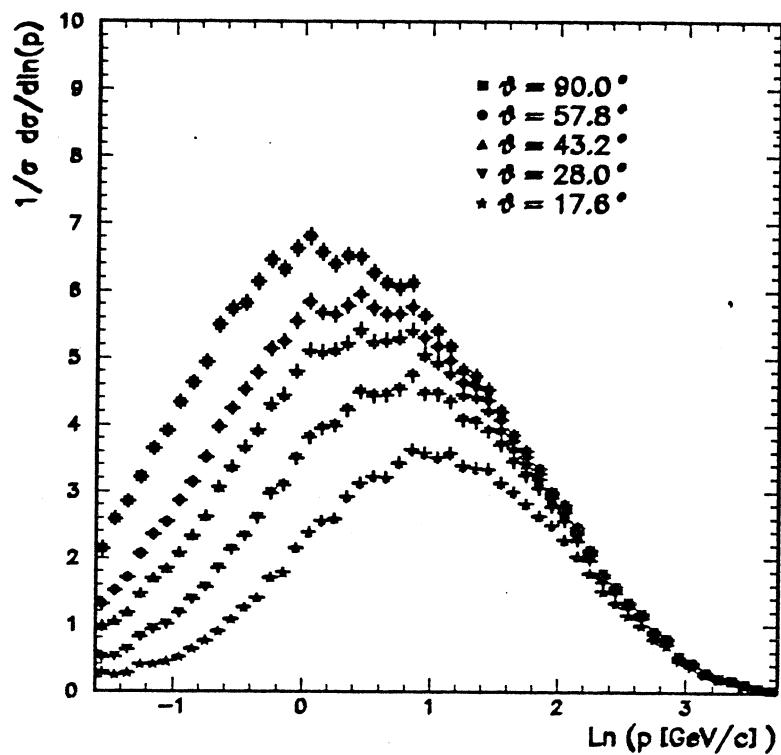


Abbildung 6.38: $\ln(p)$ -Spektren in Winkelbereichen nach Anwendung der Korrektur

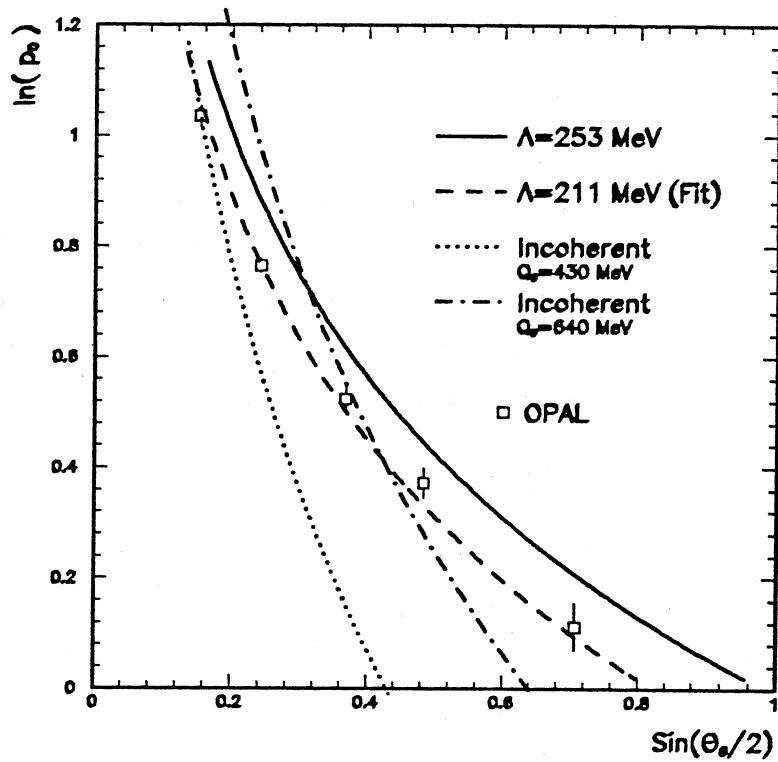


Abbildung 6.39: Maxima der $\ln(p)$ -Spektren in Winkelbereichen

Nach Anwendung der Korrekturen zeigen sich erhebliche Diskrepanzen zwischen den simulierten und den gemessenen Verteilungen. Bevor eine Korrekturprozedur sinnvoll angewendet werden kann, müssen zunächst die beschriebenen Probleme bei der Bestimmung der z -Koordinate gelöst werden. Ein direkter Vergleich der OPAL Daten mit den analytischen Vorhersagen der QCD für eingeschränkte Winkelbereiche um die Ereignisachse ist somit zur Zeit nicht möglich.

Falls die Form der unkorrigierten $\ln(p)$ -Spektren und die Position des Maximums $\ln(p_0)$ keine systematischen Unterschiede zur unkorrigierten Verteilung aufweist, kann jedoch zumindest die vorhergesagte θ -Abhängigkeit der Position des Maximums qualitativ überprüft werden. Abbildung 6.39 zeigt die aus den unkorrigierten $\ln(p)$ -Verteilungen bestimmte Position $\ln(p_0(\theta_0))$ für $\theta_0 \in \{17.6^\circ, 28.0^\circ, 43.2^\circ, 57.8^\circ, 90^\circ\}$ im Vergleich mit der MLLA-Vorhersage Gl.(6.24) für $\Lambda_{\text{eff}} = Q_0 = 253 \text{ MeV}$ (durchgezogene Kurve, s. Tabelle 6.3). Das Ergebnis einer Anpassung der Formel wird gestrichelt dargestellt, ebenso wie die Vorhersage ohne Kohärenz (Gl.(6.25)) für zwei verschiedene Q_0 -Werte (punktiert und strich-punkt-förmig). Die gemessene Position des Maximums der unkorrigierten Verteilung kann von der MLLA-Parametrisierung beschrieben werden, jedoch nicht von dem inkohärenten Modell.

Da für Abbildung 6.39 keine korrigierten Daten verwendet werden konnten, ist zur Zeit leider keine quantitative Aussage über die Güte der QCD Vorhersage für die $\ln(p)$ -Spektren in eingeschränkten Winkelbereichen um die Ereignisachse möglich.

6.11 Zusammenfassung des Kapitels

In diesem Kapitel wurde das Impulsspektrum geladener Teilchen mit analytischen Vorhersagen der QCD für das Gluonen-Spektrum verglichen, die die Kohärenz weicher Gluonen bei Bremsstrahlungsprozessen im Parton-Schauer berücksichtigen. Nach der Bestimmung eines Normierungsfaktors und eines effektiven Skalenparameters Λ_{eff} beschreiben die analytischen QCD Formeln die Impulsverteilung geladener Teilchen in hadronischen Zerfällen des Z^0 sehr gut, insbesondere im Bereich des Maximums des Spektrums.

Mit einem bei $E_{\text{cm}} = 91 \text{ GeV}$ bestimmten Wert von $\Lambda_{\text{eff}} = 253 \text{ MeV}$ beschreibt die MLLA-Vorhersage (6.7) die inklusiven Impulsverteilungen geladener Teilchen bis auf einen Normierungsfaktor auch bei Schwerpunktsenergien zwischen 14 GeV und 44 GeV. Wird die Schwerpunktsenergie von 14 GeV auf 91 GeV erhöht, so verkleinert sich der Normierungsfaktor in (6.7) um rund 15 %. Die gute Übereinstimmung zwischen analytischen Vorhersagen für das Gluonen-Spektrum und dem Impulsspektrum geladener Hadronen unterstützt die QCD Vorhersagen über Manifestation von Farbkohärenz und die Annahme einer lokalen Parton-Hadron-Dualität. Neben der Form der Teilchenimpulsspektren wird auch die Verschiebung der Position des Maximums mit einer analytischen QCD Formel sehr genau beschrieben.

Ein Vergleich der gemessenen Impulsverteilungen mit Vorhersagen verschiedener QCD Parton-Schauer Monte Carlo Programme zeigt, daß die Daten bei $E_{\text{cm}} = 91 \text{ GeV}$ mit geeignet angepaßten Parametern gut beschrieben werden. Die beste Übereinstimmung mit dem gemessenen Spektrum bei Schwerpunktsenergien zwischen 14 GeV und 91 GeV ohne Änderung der Fragmentationsparameter wurde von Monte Carlo Modellen erreicht, die Kohärenz im Parton-Schauer berücksichtigen. Parton-Schauer Modelle ohne Kohärenz mit String-Fragmentation geben eine etwas stärkere Verschiebung des Maximums des $\ln(1/x_p)$ -Spektrums als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die Form der Spektren und die Energieabhängigkeit der Multiplizität stimmen nicht mit den Daten überein. Das benutzte Parton-Schauer Modell ohne Kohärenz mit unabhängiger Fragmentation ist inkompatibel mit den Daten.

Bemerkenswert ist die Tatsache, daß die beste Beschreibung der Teilchenimpulsspektren im E_{cm} -Bereich zwischen 14 GeV und 91 GeV nicht mit einem QCD Monte Carlo Programm, sondern durch eine analytische QCD Vorhersage in der Modified Leading Log Approximation unter Annahme von lokaler Parton-Hadron-Dualität erreicht werden kann. Das Impulsspektrum geladener Teilchen wird in diesem Modell bei

allen Schwerpunktsenergien mit nur einem freien Parameter Λ_{eff} und einem E_{cm} - abhängigen Normierungsfaktor beschrieben.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der OPAL Kollaboration am e^+e^- - Speicherring LEP im CERN. Sie beschreibt die Suche nach Effekten von Farbkohärenz in Hadron- Jets bei Z^0 - Energien. Vor der physikalischen Interpretation der Detektordaten mußten wesentliche Voraussetzungen für die Datenanalyse geschaffen werden: Es wurde ein Programm zur möglichst realistischen Simulation der Jetkammer entwickelt, und es war ein Mustererkennungsverfahren zur Rekonstruktion geladener Spuren in der Jetkammer bereitzustellen.

Das für die OPAL Jetkammer entwickelte Simulationsprogramm enthält sowohl eine detaillierte Beschreibung der Geometrie des Detektors als auch aller wesentlichen physikalischen Prozesse, die in der Jetkammer auftreten. Die Ergebnisse der Simulation stimmen mit den Erwartungen aus den Spezifikationen der Jetkammer im Bereich der Einzelsignale wie auch bezüglich der Spurparameter überein, die aus simulierten Meßpunkten bestimmt wurden.

Das zur Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen in der Jetkammer entwickelte Mustererkennungsverfahren, basierend auf einem Suchalgorithmus nach dem Verkettungsprinzip, ist an die Eigenschaften der Kammer angepaßt. Für Entwicklung und Austesten dieses Programms erwies sich die Monte Carlo Simulation der Jetkammer als unentbehrlich. Eine sehr gute Rekonstruktionseffizienz wird fast im gesamten Impulsspektrum erreicht. Das Zeitverhalten ist linear korreliert mit der Anzahl der registrierten Meßpunkte. Je nach Programmodus beträgt die mittlere Rechenzeit zur Rekonstruktion eines hadronischen Z^0 - Zerfalls 0.35 bzw. 0.75 Sekunden auf einer IBM 3090. Die bei der Rekonstruktion der Spurparameter erreichte Genauigkeit entspricht den Erwartungen aus den Eigenschaften der Jetkammer.

Farbkohärenzeffekte können in analytischen Rechnungen ohne Zuhilfenahme von QCD Monte Carlo Programmen bestimmt werden. QCD Rechnungen, die Farbkohärenz berücksichtigen, sagen u.a. die Form und die Schwerpunktsenergieabhängigkeit des Gluon- Impulsspektrums voraus, insbesondere auch die Position des Maximums als Funktion der Schwerpunktsenergie. Über die Hypothese einer lokalen Parton- Hadron- Dualität können die Parton- Spektren mit den Spektren geladener Teilchen in Beziehung gesetzt werden. Ähnliche Ergebnisse zeigen sich bei einigen QCD Monte Carlo Programmen, die detaillierte Hadronisationsmodelle enthalten.

Für die Suche nach Effekten von Farbkohärenz wurde das inklusive Impulsspektrum geladener Teilchen aus hadronischen Zerfällen des Z^0 unter Verwendung des hier vorgestellten Mustererkennungsverfahrens ausgewertet. Das Spektrum wurde mit Hilfe der Jetkammer Simulation von Detektoreffekten entfaltet. Zur Untersuchung der Energieabhängigkeit wurden Daten der TASSO Kollaboration bei Schwerpunktsenergien von 14 bis 44 GeV hinzugezogen. Es wurden analytische QCD Rechnungen mit zwei bzw. drei freien Parametern, die Kohärenzeffekte einschließen, und Ergebnisse von QCD Monte Carlo Modellen mit den Messungen verglichen. Die freien Parameter der QCD Formeln wurden aus einer Anpassung an das bei $E_{cm} = M(Z^0)$ gemessene Spektrum bestimmt. Bei $E_{cm} = M(Z^0)$ kann das Impulsspektrum geladener Teilchen sowohl durch analytische Formeln als auch durch QCD Monte Carlo Programme beschrieben werden.

Nachdem ihre Parameter bestimmt sind, sagen die analytischen Formeln die Form des Impulsspektrums für alle Schwerpunktsenergien E_{cm} voraus. Bei einer Untersuchung der Abhängigkeit des Impulsspektrums im E_{cm} - Bereich zwischen 14 und 91 GeV wurde Übereinstimmung mit den analytischen QCD Vorhersagen festgestellt. Ein Vergleich der E_{cm} - Abhängigkeit des Impulsspektrums geladener Teilchen mit den Vorhersagen von QCD Monte Carlo Programmen zeigte, daß die beste Beschreibung mit Parton- Schauer Modellen erreicht wird, die ebenfalls Kohärenz berücksichtigen.

Die Verschiebung des Maximums der $\ln(1/x_p) = \ln(E_{cm}/2p)$ -Verteilung als Funktion der Schwerpunktsenergie wird durch eine analytische Näherung mit zwei bei $E_{cm} = 91 \text{ GeV}$ bestimmten freien Parametern korrekt beschrieben. Eine lineare Darstellung der Verschiebung des Maximums in der Form $\ln(1/x_0) = b \ln(E_{cm}) + c$ entspricht mit $b = 0.637 \pm 0.016$ den Erwartungen für den Fall, daß Kohärenz die Spektren beeinflußt. Phasenraummodelle ergeben $b \approx 1$ und sind inkompatibel mit den Daten.

Diejenige der analytischen Vorhersagen, die im Rahmen des QCD Modells der "Modified Leading Log Approximation" (MLLA) für die Gluonen- Impulsverteilung hergeleitet wurde, gibt die beste Übereinstimmung mit den Messungen. Über die Hypothese einer lokalen Parton- Hadron- Dualität (LPHD) kann das Gluonen- Impulsspektrum mit lediglich einem Normierungsfaktor zum Hadron- Impulsspektrum in Beziehung gesetzt werden. Mit einem effektiven Skalenparameter Λ_{eff} und einem E_{cm} - abhängigen Normierungsfaktor werden im MLLA- LPHD- Modell die inklusiven Impulsspektren geladener Teilchen im gesamten betrachteten Energiebereich ausgezeichnet reproduziert. Keines der untersuchten QCD Monte Carlo Programme beschreibt den Bereich kleiner Impulse bei Schwerpunktsenergien zwischen 14 GeV und 44 GeV mit den Parametern, die bei $E_{cm} = 91 \text{ GeV}$ eine gute Wiedergabe des Spektrums ermöglichen.

Anhang A**Koordinatensysteme**

Je nach Anwendung bieten sich verschiedenen Koordinatensysteme als "natürliche" Bezugssysteme an:

1. Aus den Größen (Driftzellennummer, Driftzeit, z- Koordinate) lassen sich alle Raumkoordinaten (x, y, z) mit Hilfe von Kalibrationskorrekturen berechnen.
2. Für die meisten Anwendungen ist die Wahl eines Koordinatensystems sinnvoll, in dem die x- Achse senkrecht zur Driftzelle, die y- Achse parallel zur Driftzelle und die z- Achse parallel zur Strahlachse liegt. Dieses System ist das Driftzellen- Referenz- System (DRS). Der Vorteil dieses Koordinatensystems liegt in der Entkopplung der Meßfehler: der Fehler in y ist dominiert durch die Zeitauflösung. Die x- Koordinate ist definiert durch die Driftzellennummer und damit fast fehlerfrei.
3. Häufig benutzt wird auch das "Sektor- Referenz- System" (SRS) mit x- Achse parallel zur Anode, y- Achse senkrecht zur Anodenebene und z- Achse parallel zur Strahlachse. Für den Fall, daß kein Magnetfeld vorhanden ist, ist das SRS mit dem DRS identisch.
4. Zur Darstellung und Kombination von Daten aus mehreren Sektoren oder Detektorkomponenten benutzt man das OPAL Koordinatensystem (Master Reference System, MRS), in dem die x- Achse horizontal in Richtung des Zentrums von LEP, die y- Achse senkrecht zur durch LEP definierten Ebene und die z- Achse parallel zur Strahlachse liegen.

DRS, SRS und MRS sind durch Rotationen miteinander verknüpft. Der Ursprung der Koordinatensysteme ist identisch mit dem geometrischen Zentrum der Jetkammer. Zur Darstellung des Koordinatensystems 1) sind zusätzliche driftzellenabhängige Translationen erforderlich.

Anhang B

Parametrisierung der Teilchenbahn

Geladene Teilchen bewegen sich im Zentraldetektor auf spiralförmigen Bahnen. Der Krümmungsradius R der Teilchenspur in der $R\phi$ -Ebene ist gegeben durch die Stärke des magnetischen Feldes B , die Ladung des Teilchens q und den Transversalimpuls P_t :

$$P_t = q \cdot B \cdot R$$

Für Teilchen mit $q = e$ gilt für die Jetkammer

$$P_t = k \cdot R$$

$$k \approx 1.31 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$$

bei Darstellung des Transversalimpulses in MeV und des Radius in cm. Zur Beschreibung der helixförmigen Teilchenbahn wird bei OPAL üblicherweise die folgende Parametrisierung P_{Track} benutzt (s. Abbildung B.1):

$$P_{\text{Track}} = (\kappa, \phi_0, d_0, \tan(\lambda), z_0) \quad (\text{B.1})$$

Die Parameter κ , ϕ_0 und d_0 beschreiben die Teilchenbahn in der $R\phi$ -Ebene, $\tan(\lambda)$ und z_0 stellen die Bewegung des Teilchens in z -Richtung dar.

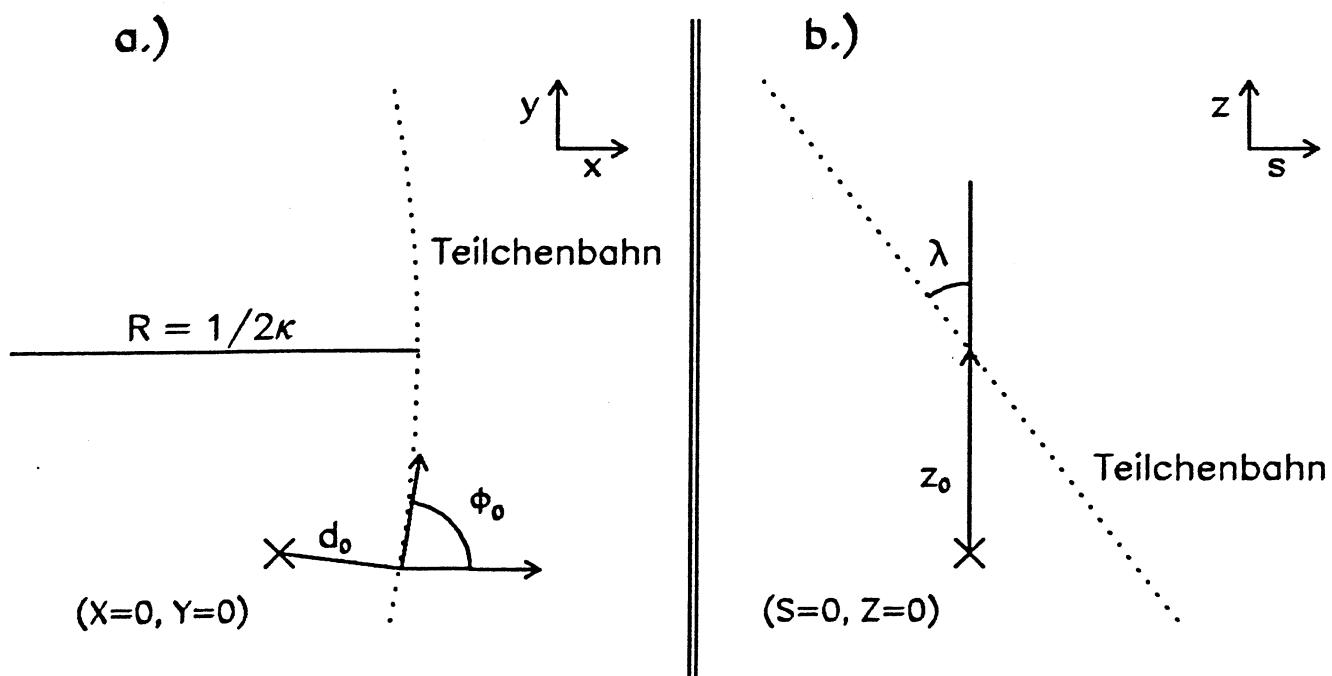


Abbildung B.1:

Parametrisierung der Teilchenbahn bei OPAL. Abbildung B.1a stellt die Parametrisierung in der $R\phi$ -Ebene dar, Abbildung B.1b zeigt die Parametrisierung in der $zs_{R\phi}$ -Ebene.

- $\kappa = \pm \frac{1}{2R}$

κ ³⁸ ist positiv für negativ geladene Teilchen und negativ für positiv geladene Teilchen, vorausgesetzt, daß sich das zu beschreibende Teilchen vom Koordinatenursprung nach außen bewegt. Wird das Magnetfeld umgepolt, so ändert sich das Vorzeichen von κ .

- ϕ_0

ϕ_0 ist der Spurwinkel in der $R\phi$ -Ebene am Punkt der nächsten Annäherung an den Koordinatenursprung.

- d_0

d_0 ist kleinste Abstand des Teilchenbahn in der $R\phi$ -Ebene zum Koordinatenursprung. d_0 ist negativ, wenn der Koordinatenursprung innerhalb des Krümmungskreises liegt, d_0 ist positiv, falls der Koordinatenursprung außerhalb des Kreises liegt.

- $\tan(\lambda) = \frac{p_z}{p_t}$

Die Teilchenbahn in z- Richtung wird durch eine lineare Funktion der Bogenlänge $s_{R\phi}$ entsprechend $z(s_{R\phi}) = z_0 + \tan(\lambda) \cdot s_{R\phi}$ beschrieben. $\tan(\lambda)$ beschreibt die Steigung der Geraden $z(s_{R\phi})$.

- z_0

z_0 ist die z- Koordinate des Punktes der nächsten Annäherung an den Koordinatenursprung in der durch z und $s_{R\phi}$ definierten Ebene.

³⁸ Der Faktor 1/2 ist Konvention in der OPAL Kollaboration.

Anhang C**Geometrie und Materialparameter der Jetkammer in GOPAL***Tabelle C.1: Geometrische Einheiten.*

Dargestellt sind die geometrischen Einheiten der Komponenten der Jetkammer in GOPAL, die Anzahl der Kopien und der Name des GEANT- Systemvolumentyps.

Name	Jetkammer- Komponente	Material	Mutter- volumen	Geant System Volumen	Anzahl der Kopien
CJET	Sensitives Volumen	Jade- Gas	CCP-	TRD2	48
CJ1+	Barrel- Feld- abschwächer	G10	CCP-	TRD2	24
CJ3+	Endkappen- Feld- abschwächer	G10	CCP-	TRAP	24
CJ4+	Endstück	Aluminium	CCP-	TRAP	24
CJC+	Kathodendraht- halterung	G10	CCP-	PARA	48
CJL+	Anodendraht- halterung (neg. z)	G10	CCP-	PARA	24
CJH+	Anodendraht- halterung (pos. z)	G10	CCP-	PARA	24

Tabelle C.2: Materialparameter in der Jetkammer- Simulation.

Dargestellt sind die wesentlichen Parameter:

A: Massenzahl

Z: Kernladungszahl

ρ : Dichte

X_0 : Strahlungslänge

L_0 : Absorptionslänge

$d\phi(\max)$: Maximaler Ablenkungswinkel pro Schritt

$dx(\max)$: Maximaler Versatz durch Mehrfachstreuung pro Schritt

$dE(\max)$: Maximaler Energieverlust pro Schritt

$s(\min)$: Minimale Schrittweite

Parameter	Jade- Gas	Aluminium	G10
A	37.38	26.98	17.38
Z	16.89	13.00	8.87
ρ	0.006 g/cm ³	2.7 g/cm ³	1.7 g/cm ³
X_0	32.5 m	8.9 cm	18.5 cm
L_0	205 m	37.2 cm	61.8 cm
$d\phi$ (max)	10.0 °	10.0 °	10 °
dx (max)	0.015 cm	0.1 cm	0.1 cm
dE (max)	10.0 %	10.0 %	10.0 %
s (min)	1.0 cm	0.5 cm	1.0

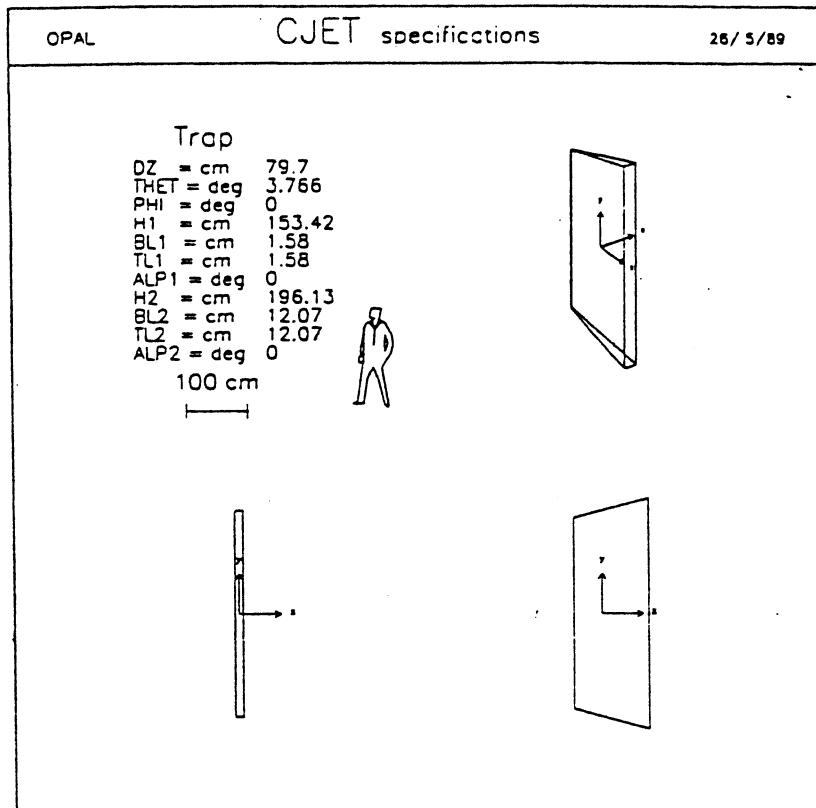


Abbildung C.1: Geometrische Spezifikationen des Sensitiven Volumens

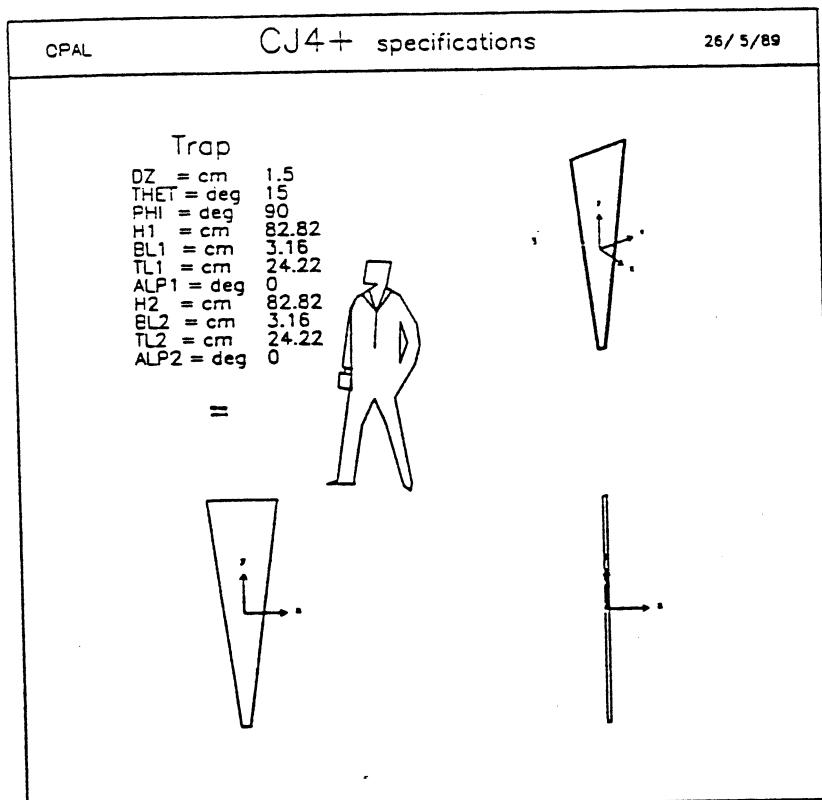


Abbildung C.2: Geometrische Spezifikationen der Aluminium- Endstücke

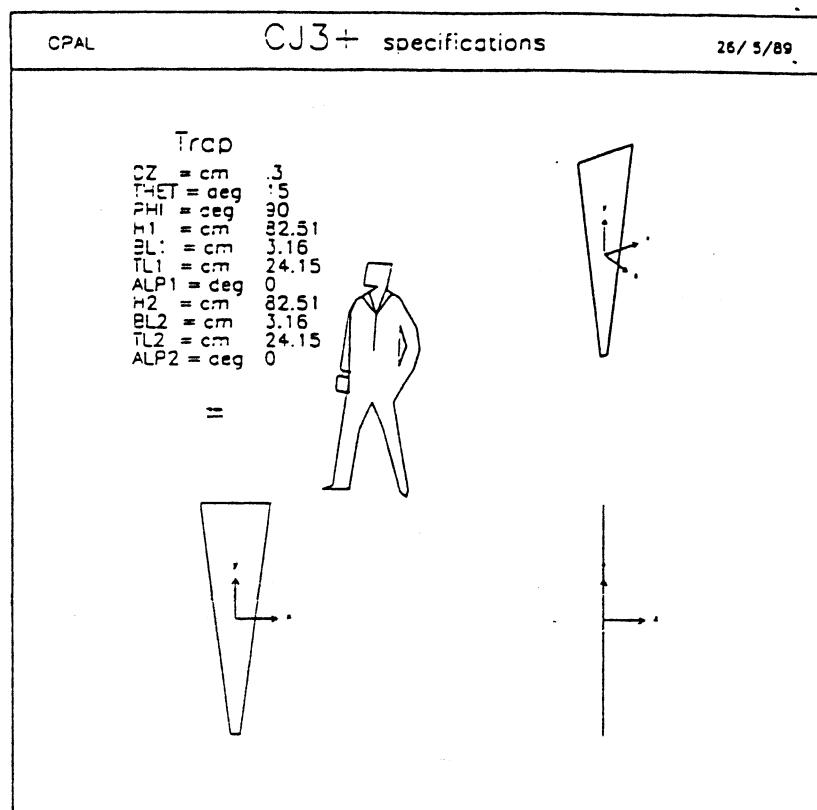


Abbildung C.3: Geometrische Spezifikationen der G10- Endstücke

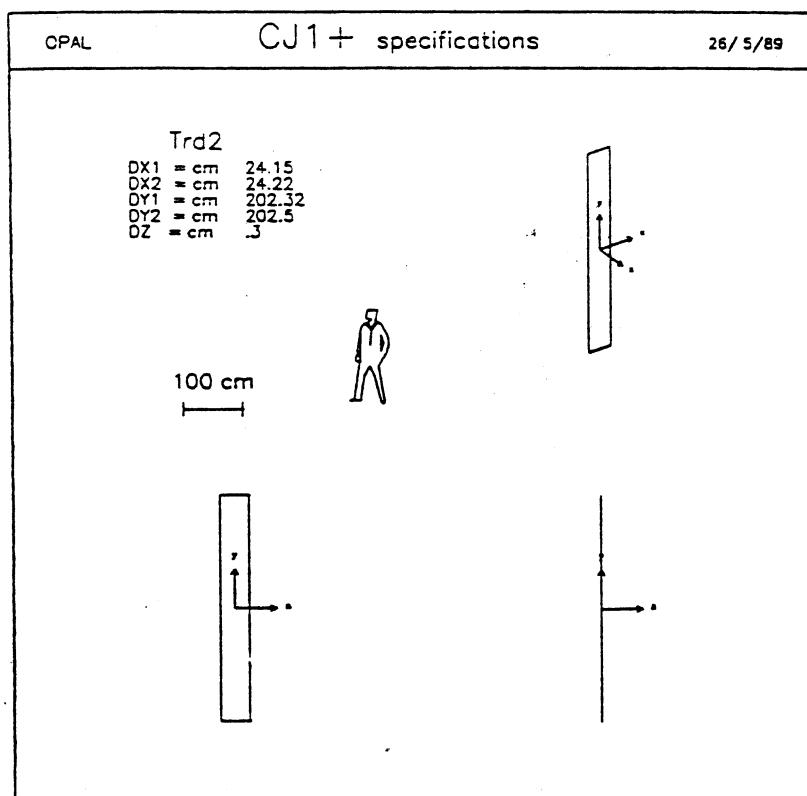


Abbildung C.4: Geometrische Spezifikationen der Barrel- Feldabschwächer

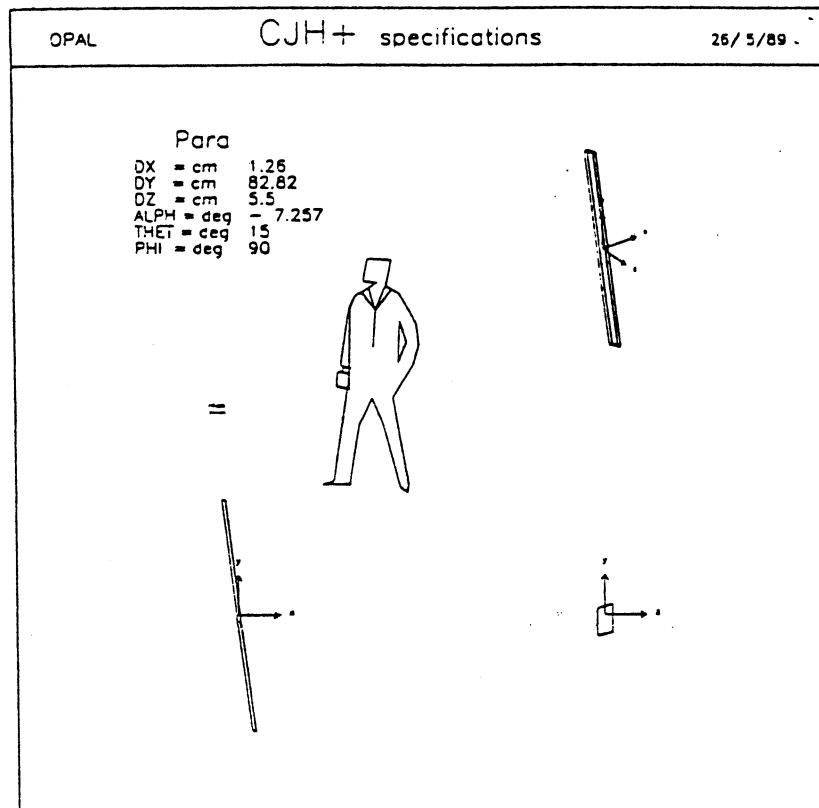


Abbildung C.5: Geometrische Spezifikationen der Anodendrahthalterungen

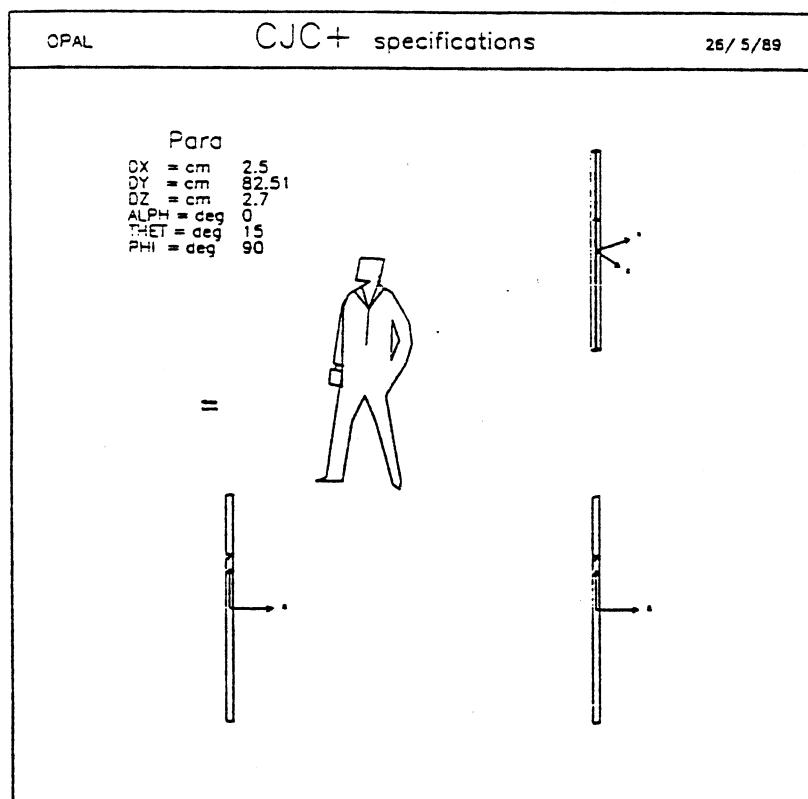


Abbildung C.6: Geometrische Spezifikationen der Kathodendrahthalterungen

Literaturverzeichnis

1. ALEPH Kollaboration, D.Decamp et al.- Phys. Lett. B231(1989)519; DELPHI Kollaboration, P.Aarnio et al.- Phys. Lett. B231(1989)539; L3 Kollaboration, B.Adeva et al.- Phys. Lett. B231(1989)509; OPAL Kollaboration, M.Z.Akrawy et al.- Phys. Lett. B231(1989)530
2. J. Allison et al. - Comp. Phys. Com. 47(1987)55
3. z.B. G.Altarelli - Phys. Rep. 81(1982)1
4. G.Altarelli und G.Parisi - Nucl. Phys. B126(1977)298
5. D.Amati, A.Bassetto, M.Ciafaloni, G.Marchesini und G.Veneziano, Nucl.Phys. B173(1980)429
6. B. Anderson, G. Gustafson, B. Söderberg, Z. Phys. C20(1983)317; B. Anderson, G. Gustafson, B. Söderberg, Phys Rep. 97(1983)31
7. J. J. Aubert et al. - Phys. Rev. Lett. 33(1974)1404; J. J. Aubert et al. - Phys. Rev. Lett. 33(1974)1406
8. Ya.I.Azimov, Yu.L.Dokshitzer, V.A.Khoze und S.I.Troyan, Z.Phys. C27(1985)65
9. Ya.I.Azimov et al., Phys.Lett. B165(1985)147; Ya.I.Azimov et al., Yad.Fiz. 43(1986)149
10. Ya.I.Azimov, Yu.L.Dokshitzer, V.A.Khoze und S.I.Troyan, Z. Phys. C31(1986)213
11. A.Bassetto, M.Ciafaloni und G.Marchesini, Nucl.Phys. B163(1980)477, Phys.Rep. C100(1983)201
12. A.Bassetto, M.Ciafaloni, G.Marchesini und A.H.Mueller, Nucl.Phys B207(1982)189
13. P. Billoir - Nucl. Inst. and Methods 225(1984)352
14. D.G. Cassel und H. Kowalski - Nucl. Inst. and Methods 185(1981)235
15. O. Biebel - Diplomarbeit Bonn IR-89-54 (1989)
16. O.Biebel, P.Bock und U.Römer, "GRA800- A specialized graphic scan program for the OPAL jet chamber", Programmdokumentation, Bonn (1989), unveröffentlicht
17. P. Bock - OPSfit routinen
18. R. Brun, J. Zoll - CERN program library entry Q100 (1987)
19. I.N. Bronstein und K.A. Semendjajew - "Taschenbuch der Mathematik", Verlag Harri Deutsch Zürich (1977)
20. R. Brun et al. - CERN DD/EE/84-1(1987)
21. A.E.Chudakov, Isv.Akad. Nauk SSSR Ser.Fiz. 19(1955)650
22. DELPHI Kollaboration, P.Abreu et al. - CERN PPP-90-118 (1990)
23. M.Dittmar, private Mitteilungen 1988/1989
24. Yu.L.Dokshitzer, V.S.Fadin und V.A.Khoze, Z.Phys. C15(1982)325
25. Yu.L.Dokshitzer, V.S.Fadin und V.A.Khoze, Phys.Lett.115B(1982)242, Z.Phys C15(1982)325, Z.Phys. C18(1983)37;
26. Yu.L.Dokshitzer und S.I.Troyan, Leningrad Preprint LNPI No.922(1984)
27. Yu.L.Dokshitzer, S.I.Troyan, in Proceedings of the XIX Winter School of the LNPI, Vol.I (1984)144, auch [26]
28. Yu.L.Dokshitzer, V.A.Khoze und S.Troyan in "Perturbative Quantum Chromodynamics", Hrsg. A.H.Mueller, World Scientific, Singapur (1989)241; auch: DESY Report 88-093(1988)
29. Yu.L.Dokshitzer, V.A.Khoze, A.H.Mueller, Rev.Mod.Phys 60(1988)373
30. Yu.L.Dokshitzer, V.A.Khoze, G.Marchesini und B.R.Webber, CERN TH-5738/90(1990)
31. Yu.L.Dokshitzer, private Mitteilungen 1990
32. H. Eichinger - Nucl. Inst. and Methods 176(1980)417
33. B.I.Ermolaev und V.S.Fadin. JETP Lett. 33(1981)269;
34. V.S.Fadin, Yad.Fiz. 37(1983)408
35. E.Fermi, Z. Phys. 88(1934)161
36. R.D.Field und R.P.Feynman, Nucl.Phys. B136(1978)1
37. H. M. Fischer et al. - Nucl. Inst. and Methods A252(1986)331; R. - D.Heuer und A.Wagner- Nucl. Inst. and Methods A265(1988)11; H.M. Fischer et al. - Nucl. Inst. and Methods A283(1989)492
38. C.P.Fong und B.R.Webber, Phys.Lett. B229(1989)289; auch [103] Vol. 1; C.P.Fong und B.R.Webber, Preprint Cambridge University Cavendish-HEP-90/8(1990)
39. A. Froelich, H. Grote, C. Onions und F. Ranjard - Cern DD/76/5 (1976)
40. M. Gell- Mann - Phys. Lett. 8(1964)214; G. Zweig - CERN Preprint 8409/Th 412 (nicht veröffentlicht)

41. S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Majani - Phys. Rev. D2(1970)1285
42. S. L. Glashow - Nucl. Phys. 22(1961)579; A. Salam - Phys. Rev. 127(1962)231; S. Weinberg - Phys. Rev. Lett. 19(1967)1264
43. R. L. Gluckstern - Nucl. Inst. and Methods 24(1963)381
44. O. W. Greenberg - Phys. Rev. Lett. 13(1964)598
45. H. Grote und P. Zanella - Nucl. Inst. and Methods 176(1980)29
46. H. Grote - CERN Yellow Report 81/03 (1980)
47. M. Grundmann -OPALDOC 04/CENDE-0486
48. G.Gustafson und U.Pettersson, Nucl.Phys. B306(1988)746; L.Lönnblad und U.Petterson, LU TP 88-15(1988); L.Lönnblad und U.Petterson, LU TP 89-10(1989)
49. F. Hasert et al. - Phys. Lett. B46(1973)121; F. Hasert et al. - Phys. Lett. B46(1973)138
50. M. Hauschild - Dissertation Bonn IR-88-57 (1988)
51. M. Hauschild - OPALDOC 04/CENDE-0480, internes Dokument
52. C. Hawkes - OPALDOC GENERAL-0010 (1990), internes Dokument
53. R. D. Heuer, Private Mitteilungen; (1989)
54. P. W. Higgs - Phys. Rev. Lett. 12(1964)132; P. W. Higgs - Phys. Rev. Lett. 13(1964)508
55. G. t'Hooft - Nucl. Phys. B 33(1971)173; G. t'Hooft - Nucl. Phys. B 35(1971)167
56. F. James - Rep. Prog. Phys. 43(1980)1145
57. JADE Kollaboration, W.Bartel et al., Phys.Lett. B134(1985)31
58. V.A.Khoze, private Mitteilungen (1990)
59. H. Kreuzmann - Diplomarbeit, Bonn - IR - 84 - 45
60. H. Kreuzmann - "New CJ- packages for GOPAL", OPALDOC OFFL/12/0039(1988); H. Kreutzmann, P. Mättig - "The CJ- Processor in GOPAL", OPAL Document 16/OFFL - 0317(1988); O. Biebel, P. Bock, M. Dittmar, H. Kreuzmann, P. Mättig G. Tysarczyk - "The improved CJ- Processor in GOPAL", OPAL Document 16/OFFL - 0405(1988)
61. K.Konishi, A.Ukawa und G.Veneziano, Nucl.Phys. B157(1979)45
62. R. Krieger - Diplomarbeit, Bonn - IR - 87 - 18
63. J.C. Lassalle, F. Carena und S. Pensotti - Nucl. Inst. and Methods 176(1980)371
64. T.D.Lee und C.N.Yang - Phys. Rev. 104(1956)254
65. G.Marchesini, L.Trentadue und G.Veneziano, Nucl.Phys. B181(1981)441
66. G. Marchesini, B. R. Webber - Nucl. Phys. B 238(1984)1; B. R. Webber - Nucl. Phys. B 238(1984)492
67. G. Marchesini, B. R. Webber - Nucl. Phys. B310(1988)461, HERWIG, Version 3.4
68. P. Mättig - Phys. Rep. 177(1989)141
69. z.B. A.Messiah, "Quantenmechanik", Verlag Walter de Gruyter, Berlin (1976), Band 1, Anhang B.1
70. A.H.Mueller, Phys.Lett.104B(1981)161;
71. A.H.Mueller, Nucl.Phys. B213(1983)85, Nucl.Phys. B228(1983)357
72. T. Nozaki - JADE Note Nr. 67(1981)
73. J. Olsson et al. - Nucl. Inst. and Methods 176(1980)403
74. OPAL Kollaboration - "The OPAL Detector Technical Proposal", CERN/LEPC/83-4(1983)
75. OPAL Kollaboration, M.Z.Akrawy et al., CERN - EP/90 - 27 (1990), Phys. Lett. B240(1990)497
76. OPAL Kollaboration, M.Z.Akrawy et al., CERN - EP/90 - 48 (1990), Z.Phys. C47(1990)505
77. OPAL Kollaboration, M.Z.Akrawy et al., CERN-EP/90 - 94 (1990), Phys. Lett. B247(1990)617
78. OPAL Kollaboration, K.Ahmet et al., CERN-PPE/90 - 114(1990), Zur Veröffentlichung in Nucl. Inst. and Methods
79. OPAL Kollaboration, M.Z.Akrawy et al., CERN-PPE/90 - 143(1990), Zur Veröffentlichung in Z.Phys C
80. OPAL Kollaboration, M.Z.Akrawy et al. - CERN PPE/90-150 Zur Veröffentlichung in Phys. Lett.
81. OPAL Kollaboration, "The OPAL Trigger System", Zur Veröffentlichung in Nucl. Inst. and Methods
82. Particle Data Group - "Review of particle properties"; Phys. Lett. B204(1988)1
83. J.Perl, A.S.Schwarz, A.Seiden und A.J.Weinstein - Nucl. Inst. and Methods 252(1986)616
84. M. Pimiä - Thesis, Helsinki HE - P - D45 (1985)

85. U.Römer - Diplomarbeit, Bonn-IR-90-55(1990)
86. M.Ryskin, Yad.Fiz. 36(1982)965
87. D.Schaile, O.Schaile und J.Schwarz - Nucl. Inst. and Methods A242(1986)247
88. z.B. J.Schwinger - "Selected Papers on Quantum Electrodynamics", Dover, New York (1958)
89. T. Sjöstrand, M. Bengtsson - Lund University LU TP 85-10(1985) und Lund University LU TP 86-22(1986)
90. T. Sjöstrand - Lund University LU TP 87-18(1987)
91. T. Sjöstrand, Comp.Phys.Comm. 39(1986)347, JETSET Version 7.2
92. T. Sjöstrand, private Mitteilungen (1990)
93. J. Spitzer - Vortrag, Jetchamber Software Meeting, Bonn 1988 (unveröffentlicht).
94. TASSO Kollaboration, M.Althoff et al. - Z.Phys. C22(1984)307
95. TASSO Kollaboration, W.Braunschweig et al, DESY - 90-13(1990)
96. TPC Kollaboration, H.Aihara et al., Z.Phys. C28(1985)31 TPC Kollaboration, H.Aihara et al., Phys.Rev.Lett. 57(1986)945
97. UA1 Collaboration, G.Arnison et al.- Phys. Lett. B122(1983)103; UA2 - Collboration, M.Banner et al. - Phys. Lett. B122(1983)476; UA1 Collaboration, G.Arnison et al.- Phys. Lett. B126(1983)398; UA2 - Collboration, P.Bagnaia et al. - Phys. Lett. B122(1983)476
98. B.R.Webber, private Mitteilungen (1990)
99. H. Wind - CERN - EP 81/12 (1982)
100. H. Wind - CERN Yellow Report 72-21 (1972)
101. B.Wolf, Diplomarbeit, Bonn-IR-90-41(1990)
102. C. N. Yang, R. L. Mills - Phys. Rev. 96(1954)191
103. "Z Physics at LEP 1", ed. G.Altarelli, R.Kleiss und C.Verzegnassi, Vol.1-3 CERN Yellow Report 89-08(1989)

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen der OPAL Kollaboration am CERN. Allen, die die Durchführung der vorliegenden Arbeit durch Kollegialität, Hilfsbereitschaft und interessante Diskussionen ermöglicht haben, möchte ich hier meinen Dank aussprechen. Besonders danken möchte ich

- Herrn Prof. Dr. B. Nellen für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit am CERN und die fortwährende Unterstützung und Hilfsbereitschaft
- Herrn U. Römer für die Unterstützung bei der Optimierung des Mustererkennungsverfahrens
- Herrn R. Krieger für die Hilfe bei der Entwicklung der Programme zur Analyse des Mustererkennungsprogramms, die zeitweilig zur Verfügung gestellte Rechnerkapazität und viele Tips
- Herrn Prof. Dr. P. Bock für die Entwicklung und Bereitstellung der hervorragenden Programme zur Anpassung von Spuren
- den Konstrukteuren der Jetkammer, die durch jahrelange aufopfernde Arbeit die Voraussetzungen für die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse geschaffen haben
- Prof. Dr. Yu. L. Dokshitzer, Dr. T. Sjöstrand und Prof. Dr. B. R. Webber für viele interessante Diskussionen und Klarstellungen über die Phänomene der QCD
- Dr. H. Breuker, Dr. M. Dittmar, E. Mauer, Priv. Doz. Dr. P. Mättig, P. Pfister und G. Tysarczyk-Niemeyer für die Durchsicht des Manuskripts

Mein ganz besonderer Dank richtet sich an Herrn Dr. B. Wünsch für ungezählte fachliche Diskussionen und kritische Anmerkungen, an Herrn Priv. Doz. Dr. P. Mättig für die vielen Gespräche über die Datenanalyse und die zahlreichen Anregungen und an Prof. Dr. V. Khoze, der durch sein andauerndes Interesse und erklärende Diskussionen viel zur Durchführung der Analyse beigetragen hat.