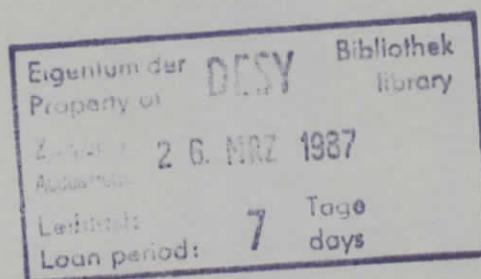


Interner Bericht  
DESY F35-87-01  
März 1987

Messung der mittleren Lebensdauer von B-Hadronen

von

Kai-Uwe Pösnecker



DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**“Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“**

# Messung der mittleren Lebensdauer von B- Hadronen

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Kai - Uwe Pösnecker  
aus Oldenburg

Hamburg  
1987

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. E. Lohrmann  
Prof. Dr. G. Heinzelmann

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. E. Lohrmann  
Prof. Dr. P. Schmüser

Datum der Disputation: 6.2.87

Sprecher des  
Fachbereichs Physik  
und Vorsitzender des  
Promotionsausschusses: Prof. Dr. J. P. Kotthaus

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird eine Messung der mittleren Lebensdauer  $\tau_B$  von B- Hadronen mit dem TASSO- Experiment am PETRA- Speicherring vorgestellt. In einer neuen Analyse- Methode werden alle typischen 2- Jet Ereignisse ohne eine besondere Auswahl zur Vergrößerung des Anteils an b- Quark- haltigen Ereignissen verwendet. Für jedes dieser Ereignisse wird das Dipolmoment  $\rho$  berechnet. Diese Variable beschreibt in der Detektorebene senkrecht zur Strahlachse den Abstand der beiden Jetvertizes, die aus jeweils allen hinreichend gut rekonstruierten Spuren der Jets berechnet werden. Für ein Ereignis mit primären b- Quarks ist  $\rho$  stark korreliert mit dem Abstand der beiden Zerfallsvertizes der Hadronen, die das  $b$ - bzw.  $\bar{b}$ - Quark enthalten. Das mittlere  $\tau_B$  wird aus einem Vergleich der Mittelwerte  $\langle \rho \rangle$  aus den Dipolmomenten der gemessenen Ereignisse und aus denen simulierter Ereignisse zu verschiedenen B- Lebensdauern bestimmt. Das Ergebnis dieser Messung ist:

$$\tau_B = (1.45 \begin{array}{cc} +0.30 & +0.25 \\ -0.28 & -0.23 \end{array} )ps .$$

stat.                      syst.

Die Methode und die gemessene mittlere B- Lebensdauer werden mit anderen Messungen verglichen.

A measurement of the average  $B$  hadron lifetime  $\tau_B$  with the TASSO experiment at PETRA is presented. A new method for the determination of  $\tau_B$  has been developed. It is based on all hadronic events passing a 2 jet cut. No explicit enrichment of events containing b quarks is performed. A variable called the dipole moment  $\rho$  is measured for each event. This quantity describes the separation of the vertices of the 2 jets in the detector plane perpendicular to the beam axis. These vertices are calculated from all well reconstructed tracks per jet. The dipole moment for a hadronic event with primary b quarks is strongly correlated with the distance between the decay vertices of the two hadrons containing the  $b$  and  $\bar{b}$  quark.  $\tau_B$  is derived from a comparison of the mean values  $\langle \rho \rangle$  from the data and from simulated events of different  $B$ - lifetimes. The result of this measurement is

$$\tau_B = (1.45 \begin{array}{cc} +0.30 & +0.25 \\ -0.28 & -0.23 \end{array} )ps .$$

stat.                      syst.

The method itself and the result will be compared with other measurements.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>Die Physik des b- Quarks und seiner Mesonen</b>	<b>10</b>
2.1	Die Erzeugung der B -Mesonen . . . . .	10
2.1.1	Die Produktion von b- Quarks in $e^+e^-$ - Vernichtungsreaktionen . . . . .	10
2.1.2	Die Materialisierung der b- Quarks in hadronischen Jets . . . . .	13
2.2	Der Zerfall der B- Mesonen . . . . .	21
2.2.1	Der Zerfall des b- Quarks . . . . .	21
2.2.2	Die Zerfälle der B- Mesonen . . . . .	25
2.2.3	Inklusive Eigenschaften von B- Meson- Zerfällen . . . . .	28
2.2.4	$B^0 - \bar{B}^0$ Oszillationen und die CP- Verletzung im Standardmodell . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>34</b>
3.1	Der $e^+e^-$ - Speicherring PETRA . . . . .	34
3.2	Messungen am PETRA- Strahlfleck mit dem TASSO- Detektor . . . . .	37
3.3	Der TASSO- Detektor . . . . .	37
3.3.1	Die große zylindrische Driftkammer . . . . .	42
3.3.2	Die zentrale Proportionalkammer . . . . .	42
3.3.3	Der Vertexdetektor . . . . .	44
3.4	Die Datennahme . . . . .	48
3.5	Die Spursuche im Innendetektor . . . . .	50
3.6	Die Meßgenauigkeit des Innendetektors . . . . .	53
3.6.1	Das theoretische Auflösungsvermögen . . . . .	53
3.6.2	Messungen der Spurauflösung . . . . .	55
3.6.3	Systematische Fehler in der Spurauflösung . . . . .	56
<b>4</b>	<b>Experimentelle Methoden zur Lebensdauerermessung bei B- Hadronen</b>	<b>66</b>
4.1	direkte Verfahren . . . . .	66
4.2	statistische Verfahren . . . . .	69
4.2.1	Anreicherungsverfahren . . . . .	69
4.2.2	Die Messung der Zerfallslängen . . . . .	74
<b>5</b>	<b>Die Dipolmethode</b>	<b>79</b>
5.1	Motivation der Methode . . . . .	79
5.2	Die Bestimmung des mittleren Dipolmoments $\langle \rho \rangle$ aus den Daten . . . . .	83
5.3	Die Berechnung der mittleren B- Lebensdauer aus dem Dipolmoment . . . . .	89
5.4	Die systematischen Fehler der B- Lebensdauerermessung . . . . .	95
5.4.1	Fehler im physikalischen Modell . . . . .	95
5.4.2	Fehler aus der Detektorsimulation . . . . .	102
5.4.3	Zusammenfassung . . . . .	106

<b>6</b>	<b>Ergänzungen</b>	<b>108</b>
6.1	Dipolmassenmomente . . . . .	108
6.2	Das mittlere Dipolmoment für Ereignisensembles mit unterschiedlichem b- Quark Anteil	111
6.3	Das mittlere Dipolmoment für Ereignisse mit unterschiedlich vielen Vertizes . . . . .	112
<b>7</b>	<b>Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>115</b>
7.1	Vergleich mit anderen Messungen . . . . .	115
7.2	Zur Abschätzung der Elemente $ U_{cb} $ und $ U_{ub} $ der KM- Matrix aus $\tau_B$ . . . . .	117
<b>A</b>	<b>Die TASSO- Detektor- und Spurkoordinaten</b>	<b>119</b>
<b>B</b>	<b>Einige kinematische Größen zur Beschreibung hadronischer Ereignisse</b>	<b>121</b>
<b>C</b>	<b>Zur Kompensation der Fragmentationshärte in der Gewichtung der Dipolmomente</b>	<b>122</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Fermionenfamilien des Standardmodells . . . . .	7
2.1	Feynman- Graph erster Ordnung zur elektroschwachen Produktion eines Fermionen- paares aus der $e^+e^-$ - Annihilation . . . . .	11
2.2	Messungen des hadronischen R- Wertes . . . . .	12
2.3	Ein 2- Jet Ereignis im TASSO- Detektor . . . . .	14
2.4	Hadronen- Kaskade in der unabhängigen Jetfragmentation . . . . .	15
2.5	Hadronenerzeugung aus der String- Fragmentation . . . . .	17
2.6	x- Verteilung der Fragmentation von $D^*$ - Mesonen . . . . .	18
2.7	Charm- Fragmentationsfunktion nach Peterson u.a. Reine Quark- Fragmentation und korrigierte Verteilungen . . . . .	19
2.8	Charm- Fragmentation: $\langle z_{c \rightarrow D^*} \rangle$ aus verschiedenen Experimenten . . . . .	19
2.9	x- Verteilung der Charm- Fragmentation: Vergleich von Messungen mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen . . . . .	20
2.10	Die semileptonischen und hadronischen Zerfälle des b- Quarks . . . . .	22
2.11	Die zulässigen Werte für $\sin\theta_2$ und $\sin\theta_3$ . . . . .	24
2.12	Die effektive b- Quark Masse als Funktion der invarianten W- Boson Masse . . . . .	26
2.13	Das Elektronenspektrum aus den Zerfall freier b- Quarks (Modell) und das gemessene Spektrum von CUSB . . . . .	27
2.14	B- Meson Zerfälle, die nicht im Zuschauermodell beschrieben werden . . . . .	28
2.15	2 Arten hadronischer B- Meson- Zerfälle . . . . .	29
2.16	Impulsspektrum von D- Mesonen aus B- Zerfällen . . . . .	30
2.17	Box- Diagramme zur $B^0 - \bar{B}^0$ - Mischung . . . . .	31
2.18	Die erlaubten Werte von $\sin\theta_2$ gegen den Phasenwinkel $\delta$ . . . . .	32
2.19	Die erlaubten Werte der KM- Matricelemente ( $U_{ub}$ und $U_{cb}$ ) . . . . .	33
3.1	Beschleuniger und Speicherringanlagen beim DESY . . . . .	35
3.2	Die $\beta$ - Funktionen in der Wechselwirkungszone . . . . .	36
3.3	Die Koordinaten des Strahlflecks im TASSO- Detektor für die Meßperiode 1985 . . . . .	38
3.4	Der TASSO- Detektor: Schnitt senkrecht zur Strahlachse durch den Mittelpunkt . . . . .	39
3.5	Der TASSO- Detektor: vertikaler Schnitt in der Strahlachse . . . . .	40
3.6	Das Magnetfeld $B_z$ im Innendetektor in Abhängigkeit vom Radius und der z- Position . . . . .	41
3.7	Drahtpositionen für die innersten Lagen der zylindrischen Driftkammer . . . . .	42
3.8	Der TASSO- Vertexdetektor . . . . .	45
3.9	Nichtlinearer Anteil der Orts- Driftzeitbeziehung des Vertexdetektors für die 8 Lagen . . . . .	47
3.10	Residuenverteilung für ausgesuchte 2- Spureignisse, 1. Lage des Vertexdetektors . . . . .	48
3.11	Theoretische Impakt- Parameter- Auflösung gegen den Teilchenimpuls . . . . .	56
3.12	Die unterschiedlichen Definitionen des Impakt- Parameters . . . . .	58
3.13	Fourieramplituden von $d_r$ und $\delta$ für die 1. Lage der zentralen Driftkammer . . . . .	61
3.14	Fourieramplituden von $d_r$ und $\delta$ für die 1. Lage des Vertexdetektors . . . . .	62
3.15	Prinzip möglicher Spur- Spur- Korrelationen im Vertexdetektor . . . . .	63

3.16	Zur Vorzeichendefinition in der Residuenanalyse . . . . .	64
4.1	Das $b\bar{b}$ - Ereignis des WA75- Experiments . . . . .	67
4.2	Direkte Messung der $D^0$ - Lebensdauer am Beispiel des TASSO- Detektors . . . . .	68
4.3	Rapiditätsverteilung in b- Jets aus Messungen bei $W = 29\text{GeV}$ . . . . .	71
4.4	Rapiditätsverteilung von Spuren aus b- Jets . . . . .	72
4.5	Prinzipskizze zum "boosted sphericity product" . . . . .	72
4.6	Die 5 Vertizes eines b- Ereignisses (Skizze) . . . . .	73
4.7	Der Zusammenhang des Impakt- Parameters einer Spur mit der Zerfallslänge des Mutterteilchens . . . . .	74
4.8	TASSO: gemessene Impakt- Parameter Verteilungen . . . . .	75
4.9	TASSO: Zerfallslängenverteilung der Jetvertizes . . . . .	77
5.1	Verschiedene Verfahren zur Zerfallslängenmessung . . . . .	80
5.2	Zur Konstruktion des Dipolmoments eines Ereignisses . . . . .	82
5.3	Zur Akzeptanz der Spuren durch den Geometrieschnitt . . . . .	84
5.4	Histogramm zur Zahl $n$ der akzeptierten Spuren pro Ereignis . . . . .	85
5.5	Histogramm zur Zahl $n$ der akzeptierten Treffer im Vertexdetektor pro Spur . . . . .	85
5.6	Die Verschiebung der Sphärizitätsachse gegen den Strahlmittelpunkt . . . . .	87
5.7	Der Abstand der Sphärizitätsachse vom primären Vertex . . . . .	88
5.8	Die gewichtete Verteilung der Dipolmomente $\rho$ der Daten . . . . .	90
5.9	Die Verteilung der Dipolmomente $\rho$ für Daten und Monte- Carlo- Ereignisse von $\tau_B = 1.5\text{ps}$ . . . . .	92
5.10	$\langle\rho\rangle$ gegen $\tau_B$ aus Monte- Carlo- Ereignissen bei $W = 44\text{GeV}$ . . . . .	93
5.11	$\langle\rho\rangle(\tau_B)$ aus Simulationen bei $W = 44\text{GeV}$ und $W = 35\text{GeV}$ . . . . .	94
5.12	$\langle\rho\rangle(\tau_B)$ gemittelt für $W = 42\text{GeV}$ im Vergleich mit $\langle\rho\rangle$ aus den Daten . . . . .	95
5.13	Relative Häufigkeiten verschiedener Charm- Mesonen im Monte- Carlo- Modell . . . . .	97
5.14	$\langle\rho\rangle(\tau_B)$ gemittelt für $W = 42\text{GeV}$ bei angenommener weicher Fragmentation der c- und b- Quarks . . . . .	101
5.15	Die Verteilung der Dipolmomente $\rho$ für Daten und Monte- Carlo- Ereignisse mit FELIX- Spurrekonstruktion . . . . .	103
6.1	Prinzipskizze zur Konstruktion der Dipolmassenmomente . . . . .	109
6.2	Die gewichtete Verteilung der Dipolmassenmomente $\rho_M$ aus den Daten . . . . .	110
6.3	$\langle\rho_M\rangle(\tau_B)$ für $W = 42\text{GeV}$ im Vergleich mit dem Meßwert . . . . .	111
7.1	Eine Abschätzung von $\tau_{B^+}$ zu $\tau_{B^0}$ . . . . .	118
A.1	Das TASSO Koordinatensystem . . . . .	120
A.2	Die Spurkoordinaten in der $(r, \phi)$ - Ebene . . . . .	120
C.1	Die Abhängigkeit von $\rho$ vom $\gamma$ der B- Hadronen . . . . .	123

# Tabellenverzeichnis

2.1	Die 5 entdeckten Quarks und ihre Kopplungskonstanten im Standardmodell . . . . .	10
2.2	Messungen zur Härte der Fragmentation schwerer Quarks aus Leptonspektren . . . . .	20
2.3	Eine Klassifizierung der b- Quarkzerfälle . . . . .	21
2.4	Inklusive Eigenschaften von B- Meson- Zerfällen . . . . .	29
2.5	Vergleich der Monte- Carlo- Simulation von B- Meson- Zerfällen mit Messungen . . . . .	30
3.1	PETRA: Strahlparameter der $2 \times 21\text{GeV}$ - Konfiguration . . . . .	35
3.2	Daten der Driftkammerlagen . . . . .	43
3.3	Daten der Proportionalkammerlagen . . . . .	43
3.4	Daten der Vertexdetektorlagen . . . . .	44
3.5	Materie im Innendetektor . . . . .	46
3.6	Fallstudien zur Spurmeßgenauigkeit des Innendetektors . . . . .	54
3.7	Mittelwerte und Breiten der $d_{\tau}$ - Verteilung für Monte- Carlo- Ereignisse und Daten . . . . .	57
3.8	Residuenverteilungen im Vertexdetektor . . . . .	64
4.1	b- Anreicherungsverfahren: Verstärkung und Effizienz . . . . .	69
4.2	b- Jets im Vergleich mit allen hadronischen Jets bei $W = 29\text{GeV}$ . . . . .	70
5.1	Mittelwerte aus Messungen der Lebensdauer charmhaltiger Hadronen . . . . .	81
5.2	$\langle\rho\rangle$ - Abhängigkeit von der Härte der c- und b- Fragmentation bei $W = 44\text{GeV}$ . . . . .	100
5.3	$\langle\rho\rangle$ - Abhängigkeit von der Spurauflösung des Detektors . . . . .	104
5.4	$\langle\rho\rangle$ - Abhängigkeit von der Zahl der Spurtreffer im Vertexdetektor: . . . . .	104
5.5	Zusammenstellung der verschiedenen Beiträge zum systematischen Fehler von $\langle\rho\rangle$ . . . . .	107
6.1	Das mittlere Dipolmoment $\langle\rho\rangle$ für b- an- und abgereicherte Ereignisensembles . . . . .	112
6.2	Ergebnisse der Analysen an typischen 1- und 3- Vertices- Ereignissen . . . . .	113
7.1	Verschiedene Messungen zur mittleren B- Lebensdauer im Vergleich . . . . .	116

# Kapitel 1

## Einleitung

Nach dem heutigen Verständnis der Elementarteilchenphysik unterliegen die Grundbausteine der Materie drei unterschiedlichen Wechselwirkungen, die durch drei eigenständige Theorien beschrieben werden:

- Die Wechselwirkung der Massen ist die Gravitation. Sie wird durch die allgemeine Relativitätstheorie beschrieben. Bei den Teilchenmassen und Abständen, die den Experimenten der Hochenergiephysik heutzutage zugänglich sind, ist diese Wechselwirkung allerdings vernachlässigbar.
- Die Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD) [1,2,3,4]. Sie beschreibt Eigenschaften und Reaktionen der Hadronen. Die elementaren Träger der Farbladungen sind die Quarks und die Feldteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen.
- Das Glashow- Salam- Weinberg- (GSW-) Modell der elektroschwachen Wechselwirkung [5,6,7] ist die Vereinigung der elektromagnetischen mit der schwachen Wechselwirkung in einer gemeinsamen Theorie der Leptonen und freien Quarks. Sie wird wegen ihres großen Erfolges heute als Standardmodell bezeichnet. Die Feldteilchen sind, zusätzlich zum Photon der Quantenelektrodynamik, die schweren Vektorbosonen  $Z^0$  und  $W^\pm$  [8,9,10].

Die Systematik der Fermionen im Rahmen dieses Modells ist in Abb. 1.1 dargestellt. Zu jedem dieser Fermionen existiert außerdem das entsprechende Antiteilchen. Die Quarks werden in 6 verschiedene Arten (flavours) mit je 2 Spineinstellungen unterschieden und in 3 linkshändige Dubletts bzw. Familien und 6 rechtshändige Singletts eingeteilt. Die linkshändigen Leptonen bilden ebenfalls 3 Familien. Als rechtshändige Teilchen sind allerdings nur die 3 geladenen Leptonen bekannt. Sie bilden 3 Singletts. Experimentell sind bereits alle Fermionen bis auf das t- Quark nachgewiesen worden. Von letzterem nimmt man an, daß es wegen seiner hohen Masse ( $m_t > 22.0 \text{ GeV}/c^2$ ) [11] bislang nicht erzeugt werden konnte. Auch fehlt bis heute ein Nachweis, daß  $\nu_\tau$  von  $\nu_\mu$  und  $\nu_e$  verschieden ist. Eine wichtige Aussage des Standardmodells ist die Möglichkeit der Umwandlung linkshändiger Quarks und Leptonen (bzw. deren Antiteilchen) unter Abstrahlung eines virtuellen  $W^\pm$ - Bosons in den Partner ihres Dubletts. Die Umwandlung entspricht also einer Auf- oder Absteigeoperation im Dublett. Im Gegensatz zu den Leptonen können sich linkshändige Quarks aber auch in Auf- oder Absteigepartner der anderen Quarkdubletts umwandeln. Man nimmt im Standardmodell an, daß die Quark- Eigenzustände  $d', s', b'$  der schwachen Wechselwirkung eine Mischung der Eigenzustände  $d, s, b$  der Massenmatrix der Quarks sind.

Diese Mischung der drei Quark- Dubletts wird durch eine unitäre  $3 \times 3$ - Matrix, die Kobayashi-Maskawa- (KM-) Matrix beschrieben [12]. Diese Matrix besitzt 4 physikalisch relevante Freiheitsgrade. Gäbe es nur 2 Quarkfamilien, dann wäre die Mischung mit einem Parameter, dem Cabibbo-Winkel, vollständig beschrieben [13]. In der KM- Matrix sind 2 weitere Winkel zusammen mit dem

$$\begin{array}{cccccc}
u_R & d_R & c_R & s_R & t_R & b_R \\
\left(\begin{array}{c} u \\ d' \end{array}\right)_L & \left(\begin{array}{c} c \\ s' \end{array}\right)_L & \left(\begin{array}{c} t \\ b' \end{array}\right)_L & & & \updownarrow W^\pm \\
e_R^- & \mu_R^- & \tau_R^- & & & \\
\left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array}\right)_L & \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array}\right)_L & \left(\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array}\right)_L & & & \updownarrow W^\pm \\
\left(\begin{array}{c} d' \\ s' \\ b' \end{array}\right) = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \left(\begin{array}{c} d \\ s \\ b \end{array}\right)
\end{array}$$

Abbildung 1.1: Die Fermionenfamilien des Standardmodells

Cabibbo- Winkel analog zu den 3 Euler'schen Winkeln räumlicher Drehungen definiert. Im Unterschied zu einer Drehmatrix ist die KM- Matrix komplexwertig. Der verbleibende vierte Parameter ist ein Phasenwinkel für die dritte Quarkfamilie. Mit ihm können die CP- verletzende Zerfälle der neutralen Mesonen  $K^0 \bar{K}^0$  und  $B^0 \bar{B}^0$  beschrieben werden.

Das b- Quark ist der bisher einzige nachgewiesene Vertreter der dritten Quarkfamilie und zugleich das schwerste der bisher bekannten Quarks [14]. Die Untersuchung seiner Eigenschaften ist ein wichtiger Test der Standardmodells und weiterreichender Theorien. Insbesondere ist die Messung der 3 mit der dritten Quarkfamilie verbundenen Freiheitsgrade der KM- Matrix eine vorrangige Aufgabe der b- Physik. Diese Parameter sind durch Messung der folgenden Eigenschaften der b- Quarks zugänglich[15]:

- Die b- Lebensdauer: Sie gibt Aufschluß über die gesamte Kopplungsstärke der dritten zu den beiden leichteren Quarkfamilien.
- Das Verhältnis der Zerfallsraten ( $b \rightarrow u$ ) zu ( $b \rightarrow c$ ) mißt das Verhältnis der Kopplungen zur 1. und 2. Familie.
- Eine Messung der Stärke des  $\Delta b = 2$ - Übergangs im  $B^0 \bar{B}^0$ - System, analog zu  $\Delta s = 2$  im  $K^0 \bar{K}^0$ - System, gibt Aufschluß über den Phasenwinkel in der KM- Matrix.

Die im GSW- Modell beschriebenen Quarks sind der direkten Beobachtung nicht zugänglich, da sie wegen der starken Wechselwirkung nur in gebundenen Zuständen, als Mesonen oder Baryonen, existieren. Daher ist auch die b- Quark- Lebensdauer  $\tau_b$  zunächst nur im GSW- Modell definiert und keine beobachtbare Größe. Experimentell können nur die Lebensdauern von b- Quark- haltigen Hadronen bestimmt werden. Durch einige Näherungen in der Beschreibung der Wechselwirkung der Quarks in den Hadronen lassen sich diese Lebensdauern jedoch miteinander vergleichen: Das Zuschauer- Modell (spectator model) beschreibt den Zerfall der B- Hadronen als schwachen Zerfall eines b- Quarks, das im Potential der starken Wechselwirkung an das leichte Antiquark im Meson bzw. die beiden leichten Quarks im Baryon -die Zuschauer- gebunden ist. Insbesondere aus Untersuchungen an Mesonen, die das nächstleichtere, das c- Quark, enthalten, gibt es starke Hinweise darauf, daß das grundsätzlich auch auf diesen Fall anwendbare Zuschauermodell allein zur Beschreibung ihrer schwachen Zerfälle nicht

ausreicht. Während dieses Modell für alle Mesonen die gleiche Lebensdauer vorhersagt, beobachtet man im Experiment deutliche Unterschiede (z.B.  $\tau(D^+)/\tau(D^0) \approx 2 : 1$ ). Auch aus der Untersuchung von Verzweigungsverhältnissen in spezielle Zerfallskanäle gibt es Hinweise auf Zerfälle, die nicht dem Zuschauermodell entsprechen[16]. Wegen der größeren Masse des b-Quarks wird erwartet, daß dieses Modell die B-Hadron-Zerfälle besser beschreibt. Nur wenn die Unterschiede in den Lebensdauern der verschiedenen B-Hadronen klein gegen die Genauigkeit der Beobachtung sind, ist die mittlere B-Hadron-Lebensdauer eine sinnvolle Größe und auf das Modell des b-Quark-Zerfalls übertragbar.

Die Lebensdauer der B-Hadronen liegt in der Größenordnung von  $10^{-12}$ s. Ist der Impuls der Hadronen im Laborsystem genügend groß, dann kann ihre Lebensdauer aus der Flugstrecke, die sie vom Punkt ihrer Erzeugung bis zu ihrem Zerfallsvertex zurücklegen, aus ihrer Geschwindigkeit  $\beta c$  und der Zeitdilatation  $\gamma$  berechnet werden. Für  $\tau_B = 1ps$  und  $\beta\gamma = 1$  beträgt die Flugstrecke  $300\mu m$ . In der Literatur ist allerdings erst ein Ereignis eines Fixed-Target-Experimentes beschrieben, in dem von 2 einzelnen B-Mesonen die individuelle Lebensdauer gemessen wurde[17]. Der Grund hierfür ist in dem wegen der großen Masse dieser Teilchen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt der B-Produktion in solchen Experimenten zu sehen. Eine sehr hohe Erzeugungsrate für B-Mesonen haben Experimente, die in der  $e^+e^-$ -Vernichtung bei Schwerpunktsenergien um  $10GeV$  auf einer geeigneten  $b\bar{b}$ -Resonanz messen. Weitere Vorteile dieser Experimente sind ihr geringer Untergrund (nur etwa die Hälfte der hadronischen  $e^+e^-$ -Vernichtungsreaktionen erzeugen keine B-Mesonen) und die Möglichkeit, die Strahlenergie als Randbedingung bei der Rekonstruktion der B-Mesonen einsetzen zu können[18]. Andererseits ist der Impuls dieser Mesonen dann so klein, daß ihre Zerfallslänge von  $\approx 10\mu m$  mit heutigen Detektoren nicht mehr meßbar ist.

In  $e^+e^-$ -Vernichtungsreaktionen bei Schwerpunktsenergien von  $30..50GeV$  beträgt die Zerfallslänge von B-Mesonen von  $1ps$  Lebensdauer bereits  $1mm$ . Jedoch enthalten nur ca. 10% dieser Ereignisse B-Hadronen, die in diesen Reaktionen auch nur zusammen mit weiteren Hadronen in der nahezu gleichen Flugrichtung erzeugt werden. Sowohl die Identifizierung der b-Quark-Ereignisse als auch die der Zerfallsprodukte der B-Hadronen ist bislang nur auf statistischer Basis gelungen: Durch Vergleich mit Monte-Carlo-Simulationen, die ein Modell der Produktion hadronischer Ereignisse, der B-Zerfälle und des Detektors enthalten, kann den einzelnen Spuren der Ereignisse eine Wahrscheinlichkeit zugeordnet werden, daß diese von Teilchen aus B-Zerfällen stammen. Ebenso kann die Richtung der Teilchenspurs und ihr Abstand (Impakt-Parameter) relativ zum  $e^+e^-$ -Vernichtungsvertex in eine wahrscheinliche Zerfallslänge und schließlich in die mittlere Lebensdauer der erzeugten B-Hadronen umgerechnet werden.

Bis Anfang 1986 haben weltweit 5 Experimente Messungen der mittleren B-Lebensdauer veröffentlicht[19,20,21,23,22]. Alle Experimente wurden an  $e^+e^-$ -Speicherringen durchgeführt (PEP,PETRA) und nach diesem Verfahren ausgewertet. Der Mittelwert dieser Messungen ist  $1.11 \pm 0.15ps$  [24]. Abhängig von den konkreten experimentellen Bedingungen (z.B. unterschiedliche Schwerpunktsenergien) sowie der Auswahl der Ereignisse und Spuren zur Bestimmung der Lebensdauer können die verschiedenen in der  $e^+e^-$ -Vernichtung erzeugten B-Hadronen mit unterschiedlichen Anteilen zur gemessenen mittleren B-Lebensdauer  $\tau_B$  beitragen. Auch beinhalten diese indirekten Meßmethoden eine schwer kalkulierbare und möglicherweise große Modellabhängigkeit insbesondere hinsichtlich der Phänomenologie der Eigenschaften hadronischer Ereignisse und des Zerfalls der B-Hadronen.

Weitere Messungen der B-Lebensdauer, die in anderer Weise oder weniger modellabhängig sind und/oder einer anderen Mischung der verschiedenen Lebensdauern der B-Hadronen entsprechen, können daher einen Beitrag zu einem besseren Verständnis der Meßverfahren, der Lebensdauern der B-Hadronen und des Standardmodells liefern.

Eine solche neue Methode zur Messung der B-Lebensdauer wird in dieser Arbeit vorgestellt. Zielsetzung dieses Verfahrens ist es, die Modellabhängigkeit der Auswertung und damit die systematischen Fehler des Ergebnisses klein zu halten. Auf eine Auswahl solcher Ereignisse, die nach Modellrechnungen einen hohen Anteil von B-Hadronen besitzen, wurde deshalb ebenso verzichtet wie auf eine entsprechende Auswahl bestimmter Spuren innerhalb dieser Ereignisse. Die gemessene B-Lebens-

dauer ist daher eine Mittelung der Lebensdauern aller B- Hadronen gewichtet mit ihren relativen Produktionswirkungsquerschnitten und ihren mittleren Multiplizitäten geladener Teilchen im Zerfall. Als geometrische Meßgröße wird nicht der Impakt- Parameter einzelner Spuren, sondern ein hieraus abgeleitetes Maß, das Dipolmoment, für ein ganzes Ereignis verwendet. Die Definition dieser Größe gründet sich auf das stets paarweise Auftreten der B- Hadronen in einem Ereignis und ihre Eigenschaft, sich in 2- Jet- Ereignissen vorwiegend in entgegengesetzter Richtung entlang der gemeinsamen Achse beider Jets mit hohem Impuls zu bewegen. Das (geometrische) Dipolmoment eines Ereignisses ist der auf die Sphärizitätsachse (als Näherung für die Flugrichtung der B- Hadronen) projizierte Abstand der beiden aus jeweils allen Spuren eines Jets bestimmten Vertizes. In einem Ereignis, in dem die beiden Jets jeweils nur aus einem B- Hadron bestehen, entspricht diese Größe den aneinandergesetzten Flugstrecken der beiden Hadronen. Bei der Berechnung des Dipolmoments wird kein Bezug auf den primären Wechselwirkungspunkt genommen. Im Gegensatz zu solchen Verfahren, in denen z.B. der Impakt- Parameter der Spuren in Bezug auf diesen Wechselwirkungspunkt direkt ausgewertet wird, entfällt in der Dipolmethode diese Fehlerquelle. Durch eine zusätzliche Gewichtung der Spuren bei der Vertexbestimmung wird außerdem ein Teil der verbleibenden Modellabhängigkeit, nämlich die Unsicherheit im Impulsspektrum der B- Hadronen, weitgehend kompensiert.

## Kapitel 2

# Die Physik des b- Quarks und seiner Mesonen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die Eigenschaften des b- Quarks und der B- Mesonen, soweit sie für die Messung der B- Lebensdauer an einem  $e^+e^-$ - Speicherringexperiment von Bedeutung sind. Dies umfaßt sowohl die Erzeugung als auch den Zerfall dieser Teilchen. Außerdem wird gezeigt, wie die Bestimmung der B- Lebensdauer mit weiteren Messungen an B- Mesonen Grenzen für die Größen einiger KM- Matricelemente ergeben.

### 2.1 Die Erzeugung der B -Mesonen

#### 2.1.1 Die Produktion von b- Quarks in $e^+e^-$ - Vernichtungsreaktionen

Im folgenden soll von einem Experiment an einem  $e^+e^-$ - Speicherring ausgegangen werden, dessen Schwerpunktsenergie in Kontinuum der b- Quark Production, also deutlich oberhalb der doppelten b- Quark Masse von etwa  $10\text{GeV}/c^2$ , und unterhalb der Masse des  $Z^0$  und der ersten Resonanz des Top- Quarks, des gebundenen  $t\bar{t}$ - Systems, liegen soll. Unter diesen Bedingungen werden b- Quarks nur paarweise im Ausgangskanal der  $e^+e^-$ - Vernichtungsreaktion erzeugt. Der Feynman-Graph niedrigster Ordnung im Rahmen des GSW- oder Standardmodells ist in Abb. 2.1 dargestellt. Alle anderen Reaktionen, die bei  $e^+e^-$ - Speicherringexperimenten zur Quarkproduktion beitragen können, sind für b- Quarks nicht wirksam: Das b kann nicht schwach aus einem anderen Quark oder Lepton entstehen, da es schwerer als alle anderen produzierten Teilchen ist. Wegen seiner hohen Masse wird es auch nicht in der Jetfragmentation erzeugt: Die Quark- Paarerzeugung aus dem Vakuum läßt sich als ein quantenmechanischer Tunnelprozeß beschreiben[25]. Hierbei wird die Erzeugung massiver Quarkpaare unterdrückt[26]. b- Quarks aus 2- Photon Reaktionen sind bisher nicht beobachtet worden. Aus theoretischen Erwägungen und Messungen an Mesonen des Charm- Quarks ist auch aus diesem

Quark flavour	Effektive Masse [ $\text{GeV}/c^2$ ]	Ladung	$v_f$	$a_f$
up (u)	0.3	+2/3	$1 - \frac{8}{3} \cdot \sin^2\Theta_W$	+1
down (d)	0.3	-1/3	$-1 + \frac{4}{3} \cdot \sin^2\Theta_W$	-1
strange (s)	0.5	-1/3	$-1 + \frac{4}{3} \cdot \sin^2\Theta_W$	-1
charm (c)	1.5	+2/3	$1 - \frac{8}{3} \cdot \sin^2\Theta_W$	+1
bottom (b)	5.0	-1/3	$-1 + \frac{4}{3} \cdot \sin^2\Theta_W$	-1

Tabelle 2.1: Die 5 entdeckten Quarks und ihre Kopplungskonstanten im Standardmodell

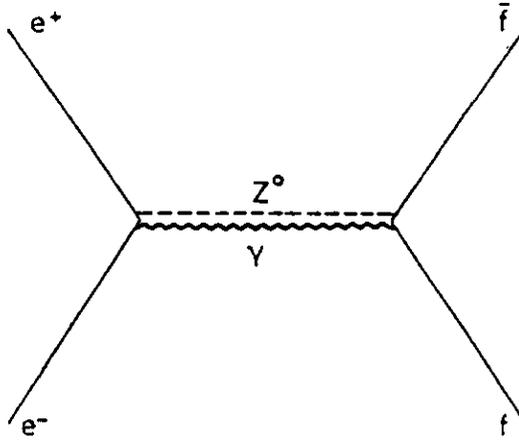


Abbildung 2.1: Feynman- Graph erster Ordnung zur elektroschwachen Produktion eines Fermionen-paares aus der  $e^+e^-$ - Annihilation

Prozeß kein nennenswerter Beitrag zu erwarten[27]. Eine Liste der wichtigsten Eigenschaften der 5 etablierten Quarks des Standardmodells ist in Tabelle 2.1 gegeben.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung punktförmiger Fermionen (Quarks wie Leptonen) lautet entsprechend dem Feynman- Graphen aus Fig. 2.1, jedoch unter Vernachlässigung des  $Z^0$ - Austausches:

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2 q^2}{3s} \beta \frac{3 - \beta^2}{2}, \quad (2.1)$$

Dabei ist  $q$  die Ladung des Fermions,  $\beta c$  seine Geschwindigkeit,  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante und  $s = W^2$  das Quadrat der Schwerpunktsenergie  $W$ . Wegen ihrer dreifachen Farbentartung ist der Wirkungsquerschnitt für Quarks um den Faktor 3 größer als in Formel 2.1 angegeben. Die Beschreibung der Quarkproduktion wird in dieser Näherung in der Literatur auch als "Quark Parton Modell" (QPM) bezeichnet. Es ist üblich, den Wirkungsquerschnitt der Quarkerzeugung ins Verhältnis zum Wirkungsquerschnitt der  $\mu$ - Paarerzeugung zu setzen:

$$R_f = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (2.2)$$

Für den Grenzfall  $\beta \rightarrow 1$  gilt in diesem Modell:

$$R_f(QPM) = 3 \frac{q_f^2}{c^2} \quad (2.3)$$

Dabei ist:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{86.8[nb]}{s[GeV]} \quad (2.4)$$

Summiert über alle produzierten Quarksorten wird dieses Verhältnis als R- Wert des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts bezeichnet:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}, b\bar{b})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (2.5)$$

$$\lim_{\beta \rightarrow 1} R(QPM) = 3 \left[ \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 \right] = \frac{11}{3}$$

Dieser R- Wert ist in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $W$  in Figur 2.2 dargestellt. Bei

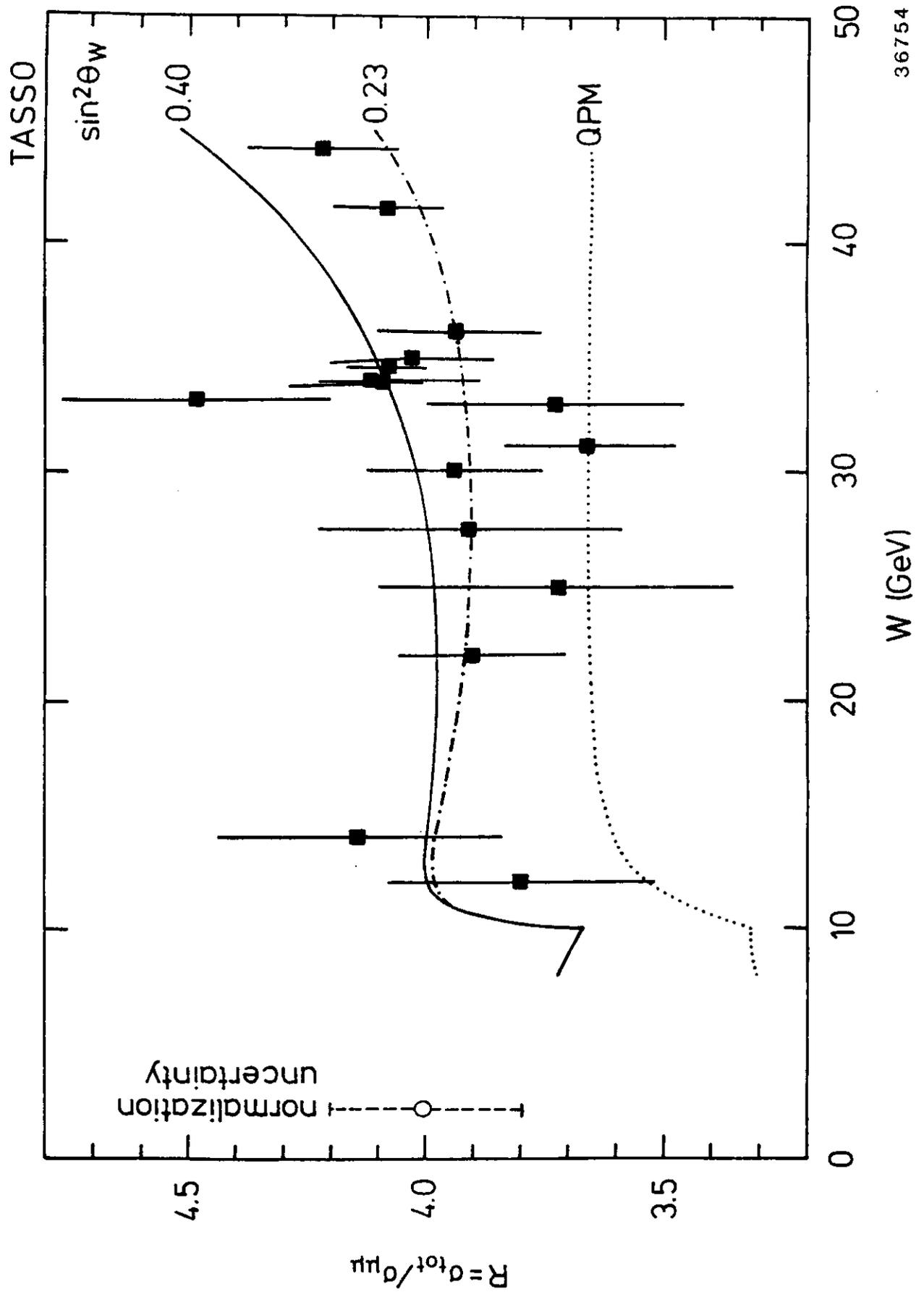


Abbildung 2.2: Messungen des hadronischen R- Wertes

Einbeziehung der schwachen neutralen Ströme in die  $e^+e^-$ - Annihilation ergibt sich der folgende korrigierte R- Wert der Quarkproduktion:

$$\begin{aligned} \frac{1}{3}R_f &= q_f^2 - \frac{2q_f g s(s/M_Z^2 - 1)v_e v_f - s^2 g^2 (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)}{(s/m_Z^2 - 1)^2 + \Gamma_Z^2/M_Z^2}, \\ g &= \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi\alpha} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Dabei sind  $M_Z$  und  $\Gamma_Z$  die Masse und Zerfallsbreite des  $Z^0$ ,  $G_F$  die Fermi- Kopplungskonstante,  $(V_e, v_f)$  und  $(a_e, a_f)$  sind die vektoriellen und axialen Kopplungen der einlaufenden Elektronen und auslaufenden Fermionen (Quarks). Bei  $W = 40\text{GeV}$  ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{aligned} R_f(GSW) &= R_f(QPM) C \\ C &= 1.142 \text{ für } d, s, b - \text{Quarks} \\ C &= 1.017 \text{ für } u, c - \text{Quarks} \\ C &= 1.051 \text{ für } R_{\text{hadronisch}} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Eine weitere Korrektur ergibt sich aus der starken Wechselwirkung der Quarks, der Kopplung an Gluonen. Der entsprechende Korrekturfaktor (in erster Ordnung) ist  $(1 + \alpha_s/\pi)$ ,  $\alpha_s = 0.18$  für  $s = 1000\text{GeV}^2$ . Der so berechnete R- Wert ist ebenfalls in Figur 2.2 eingezeichnet und kann mit den Meßwerten von TASSO verglichen werden[11]. Die QED- Strahlungskorrekturen sind dabei in den Meßwerten berücksichtigt. Da die b- Quark Produktion mit  $R_b = 0.40$  zum gesamten hadronischen R- Wert beiträgt, ist diese Messung bereits ein starker Hinweis auf eine tatsächliche Produktion "offener"  $b\bar{b}$ - Quarks.

### 2.1.2 Die Materialisierung der b- Quarks in hadronischen Jets

Quark- Antiquarkpaare sind die direkt erzeugten Teilchen der  $e^+e^-$ - Vernichtungsreaktionen. Experimentell beobachten lassen sich jedoch nur die aus den beiden Quarks und dem Farbfeld ihrer starken Wechselwirkung entstandenen Hadronen. Diese Hadronen fliegen bevorzugt entlang der beiden entgegengesetzt gerichteten Impulsvektoren der primären Quarks. Der transversale Impuls  $p_\perp$  der Hadronen bezogen auf die Quarkachse ist also klein. Man spricht von den beiden den primären Quarks zugeordneten Jets. Ein solches hadronisches Ereignis, wie es mit dem TASSO- Detektor gemessen wurde, ist in Abb. 2.3 dargestellt. Häufig werden auch Ereignisse mit einer 3- Jet- Struktur beobachtet[28]. Sie entsprechen einem primär erzeugten  $q\bar{q}g$ - System.

Nach heutigem Verständnis ist diese Materialisierung der primären Quarks ein Prozeß der wiederholten Erzeugung von  $q\bar{q}$ - Paaren in dem Farbfeld der bereits erzeugten Teilchen. Dabei wird die Energie der primären Quarks auf immer mehr Teilchen verteilt, bis die verbleibende Energie des Farbfeldes zu klein zur Erzeugung weiterer  $q\bar{q}$ - Paare ist. Die erzeugten Quarks und Antiquarks ordnen sich dann zu farbneutralen gebundenen Zuständen, Mesonen oder Baryonen. Entsprechend unterscheidet man phänomenologisch zwischen der Fragmentation, d.h. der Verteilung der Energie auf die Quarks, und der Hadronisation, d.h. der Bindung der Quarks.

Die QCD ist eine nichtabelsche Eichtheorie, deren Feldquanten untereinander wechselwirken. Dies bewirkt ein Ansteigen der effektiven Kopplungskonstante  $\alpha_s(Q^2)$  bei Prozessen mit kleinen Impulsüberträgen  $\bar{Q}$ [1,29]. Die Entwicklung hadronischer Jets läßt sich daher im Rahmen der QCD mit Methoden der Störungsrechnung nur soweit beschreiben, wie für die Impulsüberträge gilt:  $Q^2 \gg \Lambda^2$ , wobei  $\Lambda$  den Impulsbetrag angibt, für den  $\alpha_s$  in erster Näherung der QCD bei Prozessen mit immer kleineren Impulsüberträgen divergiert. Empirisch wird  $\Lambda \approx 0.5\text{GeV}$  angenommen. Für den überwiegenden Teil der Prozesse innerhalb der Jetentwicklung gilt aber  $Q^2 \approx \Lambda^2$ , ein Bereich, der sich bisher exakten Rechnungen entzieht. Stattdessen werden heute Modelle verwendet, die -im unterschiedlichen Maße- experimentell gewonnene Erkenntnisse mit physikalisch begründeten theoretischen Annahmen verbinden[30,31]. Zwei dieser Modelle, die in dieser Arbeit bei der Auswertung der B- Lebensdauer messung verwendet wurden, sollen hier vorgestellt werden.

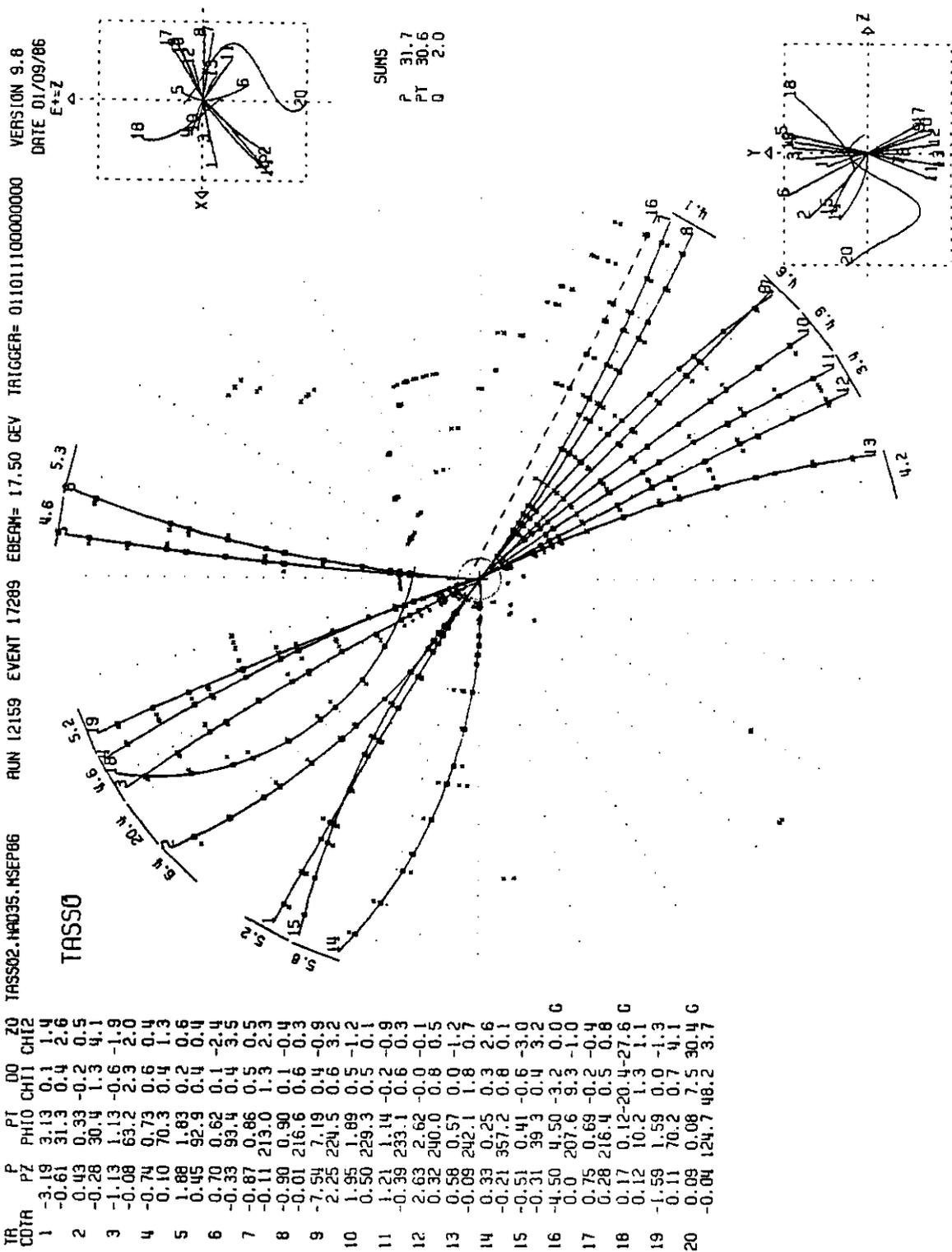


Abbildung 2.3: Ein 2-Jet Ereignis im TASSO-Detektor: Im zentralen Teil des Bildes sind die in den Drahtkammern des Innendetektors vermessenen Teilchenspuren in der Ebene senkrecht zur Strahlachse dargestellt. Der Radius dieses Detektorteils beträgt 1.3m. In den beiden kleineren Ausschnitten sind 2 weitere Projektionen dargestellt. In der Zahlentabelle sind Spurparameter aufgelistet

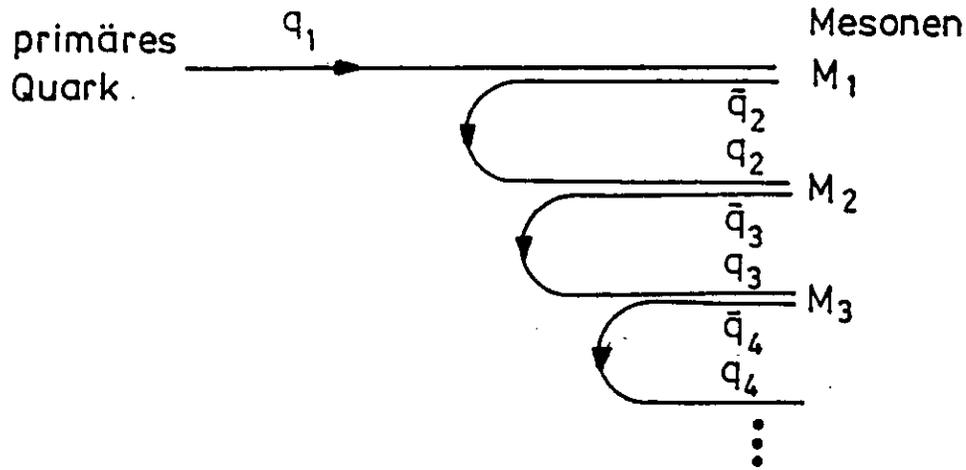


Abbildung 2.4: Hadronen- Kaskade in der unabhängigen Jetfragmentation

**Das Modell der unabhängigen Jetfragmentation (Independent Jet (IJ) Model)** (Nach Ref.[32,33,34,35]) Das Prinzip ist in Abb. 2.4 dargestellt: Jeder Jet ist für sich eine Kaskade aus Reaktionen vom Typ

$$q_n \rightarrow \text{Meson} + q_{n+1},$$

wobei  $q_{n+1}$  aus dem  $n$ . erzeugten Quarkpaar stammt. Sie setzt sich solange fort, bis nicht mehr genügend Energie zur Quarkpaarproduktion verbleibt. Dieses stark phänomenologische Modell benötigt im wesentlichen 4 Parameter zur Beschreibung der Jetentwicklung.

- **Die Fragmentationsfunktion  $f(z)$ .** Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der der Bruchteil  $z$  der Summe aus Energie und zur Richtung des primären Quarks parallelen Impulses des fragmentierenden Quarks  $q_n$  im neu erzeugten Meson  $m_n$  verbleibt<sup>1</sup>. Für leichte und schwere Quarks werden dabei zwei unterschiedliche Funktionen verwendet:

$$f(z) \sim (1-z)^r, \quad z = \frac{(E + p_{||})_m}{(E + p_{||})_q}, \quad (2.8)$$

mit  $r \approx 0.7$  für u,d und s Quarks sowie

$$f(z) \sim \frac{1}{z} \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon}{1-z}\right)^{-2}, \quad (2.9)$$

mit  $\epsilon \approx 0.04$  für c- Quarks und  $\epsilon \approx 0.01$  für b- Quarks. Die schweren Quarks fragmentieren hiernach härter als ihre leichten Partner, d.h. die entsprechenden Mesonen behalten im Mittel einen größeren Anteil  $z$  der vorhandenen Energie ( $\langle z \rangle \approx 0.71$  für C- Mesonen und  $\langle z \rangle \approx 0.80$  für B- Mesonen). Die Fragmentationsfunktion der schweren Quarks geht auf Peterson u.a.[36] zurück. Aufgrund einfacher quantenmechanischer Überlegungen lässt sich für den Fragmentationsparameter  $\epsilon$  ableiten:

$$\epsilon_Q = (m_q/m_Q)^2$$

Dabei ist  $m_Q$  die effektive Masse des schweren Quarks und  $m_q$  die des leichten Partners im Meson.

<sup>1</sup>In der Literatur existieren noch andere Definitionen der Variablen  $z$ , so als entsprechender Bruchteil des Impulses oder der Energie allein. Die hier verwendete Definition wird heute bevorzugt, da sie besser als andere die im Modell angenommene Skaleninvarianz beschreibt. Dies ist die Unabhängigkeit der Fragmentationsfunktion von der Energie des fragmentierenden Quarks in dem für die Jetentwicklung benötigten Energiebereich.

- **Die Verteilung des transversalen Impulses der Fragmentation**, d.h. des Impulses des Mesons  $m_n$  senkrecht zur Flugrichtung des Quarks  $q_n$ : Es wird eine gaussförmige Verteilung mit einer Breite von  $\sigma \approx 0.35 GeV$  angenommen.
- **Die Auswahl der Quarksorten für  $q_{n+1}$**  wird gemäß folgender relativer Wahrscheinlichkeiten bestimmt:

$$u : d : s : c : b = 1 : 1 : 0.40 : 0 : 0$$

c- und b- Quarks sind wegen ihrer hohen Masse in der Fragmentation unterdrückt, für u- und d- Quarks wird kein Unterschied angenommen. Der Anteil dieser s- Quark- Erzeugung in der Fragmentation wurde durch Vergleich mit dem inklusiven Wirkungsquerschnitt der  $K^0$ - und  $K^+$ - Produktion in hadronischen Ereignissen gemessen[37,38].

- **Vektor- und Pseudoskalare Mesonen** werden im Verhältnis

$$P/(P + V) = 0.42$$

erzeugt, wie sich z.B. aus Messungen der  $\rho^0$ - Produktion ergibt[39].

Die Parameter der longitudinalen und transversalen Fragmentation werden durch Vergleich geeigneter Verteilungen (z.B.  $p_{\perp in}$ ,  $p_{\perp out}$ ,  $p_{||}$ , Multiplizität) von Spuren aus gemessenen und mit dem Modell simulierten Ereignissen bestimmt, siehe z.B.[40]. Auf die Fragmentation der schweren Quarks wird im nächsten Abschnitt eingegangen. Da die Parameter im Rahmen dieses Vergleiches nicht alle voneinander unabhängig sind, lassen sie sich nur bedingt als "physikalische Meßwerte" interpretieren. Andere Sätze von Parametern, in denen die Werte um ca. 10% variieren, liefern eine vergleichbar gute Beschreibungen hadronischer Jets. Auf Unterschiede in den Verteilungen aus den Daten und der Simulation wird, soweit sie für die Messung der B- Lebensdauer von Bedeutung sind, im Kapitel 5 eingegangen. In weiteren Parametern dieses Modells wird die Fragmentation bei Gluon- Jets und die Produktion von Baryonen beschrieben. Sie sind jedoch im Rahmen dieser Messungen von untergeordneter Bedeutung.

**Das Farbbänder- Modell (Colour String)** [41,42] ist in seiner bekanntesten Realisierung für Simulationsrechnungen, dem LUND Programm[43,44], die zur Zeit am häufigsten verwendete Modellierung der Quark- Materialisierung. Die zwei auseinanderlaufenden primären Quarks mit ihren entgegengesetzten Farbladungen erzeugen zwischen sich einen "colour string" mit einer Feldenergie von ca.  $1 GeV/fm$ . Durch mehrmaliges Aufreißen dieses Strings entstehen  $q\bar{q}$ - Paare, die, wenn die Feldenergie durch die Paarerzeugung abgebaut ist, zu Mesonen und Baryonen kombinieren (s. Fig. 2.5). Gluon- Jets werden in diesem Modell durch einen Knick im colourstring der Quarks beschrieben. Auch die Unterdrückung der Produktion schwerer Quarks und die Verteilung der transversalen Impulse in der Fragmentation ergeben sich in diesem Modell in natürlicher Weise. Ebenso fordert dieses Modell eine andere, gleichermaßen auf leichte wie schwere Quarks anwendbare Fragmentationsfunktion der Gestalt[26]:

$$f(z) \sim z^{-1}(1-z)^a \exp(-bM_{\perp}^2/z) \quad a \approx 1.0, \quad b \approx 0.7, \quad M_{\perp}^2 = m^2 + p_{\perp}^2 \quad (2.10)$$

$p_{||}$  und  $p_{\perp}$  sind dabei auf die Flugrichtung des fragmentierenden Quarks bezogen.

Das Fragmentationsverhalten der b- Quarks ist bei der Interpretation der im Detektor gemessenen Zerfallslängen als B- Lebensdauer von großer Bedeutung. Ebenso ist die Kenntnis der c- Quark Fragmentation hilfreich, da die D- Mesonen -direkt oder in Kaskade über zerfallene B- Mesonen produziert- zum einen zum Untergrund bei der Lebensdauermessung beitragen, zum anderen als Modell für die experimentell weniger gut zugängliche b- Fragmentation dienen.

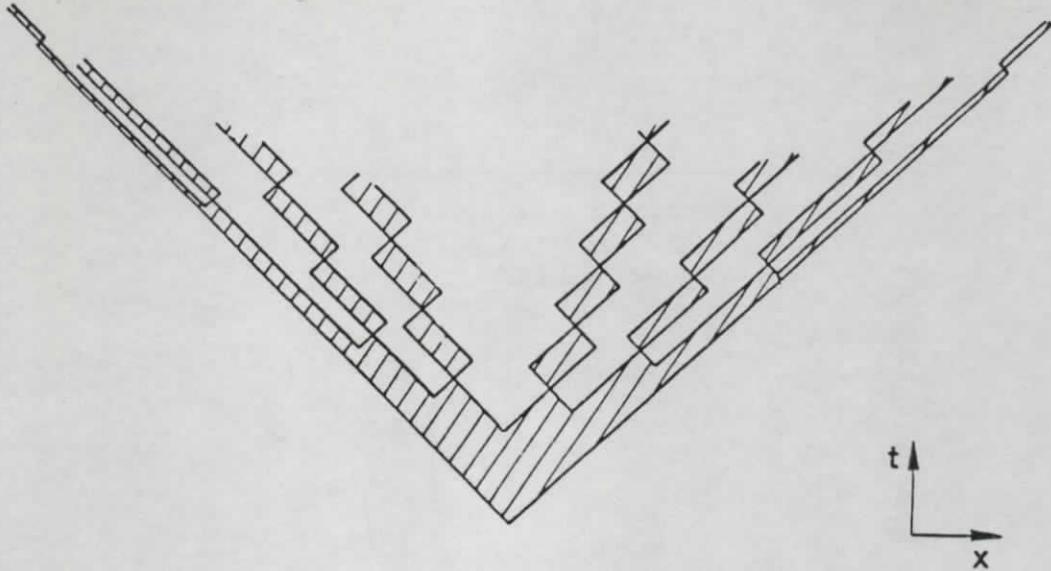


Abbildung 2.5: Hadronenerzeugung aus der String- Fragmentation

Messungen zur Charm- Fragmentation werden vor allem an rekonstruierten  $D^*$ - Mesonen durchgeführt. Abb. 2.6[45] zeigt den mit  $s$  skalierten differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dx$  für verschiedene Experimente bei Schwerpunktsenergien zwischen 7 und 35 GeV. Dabei ist  $x_p$  der Bruchteil des Impulses, den das  $D^*$ - Meson im Vergleich zu seinem maximal möglichen Impuls entsprechend der Strahlenergie besitzt. Analog ist die Variable  $x_E$  für die Energie definiert. Die Unterscheidung der Variablen  $x$  und  $z$  ist notwendig, da im Experiment als Bezugsgröße nur die Strahlenergie zur Verfügung steht, für die Fragmentationsfunktion hingegen die Energie des primären Quarks verwendet wird. Letztere ist wegen der Photon- und Gluon- Strahlungskorrekturen kleiner. Die Quark-Fragmentation sieht daher in  $x$  "weicher" aus als in  $z$  (vergleiche Fig. 2.7 am Beispiel der Peterson-Fragmentationsfunktion). Einen Vergleich verschiedener Fragmentationsfunktionen und des gemessenen  $D^*$ - Impulsspektrums zeigt Figur 2.9. Anhand der Daten ist keine Unterscheidung der recht ähnlichen Fragmentationsfunktionen möglich. Daher werden nur Mittelwerte  $\langle x \rangle$  bzw. nach QED- und QCD- Korrekturen die Mittelwerte  $\langle z \rangle$  verglichen. Einen Überblick hierzu gibt Abb. 2.8. Der Mittelwert aller Experimente ist

$$\langle z_{c \rightarrow D^*} \rangle = 0.71 \pm 0.01 \pm 0.03,$$

entsprechend  $\epsilon_c \approx 0.04$  für die Fragmentation nach Peterson u.a. Messungen der Fragmentation wurden auch am  $\Lambda_c$ ,  $D^0$  und  $F$  durchgeführt[46]. Die Ergebnisse sind weniger genau und entsprechen den Erwartungen aufgrund der  $D^*$ - Messungen.

Bislang konnte die B- Fragmentation nicht direkt gemessen werden, da es noch keine ausreichende Zahl von rekonstruierten B- Mesonen gibt. Allerdings läßt sich aus den Impulsspektren ( $p_{||}, p_{\perp}$  zur Jetachse) der direkten Leptonen der B- Zerfälle die Härte der Fragmentation ermitteln. Hierzu wurden z.B. die entsprechenden Verteilungen aus Monte- Carlo Simulationen unter Variation der Fragmentationsfunktionen an die Daten angepaßt. Die Ergebnisse der verschiedenen Experimente sind in Tabelle 2.2 zusammengestellt. Der Mittelwert ist

$$\langle z_b \rangle = 0.778 \pm 0.038,$$

entsprechend  $\epsilon_b = 0.01$  für den Mittelwert und  $\epsilon_b = 0.025$  bzw.  $\epsilon_b = 0.007$  als obere und untere Grenze für den angegebenen Fehler von einer Standardabweichung. Die mit der gleichen Methode gemessene c- Fragmentation stimmt mit den  $D^*$ - Messungen überein, was als Bestätigung der Methode gewertet

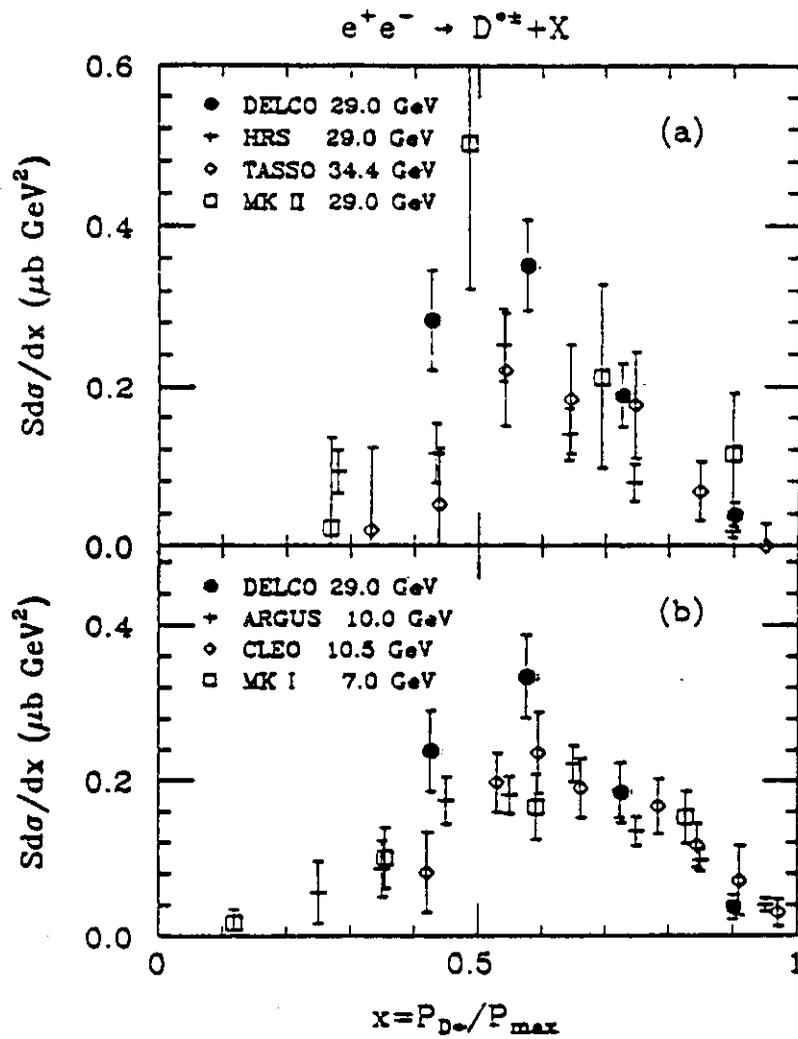


Abbildung 2.6:  $x$ -Verteilung der Fragmentation von  $D^*$ -Mesonen: Eine Übersicht der Ergebnisse verschiedener Experimente[45]

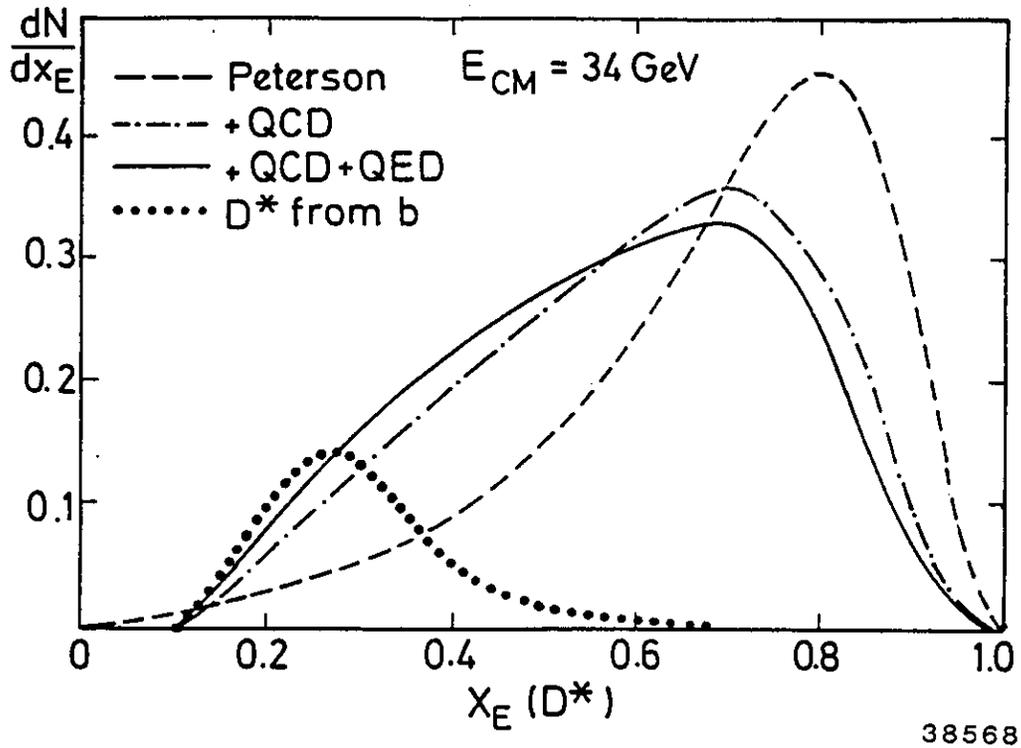


Abbildung 2.7: Charm- Fragmentationsfunktion nach Peterson u.a. Reine Quark- Fragmentation und korrigierte Verteilungen

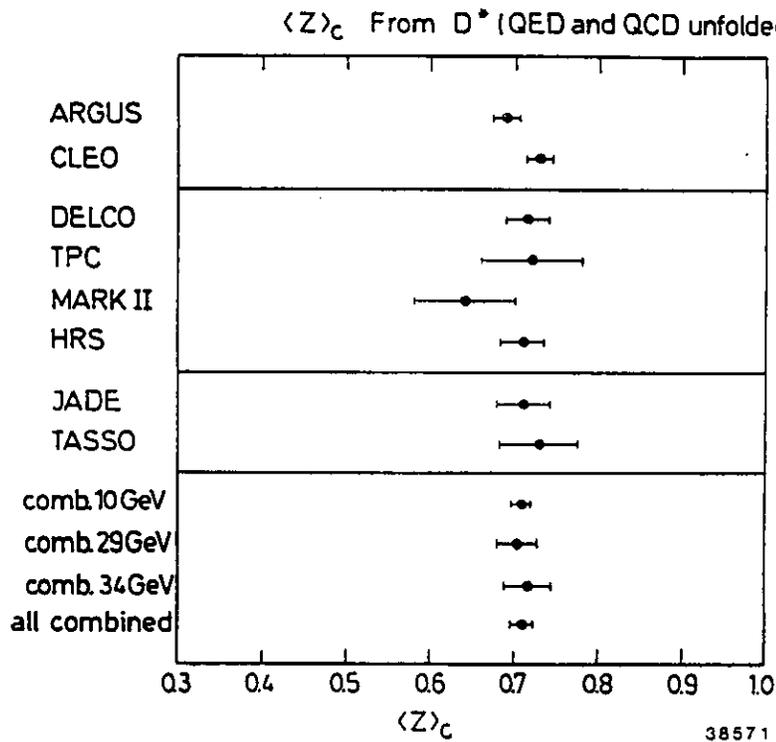


Abbildung 2.8: Charm- Fragmentation:  $\langle z_{c \rightarrow D^*} \rangle$  aus verschiedenen Experimenten, QCD und QED korrigiert

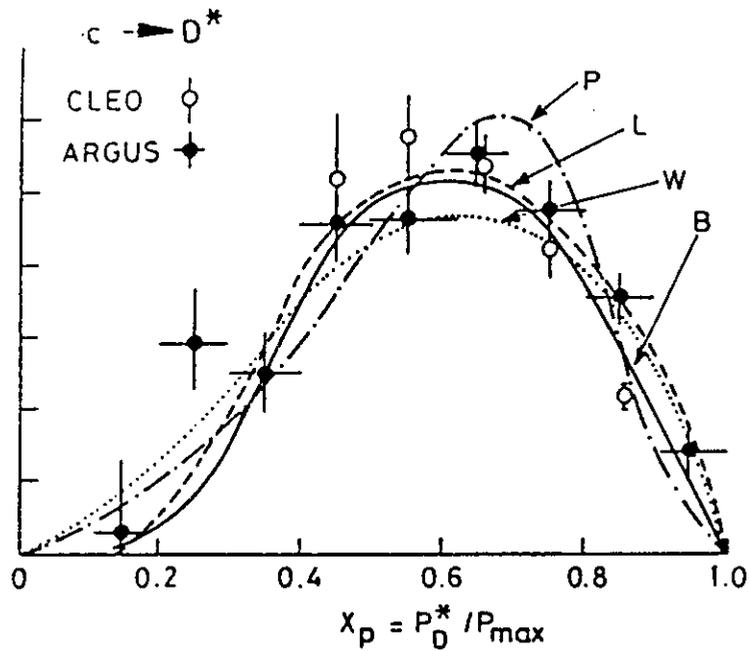


Abbildung 2.9:  $x$ -Verteilung der Charm-Fragmentation: Vergleich von Messungen mit theoretischer Vorhersagen, nach: P= Peterson, L= Lund, W= Webber, B= Bowler

Experiment	Lepton	Variable	Mittelwert für c	Mittelwert für b	Ref.
MAC	$\mu$	$z$	0.2..0.7	$0.8 \pm 0.1$	[47]
MARK II	$e$	$z_E$	—	$0.75 \pm 0.05 \pm 0.04$	[48]
MARK J	$\mu$	$z$	$0.46 \pm 0.02 \pm 0.05$	$0.75 \pm 0.03 \pm 0.06$	[49]
TASSO	$e$	$z$	$0.57 \pm 0.10 \pm 0.06$ $0.09 \pm 0.05$	$0.84 \pm 0.15 \pm 0.15$ $0.10 \pm 0.11$	[118]
TASSO	$\mu$	$z$	$0.77 \pm 0.05 \pm 0.03$ $0.07 \pm 0.11$	$0.85 \pm 0.10 \pm 0.02$ $0.12 \pm 0.07$	[119]
JADE prel.	$\mu$	$z$	$0.77 \pm 0.03 \pm 0.02$ $0.10$	$0.88 \pm 0.11 \pm 0.05$ $0.07 \pm 0.03$	[46]
Mittelwert		$z$	$0.632 \pm 0.034$	$0.778 \pm 0.038$	
DELCO	$e$	$z_E$	$0.59 \pm 0.04$	$0.72 \pm 0.05$	[50]
TPC	$e$	$z_E$	—	$0.74 \pm 0.05 \pm 0.03$	[51]
TPC	$\mu$	$z_E$	$0.60 \pm 0.06 \pm 0.04$	$0.80 \pm 0.05 \pm 0.05$	[52]
JADE prel.	$\mu$	$z_E$	$0.64 \pm 0.03$ $0.025$	$0.76 \pm 0.025$ $0.035$	[46]

Tabelle 2.2: Messungen zur Härte der Fragmentation schwerer Quarks aus Leptonspektren

1.	$b \rightarrow qq\bar{q}$	hadronisch
2.	$b \rightarrow ql_i\bar{l}_i$	semileptonisch
3.	$b \rightarrow qll$ $b \rightarrow q\bar{l}\bar{l}$	doppelleptonisch
4.	$b \rightarrow \bar{q}\bar{q}l$ $b \rightarrow \bar{q}\bar{q}\bar{l}$	anti-baryonisch

Tabelle 2.3: Eine Klassifizierung der b- Quarkzerfälle.  $l_i, i = 1..3$  bezeichnen die Leptonen der 3 Leptonfamilien. Nach Ref.[15]

werden kann. Der mit dem Massenverhältnis  $(m_c/m_b)^2$  aus der  $D^*$ - Messung extrapolierte Wert ist

$$\epsilon_b \approx 0.004, \quad \langle z_b \rangle \approx 0.85,$$

in annähernder Übereinstimmung mit den Daten.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die harte Fragmentation der schweren Quarks, insbesondere beim Charm- Quark, experimentell bestätigt ist. Präzise Messungen beim b- Quark stehen allerdings noch aus, wenn auch die eher indirekten Messungen der Leptonspektren auf die erwartete Härte der Fragmentation deuten.

Bei der b- Fragmentation gibt es entsprechend den theoretisch angenommenen Funktionen Fälle, in denen die Energie für die dem B- Meson folgende Jetentwicklung sehr klein ist. So ist z.B. bei  $z > 0.9$  bei einer Jetenergie von  $20\text{GeV}$  der nach dem primären B- Hadron verbleibende Energieanteil kleiner als  $2\text{GeV}$  und damit bereits beim 2. Hadron in der Nähe des Endpunktes einer normalen Jetentwicklung. Der Anteil dieser extremen Fälle der Jetfragmentation ist stark abhängig von  $\langle z_b \rangle$ . Solche Jets könnten sich anders verhalten als der "normalen" Jetfragmentation und ihrer Simulation entspricht. Aus den genannten Gründen sollte ein Verfahren zur Messung der B- Lebensdauer daher möglichst unempfindlich gegen Einflüsse aus der Quarkfragmentation sein.

## 2.2 Der Zerfall der B- Mesonen

Bei der theoretischen Beschreibung der Zerfälle schwerer Mesonen wird die grundlegende Annahme gemacht, daß sich der Zerfall der B- (Vektor-) Mesonen auf den Zerfall der b- Quarks zurückführen läßt. Daher soll im folgenden zunächst der Quarkzerfall betrachtet werden, während im anschließenden Abschnitt die Korrekturen im gebundenen Quarksystem und solche Zerfallskanäle behandelt werden, bei denen das b- Quark elektroschwach an seinen leichten Partner im Meson koppelt. Ferner sollen einige inklusive, d.h. an nicht identifizierten Zerfallskanälen gemessene Eigenschaften von B- Meson-Zerfällen besprochen werden. Dies wird unter dem Aspekt der Modellierung der B- Zerfälle bei der zur Lebensdauerermessung erforderlichen Monte- Carlo- Simulation getan. Um die Betrachtung der B- Zerfälle im Rahmen des Standardmodells zu vervollständigen, soll schließlich noch auf die Möglichkeit von  $B^0 - \bar{B}^0$ - Oszillationen eingegangen werden.

### 2.2.1 Der Zerfall des b- Quarks

Eine weitere theoretische Annahme ist, daß b- Quarks ausschließlich in Leptonen und Quarks, d.h. nicht in direkte Photonen, Higgs- Bosonen o.ä. zerfallen. Ferner soll der b- Zerfall farberhaltend sein. Die unter diesen Voraussetzungen denkbaren Zerfallskanäle mit höchstens 3 auslaufenden Teilchen sind in Tabelle 2.3 dargestellt. Mögliche Zerfälle mit höheren Multiplizitäten lassen sich auf diese Kanäle zurückführen. Die Zerfallskanäle 3 und 4 sind dabei als exotisch einzustufen, da sie die Leptonen- bzw.

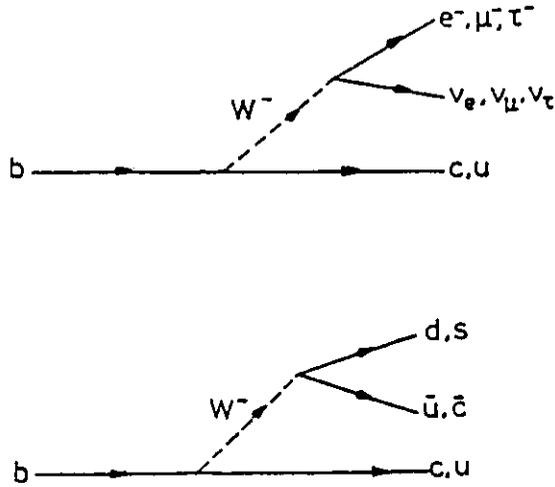


Abbildung 2.10: Die semileptonischen und hadronischen Zerfälle des b- Quarks

Baryonenzahl nicht erhalten. Die hadronischen und semileptonischen Zerfälle können grundsätzlich über die Kopplung des b- Quarks an ein  $W^{\pm}$ - oder  $Z^0$ - Boson ablaufen. Am Beispiel semileptonischer Zerfälle sehen diese Reaktionen wie folgt aus:

$$b \longrightarrow q + \begin{array}{c} W_{\text{virtuell}}^- \\ \downarrow \\ l^- \bar{\nu}_l \end{array} \quad q = c, u \quad l = e, \mu, \tau \quad (2.11)$$

$$b \longrightarrow q + \begin{array}{c} Z_{\text{virtuell}}^0 \\ \downarrow \\ l^+ l^- \end{array} \quad q = d, s \quad l = e, \mu, \tau \quad (2.12)$$

Die Reaktionen von Typ 2.12 sind durch den GIM- Mechanismus verboten [53]. Voraussetzung für die Auslöschung dieser "flavour changing neutral currents" ist allerdings die Unitarität der KM- Matrix. Daher muß auch das b- Quark mit einem  $Q = 2/3$ - Partner ein Dublett ( $b', t$ ) bilden. Die erlaubten Zerfälle des b- Quarks im Standardmodell sind in Fig. 2.10 dargestellt. Diese sind Grundlage der folgenden Betrachtungen.

### Die W- Kopplung an ein Fermionen- Dublett

Die Lagrange- Funktion, die in der speziellen Eichtheorie des Standardmodells die Kopplung eines Vektorbosons an ein Fermionenfeld ( $f, f'$ ) beschreibt, lautet im Ansatz:

$$L = L^{CC} + L^{EM} + L^{NC} \quad (2.13)$$

Es steht CC (charged current) für die geladenen Ströme  $W^+$  und  $W^-$ , NC (neutral current) für die  $Z^0$ - Wechselwirkung und EM für die elektromagnetischen Effekte. Für den b- Zerfall wird nur der folgende Term benötigt:

$$L^{CC} = \frac{g}{\sqrt{8}} J_{CC}^\mu W_\mu^- \quad (2.14)$$

bzw. der hermitisch konjugierte Ausdruck.  $W_\mu^-$  beschreibt das Feld des  $W^-$ - Bosons und

$$J_{CC}^\mu = \bar{f}_L \gamma^\mu f'_L \quad (2.15)$$

der Strom der geladenen Wechselwirkung.  $\bar{f}_L f'_L$  sind die beiden Fermionen (eines als Teilchen, eines als Antiteilchen) eines linkshändigen Dubletts aus Fig. 1.1.  $\gamma^\mu, \mu = 1..4$  sind die Dirac'schen  $\gamma$ - Matrizen. Linkshändige Fermionen ergeben sich aus den unpolarisierten Zuständen durch die Projektion

$$f_L = 1/2(1 - \gamma^5) f, \quad \gamma^5 = \prod_{\mu=1..4} \gamma^\mu \quad (2.16)$$

Da die Quark- Eigenzustände in den Dubletts der schwachen Wechselwirkung mit den Masseneigenzuständen über eine unitäre Matrix  $U$  verbunden sind, läßt sich die Lagrangefunktion (2.14) für Quarks auch in folgender Form schreiben:

$$L^{CC} = \frac{g}{\sqrt{8}} \left\{ \left[ (\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t}) \gamma^\mu (1 + \gamma^5) U \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \right] W_\mu^- \right\} + h.c. \quad (2.17)$$

Für den Leptonensektor ergibt sich die gleiche Form, nur sind die Fermionen  $(\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau)$  und  $(e^-, \mu^-, \tau^-)$ .  $U$  ist in diesem Fall die Einheitsmatrix.

Die KM- Matrix des Quarksektors besitzt 4 physikalisch bedeutsame Freiheitsgrade. Eine übliche Parametrisierung lautet:

$$U = \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_2 & s_2 \\ 0 & -s_2 & c_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 & s_1 & 0 \\ -s_1 & c_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_3 & s_3 \\ 0 & -s_3 & c_3 \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & -c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & -c_1 s_2 c_3 - c_2 s_3 e^{i\delta} & -c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

$c_i$  und  $s_i$  stehen dabei für  $\cos\theta_i$  und  $\sin\theta_i$ ,  $i = 1, 2, 3$ . Die Phase  $\delta$  kann zu CP- Verletzungen führen. Viele der Matrixelemente sind dem Betrag nach gemessen worden, im einzelnen:

- $|U_{ud}|$  aus nuklearen  $\beta$ - Zerfällen [54]
- $|U_{us}|$  aus Hyperonen- und K- Zerfällen [55]
- $|U_{cd}|$  aus der Charm- Produktion in Neutrinoexperimenten [56]
- $|U_{cd}|/|U_{cs}|$  aus dem Leptonenspektrum bei semileptonischen D- Meson- Zerfällen [57]
- $|U_{ub}|/|U_{cb}|$  aus dem Leptonenspektrum bei semileptonischen B- Meson- Zerfällen [58,59]
- $|U_{cb}|$  aus der mittleren B- Lebensdauer [24]

In Ref. [60,61] sind die Ergebnisse zusammengetragen. Für die Matrix gilt

$$|U| = \begin{pmatrix} 0.973 \pm 0.001 & 0.231 \pm 0.003 & < 0.0067 \\ 0.24 \pm 0.03 & 0.85 \pm 0.25 & 0.042 \pm 0.005 \\ < 0.04 & < 0.06 & > 0.998 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

ohne Voraussetzung der Unitarität der Matrix und

$$|U| = \begin{pmatrix} 0.973 \pm 0.001 & 0.231 \pm 0.003 & < 0.0067 \\ 0.24 \pm 0.03 & 0.972 \pm 0.001 & 0.042 \pm 0.005 \\ 0.010 \pm 0.005 & 0.044 \pm 0.006 & 0.9990 \pm 0.0003 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

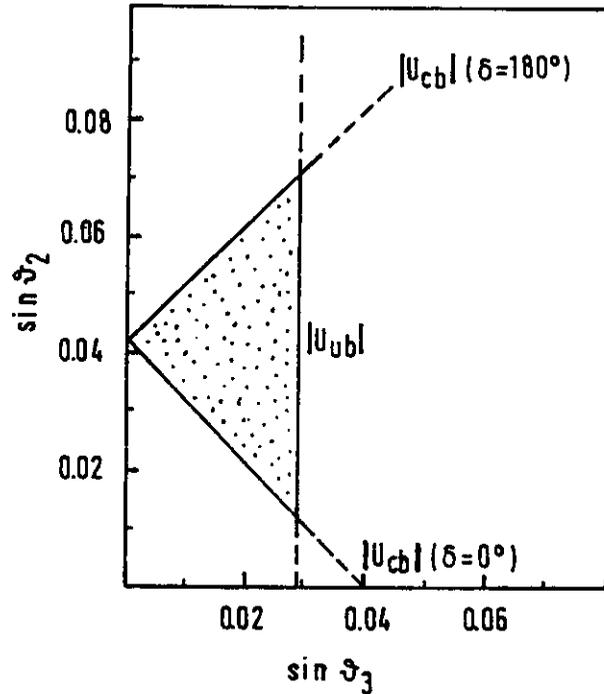


Abbildung 2.11: Die zulässigen Werte für  $\sin\theta_2$  und  $\sin\theta_3$

mit der Unitaritätsforderung als Randbedingung. Im letzten Fall ist auffällig, daß die Matrix annähernd die Struktur

$$|U| = \begin{pmatrix} 1 & \lambda & \lambda^3 \\ \lambda & 1 & \lambda^2 \\ \lambda^3 & \lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad \lambda \approx 0.23 \quad (2.21)$$

besitzt. Aus einzelnen Beträgen der Matrixelemente lassen sich folgende Aussagen über die Winkel  $\theta_i$  machen:

1.

$$U_{ud} = \cos\theta_1 = 0.9733 \pm 0.0015 \\ \Rightarrow \sin\theta_1 = 0.229 \pm 0.006$$

2.

$$U_{ub} = \sin\theta_1 \sin\theta_3 < 0.0067 \\ \Rightarrow \sin\theta_3 < 0.029$$

3.

$$U_{us} = \sin\theta_1 \cos\theta_3 = 0.2313 \pm 0.003 \\ \Rightarrow \cos\theta_3 = 1.009 \pm 0.03$$

4. Für kleine  $\theta_i$  ist:

$$U_{cb} \approx -\sin\theta_3 + e^{i\delta} \sin\theta_2 .$$

Die mit  $|U_{cb}| = 0.042$  und  $\sin\theta_3 < 0.029$  für  $\sin\theta_2$  und  $\sin\theta_3$  erlaubten Werte sind in Fig. 2.11 dargestellt.

## Die b- Quark Lebensdauer

Bei dem in Fig. 2.10 dargestellten b- Zerfall muß die Kopplung des W- Bosons an ein Fermion-Dublett sowohl bei der W- Emission am b- Quark als auch beim W- Zerfall in ein Quark- oder Leptonpaar berechnet werden. Aus dem Produkt der entsprechenden Lagrange- Funktionen ergibt sich das Matrixelement für den schwachen b- Zerfall, z.B. für  $(b \rightarrow c + \bar{\nu}e^-)$ :

$$H_{CC} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} U_{cb} \left[ \bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) b \bar{\nu} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) e \right] . \quad (2.22)$$

Dabei ist

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (2.23)$$

der Propagator der  $W^\pm$ - Bosonen in der Näherung kleiner Impulsüberträge. Ein entsprechender Ausdruck läßt sich für den analogen Zerfall  $\mu \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}e^-$  aufstellen, allerdings ist dabei das Matrixelement  $U_{\nu\mu} = 1$ . Da dies der einzige Zerfallskanal des Myons ist, läßt sich seine Lebensdauer aus  $H_{CC}$  durch Integration über den Phasenraum berechnen. Es ist

$$\tau_\mu = \frac{192\pi^3}{G_F^2 m_\mu^5} = 2.197 \mu s \quad (2.24)$$

Entsprechend folgt für die partielle Zerfallsbreite von  $b \rightarrow (c \text{ oder } u) + \bar{\nu}e^-$ :

$$\Gamma_{b \rightarrow (c,u) + \bar{\nu}e^-} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} (|U_{ub}|^2 + |U_{cb}|^2) \quad (2.25)$$

bzw. für die b- Quark Lebensdauer:

$$\tau_b = BR [b \rightarrow (c, u) + \bar{\nu}e^-] \times \frac{192\pi^3}{G_F^2 m_b^5} \frac{1}{|U_{ub}|^2 + |U_{cb}|^2} \quad (2.26)$$

Da das vom b- Quark abgestrahlte W- Boson in 3 Leptonfamilien und 2 Quarkfamilien mit je 3 Farb-Freiheitsgraden zerfallen kann, das  $(\bar{\nu}e^-)$ - Paar als leichtestes Dublett allerdings den größten Phasenraum hat, wird dieses Verzweigungsverhältnis etwa 0.15 betragen. Die b- Quark Masse soll mit  $m_b = 4.8 \pm 0.2 GeV$  angenommen werden dann ist:

$$\tau_b \approx 0.00173 \frac{1}{|U_{ub}|^2 + |U_{cb}|^2} [ps] \quad (2.27)$$

Eine lange b- Lebensdauer ist also nur bei einer entsprechend schwachen Kopplung an die beiden leichten Familien zu erwarten.

### 2.2.2 Die Zerfälle der B- Mesonen

Eine Näherung im Übergang von der Betrachtung des b- Quarks zu der des B- Mesons [ $B_d^0 = (b\bar{d})$ ,  $B_s^0 = (b\bar{s})$ ,  $B^- = (b\bar{u})$ ] ist das Zuschauer- (Spectator-) Modell, in dem QCD- Korrekturen (Gluon-Abstrahlung und Colour- Mixing) und die Fermi- Bewegung der Quarks im Meson berücksichtigt werden [62,63]. Ziel dieses Modells ist die Beschreibung inklusiver Eigenschaften der Zerfälle c- oder b- Quark haltiger Mesonen und Baryonen, so z.B. Zerfallsmultiplizitäten, Leptonenspektren, Verzweigungsverhältnisse in Klassen von Endzuständen usw. Insbesondere wird das Modell zur Korrektur der Formel 2.26 zur Berechnung der KM- Terme  $|U_{cb}^2|$ ,  $|U_{ub}^2|$  verwendet [57]. Wegen seines phänomenologischen Ansatzes enthält das Zuschauermodell einige Parameter, die sich z.B. aus den Impulsspektren der Elektronen semileptonischer Mesonerfälle bestimmen lassen.

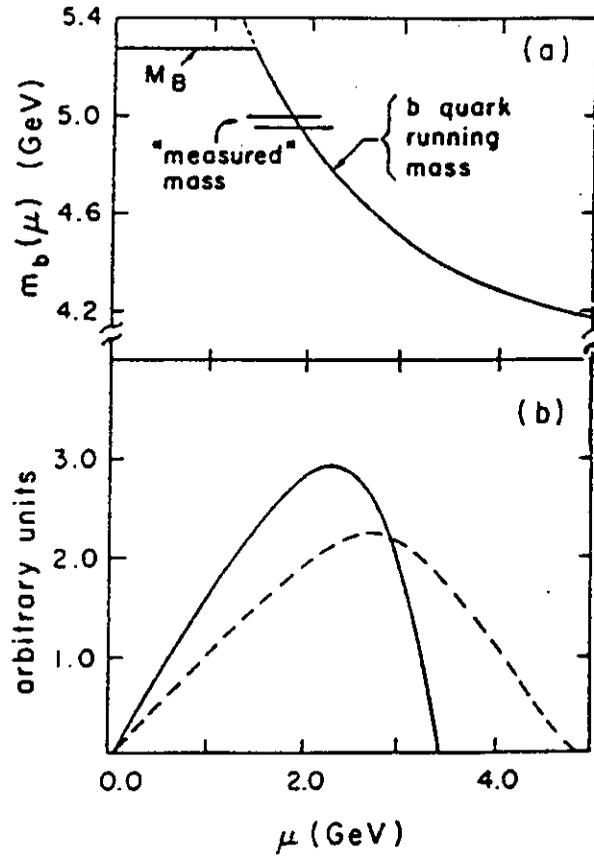


Abbildung 2.12: a) Die berechnete effektive b- Quark Masse als Funktion der invarianten W- Boson Masse. b) Verteilung der invarianten Leptonpaarmassen für  $b \rightarrow cl\nu$  (durchgezogene Linie) und  $b \rightarrow ul\nu$  (gestrichelt). Aus Ref.[64]

Die partielle Zerfallsbreite für den semileptonischen Zerfall eines pseudoskalaren B- Mesons in das hadronische System  $X_q$  des Tochterquarks  $q$  ist in der Parametrisierung dieses Modells:

$$\begin{aligned} \Gamma(B \rightarrow X_q e \bar{\nu}) &= BR(B \rightarrow X_q c \bar{\nu}) / \tau_B \\ &= (G_F^2 / 192 \pi^3) \cdot |U_{qb}|^2 \cdot \langle m_b^5 \rangle \cdot I(\langle \epsilon \rangle) \cdot f(\langle \epsilon \rangle) \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\epsilon = m_q / m_b$$

$\langle m_b^5 \rangle$  ist der Erwartungswert der 5. Potenz der b- Quark-Massenverteilung. Hierzu ist zu bemerken, daß sich, da freie Quarks nicht beobachtbar sind, die Quarkmasse nicht unmittelbar definieren läßt. Vielmehr wird heuristisch das Bild eines von Gluonen abgeschirmten (schweren) b- Quarks benutzt, das durch weitere Gluonen schwach an das Zuschauerquark gebunden ist. Das "abgeschirmte" b-Quark ist dann schwerer als das "nackte" Teilchen. Je härter der Zerfall (als Parameter läßt sich z.B. die invariante Masse  $\mu$  des  $(c, \bar{\nu})$ - Paares im semileptonischen Zerfall verwenden), desto weniger trägt die Gluonwolke zur effektiven Quarkmasse bei. Aus Figur 2.12 wird deutlich, daß  $m_b = 4.95 \dots 5.00 \text{ GeV}$  als effektive Masse gewählt werden kann [64,65].

$f(\langle \epsilon \rangle)$  ist der QCD- Korrekturfaktor.  $I(\langle \epsilon \rangle)$  ist Phasenraumfaktor des semieleptonischen (Quark-) Zerfalls, der umso kleiner wird, je größer die Masse des Tochterquarks ist. Figur 2.13(rechts) zeigt dies am Beispiel des berechneten Elektronenspektrums für den Zerfall von b nach c bzw. u. Für  $(b \rightarrow u c \bar{\nu})$  ist die Masse der Zerfallsteilchen vernachlässigbar, die Form des Spektrums entspricht der des  $\mu$ - Zerfalls. Nun wird für das b- Quark im Meson eine gaussförmige Impulsverteilung mit  $\sigma = p_F \approx 0 \dots 300 \text{ MeV}$  angenommen. Die Spektren beider Zerfallskanäle bleiben aber weiterhin gut unterscheidbar. Figur 2.13(links) zeigt eine solche Messung des CUSB- Experiments [59]. Die B-

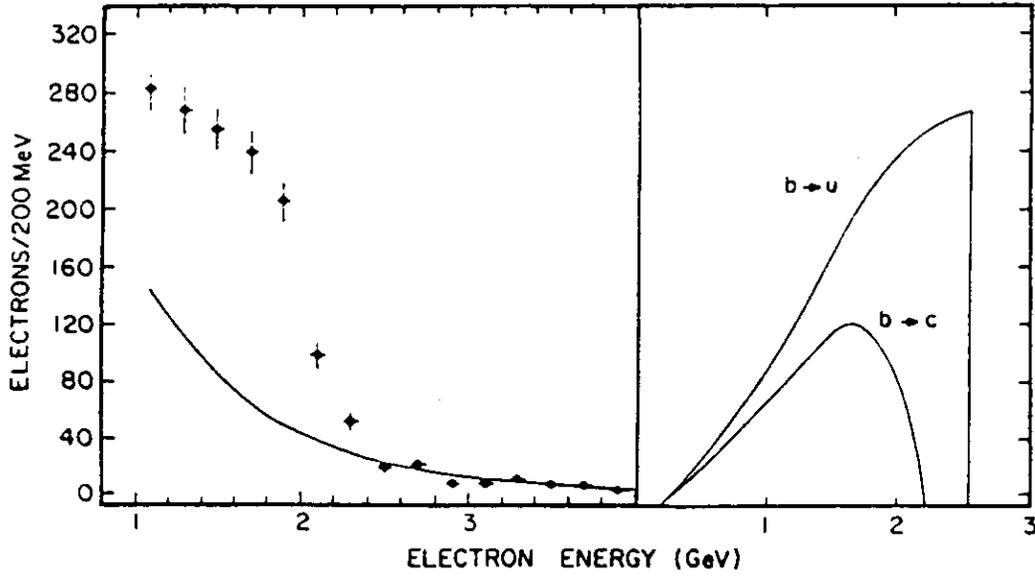


Abbildung 2.13: Elektronenspektrum aus den Zerfall freier b- Quarks (rechts) und das gemessene Spektrum von CUSB (links). Aus Ref.[59]

Mesonen werden dort aus der  $\Upsilon(4S)$ - Resonanz knapp oberhalb der Produktionsschwelle erzeugt. Die Zerfälle ( $B \rightarrow X_q e \bar{\nu}$ ) werden vom Detektor also annähernd in ihrem Schwerpunktsystem beobachtet. Aus dem Abfall des untergrundbereinigten Spektrums an der c- Kante kann das Verhältnis der beiden Zerfallsbreiten bestimmt werden [59,58]. Es ergibt sich eine obere Grenze:

$$\begin{aligned}
 R_B &= \Gamma(B \rightarrow X_u l \bar{\nu}) / \Gamma(B \rightarrow X_c l \bar{\nu}) \\
 &= |U_{ub}|^2 I(\langle \epsilon_u \rangle) f(\langle \epsilon_u \rangle) / |U_{cb}|^2 I(\langle \epsilon_c \rangle) f(\langle \epsilon_c \rangle) \\
 R_B &< 0.038 \quad @95\%c.l.
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

Aus  $R_B$ , der im Zuschauermodell einzigen B- Meson Lebensdauer  $\tau_B$  und dem inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnis  $BR(B \rightarrow X l \bar{\nu})$  läßt sich aus Formel 2.26 für die KM- Matrixelemente ableiten:

$$\begin{aligned}
 |U_{cb}|^2 &= [BR(B \rightarrow X l \bar{\nu}) / \tau_B] [K_{cb} / (1 + R_B)], \\
 K_{cb} &= 2.88 \times 10^{-11} \text{ sec} / \{ \langle m_b^5 \rangle \cdot I(\langle \epsilon_c \rangle) \cdot f(\langle \epsilon_c \rangle) \}, \\
 |U_{ub}|^2 &= R_B |U_{cb}|^2 [I(\langle \epsilon_c \rangle) \cdot f(\langle \epsilon_c \rangle) / I(\langle \epsilon_u \rangle) \cdot f(\langle \epsilon_u \rangle)]
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

Die Parameter  $\langle m_b^5 \rangle$  und  $\langle \epsilon \rangle$  konnten von CUSB aus den gleichen Elektronenspektren durch eine Anpassung der theoretischen Verteilung an das Spektrum, insbesondere an dessen Endpunkte, bestimmt werden. Die Fehler in  $K_{cb}$  sind dabei sogar vergleichsweise gering, da es zu einer Kompensation zwischen  $\langle m_b^5 \rangle$  und  $I(\langle \epsilon \rangle)$  kommt. Es ist:

$$K_{cb} = (2.35 \pm 0.13) \times 10^{-14} \text{ sec} \tag{2.31}$$

Der gemessene Mittelwert für  $BR(B \rightarrow X l \bar{\nu})$  beträgt bei dieser Messung  $11.8 \pm 1.2\%$ . Zur Abschätzung von  $|U_{ub}|$  nach Gleichung 2.29 wird für  $I(\langle \epsilon \rangle) \cdot f(\langle \epsilon \rangle)$  für c- Quarks  $\approx 0.4$  und für u- Quarks  $\approx 0.82$  angesetzt.

Mit diesem Modell nicht beschrieben werden Zerfälle, bei denen das leichte Quark im Meson an das W- Boson koppelt. Dabei handelt es sich hauptsächlich um Annihilationsgraphen bei geladenen und Austauschgraphen bei neutralen B- Mesonen mit den entsprechenden Gluonkorrekturen (Fig. 2.14). Eine ausführliche Diskussion ist in [63] enthalten. Es wird erwartet, daß diese Graphen einen Anteil

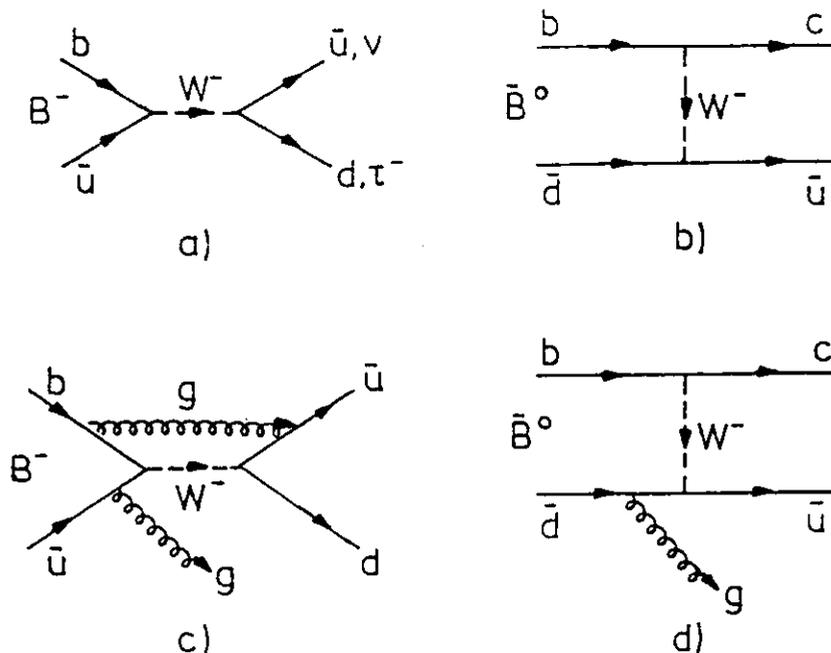


Abbildung 2.14: B- Meson Zerfälle, die nicht im Zuschauermodell beschrieben werden: a) W- Vernichtung bei geladenen B- Mesonen b) W Austausch bei neutralen B- Mesonen. Entsprechend die Fälle c) und d) mit zusätzlicher Gluon- Abstrahlung

von etwa 20% an den B- Meson Zerfällen haben. Insbesondere sind diese Graphen für eine mögliche unterschiedliche Lebensdauer geladener und neutraler B- Mesonen verantwortlich. Die Annihilation ist auf das  $(b\bar{u})$ - bzw.  $(\bar{b}u)$ - Meson beschränkt, ihr Beitrag ist proportional  $|U_{ub}|^2$  und damit nur sehr klein. Anders im Fall der Austauschgraphen beim  $B^0$ : Hier ist die Kopplung proportional dem größeren Mischungselement  $|U_{cb}|^2$ . Eine Helizitätsunterdrückung dieses Zerfalls ist nicht notwendig gegeben, da die beiden Quarks in dem pseudoskalaren Meson wegen Gluonkorrekturen nicht immer entgegengesetzte Spineinstellungen haben müssen. Da in beiden Fällen die vom Zuschauermodell bestimmten semileptonischen Zerfallsraten nicht verändert werden, bleibt die Gültigkeit der Formel 2.26 zur Berechnung der KM- Matrixelemente  $|U_{ub}|$  und  $|U_{cb}|$  unberührt. Ferner gilt:

$$\frac{BR(B^0 \rightarrow X l \bar{\nu})}{BR(B^\pm \rightarrow X l \bar{\nu})} = \frac{\tau(B^0)}{\tau(B^\pm)} \quad (2.32)$$

Dieses Verhältnis muß bei der b- Lebensdauerermessung aus einer Mischung unterschiedlicher B- Mesonen beachtet werden. So muß z.B. die gemessene Lebensdauer aus ausgewählten semileptonischen b- Zerfällen gleich oder kleiner gleich der mittleren Lebensdauer aller B- Mesonen sein (vergl. Kap.7).

### 2.2.3 Inklusive Eigenschaften von B- Meson- Zerfällen

Bislang konnten nur einige wenige Zerfallskanäle der B- Mesonen exklusiv rekonstruiert werden. Der Anteil dieser Kanäle an der totalen Zerfallsbreite der B- Mesonen beträgt nur ca. 5%[66]. Die meisten Messungen von B- Zerfällen stammen aus der  $\Upsilon(4S)$ - Resonanzproduktion und sind inklusiver Natur, d.h. sie mitteln über einige oder alle Zerfallskanäle der beiden produzierten B- Mesonen  $B_d^0$  und  $B^+$ . Tabelle 2.4 faßt einige so gemessene Eigenschaften zusammen. Das semi- elektronische und -myonische Verzweungsverhältnis entspricht etwa den theoretischen Erwartungen. Von CLEO[67] wurde jedoch eine kleinere Zahl charnhaltiger Teilchen pro B- Zerfall gemessen als auf Grund einfacher Überlegungen im Zuschauermodell des Zerfalls erwartet wird (1 c- Quark pro b- Quark bei  $U_{ub} = 0$

$BR(B \rightarrow c\nu + \text{Hadronen})$	: $12.3 \pm 0.8\%$
$BR(B \rightarrow \mu\nu + \text{Hadronen})$	: $11.0 \pm 0.9\%$
Masse	: $5271 \pm 3 \text{ MeV} (B^+)$ $5274 \pm 3 \text{ MeV} (B^0)$
Anzahl charmhaltiger Teilchen pro B- Zerfall	: $\approx 1.15$ (erwartet) $\approx 0.81$ (gemessen)

Tabelle 2.4: Inklusive Eigenschaften von B- Meson- Zerfällen

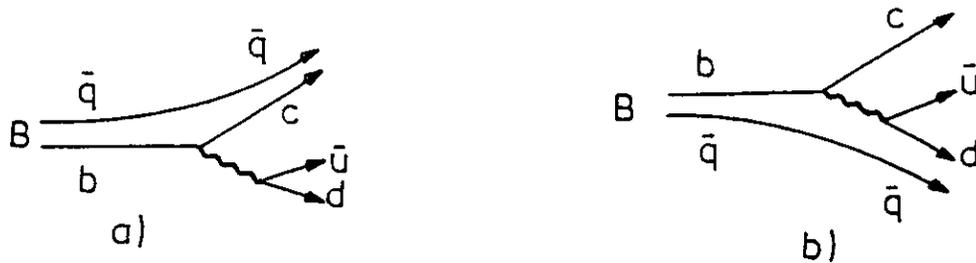


Abbildung 2.15: 2 Arten hadronischer B- Meson- Zerfälle: a) Die Quarks aus dem W- Zerfall fragmentieren unabhängig vom  $c\bar{q}$ - System. b) Sie kombinieren mit dem c- und  $\bar{u}$ - Quark unter Wahrung der Farbneutralität beider  $q\bar{q}$ - Paare: colour mixing.

und  $\approx 0.15$  c- Quarks pro W- Fragmentation). Allerdings sind die Unsicherheiten der Messung noch zu groß, als daß zum jetzigen Zeitpunkt das Zuschauermodell in Zweifel gezogen werden müßte.

In der Modellierung der B- Meson- Zerfälle wird daher folgender Ansatz gemacht[68]: Das (virtuelle) W- Boson wird entsprechend der  $(V - A)$ - Kopplung der elektroschwachen Wechselwirkung vom b- Quark abgestrahlt. Es zerfällt zu je 12% der Fälle in ein  $(e, \bar{\nu}_e)$  bzw.  $(\mu, \bar{\nu}_\mu)$ - Paar, zu 10% in  $(c, \bar{s}')$  und zu den restlichen 66% in  $(u, \bar{d}')$ . In den hadronischen Zerfällen fragmentieren die  $(q, \bar{q})$ - Paare nach dem "independent jet"- Schema. Die Hadronen aus den Zerfällen dieses W- Bosons sollen sich unabhängig vom  $c\bar{q}$ - System (c- Quark aus dem b und Zuschauerquark) entwickeln. So wird z.B. ein "colour mixing" (vergl. Abb.2.15), das für ca. 10% dieser Zerfälle erwartet wird, unterdrückt. Ferner soll die Energie des  $(c\bar{q})$ - Systems von der Energie des c- Quarks bestimmt werden, da das Zuschauerquark leicht ist und im B- Meson wenig zusätzliche Fernenergie besitzt. Damit wird das  $(c\bar{q})$ - System meistens als D oder  $D^*$  hadronisieren und höchstens noch ein Pion abstrahlen.

Dieses Modell wird durch weitere Vergleiche mit Messungen bestätigt. Fig.2.16[67] zeigt das Impulsspektrum von D- Mesonen aus dem Zerfall von B- Mesonen aus der  $\Upsilon(4S)$ - Resonanzproduktion, in der das Laborsystem nur wenig vom Schwerpunktsystem der B- Mesonen abweicht. Die Daten sind in diesem Bild als Symbole mit Fehlerbalken dargestellt. Das eben besprochene Modell sagt für das Spektrum die durchgezogene Linie vorher. Die Punkt- Strich- Linie entspricht einem Modell des B- Zerfalls, bei dem sich die Teilchenimpulse allein aus dem Phasenraum des Zerfalls ergeben. Die gestrichelte Linie entspricht dem D- Spektrum aus einem semileptonischen B- Zerfall über ein abgestrahltes virtuelles W- Boson. Wegen der kleineren Masse der Leptonen ist das D- Spektrum in diesem Fall härter.

In Tabelle 2.5 sind einige Multiplizitäten geladener Teilchen aus modellierten und gemessenen B- Zerfällen gegenübergestellt. Insbesondere  $\langle n_{ch} \rangle$  ist für die B- Lebensdauer messung wichtig, da dieser Wert proportional der Wahrscheinlichkeit ist, daß eine Spur in einem hadronischen Ereignis zu einem Teilchen aus einem B- Zerfall gehört. Die Werte stimmen im Rahmen der Fehler sehr gut mit den

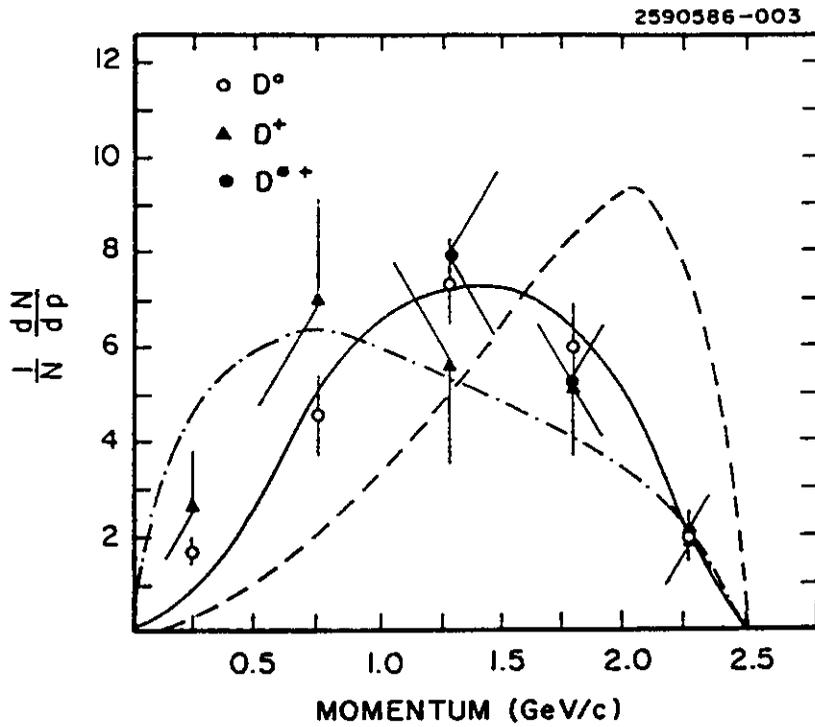


Abbildung 2.16: Impulsspektrum von D- Mesonen aus B- Zerfällen im Schwerpunktsystem der B- Mesonen. Daten und Monte- Carlo- Simulationen [67]. Weitere Erläuterungen im Text.

Variable	Simulation	Daten
$\langle n_{ch} \rangle$ für alle Zerfälle	5.42	$5.50 \pm 0.03 \pm 0.15$
Mittlere quadratische Abweichung für $\langle n_{ch} \rangle$	2.11	$2.18 \pm 0.02 \pm 0.13$
$\langle n_{ch} \rangle$ für semileptonische Zerfälle	3.81	$3.8 \pm 0.4$
$\langle n_{ch} \rangle$ für hadronische Zerfälle	5.93	$6.0 \pm 0.3$
$\langle p_{D^0} \rangle$ [GeV/c], gemittelt über alle Zerfälle mit $D^0$	1.46	1.57

Tabelle 2.5: Vergleich der Monte- Carlo- Simulation von B- Meson- Zerfällen mit Messungen. Die Daten stammen von CLEO[70], die Simulation wurde mit dem bei TASSO verwendeten Ereignisgenerator durchgeführt[69]

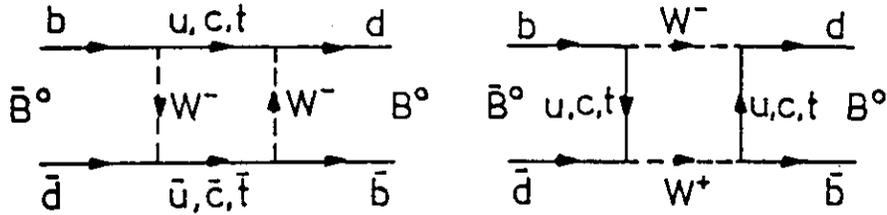


Abbildung 2.17: Box- Diagramme zur  $B^0 - \bar{B}^0$ - Mischung

Messungen von CLEO überein.

### 2.2.4 $B^0 - \bar{B}^0$ Oszillationen und die CP- Verletzung im Standardmodell

Analog dem  $K^0 \bar{K}^0$ - System mit seinen Massen- Eigenzuständen  $K_S^0$  und  $K_L^0$  können auch die Quark- Eigenzustände  $B^0$  und  $\bar{B}^0$  zu Massen- Eigenzuständen  $B_1^0$  und  $B_2^0$  mischen. Die gängige Parametrisierung ist

$$B_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} [(1+\epsilon)\bar{B}^0 \pm (1-\epsilon)B^0] \quad (2.33)$$

Für  $\epsilon \neq 0$  ist die B- Mischung CP- verletzend. Die Boxdiagramme, die für diese Mischung verantwortlich sind, zeigt Fig. 2.17.

Ausführliche Rechnungen zur B- Mischung und CP- Verletzung bei B- Zerfällen sind z.B. in Ref.[71,72] enthalten. Die folgenden Betrachtungen sollen den Zusammenhang zwischen einer (experimentell beobachtbaren)  $B^0$ - Mischung und der KM- Matrix herstellen [73].

Die  $B^0 - \bar{B}^0$ - Mischung läßt sich in der Größe  $x = \Delta M \times \tau_B$  parametrisieren. Dabei ist  $\Delta M$  die (aus dem Standardmodell und der QCD) berechnete Massendifferenz zwischen  $B_1^0$  und  $B_2^0$ .  $\tau_B$  ist die gemessene mittlere B- Lebensdauer. Ferner soll  $\tau_1 \approx \tau_2 \approx \tau_B$  angenommen werden, d.h., daß die Differenz der Zerfallsbreiten  $\Delta\Gamma$  ebenfalls klein ist. Auch soll die CP- Verletzung im B- Zerfall klein sein. Dann gilt für die partiellen Raten, daß ein erzeugtes  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ) als  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ) zerfällt oder sich in ein  $\bar{B}^0$  ( $B^0$ ) umformt:

$$\begin{aligned} r &= \Gamma(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)/\Gamma(B^0 \rightarrow B^0) \\ &= \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow B^0)/\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{B}^0) \\ r &= x^2/(2+x^2) \end{aligned} \quad (2.34)$$

Die letzte Beziehung ergibt sich durch Zeitintegration aus den Ratengleichungen

$$\begin{aligned} B' &= \Delta M(\bar{B} - B) - B/\tau \\ \bar{B}' &= \Delta M(B - \bar{B}) - \bar{B}/\tau, \end{aligned} \quad (2.35)$$

in denen  $B(t)$  und  $\bar{B}(t)$  die Wahrscheinlichkeit beider Zustände für das entsprechende Meson in Abhängigkeit von der Zeit angibt.

Unter der Annahme, daß  $B^0$ - und  $\bar{B}^0$ - Mesonen paarweise erzeugt werden<sup>2</sup>, wird eine weitere Größe eingeführt:

$$\begin{aligned} r_2 &= \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow B^0)\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow B^0) + \Gamma(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)\Gamma(B^0 \rightarrow B^0)}{\Gamma(B^0 \rightarrow B^0)\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{B}^0) + \Gamma(B^0 \rightarrow B^0)\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow B^0) + \Gamma(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow B^0) + \Gamma(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{B}^0)} \\ &= [l^+l^+ + l^-l^-]/[l^+l^+ + l^+l^- + l^-l^+ + l^-l^-] \\ &= x^2/[1+2x^2] \end{aligned} \quad (2.36)$$

<sup>2</sup>Dies gilt für Experimente, die auf der  $\Upsilon(4S)$ - Resonanz laufen. Bei höheren Schwerpunktsenergien, insbesondere im Kontinuum, werden aus den  $b$ - und  $\bar{b}$ - Quarks nicht notwendig die gleichen Mesonen erzeugt. Jedoch lassen sich die anschließenden Betrachtungen verallgemeinern, sofern die relativen Anteile der unterschiedlichen Mesonen bekannt sind.

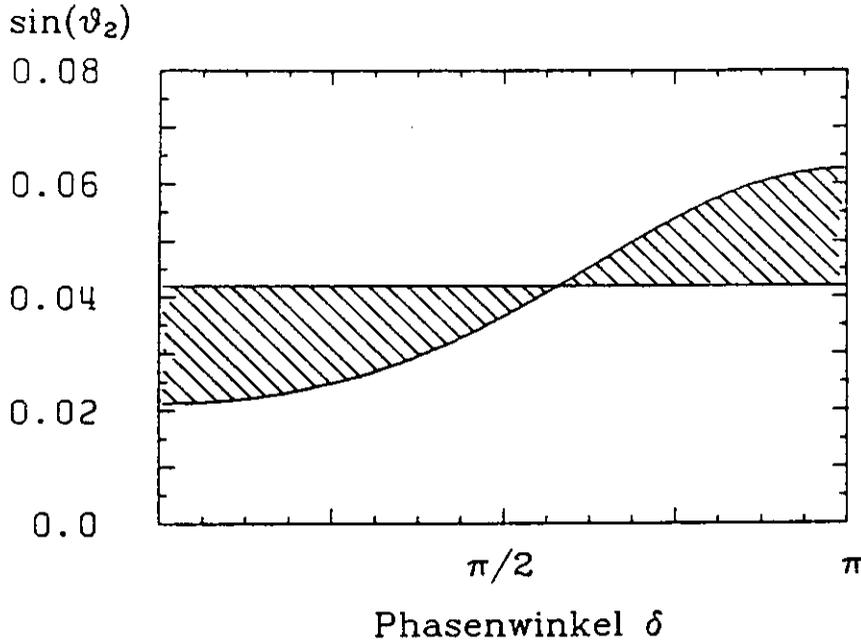


Abbildung 2.18: Die erlaubten Werte von  $\sin\theta_2$  gegen den Phasenwinkel  $\delta$

Diese Beziehung entspricht dem typischen B- Nachweis aus dem semileptonischen Zerfall. Sind in einem Ereignis zwei Leptonen mit gleicher Ladung, die (z.B. wegen ihres totalen oder transversalen Impulses) beide B- Zerfällen zugerechnet werden können, so ist dies ein starker experimenteller Hinweis auf eine  $B^0 - \bar{B}^0$ - Mischung. Allerdings können auch andere Prozesse als Untergrund zu einem solchen Signal beitragen, so besonders harte semileptonische Zerfälle der Tochter Charm- Mesonen. Jüngste Messungen [74], die am  $B_d^0$  durchgeführt wurden, ergeben für  $r_2$  eine obere Grenze von  $\approx 0.12$  @90%*c.l.*.

Der Zusammenhang der  $B^0 - \bar{B}^0$ - Mischung mit dem Standardmodell ist über die Berechnung von  $\Delta M$  gegeben. Es gilt für  $B_d^0 = (b\bar{d})$  und  $B_s^0 = (b\bar{s})$ :

$$\Delta M = \eta_{QCD} G_F^2 f_B^2 B_B M_B M_t^2 / 6\pi^2 \begin{cases} \cdot |U_{tb}^2 U_{td}^{*2}| & \text{bzw.} \\ \cdot |U_{tb}^2 U_{ts}^{*2}| \end{cases} \quad (2.37)$$

Dabei sind  $\eta_{QCD} = 0.85$ ,  $f_B \approx 160 \text{ MeV}$  der Formfaktor des B- Mesons und  $B_B \approx 1$  sein "Bag Parameter".  $M_B$  ist die Masse des  $B^0$ ,  $M_t$  die des t- Quarks. Für die KM- Matrixelemente gilt (vergleiche Formel 2.18):

$$\begin{cases} |U_{tb}^2 U_{td}^{*2}| \approx s_1^2 \cdot s_2^2 \\ |U_{tb}^2 U_{ts}^{*2}| \approx s_2^2 + s_3^2 + s_2 s_3 \cos\delta \end{cases} \quad (2.38)$$

Mit  $\tau_B = 1.16 \text{ ps}$  und  $R_B = 0.03$  (bei  $R_B < 0.038$  @95%*c.l.*, vergl. Gl.2.29) ergibt sich für  $s_3$

$$s_3 = |U_{ub}| / s_1 \leq 0.024 \quad (2.39)$$

und für  $s_2$  mit  $R_B$  und dem Phasenwinkel  $\delta$  als freien Parameter:

$$s_2 = |U_{cb}| \left( \sqrt{1 - 8.06 R_B s_3^2} - 2.84 c_\delta \sqrt{R_B} \right) \quad (2.40)$$

Die zugelassenen Werte von  $s_2$  in Abhängigkeit von  $\delta$  sind in Figur 2.18 für  $0.0 < R_B < 0.03$  schraffiert dargestellt. Wegen des Vorzeichens des CP- verletzenden Anteils  $\epsilon$  im  $K^0$ - Zerfall muß  $\delta$  kleiner als  $\pi$  sein. Dann gilt mit dem nach dieser Funktion maximal möglichen Wert von  $s_2$ :

$$\begin{cases} |U_{tb}^2 U_{td}^{*2}| = 2.6 \times 10^{-4} \text{ für } B_d^0 \\ |U_{tb}^2 U_{ts}^{*2}| = 2.1 \times 10^{-3} \text{ für } B_s^0 \end{cases} \quad (2.41)$$

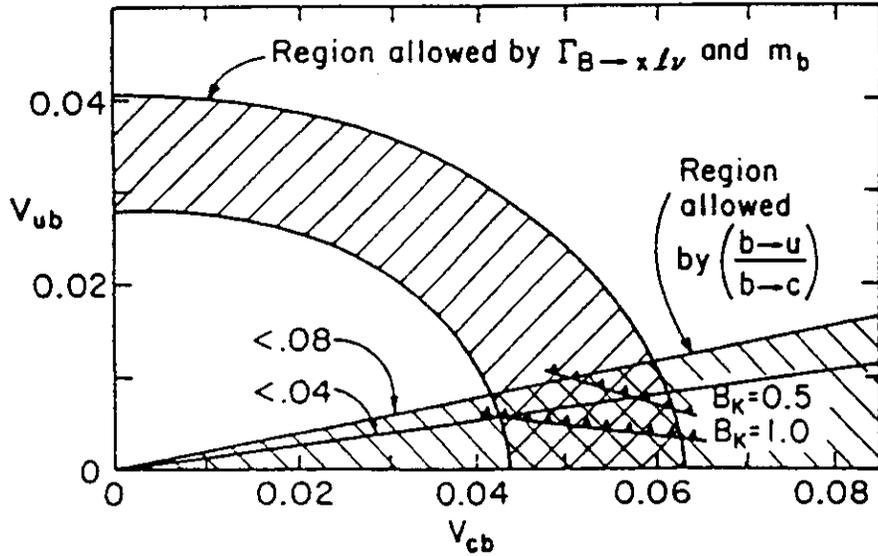


Abbildung 2.19: Die erlaubten Werte der KM- Matrixelemente ( $U_{ub}$  und  $U_{cb}$ ). Aus Ref.[64]

Zusammenfassend ist damit für  $x$ , normiert auf typische Werte der einzelnen Parameter:

$$x_{d,s} = 770 \times (f_B/0.16 \text{ MeV})^2 (B_B/1) (M_t/45 \text{ GeV})^2 (\tau_B/1.16 \text{ ps}) |U_{tb}^2 U_{td,s}^2| \quad (2.42)$$

Für  $B_d^0$  ist dann  $r_2 \approx 0.04$  und für  $B_s^0$  ergibt sich  $r_2 \approx 0.42$ , d.h. fast vollständige Mischung.  $B^0 - \bar{B}^0$ -gemischte Mesonen können also einen nennenswerten Anteil der nachgewiesenen  $B^0$  ausmachen. Mit einer Messung dieser Mischung kann eine weitere linear unabhängige Kombination von KM-Matrixelementen bestimmt werden.

Eine Besonderheit der KM-Matrix ist ihre Eigenschaft, die CP-Verletzung im  $K^0$ -System beschreiben zu können. Einen Überblick entsprechender Rechnungen gibt [75]. Insbesondere zeigt sich, daß hierzu  $|u_{ub}| > 0$  sein muß. Genaue Werte für  $U_{ub}$  aus dem gemessenen  $\epsilon$  des  $K^0$ -Systems lassen sich nicht angeben, da die  $t$ -Quark Masse  $M_t$  und der Kaon Bag-Parameter  $B_K$  nicht oder nur ungenau bekannt sind. Aus  $\epsilon$  berechnete Werte für  $U_{ub}$ , ausgehend von  $B_K = 0.5$  und  $1.0$  sowie  $M_t = 40 \text{ GeV}$  sind zum Vergleich in Fig. 2.19 in die  $(U_{ub}, U_{cb})$ -Ebene eingezeichnet. Aus den ebenfalls eingezeichneten Grenzen aus  $\tau_B$  und  $R_B$  läßt sich erkennen, daß eine genaue Bestimmung dieser Größen, vielleicht auch mit einer Messung von  $M_t$  und einer genaueren theoretischen Bestimmung von  $B_K$ , einen aussagekräftigen Test der Theorie der elektroschwachen Kopplung der Quarks ergibt.

## Kapitel 3

# Das Experiment

In diesem Abschnitt wird der zur B- Lebensdauermessung verwendete experimentelle Aufbau beschrieben. Insbesondere bei der Vorstellung des TASSO- Detektors sollen nur die Eigenschaften hervorgehoben werden, die für diese Arbeit von Bedeutung sind. Sowohl der Speicherring als auch der Detektor sind während ihrer Einsatzzeit mehrfach verändert worden. Wichtig sind in diesem Zusammenhang der Einbau der Mini-  $\beta$ - Optik (1981) und die Installation des Vertexdetektors (November 1982). Daten, die vor diesem Umbau gewonnen wurden, werden in dieser Arbeit wegen ihrer zu geringen Meßgenauigkeit nicht verwendet.

### 3.1 Der $e^+e^-$ - Speicherring PETRA

Die Positron Elektron Tandem Ringanlage PETRA des Deutschen Elektronen Synchrotrons ist in Abb. 3.1 skizziert. Der Speicherring ging 1978 in Betrieb. Einige technische Daten dieses Ringes (in der Auslegung für den Betrieb bei 21.5 GeV Strahlenergie) stehen in Tabelle 3.1 [76].

Das Injektionsverfahren in den Speicherring ist in Ref. [77] beschrieben. Nach der Injektion laufen je 2 Elektronen- und Positronenpakete (Bunches) gegenseitig bei  $E_{Strahl} \approx 7 \text{ GeV}$  im Ring um. Anschließend werden die Teilchen auf die Sollenergie beschleunigt und in den Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht. Die Kollisionsfrequenz bei  $2 \times 2$  Teilchenpaketen ist 260 KHz. Die Lebensdauer der Strahlströme in PETRA beträgt typisch  $\approx 4$  Stunden. Sie wird hauptsächlich durch Restgas- und Strahl- Strahl- Wechselwirkung bestimmt. Die Füllzeit beträgt 30 – 60 Minuten.

Die Luminosität in den Wechselwirkungszonen läßt sich aus den Strahlströmen  $I_+$ ,  $I_-$  der Elektronen und Positronen, der Umlauffrequenz  $f$ , der Zahl  $B$  der Pakete pro Teilchensorte und den Strahlquerschnitten  $\sigma_x^*$  und  $\sigma_y^*$  im Wechselwirkungspunkt berechnen<sup>1</sup>:

$$L = \frac{I_+ I_-}{4\pi e^2 f B \sigma_x^* \sigma_y^*} \quad (3.1)$$

Die Luminosität läßt sich also durch eine Vergrößerung der Strahlströme und eine stärkere Fokussierung im Wechselwirkungspunkt verbessern. Beiden Parametern sind allerdings Grenzen gesetzt. Die Strahlenvelope  $\sigma_{x,y}(z)$  berechnet sich aus der strahlspezifischen Emittanz  $\epsilon_{x,y}$  und der durch die Magneto-optik definierten Beta- Funktion  $\beta_{x,y}(z)$ :

$$\sigma_a(z) = \sqrt{\epsilon_a \beta_a(z)}, \quad a = x, y \quad (3.2)$$

<sup>1</sup>In den folgenden Betrachtungen wird einheitlich das Koordinatensystem des TASSO- Detektors verwendet (vergl. Anhang A). Darin ist  $z$  die Flugrichtung der Positronen,  $x$  die horizontale und  $y$  die vertikale Koordinate in der Ebene senkrecht zur Strahlachse. Hingegen markiert in dem in der Maschinenphysik üblicherweise verwendeten Koordinatensystem  $s$  die Strahlachse,  $x$  die horizontale und  $z$  die vertikale Koordinate.

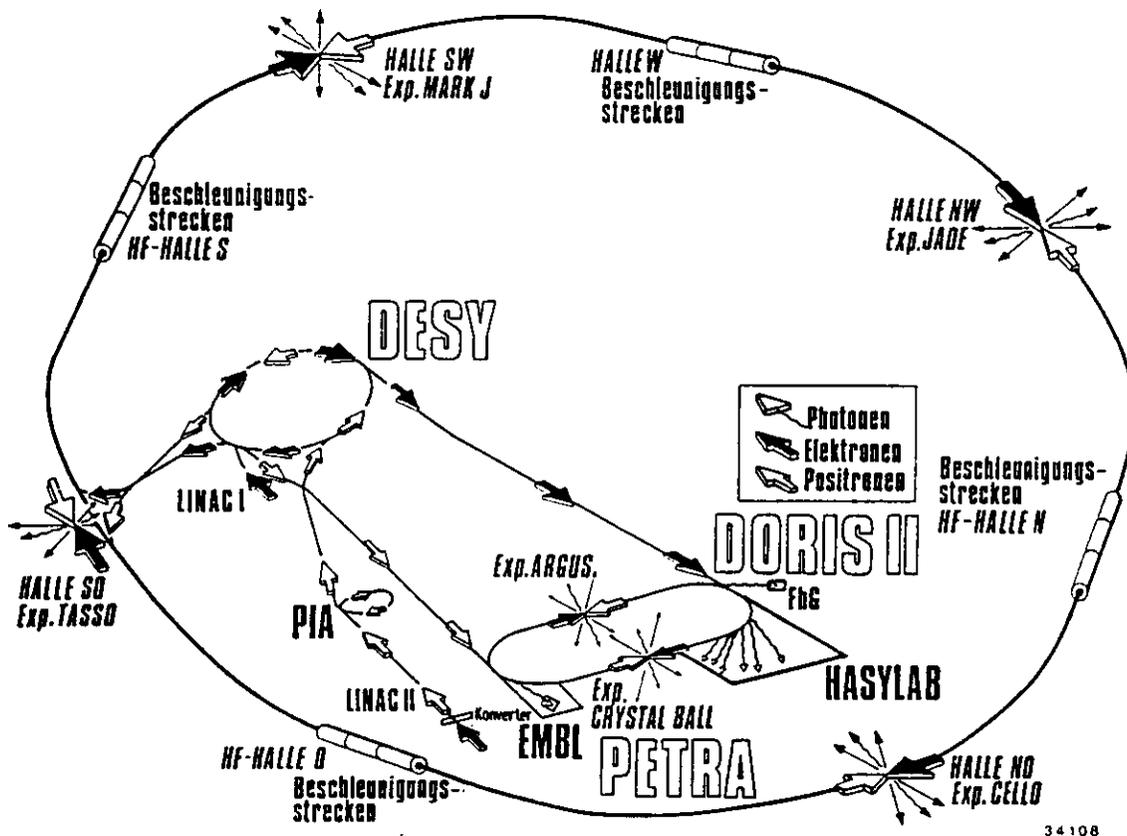


Abbildung 3.1: Beschleuniger und Speicherringanlagen beim DESY

Energie	$E = 2 \times 21.5 \text{ GeV}$
Strom pro Bunch	$I_b = 2.5 \text{ mA} \equiv 1.2 \times 10^{11} e_0 f_0$
Zahl der Bunche	$B = 2 \times 2$
$\beta$ - Amplitude am Wechselwirkungspunkt	$\beta_x^* = 1.2 \text{ m}$ $\beta_y^* = 0.08 \text{ m}$
Emittanz bei 21.5 GeV	$\epsilon_x^* = 21 \times 10^{-8} \pi \text{ rad m}$ $\epsilon_y^* = 0.008 \times \epsilon_x$
Luminosität	$L = 5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Q - shift	$\Delta Q_x^* = 0.006$ $\Delta Q_y^* = 0.017$

Tabelle 3.1: PETRA: Strahlparameter der  $2 \times 21 \text{ GeV}$ - Konfiguration

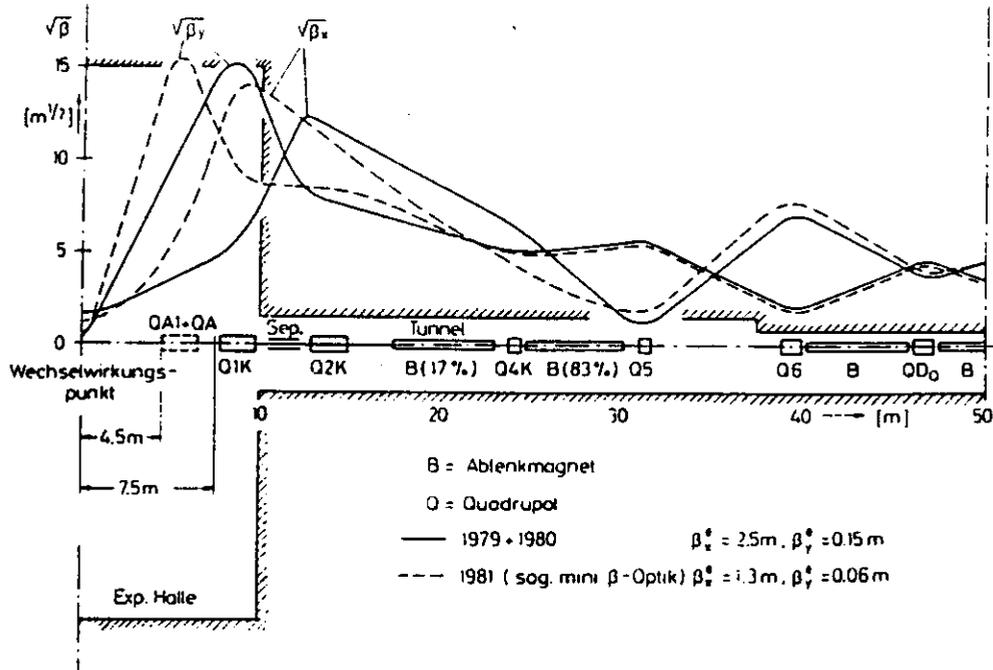


Abbildung 3.2: Die  $\beta$ - Funktionen in der Wechselwirkungszone

Den Verlauf der  $\beta$ - Funktion in der Umgebung der Wechselwirkungszone zeigt Fig. 3.2. Der letzte Quadrupol vor der jeweiligen Wechselwirkungszone führt in der Mini-  $\beta$ - Optik zu einer starken vertikalen Fokussierung des Strahls (vergl. Tab. 3.1). Um noch kleinere Werte für  $\beta_y$  zu erreichen, müßte dieser Quadrupol so dicht an die Wechselwirkungszone gebracht werden, daß er bereits im Detektor stehen würde[78]. Die Position der Mini-  $\beta$ - Quadrupole ist auch in der Schnittzeichnung des TASSO- Detektors (Fig. 3.5) erkennbar.

Die horizontale Emittanz  $\epsilon_x$  wird durch die Synchrotronstrahlung bestimmt. Durch die quantenstatistische Natur dieses Prozesses streut die tatsächliche Bahn der gespeicherten Teilchen in der Maschinenebene um das mittlere Orbit.  $\epsilon_x$  ist bei fester Ringoptik proportional dem  $\gamma^2 = 1/(1 - (v/c)^2)$  der Elektronen bzw. Positronen. Zu sehr hohen Energien hin kann sich der Strahl bis zur Akzeptanzgrenze der Maschine vergrößern.  $\epsilon_x$  sollte wegen der Luminosität so klein wie möglich gewählt werden. Allerdings kann es aus Gründen der Strahl- Strahl- Wechselwirkung notwendig sein,  $\epsilon_x$  künstlich zu vergrößern (s.u.). In Grenzen läßt sich  $\epsilon_x$  z.B. durch Variation des Orbit- Radius verändern[78]. Die vertikale Emittanz  $\epsilon_y$  ist proportional zu  $\epsilon_x$ . Die Kopplungskonstante  $K \approx 0.008$  wird durch Unregelmäßigkeiten im PETRA- Ring, hauptsächlich durch vertikale Ablagefehler der Quadrupole, bestimmt[79].

Die fokussierende Wirkung, die Elektronen und Positronen in den Wechselwirkungszone aufeinander ausüben, führt zu einer Vergrößerung der Zahl  $Q_{x,y}$  der Betatron- Qszillationen pro Umlauf. Akzeptable Werte für  $\Delta Q_{x,y}$  liegen unterhalb von etwa  $\Delta Q_{x,y}(max) = 0.03 \dots 0.06$ . Höhere Werte für  $\Delta Q$  signalisieren kritische nichtlineare Anteile in der Strahl- Strahl- Wechselwirkung. Die "Q- shifts" pro Wechselwirkung lassen sich näherungsweise wie folgt berechnen:

$$\Delta Q_{x,y} = \frac{r_e N_B}{2\pi\gamma(\sigma_x^* + \sigma_y^*)} \begin{cases} \beta_x^*/\sigma_x^* \\ \beta_y^*/\sigma_y^* \end{cases} \quad (3.3)$$

Dabei ist  $r_e$  der klassische Elektronenradius. Wegen

$$\beta^*/\sigma = \sqrt{\beta^*/\epsilon} \quad (3.4)$$

ergibt sich hieraus die Notwendigkeit,  $\epsilon_x$  nicht zu klein zu wählen und, um für  $\Delta Q_x$  und  $\Delta Q_y$  etwa gleich große Werte zu erreichen, die Mini- $\beta$ -Fokussierung in der vertikalen Ebene durchzuführen.

Mit den in der Tabelle 3.1 angegebenen Werten für  $\epsilon$  und  $\beta$  berechnen sich Strahlradien von  $\sigma_x = 890\mu m$  und  $\sigma_y = 20\mu m$  (jeweils 2 Standardabweichungen). Diese Werte werden durch die gemessene Luminosität im Vergleich mit Formel 3.1 bestätigt.

### 3.2 Messungen am PETRA- Strahlfleck mit dem TASSO- Detektor

Die Ablage des PETRA- Strahlflecks (beamspot) im TASSO- Koordinatensystem wurde aus den rekonstruierten Spuren des Innendetektors auf einer "run by run" Basis, d.h. im allgemeinen jeweils gemittelt über eine Füllung des PETRA- Ringes, bestimmt. Das Verfahren ist z.B. in Ref. [80] beschrieben. Die Ergebnisse für die Meßperiode 1985 sind in Fig. 3.3 dargestellt. Die typischen statistischen Fehler für die x- und y- Koordinate des Strahlflecks sind 50 ... 100 $\mu m$ . Während sich die y- Koordinate als recht stabil erweist (150 $\mu m$  mittlere quadratische Abweichung in der Run- Verteilung) ergeben sich in der x- Koordinate zumindest langfristig Streuungen von  $\approx 600\mu m$ . Dies zeigt die Größenordnung der Orbitkorrekturen, die im PETRA- Betrieb, z.B. bei Änderungen der Strahlenergien und der anschließenden Optimierung vorgenommen werden. Variationen der Strahlablage innerhalb eines Runs konnten nicht nachgewiesen werden. Aus der Streuung der rekonstruierten Spuren um den ermittelten Strahlmittelpunkt herum wurde -unter Berücksichtigung der Detektorauflösung (typ.  $\sigma \approx 300\mu m$ )- das  $\sigma_x$  des Strahls, abhängig von der jeweiligen Runperiode, zu 400 ... 500 $\mu m$  bestimmt. Die Messung von  $\sigma_y$  ist bei der gegebenen Detektorauflösung nicht möglich.

### 3.3 Der TASSO- Detektor

Einen Querschnitt durch den Detektor senkrecht zur Strahlachse zeigt Fig. 3.4, einen vertikalen Schnitt entlang der Strahlachse Fig. 3.5. Der Name TASSO (Two- Arm- Spectrometer Solenoid) weist dabei auf den für Speicherringdetektoren ungewöhnlichen Teil des Experimentes: die beiden in der horizontalen Ebene angebrachten und ca. 20% des Raumwinkels umfassenden Hadronenspektrometer. Da für diese Arbeit nur Daten der Spurdetektoren innerhalb des Solenoidmagneten verwendet wurden, sollen die äußeren Komponenten des Detektors nur kurz beschrieben werden. Ausführlichere Beschreibungen der einzelnen Komponenten als auch des gesamten Detektors sind in der Literatur vorhanden[81,82]

Außerhalb der Spule aus 1.01 Strahlungslängen Aluminium beginnen die Hadronarme mit einer achtlagigen Driftkammer aus einzelnen dünnwandigen Aluminiumröhren von 30mm Durchmesser mit je einem zentrierten Signaldraht. Sie dienen zum Nachweis der in der Spule nicht absorbierten geladenen Hadronen. Die durch die Vielfachstreuung veränderten Bahnkoordinaten der Teilchen werden mit der Kammer bestimmt. Sie dient auch zur Erkennung von Untergrund aus Sekundärreaktionen, insbesondere Schauerentwicklung, innerhalb der Spule[83,84]. Es folgen in jedem Hadronarm 16 Zellen eines Schwellen- Cherenkow- Zählerteleskops mit drei verschiedenen Radiatoren: Aerogel mit dem optischen Brechungsindex von  $n - 1 = 25 \times 10^{-3}$ , Freon mit  $n - 1 = 1.35 \times 10^{-3}$  und  $CO_2$  mit  $n - 1 = 0.43 \times 10^{-3}$ . Sie dienen zur Bestimmung von Pionen, Kaonen und Protonen bei Impulsen  $p$  oberhalb 2.5GeV[85,86,87]. Die Teilchenidentifizierung bei  $1GeV < p < 2.5GeV$  wird mit den Hadronarm- Flugzeitzählern durchgeführt (Flugweg 5 .. 7m,  $\sigma_t = 500ps$ )[87,88]. Bei Impulsen kleiner 1GeV erlauben die als Schale unmittelbar innerhalb der Spule angebrachten Flugzeitzähler die Teilchentrennung (Radius 1.3m,  $\sigma_t = 380ps$ ).

Zur Energiemessung befinden sich in den Hadronarmen Blei- Szintillator- Kalorimeter ( $\sigma_E = 0.14 \times \sqrt{E}$  für elektromagnetische Schauer von 2 .. 15GeV)[89]. Oberhalb und unterhalb der Spule werden weitere 36% des Raumwinkels von Blei- Kalorimetern mit Flüssig- Argon- Auslese eingenommen ( $\sigma_E/E = 0.136/\sqrt{E} + 0.03$  für elektromagnetische Schauer von 1..5GeV)[86,91]. Den Ab-

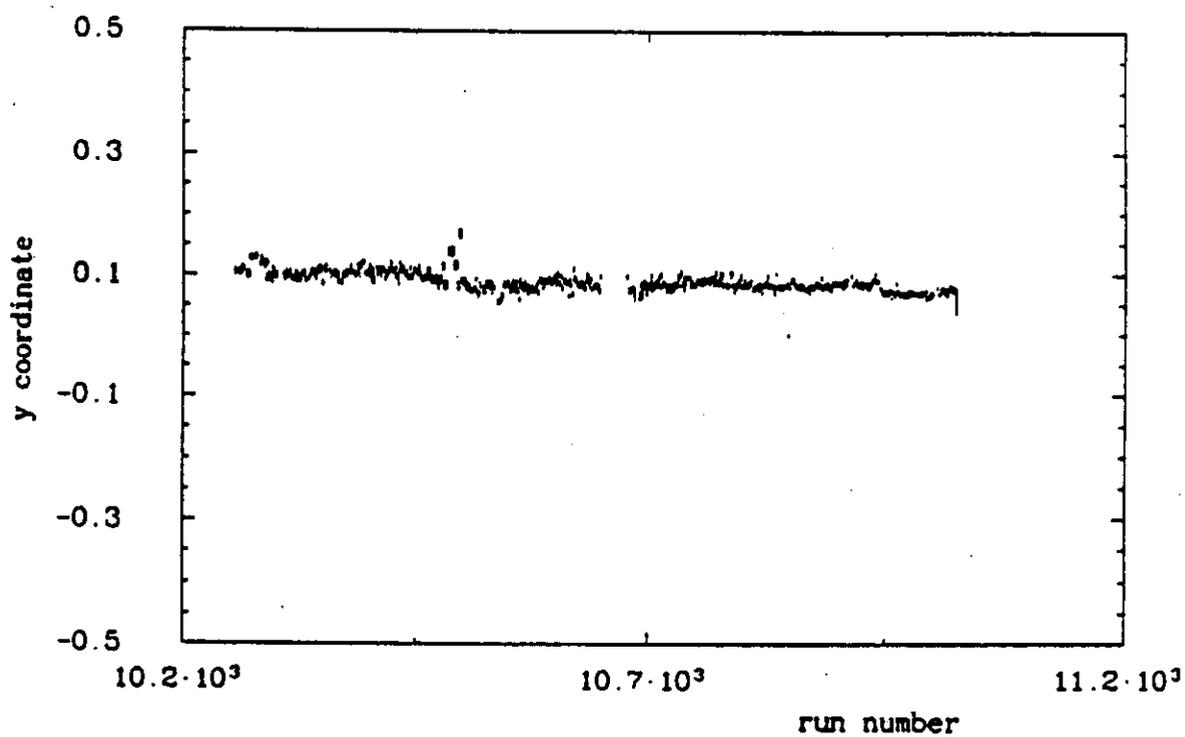
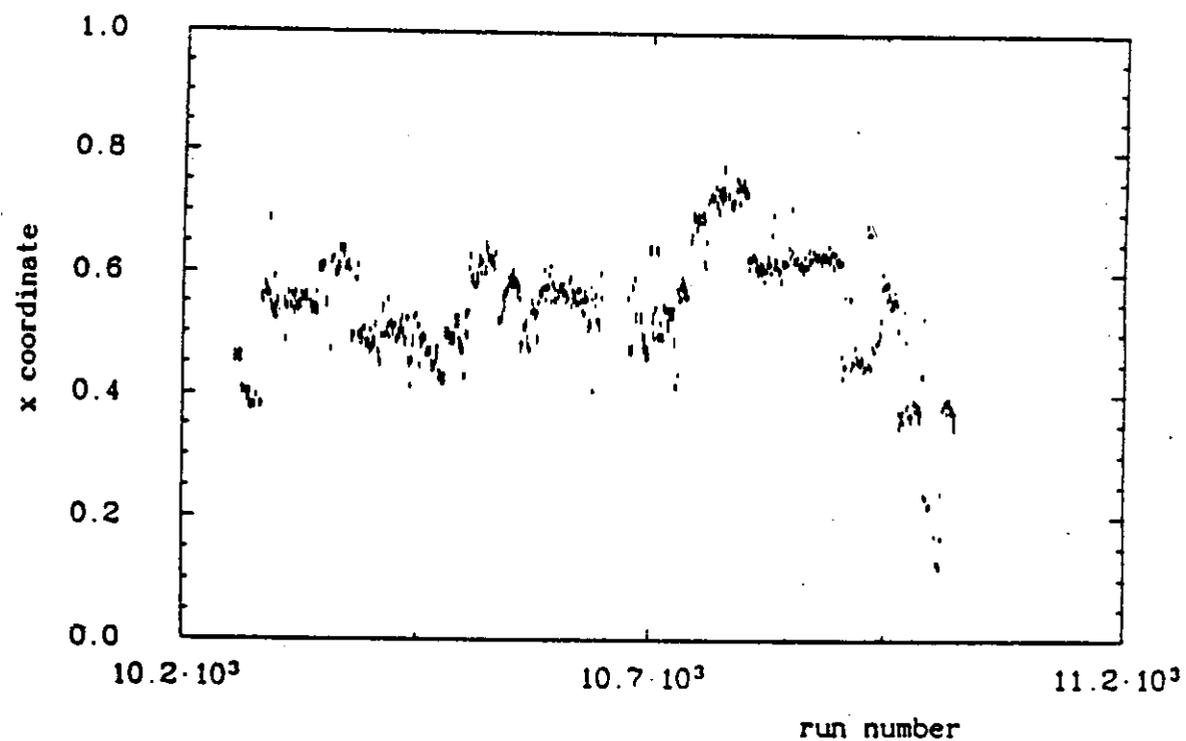
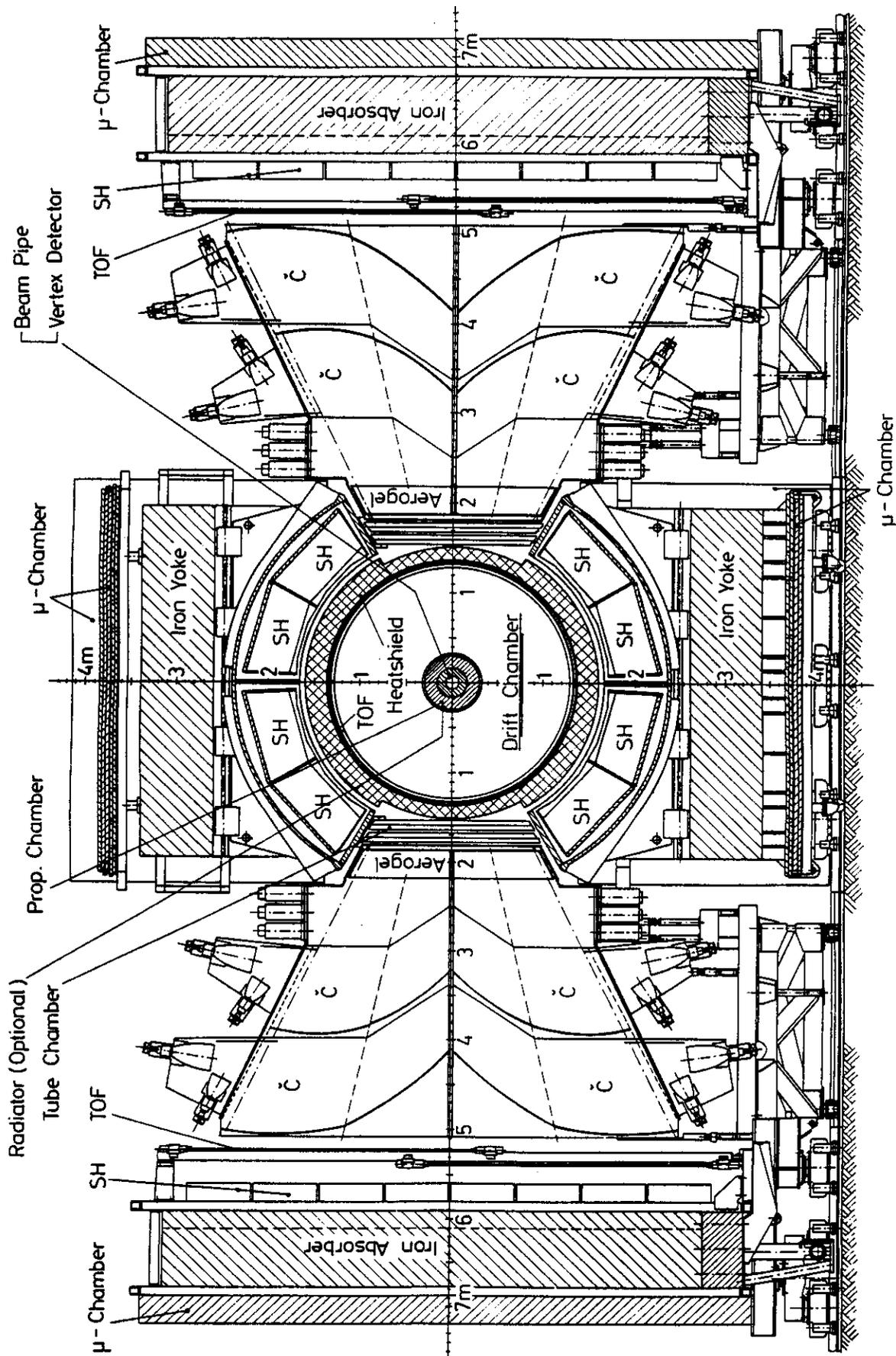


Abbildung 3.3: Die Koordinaten des Strahlflecks (in [cm]) im TASSO- Detektor gegen die Run- Nummer für die Meßperiode 1985. Die typischen statistischen Fehler der einzelnen Meßwerte liegen um  $100\mu\text{m}$



34953

TASSO

Abbildung 3.4: Der TASSO- Detektor: Schnitt senkrecht zur Strahlachse durch den Mittelpunkt

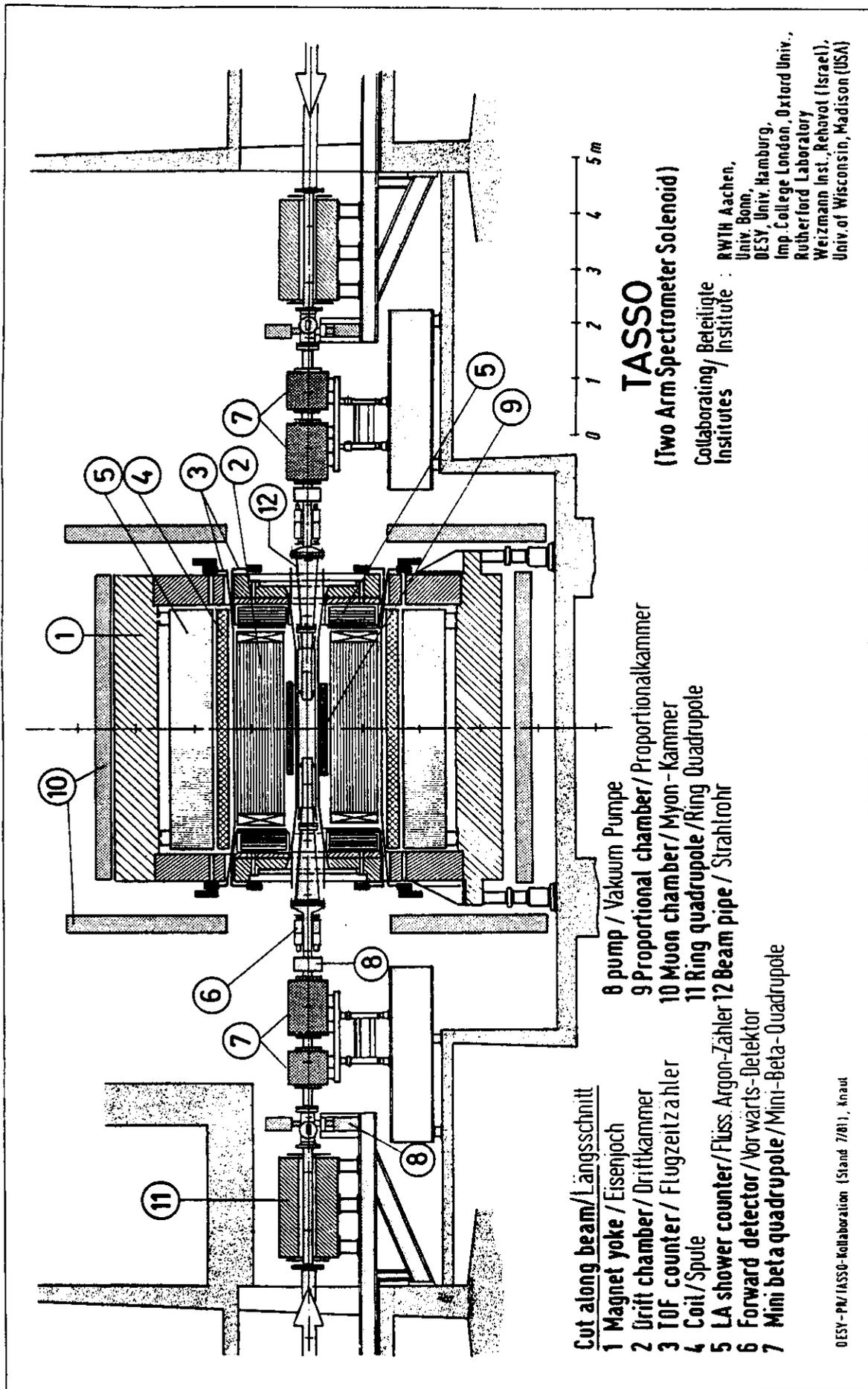


Abbildung 3.5: Der TASSO- Detektor: vertikaler Schnitt in der Strahlachse

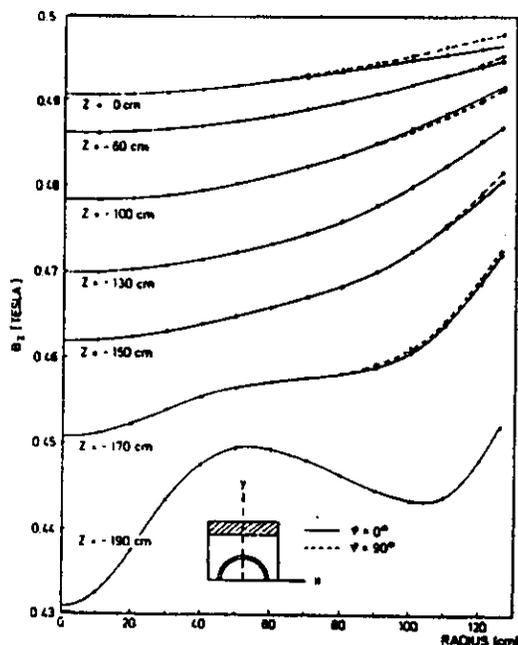


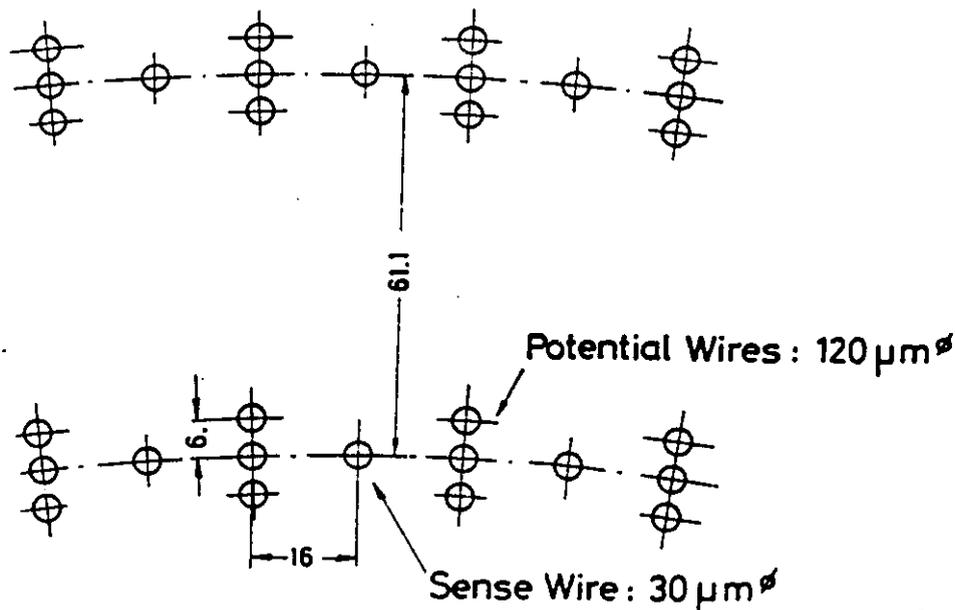
Abbildung 3.6: Das Magnetfeld  $B_z$  im Innendetektor in Abhängigkeit vom Radius und der z- Position

schluß des Innenraums der Spule in Strahlrichtung bilden die Endkappen- Kalorimeter, die ebenfalls als Blei- Flüssig- Argon- Sandwich- Zähler aufgebaut sind. Sie überdecken einen Bereich von  $202\text{mrad} < \theta < 501\text{mrad}$  in dem gegen die Strahlachse gemessenen Polarwinkel  $\theta$ [92]. Ihre Auflösung beträgt  $\sigma_E = 0.12 \times \sqrt{E}$ . Die beiden letztgenannten Kalorimeter besitzen insbesondere eine hohe Granularität im Raumwinkel und in der Tiefe. Sie sind daher besonders zur Rekonstruktion von  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ - Zerfällen bis zu hohen Impulsen geeignet. Für Winkel von  $28\text{mrad} < \theta < 118\text{mrad}$  treffen die Teilchen in den Vorwärtsdetektor[11,93]. Dieser besteht -in Flugrichtung der Teilchen gesehen- aus einem Szintillationszähler- Hodoskop, einer mehrlagigen Proportionalkammer und einem Blei- Szintillator- Schauerzähler. Durch zusätzliche dünne Szintillationszähler, die sich unmittelbar vor dem Vorwärtsdetektor befinden und die in ihrer Raumwinkelakzeptanz genau bekannt sind, werden Bhabha- Ereignisse unter kleinem Streuwinkel ( $\theta \approx 45\text{mrad}$ ) durch diametral gegenüberliegend nachgewiesene Elektronen beobachtet. Diese Reaktion wird auch durch 2 unabhängige Detektorkomponenten, und zwar mit dem Endkappen- Kalorimeter und der Spurrekonstruktion aus dem Innendetektor, unter anderen Streuwinkeln gemessen. Mit dem bekannten Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion wird aus diesen 3 Messungen die Luminosität im TASSO- Detektor bestimmt.

Zur Identifizierung von Muonen befinden sich hinter 50 .. 87cm Eisen vierlagige Proportionalkammern. Diese Kammern überdecken 19% des Raumwinkels hinter dem Rückflusjoch des Magneten, 13% hinter den Eisenwänden der Hadronarme und 13% hinter den Endkappenkalorimetern[89].

Der TASSO- Innendetektor hat die Aufgabe, Impuls, Flugrichtung und Impakt- Parameter <sup>2</sup> der Spuren geladener Teilchen eines Ereignisses zu bestimmen. Er umfaßt zu diesem Zweck 2 Driftkammersysteme (Vertexdetektor und zentrale Driftkammer) ein Proportionalkammersystem und die inneren Flugzeitähler. Letztere werden -neben ihrer eigentlichen Aufgabe- als Teil des Ereignistriggersystems verwendet. Diese Komponenten befinden sich in einer das Magnetfeld erzeugenden normalleitenden Spule. Sie erzeugt auf 4.40m Länge und 1.365m inneren Radius eine maximale Feldstärke von 0.494T. Über die Homogenität des Feldes gibt Fig.3.6 Auskunft[94].

<sup>2</sup>Der Impakt- Parameter ist der Abstand einer Kurve (Flugbahn eines Teilchens) von einem Punkt (z.B. Wechselwirkungspunkt) im 2- oder 3- dimensionalen Raum. Eine Beschreibung der Detektor- und Spurkoordinaten bei TASSO wird im Anhang gegeben.



30262

Abbildung 3.7: Drahtpositionen für die innersten Lagen der zylindrischen Driftkammer

### 3.3.1 Die große zylindrische Driftkammer

Diese Kammer umfaßt mit ihrem aktiven Volumen  $0.85m$  des totalen Innenradius von  $1.3m$  und liefert damit den Hauptbeitrag zur Impulsbestimmung geladener Teilchen. Sie besteht aus 15 konzentrischen Lagen aus (abhängig vom Radius der einzelnen Lage) 72 bis 240 identischen Driftzellen, deren Geometrie Fig. 3.7 zeigt. Mit einer Länge von  $3.5m$  erreicht sie Spuren bis zu  $\cos\theta = 0.8$  noch mit allen 15 Lagen. In 9 Lagen verlaufen die Driftzellen parallel zur Strahlachse, in den anderen um einen Stereowinkel verdreht. Damit ist eine dreidimensionale Spurrekonstruktion möglich. Die höchste Meßgenauigkeit wird allerdings in der  $(r, \phi)$ - Ebene senkrecht zur Strahlachse erreicht. Die geometrischen Daten zu den Zellagen sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt[95].

Als Kammergas wird eine Mischung aus 50% Argon und 50% Äthan mit geringen Äthanolzusätzen verwendet. Die Signaldrähte werden mit  $+600V$  betrieben, die Potentialdrähte mit  $-1800V$ . Die Signale werden kapazitiv ausgekoppelt und über ein Verstärker- Diskriminatorsystem auf ein handelsübliches TDC- System gegeben. Die Nachweiswahrscheinlichkeit einer einzelnen Zelle, inklusive der Elektronik, ist  $> 98\%$ . Die Ortsauflösung einer solchen Zelle beträgt im günstigsten Fall  $\sigma \approx 220\mu m$  (senkrechter Einfallswinkel der Teilchen, nicht am Rand der Zelle), im Mittel etwa  $300 \dots 350\mu m$ [96]. Ungenauigkeiten in der Positionierung der Signaldrähte tragen hierzu mit max.  $75\mu m$  bei. Systematische Effekte in der Drahtpositionierung sind kleiner als  $30\mu m$ . Nichtlineare Anteile der Orts- Driftzeit Beziehung werden bis zu Restfehlern kleiner als  $100\mu m$  korrigiert.

### 3.3.2 Die zentrale Proportionalkammer

Sie hat eine Baulänge von  $1.55m$  und einen inneren und einen äußeren Radius von  $158mm$  bzw.  $298mm$ . Sie schließt damit nach innen an die zentrale Driftkammer an. Sie besteht aus 4 Lagen aus jeweils 480 axialen Anodendrähten (vergl. Tab.3.3). Als Proportionalkammer ist ihre Ortsinformation durch den Drahtabstand in den einzelnen Lagen bestimmt. Im Vergleich zur zentralen Driftkammer und zum Vertexdetektor ist ihre Granularität in  $\phi$  etwa 5 mal so groß. Damit ist diese Kammer geeignet, Zufallskombinationen von Driftkammer- Hits (gesetzte Signaldrähte) als Spuren auszuschließen. Auch wird sie im Ereignistrigger zum schnellen Nachweis geladener Spuren verwendet[97].

Lage	Zahl der Driftzellen	Radius (mm)	Stereowinkel
1	72	367	0°
2	84	428	+3.36°
Trennzylinder:	4 mm Kunststoffschäum, 2 x 10 µm Aluminium*		
3	96	489	0°
4	108	550	-3.37°
5	120	611	0°
Trennzylinder:	4 mm Kunststoffschäum, 2 x 10 µm Aluminium		
6	132	672	0°
7	144	733	+3.94
Trennzylinder:	4 mm Kunststoffschäum, 2 x 10 µm Aluminium		
8	156	795	0°
9	168	856	-4.50°
10	180	917	0°
Trennzylinder:	10 mm Kunststoffschäum, 2 x (8 µm Aluminium + 10 µm Polyester)		
11	192	978	0°
12	204	1039	+4.50°
Trennzylinder:	10 mm Kunststoffschäum, 2 x (8 µm Aluminium + 10 µm Polyester)		
13	216	1100	0°
14	228	1161	-4.50°
15	240	1222	0°

\* Rohacell (Warenbezeichnung der Firma Röhm GmbH,  $\rho = 30 \text{ kg/m}^3$ )

Tabelle 3.2: Daten der Driftkammerlagen

Lage	Zahl der Kanäle	Radius (mm)	Stereowinkel	Streifenbreite (mm)	Drahtabstand (mm)	
1	innere Kathode	120	180.2	-36.5°	6.30	-
	Anode	480	187.2	0°	-	2.5
	äußere Kathode	120	194.2	+36.5°	6.79	-
2	innere Kathode	120	210.7	-36.5°	7.37	-
	Anode	480	217.7	0°	-	2.8
	äußere Kathode	120	224.7	+36.5°	7.86	-
3	innere Kathode	120	241.3	-36.5°	8.44	-
	Anode	480	248.3	0°	-	3.3
	äußere Kathode	120	255.3	+36.5°	8.93	-
4	innere Kathode	120	271.8	-36.5°	9.51	-
	Anode	480	278.8	0°	-	3.7
	äußere Kathode	120	285.8	+36.5°	10.00	-

Tabelle 3.3: Daten der Proportionalkammerlagen

Lage	Radius der Signaldrahtlagen (cm)	Anzahl der Drähte	Maximale Driftstrecke (cm)
1	8.1	72	0.3534
2	8.8	72	0.3840
3	9.5	72	0.4145
4	10.2	72	0.4451
5	12.8	108	0.3723
6	13.5	108	0.3927
7	14.2	108	0.4131
8	14.9	108	0.4334

Tabelle 3.4: Daten der Vertexdetektorlagen

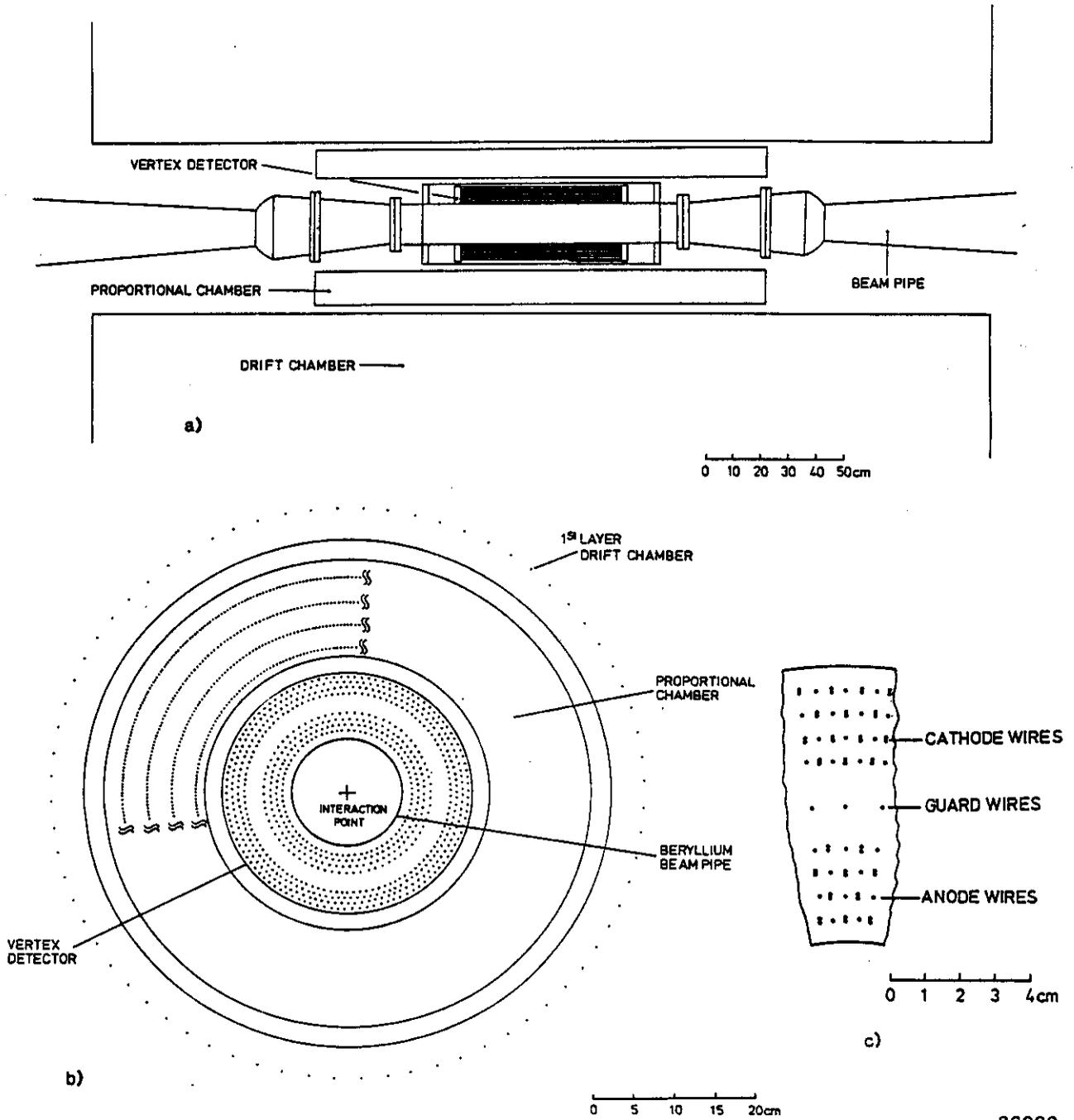
Die 4 Lagen der Proportionalkammer sind durch Kunststoffzylinder getrennt, auf die innen und außen kupferbeschichtete Kaptonstreifen spiralförmig als segmentierte Kathode gewickelt sind. Sie ergeben eine zusätzliche Stereoinformation für die 3-dimensionale Spurrekonstruktion. Das Gasgemisch der Kammer ist 75% Argon, 25% Isobutan und Beimischungen von Freon und Methylal. Die Betriebsspannungen zwischen Kathode und Anode liegen für die einzelnen Lagen unterschiedlich bei etwa 4KV. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Anoden beträgt dann 98 ... 99%, die der Kathoden 82 ... 97%.

Die Position der Proportionalkammer im Vergleich zur zentralen Driftkammer wurde aus der Residuenverteilung ausgewählter 2-Spur Ereignisse bestimmt. Die Genauigkeit der Messung in der x,y-Ablage beträgt  $100\mu\text{m}$ , die Rotation in  $\phi$  wurde auf etwa  $0.2\text{mrad}$  bestimmt[98].

### 3.3.3 Der Vertexdetektor

Dieser wurde Ende 1982 in TASSO installiert[99], nachdem mit den anderen beiden Kammern schon einige Jahre operative Erfahrungen gesammelt worden waren. Mit dieser Komponente sollte eine präzise messende Kammer hinter einer dünnen Strahlrohrwand möglichst dicht an den Wechselwirkungspunkt gebracht werden, um mit der erreichbaren Ortsauflösung am Ereignisursprung Fluglängen schwach zerfallender Teilchen ( $\tau$ - Lepton, Charm- und Bottom- Hadronen) messen zu können[100,101,102]

Der äußere Radius dieser Kammer ist durch die schon erwähnte Proportionalkammer auf  $156\text{mm}$  begrenzt. Der innere Radius des in den Detektor integrierten Strahlrohrs wurde zu  $65\text{mm}$  gewählt. Er liegt damit, wie sich später herausstellte, auf der sicheren Seite hinsichtlich strahlbedingter Störungen wie Synchrotronstrahlung und "off-momentum" Teilchen aus dem Petra- Strahl. Zeitweise war er, abgesehen von zusätzlichen Blenden, die den Detektor schützen sollen, die kleinste horizontale Öffnung des Speicherrings. Heute werden in anderen Experimenten noch kleinere Radien verwendet. Den mechanischen Aufbau des Detektors illustriert Fig. 3.8. Auf engem Raum sind über eine aktive Länge von  $0.57\text{m}$  Driftzellen in 2 Gruppen zu je 4 Ringen angeordnet (Tab. 3.4). Der Durchmesser der Signaldrähte ist  $20\mu\text{m}$ , derjenige der Kathodendrähte  $100\mu\text{m}$ . Der Aufbau der Zellen ist sehr einfach, auf einen Signaldraht kommen 2 Kathodendrähte. Jeweils zwei aufeinanderfolgende Lagen sind um eine halbe Zellenbreite in  $\phi$  versetzt, um die Zellen einer Lage durch die Kathodendrähte der benachbarten Lagen zu schließen. Außerdem wird hierdurch die Unterscheidung echter Hits und Spiegelhits erleichtert. (Zu jeder gemessenen Driftzeit gehören 2 mögliche Positionen der Spur links und rechts des Signaldrahtes!). Zwischen den beiden Gruppen aus 4 Lagen von Driftzellen befindet sich ein zusätzlicher Ring von Sicherungsdrähten, der eine elektrische Isolierung des inneren und äußeren Kammerolumens and einen gewissen Schutz gegen einen völligen Ausfall der Kammer im Falle gerissener Drähte bieten soll. Die Signaldrähte wurden in der azimutalen Koordinate mit einem



36909

Abbildung 3.8: Der TASSO- Vertexdetektor

Material	Kernladung	Radius [cm]	Tiefe [cm]	Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	Atomgewicht [cm]	Strahlungsl. [cm]
Vertexdetektor: Kupferbeschichtung	29	6.67	0.0015	8.96	63.54	1.43
Berylliumstrahlrohr	4	6.67	0.17	1.840	9.01	35.3
Aluminiumfolie	13	7.5	0.0050	2.7	26.98	8.9
Argongas	18.2	11.5	7.89	0.00534	40.2	3816.5
Druckzylinder	13	16.0	0.15	2.7	26.98	8.9
Proportionalkammer: Mittelwert aller Mate- rialien	11.26	23.30	12.932	0.058	24.23	379.7
zentrale Driftkammer: innerer Zylinder	6	32.50	0.490	1.390	12.00	20.4
Kammerngas	18	79.50	90.000	0.002	39.95	10890.0

Tabelle 3.5: Materie im Innendetektor: Zusammenstellung der zur Berechnung von Vielfachstreuung und hadronischen Wechselwirkungen relevanten Parameter

mittleren Fehler von  $\sigma = 15\mu\text{m}$  justiert.

Den elektrischen Abschluß der Kammer bildet nach außen eine  $125\mu\text{m}$  dicke Kaptonfolie, die mit  $30\mu\text{m}$  Kupfer beschichtet ist. Mechanisch wird die Kammer von einem  $1.5\text{mm}$  dicken Aluminiumzylinder gehalten. Nach innen grenzt eine  $50\mu\text{m}$  dicke Aluminiumfolie auf einem Radius von  $76\text{mm}$  das aktive Kammervolumen ein. Den Abschluß zum Vakuum des Speicherrings bildet ein  $1.8\text{mm}$  dickes Strahlrohr aus Beryllium, das auf seiner Vakuumseite zur besseren Absorbition von Synchrotronstrahlungsphotonen mit einer  $15\mu\text{m}$  dicken Kupferlage beschichtet ist. Der Raum zwischen der Aluminiumfolie und dem Strahlrohr stellt ein separates Gasvolumen dar, das, falls zur weiteren Absorbition von Synchrotronstrahlung notwendig, mit Xenongas unter dem Kammerdruck von  $3\text{bar}$  gefüllt werden kann. Der Anteil der Synchrotronstrahlung zum allgemeinen Untergrund in der Kammer ist im PETRA- Betrieb jedoch klein. Dies geht aus einer Messung der charakteristischen Röntgenfluoreszenzlinien des Kupfers im Pulshöhenspektrum an den Signaldrähten hervor. Daher konnte auf die Füllung mit Xenongas verzichtet werden. Als Kammerngas wird eine Mischung aus 95% Argon und 5%  $\text{CO}_2$  verwendet, wobei das Argon durch Wasser und das  $\text{CO}_2$  durch Äthanol bei  $7.5^\circ\text{C}$  gespült werden. Diese Mischung soll das Aufwachsen dünner Kohlenstoffäden (Whiskers) auf den Drähten wie auch Ablagerungen isolierender Schichten aus Gasrückständen auf den Kathoden verhindern. Die Betriebsspannung der Kammer beträgt -je nach Radius der Lage- um  $2.7\text{KV}$ . Sie ist so niedrig gewählt, wie dies ohne Einbuße an Treffer- Effizienz möglich ist ( $\epsilon > 98\%$ ). Eine höhere Betriebsspannung wie auch ein höherer Kammerdruck würde die Auflösung verbessern. Auf diese Maßnahme wurde allerdings zu Gunsten einer größeren Lebensdauer der Kammer verzichtet.

Die Hochspannung wird den Signaldrähten in 4 Doppellagen zu je 12 Gruppen zugeführt, so daß Teile der Kammer im Bedarfsfall einzeln zu schalten sind. Die Signale werden kapazitiv ausgekoppelt, und zwar bei der Hälfte der Lagen zweiseitig (zur Bestimmung der z- Koordinate durch Ladungsteilung), bei der anderen Hälfte (mangels Platz für die Ausleseelektronik) nur einseitig. Emitter-Folger, die direkt an den Endflanschen der Kammer angebracht wurden, treiben pro Kanal eine  $11\text{m}$  lange Miniaturkoaxialleitung zu einem weiteren Verstärker und "constant fraction" Diskriminator.

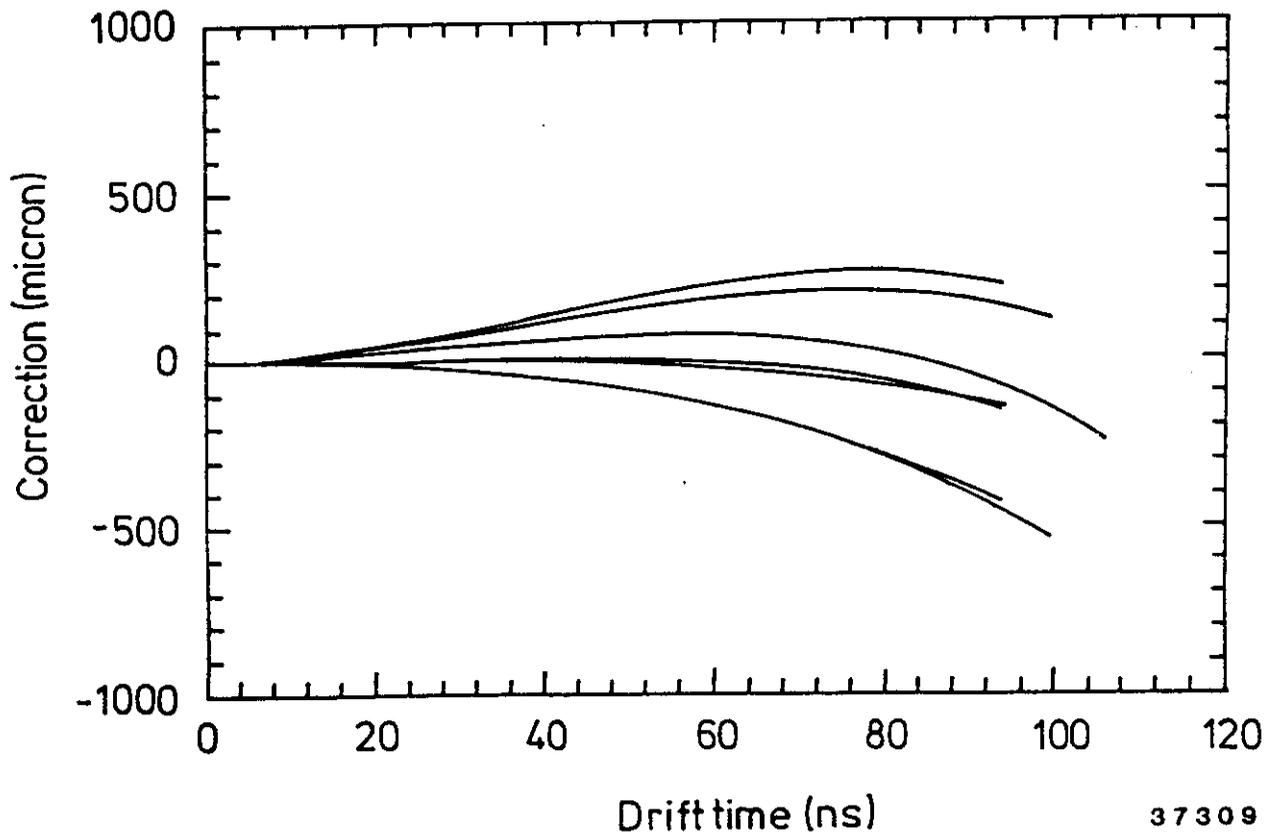
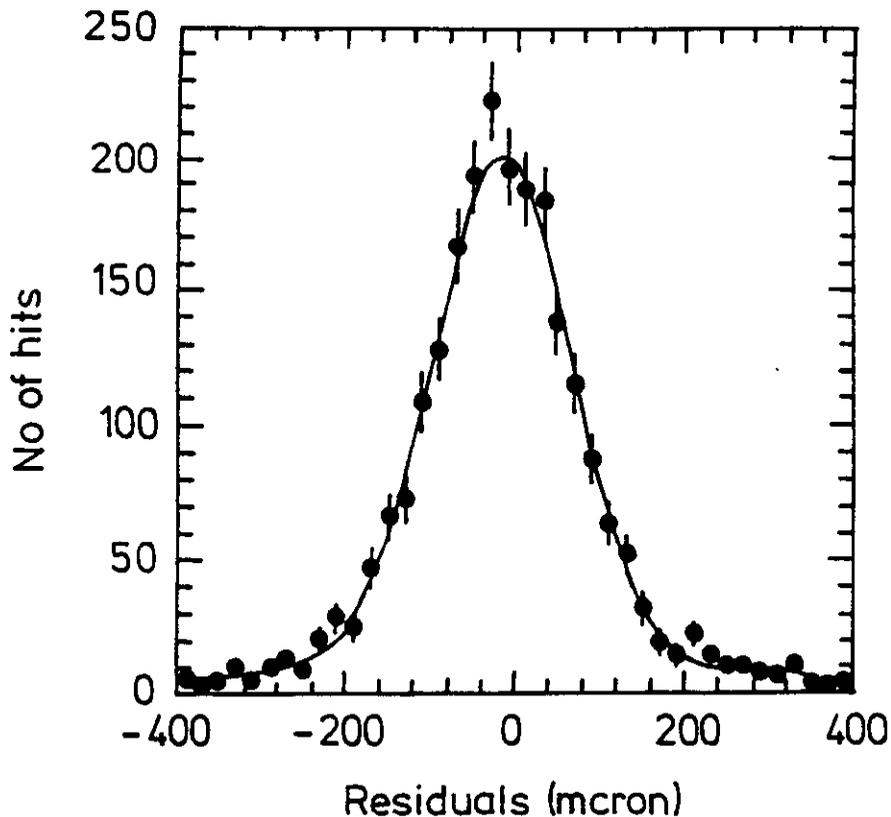


Abbildung 3.9: Nichtlinearer Anteil der Orts- Driftzeitbeziehung des Vertexdetektors für die 8 Lagen

Die Bandbreite der Analogelektronik entspricht einer Anstiegszeit von  $6ns$ . Der Zeitpunkt der Flanke im Ausgangskanal des Diskriminators ist weitgehend unabhängig von der Amplitude des analogen Eingangssignals (Variationen innerhalb von  $500ps$  über den Dynamikumfang des analogen Eingangs [98]). Es wird zum Start eines üblichen Driftkammer- TDC- Systems mit  $0.5ns$  digitaler Zeitaufösung verwendet.

Die Eichung der Driftzeit als Abstand des Teilchens vom Signaldraht wurde an Hand der Residuenverteilung von besonders "sauberen" Ereignissen (z.B.  $\mu$ - Paaren) in situ vorgenommen. Für jede der 8 Lagen und für 3 verschiedene Einfallswinkel  $\alpha$  wurde die Orts- Driftzeitfunktion als Polynom 3. Ordnung in einem iterativen Verfahren angepaßt. Wegen größerer Nichtlinearitäten in der Umgebung des Signaldrahtes wurde die Funktion in 3 Zeitintervalle mit stetig differenzierbaren Übergängen zerlegt. Fig.3.9 zeigt den so parametrisierten nichtlinearen Anteil der Orts- Driftzeitbeziehung. Die  $\alpha$ - Abhängigkeit ist, wie auf Grund der Geometrie der Driftzellen erwartet wurde, vernachlässigbar. Mit der so ermittelten Eichung wurden die mittleren Fehler der einzelnen Kammerlagen bestimmt. So zeigt Fig.3.10 eine gemessene Residuenverteilung der innersten Lage des Vertexdetektors. Die Breite solcher Verteilungen ist typisch  $\sigma \approx 90 \dots 100\mu m$ [103]. Berücksichtigt man ferner, daß die Residuen stets kleiner als die Auflösung der jeweiligen Driftkammer sind, da die untersuchten Treffer in der Spuranpassung enthalten sind, ergibt sich eine Auflösung des Vertexdetektors von  $\sigma \approx 130\mu m$ [80].

Der Vertexdetektor ist auf dem Strahlrohr aufgebaut. Daher ist er mechanisch mit dem PETRA-Ring und nicht starr mit den übrigen Komponenten des Innendetektors verbunden. Die Position des Vertexdetektors muß in Referenz zu den Koordinaten des übrigen Detektors, hauptsächlich der Driftkammer, bestimmt und ständig überwacht werden. Dies wird, ähnlich der Bestimmung der Orts- Driftzeitbeziehung, durch das Einmessen mit Zweispurereignissen bewerkstelligt. Die gemessenen Vertexdetektor- Koordinaten sind die Positionen  $x$  und  $y$  mit einer Genauigkeit von  $100\mu m$  und die 3 Eulerwinkel mit einem für die Detektorposition maßgeblichen Fehler von  $0.1mrad$ . Die



37308

Abbildung 3.10: Residuenverteilung für ausgesuchte 2- Spurereignisse, 1. Lage des Vertexdetektors

Bestimmung der  $z$ - Position ist nicht erforderlich.

Abschließend gibt Tab.3.5 eine Aufstellung der im Innendetektor verwendeten Materialien mit den für die Berechnung der Vielfachstreuung wichtigen Strahlungslängen der Materialien.

### 3.4 Die Datennahme

Die mögliche Folgefrequenz, mit der am PETRA- Speicherring Wechselwirkungen auftreten können, ist mit  $260\text{KHz}$  die Frequenz der Durchläufe der Strahlpakete im TASSO- Detektor. Aus der Luminosität von  $100\text{nb}^{-1}$  pro Tag läßt sich allerdings eine um den Faktor  $10^9$  kleinere Rate von etwa 10 hadronischen Ereignissen pro Tag abschätzen. Die Datennahme hat die Funktion, in mehreren Reduktionsstufen durch eine Analyse der im Detektor auftretenden Signale möglichst alle nicht interessierenden Wechselwirkungen zu verwerfen und möglichst alle "wichtigen" Ereignisse zu identifizieren und abzuspeichern. Hier soll die Datennahme der hadronischen Ereignisse beschrieben werden. Sie läuft in vielen Schritten parallel zur Aufbereitung der Ereignisse anderer Reaktionen (z.B.  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-, \gamma\gamma$ ).

Der erste Schritt der Datennahme ist die Auswahl derjenigen Reaktionen, die aus dem Detektor in den Experiment- Rechner ausgelesen werden sollen. Hierrüber muß innerhalb von  $2.8\mu\text{s}$  die Triggerlogik entscheiden. Ca. 16 verschiedene Trigger sind hierzu über ein logisches ODER verknüpft. Für hadronische Ereignisse arbeitet der Vielspurtrigger am effizientesten. Es ist  $\epsilon \approx 99\%$  für solche hadronischen Ereignisse, welche die weiteren Analyseschritte passieren würden[104]. Die Triggerlogik ist im Driftkammerprozessor[105] fest verdrahtet, um innerhalb des Zeitlimits zu einer Entscheidung zu kommen. Dieser Prozessor verfügt am Eingang über die Trefferinformationen der 48 inneren Flugzeitähler und der 6 Triggerlagen (Nr.1,3,5,8,11 und 13) der zentralen Driftkammer. Eine Gatter-Matrix faßt die Treffer in den 4 Lagen der Proportionalkammer so zusammen, daß, von jedem Draht der innersten Lage ausgehend, in den übrigen Lagen in der gleichen  $\phi$ - Richtung (gleiche Drahtnum-

mer!) und in einer Umgebung, die Transversalimpulsen bis herab zu  $220\text{MeV}$  entspricht, ebenfalls nach Treffern gesucht wird. 3 Treffer in 4 Lagen werden verlangt[97]. Komprimiert auf 48 den Flugzeitzählern entsprechenden  $\phi$ -Sektoren geht diese Information ebenfalls in den Driftkammer-Prozessor ein. Ausgehend von den Drähten in der ersten Lage der Driftkammer sucht dieser Prozessor nach dem gleichen Verfahren nach "Spuren" aus mindestens 5 Treffern in den 6 Triggerlagen, die dem Flugweg von Teilchen eines bestimmten Transversalimpulses entsprechen. Über 5 verschiedene Masken wird der Bereich von  $-250\text{MeV} > p_T > \infty$  und  $\infty > p_T > 250\text{MeV}$  abgedeckt. Die so gefundenen Spurkandidaten werden in die Proportionalkammer und die Flugzeitähler extrapoliert. Dort müssen sie von den jeweils 48 Triggerbits dieser Komponenten bestätigt werden. Wenn (je nach Triggerrate) 4 oder 5 solcher Triggerprozessor-Spuren gefunden werden, dann wird das Ereignis aus dem Detektor ausgelesen und auf Magnetband gespeichert. Für die Zeit der Auslese ist der Detektor unempfindlich für weitere Trigger. Die Totzeit beträgt etwa 6% pro  $1\text{Hz}$  Triggerrate.

Die so gewonnenen Ereignisse werden in einem in die Auslese eingeschleiften IBM370-Emulator einer vorläufigen Spurrekonstruktion unterzogen. Dieses Programm, das die Daten der zentralen Driftkammer analysiert, ist die vereinfachte Version FOREST der im Kap.3.5 besprochenen Spurrekonstruktionsroutine MILL. In FOREST ist die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Spuren mit Transversalimpulsen  $p_T < 0.75\text{GeV}$  reduziert. Für höhere  $p_T$  beträgt sie jedoch, niedriges  $d_0$  und  $\cos\theta$  vorausgesetzt, 95 – 98%. FOREST erzeugt zunächst aus den 9 0-Grad Lagen eine Spur in  $(\tau, \phi)$  und versucht dann, diese Spur mit den  $\alpha$ -Lagen in 3 Dimensionen zu erweitern. Falls ein Ereignis wenigstens 3 in der  $(\tau, \phi)$ -Ebene rekonstruierte Spuren mit  $|d_0| < 2.5\text{cm}$  oder wenigstens 2 Spuren in  $(\tau, \phi, z)$  mit zusätzlich  $|z_0| < 15\text{cm}$  besitzt, wird es als Kandidat für ein hadronisches Ereignis mit dem genaueren Spurrekonstruktionsprogramm MILL untersucht. Die Qualitätsanforderungen an die Spuren werden dann wie folgt verändert:

1. dreidimensionale Rekonstruktion
2.  $|d_0| < 5\text{cm}$
3.  $p_T > 0.1\text{GeV}$
4.  $|\cos\theta| < 0.87$  für den Polarwinkel der Spur
5.  $|z_0 - z_v| < 20\text{cm}$ , wobei  $z_v$  der Vertex der Ereignisse entlang der Strahlachse ist.

Ausgehend von diesen Spuren muß das Ereignis folgende Kriterien erfüllen:

1. mindestens 5 Spuren
2. Als Schnitt gegen  $\tau$ - Paare: Bei Ereignissen mit einer 1-3 oder 3-3 Topologie müssen die invarianten Massen der 3-Spur Jets größer als die  $\tau$ - Masse sein.
3.  $|z_v| < 6\text{cm}$
4. Die Summe der Impulsebeträge  $|\vec{p}|$  aller Spuren muß größer als 26.5% der Schwerpunktsenergie  $W$  sein.

In einer abschließenden Untersuchung werden diese Ereignisse graphisch dargestellt und von mindestens 2 Mitgliedern der TASSO- Kollaboration bewertet. Weiterer Untergrund aus ca. 2 – 3% aufgeschauerter Bhabha- Ereignisse und wenigen Ereignissen, die auf Grund offensichtlich falsch rekonstruierter Spuren die Bedingungen des Selektionsprogrammes erfüllt haben, wird so reduziert.

Der endgültige Datensatz enthält hadronische Ereignisse mit  $1.5 \pm 0.5\%$  Untergrund aus Strahl-Restgas- und Strahl- Strahlrohr- Wechselwirkungen,  $0.5 \pm 0.4\%$   $\tau$ - Paare und  $1.0 \pm 0.5\%$   $\gamma\gamma$ - Ereignisse[104].

### 3.5 Die Spursuche im Innendetektor

Eine zentrale Aufgabe der Datenauswertung ist die Erkennung von Spuren in dem Hitmuster der im Innendetektor angesprochenen Drift- und Proportionalkammern. Diese Mustererkennung ist einfach im Fall von wenigen, gut getrennten Spuren. Ein typisches Annihilationsereignis bei hohen Energien zeichnet sich allerdings durch eine hohe Multiplizität an Spuren (15..20) und deren jetartiger Anordnung aus. Außerdem wird ein Teil der Drähte durch Synchrotron- oder andere Streustrahlung des Speicherrings ebenso wie durch Einkopplung von Störungen auf den Verstärkereingang gesetzt. Andererseits können auch Treffer fehlen, wenn einzelne Drähte oder Teile der Kammer ineffizient sind. Neben der links- rechts- Ambiguität in der Trefferinterpretation kommt bei Driftkammern auch die Auslöschung von Treffern bei in Projektion entlang der Signaldrähte eng benachbarten Spuren hinzu. Die TDC's der Kammern werden von dem Teilchen gestartet, das den kürzesten Abstand zum Signaldraht hat und damit die Elektronen mit der kürzesten Driftzeit auslöst (single hit Elektronik). Ab wann ein Treffermuster als "Spur" bezeichnet wird, ist ebenfalls ein Problem, das einer näheren Betrachtung bedarf: Werden die Qualitätsanforderungen an eine Spur als zu hoch angesetzt, sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit, werden sie zu niedrig gesetzt, steigt die Zahl der Zufallskoinzidenzen von Treffern, die als Spur interpretiert werden. Viele dieser Fragen sind durch Simulationsrechnungen mit aus angenommenen Spuren künstlich erzeugten Treffermustern typischer Ereignistopologien unter Beachtung der physikalischen Eigenschaften der Kammern zugänglich.

Eine weitere, weniger formale aber praktisch bedeutsame Einschränkung ist die endliche Rechenzeit, die für die Spurrekonstruktion eines Ereignisses zur Verfügung steht. Eine vollständige Spursuche im Sinne einer Prüfung aller Kombinationen der  $\approx 1000$  Hits eines hadronischen Ereignisses muß hieran scheitern. Die benutzten Verfahren basieren daher auf der ständigen Prüfung der betrachteten Spurkandidaten auf ihre Konsistenz mit den von einer Spur erwarteten Eigenschaften, so das voraussichtliche  $d_0$  oder  $\chi^2$  des Spurfits. So werden die voraussichtlich erfolglosen Suchbäume abgeschnitten. Für TASSO werden mehrere verschiedene Spurrekonstruktionsprogramme verwendet. Das ist teils in der Entwicklung des Detektor, teils in den unterschiedlichen Anwendungen begründet.

**MILL** beruht auf einem Baumsuchalgorithmus[106,107]. Zunächst werden die 0- Grad- Lagen der zentralen Driftkammer betrachtet. Die elementaren Objekte dieser Methode sind "links", d.h. Paare von Treffern (z.B. solche benachbarter Driftkammerlagen), die zu einer Spur gehören könnten, die aus einer Umgebung des Wechselwirkungspunktes kommt. Ein Paar ist zugleich der Stamm eines elementaren Baumes, dessen Äste diejenigen Paare sind, die einen Treffer mit dem Stamm gemein haben und mit einer ähnlichen Spur (Krümmung, Richtung) vereinbar sind. Die Paare werden mit dem Verweis auf ihre zulässigen Äste gespeichert. Dabei kann natürlich jeder Ast wiederum Stamm eines weiteren elementaren Baumes sein. Der Kern des MILL- Programmes ist ein Baumsuchalgorithmus, der in dieser Struktur die längsten Ketten bestimmt. Dies sind dann die Spurkandidaten. Sie werden "gefittet", d.h. in einer Ausgleichsrechnung wird der Kreis bestimmt, der die kleinste quadratische Abweichung von den Treffern hat. Falls das als Maß für die Qualität des Fittes verwendete  $\chi^2$  klein genug ist, wird die Spur akzeptiert.

Die Spursuche wird noch durch folgende Maßnahmen optimiert: Wenn möglich wird das Ereignis in klar getrennte Bereiche wie einzelne Spuren oder Jets aufgeteilt und die Spursuche zunächst nur in diesen Teilbereichen durchgeführt. Innerhalb dieser Ereignisfragmente werden anfangs nur "links" benachbarter Lagen betrachtet. Diese werden in einer Liste so sortiert, daß Trefferpaare, die einem hohen Impuls des Teilchens entsprechen, früh in der Liste erscheinen. Der Suchalgorithmus nimmt in der Reihenfolge der Liste die "links" als Stämme an und durchsucht die Liste entlang der zu jedem Stamm gegebenen Referenzen der Äste nach Spuren. Wird eine solche gefunden, dann werden die entsprechenden Treffer und Links aus der Liste gestrichen. Zunächst wird nur nach Spuren gesucht, die in jeder Kammerlage einen Treffer haben. Anschließend wird die Suche wiederholt, wobei auch Links zugelassen werden, die eine oder mehrere Lagen überspringen. Entsprechend wird die notwendige Zahl an Treffern für eine Spur reduziert. Die Suche ist beendet, wenn keine Spur mit einer Mindestzahl an

Treffern (in diesem Fall 4) mehr gefunden werden kann. Mit dem gleichen Verfahren wird im nächsten Schritt versucht, aus den Treffern der 6 Stereo- Lagen der Driftkammer die Spuren 3- dimensional zu ergänzen.

Der schnelle Ereignisfilter FOREST ist bis zu diesem Punkt eine auf höhere Geschwindigkeit optimierte Version von MILL. Dies wird vor allem durch eine Reduzierung der Zahl der Links durch engere Bereiche der zugelassenen Spurparameter und eine nur kleine Zahl erlaubter zusammenhängend fehlender Driftkammerlagen in den Spuren erreicht.

MILL verwendet den Baumsuchalgorithmus zur Vorselektion von Spurkandidaten, um anschließend in der Umgebung einer solchen Spur eine Permutationssuche nach der im  $\chi^2$  des Fits besten Spur durchzuführen. Dabei werden auch die Anodenlagen der Proportionalkammer verwendet. Unter den Treffern, die keiner Spur aus dieser erweiterten Baumsuche zuzuordnen sind, wird ebenfalls eine Permutationssuche durchgeführt. Hiermit werden vor allem noch die Spuren mit einem größeren  $|d_0|$  gefunden. Mit dem Programm MILL erreicht TASSO insgesamt für Spuren mit  $p_T > 100 \text{ MeV}$  eine Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von 90.5%. Der erforderliche Rechenzeitbedarf liegt hierfür bei typisch 4 Sekunden auf einer IBM3081D.

Während MILL in der Datenselektion- und Auswertung seit dem Beginn des Experimentes eingesetzt wird, wurden nach dem Einbau des Vertexdetektors 2 neue Programme zur Spurrekonstruktion entwickelt. MILL läßt sich nicht einfach auf den Vertexdetektor erweitern, da einerseits die weiteren 8 Lagen des Vertexdetektor die Anzahl der Links zu sehr vergrößern und andererseits Baumsuchalgorithmen mit Kammern unterschiedlicher Auflösung problematisch sind. Die beiden Programme für den Vertexdetektor haben unterschiedliche Ansätze.

**PASS5** (Ref.[108]) benutzt die von MILL gefundenen Spuren und versucht diese durch Treffer im Vertexdetektor zu verlängern. Im Vertexdetektor wird eine Straße definiert, deren Breite wegen der Vielfachstreuung zwischen den Kammern abhängig vom Impuls zwischen einigen Millimetern und 1cm variiert. Innerhalb dieser Straße wird eine Permutationssuche durchgeführt, bei der zu mindestens 4 oder 5 Vertexdetektor- Treffern eine Spur mit dem Krümmungsradius der Driftkammerspur und einem aus dem Vertexdetektor angepaßten  $d_0$  und  $\phi_0$  gefunden wird. Als Qualitätskriterien zählen die Trefferzahl, das  $\chi^2$  je Freiheitsgrad und die maximale Abweichung einzelner Treffer. In einer Umgebung der so gefundenen Spurkandidaten wird die Permutationssuche nochmal wiederholt. Zunächst werden dabei nur MILL- Spuren mit hohem Impuls und guter Qualität zugelassen. In mehreren Durchläufen der Suche werden die Anforderungen an die MILL- Spuren immer weiter gelockert. Die Wahrscheinlichkeit, mit der MILL- Spuren von PASS5 verlängert werden, beträgt 70%. Diese Wahrscheinlichkeit ist stark von der Topologie des Ereignisses abhängig: Für reine 2- Spur- Ereignisse ist sie nahe 100%, für sehr dichte Jets kann sie noch weiter absinken. Vorteile dieses Verfahrens sind der vergleichsweise geringe Rechenzeitbedarf ( $\approx 3.5s$  auf einer IBM3081D-CPU) und die Tatsache, daß der Vertexdetektor in der Spursuche als ein eigenständiger Detektor betrachtet wird. Letzteres bewirkt eine größere Toleranz des Verfahrens gegenüber Fehlern wie z.B. einer falsch angenommen relativen Position der Kammern.

**FELIX** (Ref.[98]) ist im Gegensatz dazu eine Spurrekonstruktionsroutine, in der alle 3 Kammern des Innendetektors gleich zu Beginn der Spursuche verwendet werden. Das benutzte Verfahren ist in der Literatur als "backtracking method" bekannt[109]. Die elementaren Objekte sind die Treffer in den Kammern. Ausgehend von einem Treffer in der äußersten Driftkammerlage wird in der nächstinneren Lage in der Umgebung einer möglichen Spur nach Treffern gesucht. Diese werden in eine Liste geschrieben. Für den Treffer in der äußersten Lage und den ersten Treffer der nächstinneren Lage, der in dieser Liste steht, werden die Parameter einer möglichen Spur neu berechnet. Diese wird in die nach innen folgende Lage extrapoliert. Die dort vorhandenen Treffer werden an die Liste angehängt usw. So wird ein Spurkandidat über die 9 Driftkammer-, 4 Proportionalkammer- und 8 Vertexdetektorlagen Schritt für Schritt aufgebaut. Kann ein solcher Kandidat in einer weiteren betrachteten Lage nicht

mehr fortgesetzt werden, ohne daß er aus dem Bereich der erlaubten Parameter herausfällt (z.B. durch einzu großes  $\chi^2$  im Spurfitt), so wird in der Liste statt des ersten der nächste Treffer der vorigen Lage verwendet und die Suche erneut durchgeführt. Die Liste verändert so während der Suche ständig ihre Länge. Sie gibt zu jedem Treffer in dem betrachteten Spurkandidaten jeweils die in der nächstinneren Lage möglichen Treffer zu Fortsetzung der Spur an. Diese Treffer stehen geordnet in der Liste, so daß gleiche Kandidaten nicht mehrmals geprüft werden. Der jeweils beste in der Suche gefundene Spurkandidat (Zahl der Treffer,  $\chi^2, \dots$ ) wird, sofern er Mindestanforderungen erfüllt, gespeichert. Die entsprechenden Treffer werden gelöscht und die Suche mit dem nächsten Treffer der nächstinneren Lage fortgesetzt. Ähnlich wie bei MILL wird diese dynamische Baumsuche in 5 Durchläufen auf ein Ereignis angewendet. Dabei werden die physikalischen Schnitte ( $d_0, r_0$ ) und die Qualitätsschnitte der Spuren so verändert, daß im ersten Lauf Spuren vom Wechselwirkungspunkt mit hohem Impuls und guter Spurqualität, im letzten solche mit kleinem Impuls, großem  $|d_0|$  und geringer Qualität gefunden werden. Auch werden einige Lagen ohne Treffer und solche Spuren zugelassen, die keine Treffer in den äußeren Lagen besitzen. Bei einer minimal erforderlichen Zahl von 5 Treffern können daher auch Spuren rekonstruiert werden, die keine Treffer in der zentralen Driftkammer besitzen. Auch wird, mit dem gleichen Verfahren auf die  $(r, \phi)$  Suche aufbauend, die 3-dimensionale Rekonstruktion der Spuren in Felix durch die Einbeziehung der 8 Kathodenlagen der Proportionalkammer verbessert. Im Vergleich mit MILL hat FELIX daher eine deutlich höhere Akzeptanz für Spuren mit niedrigem Impuls und großem  $\cos\theta$ . Insgesamt ergibt sich aus Monte Carlo Rechnungen für FELIX mit 95% eine um 5% höhere Nachweiswahrscheinlichkeit als für MILL. Gegenüber PASS5 werden pro Ereignis etwa gleich viele Spuren mit 4 oder mehr Treffern im Vertexdetektor gefunden. FELIX rekonstruiert aber auch diejenigen Spuren, zu denen weniger als 4 Treffer im Vertexdetektor existieren und behandelt diese in gleicher Weise wie die anderen Spuren. Dieser Gewinn an Nachweiswahrscheinlichkeit und Homogenität bei FELIX wird allerdings durch einen höheren Rechenzeitbedarf (ca. 30s IBM3081D-CPU) pro Ereignis erkauft. Für diese Arbeit wurde entschieden, FELIX- Spuren zu verwenden.

Bei der hohen Genauigkeit, mit der im TASSO- Innendetektor Spuren vermessen werden, und bei der relativ großen Materialstärke insbesondere in der Proportionalkammer muß bei den Spuren, wenn sie nicht einen sehr hohen Impuls besitzen ( $\approx 3\text{GeV}$  und größer), mit einer nachweisbaren Vielfachstreuung zwischen dem Vertexdetektor und der zentralen Driftkammer gerechnet werden. In der Findung der Treffer wird dies durch hinreichend große Winkelakzeptanzen im Übergang der Kammern berücksichtigt.

**Das Trackfitting- Programm,** das in dieser Arbeit verwendet wird und bei der Anpassung der Spurparameter an die Treffer diese Vielfachstreuung berücksichtigt, ist in Ref.[110] beschrieben. Zusätzlich zu den normalen Kreisparametern Krümmung<sup>3</sup>  $K = -Q/(\tau - d_0)$ , Impakt- Parameter  $d_0$  und Azimut  $\phi_0$  wird ein Streuwinkel  $\delta$  eingeführt. Für den Spurfitt muß die Streuung bei einem festen Kammerradius angenommen werden. Dieser liegt -wegen der besseren Auflösung des Vertexdetektors gegenüber der Driftkammer- mit  $a = 16\text{cm}$  auf dem äußeren Radius des Vertexdetektors. An dieser Stelle wird der Azimut des Spur- Kreises um  $\delta$  verändert. In der Approximation einer gaussförmigen Verteilung beträgt die Breite der zu erwartenden Vielfachstreuung[111]

$$\Theta_0 = \frac{0.0141}{p\beta} \sqrt{\xi} \left[ 1 + \frac{1}{9} \log_{10}(\xi) \right]. \quad (3.5)$$

Es sind  $p, \beta$  der Impuls (in  $\text{GeV}/c$ ) und die Geschwindigkeit (in Einheiten von  $c$ ) des gestreuten Teilchens.  $\xi$  ist die Dicke (in Einheiten von Strahlungslängen) des streuenden Materials. Da die Teilchen i.A. nicht senkrecht durch die Kammerwände laufen, ist die effektive Materialstärke des Innendetektors im Mittel um den Faktor 1.3 größer als die in Tabelle 3.5 angegebenen Werte. Hieraus ergibt sich als mittlerer Streuwinkel

<sup>3</sup>K wird an Stelle von  $r$  gewählt, da sich diese Variable im Übergang von positiv gekrümmten Spuren über gerade Spuren ( $p_T \rightarrow \pm\infty$ ) zu negativ gekrümmten Spuren stetig verhält.

$$\Theta_0 = f/p [\text{GeV}/c], \quad f = 3.9 \text{ mrad.} \quad (3.6)$$

Der Abstand eines Punktes  $(x_i, y_i)$  von diesem Kreis beträgt in der Näherung kleiner Abstände, wie sie bei einer Spuranpassung an Kammertreffer angenommen werden können:

$$-Qd_i = K/2(x_i^2 + y_i^2 - d_0^2) + x_i \sin \phi - y_i \cos \phi + d_0 Q - (r_i - a)H(r_i - a) \quad (3.7)$$

$$H(z) = \begin{cases} 0 & \text{für } z < 0 \\ 1 & \text{für } z \geq 0 \end{cases}$$

Dabei ist  $r_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2}$  der Radius der Kammerlage des betrachteten Treffers. Mit den Meßfehlern  $e_i$  der einzelnen Kammerlagen wird das  $\chi^2$  des Spurfits wie folgt angenommen:

$$\chi^2 = \sum_i d_i^2 / e_i^2 + p^2 \delta^2 / f^2 \quad (3.8)$$

Dabei wird ein Streuwinkel allerdings nur dann als Spurparameter zugelassen, wenn im Vertexdetektor wenigstens 3 Treffer zur Spur gehören. Für die Spuren, die mit diesem Freiheitsgrad rekonstruiert werden, stimmt die Breite der Steuwinkelverteilung aus dem Spurfitt mit der nach Gleichung 3.5 erwarteten Breite überein[112]. Bis zu 2 beliebige Treffer können auch vom Spurfitt ausgeschlossen werden, wenn ihr Beitrag zum  $\chi^2$  zu groß ist. Dieses Spuranpassungsprogramm kann den Spurfitt auch unter Einbeziehung der Treffer in den Stereolagen in 3 Dimensionen durchführen. Dies bringt für die projizierten Spuren einen zusätzlichen Gewinn durch die  $(r, \phi)$ - Information der Stereo- Lagen. Für 2-Spur Ereignisse ist dieser Gewinn (z.B. in der Impulsauflösung) nachweisbar. Für hadronische Ereignisse muß dieser geringfügige Gewinn allerdings gegen das Risiko von möglicherweise falsch zugeordneten Treffern in den vergleichsweise wenigen Stereo- Lagen abgewogen werden. Da die Ortsauflösung in  $d_0$  ( $\approx 200\mu\text{m}$ ) wesentlich besser als die in  $z_0$  ( $\approx 1\text{cm}$ ) ist, wird die Bestimmung der Zerfallslängen in einem Ereignis ohnehin nur in der  $(r, \phi)$ - Projektion durchgeführt.

## 3.6 Die Meßgenauigkeit des Innendetektors

Während in den vorigen Abschnitten die Kammern mit ihrer Meßgenauigkeit und ihrem Ansprechvermögen sowie die Programme zur Spurerkennung behandelt wurden, soll im folgenden die sich hieraus ergebende Genauigkeit in den Spurparametern, insbesondere in dem für die Lebensdauerermessung entscheidenden Impakt- Parameter  $d_0$ , eingegangen werden. Die theoretisch erreichbare Genauigkeit soll, soweit möglich, mit gemessenen Werten verglichen werden. Aus dem Maß an Übereinstimmung läßt sich abschätzen, wie weit der Detektor und die Spurrekonstruktion in ihren Eigenschaften verstanden sind. Schließlich sollen systematische Effekte in der Spurrekonstruktion bestimmt und ihre mögliche Auswirkung auf Lebensdauerermessungen untersucht werden.

### 3.6.1 Das theoretische Auflösungsvermögen

Es wurde in einer Simulationsrechnung unter folgenden Annahmen bestimmt[113]: Die Treffer im Vertexdetektor werden als Gaussverteilung mit einer Breite von  $120\mu\text{m}$ , die in der zentralen Driftkammer mit  $300\mu\text{m}$  simuliert. Die Proportionalkammer wurde nicht simuliert, da sie wegen ihrer vergleichsweise schlechten Ortsauflösung nur sehr wenig zur Spurbestimmung beiträgt. Zwischen beiden Kammern wurde auf einem festen Radius eine gaussförmige Streuwinkelverteilung mit einstellbarem  $\sigma$  simuliert. Zur Spuranpassung wurde das in Kap.3.5 angegebene Programm verwendet. Einige typische Ergebnisse sind in Tab.3.6 zusammengefaßt.

untersuchter Fall		mittlerer Fehler für:			
		$1/r[m^{-1}]$	$d_0[\mu m]$	$\phi[mrad]$	$\delta[mrad]$
1)	Fit nur in der zentralen Driftkammer	$0.30 \times 10^{-2}$	893	2.41	
2)	gemeinsamer Fit zentrale Driftkammer und Vertexdetektor, keine Vielfachstreuung	$0.121 \times 10^{-2}$	89.1	0.68	
3)	gemeinsamer Fit, Vielfachstreuung mit $\sigma(\delta) = 1.0mrad$ bei $r = 0.16m$	$0.128 \times 10^{-2}$	117	0.94	0.88
4)	gemeinsamer Fit, Vielfachstreuung mit $\sigma(\delta) = 2.0mrad$ bei $r = 0.16m$	$0.125 \times 10^{-2}$	144	1.24	1.30
5)	gemeinsamer Fit, Vielfachstreuung mit $\sigma(\delta) = 4.0mrad$ bei $r = 0.16m$	$0.128 \times 10^{-2}$	180	1.5	1.6
6)	gemeinsamer Fit, Vielfachstreuung mit $\sigma(\delta) = 8.0mrad$ bei $r = 0.16m$	$0.135 \times 10^{-2}$	200	1.65	2.05
7)	Fit nur im Vertexdetektor, Krümmung der Spur sei durch Driftkammermessung bekannt		202	1.71	
8)	wie Fall 6), nur ohne die Lagen 1,2,6 und 7 des Vertexdetektors	$0.150 \times 10^{-2}$	310	2.5	3.1
9)	wie Fall 6), nur Vielfachstreuung mit $\sigma(\delta) = 8.0mrad$ bei $r = 0.32m$	$0.135 \times 10^{-2}$	200	1.65	2.05

Tabelle 3.6: Fallstudien zur Spurmeßgenauigkeit des Innendetektors

Angegeben sind jeweils die Bedingungen in der Erzeugung der Spuren und in der Messung durch den Spurfitt sowie die erreichte Genauigkeit in der Krümmung  $1/R$ , der Richtung  $\phi$  und dem Impakt-Parameter  $d_0$ . Aus dem Fehler in der Krümmung berechnet sich wegen

$$\begin{aligned} p_t[\text{GeV}/c] &= 0.3B[\text{T}]R[\text{m}] \\ &= 0.147R[\text{m}] \end{aligned} \quad (3.9)$$

der Fehler der Impulsmessung zu

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T^2} = 6.8\sigma(1/R) \quad (3.10)$$

Die in der Tabelle angegebenen Werte sind eine Näherung für Spuren, deren Krümmungsradien größer als der Detektorradius sind, also entsprechend  $p_T > 0.2\text{GeV}$ . Der Fall 1) der Tabelle zeigt die Auflösung der zentralen Driftkammer für sich allein. Fall 2) ist der gemeinsame Fit der Driftkammer- und Vertexdetektortreffer ohne Vielfachstreuung zwischen den Kammern entsprechend Teilchen mit Impulsen  $> \approx 10\text{GeV}$ . Die Fälle 3-6) zeigen die Verschlechterung der Auflösung mit zunehmender Vielfachstreuung zwischen den Kammern. Für eine Vielfachstreuung von  $\sigma(\delta) > 4\text{mrad}$  zeigt sich eine "Entkopplung" der beiden Kammern. Der Streuwinkel ist jetzt größer als die Meßgenauigkeit beider Kammern für diesen Winkel, die  $2\text{mrad}$  beträgt.  $d_0$  und  $\phi$  werden dann praktisch nur noch vom Vertexdetektor bestimmt. Man vergleiche dies mit dem Fall 7) der Tabelle, in dem allein mit dem Vertexdetektor  $d_0$  und  $\phi$  bestimmt werden. Die Krümmung wurde dabei allerdings als bekannt angenommen. Sie kann wegen des notwendigen Hebelarms nur mit der Driftkammer bestimmt werden.

In der Praxis werden die rekonstruierten Spuren allerdings nicht immer die volle Zahl an Treffern, insbesondere im Vertexdetektor, besitzen. Figur 5.5 zeigt die Häufigkeitsverteilung dieser Trefferzahl am Beispiel der in der B- Lebensdauermessung dieser Arbeit verwedeten Spuren. Der Fall 8) der Tabelle 3.6 zeigt, wie sich die Auflösung bei einer Spur mit typischer Vielfachstreuung (entsprechend einem Impuls von  $0.5\text{GeV}/c$ ) bei nur 4 Treffern im Vertexdetektor verschlechtert. Eine weitere Fehlerquelle ist der als fester Wert angenommene Radius der Vielfachstreuung. Fall 9) zeigt das Ergebnis (wiederum bei voller Trefferzahl im Vertexdetektor), falls die Vielfachstreuung bei  $r = 0.32\text{m}$  auftritt, hingegen bei  $r = 0.16\text{m}$  im Fit angenommen wird. In diesem speziellen Fall ist auch die aus dem Fitprogramm vorhergesagte Auflösung mit  $\sigma(d_0) = 200\mu\text{m}$  falsch, da die im Fit angenommene Parametrisierung der Spur nicht die Wirklichkeit beschreibt. Nicht im Fit enthalten ist auch die Vielfachstreuung im Beryllium- Strahlrohr. Bei einer Strahlungslänge von 0.7% ergibt sich ein mittlerer Streuwinkel von

$$\theta = 1\text{mrad}/p[\text{GeV}/c], \quad (3.11)$$

der bei einem Radius von  $68\text{mm}$  anzusetzen ist. Figur 3.11 zeigt die Impakt- Parameterauflösung aus dem Fit allein und unter Einbeziehung der Vielfachstreuung im Strahlrohr.

In den Betrachtungen dieses Abschnitts ist eine Verschlechterung der Auflösung durch falsch zugeordnete Treffer oder nichtgaussförmige Anteile der Detektorauflösung durch Untergrund oder Detektorjustierung nicht enthalten. Ein Vergleich mit tatsächlich gemessenen Spuren muß zeigen, ob diese Effekte für die Auflösung von Bedeutung sind.

### 3.6.2 Messungen der Spurauflösung

Die Auflösung läßt sich aus solchen Ereignissen bestimmen, bei denen einer oder mehrere Parameter bereits aus physikalischen Randbedingungen bekannt sind. So ist z.B. bei kollinearen  $\mu$ - Paar- Ereignissen aus der Schwerpunktsenergie der Reaktion der Impuls der Teilchen bekannt. Zudem haben sie die Eigenschaft, aus einem gemeinsamen Ereignisvertex zu kommen. Bei einem Impuls von  $p \approx 20\text{GeV}/c$  kann die Vielfachstreuung vernachlässigt werden. Die gemessene Impulsauflösung in Einheiten von  $\sigma(p_t)/p_t^2$  beträgt 1.95% für den Fit aus den Driftkammertreffern und 0.86% für den gemeinsamen Fit beider Kammern[110,114]. Die entsprechend vorhergesagten Werte gemäß Tabelle 3.6 Fall 1) und 2)

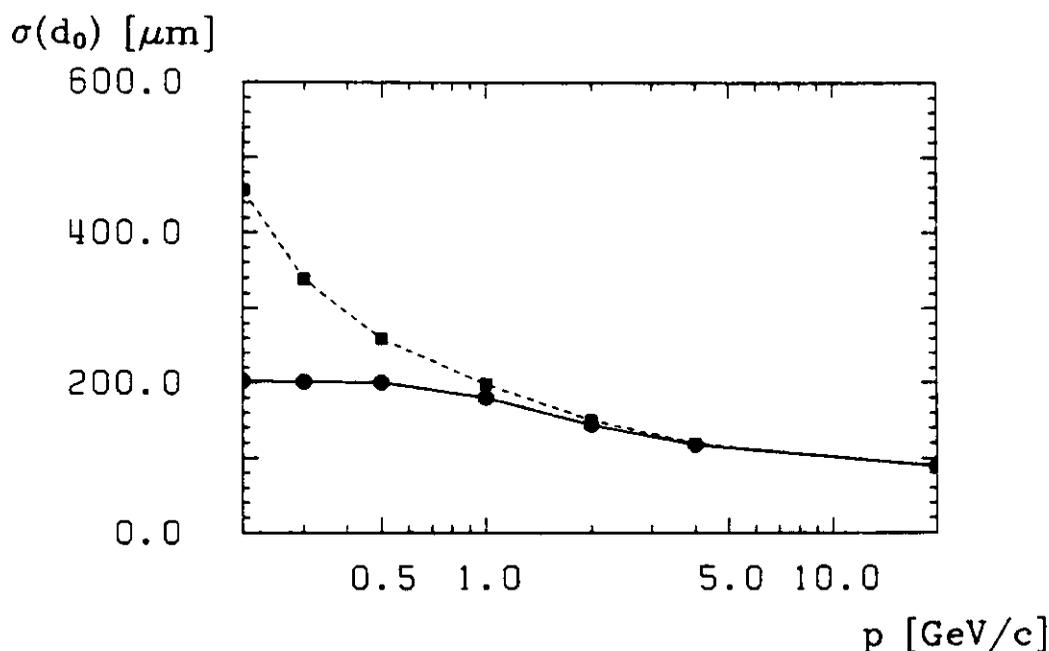


Abbildung 3.11: Theoretische Impact- Parameter- Auflösung gegen den Teilchenimpuls: Die durchgezogene (gestrichelte) Linie entspricht der Berechnung ohne (mit) Vielfachstreuung im Strahlrohr

sind mit 2.04% und 0.82% in guter Übereinstimmung mit der Messung. Aus dem Abstand der beiden Spuren am Strahlfleck, als  $\sqrt{2} \cdot \sigma(d_0)$  interpretiert, ergibt sich wie vorhergesagt  $\sigma(d_0) = 80 \dots 100 \mu\text{m}$ .

Für Spuren mit niedrigeren Impulsen gestaltet sich die Messung schwieriger, da, z.B. beim Impact-Parameter, die Auflösung nicht im Einzelfall aus einer physikalischen Randbedingung erschlossen werden kann. An einem einzelnen hadronischen Ereignis ist wegen der Ausdehnung des Strahlflecks der primäre Vertex zunächst unbekannt. Da die Strahlausdehnung in  $y$ - Richtung klein ist ( $\approx 10 \mu\text{m}$ ) und die Position des Strahlflecks in dieser Koordinate auf besser als  $100 \mu\text{m}$  gemessen wird, kann aus der Breite der auf den Strahlfleck korrigierten  $d_0$ - Verteilung horizontaler Spuren auf eine mittlere Auflösung der verwendeten Spuren von  $\sigma(d_0) = 290 \mu\text{m}$  geschlossen werden[80]. Diese Spuren wurden nach PASS5 ausgewählt mit  $p_T > 0.1 \text{ GeV}/c$ , mindestens 4 Treffer im Vertexdetektor mit  $\chi_V^2 < 3.0$  (als  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad der Vertexdetektortreffer) und Schnitten gegen Untergrund aus Zerfällen langlebiger Teilchen und Strahlrohr- Wechselwirkungen. Diese über die Impulsverteilung der Spuren hadronischer Ereignisse gemittelte Auflösung stimmt mit der Erwartung gemäß Fig.3.11 überein. Es läßt sich daher annehmen, daß weitere Fehlerquellen auch systematischer Art, welche die Spurauflösung beeinflussen, klein sind gegen die statistischen Fehler der Trefferkoordinaten.

### 3.6.3 Systematische Fehler in der Spurauflösung

Hierunter sind solche Fehler in den Spurparametern zu verstehen, die bei einer großen Zahl von Messungen zu einer anderen Verteilung der Mittelwerte dieser Parameter als die physikalisch richtigen Werten der zugrunde liegenden Flugbahnen der Teilchen führen. Diese Fehler können einerseits methodisch begründet sein. So werden z.B. durch die Spurrekonstruktion Spuren mit größerem Krümmungsradius, d.h. größerem Transversalimpuls, bevorzugt rekonstruiert. Dies könnte aber auch dazu führen, daß diese Spuren auch mit einem im Mittel zu großen Krümmungsradius bestimmt werden. Apparativ bedingte Fehler sind z.B. solche in den Trefferkoordinaten der Driftkammerzellen.

Methodische Fehler können in gleicher Weise auch in der Analyse künstlicher Ereignisse aus der Simulation von Annihilationsreaktionen und des Detektors entstehen. Bei einer Analyse, in der die Daten mit solchen Ereignissen verglichen werden, heben sich diese Fehler heraus. Apparativ bedingte Fehler sind hingegen unerwartete systematische Effekte und als solche notwendig nicht in der Simulation enthalten. Von diesen muß gezeigt werden, daß sie, falls vorhanden, in ihrem Einfluß auf

untersuchter Fall		$\langle d_r \rangle [\mu m]$	$\sigma(d_r) [\mu m]$
1)	Monte- Carlo: $\approx 38000$ Ereignisse, volle Spurrekonstruktion	$-2.1 \pm 1.4$	685
2)	Daten 1983: 2243 Ereignisse, teilweise ohne Vertexdetektor- Informationen	$0.8 \pm 8.0$	668
3)	Daten 1984: 1988 Ereignisse	$15.6 \pm 6.8$	728
4)	Daten 1985: 4191 Ereignisse	$2.7 \pm 4.8$	701
5)	Daten 1985, Vertexdetektor- Position um $\approx 100 \mu m$ verschoben, 4191 Ereignisse,	$-61.6 \pm 5.8$	842

Tabelle 3.7: Mittelwerte und Breiten der  $d_r$ - Verteilung für Monte- Carlo- Ereignisse und Daten

die interessierenden Meßgrößen zu vernachlässigen sind. Systematische Fehler können an einzelnen Treffern, an einzelnen Spuren oder auch aus der Korrelation mehrerer Spuren auftreten. Für die Bestimmung der B- Lebensdauer aus einer Messung der Zerfallslängen hat der Impakt- Parameter von allen Spurparametern den bei weitem größten Einfluß auf das Meßergebnis (vergl. Kap.4). Er soll daher in diesem Kapitel mit seinen unterschiedlichen Vorzeichendefinitionen vorgestellt und auf systematische Effekte untersucht werden. Anschließend soll versucht werden, Fehler aus Spurkorrelationen nachzuweisen.

### Einzelspurfehler

Fig.3.12 zeigt die verschiedenen in dieser Arbeit verwendeten Definitionen des Impakt- Parameters in der  $(r, \phi)$ - Ebene. In Fig.3.12a ist die in der Spurrekonstruktion verwendete Definition als Abstand  $\bar{d}_0$  der Spur vom geometrischen Zentrum des Detektors dargestellt. Dieser Bezugspunkt ist jedoch für eine physikalische Interpretation von  $\bar{d}_0$  ungeeignet und wird daher durch den Wechselwirkungspunkt (WWP), definiert z.B. durch das gemessene Zentrum des Strahlflecks, ersetzt (Fig.3.12b). Das Vorzeichen für dieses  $d_0$  wird in gleicher Weise wie für  $\bar{d}_0$  abhängig von der Krümmung der Spur bestimmt: Liegt der Bezugspunkt innerhalb des Spurkreises, dann ist  $d_0$  positiv, sonst negativ (Fig.3.12b,c). Für das so bestimmte  $|d_0|$  werden zwei weitere Vorzeichendefinitionen eingeführt, die beide ladungs- (krümmungs-) unabhängig sind. Diese neue Größe heißt  $d_r$  (wie Rotation), da das Vorzeichen aus dem Kreuzprodukt des Vektors der Flugrichtung des Teilchens und dem Impakt- Parameter als Vektor vom WWP definiert wird.  $d_r$  ist dann positiv (negativ), wenn der Wechselwirkungspunkt, in Flugrichtung des Teilchens gesehen, rechts (links) von der Spur liegt (Fig.3.12d). Bei einer Kammer ohne Fehler und bei einer gleichmäßigen  $\phi$ - Verteilung der Spuren sollte  $\langle d_r \rangle \approx 0$  gelten: Falls z.B. der Wechselwirkungspunkt in  $(r, \phi)$  systematisch verschoben sein sollte, so wird dies durch die Mittelung in  $\phi$  kompensiert. Spuren aus Teilchen mit endlicher Zerfallslänge, aus  $\gamma$ - Konversionen und Wechselwirkungen im Detektormaterial können  $\langle d_r \rangle$  nur beeinflussen, wenn die Reaktionen nicht ladungssymmetrisch sind. Fig.3.12e zeigt, wie sich Elektron und Positron eines konvertierten  $\gamma$ - Quants in ihrem Beitrag zu  $\langle d_r \rangle$  kompensieren können. Zwar sind die nuklearen Wechselwirkungen im Detektormaterial nicht völlig ladungssymmetrisch, jedoch ist der nicht kompensierte Beitrag nur sehr klein. Aus einem Monte- Carlo- Datensatz von  $\approx 40'000$  Ereignissen, in dem diese Wechselwirkungen berücksichtigt wurden und in dem auch die Spurrekonstruktion vollständig simuliert wurde (vergl. Kap.5.2), ergibt sich ein mit Null verträglicher Wert für  $\langle d_r \rangle$  (Tab.3.7 Fall 1).

In den Fällen 2) bis 4) der Tabelle stehen die Ergebnisse für die Daten der Meßperioden 1983 -85. Auch hier sind die Mittelwerte nicht signifikant von 0 verschieden. Die Breiten der  $d_r$ - Verteilungen stimmen in der Monte- Carlo-Simulation und den Daten ebenfalls überein. Der Fall 5) zeigt das

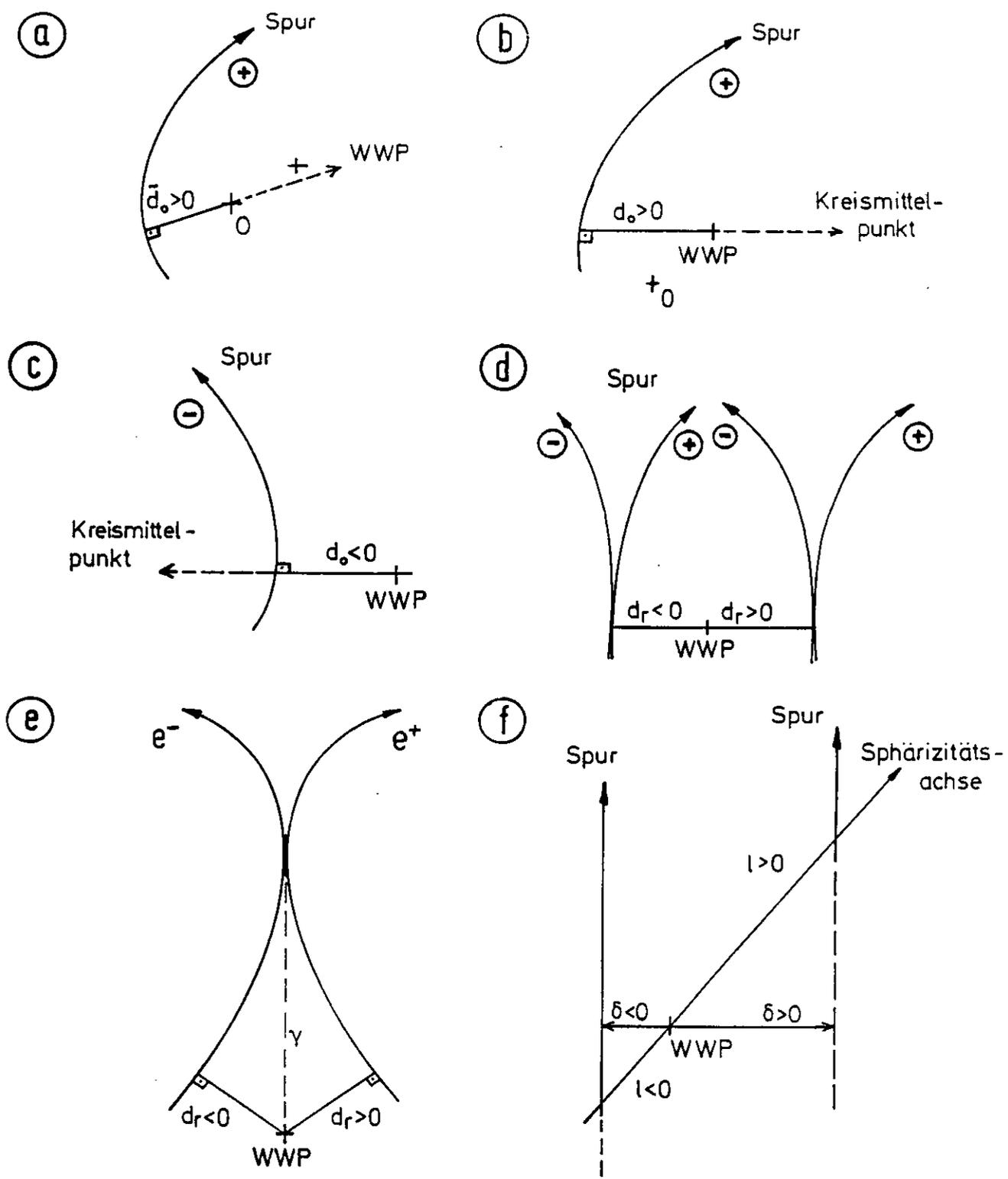


Abbildung 3.12: Die unterschiedlichen Definitionen des Impact- Parameters

Ergebnis der Daten aus 1985 bei einer fehlerhaften Positionsbestimmung des Vertexdetektors relativ zur zentralen Driftkammer: Die Zentrum der Kammer war um  $\approx 100\mu\text{m}$  gegenüber der im Programm angenommenen Lage versetzt.

Weitere Hinweise auf systematische Fehler in der Spurrekonstruktion ergeben sich aus einer Analyse von  $d_r$  in Abhängigkeit vom Ort (Winkel  $\phi$ ) der Spur in der jeweils innersten in der Spurrekonstruktion verwendeten Driftkammerlage. Eine Möglichkeit der Darstellung ist die Entwicklung der Wertepaare  $(d_r(i), \phi_R(i))$  der Spur  $i$  in eine Fourierreihe.  $\phi_R(i)$  ist dabei der Azimut der Spur  $i$  in der betrachteten Kammerlage vom Radius  $R$ . Die Fourierkoeffizienten berechnen sich wie folgt:

$$\begin{aligned} a(n) &= \frac{1}{N} \sum_i d_r(i) \sin [n \cdot \phi_R(i)] \\ b(n) &= \frac{1}{N} \sum_i d_r(i) \cos [n \cdot \phi_R(i)] \\ d(n) &= \sqrt{a^2(n) + b^2(n)} \end{aligned} \quad (3.12)$$

$N$  ist die Zahl der in der Analyse verwendeten Spuren. Fig.3.13a zeigt die Fourieramplituden  $d(n)$  für die innerste Lage der zentralen Driftkammer. Verwendet wurden alle Spuren aus den hadronischen Ereignissen, die eine ausreichende Qualität besitzen und aus einer Umgebung des Wechselwirkungspunktes kommen. Man erkennt in diesem Bild 4 Amplituden, die sich aus dem Untergrund von  $\sigma \approx 10..15\mu\text{m}$  herausheben, und zwar  $n=1, 72, 216$  und  $288$ . Eine Analyse mit größeren  $n$  zeigt jeweils bei Vielfachen von 72 eine auffällig große Amplitude. 72 ist die Zahl der Zellen dieser Driftkammerlage. Die beobachteten Fourieramplituden entsprechen daher einem systematischen Fehler in der Bestimmung der Spurkoordinate innerhalb der Driftzellen. Aus den Fourierkoeffizienten  $a(n)$  und  $b(n)$  sowie einer geeigneten Umrechnung des Fehlers in  $d_r$  in den Fehler der Spur auf dem Radius der Driftkammerlage läßt sich eine Korrekturfunktion für die Orts- Driftzeitbeziehung der Kammer bestimmen. Solche Korrekturen sollten allerdings nur durchgeführt werden, wenn die Ursache dieser Fehler verstanden ist. Wie weiter unten gezeigt wird, sind diese Kammerfehler bei Lebensdauermessungen nicht störend. Daher wurde auf diese Untersuchung verzichtet. Die Amplitude  $d(1) \approx 95\mu\text{m}$  hat eine andere Ursache: Hier ist das Zentrum des Strahlflecks im Bezugssystem der zentralen Driftkammer mit einem entsprechenden Fehler bestimmt worden.

Mit den gleichen Spuren wurden die Fourieramplituden für die 2.- innerste Lage der zentralen Driftkammer bestimmt. Dabei zeigte sich erst ein gleichartiges Signal, als die Treffer der innersten Kammerlage aus der Spurrekonstruktion herausgenommen wurden. Der vom Vertex gesehen erste Treffer der Spur in einer Kammer hat also den stärksten Einfluß auf den Impakt- Parameter und gleicht Fehler anderer Treffer z.T. aus. Eine Analyse für die innerste Lage des Vertexdetektors zeigt Fig.3.14a. Die Bestimmung der Amplituden ist mit  $\sigma \approx 4..6\mu\text{m}$  genauer. Bei  $n=72$  und  $n=144$  ist ein Signal von  $15\mu\text{m}$  bzw.  $18\mu\text{m}$  an der Grenze statistischer Signifikanz. Allerdings ist auch hier der Strahlfleck um ca.  $45\mu\text{m}$  verschoben.

Es soll gezeigt werden, daß diese Fehler im Impakt- Parameter  $d_r$  zu keinen systematischen Effekten in dem für Lebensdauermessungen verwendeten Impakt- Parameter  $\delta$  führen. Die von  $d_r$  abweichende Vorzeichendefinition für  $\delta$  geht aus Fig.3.12f hervor. Man betrachte die auf die Sphärizitätsachse<sup>4</sup> projizierte Spur (Flugrichtung des Teilchens) und deren ebenfalls auf diese Achse projizierten Abstandsvektor  $\bar{\delta}$ . Zeigen beide in die gleiche (entgegengesetzte) Richtung, dann ist  $\delta$  positiv (negativ). Diese Definition wird durch die Kinematik von Hadronzerfällen in typischen 2- Jet- Ereignissen begründet: Die Hadronen, insbesondere die, welche aus den primären Quarks der  $e^+e^-$ - Vernichtung entstanden sind, fliegen bevorzugt entlang der Sphärizitätsachse, wenn diese durch den primären Vertex der  $e^+e^-$ - Vernichtung gelegt wird. Da der Impuls der Hadronen schwerer Quarks im Vergleich zum  $Q$ - Wert ihres Zerfalls groß ist, fliegen auch die Zerfallsprodukte bevorzugt in die gleiche Richtung weiter. Der Zerfallsvertex ist allerdings in Flugrichtung des primären Hadrons um eine Strecke versetzt, die von seiner Lebensdauer und Geschwindigkeit abhängt. Wenn bei einer gemessenen Spur entsprechend der mutmaßliche Entstehungsvortex (das ist der Schnittpunkt der Spur mit der Sphärizitätsachse),

<sup>4</sup>Die Sphärizitätsachse wird in Anhang B definiert

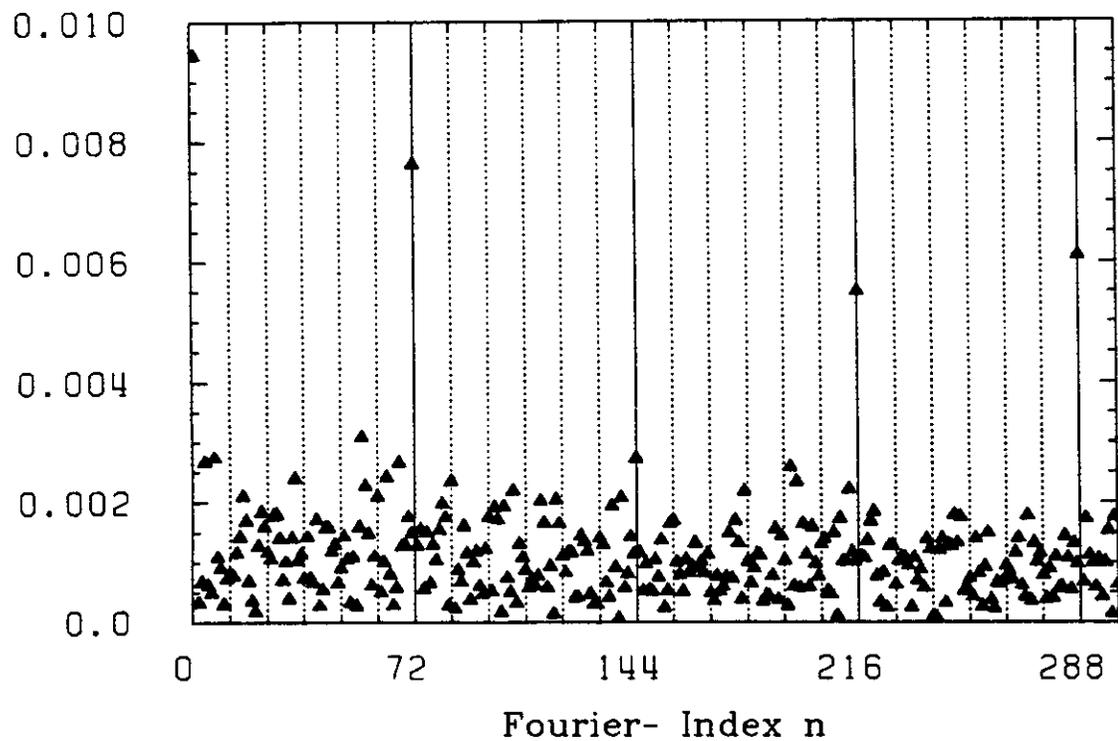
vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen parallel (antiparallel) zur ebenfalls auf die Achse projizierten Flugrichtung verläuft und damit  $\delta$  positiv (negativ) ist, so entspricht dies dem eben genannten Fall mit einer positiven (negativen) Lebensdauer des primären Hadrons. Eine "negative" Lebensdauer kann dabei einem Meßfehler oder einer untypischen Zerfallskinematik entsprechen. Der Zusammenhang zwischen Lebensdauer und  $\delta$  ist in dem Sinne mehr auf statistischer Basis, z.B. als positiver Mittelwert  $\langle \delta \rangle$  zu sehen. Die Figuren 3.13b und 3.14b zeigen eine Fourieranalyse von  $\delta$  (analog zu der für  $d_r$ ) jeweils für die innerste Lage der zentralen Driftkammer und des Vertexdetektors. Bei gleicher statistischer Signifikanz sind die in  $d_r$  beobachteten Fehler beim Impakt- Parameter  $\delta$  verschwunden. Dies ist auch zu erwarten gewesen, da die Vorzeichendefinition von  $\delta$  die Kenntnis der Sphärizitätsachse erfordert, eine Information, die nur zu einem Bruchteil in einzelnen Spuren enthalten ist. Anders ausgedrückt existieren aus Symmetriegründen zu jeder für sich betrachteten Spur Sphärizitätsachsen, die mit gleicher Wahrscheinlichkeit zu einem positiven wie negativen  $\delta$  führen. Ein systematischer Fehler für  $\delta$  und die darauf aufbauenden Lebensdauerermessungen, der aus Meßfehlern einzelner Spuren entsteht, läßt sich also weder theoretisch begründen noch konnte er beobachtet werden.

### Fehler aus Spurkorrelationen

Diese können aus Fehlern des Rekonstruktionsprogramms, der Driftkammersignale wie auch aus deren Zusammenwirken entstehen. Sie sind grundsätzlich dann möglich, wenn mehrere geladenen Teilchen gleiche Driftkammerzellen passieren. Nun registriert die an die TASSO- Driftkammern angeschlossene Elektronik bei mehreren Spuren in einer Zelle nur die, deren freigesetzte Elektronen die kürzeste Driftzeit zum Signaldraht haben, zumeist also die mit dem kleinsten Abstand zum Signaldraht. In der Spurrekonstruktion wird diese Auslöschung teilweise berücksichtigt, indem nur jeweils einer Spur der Treffer in dieser Zelle zuerkannt wird. Für alle anderen Spuren ist diese Zelle dann ohne Einfluß. Nun werden die Spuren in einer Reihenfolge rekonstruiert, in der Spuren mit hohem Transversalimpuls Vorrang besitzen. Fig.3.15 zeigt, wie sich systematische Verschiebungen des Impakt- Parameters  $\delta$  ergeben können. Einem Teilchen mit hohem Transversalimpuls werden in der Rekonstruktion auch Treffer der Spur eines zweiten, benachbarten Teilchens niedrigeren Impulses zugewiesen. Diese Treffer liegen in der Umgebung der Spur des ersten Teilchens und in den Zellen, in denen die ursprünglichen Treffer der ersten Spur ausgelöscht sind. Falls später das Rekonstruktionsprogramm versuchen sollte, auch die zweite Spur zu finden, so kann diese bei zu wenig verbleibenden Treffern sogar verloren gehen. Für das erste Teilchen ergibt sich jedoch eine Ablenkung der rekonstruierten Spur gegenüber der tatsächlichen, die in dem in Fig.3.15 dargestellten Fall zu der Sphärizitätsachse hin erfolgt und zu einem positiven  $\delta$  führt. Diese Ablenkungen zur Sphärizitätsachse hin oder von dieser weg müssen sich im Mittel kompensieren, um keine systematischen Effekte in  $\delta$  entstehen zu lassen. Allerdings ist die Spurdichte in einem hadronischen 2- Jet- Ereignis in Richtung der Sphärizitätsachse am größten, was die Kompensation beeinträchtigen könnte.

Auf einen geringen Einfluß solcher Spurfehler läßt bereits die Tatsache schließen, daß die Residuenverteilungen der Spurtreffer kaum breiter als die erwartete Auflösung des Vertexdetektors sind und nur wenig Untergrund außerhalb des zentralen Teils der Verteilung besitzen. Außerdem verbleiben nach Abzug der rekonstruierten Spuren und der Anteile aus Synchrotronstrahlung und elektronischen Störungen nur wenige ungenutzte Kammertreffer[115]. Mit zwei verschiedenen Methoden werden die gemessenen Spuren auf mögliche Fehler dieser Art genauer untersucht. Im ersten Fall wird die rekonstruierte Spur im Vertexdetektor mit der in der zentralen Driftkammer verglichen. Im Vertexdetektor liegen die Spuren viel dichter beieinander als in der zentralen Driftkammer. Daher kann zunächst davon ausgegangen werden, daß die Spur in der Driftkammer eine geringere oder keine Ablenkung erfährt. Falls im Vertexdetektor eine Netto- Ablenkung in Bezug auf die Sphärizitätsachse existieren würde, so sollte sich dies in dem in der Spurrekonstruktion enthaltenen Knickwinkel der Spur zwischen den Kammern widerspiegeln. Der Mittelwert dieses Knickwinkels beträgt  $-0.012 \pm 0.023 \text{ mrad}$ , wobei ein Knick im Vertexdetektor zur Sphärizitätsachse hin (von der Achse weg) positiv (negativ) definiert ist.

$d(n)$  [cm] für  $d_r$



$d(n)$  [cm] für  $\delta$

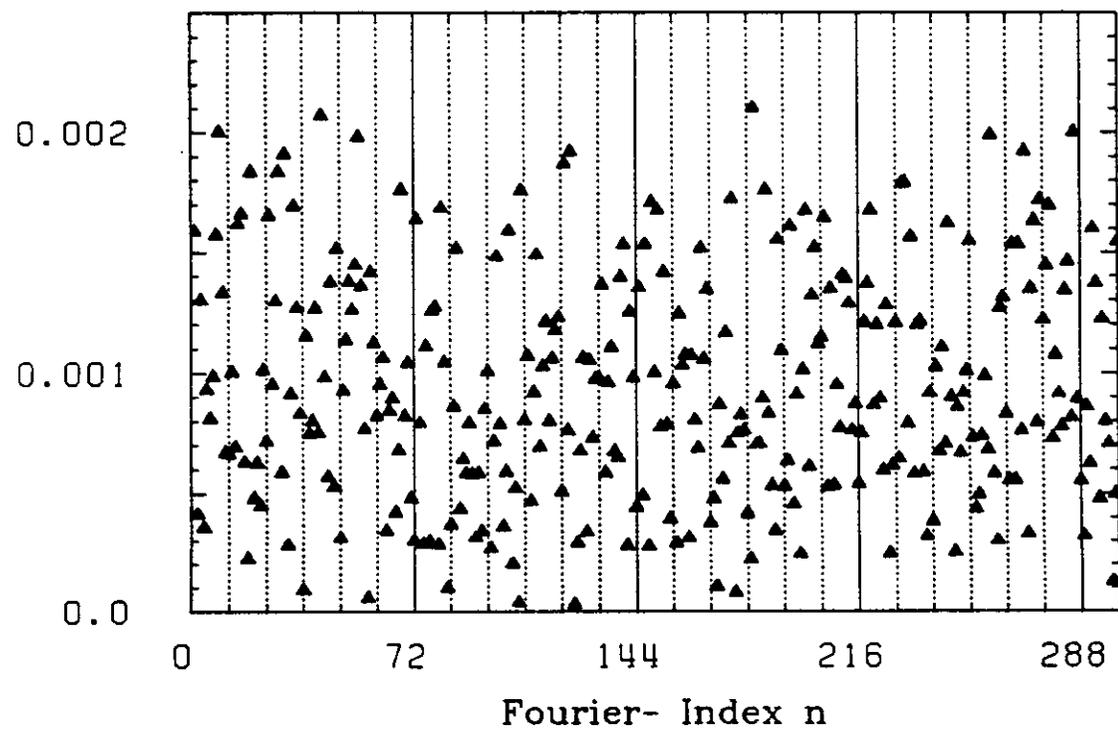
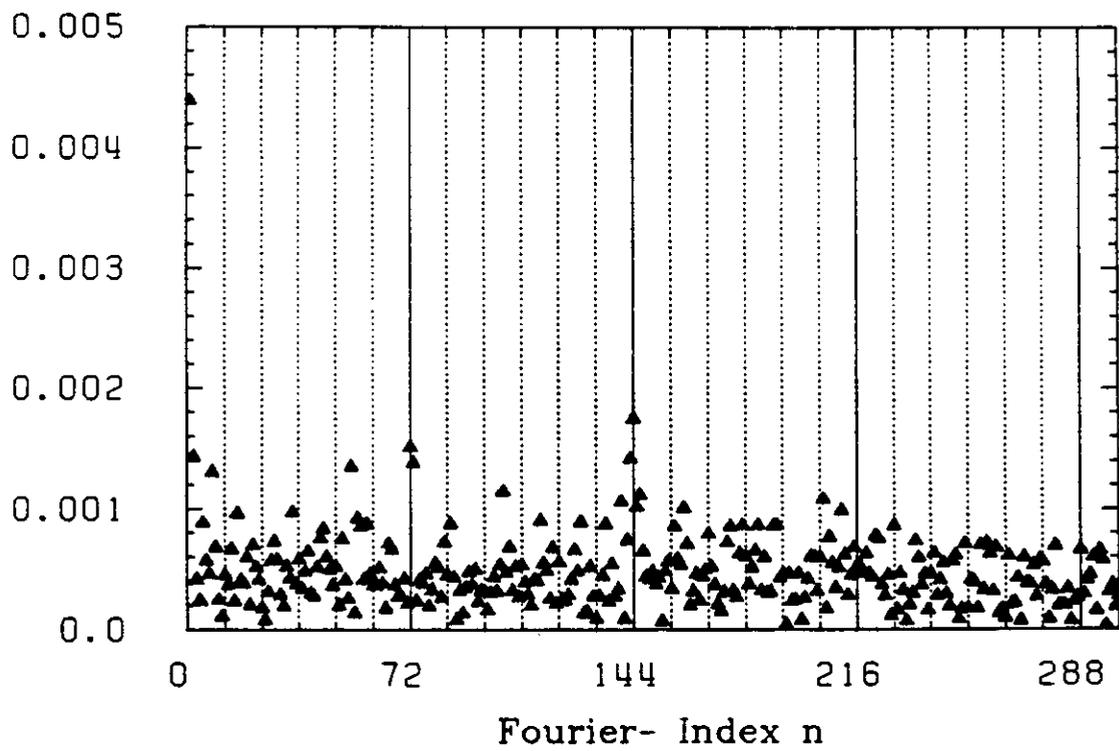


Abbildung 3.13: Fourieramplituden von  $d_r$  (oben) und  $\delta$  (unten) für die 1. Lage der zentralen Driftkammer

$d(n)$  [cm] für  $d_r$



$d(n)$  [cm] für  $\delta$

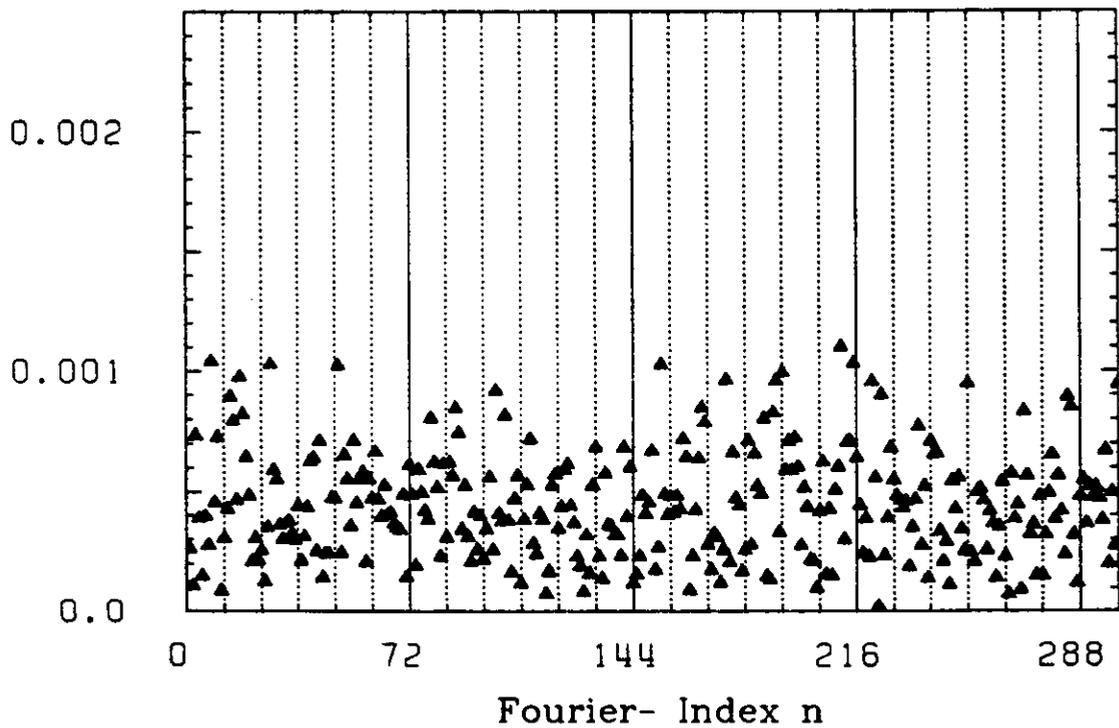


Abbildung 3.14: Fourieramplituden von  $d_r$  (oben) und  $\delta$  (unten) für die 1. Lage des Vertexdetektors

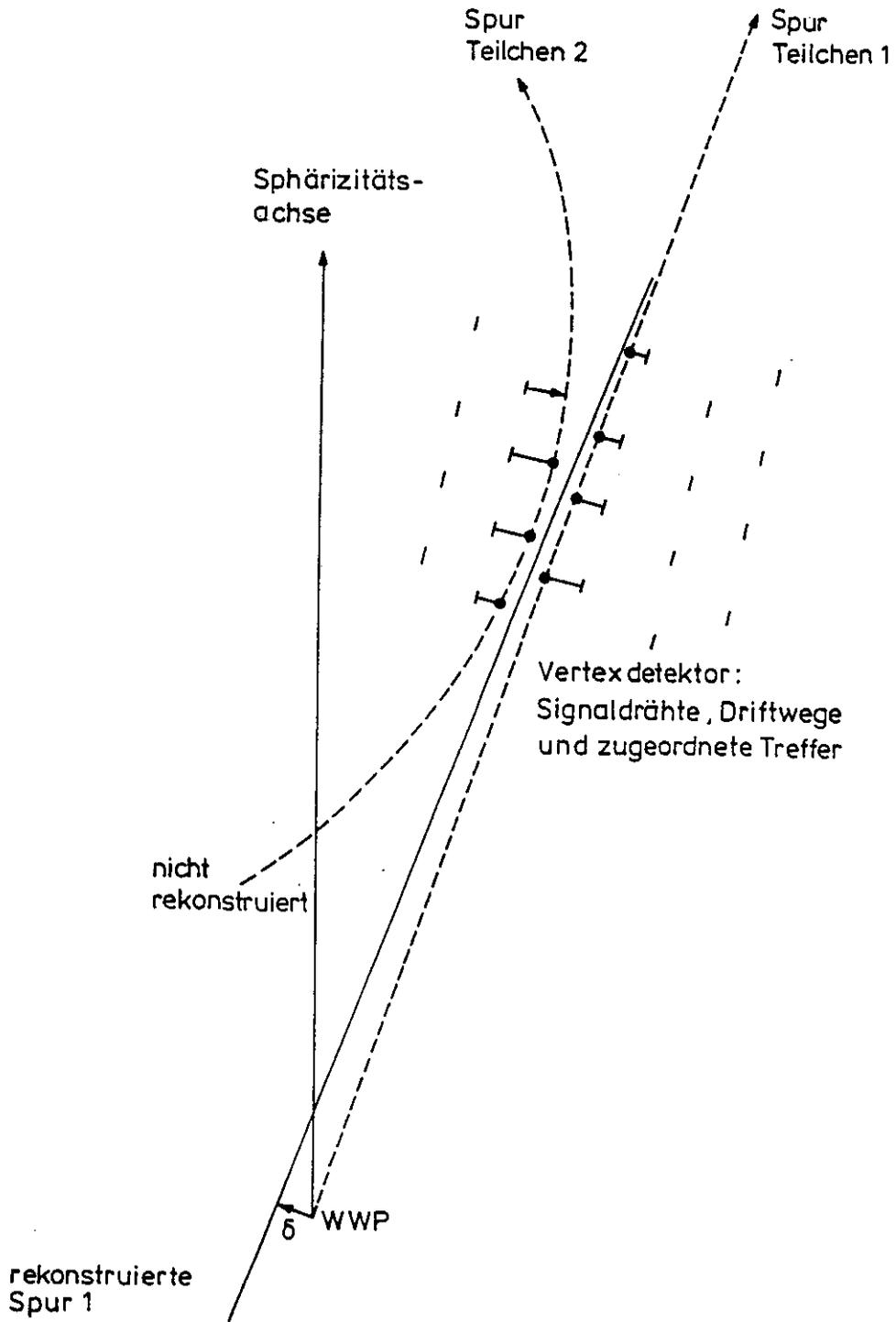


Abbildung 3.15: Prinzip möglicher Spur- Spur- Korrelationen im Vertexdetektor

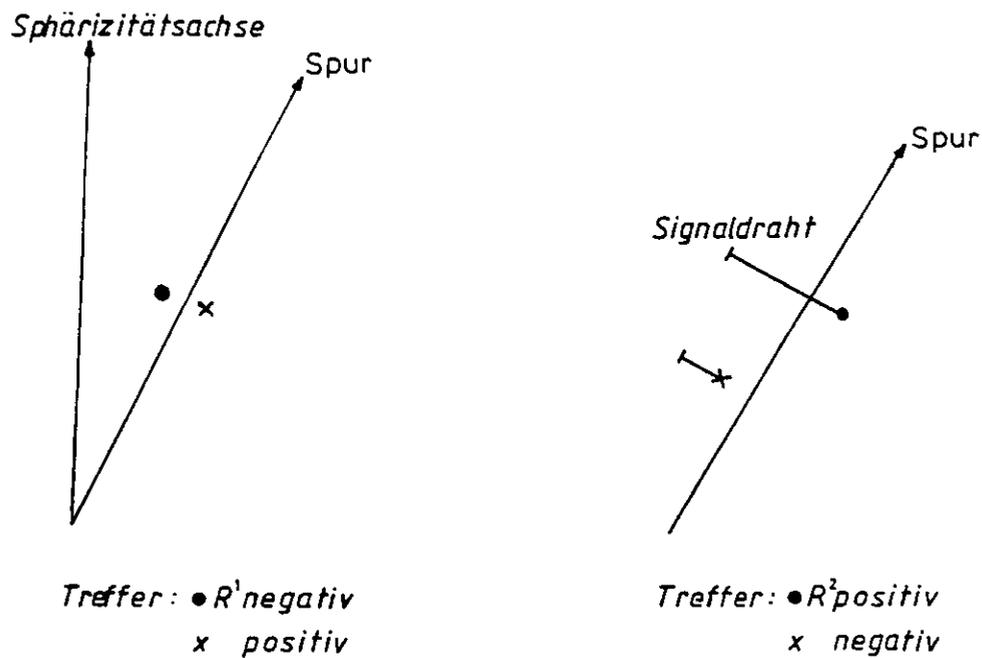


Abbildung 3.16: Zur Vorzeichendefinition in der Residuenanalyse

VXD: Nummer der Lage und Radius [cm]		$R^1$ [ $\mu\text{m}$ ]		$R^2$ [ $\mu\text{m}$ ]		$R^3$ [ $\mu\text{m}$ ]	
		Daten	MC	Daten	MC	Daten	MC
1	8.12	$-16.6 \pm 7.6$	$-14.6 \pm 6.3$	$-19.7 \pm 7.7$	$-49.1 \pm 6.4$	$+3.1 \pm 7.7$	$-4.7 \pm 6.4$
2	8.82	$-18.8 \pm 7.4$	$-17.1 \pm 6.1$	$+39.7 \pm 7.4$	$-17.2 \pm 6.2$	$-13.9 \pm 7.4$	$-9.9 \pm 6.2$
3	8.52	$-11.6 \pm 7.0$	$-16.3 \pm 5.7$	$+3.2 \pm 7.1$	$-28.5 \pm 5.7$	$+4.0 \pm 7.1$	$-9.6 \pm 5.7$
4	10.22	$-14.8 \pm 6.9$	$-10.2 \pm 5.5$	$+28.7 \pm 6.9$	$-19.0 \pm 5.5$	$-0.0 \pm 6.9$	$-12.7 \pm 5.5$
5	12.82	$-7.8 \pm 5.8$	$-8.3 \pm 4.7$	$+8.0 \pm 5.8$	$-27.5 \pm 4.7$	$-0.7 \pm 5.8$	$+0.2 \pm 4.7$
6	13.52	$-5.7 \pm 5.7$	$-11.4 \pm 4.5$	$-1.0 \pm 5.7$	$-15.3 \pm 4.6$	$-2.6 \pm 5.7$	$+4.5 \pm 4.6$
7	14.22	$-9.3 \pm 5.5$	$-8.7 \pm 4.4$	$-3.5 \pm 5.5$	$-33.4 \pm 4.4$	$-0.8 \pm 5.5$	$-6.9 \pm 4.4$
8	14.92	$-4.2 \pm 5.4$	$-7.9 \pm 4.3$	$-9.9 \pm 5.4$	$-25.4 \pm 4.3$	$-1.5 \pm 5.4$	$+1.2 \pm 4.3$

Tabelle 3.8: Residuenverteilungen im Vertexdetektor: Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Simulationen. Zur Definition der verschiedenen Vorzeichendefinitionen bei  $R^1, R^2$  und  $R^3$  vergleiche Fig.3.16 und den Text

Bei einer anderen Methode wird die Spuranpassung ohne Knickwinkel zwischen den Kammern und ohne Verwendung der Vertexdetektor-Treffer durchgeführt. Damit können systematische Abweichungen der Treffer im Vertexdetektor relativ zu den mit der zentralen Driftkammer rekonstruierten Spuren beobachtet werden. Drei verschiedene Vorzeichendefinitionen für die Residuen<sup>5</sup> wurden getestet (vergl. Fig.3.16). In Tabelle 3.8 sind die Ergebnisse aus gemessenen Daten und simulierten Ereignissen, die beide der FELIX-Spurrekonstruktion unterzogen wurden, gegenübergestellt. Die Spuren wurden nach Qualitätsanforderungen an die Rekonstruktion ( $\chi^2$  pro Freiheitsgrad, Zahl der Treffer in den Kammern) und nach physikalischen Kriterien (Mindestimpuls der Teilchen, Schnitt im Impakt-Parameter) ausgewählt.

Nach der ersten Vorzeichendefinition sind die Residuen  $R^1$  positiv, wenn der Treffer in der betrachteten Lage des Vertexdetektors weiter entfernt von der Sphärizitätsachse liegt als die Spur. Bei Daten wie Monte-Carlo-Ereignissen ist  $R^1$  im Mittel negativ. Dabei ist dieser Effekt auf den äußeren Rädern des Vertexdetektors mit  $\langle R^1 \rangle \approx 7 \dots 10 \mu m$  kleiner als auf den inneren Rädern mit  $\langle R^1 \rangle \approx 12 \dots 20 \mu m$ . Da die mit der zentralen Driftkammer gemessenen Ortskoordinaten der Spuren im Vertexdetektor nur auf ca.  $1 mm$  genau sind, muß die so relativ zur Sphärizitätsachse auf den Rädern der Vertexdetektor-Lagen gemessene Winkelverteilung breiter sein als die tatsächliche  $\phi$ -Verteilung der Teilchen und der mit ca.  $120 \mu m$  wesentliche genaueren Ortsmessung des Vertexdetektors. Die Residuenverteilungen  $R^1$  bestimmen so mit ihren Mittelwerten die Differenzen der 2. Momente der  $\phi$ -Verteilungen der Spuren aus der zentralen Driftkammer und der Treffer im Vertexdetektor. Dies erklärt auch das Ansteigen des Effektes zu kleineren Rädern. Bei der Abschätzung der statistischen Signifikanz der  $R$ -Verteilungen ist zu beachten, daß diese über die 8 Lagen des Vertexdetektors durch die jeweils gleichen verwendeten Driftkammerspuren korreliert sind.

$R^2$  sind die Residuen relativ zur Lage des Signaldrahtes.  $R^2$  ist positiv, wenn der Treffer weiter vom zugehörigen Signaldraht entfernt liegt als die rekonstruierte Spur. Bei den Daten unterliegt  $R^2$  starken Streuungen, während es bei den simulierten Ereignissen im Mittel negativ ist. Die wahrscheinlichste Erklärung hierfür ist eine ungenaue (und von Lage zu Lage abweichende) Kalibrierung der Orts-Driftzeitbeziehung im Vertexdetektor bei den Daten, während in den Monte-Carlo-Ereignissen eine unterschiedliche Kalibrierung in den generierten und rekonstruierten Treffern angenommen wurde. Diese Abweichungen sind jedoch zu klein, als daß sie zu einer merklichen Verschlechterung der Ortsauflösung führen würden.

Ob hinter der Abweichung in der Orts-Driftzeit-Beziehung möglicherweise ein systematischer Trend im Sinne der Abb.3.15 steht, wird mit  $R^3$  untersucht. Das hier verwendete Vorzeichen ist das Produkt der Vorzeichen von  $R^1$  und  $R^2$ : Liegt der Treffer zugleich dichter an der Sphärizitätsachse und am Signaldraht als die Spur, dann ist  $R^3$  positiv -ebenso wenn er von beiden weiter entfernt liegt als die Spur. In den beiden anderen Fällen ist  $R^3$  negativ. Im Mittel sollte  $R^3$  gleich 0 sein, was für die Daten und innerhalb des statistischen Fehlers auch für die simulierten Ereignisse gilt.

Aus der Betrachtung des Knickwinkels bei  $R = 16 cm$  und der Residuen im Vertexdetektor ergibt sich damit einheitlich eine Abschätzung eines möglichen systematischen Fehlers in der Spurrekonstruktion im Vertexdetektor zu weniger als  $5 \mu m$  im Impakt-Parameter der Spuren am Vertex.

<sup>5</sup>Man beachte, daß der Residuenbegriff hier für Abweichungen solcher Meßwerte von den Werten einer angepaßten Funktion gebraucht wird, die selber nicht in der Anpassungsrechnung verwendet wurden.

## Kapitel 4

# Experimentelle Methoden zur Lebensdauerermessung bei B- Hadronen

Die in diesem Kapitel vorgestellten Methoden stammen aus veröffentlichten und auf Konferenzen vorgetragenen Messungen der B- Lebensdauer von verschiedenen Experimenten sowie aus einem Bericht über die physikalischen Zielsetzungen des Vorhabens, den  $e^+e^-$ - Speicherring PEP des Stanford Linear Accelerator Centers auf höchste Luminositäten zu optimieren und ein Vielfaches der Statistik bisheriger Experimente an hadronischen Ereignissen zu sammeln[116]. Bei allen Methoden wird die Lebensdauer aus der Flugstrecke bestimmt, die diese Teilchen vor ihrem Zerfall zurücklegen.

Direkte Verfahren sind solche, bei denen an einzelnen identifizierten B- Hadronen die individuellen Lebensdauern dieser Teilchen bestimmt werden. Hierzu ist die Kenntnis des Entstehungs- und Zerfallsvertex sowie des Impulses des Hadrons erforderlich. Zum Teil lassen sich bei dieser Rekonstruktion auch die verschiedenen B- Hadronen voneinander unterscheiden. Gemittelt über viele solcher Zerfälle ergibt sich die mittlere Lebensdauer aller B- Hadronen bzw. die der verschiedenen Sorten.

Indirekte oder statistische Verfahren verwenden Teilchenspuren, die mit einer bekannten Wahrscheinlichkeit aus einem B- Zerfall stammen und entsprechend ihrem Impuls, ihrer Flugrichtung und ihrem Impakt- Parameter über Vergleiche mit Monte- Carlo- Simulationen und durch Mittelung über viele Spuren und Ereignisse hinweg in eine B- Lebensdauer umgerechnet werden. Dieser Weg wird auch in der vorliegenden Arbeit besprochen.

Unter den physikalischen und technischen Randbedingungen der bisherigen Experimente liefern die indirekten Verfahren genauere Ergebnisse. Nach einer kurzen Darstellung der direkten Methoden sollen besonders die Vor- und Nachteile der indirekten B- Lebensdauerermessungen beschrieben werden.

### 4.1 direkte Verfahren

Abbildung 4.1 zeigt das bisher einzige Ereignis, in dem der Zerfallsvertex eines B- Hadrons rekonstruiert werden konnte. Es wurde im WA75- Experiment am CERN durch b- Paarerzeugung eines  $350\text{GeV}$  Pion- Strahls in einem Emulsionstarget erzeugt. Diese Spuren wurden in der Emulsion und in einem umgebenden Silizium- Streifenzählerteleskop vermessen. Die Genauigkeit der Spurvermessung beträgt dabei in der Emulsion  $\approx 1\mu\text{m}$ . In einem hinter dem Target angebrachten Spektrometer werden Myonen identifiziert und im Impuls vermessen. In Abb.4.1 ist auch die wahrscheinlichste Interpretation des Ereignisses eingezeichnet: die doppelte Zerfallskaskade der beiden  $\bar{B}^0$ - und  $B^-$ - Mesonen. Der Impuls der beiden B- Mesonen ist nicht bekannt. Der wahrscheinlichste Impuls kann jedoch aus Annahmen über die Kinematik des B- Zerfalls und aus dem Winkel der Zerfallsprodukte relativ zur B- Flugrichtung bestimmt werden. Nur unter diesem Aspekt ist die Messung "indirekt". Die Lebensdauern der B- Mesonen wurden zu

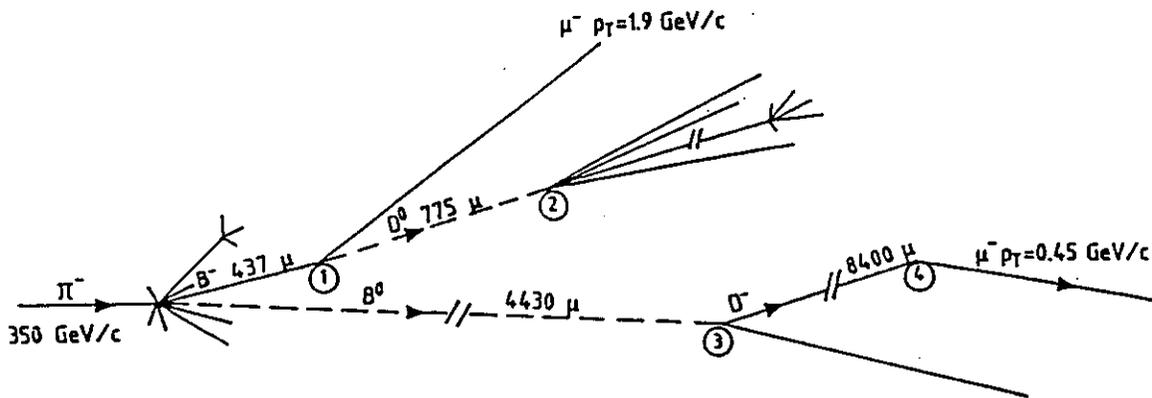


Abbildung 4.1: Das  $b\bar{b}$ - Ereignis des WA75- Experiments

$$0.08 \pm 0.01 \text{ ps} \quad \text{für das } B^- \text{ und}$$

$$0.5 \begin{matrix} +0.2 \\ -0.1 \end{matrix} \text{ ps} \quad \text{für das } \bar{B}^0$$

bestimmt.

Auch bei Speicherringexperimenten sind direkte Lebensdauermessungen möglich. Ein Beispiel bei einem schwach zerfallenden Meson eines schweren Quarks zeigt Abb.4.2.

Ein  $D^{*+}$ - Zerfall in der Kaskade



wurde unter Ausnutzung des Q- Wertes des  $D^*$ - Zerfalls von  $5.8 \text{ MeV}$  bestimmt[117]. Da die  $D^*$ - Lebensdauer in dieser Messung vernachlässigbar ist, wird als Entstehungsvortex des  $D^0$  der Strahlfleck, als Zerfallsvertex der in der  $(r, \phi)$ - Ebene bestimmte Schnittpunkt der Spuren der aus dem  $D^0$  entstandenen  $K^-$ - und  $\pi^+$ - Mesonen gewählt. Unter Beachtung der Fehlerellipsen beider Vertizes ergibt sich die Zerfallslänge mit ihrem Fehler. Da der Impuls des  $D^0$  ebenfalls bekannt ist, ergibt sich damit die Lebensdauer dieses  $D^0$ - Mesons.

Das Beispiel zeigt auch die Unterschiede einer Messung an einem Speicherring gegenüber der oben gezeigten Messung mit einem aktiven Target: Da bei einem Speicherringexperiment mit Spurkammern im Solenoidfeld grundsätzlich die Impulse aller geladenen Teilchen bestimmt werden, kann bei solchen Zerfällen schwerer Mesonen, die im Endzustand nur aus geladenen Teilchen bestehen, der Zerfall vollständig identifiziert werden. Hierbei muß auch eine Zuordnung der Teilchensorten ( $\pi$  oder  $K$ ) zu den Spuren erfolgen. Entweder wird die Teilchensorte durch zusätzliche Detektorkomponenten bestimmt oder kombinatorisch aus der "passenden" invarianten Masse der betrachteten Spuren ermittelt. Sind die Spuren aus dem Zerfall identifiziert, dann kann ihr gemeinsamer Vertex bestimmt werden. Mit dem primären Vertex und dem rekonstruierten Impuls des schweren Mesons ergibt sich seine individuelle Lebensdauer. Allerdings hat diese Art der Rekonstruktion einen kombinatorischen Untergrund aus einer falschen Zuordnung der Teilchensorte und aus der Zuordnung von Teilchen, die zwar zum Jet, nicht aber zum Zerfall des schweren Mesons gehören. Da die Kammern zur Spurmessung einige Centimeter vom Wechselwirkungspunkt entfernt sind, ist die Messung der Spurkoordinaten am Vertex bei Speicherring- Experimenten ungenauer. Außerdem fehlt die Information über den Startpunkt der Spur. Die Vertexinformationen aus einem solchen Experiment helfen also kaum bei der Identifizierung der Zerfallsprodukte. Wegen des geringen Verzweigungsverhältnisses der B- Mesonen in rein geladene Endzustände <sup>1</sup> und der hohen mittleren Multiplizität der Zerfälle ( $\langle n \rangle \approx 5.5$  als Mittelwert über alle

<sup>1</sup>  $\approx 0.5\%$  nach einer Abschätzung aus dem LUND- Monte- Carlo

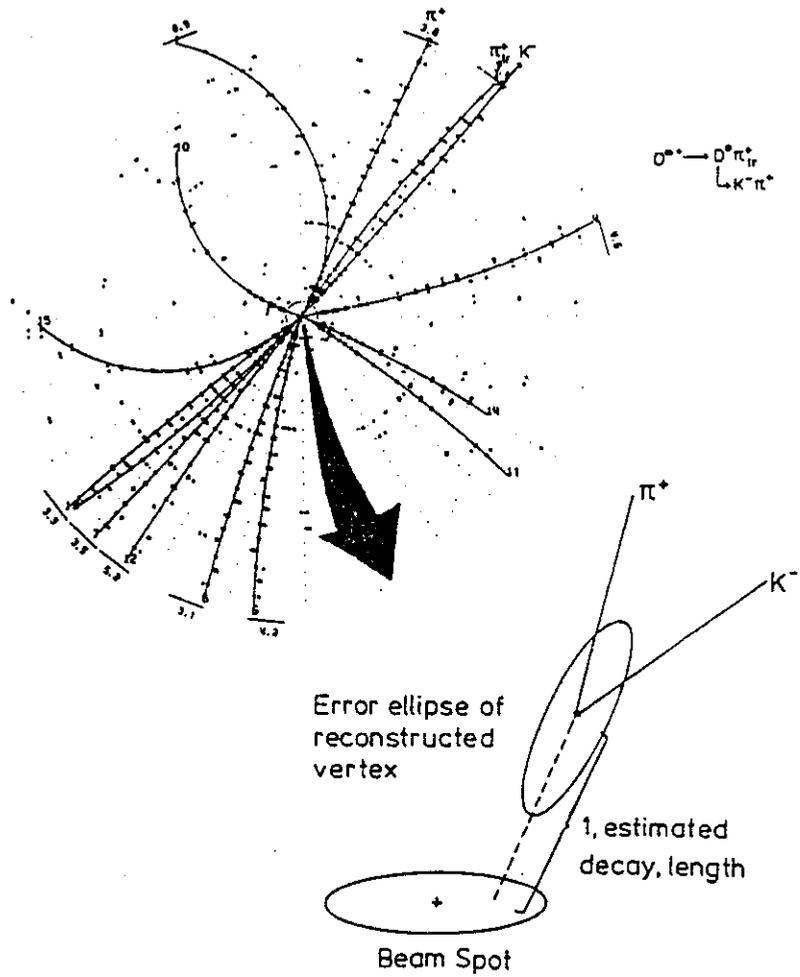


Abbildung 4.2: Direkte Messung der  $D^0$ - Lebensdauer am Beispiel des TASSO- Detektors

Verfahren	Verstärkung	Effizienz
Nachweis über Leptonen	> 25	8%
Nachweis über Kaonen	< 1.3	10%
Ereignistopologie	4	30%
sekundäre Vertizes und Topologie	25	15%

Tabelle 4.1: b- Anreicherungsverfahren: Verstärkung und Effizienz. Die angegebenen Werte beziehen sich auf Monte- Carlo- Studien des TPC- Experimentes bei PEP[116]. Die Werte sind auf vergleichbare Experimente und Speicherringe übertragbar.

Zerfälle für die Zahl der geladenen Zerfallsprodukte) wurden bislang keine b- Mesonen in hadronischen Jets aus der  $e^+e^-$ - Vernichtung identifiziert.

Eine andere Methode, B- Mesonen zu erkennen, ist der Nachweis über Zerfallskanäle der Art:

$$\begin{aligned}
 B &\rightarrow J/\Psi + X \quad (BR = 1.2 \pm 0.3\%) \\
 &\quad \downarrow \\
 &\quad \left\{ \begin{array}{l} e^+e^- \quad (BR = 6.9 \pm 0.9\%) \\ \mu^+\mu^- \quad (BR = 6.9 \pm 0.9\%) \end{array} \right. \quad (4.2)
 \end{aligned}$$

Zwar ist auch hier das Verzweigungsverhältnis sehr klein[66], die Signatur des  $J/\Psi$ - Zerfalls ist aber bei 2 identifizierten Leptonen eindeutig und praktisch untergrundfrei. Leider reicht bei TASSO die integrierte Luminosität und die Raumwinkelbedeckung der Komponenten für die Leptonenidentifizierung nicht aus, um solche Zerfälle zu finden.

## 4.2 statistische Verfahren

Ein Teil der Bemühungen bei indirekten Verfahren zur B- Lebensdauerermessung richtet sich auf die Verbesserung des Signal- zu Untergrund- Verhältnisses (als Verhältnis von Spuren aus den B- Zerfällen zu sonstigen Spuren) durch geeignete Auswahl des betrachteten Ensembles an Ereignissen und Spuren. Die Qualität solcher Anreicherungsverfahren mißt sich zum einen an ihrer eigentlichen Anreicherung oder Verstärkung (gain): Dies ist die Verbesserung in Verhältnis Signal / Untergrund gegenüber dem Standardensemble aus allen Ereignissen und Spuren. Zum anderen ist die Effizienz, d.h. der nach der Auswahl verbleibende Bruchteil der signaltragenden Spuren aus den B- Zerfällen, von Bedeutung. Erwünscht sind Verfahren mit hoher Verstärkung und hoher Effizienz. Allerdings muß insbesondere die Verstärkung auch bekannt sein: Ist der Bruchteil an signaltragenden Spuren oder Ereignissen in dem ausgewählten Ensemble nur mit einem Fehler bekannt, so überträgt sich dieser linear auf das Ergebnis der Lebensdauerermessung. Auf die Anreicherungsverfahren und ihre Probleme soll im ersten Abschnitt eingegangen werden. Anschließend werden verschiedene Möglichkeiten der Messung der Zerfallslänge mit ihren Vor- und Nachteilen besprochen.

### 4.2.1 Anreicherungsverfahren

In der Literatur wurden bis heute 4 verschiedene Verfahren zur Anreicherung von b- Ereignissen ("b- Tagging") erwähnt. Sie sind in Tabelle 4.1 mit Angabe ihrer Wirksamkeit zusammengestellt.

Das Verfahren mit der höchsten b- Anreicherung ist der Nachweis von Leptonen ( $e, \mu$ ) mit hohem  $p_{\perp}$  relativ zur Sphärizitätsachse des Ereignisses[118,119,120] Es ist die an häufigsten angewendete Methode zur Messung der b- Quark- Fragmentation und der B- Lebensdauer. Typische Schnitte für die

Parameter	normaler Jet	b- Jet
$\langle n_{ch} \rangle$	$6.16 \pm 0.01$	$7.61 \pm 0.46$
$\langle x_p \rangle$	$0.0892 \pm 0.0001$	$0.073 \pm 0.003$
$\langle y \rangle$	$1.400 \pm 0.002$	$1.20 \pm 0.03$
$\langle p_{\perp}^2 \rangle$	$0.274 \pm 0.001$	$0.31 \pm 0.03$
$(1 - \langle T \rangle)$	$0.1060 \pm 0.0003$	$0.149 \pm 0.009$
$\langle S \rangle$	$0.141 \pm 0.001$	$0.26 \pm 0.02$

Tabelle 4.2: b- Jets im Vergleich mit allen hadronischen Jets bei  $W = 29\text{GeV}$ : Mittelwerte von Ereignisparametern

Auswahl von Ereignissen zur Lebensdauermessung liegen bei  $p_{\perp} > 1..1.5\text{GeV}$  und  $p > 1.5..2\text{GeV}$  für das Lepton. Nimmt man an, daß in der Jet- Fragmentation nur geringe transversale Impulse relativ zur Sphärizitätsachse vorkommen, dann können solche Leptonen nur aus Teilchenzerfällen mit einem hohen Q- Wert, eben B- Zerfällen, stammen. Wegen des mittleren Verzweigungsverhältnisses von  $\approx 11\%$  der B- Hadronen in Elektronen bzw. Myonen und der notwendigen Impulsschnitte wird auch bei guter Lepton- Identifizierung im Detektor die Effizienz nicht über 10% betragen. Der erreichbare Anreicherungsgrad hingegen ist hoch. Es können bis zu 80% reine Proben gewonnen werden. Untergrundquellen bei diesen Verfahren sind Leptonen aus Charmzerfällen. Wegen des kleineren Q- Wertes dieser Zerfälle tragen diese mit wachsendem  $p_{\perp}$  in der Lepton- Auswahl immer weniger bei. Dies gilt sowohl für Zerfälle primärer Charm- Teilchen als auch für solche aus  $b \rightarrow c \rightarrow l$ - Kaskaden. Weitere Untergrundanteile stammen aus  $\gamma$ - Konversionen, K- Zerfällen oder sind mißidentifizierte Leptonen. Diese Anteile sind detektorabhängig. Sie können durch weniger Material im Detektor und eine bessere Impakt- Parameter- Auflösung verbunden mit härteren Spurschnitten unterdrückt werden.

Die semileptonische B- Zerfälle sind in ihrem Spektrum und in ihrem Verzweigungsverhältnis hinreichend genau gemessen - allerdings nur für das  $B_d^0$ - und  $B^+$ - Meson. Über das  $B_s^0$ - Meson und B- Baryonen ist bisher nichts bekannt. Daß die  $(p, p_{\perp})$ - Verteilung der Leptonen zusätzlich auch zur Bestimmung des Fragmentationsverhaltens der B- Hadronen in Jets herangezogen wird, zeigt zugleich die große Empfindlichkeit des Verfahrens gegenüber diesem Modellparameter.

In der Literatur wird auch ein Anreicherungsverfahren vorgeschlagen, das auf Kaonen mit hohem  $(p, p_{\perp})$  basiert: Auch hier wird angenommen, daß vorwiegend B- Hadronen Quellen solcher Kaonen sind. Nach Monte- Carlo- Studien ist die erreichbare Anreicherung allerdings klein: Für hadronische Zerfälle der B- Hadronen und bei dem höheren Untergrund durch Kaonen anderer Quellen reicht der Q- Wert des B- Zerfalls offenbar zu einer wirksamen Anreicherung nicht aus.

Mit topologischen Anreicherungsverfahren sind solche gemeint, bei denen die gegenüber Ereignissen mit leichten primären Quarks andersartige Struktur von b- Ereignissen im Impulsraum der Teilchen verwendet wird. Auch hier ist der hohe mittlere Q- Wert und die Multiplizität der B- Zerfälle zusammen mit der harten b- Quark- Fragmentation ausschlaggebend für die Ereignistopologie. Die entsprechenden ein Ereignis charakterisierenden Variablen sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt.

Sie stammen aus Messungen des DELCO- Experimentes bei  $W = 29\text{GeV}$ [121]. b- Ereignisse wurden in einer Hemisphäre mit dem Leptonen- Verfahren nachgewiesen. Die jeweils andere Hemisphäre der Ereignisse wurde dann als "typischer" (unbiased) b- Jet betrachtet. b- Jets haben im Vergleich zu durchschnittlichen Jets aller hadronischer Ereignisse eine höhere mittlere Multiplizität  $\langle n_{ch} \rangle$  geladener Teilchen und einen niedrigeren mittleren Bruchteil  $\langle x_p \rangle$  der Teilchenimpulse an der

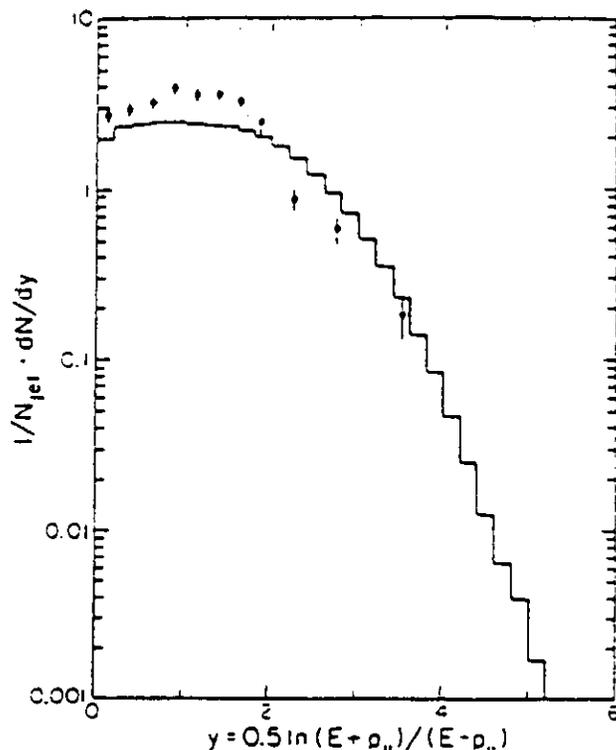


Abbildung 4.3: Rapidityverteilung in b-Jets aus Messungen bei  $W = 29\text{GeV}$ : Das Histogramm zeigt die Verteilung aus Spuren aller hadronischen Ereignisse. Die Punkte mit Fehlerbalken entsprechen der Messung der b-Jets

Strahlenergie verbunden mit einer niedrigeren mittleren Rapidity ( $y$ ). Ferner ist das  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  der Teilchen in b-Jets größer. In den Variablen  $\langle S \rangle$  für die Sphärizität und  $(1 - \langle T \rangle)$  für den "Thrust" des Ereignisses wird dies noch deutlicher. Eine mögliche Anreicherung nach diesen Variablen ist in der Tabelle 4.1 aufgeführt: Die Verstärkung ist bei recht hoher Effizienz vergleichsweise klein. Nach qualitativen Abschätzungen ist zu erwarten, daß bei höheren Schwerpunktsenergien  $W$  diese Unterschiede (relativ) geringer werden. Hier spielt der höhere Anteil von Ereignissen mit Gluon-Jets, höhere Teilchenmultiplizitäten in den Jets und deren Streuungen sowie der kleinere relative Anteil der B-Masse an der Jet-Energie eine Rolle.

Figur 4.3 zeigt an Hand der DELCO-Messungen die Rapidityverteilung für die Spuren aller hadronischen Ereignisse im Vergleich mit denen der b-Jets. Deutlich zu erkennen ist eine Überhöhung in der Verteilung bei  $y \approx 1.5$  bei den Spuren der b-Jets. Dieses Verhalten kann in Monte-Carlo-Simulationen reproduziert werden (Fig.4.4). Die Überhöhung stammt von den Teilchen aus den B-Zerfällen. Würden die B-Hadronen in Ruhe zerfallen, so hätte die Rapidityverteilung bei  $Y = 0$  ein Maximum. Da die B-Hadronen aber mit einem hohen Impuls parallel zur Jetachse erzeugt werden, ergibt sich aus der Lorentztransformation der Teilchenimpulse ein additiver Beitrag zur ihrer Rapidity. Für  $\Delta y \approx 1.5$  entspricht dies einem mittleren  $\gamma$  von  $\approx 2.3$  oder  $x \approx 0.8$  für die B-Hadronen.

Hierauf beruht die von TASSO publizierte Methode des "boosted sphericity product" zur B-Anreicherung[101]. Figur 4.5 zeigt das Prinzip: In einem hadronischen Ereignis werden nur die Spuren betrachtet, die in einem Kegel mit einem Öffnungswinkel von  $41^\circ$  um die Sphärizitätsachse liegen. In diesen Kegeln liegen vorwiegend die Teilchen aus den beiden Quarkjets, während Teilchen aus der Fragmentation energiereicher Gluonen diese Schnitte weitgehend verfehlen. Die Teilchenimpulse werden anschließend in jedem Jet in das Bezugssystem eines hypothetischen Teilchens transformiert, das sich mit einer Geschwindigkeit entsprechend einem Lorentz-Faktor von  $\gamma = 1.4$  in Richtung der

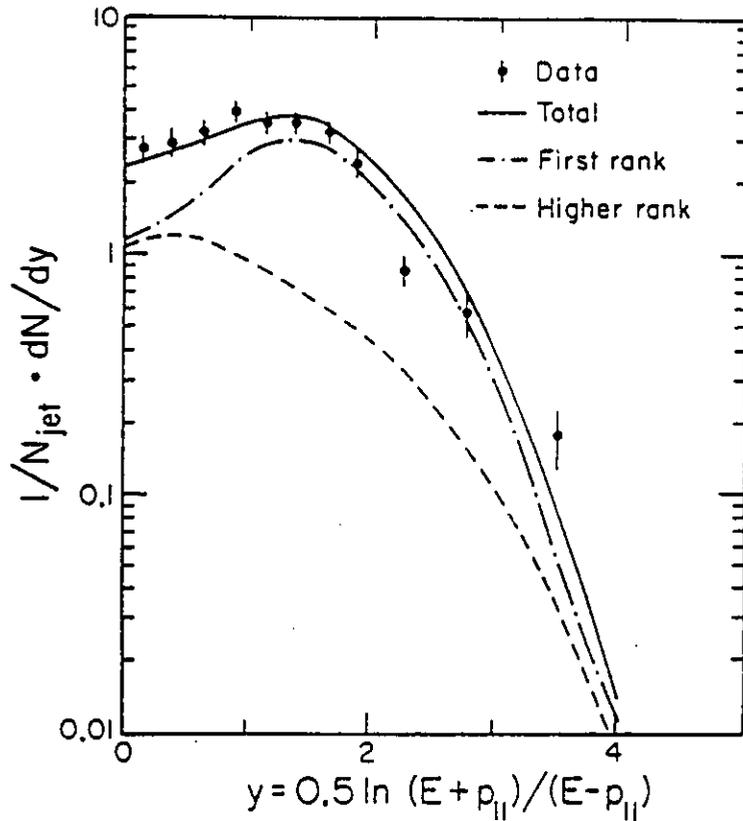


Abbildung 4.4: Rapiditätsverteilung von Spuren aus b- Jets bei  $W = 29\text{GeV}$ : DELCO- Daten (Punkte) im Vergleich mit Monte- Carlo- Simulationen (Linien). "First rank" sind die Teilchen aus den B- Zerfällen, "higher rank" die weiteren Hadronen der Fragmentationskaskade

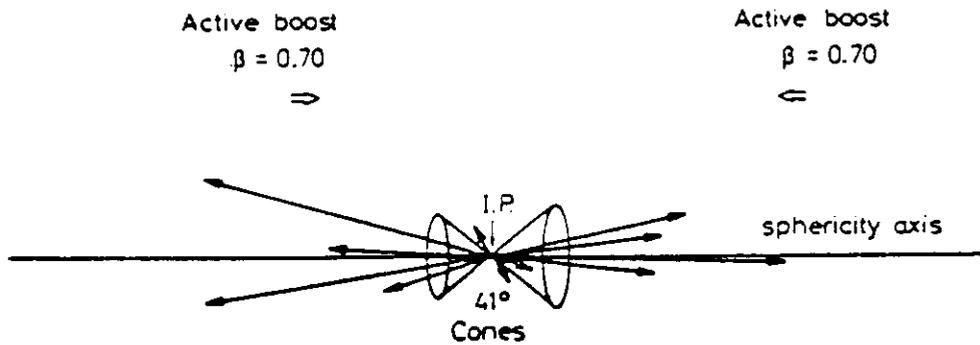


Abbildung 4.5: Prinzipskizze zum "boosted sphericity product"

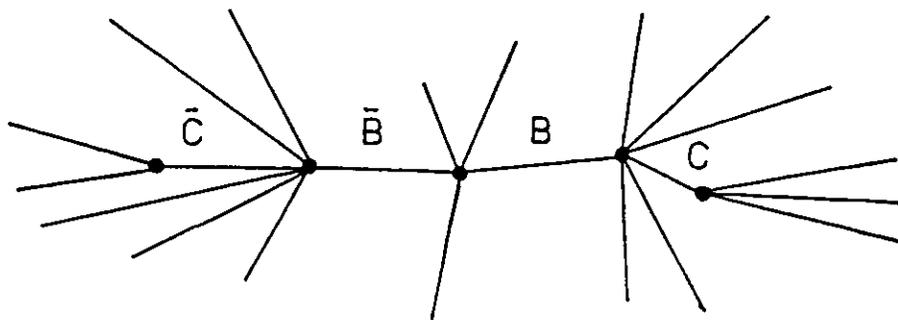
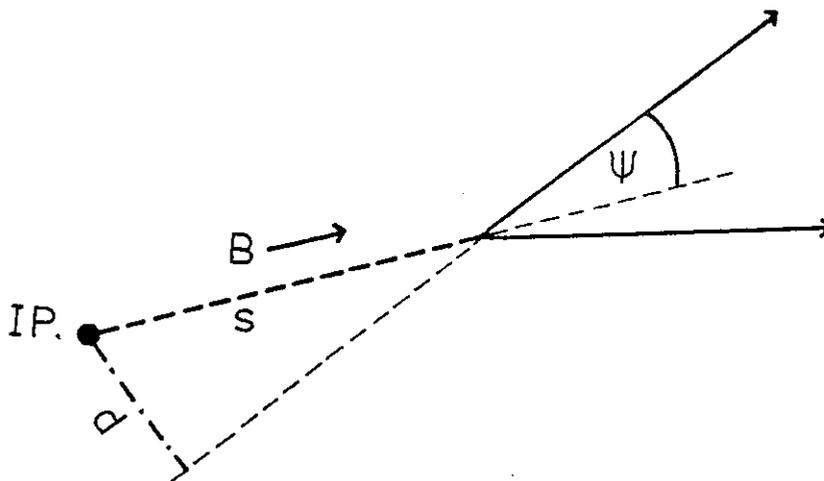


Abbildung 4.6: Die 5 Vertizes eines b- Ereignisses (Skizze)

durch die Sphärizitätsachse approximierten Jetachse bewegt. In diesem Bezugssystem wird für die Jets 1 und 2 die jeweilige Sphärizität  $S_1$  und  $S_2$  berechnet. Diese ist für b- Jets höher als für andere Jets, da der B- Hadron- Zerfall in einem mit dem Hadron mitbewegten Bezugssystem annähernd sphärisch ist und die Teilchen aus dem B- Zerfall im Mittel über die Hälfte der Teilchen des Jets ausmachen. Die Transformation wurde so gewählt, daß die Trennung der b- Jets von den Jets anderer primärer Quarks optimal ist. Da b- Jets in einem Ereignis immer paarweise auftreten, wird zur Anreicherung von b- Ereignissen die Größe  $S_1 \times S_2$  verwendet. Bei  $\gamma = 1.4$  und einer Schwerpunktsenergie von  $34.5 \text{ GeV}$  erfüllen 11% der Ereignisse die Bedingung  $S_1 \times S_2 > 0.1$ . Das so ausgewählte Ensemble besteht zu je einem Drittel aus Ereignissen mit primären b, c und (u, d, s)- Quarks. Mit einer Effizienz von 33% und einer Verstärkung von 3.7 ist dieses Verfahren typisch für topologische Anreicherungsverfahren. Allerdings ist auch bei diesem Verfahren der Anteil von b- Ereignissen in dem ausgewählten Ensemble stark abhängig vom Fragmentationsverhalten der schweren Quarks. Unter Voraussetzung der Fragmentationsfunktion nach Peterson et al.[36] mit  $\langle x_b \rangle = 0.77 \pm 0.05$  sind die 33% der b- Ereignisse in dieser Probe nur auf  $-5\%$  bzw.  $+4\%$  bekannt.

Weitere b- Anreicherungsverfahren beruhen auf Methoden zur Vertexrekonstruktion. Abgesehen von Zerfällen der "langlebigen", noch im Innendetektor bzw. im Strahlrohr zerfallenden Teilchen  $K^0$  und  $\Lambda$  besitzen Ereignisse der leichten primären Quarks u, d und s nur den primären Vertex der  $c^+c^-$ - Vernichtung. Ereignisse mit primärem Charm besitzen außerdem die beiden Vertizes des c- und  $\bar{c}$ - Zerfalls. b- Ereignisse haben mit den beiden zusätzlichen b- und  $\bar{b}$ - Zerfällen insgesamt 5 Vertizes (Fig.4.6). Sind die Flugwege der Teilchen bis zum Zerfall im Vergleich zur Auflösung des Detektors lang genug, dann können die Vertizes gezählt und die Art des primären Quarks bestimmt werden. Wegen zusätzlichen Spuren aus  $\gamma$ - Konversionen,  $K^0$ - und  $\Lambda$ - Zerfällen sowie wegen der hohen Multiplizität der Spurschnittpunkte in einem zweidimensional rekonstruierten Ereignis (dreidimensionale Rekonstruktion mit hoher Genauigkeit ist mit Driftkammern nur schwer zu erreichen) und wegen der neutralen Zerfallsprodukte, die in einem Zerfallsvertex oft nur eine oder keine geladene Spur übrig lassen, ist diese Methode nur auf statistischer Basis anwendbar und in ihrer Wirksamkeit von der Lebensdauer der zu untersuchenden Teilchen abhängig. Sie ist daher bei der Messung von  $\tau_B$  nicht anwendbar. Für andere Messungen an B- Hadronen können in Kombination mit topologischen Schnitten, z.B. auf die invariante Masse der angenommenen Vertizes, eine der Leptonauswahl vergleichbare Verstärkung und Effizienz zur Anreicherung erreicht werden.



37631

Abbildung 4.7: Der Zusammenhang des Impakt- Parameters einer Spur mit der Zerfallslänge des Mutterteilchens

#### 4.2.2 Die Messung der Zerfallslängen

Die bei B- Lebensdauermessungen am häufigsten verwendete Meßgröße ist der Impakt- Parameter der Spuren. Zur Definition dieser Größe und ihres Vorzeichens sei auf Figur 3.12f verwiesen. Der Zusammenhang des Impakt- Parameters einer Spur mit der Lebensdauer des Teilchens, aus dessen Zerfall diese Spur stammt, soll an Hand von Fig.4.7 erläutert werden[122]. Zunächst sei bei dieser Figur an eine Darstellung im 3-dimensionalen Raum gedacht. Für die vom B- Hadron zurückgelegte Distanz s gilt:

$$s = \gamma\beta c\tau_B, \quad s = \delta / \sin \Psi \quad (4.3)$$

Dabei ist  $\delta$  der 3-dimensionale Impakt- Parameter der Spur. Unter der Annahme eines in seinem Schwerpunktsystem isotropen B- Zerfalls und in der Näherung masseloser Zerfallsprodukte gilt:

$$\langle \sin \Psi \rangle = \frac{\pi}{2\beta^2\gamma} (1 - 1/\gamma) \quad (4.4)$$

Damit ergibt sich folgender Zusammenhang für den Mittelwert der individuellen Lebensdauern der untersuchten B- Hadronen und dem mittleren  $\delta$ :

$$\langle \tau_B \rangle = \frac{2}{\pi} \frac{1}{c} \frac{\beta}{1 - 1/\gamma} \langle \delta \rangle \quad (4.5)$$

$\langle \delta \rangle$  ergibt sich aus  $\langle \delta_0 \rangle$ , dem Mittelwert des Impakt- Parameters der  $(\tau, \phi)$ - Ebene durch Mittelung über die Polarwinkelverteilung der Spuren. Der Zusammenhang zwischen  $\langle \tau_B \rangle$  und  $\langle \delta \rangle$  ist für große  $\gamma$  schwächer als linear von diesem der Härte der Fragmentation proportionalen Parameter abhängig (bei  $\gamma = 3 \pm 0.3$  ist  $c \langle \tau_B \rangle / \langle \delta \rangle = 1.11 \pm 0.04$ ). Da bei tatsächlichen B- Zerfällen die für diese Ableitung gemachten Voraussetzungen, insbesondere die der masselosen Zerfallsprodukte, nicht hinreichend gut erfüllt sind, kann dieser hier aufgestellte Zusammenhang allerdings nur für qualitative Abschätzungen verwendet werden. Für eine genaue Lebensdauermessung sind Monte- Carlo- Simulationen notwendig.

Apparative Fehler bei der Messung von  $\delta_0$  sind neben dem Fehler der Spurmessung auch der Fehler in der Bestimmung der Lage des Wechselwirkungspunktes. Dieser kann entweder als Zentrum des Strahlflecks angenommen werden (z.B. TASSO[101]), oder er wird als mittlerer Vertex aller Spuren des Ereignisses bestimmt (z.B. MAC[123]).

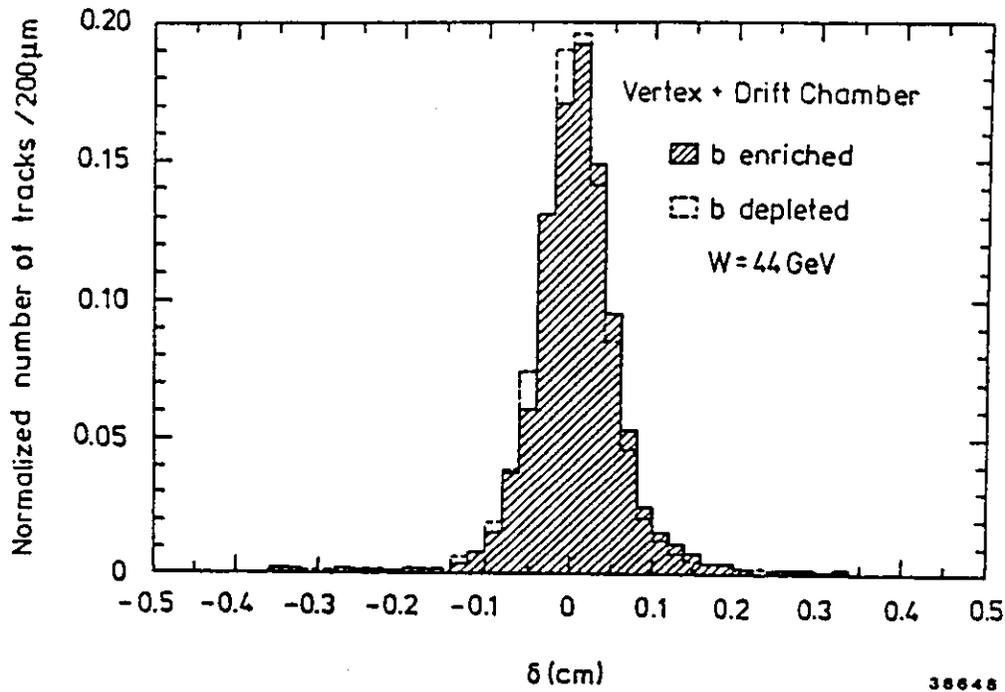


Abbildung 4.8: TASSO: gemessene Impact- Parameter Verteilungen für ein b- angereicherstes (schraffiert) und ein b- abgereichertes (gestrichelt) Ensemble. Aus [124]

Bei der Auswahl der betrachteten Spuren gibt es ebenfalls 2 Methoden: Falls das Ereignisensemble über die Auswahl von Leptonen mit hohem  $p_{\perp}$  bestimmt wurde, werden häufig die Impact- Parameter dieser Leptonen betrachtet, da diese mit der aus dem Anreicherungsverfahren bekannten Wahrscheinlichkeit von einem zerfallenen B stammen. Das experimentell bestimmte  $\langle \delta_0 \rangle$  der Leptonen wird mit dem aus Simulationsrechnungen zu verschiedenen  $\tau_B$  bestimmten  $\langle \delta_0 \rangle_{MC}$  verglichen. Dabei muß auf Beiträge aus der Lebensdauer der in der Leptonprobe vorhandenen Untergrundanteile geachtet werden. Auch muß die Reproduktion des Impulsspektrums der Leptonen aus den B- Zerfällen korrekt sein, da dieses über die Zerfallswinkel  $\Psi$  in die Interpretation von  $\delta$  als Zerfallslänge eingeht.

Eine andere, bei TASSO angewandte Möglichkeit ist die Verwendung der Impactparameter aller hinreichend gut vermessener Spuren zur Bestimmung von  $\langle \delta_0 \rangle$ . Durch den im Vergleich zum zu messenden Impact- Parameter großen Fehler der Spuren sind auch mehrere zum gleichen B- Zerfall gehörende Spuren weitgehend unabhängig, so daß solche Mehrfachzählungen erlaubt sind. Neben den Spuren aus zerfallenden B- Hadronen tragen in einem b- Ereignis auch noch Spuren weiterer Teilchen zum mittleren Impact- Parameter bei, die direkt oder indirekt aus Teilchen der weiteren Fragmentationskaskade stammen.  $\langle \delta_0 \rangle$  ist damit, abhängig von der Anreicherung, nur etwa zur Hälfte von  $\tau_B$  bestimmt. Es ist daher auch bei dieser Methode wichtig, die relativen Anteile und Lebensdauern der Untergrundquellen zu kennen, um ihren Beitrag von  $\langle \delta_0 \rangle$  abziehen zu können.

In der TASSO Analyse, die hier ausführlicher besprochen werden soll [101,124], wurden aus 3964 mit Vertexdetektor- Information gewonnenen hadronischen Ereignissen solche ausgewählt, deren Sphärizitätsachse einen Winkel  $\theta$  zur Strahlachse mit  $|\cos \theta| < 0.7$  besitzt und zu deren Experimentlauf (run) die Position des Strahlflecks bestimmt werden konnte. Mit dem Schnitt auf die Richtung der Sphärizitätsachse werden solche Ereignisse ausgewählt, bei denen wenige Spuren in Vorwärtsrichtung des Detektors verlaufen, wo sie nicht oder nur schlecht rekonstruiert werden können. Aus den verbleibenden 2935 Ereignissen werden dreidimensional rekonstruierte Spuren nach folgenden Kriterien ausgewählt:

- $|z_0| < 3cm$

- $\chi^2_{(r, \phi)}/N_f < 5$  ,  $\chi^2_Z/N_f < 2$
- wenigstens 5 zugeordnete Treffer im Vertexdetektor
- $|p| > 1\text{GeV}/c$

10042 Spuren erfüllen diese Bedingungen. Mit der Methode des "boosted sphericity product" wurde ein b- angereichertes Ensemble aus 406 Ereignissen ( $S_1 \times S_2 > 0.1$ , Zusammensetzung: 32% b, 35% c und 33% (u, d, s) ) und ein b- abgereichertes Ensemble aus 1664 Ereignissen ( $S_1 \times S_2 < 0.04$ , Zusammensetzung: 6% b, 37% c und 57% (u, d, s) ) bestimmt. Die Impakt- Parameter Verteilung der Spuren beider Ensembles ist, normiert auf gleiche Zahl der Spuren, in Fig.4.8 dargestellt. Es ist ein deutlicher Überhang von Spuren mit positivem  $\delta$  in der Verteilung des angereicherten Ensembles zu erkennen. Die Mittelwerte beider Verteilungen sind  $91 \pm 17\mu m$  und  $38 \pm 8\mu m$ . Zur Bestimmung der B- Lebensdauer wurden mit Monte- Carlo- Methoden hadronische Ereignisse mit verschiedenen B- Lebensdauern simuliert und der gleichen Spurrekonstruktion und Analyse unterzogen. Aus einem Vergleich von  $\langle \delta_0 \rangle$  der Daten und der simulierten Ereignisse ergibt sich  $\tau_B = 1.36 \pm 0.42ps$ . Kombiniert mit der Auswertung früherer Daten mit hoher Statistik, die allerdings ohne den Vertexdetektor genommen wurden, ist:

$$\tau_B = (1.57 \pm 0.32_{stat.} \begin{matrix} +0.37 \\ -0.32 \\ \text{sys.} \end{matrix})ps$$

Den größten Anteil am systematischen Fehler hat das Anreicherungsverfahren mit einer Unsicherheit von +4% (-5%) bei einem b- Anteil von 32% im angereicherten Ensemble. Für  $\langle \tau_B \rangle$  ist dies ein Fehler von +0.25 (-0.20) ps. Der Einfluß des Fehlers in der Modellierung der b- Quark- Fragmentation und der B- Zerfälle auf die Interpretation von  $\langle \delta_0 \rangle$  als B- Lebensdauer bei einer als bekannt angenommenen Zusammensetzung des Ensembles beträgt nochmals  $\pm 0.15ps$ . Der Beitrag aus der Modellierung der Charm- Zerfälle beträgt  $\pm 0.1ps$ . Der verbleibende Anteil von  $\pm 0.2ps$  am systematischen Fehler ergibt sich aus möglichen instrumentellen Fehlern bei der Messung von  $\delta_0$ .

Statt  $\langle \delta_0 \rangle$  mit dem gleichen Parameter aus Simulationsrechnungen zu vergleichen, wird bei einigen der veröffentlichten Messungen auch die Form der  $\delta_0$ - Verteilungen nach einer Maximum- Likelihood- Methode im Vergleich mit simulierten Verteilungen berücksichtigt. Einem möglichen Gewinn an statistischer Genauigkeit steht dabei allerdings das Risiko eines falschen Ergebnisses aus einer fehlerhaften Beurteilung der Detektoraufösung gegenüber. Vom ersten Moment der  $\delta_0$ - Verteilung wird hingegen erwartet, daß es sich bei einem in  $\delta_0$  symmetrischen Einfluß, wie ihn ein solcher Fehler darstellt, robust verhält.

Ein anderes, der im nächsten Kapitel vorgestellten Dipolmethode verwandtes Verfahren zur B- Lebensdauerermessung beruht auf der jetweisen Berechnung von Vertizes: Für einen Jet wird aus allen Spuren, die physikalische Randbedingungen und technische Qualitätsschnitte erfüllen, der wahrscheinlichste gemeinsame Vertex und der wahrscheinlichste Abstand vom Strahlfleck bestimmt. Dieser Jetvertex enthält Spuren aus dem primären Vertex und den sekundären b- und c- Zerfallsvertizes. Die Spuren aus den Zerfallsvertizes enthalten dabei die Information über die B- Lebensdauer. Unter allen Spuren im Jet beträgt ihr Anteil ca.50%. Durch geeignete Auswahl kann dieser noch vergrößert werden.

Eine solche Methode wurde auch beim TASSO- Experiment angewendet[125]. Sie soll im folgenden ausführlicher dargestellt werden: Zunächst werden Ereignisse mit Vertexdetektor- Information und (auf run- Basis) bekannten Koordinaten des Strahlflecks ausgewählt. Um möglichst wenig Spuren eines Ereignisses im Vorwärtsrichtung des Detektors zu verlieren, wird zusätzlich verlangt, daß für den Winkel  $\theta$  der Sphärizitätsachse mit der Strahlachse gilt:  $|\cos \theta_s| < 0.6$ . Die folgende Analyse basiert damit auf 4978 Ereignissen. Eine explizite Anreicherung von b- Ereignissen wurde nicht angewendet. Die in diesen Ereignissen verwendeten Spuren müssen folgende Anforderungen erfüllen:

- $|z_0| < 3cm$

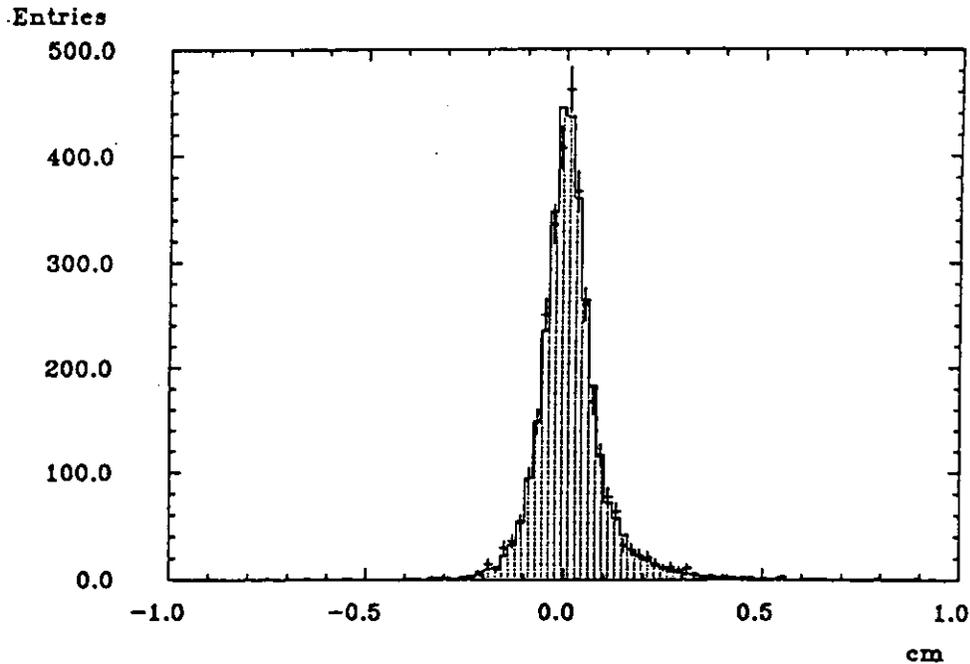


Abbildung 4.9: TASSO: Zerfallslängenverteilung der Jetvertizes: Daten als Punkte mit Fehlerbalken, Monte- Carlo- Simulation für die Anpassung mit dem kleinsten  $\chi^2$  als durchgezogene Linie und schraffiert

- $\chi^2((r, \phi)) < 5$  ,  $\chi^2(z) < 2$
- wenigstens 5 zugeordnete Treffer im Vertexdetektor
- $|p| > 0.6 \text{ GeV}/c$

Im Mittel genügen 5 Spuren pro Ereignis diesen Bedingungen. Diese Spuren werden den 2 durch die Richtung der Sphärizitätsachse definierten Jets zugeordnet. Für jeden Jet wird für alle Kombinationen von je 3 Spuren, die nicht alle die gleiche Ladung besitzen, der Vertex in der  $(r, \phi)$ - Ebene bestimmt. Das Programm zur Vertex- Anpassung[110] erlaubt dabei für jede Spur Vielfachstreuung zwischen den Kamern und die Löschung von bis zu einem Treffer pro Spur. Unter allen für einen Jet bestimmten Vertizes wird derjenige ausgewählt, für den der Anstieg im  $\chi^2$  der Vertexanpassung gegenüber der Summe der  $\chi^2$  der einzelnen Spuranpassungen am kleinsten ist. Außerdem wird verlangt, daß der Anstieg  $\Delta\chi^2$  pro Freiheitsgrad der Vertex- Anpassung kleiner als 5.0 ist. Die Auswahl von 3 Spuren pro Jetvertex unterdrückt einerseits Untergrund aus  $K^0$ - und  $\Lambda$ - Zerfällen, die selten in mehr als 2 geladene Teilchen zerfallen. Andererseits besteht eine hohe Chance, daß die 3 ausgewählten Spuren bei einem b- Jet tatsächlich aus den sekundären Vertizes des Kaskadenzerfalls stammen, da diese dicht beieinander liegen und unter den ausgewählten Spuren zusammen den überwiegenden Teil der Multiplizität ausmachen.

Zwischen dem Jetvertex mit seiner Fehlerellipse und dem Strahlfleck wird mit der Sphärizitätsachse als angenommenen Flugrichtung die wahrscheinlichste zweidimensionale Zerfallslänge  $l_{2D}$  bestimmt. Sie muß dem Betrag nach kleiner als  $1 \text{ cm}$  und ihr Fehler kleiner als  $0.1 \text{ cm}$  sein. Außerdem muß für diese Anpassung gelten:  $\chi^2 < 5.0$ . Fig.4.9 zeigt ein Histogramm für die Verteilung der Zerfallslängen von 3106 konstruierten Vertizes. Dabei ist  $\langle l_{2D} \rangle = 141 \pm 16 \mu\text{m}$ .

Zur Bestimmung der B- Lebensdauer wurden simulierte hadronische Ereignisse der gleichen Analyse einschließlich der Spurrekonstruktion unterzogen wie die Daten. Es wurde ein Ensemble von  $\approx 40000$  Monte- Carlo- Ereignissen bei einer Strahlenergie von  $21.8 \text{ GeV}$  und  $\tau_B = 1.0 \text{ ps}$  erzeugt. Aus diesem Ensemble werden durch unterschiedliche Gewichtung der b- Jets in Abhängigkeit von der

tatsächlichen Lebensdauer des in ihnen enthaltenen B- Hadrons  $l_{2D}$ - Verteilungen als Histogramme für  $0.2 < \tau_B < 2.0ps$  simuliert. Normiert auf die gleiche Zahl an Vertizes werden die Histogramme der Daten und der simulierten Ereignisse für verschiedene  $\tau_B$  in jedem Intervall miteinander verglichen und das  $\chi^2$  als Summe der auf den Fehler der Einträge normierten Abstandsquadrate bestimmt. Das  $\tau_B$  in dem Monte- Carlo- Ensemble, für das  $\chi^2$  minimal ist, beträgt  $1.31ps$ . Aus der Variation um das Minimum ergibt sich der statistische Fehler der Messung. Es ist  $\tau_B = 1.31 + 0.33 (-0.26) ps$  In Fig.4.9 ist das entsprechende Histogramm aus den Monte- Carlo- Ereignissen unterlegt. Eine Korrektur der Strahlenergie von  $21.8GeV$  in den Monte- Carlo- Ereignissen auf die mittlere Energie von  $20.9GeV$  in den Daten und eine Anpassung an neuere Meßwerte der  $D^+$ - und  $F^+$ - Lebensdauern, die von den ursprünglich in der Simulation verwendeten Werten abweichen, ergibt den Meßwert von  $\tau_B = 1.50 + 0.37 (-0.29) ps$

Da diese Vertexmethode zunächst Zerfallslängen mißt, ist sie im stärkeren Maße als die Impakt-Parameter- Methode von der Variation in der Fragmentationsfunktion betroffen. Mit  $\langle z_B \rangle = 0.79 \pm 0.03$  ergibt sich ein systematischer Fehler von  $\pm 0.14ps$  für  $\tau_B$ , mit  $\langle x_C \rangle = 0.57 \pm 0.04$  ein zusätzlicher Fehler von  $\pm 0.06ps$ . Eine weitere Quelle systematischer Fehler ist die angenommene Auflösung des Vertexdetektors. Eine andere Wahl dieses Parameters führt über andere  $\chi^2$ - Werte in der Spur- und Vertexrekonstruktion zu einer veränderten Wirksamkeit der Schnitte. Für eine Variation von 20% wird ein Fehler von  $\pm 0.15ps$  angesetzt. Ein weiterer wichtiger Beitrag zum systematischen Fehler von  $\pm 0.11ps$  kommt aus dem Fehler in der mittleren geladenen Zerfallsmultiplizität der B- Hadronen von  $5.5 \pm 0.16$ . Mit Berücksichtigung weiterer, kleiner Fehlerquellen lautet das Ergebnis:

$$\tau_B = (1.50 \begin{matrix} +0.37 \\ -0.28 \end{matrix} \begin{matrix} \\ \\ \end{matrix} \pm 0.28_{stat.})ps$$

# Kapitel 5

## Die Dipolmethode

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methode zur Messung der mittleren Lebensdauer von B- Hadronen soll in diesem Kapitel zunächst ausgehend von einfachen Annahmen über die Eigenschaften des Detektors und hadronischer Ereignisse mit primären b- Quarks entwickelt werden. Nach der detaillierten Darstellung der Analyse und der Bestimmung der Dipol- Zerfallslängen aus den TASSO- Daten wird deren Mittelwert durch einen Vergleich mit entsprechenden Werten aus simulierten Ereignissen in den Meßwert der mittleren B- Lebensdauer umgerechnet. Abschließend werden die systematischen Fehler dieser Messung bestimmt.

### 5.1 Motivation der Methode

Die Impakt- Parameter- Auflösung des TASSO- Detektors mit seinem Vertexdetektor beträgt, abhängig vom Impuls der betrachteten Teilchen,  $\approx 200\mu\text{m}$  (vergl. Fig.3.11). Bei einer B- Lebensdauer von  $\approx 1\text{ps}$  und einem Lorentzfaktor  $\gamma$  von  $\approx 3$  beträgt die Zerfallslänge  $l$  der B- Hadronen  $\approx 1\text{mm}$ . Bei einem typischen Winkel der Spuren aus dem B- Zerfall von  $\approx 0.2\text{rad}$  gegen die Flugrichtung des B- Hadrons beträgt die Spurauflösung, projiziert auf die Flugrichtung, ebenfalls  $\approx 1\text{mm}$ . Das Auflösungsvermögen  $\sigma$  der Meßapparatur ist also ebenso groß wie die zu messende Größe  $l$ . In Analogie zur Optik, z.B. zur Mikroskopie, befindet man sich damit im Grenzbereich zwischen abbildenden Verfahren ( $\sigma \ll l$ ) und statistischen, die Streuung von Licht ausnutzenden Verfahren ( $\sigma \gg l$ ). Der Fall ( $\sigma \approx l$ ) erlaubt dort aus einer Analyse von Beugungsbildern Rückschlüsse auf die Ausdehnung der beobachteten Objekte. Fig.5.1 zeigt die entsprechenden 3 Fälle bei der Messung von Zerfallslängen:

Ist die Auflösung  $\sigma$  deutlich schlechter als die typischen Zerfallslängen  $l$ , dann kann das b- Ereignis nicht in seiner Vertexstruktur rekonstruiert werden (Fall 1). Die Verteilung der geometrischen Meßgröße, z.B. des Impakt- Parameters  $\delta$ , ist vorwiegend von der Auflösung des Detektors bestimmt. Aus einer Verschiebung des Mittelwertes  $\langle\delta\rangle$  aus dem Nullpunkt muß die wahrscheinliche Lebensdauer  $\tau$  des oder der zu messenden schweren, schwach zerfallenden Hadronen abgeleitet werden.

Ist die Auflösung hingegen wesentlich kleiner als  $l$ , dann können alle 5 Vertizes eines b- Ereignisses "abgebildet", d.h. im Ort und in der Zuordnung der Spuren bestimmt werden (Fall 3). Die Zerfallslängen und ev. die Impulse der zerfallenen Hadronen lassen sich direkt messen. Die Zerfallslängenverteilung ist die mit der Geschwindigkeit  $\beta c$  und dem Lorentzfaktor  $\gamma$  transformierte exponentielle Funktion der Zerfallszeiten.

Für ( $\sigma \approx l$ ) können einzelne Vertizes nicht unterschieden werden. Die Spurauflösung reicht jedoch aus, die "Ausdehnung" eines Ereignisses zu messen: So kann überprüft werden, ob die "Quelle" der Spuren im Rahmen der Meßgenauigkeit punktförmig oder -etwa in der erwarteten Flugrichtung der B- Hadronen entlang der Sphärizitätsachse- gestreckt ist. Die Verteilung, die für ein solches Längenmaß  $\rho$  zu erwarten ist, ergibt sich aus einer Faltung der Verteilung der auf die entsprechende Richtung projizierten Zerfallslängen der Teilchen mit der Detektorauflösung. Ist die Auflösung gut genug, dann sollte die  $\rho$ - Verteilung einen zum Mittelwert asymmetrischen Anteil aus der exponen-

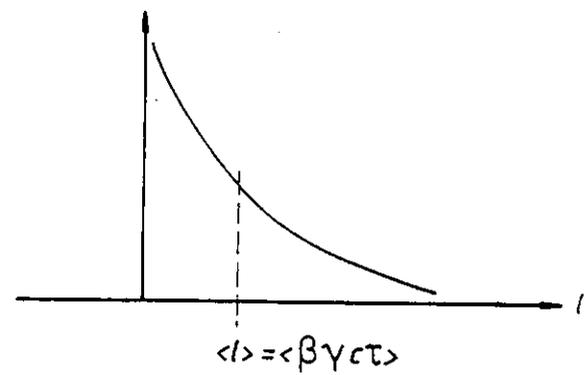
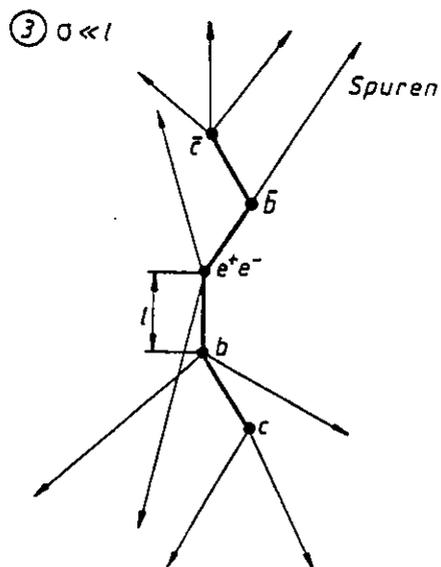
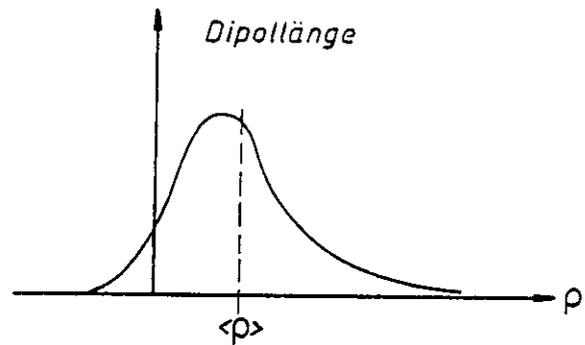
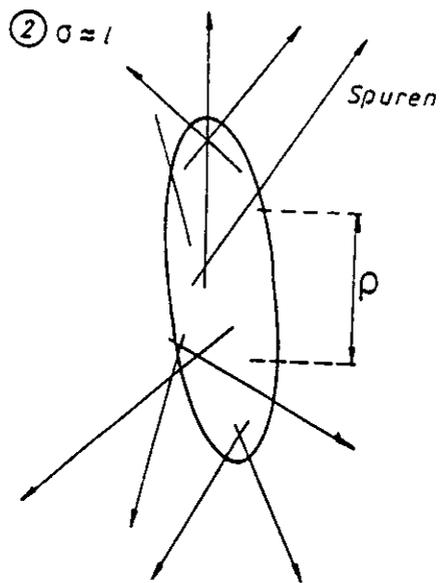
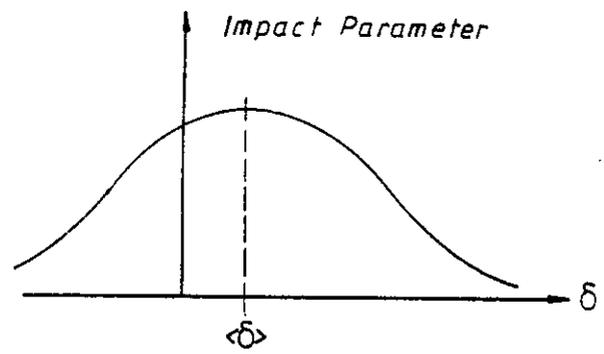
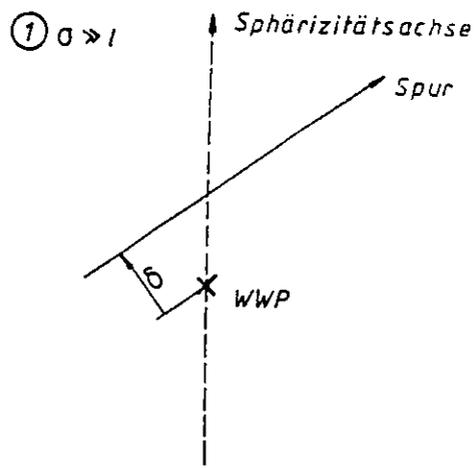


Abbildung 5.1: Verschiedene Verfahren zur Zerfallslängenmessung in Abhängigkeit vom Verhältnis der Meßgenauigkeit  $\sigma$  zur typischen Zerfallslänge  $l$

Hadron	Zerfälle	$\tau[10^{-13}s]$
$D^+$	1361	10.29 $\begin{smallmatrix} +0.54 \\ -0.43 \end{smallmatrix}$
$D^0$	1546	4.43 $\begin{smallmatrix} +0.19 \\ -0.17 \end{smallmatrix}$
$F^+$	170	3.85 $\begin{smallmatrix} +0.65 \\ -0.48 \end{smallmatrix}$
$\Lambda_c^+$	39	1.8 $\begin{smallmatrix} +0.4 \\ -0.3 \end{smallmatrix}$

Tabelle 5.1: Mittelwerte aus Messungen der Lebensdauer charmhaltiger Hadronen. Angegeben ist die Anzahl der bislang weltweit gemessenen Zerfälle und der Mittelwert der veröffentlichten Lebensdauern. Aus Ref.[24]

tiellen Zerfallslängenverteilung besitzen. Zwar muß zur Bestimmung der Lebensdauer der beteiligten Hadronen auch hier auf Simulationsrechnungen zurückgegriffen werden, jedoch ist dieses Verfahren im Gegensatz zur Impakt- Parameter- Methode am einzelnen Ereignis orientiert und kann so die durch die Herkunft aus dem gleichen Zerfall gegebene Korrelation von Spuren ausnutzen.

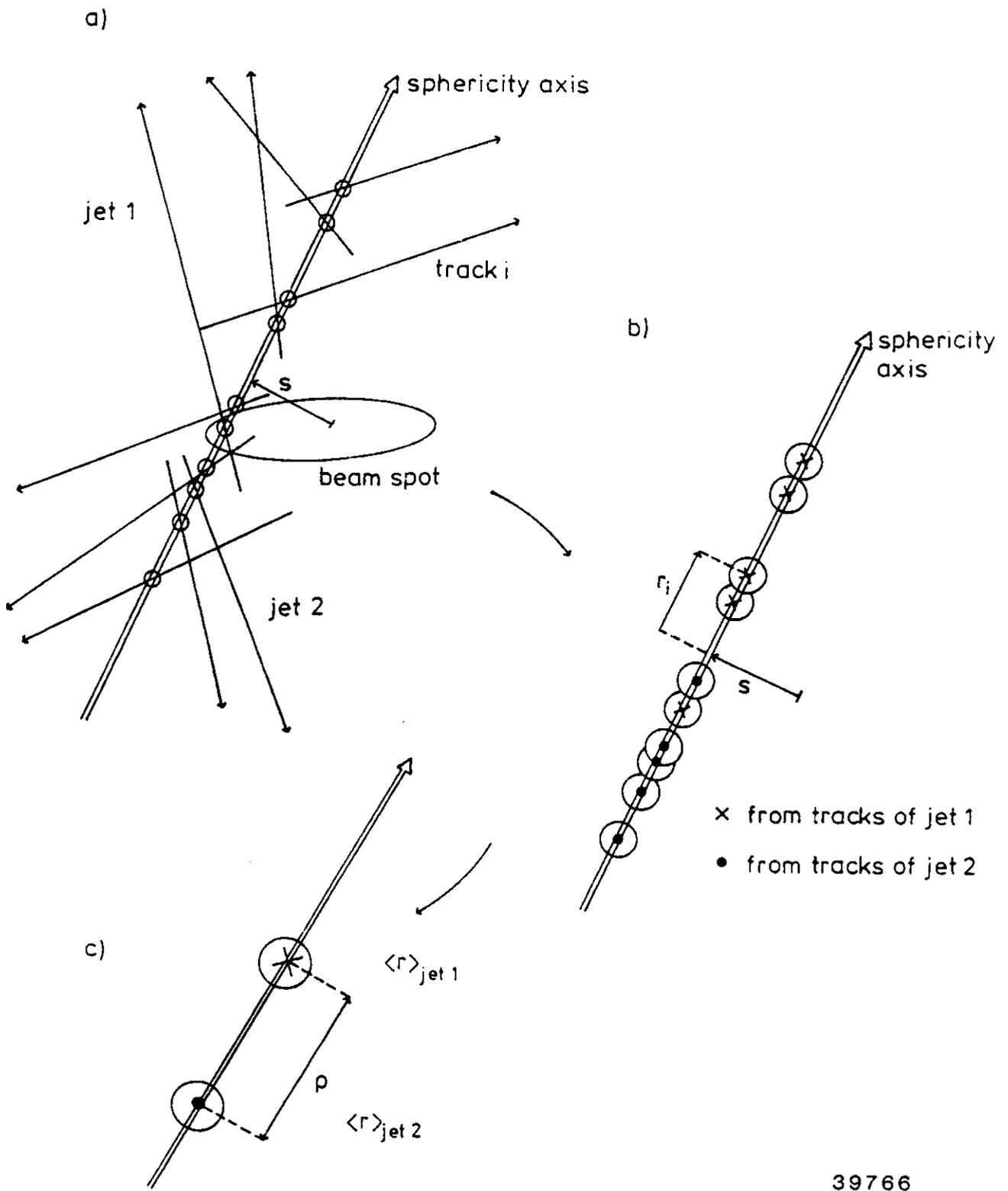
Folgende Eigenschaften von  $b$ - Quark- Ereignissen werden in der hier dargestellten Analyse ausgenutzt:

- B- Hadronen entstehen paarweise aus den primären  $b - \bar{b}$  Quarks.
- Die Fragmentation der  $b - \bar{b}$  Quarks ist hart. Sie tragen den Hauptteil der Jetenergie. Sofern im Ereignis keine harte Gluon- Abstrahlung vorkommt, bestimmen die B- Hadronen die Richtung der Sphärizitätsachse<sup>1</sup>. Auch die Zerfallsprodukte eines B- Hadrons bleiben überwiegend in der gleichen, durch diese Achse festgelegten Hemisphäre.
- Die Anzahl der geladenen Teilchen in den Sekundärvertizes des Bottom- und Charm- Hadronzerfalls stellt ca. 2/3 der Jetmultiplizität dar. Die zu erwartende Zerfallslänge der Charm- Hadronen aus B- Zerfällen ist wegen der kürzeren Lebensdauer dieser Teilchen (vergl. Tab.5.1) im Mittel kürzer als die der B- Hadronen.

Hiernach erscheint es sinnvoll, zu jedem der beiden Jets eines Ereignisses einen Vertex zu bestimmen und unter Ausnutzung der Sphärizitätsachse den Abstand beider Vertizes zu messen. Die Zuordnung der Teilchen zu den Jets kann z.B. durch das Vorzeichen des Skalarprodukts seines Impulsvektors mit der (orientierten) Sphärizitätsachse bestimmt werden (Hemisphären- Einteilung). Damit entfällt auch der bei anderen Methoden übliche Bezug auf das Zentrum und die Ausdehnung des Strahlflecks und damit eine mögliche Fehlerquelle bei der Abstandsmessung.

In Fig.5.2 sind die Konstruktion der beiden Vertizes und ihre Abstandsmessung skizziert: Alle Ortmessungen werden in der  $(r, \phi)$ -Ebene durchgeführt, da der Detektor nur in diesen Koordinaten eine ausreichende Ortsauflösung besitzt. Es werden zunächst die Schnittpunkte der Spuren mit der Sphärizitätsachse gebildet. Anschließend wird -für jeden Jet getrennt- der Mittelwert der Koordinaten dieser Punkte auf der Achse bestimmt. Der Abstand der beiden Mittelpunkte voneinander ist das Dipolmoment  $\rho$ , das in dieser Analyse gewählte Maß für die mittlere Zerfallslänge in einem Ereignis. Im Detail wird diese Analyse im folgenden Abschnitt vorgestellt.

<sup>1</sup>Bei  $E_B = 22 GeV$  beträgt die mittlere quadratische Abweichung zwischen der Sphärizitätsachse und der Flugrichtung des B- Hadrons  $\approx 7^\circ$ [125]



39766

Abbildung 5.2: Zur Konstruktion des Dipolmoments eines Ereignisses

## 5.2 Die Bestimmung des mittleren Dipolmoments $\langle \rho \rangle$ aus den Daten

Analysiert wurden 8924 hadronische Ereignisse, die in den Jahren 1983..1985 mit den TASSO- Detektor nach dem Einbau des Vertexdetektors gemessen wurden. Diese Ereignisse entsprechen einer integrierten Luminosität von  $47pb^{-1}$  bei Schwerpunktsenergien von  $35GeV < W < 46GeV$ , im Mittelwert der Ereignisse bei  $W = 42.0GeV$ . Die Datenselektion einschließlich der Auswahl der hadronischen Ereignisse wurde in Kap.3.4 beschrieben. Darüber hinaus müssen die Ereignisse 3 weitere Bedingungen erfüllen:

1. Sie müssen aus Run- Perioden stammen, in denen der Vertexdetektor ohne größere Fehler gearbeitet hat. Ferner müssen sie wenigstens 3 rekonstruierte Spuren mit wenigstens 4 Treffern in dieser Kammer besitzen.
2. Bei den verbleibenden 8159 Ereignissen wurde die Sphärizität  $S$  bestimmt. Um typische 3- Jet- Ereignisse mit harter Gluon- Bremsstrahlung zu unterdrücken[28] wurden Ereignisse mit  $S > 0.3$  ausgeschlossen.
3. Bei den akzeptierten 7169 Ereignissen wird für den Polarwinkel  $\theta_S$  der Sphärizitätsachse verlangt:  $\cos \theta_S < 0.7$ . Damit werden nur solche Ereignisse zugelassen, bei denen der Hauptteil der Teilchen in der Winkelakzeptanz des Innendetektors und der Spurrekonstruktion liegen.

5342 Ereignisse verbleiben nach diesen Schnitten. Zur Spurrekonstruktion wurde das FELIX- Programm verwendet. Wie in Kap.3.5 beschrieben wurde anschließend die Spuranpassung um einen zusätzlichen Knickwinkel zwischen den Kammern des Innendetektors erweitert, wobei zugleich bis zu 2 der Spur zugeordnete Treffer gelöscht werden können, falls ihr Beitrag zum  $\chi^2$  der Spuranpassung zu groß ist. Die so rekonstruierten Spuren müssen die folgenden Anforderungen an die Qualität der Rekonstruktion und physikalische Bedingungen erfüllen:

- Spurpaare, die mit einem im Detektor in ein  $e^+e^-$ - Paar konvertierten  $\gamma$  verträglich sind, werden ausgeschlossen. Die invariante Masse des angenommenen  $e^+e^-$ - Paares muß kleiner als  $80MeV/c^2$  sein und der Konversionsradius zwischen  $6cm$  und  $35cm$  liegen, um als konvertiertes  $\gamma$  anerkannt zu werden.
- Der Impuls der Spuren in der  $(r, \phi)$ - Ebenen muß größer als  $0.2GeV/c$  sein.
- Für die Rekonstruktion in  $(r, \phi)$  muß gelten:  $\chi^2_{(r, \phi)}/N_f < 3$ .
- Die Spur muß auch in  $z$  und  $\theta$  rekonstruiert sein mit  $\chi^2_z/N_f < 3$  und  $|z_0| < 5cm$ .
- Um bei der Bestimmung der Schnittpunkte schleifende Schnittwinkel zu vermeiden, muß der Winkel zwischen Spur und Sphärizitätsachse wenigstens  $20mrad$  betragen.

Um Untergrund aus  $K^0$ - und  $\Lambda$ - Zerfällen sowie Spuren von Teilchen, die aus Wechselwirkungen im Strahlrohr entstanden sind, zu unterdrücken, wird von den Spuren verlangt, daß sie mit einem Entstehungsort in der Umgebung des Strahlflecks vereinbar sind. Die Definition dieser Umgebung zeigt Fig.5.3. Die Sphärizitätsachse wird durch das Zentrum des Strahlflecks gelegt. Eine Spur wird akzeptiert, wenn entweder ihr Impakt- Parameter bezogen auf das Zentrum des Strahlflecks kleiner als  $3mm$  ist oder ihr Schnittpunkt mit der Sphärizitätsachse nicht weiter als  $9mm$  vom Zentrum entfernt liegt. Diese Schnitte entsprechen der erwarteten Richtung, Zerfallslänge und dem typischen Öffnungswinkel der Spuren aus B- Zerfällen. Sie sind hinsichtlich einer Abtrennung des Untergrundes bei möglichst hoher Akzeptanz an Spuren aus B- Zerfällen für Lebensdauern bis  $\tau_B \approx 3ps$  optimiert.

Fig.5.4 zeigt ein Histogramm der Zahl der akzeptierten Spuren pro Ereignis. Der Mittelwert dieser Verteilung beträgt 7.5. In Fig.5.5 ist die Zahl der zugeordneten Treffer im Vertexdetektor pro Spur

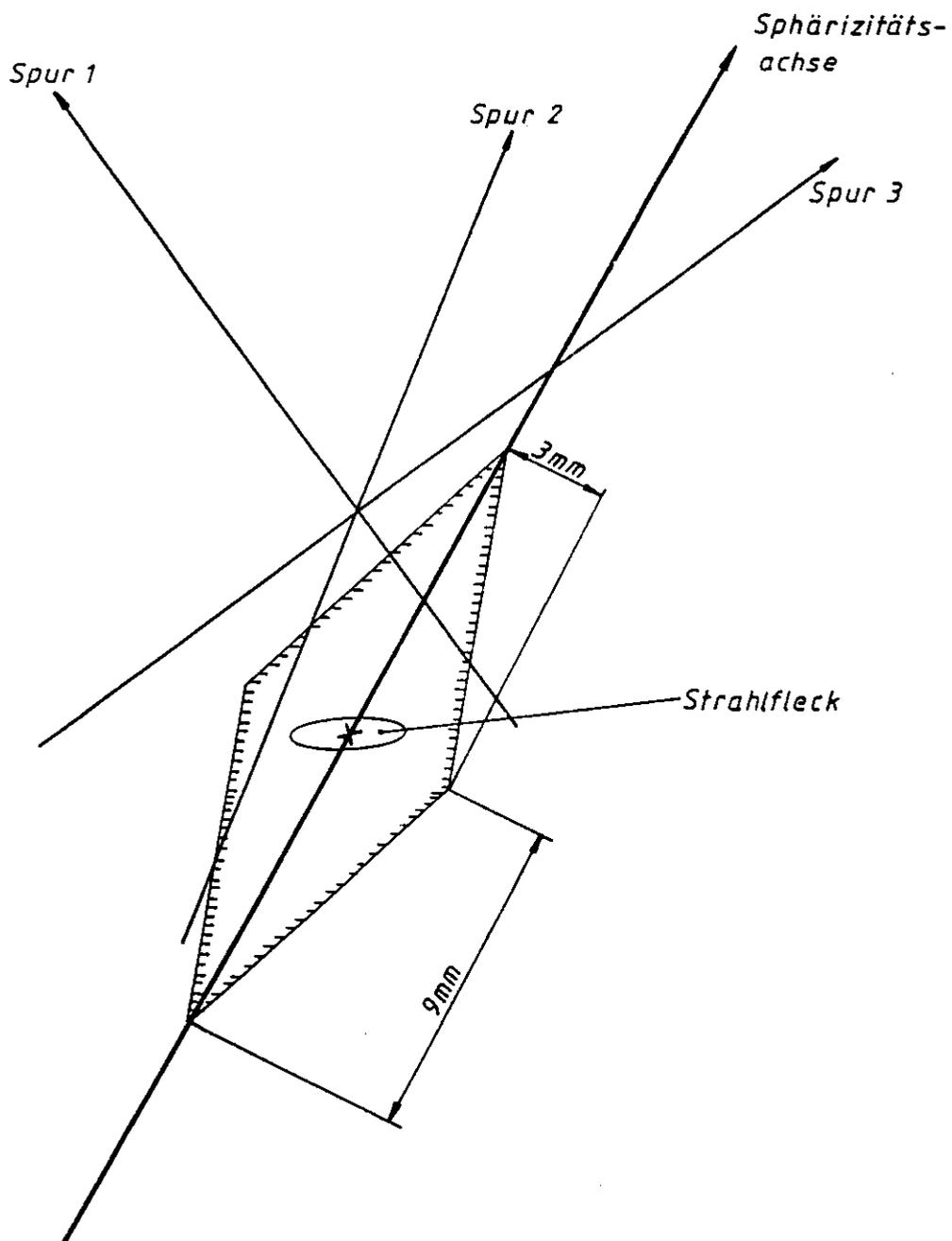


Abbildung 5.3: Zur Akzeptanz der Spuren durch den Geometrieschnitt für die Umgebung des Strahlflecks: Die Spuren 1 und 2 werden akzeptiert, Spur 3 wird zurückgewiesen

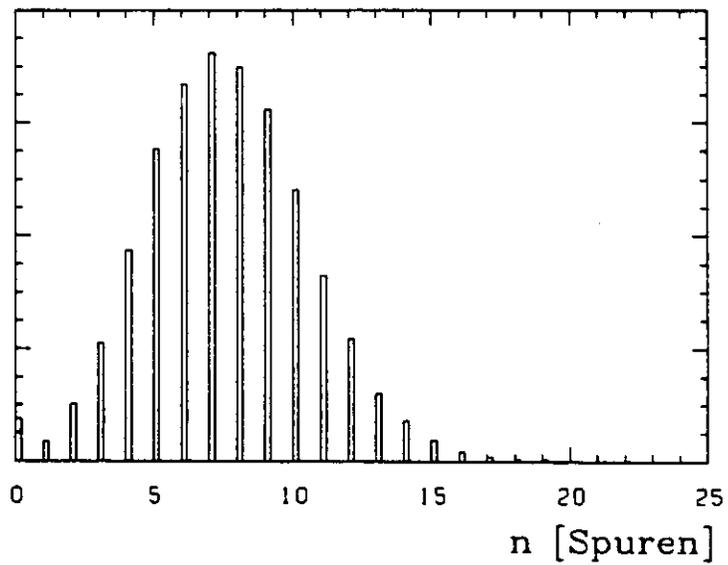


Abbildung 5.4: Histogramm zur Zahl  $n$  der akzeptierten Spuren pro Ereignis

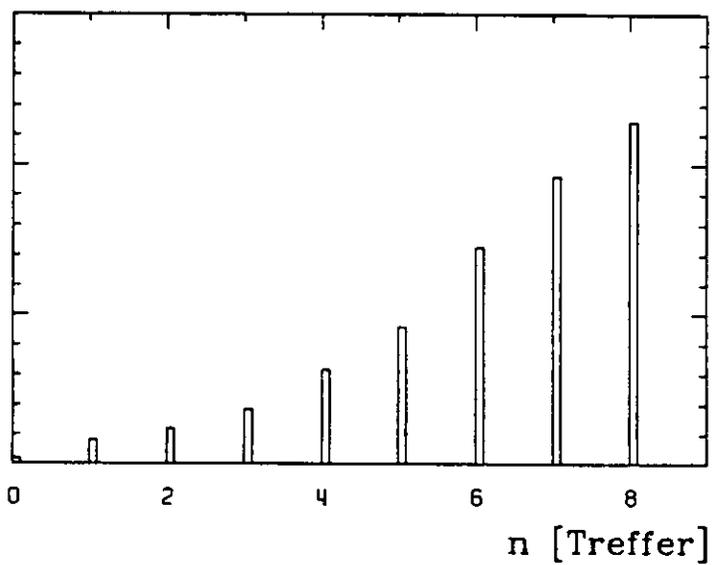


Abbildung 5.5: Histogramm zur Zahl  $n$  der akzeptierten Treffer im Vertexdetektor pro Spur

dargestellt. Mit 6.15 Treffern im Mittel ist die Qualität der Spurrekonstruktion in dieser Kammer hoch und der überwiegende Teil der Impakt- Parameter- Auflösung wird durch diese Treffer bestimmt.

Für die verbleibenden 5102 Ereignisse wird zur Konstruktion des Dipolmoments  $\rho$  als nächstes die Lage der Sphärizitätsachse (für die aus der Berechnung der Sphärizität zunächst nur die Richtung bekannt ist) neu bestimmt. Die Achse soll in ihrer neuen Position einen minimalen Abstand von den Vertizes des Ereignisses besitzen. Da diese Vertizes zunächst unbekannt sind, wird die Ablage der Achse mit Hilfe der Spuren aus dem Minimum der Streuung der Schnittpunktkoordinaten wie folgt bestimmt (vergl. Fig.5.2a,b): Jede Spur  $i$  schneidet die Achse in einem Abstand  $r_i$  vom Aufpunkt des Strahlmittelpunktes.  $r_i$  wird positiv definiert, wenn der Vektor vom Aufpunkt zum Schnittpunkt in Richtung der Sphärizitätsachse zeigt, sonst negativ<sup>2</sup>.  $r_i$  ist dabei von der Verschiebung  $s$  der Achse abhängig. Für  $r_i$  wird jeweils ein Gewicht  $g_i$  entsprechend dem zu erwartenden Fehler dieser Koordinate bestimmt:

$$g_i = \frac{\sin^2 \alpha_i}{\sigma_{fit}^2} \quad (5.1)$$

$\alpha_i$  ist der Winkel zwischen der Spur und der Sphärizitätsachse,  $\sigma_{fit} = 200 \mu m$  ist der aus der Spuranalyse berechnete mittlere Fehler im Impakt- Parameter der akzeptierten Spuren. Er dient zur Normung der  $g_i$  auf ein Längenmaß. Für die weitere Rechnung wird eine genaue Kenntnis von  $\sigma_{fit}$ , als Mittelwert oder für individuelle Spuren, nicht benötigt. Die Verschiebung  $s$  der Sphärizitätsachse ergibt sich aus dem Minimum der Varianz der Schnittpunktkoordinaten:

$$\min \langle (r_i - \langle r \rangle)^2 \rangle = \min_i \frac{\sum_i g_i (r_i - \langle r \rangle)^2}{\sum_i g_i}, \quad (5.2)$$

mit

$$\langle r \rangle = \frac{\sum_i g_i r_i}{\sum_i g_i}, \quad r_i = r_i(s). \quad (5.3)$$

Ist der Versatz größer als  $5mm$ , dann muß davon ausgegangen werden, daß das Ereignis schlecht rekonstruiert oder der Strahlfleck schlecht bestimmt worden ist. Unter dieser Bedingung wird das Ereignis verworfen. In dem Minimum der Varianz wird der  $\chi^2$ - Beitrag der einzelnen Spuren bestimmt. Ist für die Spur mit dem höchsten Beitrag  $\chi_i(Max) > 25$ , dann wird diese aus der Analyse entfernt. Für Spuren, die senkrecht zur Sphärizitätsachse verlaufen, entspricht dies einem Abstand von wenigstens  $5mm$  vom mittleren Vertex aller Spuren. Für  $\chi_i(Max) > 4$  wird die Spur nicht mehr zur Berechnung der Lage der Achse, wohl aber später zur Berechnung des Dipolmoments zugelassen. Die Berechnung der Lage der Achse und die Spurauswahl wird insgesamt dreimal durchgeführt. Falls im letzten Schritt immer noch eine Spur mit  $\chi_i(Max) > 25$  im Ereignis verbleibt, wird dieses verworfen. Nach dieser Analyse verbleiben 4934 Ereignisse mit wenigstens 3 akzeptierten Spuren. Figur 5.6 zeigt das Histogramm der berechneten Verschiebungen der Sphärizitätsachse. Die Breite dieser Verteilung beträgt  $\sigma = 366 \mu m$ , in Übereinstimmung mit der über den Azimutwinkel  $\phi$  gemittelten Breite des Strahlflecks. Für simulierte b- Ereignisse mit  $\tau_B = 1ps$  ist in Figur 5.7 der Abstand der so bestimmten Achse vom tatsächlichen primären Vertex aufgetragen. Auch im Fall dieser durch die endliche Lebensdauer der b- und c- Quarks schwieriger zu bestimmenden Lage der Achse ergibt sich eine Genauigkeit von  $\sigma = 167 \mu m$ .

Nach der Bestimmung der Lage der Sphärizitätsachse werden die Spuren in die 2 Jets des Ereignisses eingeteilt. Spuren, deren Skalarprodukt aus Impulsvektor und Richtung der Sphärizitätsachse positiv (negativ) sind, werden dem Jet 1 (Jet 2) zugeordnet. Zur Berechnung des Dipolmoments wird als Gewicht der Spuren das Produkt aus dem oben definierten  $g_i$  und der angenommenen Rapidität  $y_i$

<sup>2</sup>Diese Definition ist willkürlich, erleichtert aber bei konsistenter Einhaltung die weiteren Betrachtungen

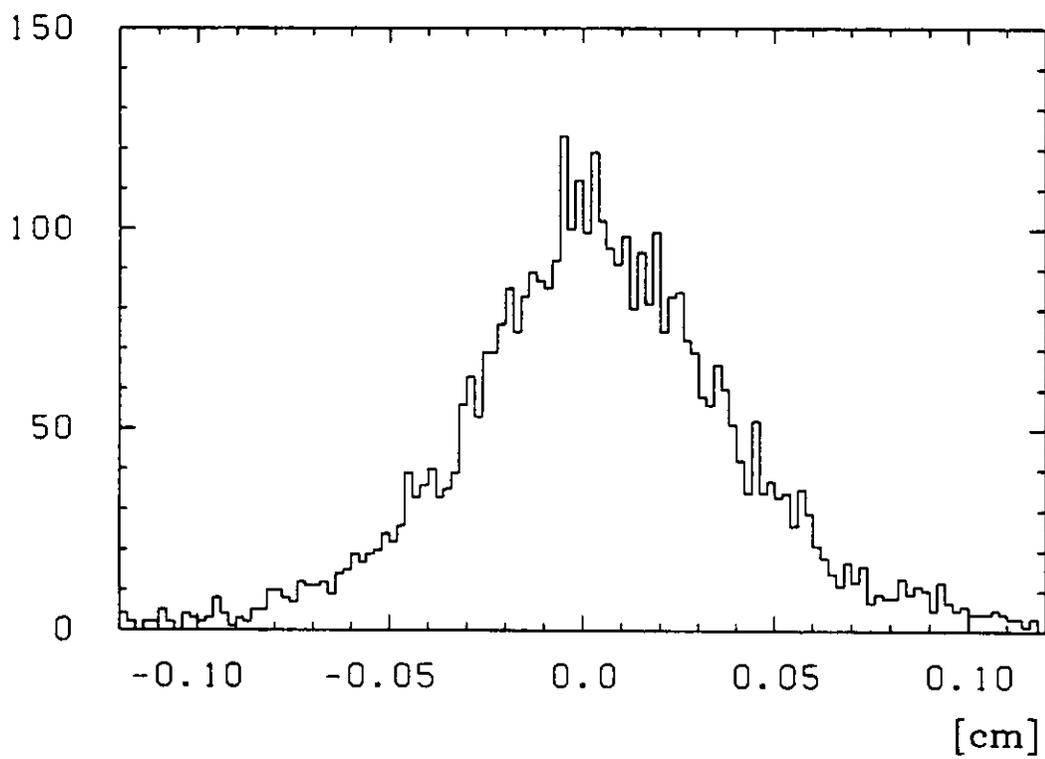


Abbildung 5.6: Die Verschiebung der Sphärizitätsachse gegen den Strahlmittelpunkt bei den Daten:  
Histogramm

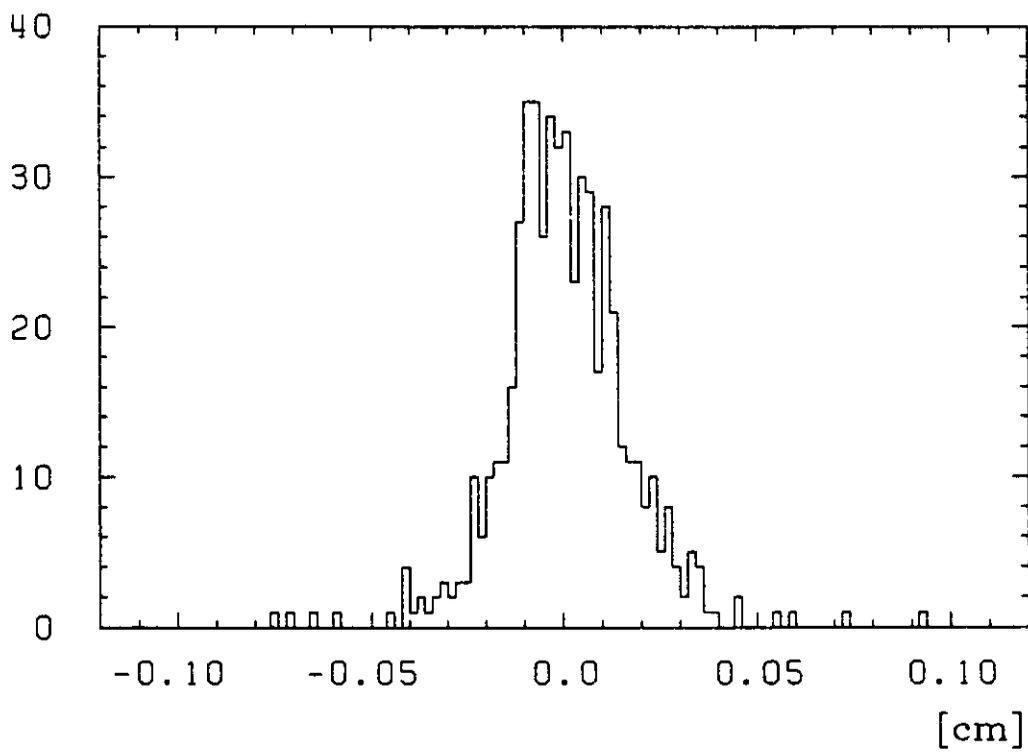


Abbildung 5.7: Der Abstand der Sphärizitätsachse vom primären Vertex bei simulierten b- Ereignissen: Histogramm

des Teilchens gewählt. Die Rapidität  $y_i$  des der Spur  $i$  zugeordneten Teilchens wird aus den dreidimensionalen Vektoren des Teilchenimpulses und der Sphärizitätsachse mit einem angenommenen Massenquadrat des Teilchens von  $m^2 = 0.1 \text{ GeV}^2/c^4$  bestimmt. Damit wird das Gewicht der primär fragmentierten Teilchen, zu denen die B- Hadronen gehören, erhöht. Zusätzlich wird mit dieser Gewichtung, wie im Anhang C erläutert, eine weitgehende Kompensation von Variationen der Härte der Fragmentation der schweren Quarks auf die Lebensdauermessung erreicht.

Für jeden Jet wird der Mittelwert  $\langle r \rangle_{jet\ j}$ ,  $j = 1, 2$  der Spurschnittpunkte und das zugehörige Gewicht  $w$  entsprechend der Fehlerfortpflanzung mit  $1/\sqrt{g_i \cdot y_i}$  als den Fehlern der Spuren bestimmt:

$$\langle r \rangle_{jet\ j} = \frac{\sum_{iejet\ j} g_i y_i r_i}{\sum_{iejet\ j} g_i y_i} \quad (5.4)$$

und

$$w(\langle r \rangle_{jet\ j}) = \sum_{iejet\ j} g_i y_i \quad (5.5)$$

Das Dipolmoment  $\rho$  ist die Differenz dieser beiden Mittelwerte (vergl. Fig.5.2b,c). Sein Gewicht  $W(\rho)$  ergibt sich aus Fehlerfortpflanzung:

$$\rho = \langle r \rangle_{jet\ 1} - \langle r \rangle_{jet\ 2}, \quad (5.6)$$

$$\frac{1}{W(\rho)} = \frac{1}{w(\langle r \rangle_{jet\ 1})} + \frac{1}{w(\langle r \rangle_{jet\ 2})}. \quad (5.7)$$

Figur 5.8 zeigt das Histogramm der mit  $W(\rho)$  gewichteten Einträge der Dipolmomente der 4934 akzeptierten Ereignisse aus den Daten. Die Breite der Verteilung mit  $\sigma = 1565 \mu\text{m}$  ist überwiegend durch die Genauigkeit der Impakt- Parameter- Messung der Spuren im Detektor gegeben. Die Vorzeichendefinition für  $\rho$  ist so gewählt, daß akzeptierte Spuren aus Zerfällen von Teilchen mit einer von Null verschiedenen Zerfallslänge zu einer positiven Verschiebung des Mittelwertes der Verteilung führen. Für die Daten ist, gemittelt für  $-1.2 \text{ cm} < \rho < +1.2 \text{ cm}$ :

$$\langle \rho \rangle = 343.9 \pm 28.0 \mu\text{m} \quad (5.8)$$

### 5.3 Die Berechnung der mittleren B- Lebensdauer aus dem Dipolmoment

Es wurden zu verschiedenen Lebensdauern  $\tau_B$  mit einer Monte- Carlo- Methode hadronische Ereignisse simuliert. Dabei wurden folgende Eigenschaften der Jetproduktion und des Nachweises im Detektor beachtet:

**Simulation der Produktion:** Bei der  $e^+e^-$ - Vernichtung werden elektroschwache Interferenzen und QED- Strahlungskorrekturen[126] berücksichtigt. Die Konfigurationen der primär erzeugten Partonen sind neben  $q\bar{q}$  auch  $q\bar{q}g$  (3-Jet) und  $(q\bar{q}gg + q\bar{q}q\bar{q})$  (4-Jet) entsprechen der 2. Ordnung der Störungsrechnung in der QCD nach dem erweiterten FKSS- Schema[127]. Es wurde  $\alpha_s = 0.155$  gewählt, da dieser Wert in einer gemeinsamen Anpassung mit anderen Parametern der "Independent Jet"- Fragmentation (vergl. Kap.2.1.2) die Daten am besten reproduziert[40]. Die weiteren Werte sind  $\tau = 0.65$  für die Fragmentation der leichten Quarks und der Gluon- Jets und  $\sigma_q = 0.35 \text{ GeV}/c$  für die Verteilung der transversalen Impulse der Mesonen zu ihren erzeugenden Quarks in der Fragmentationskaskade. Die Wahrscheinlichkeit der Baryonenerzeugung in der Fragmentation beträgt 0.1. Die

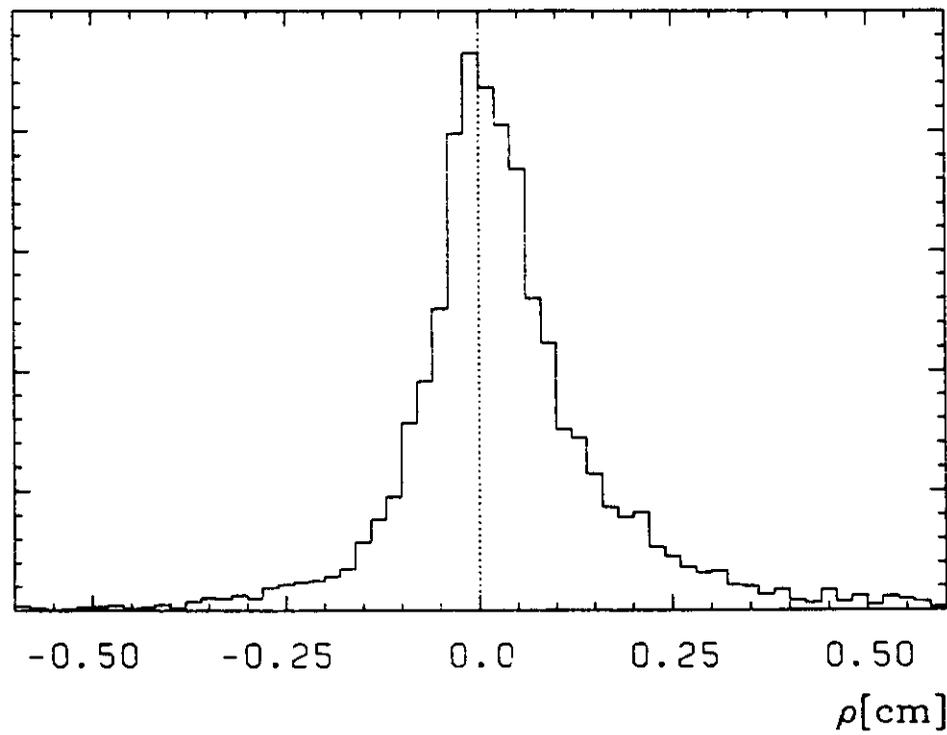


Abbildung 5.8: Die gewichtete Verteilung der Dipolmomente  $\rho$  aus den 4934 akzeptierten Ereignissen der Daten

relativen Anteile der leichten Quarksorten in der Fragmentationskaskade sind  $u : d : s = 1 : 1 : 0.4$ . Als Wahrscheinlichkeit der Erzeugung pseudoskalarer Mesonen in der Hadronisierung wird 0.42 angenommen, für die Vektormesonen entsprechend 0.58. Diese Regeln werden sowohl auf die Hadronisierung der leichten Quarks als auch der schweren  $c$ - und  $b$ - Quarks angewendet. Die Fragmentation der schweren Quarks wird nach Peterson et al.[36] mit  $\epsilon_c = 0.075$  und  $\epsilon_b = 0.005$  parametrisiert. Damit ist  $\langle z_c \rangle = 0.651$  und  $\langle z_b \rangle = 0.834$ .

Für die Lebensdauern der Charm- Hadronen wurden die in Tab.5.1 angegebenen Werte verwendet. In der Simulation des Zerfalls werden die Verzweigungsverhältnisse gemessener Zerfallskanäle (z.B. MARK III[128] und Ref.[130] als Übersicht) berücksichtigt. Diese werden durch Hinzunahme weiterer, noch nicht gemessener Kanäle, für die plausible Verzweigungsverhältnisse gewählt wurden, zu Eins ergänzt. Für hadronische Zerfälle werden die Teilchenimpulse nach einem einfachen Phasenraummodell berechnet, für semileptonische Zerfälle wird die V-A- Kopplung des W- Bosons berechnet.

Die Modellierung der B- Hadron- Zerfälle wird nach dem im Kap.2.2.3 angegebenen Verfahren durchgeführt, da bisher nur wenige exklusive Zerfallskanäle dieser Hadronen gemessen worden sind. Solange keine meßbaren Unterschiede in den Lebensdauern und in anderen Zerfalleigenschaften zwischen den verschiedenen B- Hadronen erwartet werden, genügt eine Beschreibung durch ein solches einfaches Modell. Auch sind die relativen Anteile der verschiedenen B- Hadronen, die von den gleichen Fragmentationsparametern wie bei den leichten Hadronen bestimmt werden, ohne Bedeutung.

Die Zerfälle der  $K$ - und  $\pi$ - Mesonen sowie der  $s$ - Quark- haltigen Baryonen ( $\Lambda$  und  $\Sigma$ ) wurden entsprechend ihren bekannten Lebensdauern und Zerfallskanälen simuliert. Diese Teilchen, die im Vergleich zu den bislang betrachteten Hadronen langlebig sind, zerfallen häufig erst außerhalb des Strahlrohrs in den einzelnen Kammern des Detektors. Dies wurde in der Simulation berücksichtigt.

Um die Abhängigkeit von  $\langle \rho \rangle$  von  $\tau_B$  zu untersuchen, wurden verschiedene Ereignisensembles mit  $0ps \leq \tau_B \leq 4ps$  erzeugt.

**Simulation des Detektors:** In dem homogen angenommenen Magnetfeld der Solenoidspule wird die Wechselwirkung der erzeugten Teilchen mit der Materie der 3 Kammern des Innendetektors simuliert. Neben Vielfachstreuung und Energieverlust der Teilchen werden  $\gamma$ - Konversionen und hadronische Wechselwirkungen berücksichtigt. Entlang der Bahnen der so erzeugten Teilchen werden die "Treffer" in den einzelnen Kammern bestimmt. Dabei werden die unterschiedliche Ortsauflösung, Treffer- Effizienz, Driftzellengeometrie und typische Anzahlen ausgefallener Segmente in den einzelnen Kammern berücksichtigt. Wegen der Einzeltreffer- Elektronik in der Kammerauslese bestimmt das Teilchen, dessen Ionisation in der kürzesten Zeit den Signaldraht erreicht hätte, den Treffer.

Bei einem kleineren Teil der Monte- Carlo- Ereignisse ( $\approx 40000$ ) wurden diese Treffer (zusammen mit den im Detektor nicht unterscheidbaren Spiegeltreffern der gleichen Driftzeit auf der gegenüberliegenden Seite des Signaldrahtes) in gleicher Weise in eine Trefferliste geschrieben wie dies bei den Daten geschieht. Anschließend wurden sie der gleichen (rechenzeitaufwendigen) Spurrekonstruktion FELIX unterzogen (vergl.Kap.3.5). Bei dem überwiegenden Teil der simulierten Ereignisse ( $\approx 2 \times 10^6$ ) wurde die Spurrekonstruktion durch die a priori- Kenntnis, welches Teilchen welche Treffer ausgelöst hat, ersetzt. Die Spurparameter werden auf der Grundlage dieser Treffer bestimmt. Dabei werden einige Spuren zufällig verworfen, wie es der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit des tatsächlichen Rekonstruktionsprogramms entspricht. Die mit den vollständigen Spurrekonstruktion simulierten Ereignisse dienen im nächsten Abschnitt der Untersuchung möglicher systematischer Effekte dieser Rekonstruktion auf  $\langle \rho \rangle$ . Mit den anderen Ereignisensembles wird die Abhängigkeit von  $\langle \rho \rangle$  von verschiedenen physikalischen Parametern ( $\tau_B$ ,  $\epsilon_{b,c}$ ,  $W$ ) untersucht. Alle simulierten Ereignisse wurden schließlich auch der Trigger- und Selektionsakzeptanz für hadronische Ereignisse unterworfen.

**Ergebnis:** Fig.5.9a,b vergleicht die  $\rho$ - Verteilungen für Daten und Monte- Carlo- Ereignisse. Die Breite der simulierten  $\rho$ - Verteilung ist dabei im zentralen Bereich etwas größer als in den Daten. Die Abweichung ist symmetrisch für negative und positive Werte von  $\rho$  und hat keinen Einfluß auf den

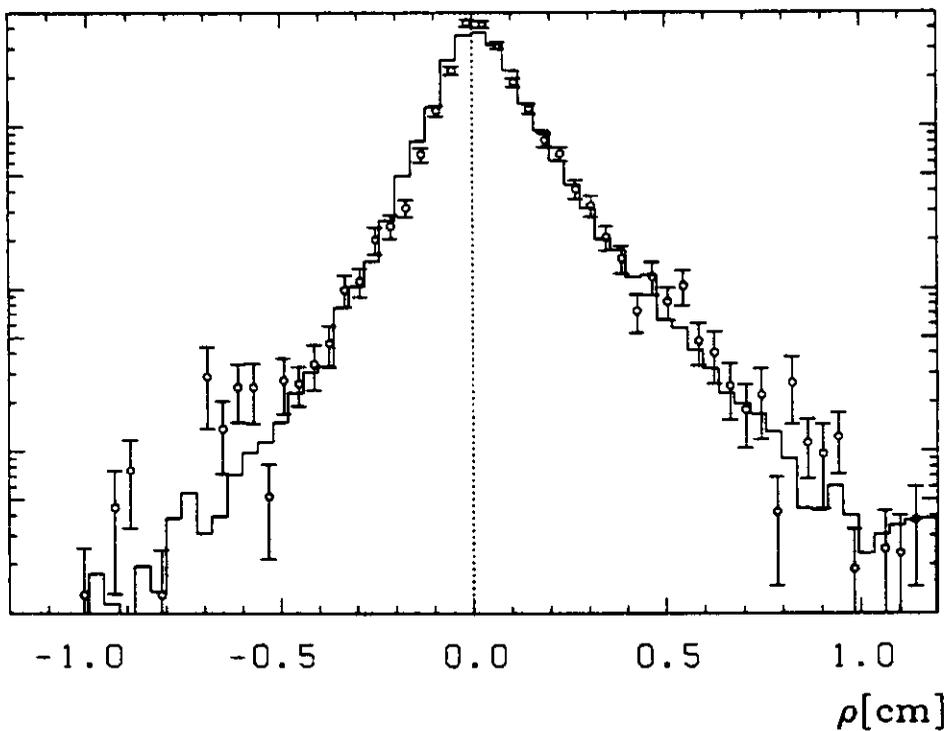
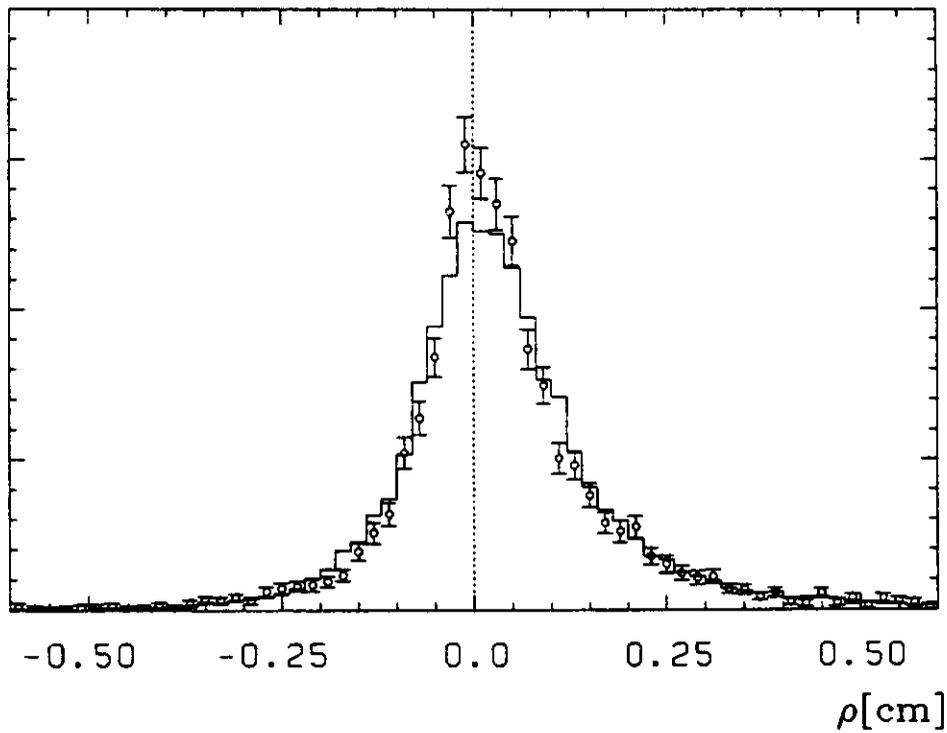


Abbildung 5.9: Die Verteilung der Dipolmomente  $\rho$  für Daten und Monte- Carlo- Ereignisse von  $\tau_B = 1.5ps$  im Vergleich: a) linear b) logarithmisch aufgetragen. Die Histogramme sind auf die gleiche Summe der gewichteten Einträge normiert. Die Punkte mit Fehlerbalken stellen die  $\rho$ - Verteilung der Daten dar. Die Monte- Carlo- Ereignisse wurden ohne Spurrekonstruktion erzeugt. Der Maßstab in  $\rho$  ist in Figur b gegenüber Figur a halbiert.

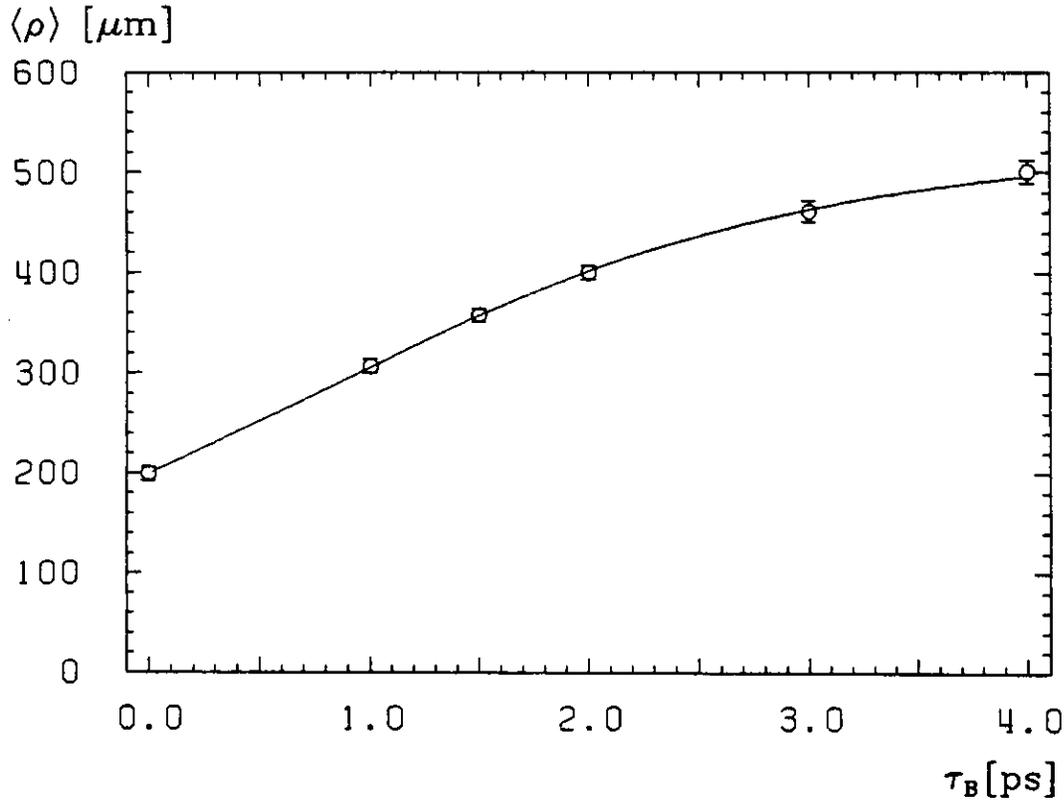


Abbildung 5.10:  $\langle \rho \rangle$  gegen  $\tau_B$  aus Monte- Carlo- Ereignissen bei  $W = 44\text{GeV}$ : Dargestellt sind die mittleren Dipolmomente mit ihren statistischen Fehlern für die bei verschiedenen  $\tau_B$  generierten Ensembles und der an diese Werte angepaßte Funktionsverlauf

Mittelwert der Verteilung. Sie entspricht einer in der Simulation etwas zu schlecht eingeschätzten Detektorauflösung oder einer leicht unterschätzten Treffermultiplizität der einzelnen Spuren. Die Ausläufer hingegen, vorwiegend bestimmt durch Wechselwirkung der Spuren im Detektor und die Zerfälle der im Vergleich zu den schweren Hadronen langlebigeren, aber mit ihren Zerfallsprodukten doch noch teilweise in die Spurakzeptanz fallenden  $K_s^0$ - und  $\Lambda$ - Hadronen, werden gut reproduziert.

Figur 5.10 zeigt die für 6 verschiedenen Lebensdauern  $\tau_B$  und für eine Schwerpunktsenergie von  $W = 44\text{GeV}$  ermittelten  $\langle \rho \rangle$ . Außerdem ist als durchgezogene Linie folgende Funktion dargestellt:

$$\langle \rho \rangle(\tau_B) = a + b \times (\tau_B - 1.4) \times \left( 1 - \exp\left(-\frac{c}{\tau_B}\right) \right)^2, \quad \tau_B[\text{ps}], \quad \langle \rho \rangle [\mu\text{m}] \quad (5.9)$$

Diese Funktion wurde an die 6 Meßpunkte angepaßt. Die Parameter sind:

$$\begin{aligned} a &= 346.5 \pm 3.2 \\ b &= 105.3 \pm 1.5 \\ c &= 5.41 \pm 0.36 \end{aligned} \quad (5.10)$$

Sie entspricht einem einfachen Modell von der Akzeptanz von B- Ereignissen in den Geometrieschnitten nach Fig.5.3: Hat eines der beiden B- Hadronen eines solchen Ereignisses eine individuelle Lebensdauer größer als  $c$ , dann wird das Ereignis nicht mehr akzeptiert.  $c = 5.4[\text{ps}]$  entspricht für  $\beta\gamma = 4$  einer Zerfallslänge der B- Hadronen von  $6.5\text{mm}$ . Dieser Wert ist mit der geometrischen Akzeptanz von  $9\text{mm}$  entlang der Sphärizitätsachse zu vergleichen. Aus unterschiedlichen Gründen (Detektorauflösung, Charm- Lebensdauer usw.) entspricht die tatsächliche Anforderung an die Lage

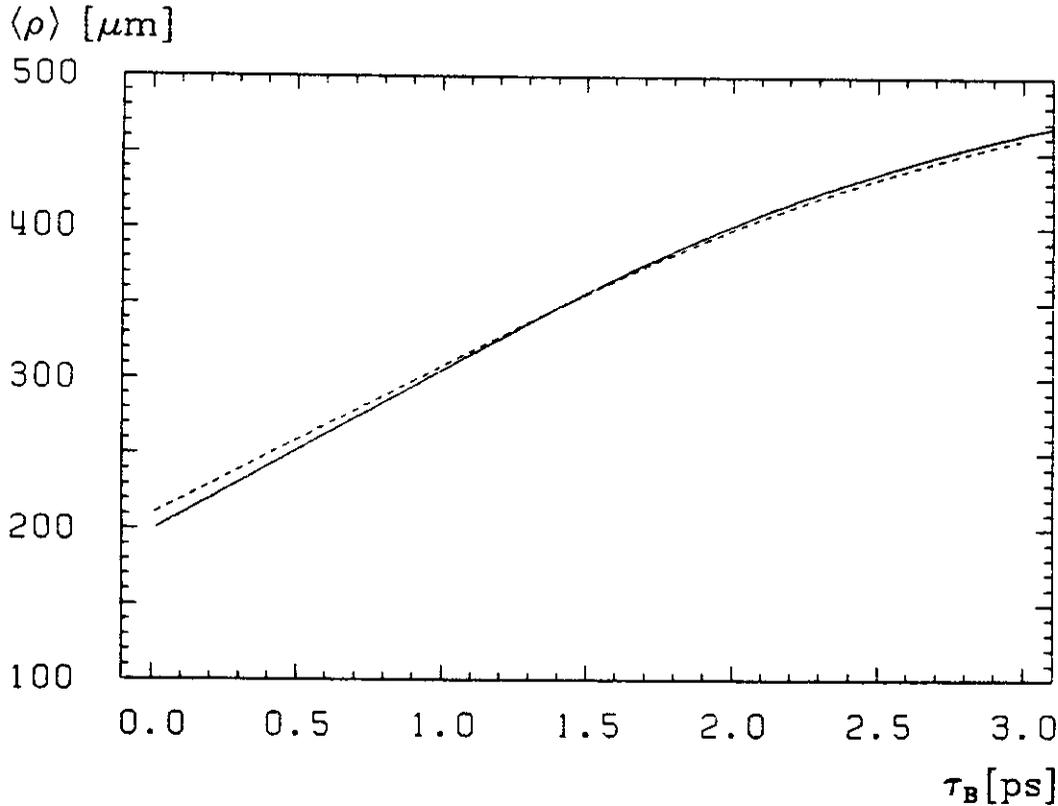


Abbildung 5.11:  $\langle \rho \rangle(\tau_B)$  aus Simulationen bei  $W = 44 GeV$  und  $W = 35 GeV$ . Die durchgezogene Linie ist der Funktionsverlauf für  $44 GeV$

der Spuren der Zerfallsprodukte keinem exakten Schnitt in der B- Lebensdauer. Damit ist, besonders wegen der offensichtlich guten Übereinstimmung mit den simulierten  $\langle \rho \rangle(\tau_B)$ , diese Funktion eine ausreichend gute Beschreibung für den Zusammenhang von  $\langle \rho \rangle$  und  $\tau_B$ . Die Funktion wurde in der Nähe des Meßwertes bei  $\tau_B = 1.4 ps$  entwickelt, um die Korrelation in den Fehlern der Parameter klein zu halten. Der Parameter  $a$  ist der Funktionswert  $\langle \rho \rangle$  für dieses  $\tau_B$ .  $b$  ist die Steigung, falls alle B- Hadronen akzeptiert werden.

$$\left(1 - \exp\left(-\frac{c}{1.4}\right)\right)^2 = 0.96 \quad (5.11)$$

ist diese Akzeptanz für  $\tau_B = 1.4 ps$

Um die Abhängigkeit von  $\langle \rho \rangle$  von der Schwerpunktsenergie zu untersuchen, wurde ein unabhängiger Satz von Monte- Carlo- Ereignissen bei  $W = 35 GeV$  generiert. Die Parameter der angepaßten Funktion 5.9 sind:

$$\begin{aligned} a &= 346.9 \pm 2.8 \\ b &= 98.1 \pm 1.6 \\ c &= 5.53 \pm 0.83 \end{aligned} \quad (5.12)$$

In Figur 5.11 sind die Funktionen für beide Energien gegenübergestellt. Offensichtlich ist die Steigung der Funktion für  $W = 35 GeV$  etwas kleiner, was der um ca. 20% kleineren mittleren Energie und dem damit verbundenen kleineren  $\beta\gamma$  der B- Hadronen entspricht. Bei  $\tau_B = 0 ps$  ist hingegen  $\langle \rho \rangle$  für  $W = 35 GeV$  etwas größer. Dies entspricht einem bei gleichbleibenden Geometrieschnitten leicht erhöhten akzeptierten Anteil der bei dieser Schwerpunktsenergie ebenfalls langsameren  $K_s^0$ - und  $\Lambda$ - Hadronen. Fig.5.12 zeigt die für die mittlere Energie der Daten,  $\bar{W} = 42 GeV$ , aus den Monte- Carlo- Meßwerten für  $35 GeV$  und  $44 GeV$  linear interpolierte und neu angepaßte Funktion zusammen mit dem Mittelwert und der  $1\sigma$ - Umgebung der Daten. Hieraus ergibt sich ein Meßwert der mittleren

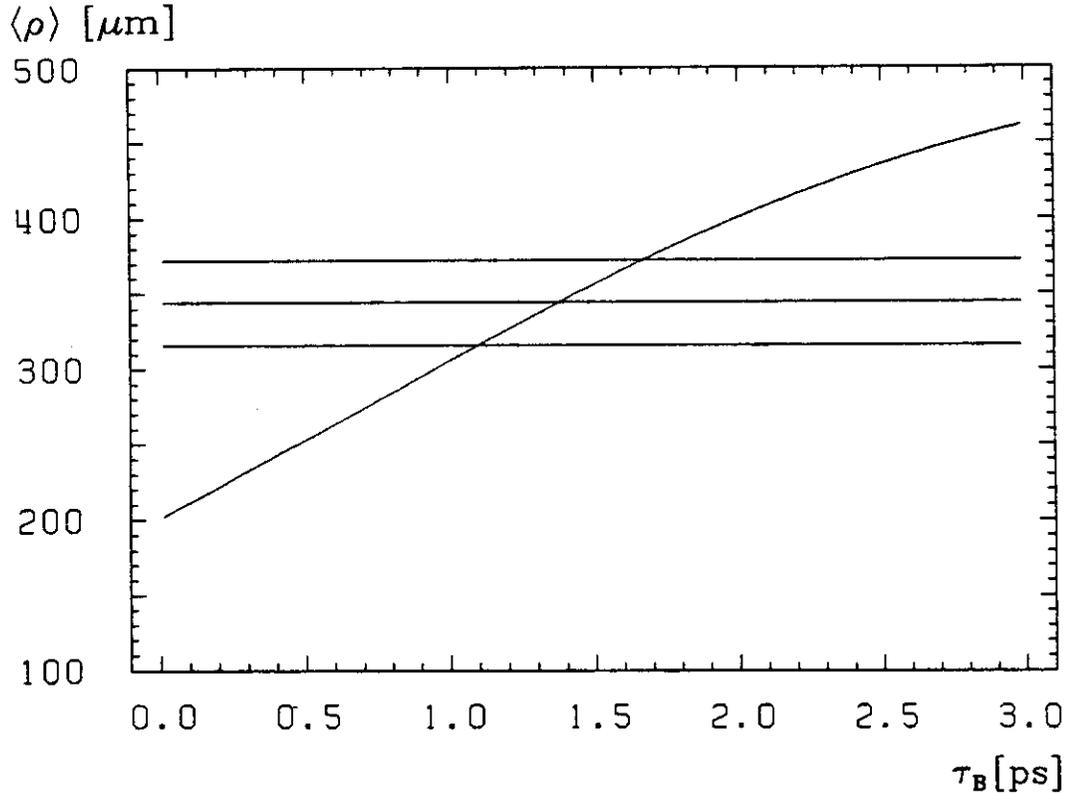


Abbildung 5.12:  $\langle \rho \rangle(\tau_B)$  gemittelt für  $W = 42\text{GeV}$  im Vergleich mit  $\langle \rho \rangle$  aus den Daten. Der Meßwert ist mit seiner  $1\sigma$ - Fehlerumgebung dargestellt.

B- Lebensdauer von

$$\tau_B = 1.37 \begin{matrix} +0.30 \\ -0.27 \\ \text{stat.} \end{matrix} \quad [\text{ps}] \quad (5.13)$$

Zum statistischen Fehler der Daten wurde dabei der kleine Beitrag des statistischen Fehlers aus den simulierten Ereignisensembles quadratisch addiert.

## 5.4 Die systematischen Fehler der B- Lebensdauermessung

Ein systematischer Fehler für das Meßergebnis ergibt sich bei dieser Methode dann, wenn der zur Umrechnung von  $\langle \rho \rangle$  in  $\tau_B$  verwendeten "Maßstab" aus simulierten Ereignissen bestimmt wurde, die auf fehlerhaften Annahmen beruhen. Dabei kann es sich um Eigenschaften des physikalischen Modells wie auch um das Verständnis des Detektors und der Datenanalyse handeln.

Einige der im Modell enthaltenen Parameter sind innerhalb bestimmter Fehlergrenzen bekannt. Durch entsprechende Variation dieser Parameter kann deren Auswirkung auf die B- Lebensdauer-messung bestimmt werden. Andere mögliche Fehlerquellen lassen sich nicht an einzelnen Parametern festmachen. Sie sind mit den Axiomen des Modells verknüpft. Sie lassen sich nur abschätzen, z.B. durch Vergleich mit anderen Modellen oder Plausibilitätsbetrachtungen.

### 5.4.1 Fehler im physikalischen Modell

**Der Beitrag aus der Lebensdauer des  $K^0$ , und der strange- haltigen Baryonen** Der Anteil von  $K^0$ - und  $\Lambda$ - Zerfällen an  $\langle \rho \rangle$  wurde aus 2 simulierten Ereignisensembles abgeschätzt. In beiden wurde die Lebensdauer der c- und b- Hadronen auf Null gesetzt. Zusätzlich wurden in einer der beiden

Proben die  $K_s^0$ - und  $\Lambda$ - Zerfälle unterdrückt. Die Mittelwerte der Dipolmomente dieser beiden Proben betragen  $\langle \rho \rangle = 34.0 \pm 10.7 \mu m$  und  $\langle \rho \rangle = 97.9 \pm 7.5 \mu m$ . Die Differenz von  $63.9 \pm 13.1 \mu m$  entspricht dem Beitrag dieser Teilchen mit ihren von Null verschiedenen Lebensdauern von  $\tau_{K_s^0} = 89.2 ps$  und  $\tau_{\Lambda} = 26.3 ps$ . Diese sind auf besser als 1% des Wertes bekannt[66]. Ein Fehler des simulierten Beitrags zu  $\langle \rho \rangle$  kann durch einen abweichenden Anteil dieser Hadronen an der Gesamtzahl der Teilchen in den Ereignissen entstehen. Für  $W = 34 GeV$  wurden die Multiplizitäten pro Ereignis für diese und andere Hadronen von TASSO[38] gemessen. Es ergaben sich u.a.  $10.3 \pm 0.4 \pi^{\pm}$ ,  $1.48 \pm 0.05 K^0$ ,  $\bar{K}^0$  und  $0.31 \pm 0.03 \Lambda, \bar{\Lambda}$ . Wählt man z.B. das Multiplizitätsverhältnis der  $K^0$ - zur  $\pi^+$ - Produktion als Maßstab, dann stimmt die Simulation innerhalb des Meßfehlers von 5% mit den Daten überein. Das gleiche gilt für die  $\Lambda$ - Produktion innerhalb eines Fehlers von 10%.

Diese Messung stimmt mit den Ergebnissen anderer Experimente überein[129]: Im Vergleich mit dem LUND- Modell wurde aus dem  $K^0 / \pi^{\pm}$ - Verhältnis ein Faktor von  $0.35 \pm 0.02 \pm 0.02$  für die Unterdrückung der s- Quarks gegen u- und d- Quarks in der Fragmentation bestimmt. Der Weltmittelwert beträgt  $0.33 \pm 0.02$ . In der hier verwendeten IJ- Fragmentation ergibt sich eine Übereinstimmung mit den TASSO- Meßwerten bei einem Faktor von 0.40: Dieser Wert ist also auch etwas modellabhängig.

Der Anteil der  $\Lambda$ - Baryonen an dem Effekt in  $\langle \rho \rangle$  ist deutlich kleiner als der durch die  $K_s^0$ - Mesonen. Dies liegt an der kleineren Multiplizität, vielleicht aber auch an den wegen des niedrigeren Q- Wertes kleineren Öffnungswinkeln im Zerfall - Im Grenzwert verschwindender Öffnungswinkel ist ein Teilchenzerfall in der Näherung gerader Spuren in der Geometrie eines Ereignisses nicht mehr feststellbar! Tatsächlich konnte bei einem statistischen Fehler von  $12 \mu m$  zwischen Ensembles mit und ohne  $\Lambda$ - Zerfällen kein Unterschied in  $\langle \rho \rangle$  festgestellt werden. Der Einfluß der  $\Sigma^+$ - und  $\Sigma^-$ - Baryonen wurde nicht näher untersucht: Sie besitzen eine etwas kleinere Lebensdauer als das  $\Lambda$  und zerfallen jeweils nur in ein geladenes Teilchen. Die Rekonstruktion solcher Zerfälle ist schwierig und bislang existieren keine Messungen dieser Baryonen in hadronischen Ereignissen. Daher wurde angenommen, daß sie in hadronischen Jets nach den gleichen Regeln wie die anderen Baryonen erzeugt werden und mithin in der Monte- Carlo- Simulation richtig berücksichtigt sind.

Da auch ein Vergleich der Impulsspektren der  $K_s^0$ - und  $\Lambda$ - Hadronen aus der Monte- Carlo- Simulation und den Messungen bei  $W = 34 GeV$  keine signifikanten Unterschiede erkennen läßt, wurde für den Anteil der Strange- Quark Zerfälle an  $\langle \rho \rangle$  ein Fehler von 7% von  $64 \mu m$  oder  $5 \mu m$  absolut angenommen.

**Der Beitrag aus der Lebensdauer Charm- haltiger Hadronen** Zur Abschätzung dieses Anteils am systematischen Fehler wurden wiederum 2 Ereignisensembles generiert. In beiden wurde die B- Lebensdauer zu Null angenommen. In einer Probe wurden für die Charm- Hadronen die Weltmittelwerte aus Tabelle 5.1 als Lebensdauern verwendet. In der anderen Probe wurden alle Charm- Lebensdauern zu Null gesetzt. Die entsprechenden Mittelwerte der Dipolmomente betragen  $\langle \rho \rangle = 199.2 \pm 4.8 \mu m$  und  $\langle \rho \rangle = 97.5 \pm 7.5 \mu m$ , mithin trägt die Charm- Lebensdauer mit  $101.7 \pm 8.9 \mu m$  (statistischer Fehler) zu  $\langle \rho \rangle$  bei.

Die Unsicherheit in der Simulation dieses Charm- Beitrags beruht zunächst auf den Meßfehlern in den Lebensdauern dieser Hadronen und der Unkenntnis der genauen relativen Wahrscheinlichkeiten, mit denen diese Hadronen in der Jet- Hadronisation erzeugt werden. Zunächst sollen die Charm- Mesonen betrachtet werden. Figur 5.13 zeigt an einem simulierten Ereignisensemble, in dem primär nur c- Quarks erzeugt wurden, die relativen Häufigkeiten dieser Mesonen in den Jets. Die Vektormesonen zerfallen alle in die pseudoskalaren Charm- Mesonen. Für  $D^{*+}$  und  $D^{0*}$  wurden die Verzweigungsverhältnisse im Zerfall gemessen[66]. Für  $F^*$  wurde die plausibelste Annahme über den

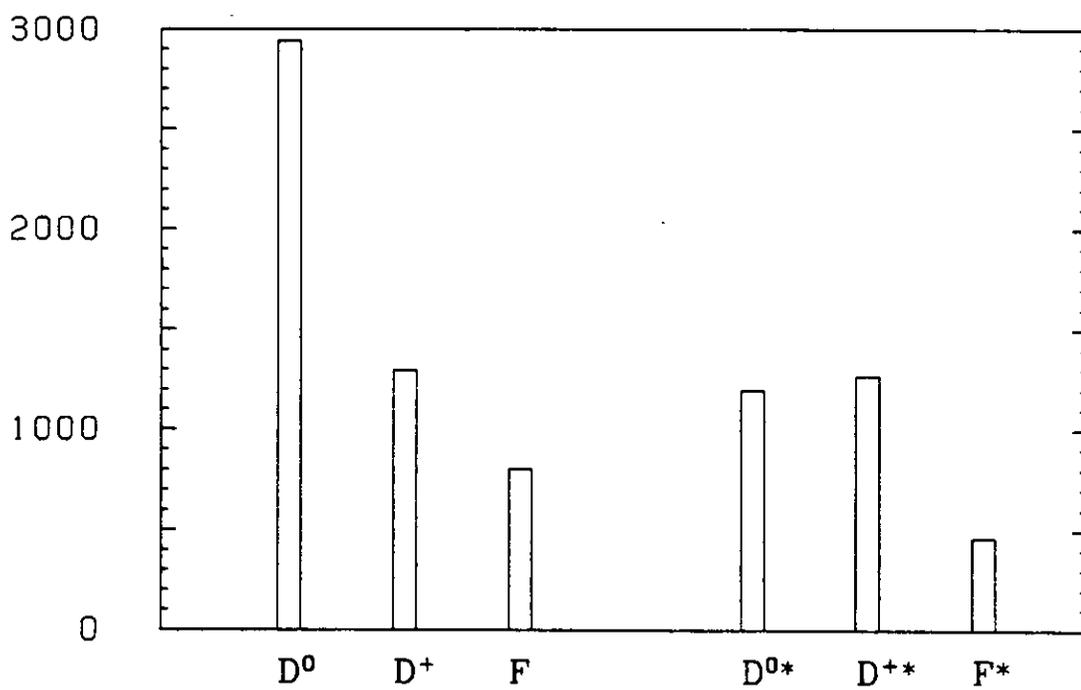


Abbildung 5.13: Relative Häufigkeiten verschiedener Charm- Mesonen im Monte- Carlo- Modell. Erzeugt wurden 2517 Ereignisse mit primären Charm- Quarks. Weitere Erläuerungen im Text

Zerfall gemacht:

$$\begin{array}{lcl}
 F^* & \rightarrow & F + \gamma \quad BR = 100\% \\
 D^{*+} & \rightarrow & D^0 + \pi^+ \quad BR = 49 \pm 8\% \\
 & \rightarrow & D^+ + \pi^0 \quad BR = 34 \pm 7\% \\
 & \rightarrow & D^+ + \gamma \quad BR = 17 \pm 11\% \\
 D^{0*} & \rightarrow & D^0 + \pi^0 \quad BR = 52 \pm 8\% \\
 & \rightarrow & D^0 + \gamma \quad BR = 48 \pm 8\%
 \end{array}$$

Diese Verzweigungsverhältnisse werden, da sie teilweise auf recht neuen Messungen beruhen, in dem in dieser Arbeit verwendeten Modell der IJ- Fragmentation nicht genau reproduziert. Dabei ist allerdings nur die Abweichung im Zerfallskanal

$$D^{*+} \rightarrow D^0 + \pi^+ \text{ mit } BR = 64\%$$

für die Berechnung des Beitrags zu  $\langle \rho \rangle$  von Bedeutung.

Entsprechend den relativen Wahrscheinlichkeiten der leichten Quarks im Modell der IJ- Fragmentation verhalten sich die Häufigkeiten der direkt produzierten pseudoskalaren Charm- Mesonen  $D^0 : D^+ : F$  wie  $1 : 1 : 0.4$ . Das Gleiche gilt für die Vektormesonen. Der Anteil der direkt erzeugten pseudoskalaren an allen Mesonen verhält sich auch bei den Charm- Mesonen wie  $p/(p+v) = 0.42$ . Damit ergibt sich eine mit der relativen Häufigkeit der Mesonen gewichtete Charm- Meson- Lebensdauer von:

$$\begin{aligned}
 \hat{\tau}_c &= \frac{1}{g} \left\{ \begin{array}{ll} (1 + 1.38(1 + 0.49)) & \times \tau_{D^0} \\ + & (1 + 1.38 \times 0.51) \quad \times \tau_{D^+} \\ + & 0.4(1 + 1.38) \quad \times \tau_F \end{array} \right\} \\
 &= 0.6079 \text{ ps} \quad , \quad g = 5.712.
 \end{aligned} \tag{5.14}$$

Zur Bestimmung des Fehlers für  $\hat{\tau}_c(\text{Meson})$  wurden folgende Effekte berücksichtigt: Für die Lebensdauern der einzelnen Mesonen wurden die Fehler gemäß Tab.5.1 übernommen. Der Anteil der F-Produktion wurde entsprechend

$$u : d : s = 1 : 1 : x, \quad x = 0.3 \dots 0.5$$

variiert. Der Fehler von 8% im Verzweigungsverhältnis von  $D^{*+}$  zu  $D^0$  wurde berücksichtigt. Im Verhältnis der Produktion von Vektor- zu pseudoskalaren Charm- Mesonen wurden Werte zwischen  $v/p = 1$  (Annahme gleiche Produktion) und  $v/p = 3$  (volle Auswirkung der Spinstatistik) zugelassen. Bei quadratischer Addition der einzelnen Fehlerbeiträge ist:

$$\hat{\tau}_c(\text{Meson}) = 0.608 \begin{array}{l} +0.029 \\ -0.030 \end{array} \text{ [ps]} \tag{5.15}$$

Um die mittlere Lebensdauer aller produzierten Charm- Hadronen zu ermitteln, muß auch der Anteil der Baryonen von  $10 \pm 2\%$  berücksichtigt werden. Dabei wird die  $\Lambda_c$ - Lebensdauer repräsentativ für die Lebensdauer aller Charm- Baryonen gewählt und dafür der angegebene Fehler aus Tab.5.1 verdoppelt. Damit ergibt sich:

$$\hat{\tau}_c(\text{Hadron}) = 0.565 \pm 0.028 \text{ [ps]} \tag{5.16}$$

Dies ist die nach dem heutigen Erkenntnisstand anzunehmende mittlere Charm- Hadron Lebensdauer in hadronischen Ereignissen. Da in dem Simulationsprogramm keine Charm- Baryonen erzeugt werden und das Verzweigungsverhältnis für  $D^{*+} \rightarrow D^0$  von den gemessenen Werten abweicht, beträgt die simulierte Lebensdauer  $\hat{\tau}_c(\text{Hadron}) = 0.587 \text{ [ps]}$ . Unter der Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen  $\hat{\tau}_c(\text{Hadron})$  und dem Charm- Beitrag zu  $\langle \rho \rangle$  wurde dieser in der Simulation um  $3.8 \mu\text{m}$  zu groß angenommen.

Nun ist bei der Dipolmethode der Beitrag der verschiedenen Charm- Hadronen zu  $\langle \rho \rangle$  nicht nur proportional zu ihren relativen Anteilen und ihren Lebensdauern, sondern zusätzlich auch proportional

zu ihren Multiplizitäten geladener Teilchen im Zerfall. Für  $D^0$  und  $D^+$  wurden Werte von  $n_{ch} = 2.5$  für  $D^0$  und 2.3 für  $D^+$  aus dem Vergleich mehrerer Messungen mit ca. 5% Fehler bestimmt[130]. Die im Monte- Carlo durch die Wahl der Verzweignungsverhältnisse simulierten Werte sind mit  $n_{ch} = 2.6$  bzw. 2.4 um 4% überschätzt. Die gleiche Tendenz soll auch der Modellierung der F- und  $\Lambda$ -Zerfälle unterstellt werden, da bei diesen Teilchen noch keine Meßwerte existieren. Der Charm-Beitrag zu  $\langle \rho \rangle$  soll daher um weitere 4% oder  $3.9\mu m$  reduziert werden. Zu dem systematischen Fehler aus Gleichung 5.16 wird der Teilfehler von 5% aus der Zerfallsmultiplizität quadratisch addiert. Damit beträgt der gesamte systematische Fehler der Charm- Hadron- Modellierung für den Mittelwert des Dipolmoments  $7\mu m$ . Zusätzlich ergibt sich eine Korrektur der simulierten  $\langle \rho \rangle$  von  $-7.7\mu m$ .

**Der Beitrag aus dem Fragmentationsverhalten der b- und c- Quarks** Wie in den vorigen Abschnitten gezeigt wurde, sind die schwach zerfallenden Hadronen mit Strange-, Charm- und Bottom-Quarks mit jeweils  $\approx 65\mu m$ ,  $\approx 95\mu m$  und  $\approx 145\mu m$ , an  $\langle \rho \rangle$  beteiligt. Damit sind sie für insgesamt 90% des Mittelwertes der Dipolmoment- Verteilung verantwortlich. Der Anteil aus Strange- Zerfällen ist festgelegt durch die bekannten Teilchenarten mit ihren Lebensdauern und differentiellen Wirkungsquerschnitten im Sinne ihrer mittleren Anzahl pro Impulsintervall in einem hadronischen Ereignis mit vorgegebener Schwerpunktsenergie. Bei den Charm- und Bottom- Zerfällen ist jeweils ihre mittlere Häufigkeit pro Ereignis bekannt, da c- und b- Quarks nur als primäre Partonen in der Jetfragmentation vorkommen. Für die Charm- Zerfälle wurden die Beiträge der verschiedenen Charm- Hadronen abgeschätzt. Bei den Bottom- Zerfällen wird die Lebensdauer über die erzeugten Hadronen gemittelt. Somit steht noch die Betrachtung der Impulsspektren dieser Teilchen als Quelle systematischer Fehler bei der Simulation von  $\langle \rho \rangle$  aus.

Nach Kap.2.1.2 wird die Impulsverteilung dieser Hadronen in dem verwendeten Modell durch eine gaussförmige Wahrscheinlichkeitsverteilung mit  $\sigma = 0.35 GeV/c$  des Hadron- Impulses transversal zum primären Quark und durch eine Verteilung nach Peterson et al[36] in longitudinaler Richtung beschrieben. Dabei wird der Gesamtimpuls dieser Hadronen durch den longitudinalen Anteil bei weitem dominiert. Der systematische Fehler aus der Fragmentation der schweren Quarks soll deshalb durch Variation der Parameter  $\epsilon_c$  und  $\epsilon_b$  für die c- und b- Quarks abgeschätzt werden. Nach Tab.2.2 ist der Weltmittelwert der aus Leptonverteilungen gemessenen Fragmentationshärte  $\langle z_{c(al)} \rangle = 0.632 \pm 0.034$  für Charm und  $\langle z_{b(al)} \rangle = 0.778 \pm 0.038$  für Bottom. Zusätzlich wurde aus rekonstruierten  $D^*$ - Mesonen  $\langle z_{c(D^*)} \rangle = 0.71 \pm 0.03$  gemessen, so daß ein Mittelwert von  $\langle z_c \rangle = 0.67 \pm 0.03$  angenommen wird. Mit den im Monte- Carlo standardmäßig verwendeten Werten von  $\epsilon_c = 0.075$  und  $\epsilon_b = 0.005$  werden Fragmentationshärten von  $\langle z_c \rangle = 0.651$  und  $\langle z_b \rangle = 0.834$  simuliert. Diese Werte weichen um  $-0.019$  bzw.  $+0.056$  von den jeweiligen gemessenen Mittelwerten ab. Zum Test der Empfindlichkeit von  $\langle \rho \rangle$  gegen  $\epsilon_c$  und  $\epsilon_b$  wurden bei den mit  $W = 44 GeV$  generierten Monte- Carlo- Ereignissen die c- und b- Ereignisse gegen solche mit härteren und weicheren Quark- Fragmentationen ausgewechselt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Es deutet sich bei weicher Fragmentation ein Trend zu kleineren  $\langle \rho \rangle$  an.

Um diesen mögliche Effekt näher zu untersuchen, wurden zusätzlich zwei unabhängige Sätze von Monte- Carlo- Ereignissen mit weicher Fragmentation für c- und b- Quarks und verschiedenen  $\tau_B$  zu  $W = 44 GeV$  und  $W = 35 GeV$  generiert. Dabei zeigte sich insbesondere bei  $W = 35 GeV$  eine deutliche Abnahme der Steigung von  $\langle \rho \rangle(\tau_B)$  von  $\approx 100\mu m/ps$  auf  $\approx 80\mu m/ps$ , was eine Abweichung von  $\approx -30\mu m$  gegenüber der Referenzkurve (normale Fragmentation) bei  $W = 42 GeV$  und  $\tau_B = 1.4ps$  ergibt. Die Ursache dieser verringerten Steigung ist ein erhöhter Verlust von b- Ereignisse in dem Sphärizitätsschnitt von  $S < 0.3$  in der Analyse: Bei der niedrigeren Energie und der weicheren Fragmentation ist die Sphärizität der b- Ereignisse im Mittel größer als die der anderen Ereignisse. Bei linearer Interpolation mit den Ereignisensembles zu  $W = 44 GeV$  verbleibt bei  $W = 42 GeV$  und  $\tau_B = 1.4ps$  ein Netto- Effekt von  $-9.2 \pm 4.5\mu m$ . Die Parameter der Funktion 5.9 für  $\langle \rho \rangle(\tau_B)$  bei

Probe:	$\epsilon_c$	$\epsilon_b$	$\langle z_c \rangle$	$\langle z_b \rangle$	$\langle \rho \rangle [\mu m]$
Referenz	0.075	0.005	0.651	0.834	356.9
b weich		0.04		0.704	$340 \pm 8$
b hart		0.001		0.899	$361 \pm 8$
c weich	0.2		0.564		$344 \pm 7$
c hart	0.02		0.744		$351 \pm 7$

Tabelle 5.2:  $\langle \rho \rangle$ - Abhängigkeit von der Härte der c- und b- Fragmentation bei  $W = 44 GeV$ . Die Fehler sind nur relativ zur Referenz- Probe.

weicher Fragmentation sind dann:

$$\begin{aligned}
 a &= 335.4 \pm 3.7 \\
 b &= 108.6 \pm 8.8 \\
 c &= 4.24 \pm 0.84
 \end{aligned}
 \tag{5.17}$$

Wegen des hohen statistischen Fehlers der Proben bei  $\tau_B = 0 ps$  und  $\tau_B = 3 ps$  sind Parameter b und c nur ungenau bestimmt. Dies illustriert auch Fig.5.14, in der die für  $W = 42 GeV$  interpolierten Monte-Carlo- Stützstellen mit ihrem Fehler, die hieraus bestimmte Funktion für die weiche Fragmentation und zum Vergleich  $\langle \rho \rangle(\tau_B)$  aus der Referenzprobe dargestellt sind.

Zwischen der "weichen", "normalen" und "harten" Fragmentation beträgt die Differenz in  $\langle z \rangle$  jeweils ca. 0.1 (vergl. Tab.5.2). Bei den Fehlern von 0.03 und 0.038 für die gemessenen  $\langle z \rangle$  entspricht dies einer Umgebung von etwa 3 Standardabweichungen. Eine weichere Fragmentation führt sowohl bei den c- als auch bei den b- Quarks tendenziell zu einem kleineren  $\langle \rho \rangle$ . Wird für beide Quark- Flavours gleichzeitig die weichere Fragmentation simuliert, dann ergibt sich bei  $\tau_B = 1.4 ps$  eine Verschiebung in  $\langle \rho \rangle$  von  $-9.2 \pm 4.5 \mu m$ . Bei einer linearen Reduzierung dieses Fehlers entsprechend einer Umgebung von 1 Standardabweichung in  $\epsilon_c$  und  $\epsilon_b$  und bei Aufrundung des Fehlers wegen der gemachten Interpolationen kann für die Fragmentation der schweren Quarks ein Beitrag von  $\pm 6 \mu m$  zum systematischen Fehler von  $\langle \rho \rangle$  angesetzt werden.

**Der Beitrag aus der Simulation der B- Zerfälle** Das zur Simulation der B- Zerfälle verwendete Modell wurde in Kap.2.2.3 beschrieben. Der Beitrag der B- Hadronen zu  $\langle \rho \rangle$  ist von der mittleren Multiplizität der geladenen Teilchen unter den Zerfallsprodukten  $\langle n_{ch} \rangle$  abhängig. In erster Näherung und zur Fehlerabschätzung kann zwischen dem B- Hadron Beitrag zu  $\langle \rho \rangle$  und  $\langle n_{ch} \rangle$  eine Proportionalität angenommen werden.

$\langle n_{ch} \rangle$  ist aus Messungen von CLEO[70] für eine Mischung von  $B^{+-}$  und  $B_d^0$ - Mesonen auf 3% genau bekannt. Im Unterschied hierzu wird für b- Jets aus  $e^+e^-$ - Vernichtungsreaktionen im Kontinuum der b- Quark- Produktion ähnlich wie im Fall der Charm- Quarks eine Mischung aus  $B^{+-}$ ,  $B_d^0$ - sowie  $\approx 15\% B_s^0$ - Mesonen und  $\approx 10\%$  B- Baryonen angenommen. Wegen der Dominanz des b- Quarks im Zerfall dieser Hadronen werden keine großen Unterschiede in den Zerfallsmultiplizitäten erwartet. So würde z.B. das  $B_s^0$  durch seinen Zerfall ( $B_s^0 \rightarrow F + x$ ) gegenüber dem Zerfall ( $B_d^0 \rightarrow D^+ + x$ ) bei sonst gleichen Bedingungen durch die gegenüber dem  $D^+$  höhere mittlere geladenen Multiplizität des F- Zerfalls ein um ca. 0.5 höheres  $\langle n_{ch} \rangle$  als das  $B_d^0$  besitzen, was einer Änderung von 0.07 für den Mittelwert aller B- Hadronen entspricht. Für  $\langle n_{ch} \rangle$  wird daher ein zusätzlicher Fehler von 3% wegen der anderen Mischung der B- Hadronen in den hier betrachteten  $e^+e^-$ - Reaktionen angenommen.

In der Simulation der B- Zerfälle wurden die mit einem Verzweigungsverhältnis von  $\approx 5\%$  auftretenden Zerfälle ( $B \rightarrow \tau + X$ ) nicht berücksichtigt. Der Einfluß der  $\tau$ - Lebensdauer auf  $\langle \rho \rangle$  durch solche Zerfälle ist aber vernachlässigbar, da diese Lebensdauer nur ca. 25% der B- Lebensdauer beträgt und der Anteil der Spuren aus  $\tau$ - Zerfällen nur etwa 1/3 der Spuren aus einem semileptonischen B- Zerfall

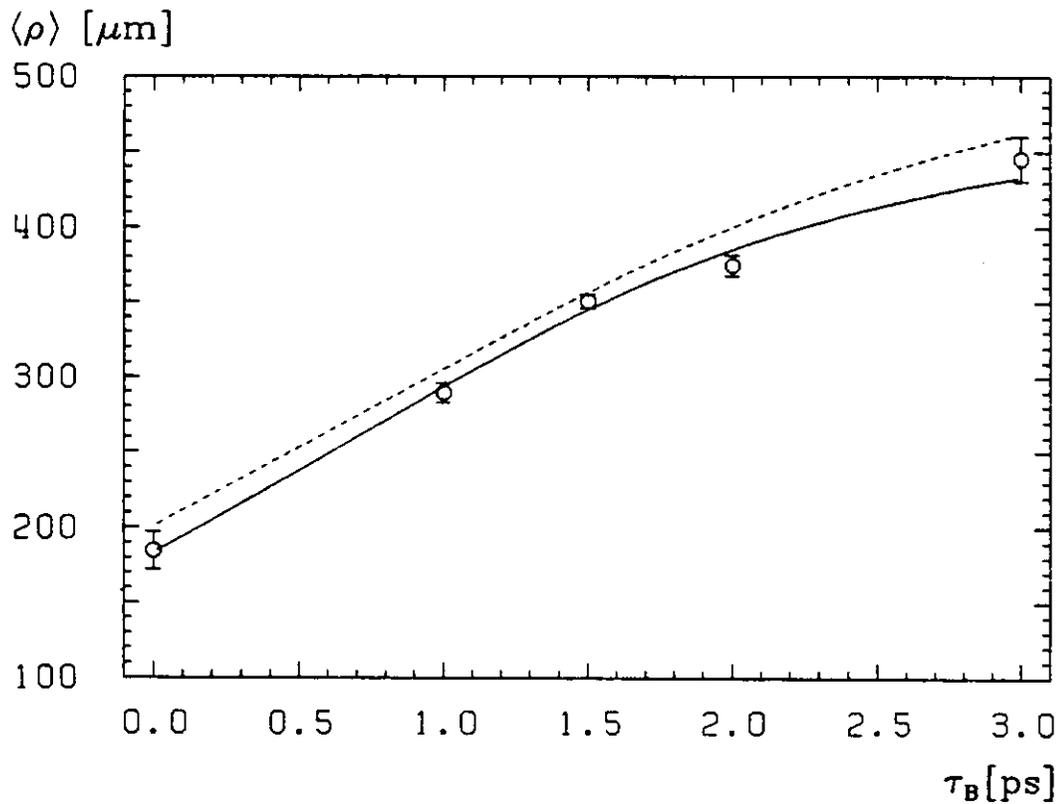


Abbildung 5.14:  $\langle \rho \rangle(\tau_B)$  gemittelt für  $W = 42\text{GeV}$  bei angenommener weicher Fragmentation der c- und b- Quarks: Dargestellt sind die Stützstellen aus der Simulation einschließlich ihrer statistischen Fehler, die Anpassung  $\langle \rho \rangle(\tau_B)$  (durchgezogen) und als Vergleich die entsprechende Funktion aus der normalen Fragmentation (gestrichelt)

ausmachen.

Ferner wurden in dem zur Simulation der Ereignisse verwendeten Modell keine B- Baryonen erzeugt. Da von ihnen nach dem heutigen Wissensstand jedoch erwartet wird, daß sie sich in den hier interessierenden Zerfalleigenschaften nicht anders als die B- Mesonen verhalten, spielt dieser Fehler in der Simulation keine Rolle.

Der Anteil des systematischen Fehlers in  $\langle \rho \rangle$  aus der Simulation der B- Zerfälle wird damit zu 4% von  $150\mu m$  oder  $6\mu m$  angesetzt.

**Test eines anderen Fragmentationsmodells** Bislang sind in diesem Abschnitt verschiedene Parameter des Modells der IJ- Fragmentation in ihrer Wirkung auf  $\langle \rho \rangle$  untersucht worden. Um einen Eindruck von der Empfindlichkeit von  $\langle \rho \rangle$  auf die Art des Modells zu gewinnen, wurden Simulationen mit der String- Fragmentation, und zwar mit dem Monte- Carlo- Generator LUND vers.5.2 unter Verwendung der darin enthaltenen Standardparameter durchgeführt. Die Quark- Fragmentation wird in diesem Modell durch die Funktion 2.10 mit den Parametern  $a = 1.0$  und  $b = 0.7$  bestimmt. Die Zerfälle der Charm- und Bottom- Hadronen werden nach einem einfachen Phasenraummodell mit einer der Zerfallsenergie entsprechenden zufälligen Multiplizitätsverteilung gerechnet. Mit diesem Modell wurden 2 Ereignisensembles bei  $W = 42GeV$  mit  $\tau_B = 0ps$  und  $\tau_B = 1.5ps$  simuliert. Für die mittleren Dipolmomente ergaben sich

$$\begin{aligned} \langle \rho \rangle(\tau_B = 0ps) &= 185.9 \pm 8.1\mu m \text{ und} \\ \langle \rho \rangle(\tau_B = 1.5ps) &= 321.8 \pm 8.7\mu m \text{ .} \end{aligned}$$

Im Vergleich mit der aus den mit der IJ- Fragmentation erzeugten Ereignisensembles gewonnenen Referenzkurve für  $\langle \rho \rangle(\tau_B)$  ist der aus dem LUND- Ensemble bestimmte Wert für  $\tau_B = 0ps$  um  $7.7 \pm 9.3\mu m$  zu klein. Bei der Betrachtung von  $\langle \rho \rangle$  für  $\tau_B = 1.5ps$  ist zu beachten, daß im LUND- Generator 10% der b- Quarks in Baryonen hadronisieren, diese aber im weiteren Verlauf der Simulation mit der Lebensdauer Null zerfallen. Daher muß der mit LUND zu  $\tau_B = 1.5ps$  bestimmte Wert für  $\langle \rho \rangle$  um 10% des erwarteten Effektes der B- Lebensdauer zu  $\langle \rho \rangle$  nach oben korrigiert werden: Dies sind  $15\mu m$ . Verglichen mit der Referenzkurve ist  $\langle \rho \rangle$  aus dem LUND- Monte- Carlo bei  $\tau_B = 1.5ps$  dann noch um  $11.8 \pm 9.3\mu m$  zu niedrig. Diese Abweichungen bei  $\tau_B = 0ps$  und  $\tau_B = 1.5ps$  von jeweils 1 Standardabweichung des statistischen Fehlers können einerseits in der zu groben Modellierung der Charm- und Bottom- Hadron- Zerfälle begründet sein, andererseits auch in dem Fragmentationschema und der speziellen Wahl seiner Parameter. Auf eine nähere Analyse wird an dieser Stelle jedoch verzichtet und das LUND- Modell als ganzes betrachtet. Die Differenz von  $12\mu m$  wird als typischer Wert für die Modellabhängigkeit von  $\langle \rho \rangle$  interpretiert.

#### 5.4.2 Fehler aus der Detektorsimulation

**Der Beitrag aus der Spurrekonstruktion** Um in größerem Umfang systematische Effekte der verschiedenen Parameter des Fragmentationsmodells testen zu können, wurde bei den dazu verwendeten simulierten Ereignissen auf die Anwendung des rechenzeitaufwendigen Spurrekonstruktionsprogrammes verzichtet. Es soll jetzt gezeigt werden, daß die Spurrekonstruktion keinen Einfluß auf  $\langle \rho \rangle$  hat. Es wurden  $\approx 40000$  hadronische Ereignisse mit dem Modell der IJ- Fragmentation bei  $W = 43.6GeV$  und einer B- Lebensdauer von  $1ps$  erzeugt. Ausgehend von den simulierten Treffern in den Kammern des Innendetektors wurde der gleiche Spurrekonstruktionsalgorithmus (FELIX) wie bei den Daten angewendet. Fig.5.15 zeigt ein Histogramm der aus diesen Ereignissen bestimmten Dipolmomente im Vergleich mit der gemessenen  $\rho$ - Verteilung. Beide Histogramme stimmen in ihrer Form sowohl im zentralen Teil als auch in den Ausläufern der Verteilungen, von den Effekten der etwas kürzeren B- Lebensdauer in der Monte- Carlo- Probe abgesehen, überein.

Der Mittelwert aus den mit Spurrekonstruktion simulierten Ereignissen beträgt  $\langle \rho \rangle = 281.7 \pm 10.8\mu m$  Da diese Ereignisse insbesondere nicht mit den aktuellen Mittelwerten der Lebensdauer der

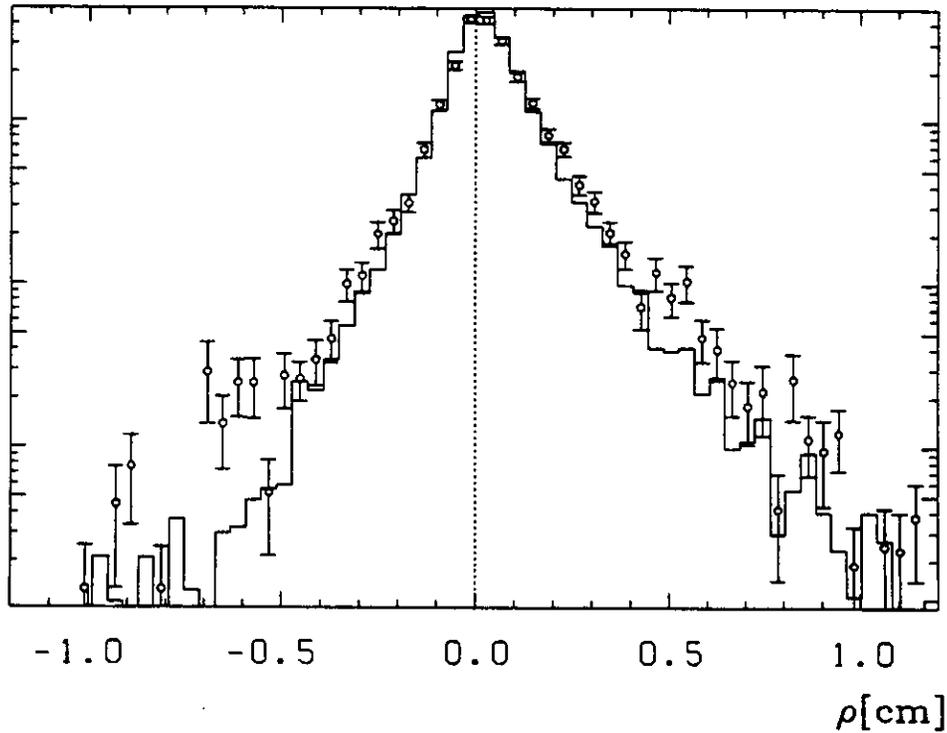
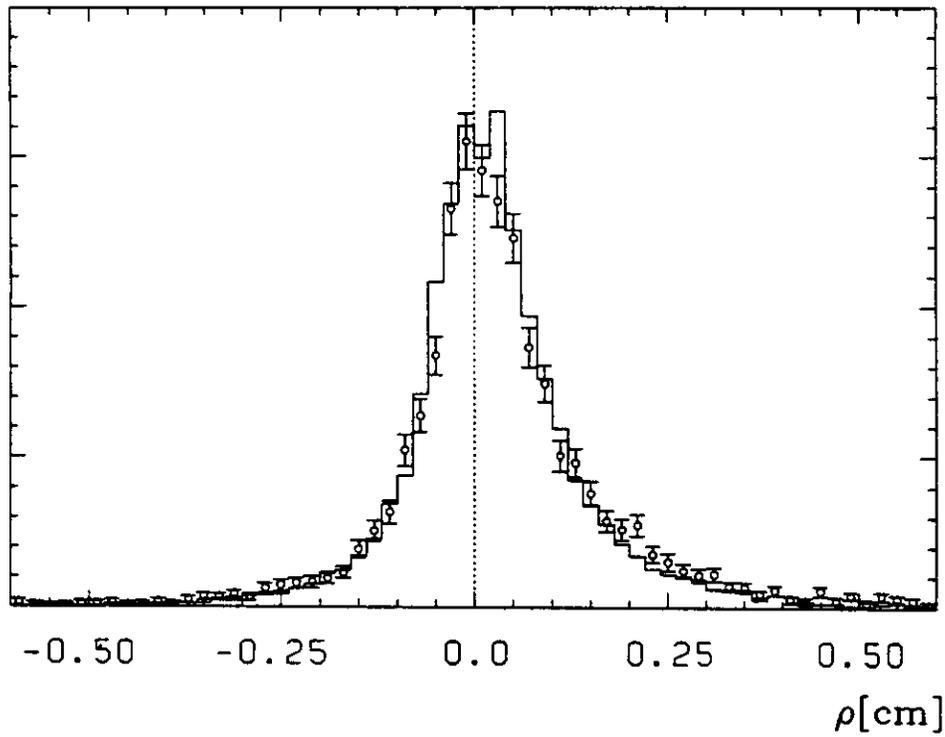


Abbildung 5.15: Die Verteilung der Dipolmomente  $\rho$  für Daten und Monte- Carlo- Ereignisse von  $\tau_B = 1.0ps$  und FELIX- Spurrekonstruktion im Vergleich: a) linear b) logarithmisch aufgetragen. Die Histogramme sind auf die gleiche Summe der gewichteten Einträge normiert. Die Punkte mit Fehlerbalken stellen die  $\rho$ - Verteilung der Daten dar. Der Maßstab in  $\rho$  ist in Figur b gegenüber Figur a halbiert.

Verschlechterung der Spurauflösung (Impakt- Parameter) um : $\sigma =$	$\langle \rho \rangle [\mu m]$
$0 \mu m$	$343.9 \pm 28.0$
$300 \mu m$	$331.2 \pm 30.2$
$600 \mu m$	$364.4 \pm 35.8$
$1000 \mu m$	$409.1 \pm 44.4$

Tabelle 5.3:  $\langle \rho \rangle$ - Abhängigkeit von der Spurauflösung des Detektors: Die gemessenen Impakt- Parameter der Spuren wurden mit einer gaussförmigen Zufallsverteilung der Breite  $\sigma$  verschmiert

Zahl der geforderten Spurtreffer im Vertexdetektor:	$\langle \rho \rangle [\mu m]$	Zahl der akzeptierten Ereignisse :
0	$343.9 \pm 28.0$	4934
1	$341.1 \pm 27.7$	4934
2	$336.1 \pm 26.8$	4930
3	$339.3 \pm 25.9$	4910
4	$344.9 \pm 25.1$	4899
5	$341.5 \pm 25.3$	4812
6	$317.6 \pm 25.1$	4657
7	$284.0 \pm 26.1$	4088
8	$241.3 \pm 32.7$	2540

Tabelle 5.4:  $\langle \rho \rangle$ - Abhängigkeit von der Zahl der Spurtreffer im Vertexdetektor:

Charm- Hadronen erzeugt worden sind, wurde zum besseren Vergleich etwa die vierfache Zahl an Ereignissen mit exakt den gleichen Modellparametern, jedoch ohne Anwendung des Spurrekonstruktions-Algorithmus, simuliert. Aus diesen Ereignissen wurde  $\langle \rho \rangle = 286.8 \pm 6.4 \mu m$  bestimmt. Die Differenz von  $5.1 \mu m$  ist im Rahmen des gemeinsamen statistischen Fehlers von  $12.0 \mu m$  mit Null verträglich.

Nun mag außer der Auflösung auch die Effizienz der Spurrekonstruktion für  $\langle \rho \rangle$  Bedeutung sein. In den simulierten Ereignissen, in denen die Spuren mit FELIX rekonstruiert wurden, liegt die mittlere Zahl der akzeptierten Spuren pro Ereignis mit 8.2 um 10% höher als der entsprechende Wert in den gemessenen Ereignissen. In den ohne die FELIX- Spurrekonstruktion simulierten Ereignissen wurde mit der Spurakzeptanz der Mittelwert der Daten eingestellt. In einigen zusätzlich simulierten Ereignisensembles wurde diese Akzeptanz nochmals um 10% gesenkt. Die beobachteten Abweichungen in  $\langle \rho \rangle$  blieben dabei kleiner als der statistische Fehler dieser Untersuchung von  $10 \mu m$ .

An dieser Stelle sei auch nochmals auf die Untersuchungen im Kap.3.6.3 über mögliche systematische Effekte in der Spurrekonstruktion verwiesen. Es haben sich keine Hinweise auf entsprechende Fehler ergeben. Die dort bestimmte Grenze von  $5 \mu m$  im Impakt- Parameter der Spuren ist allein durch den statistischen Fehler der Messung bestimmt. Sie entspricht einer Grenze für den Fehler in  $\langle \rho \rangle$  von ca.  $20 \mu m$ .

**Der Beitrag aus der Detektorauflösung für den Impakt- Parameter der Spuren** Bei der Ereignissimulation ist, auch bei weitgehender Übereinstimmung der  $\rho$ - Verteilungen aus den Daten

und den simulierten Ereignissen, eine genaue Reproduktion der tatsächlichen Messgenauigkeit des Detektors nicht unbedingt gewährleistet. Das gilt auch dann, wenn in der Simulation und bei der Auswertung der Daten der gleiche Algorithmus zur Spurkonstruktion verwendet wird. Diese Auflösung läßt sich unter den für die Spurvermessung schwierigen Bedingungen hadronischer Ereignisse auch nur abschätzen. Daher wurde in der Berechnung von  $\rho$  auf die Verwendung individueller Spurfehler in der Gewichtung der Spuren verzichtet: Diese Gewichte wäre in den Monte-Carlo-Ereignissen nur schwer zu reproduzieren gewesen. Es bleibt zu zeigen, daß  $\langle\rho\rangle$  innerhalb akzeptabler Grenzen tatsächlich unabhängig von der Detektorauflösung ist.

Ein Test auf eine solche Abhängigkeit wurde an den Daten durch eine künstliche Verschlechterung der Impakt-Parameter-Auflösung der Spuren durchgeführt. In Tabelle 5.3 ist das Ergebnis dargestellt: Neben der zu erwartenden Verschlechterung der statistischen Auflösung in  $\langle\rho\rangle$  ist ein Anstieg des Mittelwertes erst bei einer Verschlechterung der Spurauflösung um  $600\mu m$  zu beobachten, während die Abweichung der Spurauflösung in simulierten Ereignissen und Daten im Mittel sicher kleiner als  $200\mu m$  ist. Dies kann z.B. aus den Impakt-Parameter-Verteilungen der Spuren in Bezug auf das Zentrum des Strahlflecks gezeigt werden.

Bei den zur Bestimmung von  $\rho$  aus den Daten verwendeten Spuren wurden keine Anforderungen an die Zahl der zugeordneten Treffer im Vertexdetektor gestellt. In Tabelle 5.4 ist das Ergebnis einer Analyse dargestellt, in der zusätzlich ein solcher Schnitt in der Mindestzahl der Vertexdetektor-Treffer für akzeptierte Spuren eingeführt wurde.  $\langle\rho\rangle$  ist mit zunehmender geforderter Trefferzahl zunächst stabil. Bis zu wenigstens 4 geforderten Treffern nimmt sogar der statistische Fehler um 10% ab. Bei sehr harten Schnitten mit 7 oder 8 geforderten Treffern nimmt die Zahl der akzeptierten Ereignisse mit einer ausreichenden Zahl an Spuren ab und der Fehler in  $\langle\rho\rangle$  wieder zu. Auch wird der Mittelwert kleiner: Dies liegt an der begrenzten Granularität des Vertexdetektors, der im Zentrum eines Jets bei der dort vorhandenen hohen Spurdichte eine störungsfreie Messung der Spuren durch Auslöschung von Treffern bei mehreren Spuren in einer Zelle nicht zuläßt. Gerade dort befinden sich aber die Spuren aus den Charm- und Bottom-Hadron-Zerfällen mit ihrem hohen Beitrag zu  $\langle\rho\rangle$ .

Da in keinem der hier aufgeführten Fälle ein Hinweis auf einen systematischen Effekt in  $\langle\rho\rangle$  auf Grund der Simulation des Detektors gefunden werden konnte, andererseits gerade dort, wo der direkte Vergleich mit den Daten notwendig ist, die statistischen Grenzen der Fehlerbestimmung recht hoch sind, soll dieser Anteil am systematischen Fehler von  $\langle\rho\rangle$  auf  $15\mu m$  festgelegt werden.

**Der Beitrag aus der Selektion der hadronischen Ereignisse** Bei der Selektion des Datensatzes der hadronischen Ereignisse in der TASSO-Analyse (vergl. Kap.3.4) wurden auch einige Ereignisse akzeptiert, die keine hadronischen Ereignisse aus der  $e^+e^-$ -Vernichtung sind:

- Der Einfluß der  $0.5 \pm 0.4\%$   $\tau$ -Paare im Datensatz auf  $\langle\rho\rangle$  wurde durch die Simulation solcher Ereignisse und anschließender Dipolmoment-Analyse bestimmt. Zwar beträgt für die  $\tau$ -Paare, die den Kriterien der Selektion hadronischer Ereignisse genügen,  $\langle\rho\rangle(\tau\bar{\tau}) = 1100 \pm 200\mu m$ , jedoch entspricht das Gewicht dieser Dipole nur ca. 2.5% des entsprechenden Wertes hadronischer Ereignisse. Sie liefern daher nur einen vernachlässigbaren Beitrag zur gewichteten  $\rho$ -Verteilung.
- Die  $0.5 \pm 0.5\%$  Untergrund aus Strahl-Restgas und -Strahlrohr-Wechselwirkung sowie  $1.0 \pm 0.5\%$   $\gamma\gamma$ -Ereignisse werden durch die gegenüber der Datenselektion härteren Schnitte in der  $\rho$ -Analyse weiter unterdrückt. Statt  $|d_0| < 5cm$  ist die geforderte Umgebung vom Strahlfleck in  $(r, \phi)$  kleiner als  $1cm$ . Ferner wird  $|z_0| < 5cm$  statt  $|z_0| < 20cm$  und  $|p_\perp| > 0.2GeV$  statt  $|p_\perp| > 0.1GeV$  gefordert. Allein durch den  $|z_0|$ -Schnitt wird der Strahl-Restgas-Untergrund auf höchstens 1/4 des ursprünglichen Wertes reduziert. Mögliche Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkung sind nach dem harten Schnitt auf den Impakt-Parameter der Spuren vernachlässigbar. Da die Spuren aus  $\gamma\gamma$ -Ereignissen überwiegend einen sehr niedrigen Impuls  $p_\perp$  besitzen, werden diese durch den entsprechenden Schnitt deutlich reduziert.

Zur Abschätzung des Fehlerbeitrags wird angenommen, daß diese Ereignisse mit höchstens 1.3% des Gewichtes aller hadronischen Ereignisse in den Daten und mit einem mittleren  $\rho$  nicht kleiner als  $0\mu m$  und nicht größer als der doppelte Wert vom gemessenen  $\langle\rho\rangle$  betragen. Dies entspricht einem Fehler von  $5\mu m$ .

Abschließend sollen noch einige weitere Untersuchungen erwähnt werden, in denen solche Schnitte und Parameter in der  $\rho$ - Analyse variiert werden, die  $\langle\rho\rangle$  sowohl in den Daten als auch in den simulierten Ereignissen verändern können. Es handelt sich dabei nicht mehr um eine gezielte Überprüfung der korrekten Wahl der Modellparameter oder der Übereinstimmung bestimmter Aspekte des Modells mit den Daten. Vielmehr soll in einer Konsistenzprüfung gezeigt werden, daß das gemessene  $\tau_B$  nicht von der speziellen Wahl der Parameter des Algorithmus zur  $\rho$ - Bestimmung abhängt. Da bei veränderten Analysebedingungen die statistischen Fehler der Daten nur teilweise korreliert sind und außerdem die Erzeugung von Vergleichswerten mit einer hohen statistischen Genauigkeit aus den simulierten Ereignissen einen sehr hohen Rechenzeitbedarf hat, wurden folgende Untersuchungen auf der Basis von relativen Fehlern von  $\approx 0.3ps$  für  $\tau_B$  im Vergleich mit der normalen Analyse gemacht:

- Die Akzeptanzschnitte nach Fig.5.3 wurden in einem Vergleich auf  $6mm$  längs der Sphärizitätsachse und  $2mm$  senkrecht zur Achse verkleinert, in einer anderen Analyse auf  $15mm$  und  $5mm$  vergrößert. Dabei hat sich die Akzeptanz der B- Hadronen, aber auch der Beitrag aus  $K_s^0$ - und A- Zerfällen entsprechend verkleinert bzw. vergrößert.
- Die  $\chi$ - Schnitte für die Spurauswahl bei und nach der Bestimmung der Ablage der Sphärizitätsachse wurden zwischen  $\chi(MAX) = 5$  und  $\chi(MAX) \rightarrow \infty$  verändert.  $\chi(MAX) = 25$  ist der Standardwert in der Analyse. Nur für die Wahl kleinerer  $\chi(MAX)$  hat sich  $\langle\rho\rangle$  deutlich verändert. Es ist in gleicher Weise für die Daten und die Simulation kleiner geworden.
- Der  $p_{\perp}$ - Schnitt der akzeptierten Spuren wurde von  $0.2GeV/c$  auf  $0.5GeV/c$  und  $0.7GeV/c$  heraufgesetzt. Außer einer Verringerung der statistischen Auflösung war kein Effekt erkennbar.
- Statt der Gewichtung mit  $g_i \cdot y_i$  in der  $\rho$ - Bestimmung nach Gl.5.4ff wurde mit  $g_i$  und mit  $g_i \cdot p_{\parallel}$ ,  $p_{\parallel}$  in  $GeV/c$ , gewichtet. Im Fall der Gewichtung nur mit  $g_i$  verschlechtert sich die Auflösung für die Messung der B- Lebensdauer um ca. 20%.

In keinem dieser Fälle ergab sich ein Hinweis auf eine Abhängigkeit des Meßwertes von der besonderen Wahl der Schnitte und der Gewichtung, d.h. alle Ergebnisse stimmten auf besser als  $0.3ps$  mit dem ursprünglichen Wert überein.

### 5.4.3 Zusammenfassung

Einen Überblick aller Beiträge zum systematischen Fehler gibt Tabelle 5.5. Quadratisch addiert ergeben sie einen Wert von  $\pm 23\mu m$ . Zur Bestimmung des Endergebnisses wurde zunächst in den an den Referenz- Datensätzen angepaßten Parametern der Funktion 5.9 (vergl. Fig.5.12) der um  $7.7\mu m$  kleinere Beitrag der mittleren Charm- Lebensdauer berücksichtigt. Hierzu wurde der Parameter  $a$  von  $346.6 \pm 2.5\mu m$  auf  $338.9 \pm 2.5\mu m$  reduziert. An Hand dieses Maßstabs wurde das mittlere Dipolmoment  $\langle\rho\rangle$  der Daten, der statistische und der systematische Fehler in  $\tau_B$  ungerechnet. Das Ergebnis lautet:

$$\tau_B = (1.45 \begin{matrix} +0.30 & +0.25 \\ -0.28 & -0.23 \end{matrix} \begin{matrix} \\ stat. \\ \end{matrix} \begin{matrix} \\ \\ syst. \end{matrix})ps .$$

Fehlerquelle	$\Delta\langle\rho\rangle$ [ $\mu\text{m}$ ]
Anteil der Strange- Quarks in in der Jet- Fragmentation ( $K_s^0$ - und $\Lambda$ - Produktion)	5
Lebensdauer und relativer Anteil der verschiedenen Charm- Hadronen	7
$\epsilon_c, \epsilon_b$ für die Fragmentation der schweren Quarks nach Peterson et al.	6
Simulation der B- Zerfälle	6
Modellabhängigkeit der Jetfragmentation	12
Detektorsimulation	15
Selektion der Ereignisse	5
totaler systematischer Fehler (quadratisch addiert)	23

Tabelle 5.5: Zusammenstellung der verschiedenen Beiträge zum systematischen Fehler von  $\langle\rho\rangle$

# Kapitel 6

## Ergänzungen

### 6.1 Dipolmassenmomente

Die Betrachtungen des vorigen Kapitels haben ergeben, daß das mittlere Dipolmoment  $\langle \rho \rangle$  von  $\approx 345 \mu m$  in den Daten knapp zur Hälfte durch die Lebensdauer der B- Hadronen bestimmt ist. Aus Simulationsrechnungen ergibt sich  $\langle \rho \rangle(u, d, s, c) = 189 \mu m$  als Mittelwert für die leichten Quarksorten und Charm als primäre Quarks und  $\langle \rho \rangle(b, \tau_B = 1 ps) = 1049 \mu m$ , sowie  $\langle \rho \rangle(b, \tau_B = 1.5 ps) = 1405 \mu m$  für primäre b- Quarks. Allerdings ist die Breite der  $\rho$ - Verteilungen mit  $\sigma \approx 1500 \mu m$  zu groß, als daß auf Grund des Dipolmoments eine brauchbare Selektion eines b- angereicherten Ereignisensembles möglich wäre. Eine solche Selektion wäre auch von einem sehr genauen Verständnis der Detektorauflösung in der Monte- Carlo- Simulation abhängig. Andererseits sollte es möglich sein, Eigenschaften der Zerfallsprodukte von B- Hadronen, die sich von denen leichter Hadronen unterscheiden, mit dem Dipolmoment zu verknüpfen. Eine solche Korrelation sollte das "b- Signal" in der neuen Meßgröße verstärken. Wie Tab.4.2 zeigt, sind die Unterschiede in den Mittelwerten der kinematischen Größen zwischen Spuren aus b- Jets und solchen aus beliebigen Jets gering, so daß keine großen Erwartungen an ein solches Verfahren geknüpft werden dürfen.

Im folgenden soll ausgenutzt werden, daß Teilchen aus B- Zerfällen im Mittel einen höheren Beitrag zur invarianten Masse ihres Jets liefern als die Hadronen aus der folgenden Fragmentationskaskade. Außerdem ist die Jetmasse für b- Jets etwas größer als die anderer Jets[131]. Da nun die B- Zerfallsprodukte entsprechend der Lage der Vertizes vorwiegend an den "Enden" des Dipols anzufinden sind, sollte das Produkt aus dem Beitrag der Spur zum Dipolmoment und zur invarianten Jetmasse bei solchen Spuren besonders hoch ausfallen.

Dieser Zusammenhang soll in einer aus dem Dipolmoment  $\rho$  abgeleiteten Größe, dem Dipolmassenmoment  $\rho_M$ , ausgenutzt werden. Zur Beschreibung der Konstruktion des Dipolmassenmomentes wird in Ergänzung zu Fig.5.2 aus Fig.6.1 verwiesen. Die Variable  $\rho$  wurde als der relative Abstand der beiden Jets eines Ereignisses entlang der Sphärizitätsachse bestimmt. Die Koordinaten der Vertizes wurden aus den Schnittpunkten der Spuren mit der Achse berechnet. Jetzt soll als neue Meßgröße eines Teilchens das Produkt der Schnittpunktskoordinate mit seinem Massenbeitrag (s.u.) verwendet werden. Anders als bei der Bestimmung von  $\rho$  aus der Differenz der jetweise gemittelten Koordinaten muß (wegen der im allgemeinen unterschiedlichen Massen der Jets) bei der Berechnung von  $\rho_M$  zunächst die Koordinate des Schwerpunktes des Ereignisses festgelegt werden. Von den Schnittpunktskoordinaten der Spuren wird die Schwerpunktskoordinate abgezogen. Die Unterscheidung der Jetzugehörigkeit der Teilchen wird durch einen Vorzeichenwechsel der neuen Koordinate für Spuren aus dem Jet 2 ausgedrückt. Das Dipolmassenmoment  $\rho_M$  ist dann der aus allen Spuren eines Ereignisses bestimmte gewichtete Mittelwert des Produktes aus dieser Koordinate und dem Massenbeitrag der Spuren. Für Spuren aus B- Zerfällen sollte sowohl der Abstand vom Schwerpunkt auf der positiven, "richtigen" Seite als auch der Massenbeitrag besonders hoch sein, so daß b- Ereignisse im Mittel ein hohes  $\rho_M$  besitzen sollten.

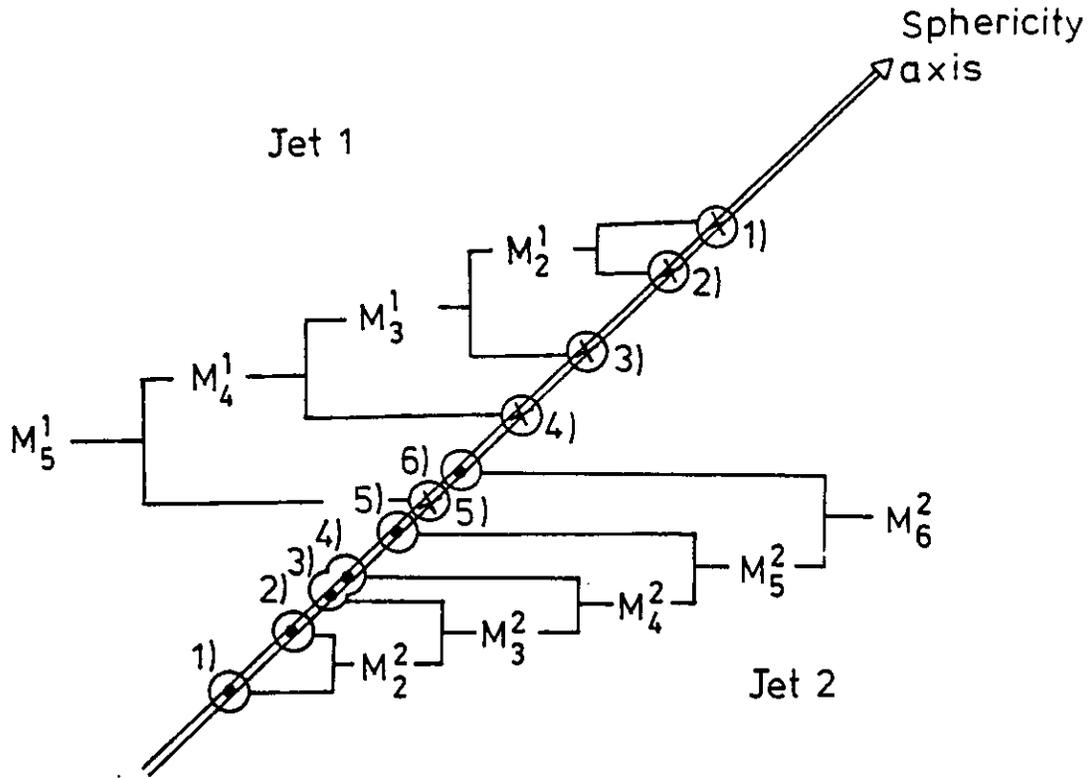


Abbildung 6.1: Prinzipskizze zur Konstruktion der Dipolmassenmomente

Es folgt eine Beschreibung des Algorithmus zur  $\rho_M$ -Berechnung: Zunächst werden die Spuren jetweise entsprechend der Lage ihrer Schnittpunkte auf der Sphäritätsachse durchnummeriert: Für Jet 1 mit absteigender Koordinate  $r_i$  und für Jet 2 aufsteigend. Unter Annahme der Pionmasse für die Teilchen wird die invariante Masse  $M_i^j$ ,  $i \geq 2$  aus den Teilchen 1 ..  $i$  des Jets  $j$  bestimmt. Um an den Enden der Kette der geordneten Schnittpunkte  $i$  eines Jets  $j$  einen Ausgleich der den Spuren zugeordneten Massen  $m_i^j$  zu erreichen, wird nach der Gleichung

$$\begin{aligned}
 m_i^j &= \frac{1}{2} (M_{i+1}^j - M_{i-1}^j) , \\
 i &= 1 .. n^j , \\
 M_i^j &= 0 \text{ für } i \in \{0, 1\} , \\
 M_{n^j+1}^j &= M_{n^j}^j
 \end{aligned}
 \tag{6.1}$$

der Zuwachs der invarianten Jetmasse interpoliert.

Mit den so festgelegten  $m_i^j$  wird das gewichtete Dipolmassenmoment  $\rho_M$  wie folgt bestimmt:

$$\rho_M = \frac{\sum_{i,j} c^j \cdot m_i^j \cdot g_i^j \cdot y_i^j \cdot (r_i^j - \bar{r})}{\sum_{i,j} g_i^j \cdot y_i^j}
 \tag{6.2}$$

$$\bar{r} = \frac{\sum_{i,j} m_i^j \cdot g_i^j \cdot y_i^j \cdot r_i^j}{\sum_{i,j} m_i^j \cdot g_i^j \cdot y_i^j}
 \tag{6.3}$$

Die Summen laufen jeweils über alle Schnittpunkte beider Jets. Es ist  $c^j = +1$  für  $j = 1$  und  $= -1$  für  $j = 2$ . Die Schwerpunktskoordinate ist  $\bar{r}$ ,  $\rho_M$  ist der Mittelwert von  $m_i \cdot (r_i - \bar{r})$  über die Spuren.

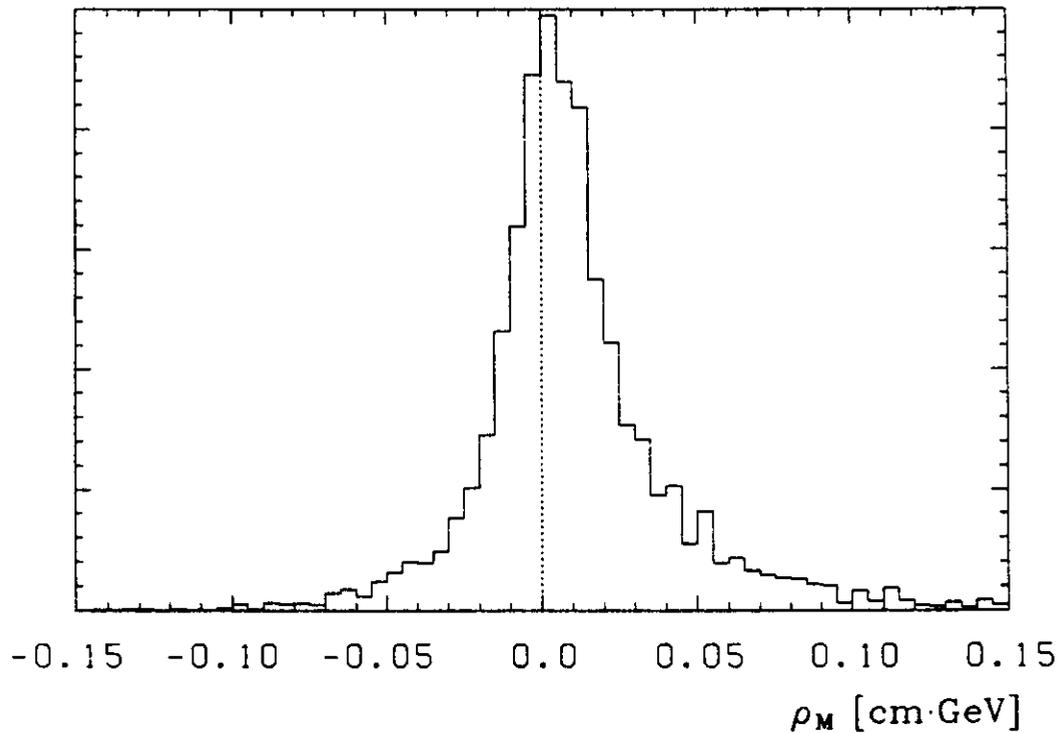


Abbildung 6.2: Die gewichtete Verteilung der Dipolmassenmomente  $\rho_M$  aus den Daten

Beide Größen werden als gewichtete Mittelwerte mit  $g_i \cdot y_i$  als Gewicht bestimmt. Zur Bestimmung des Gewichtes für  $\rho_M$  wird nicht die Fehlerfortpflanzung zu Gleichung 6.2 angewendet (weil hierzu auch die Fehler aus den  $m_i$  bekannt sein müßten), sondern das Gewicht  $W(\rho)$  aus den Gleichungen 5.5 und 5.7 beibehalten. Zudem sind die Eigenschaften dieses Gewichtes bei der Kompensation möglicher Unterschiede in der Fragmentation schwerer Quarks zwischen Daten und Simulation bereits untersucht worden.

Fig.6.2 zeigt die  $\rho_M$ - Verteilung der Daten. Der Mittelwert ist  $116.1 \pm 6.9 \mu m \cdot GeV$ , die Breite der Verteilung beträgt  $\sigma = 369 \mu m \cdot GeV$ , jeweils bestimmt für  $-0.3 < \rho_M < +0.3 \text{ cm} \cdot GeV$ . Der Mittelwert für B- Ereignisse mit  $\tau_B = 1.5 ps$  wurde nach Simulationsrechnungen zu  $420 \mu m \cdot GeV$  bestimmt und ist damit -im Gegensatz zu den  $\rho$ - Verteilungen- größer als die Breite der  $\rho_M$ - Verteilung aller gemessenen Ereignisse.

Ebenso wie im Fall des Dipolmoments  $\rho$  wurde auch für das Dipolmassenmoment  $\rho_M$  durch Monte-Carlo- Simulationen die Abhängigkeit des Mittelwertes von der B- Lebensdauer bestimmt. Fig.6.3 zeigt die an die Monte- Carlo- Mittelwerte  $\langle \rho_M \rangle(\tau_B)$  für  $W = 42 GeV$  angepaßte Funktion 5.9 mit den Parametern:

$$\begin{aligned} a &= 113.5 \pm 0.7 \\ b &= 28.9 \pm 0.9 \\ c &= 4.57 \pm 0.5 \end{aligned} \quad (6.4)$$

Nach der Korrektur der in der Simulation überschätzten mittleren Charm- Lebensdauer (vergl. Kapitel 5.4.1) ist  $a = 111.7 \pm 0.7$ . Damit ergibt sich ein Meßwert der mittleren B- Lebensdauer von:

$$\tau_B = 1.57 \begin{matrix} +0.30 \\ -0.27 \\ \text{stat.} \end{matrix} [ps] \quad (6.5)$$

Mit einer Abweichung von  $+0.12 ps$  stimmt dieser Wert mit dem Ergebnis aus der Dipolmethode

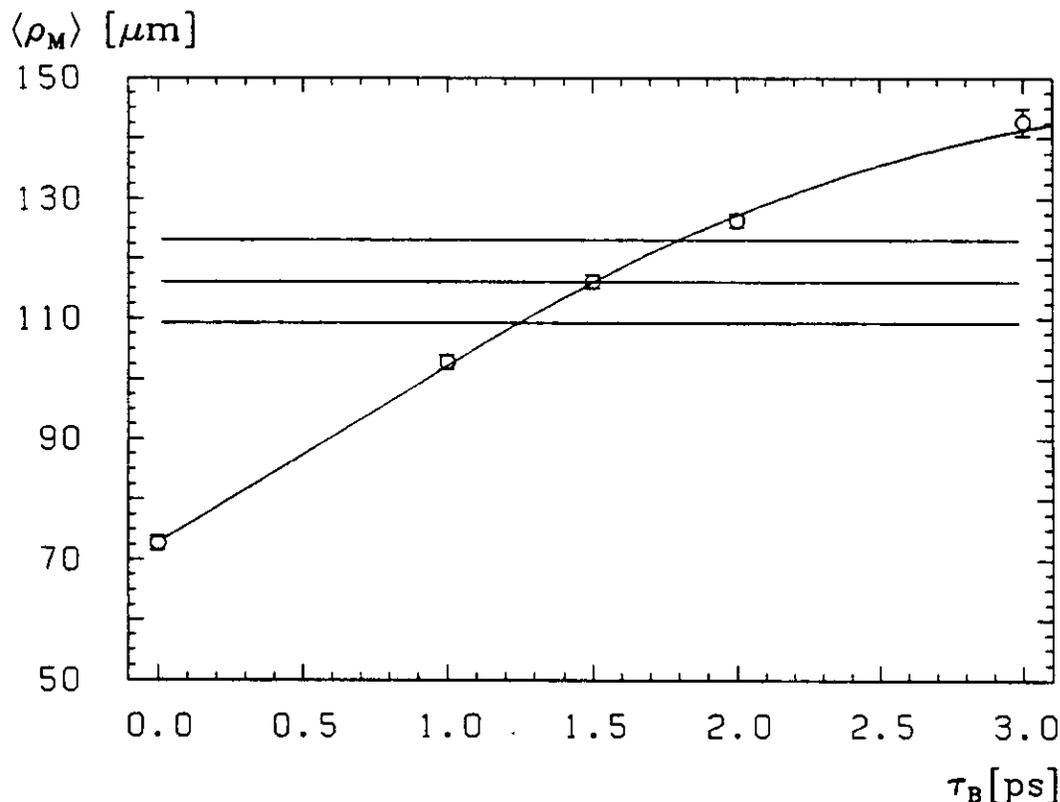


Abbildung 6.3:  $\langle \rho_M \rangle(\tau_B)$  für  $W = 42 GeV$  im Vergleich mit dem Meßwert: Die Stützpunkte wurden aus Simulationen bei  $W = 44 GeV$  und  $W = 35 GeV$  linear interpoliert. Die durchgezogene Linie ist die angepaßte Funktion 5.9. Der Meßwert ist mit seiner  $1\sigma$ - Fehlerumgebung eingezeichnet

überein, zumal die statistischen Fehler beider Messungen nur zum Teil korreliert sind. Der absolute statistische Fehler ist geringfügig kleiner als der aus der Bestimmung mit  $\langle \rho \rangle$ . Berücksichtigt man aber, daß die so gemessene Lebensdauer etwas größer ist als der aus  $\langle \rho \rangle$  bestimmte Wert und sowohl bei  $\langle \rho \rangle(\tau_B)$  als auch bei  $\langle \rho_M \rangle(\tau_B)$  die Steigung bei größerer B- Lebensdauer abflacht, dann ergibt sich aus der  $\rho_M$ - Messung eine etwa 10% bessere statistische Genauigkeit. Nun muß wegen der komplexeren Berechnung von  $\rho_M$  möglicherweise mit größeren Auswirkung von Fehlern des Fragmentationsmodells oder der Detektorsimulation und damit größeren systematischen Fehlern gerechnet werden. Daher ist diese Messung nicht in erster Linie als eine weitere Methode zur Messung von  $\tau_B$  zu verstehen. Vielmehr soll sie zeigen, daß die Annahme, daß Spuren mit einem hohen (positiven) Beitrag zum Dipolmoment bevorzugt die Zerfallsteilchen der B- Hadronen repräsentieren und damit einen hohen Beitrag zur invarianten Jetmasse liefern, in Übereinstimmung mit den Messungen steht.

## 6.2 Das mittlere Dipolmoment für Ereignisensembles mit unterschiedlichem b- Quark Anteil

Um zu testen, ob das mittlere Dipolmoment  $\langle \rho \rangle$  entsprechend den Modellerwartungen von den verschiedenen Flavours des primären Quarks abhängt, wurde  $\langle \rho \rangle$  für die mit dem "boosted sphericity product" bestimmten b- angereicherten und b- abgereicherten Ereignisensembles bestimmt. Dieses Verfahren wurde bereits in Kap.4.2 dargestellt. Das Ergebnis ist in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Aus den Monte- Carlo- Simulationen im Kap.5.3 wurde das mittlere Dipolmoment von  $(u, d, s)$  und  $c$ - Ereignissen zu  $\approx 200 \mu m$ , das von b- Ereignissen bei  $\tau_B = 1.5 ps$  zu  $\approx 1500 \mu m$  bestimmt. Durch eine

$S_1 \times S_2$	# Ereignisse	$\langle \rho \rangle [\mu\text{m}]$	Zusammensetzung des Ensembles: $(uds) : c : b$
$< 0.04$	3389	$257 \pm 34$	57 : 37 : 6
$> 0.1$	547	$616 \pm 83$	33 : 35 : 32

Tabelle 6.1: Das mittlere Dipolmoment  $\langle \rho \rangle$  für b- an- und abgereicherte Ereignisensembles. Zur Ereignisauswahl wurde die Methode des "boosted sphericity product" verwendet

gewichtete Mittelung beider Werte entsprechend den Anteilen von b- Ereignissen in beiden Proben lassen sich die gemessenen mittleren Dipolmomente recht gut reproduzieren. Da die Zusammensetzung der Quark- Flavours in den beiden Ensembles nicht genau genug bekannt ist und außerdem durch diese Ereignisauswahl auch untypische Gewichtsverteilungen für  $\rho$  entstehen (das mittlere Gewicht eines Dipolmoments ist in der angereicherten Probe 1.5 mal so groß wie im Mittel aller Ereignisse), wurde auf eine quantitative Analyse verzichtet.

### 6.3 Das mittlere Dipolmoment für Ereignisse mit unterschiedlich vielen Vertizes

Die in dieser Arbeit angewendete Dipolmethode hat wie alle indirekten Verfahren zur Lebensdauerbestimmung den Nachteil, daß sie kaum Rückschlüsse auf die Art der Teilchen zuläßt, die zu der gemessenen Zerfallslänge oder einer entsprechenden Größe beitragen. So werden bei der Dipolmethode alle bekannten Effekte, die auf  $\rho$  Einfluß haben, simuliert, um im Vergleich mit  $\langle \rho \rangle$  aus den Daten den unerklärten Anteil der einzigen weiteren anzunehmenden Quelle -der von Null verschiedenen Lebensdauer der B- Hadronen- zuzuordnen. Um die Plausibilität dieser Annahme zu untermauern, wurde in den vorigen Abschnitten dieses Kapitels an zwei Beispielen gezeigt, daß  $\langle \rho \rangle$  in der erwarteten Weise mit den angenommenen kinematischen Eigenschaften der B- Hadronen in ihren Jets und der Art ihres Zerfalls korreliert ist.

Ein weiteres starkes Indiz für eine B- Lebensdauer, die tatsächlich in der erwarteten Größenordnung liegt, wäre die Rekonstruktion von wenigstens einigen Zerfallsvertizes mit für B- Hadronen typischen Eigenschaften. Außerdem müßte der primäre Vertex der  $e^+e^-$ - Vernichtung bekannt sein. Eine solche, stark auf einen B- Zerfall hinweisende Konstellation an Spuren könnte folgendermaßen aussehen:

In wenigstens einem Jet des betrachteten Ereignisses lassen sich mehrere (ca. 5) Spuren finden, die nicht aus dem primären Vertex stammen können, wohl aber untereinander mit der Annahme von ein oder zwei Vertizes vereinbar sind. Um als Quelle den Zerfall eines primär erzeugten Charm- Hadrons auszuschließen, muß die aus diesen Teilchen berechnete invariante Masse zwischen der von Charm- und Bottom- Hadronen liegen. Der Impulsvektor dieser Teilchenkombination muß vom Zerfallsvertex auf den primären Vertex zurückweisen und nach Betrag und Richtung relativ zur Sphärizitätsachse mit der harten b- Fragmentation vereinbar sein.

Leider sind solche Ereignisse bei der gegebenen Detektoraufösung sehr unwahrscheinlich: Zunächst ist der primäre Vertex nur unter Schwierigkeiten zu bestimmen, da der Strahlfleck mit seiner Ausdehnung als Position zu ungenau und im einzelnen Ereignis nicht bekannt ist, welche Spuren aus diesem Vertex stammen. Außerdem werden nicht alle Spuren in den Qualitätsschnitten der Analyse akzeptiert, was neben dem Verlust durch neutrale Teilchen eine weitere Reduzierung der "sichtbaren" invarianten Masse bedeutet. Schließlich lassen sich viele Spuren, die tatsächlich aus einem B- Zerfall mit großer Zerfallslänge stammen mögen, wegen der kleinen Öffnungswinkel im Zerfall nicht vom primären Vertex trennen.

Um dennoch einen Zusammenhang zwischen der Vertex- Struktur eines Ereignisses, der hieraus abgeleiteten Wahrscheinlichkeit, daß es sich um eines mit primären b- Quarks handelt, und dem Dipolmoment zu finden, wurde die Fragestellung verändert: Gesucht wird nach der Wahrscheinlichkeit,

Art der untersuchte Ereignisse:	Monte- Carlo	Daten
Anzahl der untersuchte Ereignisse:	18808	8924
Anzahl der 1- Vertex Ereignisse: primäre Quarks ( $uds$ ) : $c$ : $b$ $\langle \rho \rangle [\mu m]$	3558 61 : 32 : 7 $96 \pm 15$	1427  $96 \pm 26$
Anzahl der 3- Vertizes Ereignisse: primäre Quarks ( $uds$ ) : $c$ : $b$ $\langle \rho \rangle [\mu m]$	116 37 : 34 : 29 $1199 \pm 251$	72  $963 \pm 428$

Tabelle 6.2: Ergebnisse der Analysen an typischen 1- und 3- Vertizes- Ereignissen

mit der ein Ereignis innerhalb der Meßfehler der Spuren mit der Annahme von 1, 2, 3... Vertizes in der  $(r, \phi)$ - Ebene zu erklären ist. Hierbei wird zu der jeweils angenommenen Zahl an Vertizes diejenige Zuordnung der Spuren zu den Vertizes bestimmt, die das kleinste  $\chi^2$  ergibt. Es wird keine Aussage über mögliche andere Spurkombinationen mit einem ebenfalls akzeptablen  $\chi^2$  gemacht. Im folgenden sollen die Details des Algorithmus beschrieben werden:

Die Auswahl der Ereignisse und Spuren entspricht dem im Kap.5.2 beschriebenen Verfahren. Allerdings wurden die Anforderungen an die Spuren abgeschwächt, um eine höhere mittlere Spurmultiplicität pro Ereignis zu erhalten. Es wird  $\chi^2_{(r, \phi)}/N_f < 5$ ,  $\chi^2_z/N_f < 5$  und  $|z_0| < 8cm$  verlangt. Der Schnitt im Winkel zur Sphärizitätsachse wird fallengelassen und der Schnitt nach Fig.5.3 auf die Umgebung des Strahlflecks wird auf  $15mm$  in Richtung der Sphärizitätsachse und auf  $5mm$  senkrecht zu dieser erweitert.

Die so ausgewählten Spuren werden zur Vertex- Konstruktion in der Umgebung des Detektorzentrums durch Geraden approximiert. Diese sind durch den  $\phi$ - Winkel am Aufpunkt der Spur zum Detektorzentrum, den Impakt- Parameter und dessen Fehler aus der Spurvermessung und der Vielfachstreuung im Strahlrohr beschrieben. Da sich in einer Ebene 2 nichtparallele Geraden trivial in einen Vertex schneiden, wird im folgenden nur dann die Hypothese von  $n$  Vertizes getestet, wenn das Ereignis wenigstens  $(2n + 1)$  akzeptierte Spuren besitzt.

Zunächst wird der wahrscheinlichste Vertex aller Spuren bestimmt. Entspricht das  $\chi^2$  der Anpassung bei der gegebenen Zahl an Freiheitsgraden einer Wahrscheinlichkeit von wenigstens 85%, so wird dieses Ereignis als 1- Vertex- Ereignis angesprochen. Ist die Wahrscheinlichkeit kleiner und reicht die Zahl der Spuren nicht zu einer nichttrivialen Bestimmung von 2 Vertizes aus, so wird es verworfen. Bei den verbleibenden Ereignissen wird diejenige Zuordnung der Spuren zu 2 Vertizes bestimmt, die das kleinste  $\chi^2$  besitzt. Für ein 2- Vertizes- Ereignis wird in dieser Analyse eine Wahrscheinlichkeit von wenigstens 50% verlangt. Für die verbleibenden Ereignisse mit hinreichend vielen Spuren wird die Spurkombination mit dem minimalen  $\chi^2$  für 3 Vertizes bestimmt.

Nun kann es in einem Ereignis auch einzelne Spuren geben, die durch Wechselwirkung im Detektor oder als einziges geladenes Teilchen eines Zerfalls zu keinem sichtbaren Vertex gehören und auch nicht zufällig dicht an einem anderen Vertex vorbeilaufen. Solche Spuren schneiden sich in der Ebene aber stets mit allen anderen Spuren eines Ereignisses. Falls nun in der Vertexanpassung einer der Vertizes aus nur 2 Spuren besteht, kann ohne weitere Information nicht unterschieden werden, ob diese Kombination einem wirklichen Zerfall entspricht oder zufällig ist. Bei 3 oder mehr Spuren in einem Vertex werden die zufälligen Kombinationen unterdrückt. Von einem Ereignis der 3- Vertizes- Klasse soll daher verlangt werden, daß zu jedem Vertex wenigstens 3 Spuren gehören. Da in praktisch jedem Ereignis auch solche einzelnen Spuren existieren, wird bei der Konstruktion von 3 Vertizes in einem Ereignis zunächst wenigstens einer der 3 Vertizes aus nur 2 Spuren bestehen. In einem solchen Fall wird eine der beiden Spuren dieses Vertex, und zwar die, welche den höchsten Beitrag zum  $\chi^2$  der 1- Vertex- Anpassung liefert, ausgeschlossen. Mit den verbleibenden Spuren wird der Algorithmus,

beginnend bei der 1- Vertex- Bestimmung, erneut durchgeführt. Viele dieser Ereignisse werden in den wiederholten Durchläufen der 1- Vertex- oder 2- Vertizes- Klasse zugeordnet. Unter den akzeptierten Ereignissen mit 3 Vertizes verbleiben nur noch wenige mit einer  $\chi^2$ - Wahrscheinlichkeit kleiner als 70%. Daher wurde auf die Untersuchung einer Klasse von 4- Vertizes- Ereignissen verzichtet.

Dieser Algorithmus wurde auf die Daten und einen Teil der mit Spurrekonstruktion simulierten Ereignisse angewendet. In Tabelle 6.2 sind die Ergebnisse für die Klassen der 1- Vertex- und 3- Vertizes- Ereignisse, auf deren "saubere" Trennung der Algorithmus mit den gewählten  $\chi^2$ - Kriterien ausgelegt ist, zusammengefaßt. Beim Vergleich der simulierten und gemessenen Ereignisse ist zu beachten, daß die Zuordnung der Ereignisse zu den Vertexklassen von der angenommenen und tatsächlichen Impakt- Parameter- Auflösung der Spuren und von der B- Lebensdauer (in den simulierten Ereignissen ist  $\tau_B = 1ps$ ) abhängt. Der Anteil der den beiden Klassen zugeordneten Ereignissen stimmt im Rahmen der Erwartungen für die gemessenen und simulierten Ereignisse überein. Der Anteil an identifizierten 3- Vertizes- Ereignissen beträgt weniger als 1% aller Ereignisse. In dieser Probe sind bei den simulierten Ereignissen die b- Ereignisse um den Faktor 3 angereichert. Ebenso hoch ist dort auch noch der Anteil an (*uds*)- Ereignissen, in denen z.B. durch Überlagerung von 2- Spur- Zerfällen ( $K_s^0, \Lambda$ ) mit einem weiteren Teilchen aus dem primären Vertex scheinbare 3- Spur- Vertizes entstehen können.  $\langle \rho \rangle$  hat bei den Daten und Monte- Carlo- Ereignissen einen Wert, der dem Anteil der nicht zufälligen Vertizes von gut separierten, d.h. mit einer hohen Zerfallslänge versehenen B- Zerfällen entspricht. Für die 34 b- Ereignisse aus der Monte- Carlo- Probe allein beträgt  $\langle \rho \rangle = 2195 \pm 456 \mu m$ . Dies ist etwa das doppelte des mittleren Wertes für b- Ereignisse von  $\tau_B = 1ps$ . Allerdings sind die statistischen Fehler von  $\langle \rho \rangle$  zu diesen kleinen Proben sehr groß. Umgekehrt ist in der 1- Vertex- Klasse  $\langle \rho \rangle = 96 \mu m$  und damit deutlich kleiner als  $\langle \rho \rangle$  aller Ereignisse von  $344 \mu m$ . Auch hier stimmt das mittlere Dipolmoment der Daten und der simulierten Ereignisse überein. Der Mittelwert der b- Ereignisse ist in dieser Probe mit  $532 \pm 57 \mu m$  nur noch halb so groß wie bei nichtselektierten b- Ereignissen. In dieser Klasse befinden sich solche Ereignisse, die außer einem Vertex mit wenigstens 3 Spuren nur noch Spuren besitzen, die sich nicht zu einem solchen Vertex kombinieren lassen. Würde das aus allen Ereignissen bestimmte  $\langle \rho \rangle$  in den Daten von Ereignissen mit einzelnen, unkorrelierten Spuren oder von Teilchenzerfällen in 2 geladene Teilchen dominiert werden, dann müßte das mittlere Dipolmoment in dieser Vertexklasse höher ausfallen.

Diese Vertexanalyse unterstützt also die Annahme, daß große Beiträge zum Mittelwert des Dipolmoments aus Ereignissen mit solchen Spuren kommen, die aus Vertizes höherer Multiplizität stammen, also typisch für den Zerfall schwerer Hadronen sind.

# Kapitel 7

## Diskussion der Ergebnisse

### 7.1 Vergleich mit anderen Messungen

In Tabelle 7.1 sind die bisher von diesem und anderen Experimenten gemessenen mittleren Lebensdauern von B- Hadronen zusammengefaßt. Um möglichst aktuelle Werte zu erhalten, wurden Konferenzbeiträge, Institutsberichte und Dissertationen ausgewertet. Für die Berechnung des Mittelwertes wurden statistische und systematische Fehler quadratisch addiert, was eine eher optimistische Abschätzung des Gesamtfehlers darstellt. Bei den Messungen von JADE, MARK II und DELCO wird  $\tau_B$  aus dem Impakt- Parametern derjenigen Leptonen bestimmt, die schon zur Auswahl der Ereignisse für das b- angereicherte Ensemble verwendet wurden. Bei der Messung des MAC- Experimentes wurden nach gleicher Anreicherung alle rekonstruierten Spuren eines Ereignisses verwendet. Bei den 3 Messungen des TASSO- Experimentes wurden ebenfalls alle Spuren verwendet. Die mittlere B- Lebensdauer wurde einmal aus dem Impakt- Parameter der Spuren, einmal aus konstruierten Vertizes und schließlich aus dem Dipolmoment der Ereignisse bestimmt. Nur bei der Impakt- Parameter- Analyse wurde mit einem in einer kinematischen b- Anreicherung ausgewählten Ereignisensemble gearbeitet. In den beiden anderen Messungen wurden alle hadronischen Ereignisse verwendet.

Falls die Lebensdauern der verschiedenen B- Hadronen identisch sind, sollten alle diese Messungen innerhalb ihrer statistischen und systematischen Fehler das gleiche Ergebnis liefern. Tatsächlich ist keine der Messungen um mehr als eine Standardabweichung ihres Fehlers (statistische und systematische Anteile linear addiert) vom Mittelwert entfernt. Andererseits kann aus dieser Übereinstimmung auch eine Abschätzung der nach diesen Messungen zulässigen Unterschiede in den Lebensdauern verschiedener B- Hadronen versucht werden.

Die nächstliegende Erweiterung des Zuschauermodells der B- Hadron- Zerfälle stellen zusätzliche Zerfallskanäle der  $B_d^0$ - und  $B_s^0$ - Mesonen durch W- Austauschgraphen dar (vergl. Kap.2.2.2 und Fig.2.14). Die  $B^+$ - Mesonen können dagegen durch den W- Vernichtungsgraphen zerfallen, der wegen des kleinen Betrages des KM- Matricelementes  $U_{ub}$  aber zusätzlich unterdrückt ist. Da diese beiden zusätzlichen Kanäle aber nicht zu den semileptonischen Zerfällen beitragen, sind in dieser Erweiterung des Zuschauermodells die semileptonischen Zerfallsbreiten der Mesonen weiterhin identisch. Dies hat zur Konsequenz, daß die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse der B- Mesonen proportional zu ihren Lebensdauern sind.

Für die weiteren Betrachtungen soll zur Vereinfachung zusätzlich angenommen werden, daß die Lebensdauern der beiden neutralen B- Hadronen identisch sind. Außerdem soll der Anteil der in den Jets produzierten B- Baryonen vernachlässigt werden. Die in den in Tabelle 7.1 aufgelisteten Experimenten gemessenen B- Lebensdauern sind dann Mischungen der  $B^0$ - Lebensdauer  $\tau^0$  und der  $B^+$ - Lebensdauer  $\tau^+$ .

Zunächst sollen die TASSO- Messungen betrachtet werden, bei denen keine Leptonen zur Anreicherung verwendet wurden und die Lebensdauer aus allen Teilchenspuren bestimmt wurde. Das Gewicht, mit dem  $\tau^0$  und  $\tau^+$  in eine solche mittlere Lebensdauer eingehen, ist durch die Anzahl  $f^0$

	Experiment	Lebensdauer [ $\mu\text{s}$ ]	-Anreicherung -Art der Spuren -Meßgröße	Referenz
1)	JADE	$1.80^{+0.51}_{-0.30} \pm 0.40$	L, L, $\delta$	[23]
2)	MARK II	$0.85 \pm 0.17 \pm 0.21$	L, L, $\delta$	[132]
3)	DELCO	$1.17^{+0.27}_{-0.22} \pm 0.17$	L, L, $\delta$	[133]
4)	MAC	$1.16 \pm 0.16 \pm 0.17$	L, A, $\delta$	[123]
1..5	Mittelwert	$1.13^{+0.14}_{-0.13}$	alle Experimente	
1..3	Mittelwert $\tau_B(L)$	$1.09^{+0.20}_{-0.18}$	L, L, $\delta$	
5)	TASSO $\delta$	$1.57 \pm 0.32^{+0.37}_{-0.32}$	K, A, $\delta$	[124]
6)	TASSO Vertex	$1.50^{+0.37}_{-0.29} \pm 0.28$	-, A, V	[125]
7)	TASSO $\rho$	$1.45^{+0.30}_{-0.28} \pm 0.25$	-, A, $\rho$	

Tabelle 7.1: verschiedenen Messungen zur mittleren B- Lebensdauer im Vergleich. Legende: L= Lepton, K=kinematische Anreicherung, A= alle Spuren, V= Vertex,  $\delta$ = Impakt- Parameter,  $\rho$ = Dipolmoment

und  $f^+$  der produzierten  $B^0$ - und  $B^+$ - Mesonen gegeben:

$$\tau_B(A) = \frac{f^0 \tau^0 + f^+ \tau^+}{f^0 + f^+} \quad (7.1)$$

Dabei wird zusätzlich davon ausgegangen, daß die mittlere geladenen Zerfallsmultiplizität  $\langle n_{ch} \rangle$  der  $B^0$ - und  $B^+$ - Mesonen identisch ist (vergl. die Diskussion in Kap.5.4.1).

Werden hingegen Leptonen zur Messung der mittleren B- Lebensdauer verwendet, dann gehen die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse  $BR^0$  und  $BR^+$  zusätzlich in die Gewichtung ein:

$$\tau_B(L) = \frac{BR^0 f^0 \tau^0 + BR^+ f^+ \tau^+}{BR^0 f^0 + BR^+ f^+} \quad (7.2)$$

Dieser Wert entspricht den Messungen 1 bis 3 in Tabelle 7.1. Die Messung von MAC kann in diesem Vergleich nicht verwendet werden. Sie stellt eine Mischung der beiden Verfahren dar: In Ereignissen, in denen auf Grund der gewählten Anreicherung wenigstens ein B- Meson semileptonisch zerfallen sein muß, wird die B- Lebensdauer aus allen Spuren, auch aus denen des zweiten, von der Anreicherung unabhängigen B- Mesons des Ereignisses, bestimmt.

Mit dem in der Tabelle gegebenen Mittelwert  $\tau_B(L)$  wird das in dieser Arbeit bestimmte  $\tau_B(A)$  verglichen. Es ist:

$$Q = \frac{\tau_B(A)}{\tau_B(L)} = 1.33^{+0.43}_{-0.41} \quad (7.3)$$

Mit

$$q = \frac{BR^+}{BR^0} = \frac{\tau^+}{\tau^0} \quad (7.4)$$

als Verhältnis der Lebensdauern bzw. semileptonischen Verzweigungsverhältnisse und  $s = f^+/f^0$  als Verhältnis der Anzahl  $B^+$ - und  $B^0$ - Mesonen ist:

$$Q = \frac{(1 + qs)^2}{(1 + s)(1 + q^2s)} , \quad (7.5)$$

oder nach  $q$  aufgelöst:

$$q = \frac{1}{s(Q - 1) + 1} \times \left( 1 \pm \sqrt{(1 - Q)Q(\sqrt{s} + 1/\sqrt{s})} \right) \quad (7.6)$$

Nun ist, wie z.B. aus der letzten Gleichung an Hand des Faktors  $(1 - Q)Q$  im Wurzelargument zu sehen ist, nur  $0 \leq Q \leq 1$  erlaubt. Der gemessene Wert von  $Q = 1.33$  ist damit innerhalb der Modellannahmen nicht zulässig. Bei Beachtung der Fehlergrenzen dieser Messung liegt der wahre Wert allerdings mit 21% Wahrscheinlichkeit unter 1 und mit 90% (95%) Wahrscheinlichkeit oberhalb 0.81(0.66). Figur 7.1 zeigt  $q(x)$ ,  $x = s/(1 + s)$  nach Gleichung 7.6 für beide Werte. Das so definierte  $x$  mit  $0 < x < 1$  ist der Anteil der  $B^-$ - Mesonen an allen gemessenen  $B^-$ - Mesonen. Falls die pseudoskalaren  $B^-$ - Mesonen entsprechend den Wahrscheinlichkeiten der leichten Quarks erzeugt werden (also unter Vernachlässigung einer möglichen Verschiebung dieses Verhältnisses durch den Zerfall der  $B^*$ - Vektormesonen wie beim  $D^*$ ), würde  $x = 0.42$  gelten. Damit wäre

$$0.30 < \tau^+/\tau^0 < 2.7 \text{ @90\%c.l.}$$

und

$$0.09 < \tau^+/\tau^0 < 4.7 \text{ @95\%c.l.}$$

Da der Meßwert von  $\tau_B(A)$  allerdings auf der "falschen Seite" von  $\tau_B(L)$  liegt, dürfen die hier angegebenen Grenzen nicht zu stark gewertet werden. Diese Abschätzung kann aber mit den von CLEO[134] angegebenen Grenzen von

$$0.49 < \tau^+/\tau^0 < 2.5 \text{ @90\%c.l.} ,$$

die als Verhältnis  $BR^+/BR^0$  bestimmt wurden, verglichen werden.

## 7.2 Zur Abschätzung der Elemente $|U_{cb}|$ und $|U_{ub}|$ der KM- Matrix aus $\tau_B$

Da der Zusammenhang der mittleren  $B^-$ - Lebensdauer mit den Beträgen dieser beiden KM- Matrixelemente bereits in Kap.2.2.2 erläutert worden ist und der in dieser Arbeit gefundene Meßwert für  $\tau_B$  nicht wesentlich vom Weltmittelwert abweicht, soll hier nur das Ergebnis der Umrechnung für diesen Wert vorgestellt werden. Verwiesen wird dabei auf die Gleichungen 2.29 bis 2.31. Für den Grenzfall  $|U_{ub}| \rightarrow 0$  ist:

$$|U_{cb}|^2 = 0.00191 \begin{matrix} +0.00049 \\ -0.00051 \end{matrix} \pm 0.00019 \quad (7.7)$$

Dabei bezieht sich der erste Fehler auf den Beitrag aus der Lebensdauerermessung, der zweite auf den Anteil aus den anderen Parametern in dieser Rechnung. Zusammengefaßt ist:

$$|U_{cb}| = 0.0437 \begin{matrix} +0.0057 \\ -0.0067 \end{matrix} \quad (7.8)$$

Für  $|U_{ub}|$  läßt sich damit abschätzen:

$$|U_{ub}| < 0.14 \times |U_{cb}| = 0.007 , \quad (7.9)$$

wobei diese Umrechnung wegen theoretischer Schwierigkeiten in der Bestimmung von  $R_B$  aus den Elektronenspektren von  $B^-$ - Zerfällen umstritten ist[134].

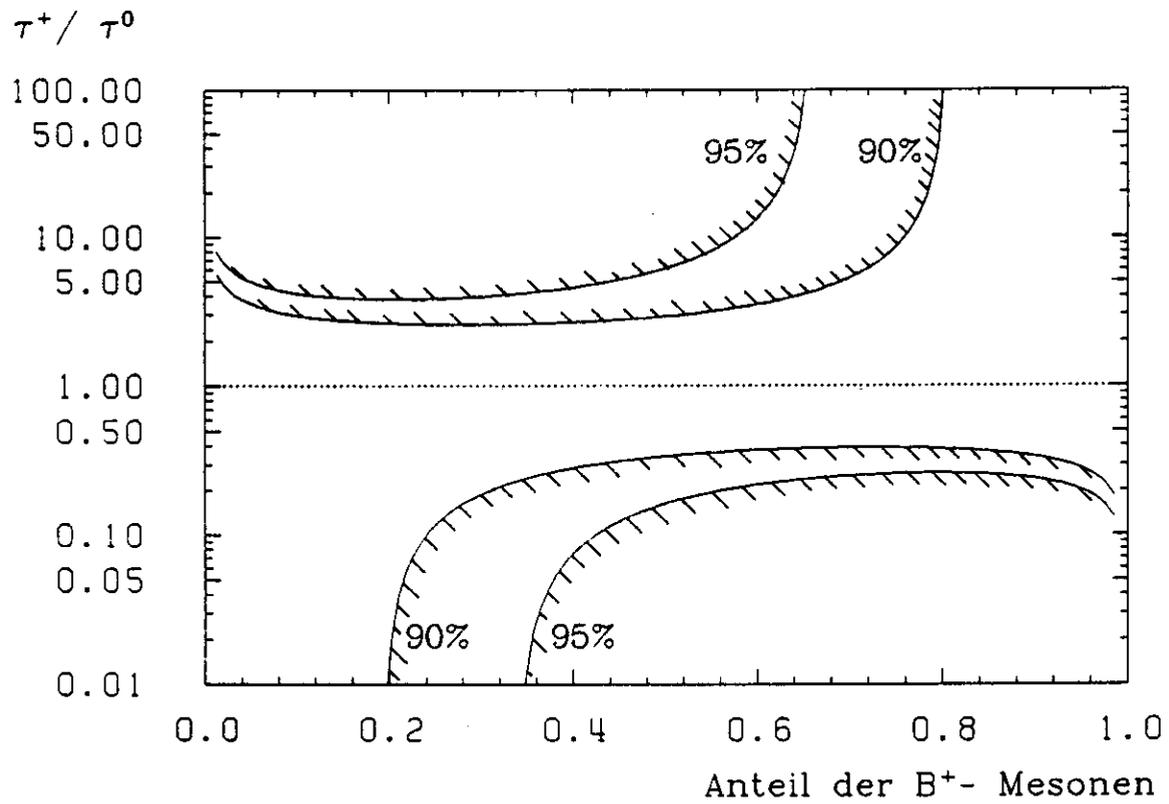


Abbildung 7.1: Eine Abschätzung von  $\tau_{B^+}$  zu  $\tau_{B^0}$  aus dem Verhältnis der aus allen Spuren und nur aus den Leptonen gemessenen mittleren B- Lebensdauer: Aufgetragen sind die 90%- und 95%- Vertrauensgrenzen gegen den Anteil  $x$  der  $B^+$ - Mesonen. Die ausgeschlossenen Bereiche sind schraffiert.

## Anhang A

# Die TASSO- Detektor- und Spurkoordinaten

Im kartesischen Koordinatensystem des TASSO- Detektors zeigt die  $z$ - Achse in Flugrichtung der Positronen, die  $y$ - Achse vertikal nach oben und die  $x$ - Achse horizontal zum PETRA- Ringmittelpunkt (Fig.A.1). Der Koordinatenursprung ist das geometrische Zentrum der Driftkammer. Alle Detektor- Komponenten sind in Bezug auf dieses System vermessen. In Polarkoordinaten ist  $\theta$  der Polarwinkel gegen die  $z$ - Achse und  $\phi$  der rechtsdrehende Azimutwinkel gegen die  $x$ - Achse.

Die Spurkoordinaten in der  $(x, y)$ - bzw.  $(r, \phi)$ - Ebene sind in Fig.A.2 dargestellt. Mit  $Q$  (dem Vorzeichen der Krümmung bzw. der Ladung des Teilchens), dem Radius  $r$  (entsprechend dem transversalen Impuls des Teilchens), dem Azimut  $\phi$  im Punkt des kleinsten Spurabstandes vom Zentrum und mit dem vorzeichenbehafteten Abstand  $d_0$  (positiv, falls der Ursprung im Kreis liegt) ist die Spur eindeutig beschrieben. Der Abstand einer Spur von einem Punkt wird auch als Impakt- Parameter bezeichnet.  $|d_0|$  ist daher der Impakt- Parameter der Spur in Bezug auf den Kammermittelpunkt. Bei einer 3-dimensional rekonstruierten Spur bezeichnet  $\theta$  den Winkel der Spur gegen die  $z$ - Achse und  $z_0$  die  $z$ - Koordinate im Annäherungspunkt an den Ursprung. Der Gesamtimpuls des Teilchens ergibt sich dem Betrage nach zu  $p = p_T / \sin \theta$ , die Richtung ist durch  $\phi$  und  $\theta$  gegeben.

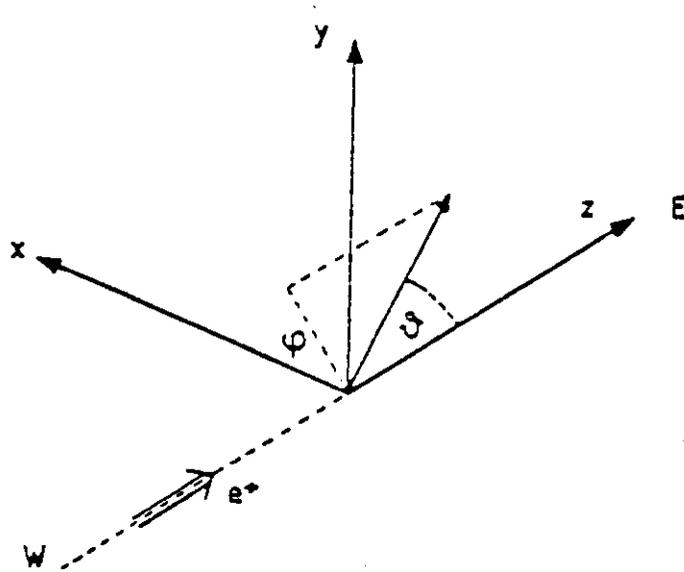


Abbildung A.1: Das TASSO Koordinatensystem

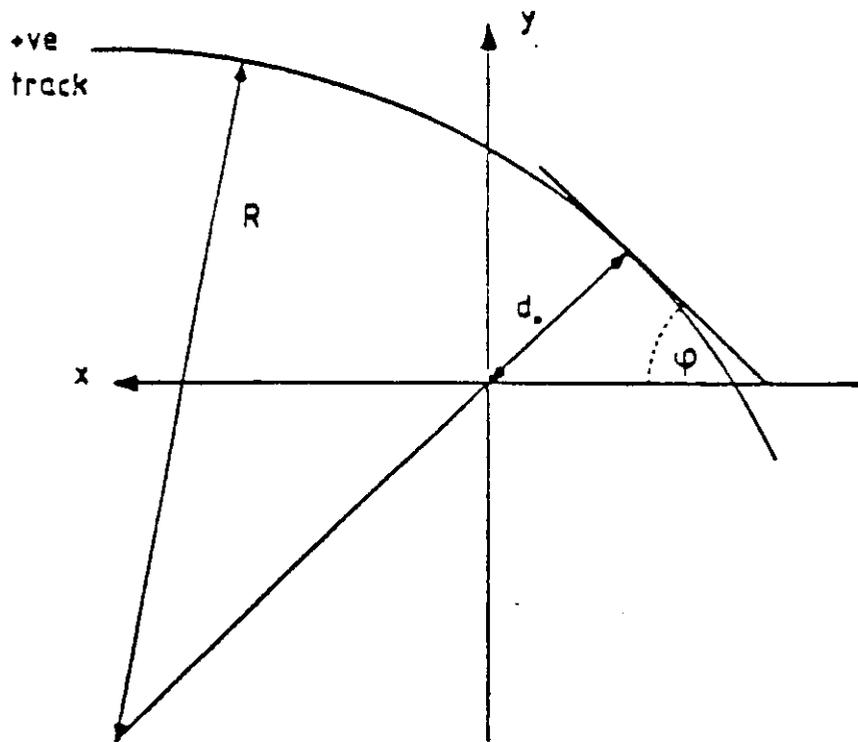


Abbildung A.2: Die Spurkoordinaten in der  $(r, \phi)$ -Ebene

## Anhang B

# Einige kinematische Größen zur Beschreibung hadronischer Ereignisse

Die Sphärizität S ist eine häufig verwendete Variable zur Charakterisierung der 2- Jet Struktur eines Ereignisses. Sie ist definiert durch den Ausdruck:

$$S = \min \left( \frac{3 \sum p_{\perp}^2}{2 \sum \bar{p}^2} \right) \quad (\text{B.1})$$

Es wird über alle rekonstruierten Spuren summiert.  $p_{\perp}$  ist der Teilchenimpuls transversal zu einer ausgezeichneten Achse im Raum, die so bestimmt wird, daß S minimal wird. Sie wird als Sphärizitätsachse bezeichnet. Für ein im Impulsraum isotropes Ereignis erreicht S seinen maximalen Wert von 1. Bei einem Ereignis mit zwei entgegengesetzt gerichteten und gebündelten Jets geht S gegen 0. In diesem Fall ist die Sphärizitätsachse die Richtung der beiden Jets.

Eine der Sphärizität verwandte Größe ist der Thrust T. Die Definitionsgleichung lautet:

$$T = \max \left( \frac{\sum |p_{||}|}{\sum |\bar{p}|} \right) \quad (\text{B.2})$$

Der Parallelimpuls  $p_{||}$  und das Maximum von T werden bezüglich der Thrustachse bestimmt. T geht gegen 0 für isotrope und gegen 1 für jetartige Ereignisse. Im Unterschied zu S wird hier das Maximum über einen linearen Ausdruck in p bestimmt. Die Bestimmung von T ist in der numerischen Rechnung schwieriger, hingegen kann T bei theoretischen Betrachtungen im Rahmen der QCD einfacher interpretiert werden. Bei 2- Jet- Ereignissen sind Thrust- und Sphärizitätsachse ähnlich gute Näherungen für die Jetachse.

Die Rapidität y wird einzelnen Teilchen in einem Ereignis zugeordnet. Es ist [135]:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{||}}{E - p_{||}} = \ln \frac{E + p_{||}}{\sqrt{p_{\perp}^2 + m^2}} \quad (\text{B.3})$$

$p_{||}$  ist dabei auf die jeweilige Jetachse bezogen. Diese Größe läßt sich leicht in ein relativistisch parallel zur Jetachse bewegtes Bezugssystem umrechnen. Es ist

$$y' = y + \ln(\gamma(\beta + 1)) \quad (\text{B.4})$$

$\gamma, \beta$  beschreiben die Transformation der beiden Systeme.

## Anhang C

# Zur Kompensation der Fragmentationshärte in der Gewichtung der Dipolmomente

Bei der Beschreibung des Dipolmoments eines Ereignisses wird den einzelnen Spuren ein Gewicht  $\bar{g}_i$  gegeben, das einerseits umgekehrt proportional dem Fehlerquadrat der Schnittpunktkoordinaten mit der Sphärizitätsachse ist (und damit proportional  $\sin^2\alpha$ , wenn  $\alpha$  der Winkel zwischen Spur und Achse ist), andererseits die Rapidität  $y_i$  des der Spur entsprechenden Teilchens als Faktor enthält:

$$\bar{g}_i \propto \sin^2\alpha \times y_i \quad (\text{C.1})$$

Es soll anschaulich gemacht werden, daß diese Gewichtung geeignet ist, bei unterschiedlich harten Fragmentationen des b-Quarks einen nahezu stabile Beitrag der Spuren der B- Zerfallsprodukte zur gewichteten Zerfallslänge des Ereignisses zu liefern. Die folgenden Überlegungen sind analog zur Betrachtung des Zusammenhangs von Impakt- Parameter der Spuren und Lebensdauer der B- Hadronen aus Kapitel 4.2.2. Es wird die Abhängigkeit der gemessenen Größe vom Lorentzfaktor  $\gamma$  des B- Hadrons untersucht. Wie dort wird der Winkel der Spur zur Sphärizitätsachse durch den Winkel  $\Psi$  zur Flugrichtung des B- Hadrons ersetzt. Mit der Zerfallslänge  $s = \gamma\beta c\tau_B$  und der Näherungsformel 4.4 für  $\langle \sin \Psi \rangle$  von isotropen B- Zerfällen ist:

$$s \times \langle \sin \Psi \rangle^2 = c\tau_B \frac{\pi^2}{4} \times \frac{1}{\beta^3\gamma} (1 - 1/\gamma)^2 \quad (\text{C.2})$$

Ferner ist, bezogen auf die gleiche Achse,  $\langle y \rangle = \ln(\gamma(\beta + 1))$ , da die mittlere Rapidität der B- Zerfallsprodukte im Schwerpunktsystem des B- Hadrons verschwindet. Für die gewichteten Zerfallslängen gilt demnach:

$$\begin{aligned} \bar{g}_i \times s &\propto \langle y \rangle \times \langle \sin \Psi \rangle^2 \times s \\ &= \underbrace{c\tau_B \frac{\pi^2}{4}}_{f(\tau_B)} \times \underbrace{\frac{1}{\beta^3\gamma} (1 - 1/\gamma)^2 \times \ln(\gamma(\beta + 1))}_{h(\gamma)} \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

Die vom  $\gamma$  der B- Hadronen abhängige Funktion  $h(\gamma)$  ist in Figur C.1 dargestellt. Für den bei einer Schwerpunktenergie von  $W = 42\text{GeV}$  interessierenden Bereich von  $\gamma = 3..4$  ist  $h(\gamma)$  nahezu konstant.

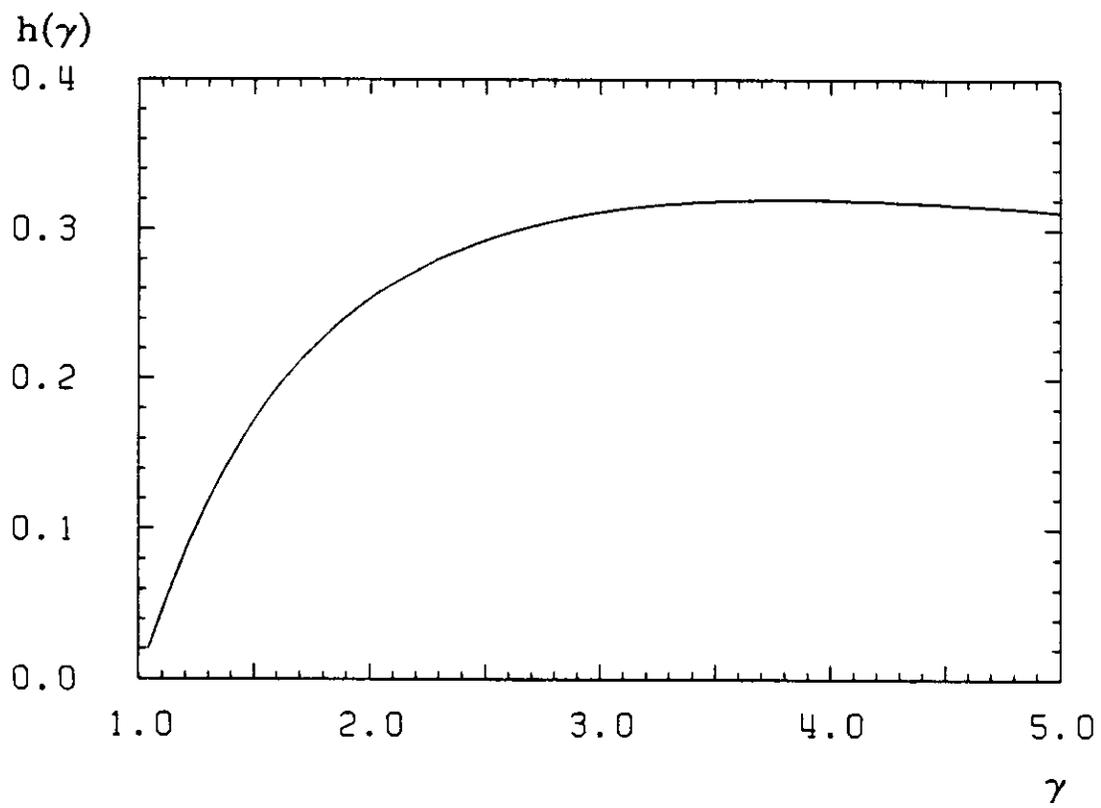


Abbildung C.1: Die Abhängigkeit von  $\rho$  vom  $\gamma$  der B- Hadronen

# Literaturverzeichnis

- [1] D.J. Gross, F.Wilczek, Phys. Ref. D 8 (1973) 3633
- [2] M. Gell-Mann, Acta Phys. Austriaca Suppl. 9 (1972) 733
- [3] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 494
- [4] S. Weinberg, Phys. Rev. D 8 (1973) 4482
- [5] S. L. Glashow, Phys. Rev. D 8 (1973) 4482
- [6] A. Salam, J.C. Ward, Phys. Lett. 13 (1964) 168
- [7] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1976) 1264
- [8] G. Arnison et al., Phys. Lett. 122B (1983) 103
- [9] G. Arnison et al., Phys. Lett. 126B (1983) 398
- [10] P. Bagnaia et al., Phys. Lett. 129B (1983) 130
- [11] TASSO Collaboration, M. Althoff et al., Phys. Lett. 138B (1984) 441
- [12] M. Kobayashi, K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652
- [13] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531
- [14] S. W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252
- [15] E. H. Thorndike, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1985) 195
- [16] ARGUS Collaboration, H. Albrecht et al., Phys. Lett. 158B (1985) 525
- [17] J. P. Albanese et al., Phys Lett. 158B (1985) 186
- [18] R. Giles, , Phys. Rev. D 30 (1984) 2279
- [19] N.S. Lockyer et al., Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1316
- [20] D. E. Klem et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1873
- [21] W. T. Ford, COLO-HEP-87 (1985)
- [22] H. Venkataramania, Recontre de Moriond (1985)
- [23] W. Bartel et al., DESY 86-001 (1986)
- [24] V. Lüth in: Proceedings of the International Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons, Heidelberg, May 20-23, 1986

- [25] J. Schwinger, Phys. Rev. 82 (1951) 664
- [26] T. Sjöstrand LU TP 85-10, University of Lund, Sweden
- [27] R. Gläser, DESY F35 86/01 int. Bericht
- [28] TASSO Collaboration, M. Althoff et al., Phys. Lett. 86B (1979) 243
- [29] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1346
- [30] D. H. Saxon, Rapporteur's talk at the European Physical Society Meeting on High Energy Physics, Bari, Italy, July 1985 RAL-85-077
- [31] G. Flügge, Invited talk at "The Quark Structure of Matter" Conference, Strasbourg- Karlsruhe, September 1985 KfK 4034 Januar 1986
- [32] R. D. Field, R. P. Feynman, Nucl. Phys. B136 (1978) 1
- [33] P. Hoyer et al., Nucl. Phys. B161 (1979) 349
- [34] A. Ali et al., Phys. Lett. 93B (1980) 155
- [35] T. Meyer, Z. Phys. C12 (1982) 77
- [36] C. Peterson et al., Phys. Rev. D27 (1983) 105
- [37] TASSO Collaboration, M. Althoff et al., Z. Phys. C17 (1983) 5
- [38] TASSO Collaboration, M. Althoff et al., Z. Phys. C27 (1985) 27
- [39] TASSO- Collaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 117B (1982) 135
- [40] TASSO Collaboration, M. Althoff et al., Z. Phys. C26 (1984) 157
- [41] X. Artru, G. Mennessier, Z. Phys. C12 (1982) 77
- [42] X. Artru, Phys. Rep. 97 (1983) 147
- [43] B. Andersson et al., Phys. Rep. 97 (1983) 33
- [44] X. Artru, Z. Phys. C26 (1984) 83
- [45] H. Yamamoto, PhD Thesis, CALT 68-1318
- [46] S. Bethke in: Proceedings of the International Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons, Heidelberg, May 20-23, 1986
- [47] MAC Collaboration, E. Fernandez et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 2054
- [48] MARK-II Collaboration, M.E. Nelson et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1542
- [49] MARK-J Collaboration, B. Aveda et al., Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 443
- [50] DELCO Collaboration, CALT-68-1283
- [51] TPC Collaboration, M. Aihara et al., Z. Phys. C27 (1985) 39
- [52] TPC Collaboration, M. Aihara et al., Phys. Rev. D31 (1985) 2719
- [53] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani Phys. Rev. D2 (1970) 1285

- [54] E. Paschos, U. Türke, Phys. Lett. 116B (1982) 360
- [55] M. Bourquin et al., Z. Phys. C21 (1983) 27
- [56] H. Abramowitz et al., Z. Phys. C15 (1982) 19
- [57] J. Lee- Franzini, in: Proceedings of the Europhysics Topical Conference: Flavour Mixing in Weak Interactions, Erice (1984) 217
- [58] A. Chen et al., Phys. Rev. Lett. 111B (1984) 1084
- [59] C. Klopfenstein et al., Phys. Lett. 130B (1983) 444
- [60] K. Kleinknecht, Comm. Nucl. Part. Phys. 14 (1984) 219
- [61] G. Barbiellini, C. Santoni, Riv. Nuovo Cimento 9 (1986) No.2 1
- [62] G. Altarelli et al., Nucl. Phys. B208 (1982) 365
- [63] J. P. Leville, in: "Proceedings of a CLEO Collaboration Workshop" CLEO 81/05 (1981) Rochester, New York
- [64] E. H. Thorndike, Rapporteur's Talk, International Symposium on Lepton and Photon Interactions, Kyoto, Japan Aug. 1985 UR-935 Rochester, New York
- [65] J. Gasser, H. Leutwyler, Physics Reports 87 (1982) 77
- [66] Particle Data Group: M. Aguilar- Benitez et al., Phys. Lett. 170B (1986) 1
- [67] CLEO Collaboration, D. Bortoletto et al., Cornell CLNS-86-736 (1986)
- [68] P. Avery, Cornell CLNS 84-608 (1984)
- [69] J. Izen, TASSO- Notiz Nr.322 (1984), unveröffentlicht
- [70] CLEO- Collaboration, R. Giles et al., Phys. Rev. D 30 (1984) 2279
- [71] J.S. Hagelin Nucl. Phys. B193 (1981) 123
- [72] F.J. Gilman, J.S. Hagelin Phys. Lett. 153B (1983) 443
- [73] J. Lee- Franzini in: "Proceedings of the 5<sup>th</sup> Moriond Workshop on Flavour Mixing and CP Violation", La Plagne (1985) 259
- [74] M. Gilchriese, Vortrag bei der " XXIII. International Conference on High Energy Physics" Berkeley (1986)
- [75] E. A. Paschos in: "Proceedings of the 5<sup>th</sup> Moriond Workshop on Flavour Mixing and CP Violation", La Plagne (1985) 273
- [76] D. Degèle et al., DESY M-83-20 (1983)
- [77] A. Febel, G. Hemmi, IEEE Trans. NS-26 (1979) 3244
- [78] R.D. Kohaupt, G.-A. Voss, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33 (1983) 67
- [79] A. Piwinski, DESY M-83-19 (1983)
- [80] D.M. Strom, PhD Thesis, University of Wisconsin (1986)

- [81] TASSO- Collaboration, R. Brandelik et al, Phys. Lett. 83B (1979) 261
- [82] S. L. Wu, Phys. Rep. 107 (1984) 59
- [83] H. Siebke, W. Braunschweig, TASSO- Notiz Nr.277 (1983), unveröffentlicht
- [84] TASSO- Collaboration, M. Althoff et al, Phys. Lett. 139B (1984) 126
- [85] H. Burkhardt et al., Nucl. Instr. Meth. 184 (1981) 319
- [86] TASSO- Collaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 113B (1982) 98
- [87] H.L. Krasemann, Dissertation, DESY F35-85-02 (1985) interner Bericht
- [88] K.W. Bell et al, Nucl. Instr. Meth. 179 (1981) 27
- [89] TASSO- Collaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 92B (1980) 199
- [90] TASSO- Collaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 108B (1982) 71
- [91] E. Wicklund, PhD Thesis, University of Wisconsin (1984)
- [92] V. Kadansky et al., Physica Scripta 23 (1981) 680
- [93] A. Jocksch et al., TASSO Notiz Nr. 298 (1984) unveröffentlicht
- [94] H.M. Fischer, N. Wermes DESY F12-80/01 (1980) interner Bericht
- [95] H. Boerner et al., Nucl. Instr. Meth. 176 (1980) 151
- [96] H. Boerner, Dissertation BONN - IR 81-27
- [97] S. Jaroslawski, Nucl. Instr. Meth. 176 (1980) 263
- [98] A. Campbell, PhD Thesis, Imperial College, London, HEP T 117 (1983)
- [99] D.M. Binnie et al., DESY 84-060 (1984)
- [100] TASSO Collaboration, M. Althoff et al., Phys. Lett. 141B (1984) 264
- [101] TASSO Collaboration, M. Althoff et al., Phys. Lett. 149B (1984) 524
- [102] TASSO Collaboration. M. Althoff et al., DESY 86-027 (1986)
- [103] M. Hildebrandt, interner Bericht DESY F1-84/02 (1984)
- [104] TASSO Collaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 113B (1982) 499
- [105] R. Fohrmann, Dissertation, DESY F35-85-02 (1982)
- [106] D.G. Cassel, H. Kowalski, Nucl. Instr. Meth. 185 (1981) 235
- [107] H. Kowalski, DESY 80-72(1980)
- [108] W. Schütte, Dissertation, DESY F1-84-03 (1984)
- [109] Nijenhuis, Wilf, Combinatorial Algorithms, Academic Press (1978)
- [110] D.H. Saxon. Nucl. Instr. Meth. A234 (1985) 258
- [111] V.L. Highland, Nucl. Instr. Meth. 129 (1975) 497 und Nucl. Instr. Meth. 161 (1979) 171

- [112] G.E. Forden TASSO Notiz 343 (1985), unveröffentlicht
- [113] K.-U. Pösnecker, TASSO Notiz Nr. 343 (1985), unveröffentlicht
- [114] D. H.Saxon, TASSO Notiz Nr. 319 (1984), unveröffentlicht
- [115] D. SU, TASSO Notiz Nr. 359 (1986), unveröffentlicht
- [116] W. Hofmann et al., in: Proceedings of the Workshop on  $e^+e^-$  Physics at high Luminosities, SLAC 283 (1985) 35
- [117] TASSO Collaboration, M. Althoff et al., Phys. Lett. 126B (1983) 493
- [118] TASSO Collaboration, M. Althoff et al., Phys. Lett. 146B (1984) 443
- [119] TASSO Collaboration, M. Althoff et al., Z. Phys. C22 (1984) 219
- [120] D. E. Koop et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 970
- [121] M. Sakuda et al., Phys. Lett. 152B (1985) 399
- [122] H. Venkataramania, PhD Thesis, Yale University (1985)
- [123] W. W. Ash et al., , Contribution to the Int. Conference of High Energy Physics, Berkeley, July 17-23, 1986
- [124] G. Baranko, in: Proceedings of the European Physical Society Meeting on High Energy Physics, Bari, August 1985
- [125] TASSO Collaboration, Contribution to the XXIII International Conference on High Energy Physics, Berkeley, July 17-23, 1986
- [126] F.A. Behrends, R. Kleiss, Nucl. Phys. B177 (1981) 237
- [127] K. Fabricius et al., Z. Phys. C11 (1982) 315
- [128] R.M. Baltrusaitis et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1976
- [129] D. H. Saxon, RAL-86-057 (1986)
- [130] D. Hitlin, in: Proceedings of the International Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons, Heidelberg, May 20-23, 1986
- [131] R. Marshall, RAL-84-002 (1984)
- [132] J. Jaros, Int. Conference on Physics in Collision IV, Santa Cruz, USA (1984)
- [133] D.E. Klem, PhD Thesis, Stanford University, SLAC Report 0300 (1986)
- [134] D. Kreinick, in: Proceedings of the International Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons, Heidelberg, May 20-23, 1986
- [135] E. Lohrmann, Hochenergiephysik, Teubner, Stuttgart (1981)

# Danksagung

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. E Lohrmann für die Aufgabenstellung und die Betreuung dieser Arbeit. Besonders möchte ich mich bei ihm für den mir gewährten Freiraum bedanken, als zu Beginn der Entwicklung der Meßmethode ein Ergebnis noch nicht absehbar war.

Diese Arbeit ist im Rahmen der TASSO- Kollaboration entstanden. Die derzeitigen Mitglieder dieser Arbeitsgemeinschaft sind auf der folgenden Seite namentlich genannt. Nur durch gemeinschaftliches Handeln war es möglich, das Experiment zu betreiben und die Programme zur Aufbereitung der Daten und zur Ereignis- und Detektorsimulation zu entwickeln. Besonders intensiv war meine Zusammenarbeit mit vielen Kollegen aus Wisconsin und aus England, die, häufig ebenfalls als Doktoranden, sich ebenfalls mit der Physik der  $b$ - Quarks und mit Lebensdauermessungen an schweren Hadronen beschäftigt haben. Von dieser Atmosphäre des Gebens und Nehmens, des Lehrens und Lernens habe ich nicht nur für diese Arbeit profitiert.

Namentlich möchte ich Herrn Dr. B. Löhr erwähnen, der, auch über seine Tätigkeit als Sprecher der Kollaboration hinaus, immer bereit war, auf meine Fragen und Probleme einzugehen.

Herrn Dr. D. Lüke danke ich für seine Unterstützung bei der Benutzung des DESY- Rechenzentrums.

Abschließend danke ich den Mitgliedern der Gruppen F1 und F35 für die gute Arbeitsatmosphäre und für die vielen Augenblicke, in denen sie mir bei der Lösung der kleinen Probleme des Alltags, die für mich allein große Probleme gewesen wären, geholfen haben.

## TASSO Collaboration

W. Braunschweig, R. Gerhards, F.J. Kirschfink,  
H.-U. Martyn, P. Roskamp, E. Vogel, W. Wallraff  
I. Physikalisches Institut der RWTH, D-5100 Aachen,  
Federal Republic of Germany<sup>15</sup>

B. Bock, J. Eisenmann, H.M. Fischer, H. Hartmann,  
E. Hilger, A. Jocksch, H. Kolanoski, H. Kück,  
V. Mertens, R. Wedemeyer  
Physikalisches Institut der Universität, D-5300 Bonn,  
Federal Republic of Germany<sup>15</sup>

B. Foster, A.J. Martin  
Wills Physics Laboratory, University of Bristol,  
Bristol BS8 1TL, UK<sup>16</sup>

E. Bernardi, Y. Eisenberg<sup>2</sup>, A. Eskreys<sup>3</sup>, K. Gather,  
H. Hultschig, P. Joos, B. Klima, H. Kowalski,  
A. Ladage, B. Löhr, D. Lüke, P. Mättig<sup>4</sup>, A. Montag,  
D. Notz, A. Shapira<sup>2</sup>, D. Trines, T. Tymieniecka<sup>5</sup>,  
G. Tysarczyk, R. Walczak<sup>6</sup>, G. Wolf, G. Yekutieli<sup>2</sup>,  
W. Zeuner  
Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, D-2000 Hamburg,  
Federal Republic of Germany

T. Kracht, H.L. Krasemann<sup>7</sup>, J. Krueger,  
E. Lohrmann, G. Poelz, K.-U. Poesnecker  
II. Institut für Experimentalphysik der Universität  
D-2000 Hamburg, Federal Republic of Germany<sup>15</sup>

D.M. Binnie, P.J. Dornan, D.A. Garbutt,  
C. Jenkins<sup>8</sup>, W.G. Jones, J.K. Sedgbeer,  
J. Shulman, D. Su, A.P. Watson  
Department of Physics, Imperial College, London SW7 2AZ, UK<sup>16</sup>

Received 19 August 1986

<sup>1</sup> Now at Fraunhofer Institut, Duisburg, FRG

<sup>2</sup> On leave from Weizmann Institute, Rehovot, Israel

<sup>3</sup> On leave from Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland

<sup>4</sup> Now at IPP Canada, Carleton University, Ottawa, Canada

<sup>5</sup> Now at Warsaw University, Poland

<sup>6</sup> On leave from Warsaw University, Poland

<sup>7</sup> Now at GKSS, Geesthacht, FRG

<sup>8</sup> Now at Logica Ltd. London, UK

<sup>9</sup> Now at IPP Canada, York University, Toronto Canada

<sup>10</sup> On leave from Universidad Autonoma de Madrid, Madrid, Spain

<sup>11</sup> Now at University of Colorado, Boulder, CO, USA

F. Barreiro, E. Ros  
Universidad Autonoma de Madrid, E-28009 Madrid-Spain<sup>19</sup>

C. Balkwill, M.G. Bowler, P.N. Burrows,  
R.J. Cashmore, P. Dauncey, R. Devenish, G. Heath,  
D.J. Mellor, P. Ratoff, I. Tomalin, J.M. Yelton  
Department of Nuclear Physics, University,  
Oxford OX1 3RH, UK<sup>16</sup>

S.L. Lloyd  
Department of Physics, Queen Mary College,  
London E1 4NS, UK<sup>16</sup>

G.E. Forden, J.C. Hart, D.K. Hasell<sup>9</sup>, D.H. Saxon  
Rutherford Appleton Laboratory, Chilton,  
Didcot OX11 0QX, UK<sup>16</sup>

S. Brandt, M. Holder, L. Labarga<sup>10</sup>, B. Neumann  
Fachbereich Physik der Universität-Gesamthochschule,  
D-5000 Siegen, Federal Republic of Germany<sup>15</sup>

U. Karshon, G. Mikenberg, R. Mir, D. Revel,  
E. Ronat, N. Wainer  
Weizmann Institute, Rehovot, Israel<sup>17</sup>

G. Baranko<sup>11</sup>, A. Caldwell, M. Cherney<sup>12</sup>,  
J.M. Izen<sup>13</sup>, S. Ritz, D. Strom, M. Takashima,  
E. Wicklund<sup>14</sup>, Sau Lan Wu, G. Zoernig  
Department of Physics, University of Wisconsin,  
Madison, WI 53706 USA<sup>18</sup>

<sup>12</sup> Now at Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, CA, USA

<sup>13</sup> Now at University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, IL, USA

<sup>14</sup> Now at California Institute of Technology, Pasadena, CA, USA

<sup>15</sup> Supported by the Bundesministerium für Forschung und Technologie

<sup>16</sup> Supported by the UK Science and Engineering Research Council

<sup>17</sup> Supported by the Minerva Gesellschaft für Forschung GmbH

<sup>18</sup> Supported by the USA Department of Energy, contract DE-AC02-76ER00881 and the U.S. National Science Foundation Grant Number INT-8313994 for travel

<sup>19</sup> Supported by CAICYT