

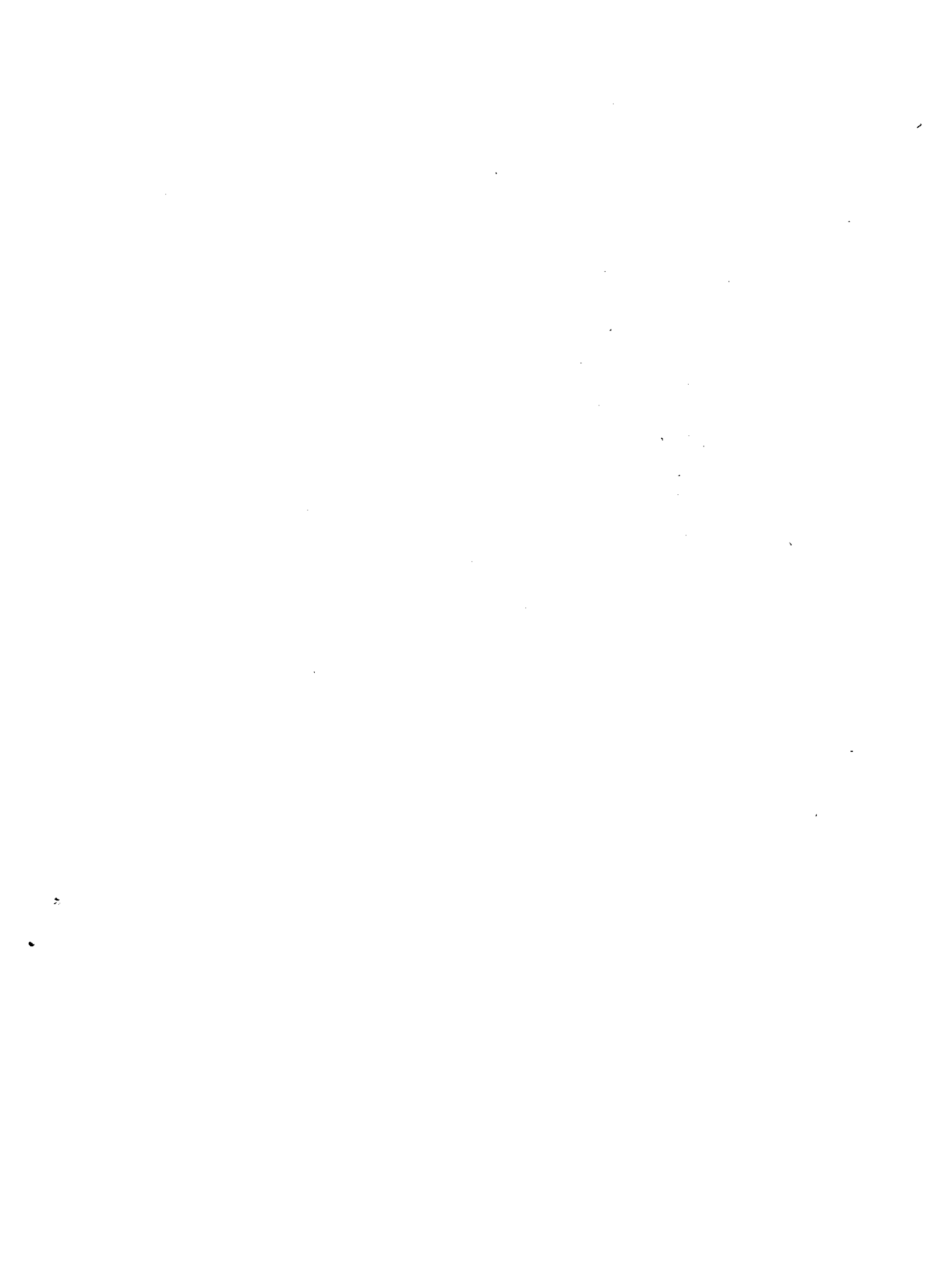
Interner Bericht
DESY F33-78/02
September 1978

Untersuchung von Zerfällen der J/ψ (3.1)-Resonanz in
Baryonenpaare mit dem magnetischen Detektor PLUTO

von

Petra Harms

DESY-Bibliothek
1. NOV. 1978



Untersuchung von Zerfällen der $J/\psi(3.1)$ -Resonanz in
Baryonenpaare mit dem magnetischen Detektor PLUTO

Experimentelle Diplomarbeit

von

Petra Harms

Fachbereich Physik der Universität Hamburg
1978

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die J/ψ -Resonanz	2
3	Beschreibung des Experiments	4
3.1	Der Speicherring DORIS	4
3.2	Der magnetische Detektor PLUTO	6
3.2.1	Die Impulsmeßkammern	7
3.2.2	Die äußeren Detektorkomponenten	10
3.3	Auswahl der Daten	10
3.4	Der Trigger	11
3.4.1	Initialisierung des Triggers	11
3.4.2	Die 1. Triggerstufe (Pretrigger)	12
3.4.3	Die 2. Triggerstufe (sequentielle Logik)	12
3.5	Herstellung der Datengenerationen	14
3.5.1	Die erste μ -Reduktion (1. Datengeneration)	14
3.5.2	Spurdefinition und zweite μ -Abtrennung (2. Datengeneration)	15
3.5.3	Einbeziehung des Wechselwirkungspunktes (3. Datengeneration)	16
3.5.4	Ereignisse mit Vertexfit (4. Datengeneration)	17
3.5.5	Hadronische Ereignisse (5. Datengeneration)	18
3.6	Die Monte-Carlo-Simulation	19
3.7	Grundlagen zur Berechnung von Verzweungsverhältnissen	20
4	Untersuchung des Zerfalls $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$	21
4.1	Spezifische Merkmale des Zerfalls	21
4.1.1	Einleitung	21
4.1.2	Untergrundquellen	21
4.1.3	Erste Ereignisauswahl	22
4.2	Hadrondefinition	23
4.2.1	Der Polarwinkel	23
4.2.2	Unterscheidung Hadron-Myon	23
4.2.3	Unterscheidung Hadron-Elektron	23
4.3	Geometrische Schnitte	24
4.3.1	Seitenbandsubtraktion	24
4.3.2	r_{\min} -Schnitt	25
4.4	Berechnung des Wirkungsgrades	25
4.4.1	Korrektur auf die Hadron-Myon-Unterscheidung	25
4.4.2	Korrektur auf den Polarwinkel	26
4.5	Ergebnisse	27
4.5.1	Gemessene Ereignisse	27
4.5.2	Verzweungsverhältnis	29

5	Untersuchung des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$	30
5.1	Einleitung	30
5.2	Die Kinematik des Λ -Zerfalls	30
5.2.1	Impulse der Zerfallsteilchen	31
5.2.2	$\pi\pi$ -Öffnungswinkel	32
5.3	Untergrundquellen	32
5.4	Erste Ereignisselektion	33
5.4.1	Spurenzählung und Ladungsbalance	33
5.4.2	Massenzuordnung	35
5.5	Winkelschnitte	36
5.5.1	Beschreibung der Schnitte	36
5.5.2	Auswirkung der Winkelschnitte auf langsame kosmische Teilchen	38
5.5.3	Korrektur der Impulse	38
5.6	Der Zerfallsvertex des Λ 's	39
5.6.1	Das Fitprogramm VERT2	39
5.6.2	Anwendung auf den Zerfall $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$	41
5.7	Letzte Ereignisselektion	43
5.7.1	Abtrennung von Ereignissen mit neutralen Teilchen	43
5.7.2	Letzte Schnitte auf die Λ -Signatur	44
5.8	Ergebnisse	47
5.8.1	Zahl der gemessenen Ereignisse	47
5.8.2	Verzweigungsverhältnisse	49
6	Diskussion der Ergebnisse	50
7	Zusammenfassung	51
	Literaturverzeichnis	52
	Danksagung	54

1 Einleitung

Im November 1974 wurde die $J/\psi(3.1)$ -Resonanz als das erste Mitglied einer neuen Teilchenfamilie entdeckt (AUB/74, AUG/74). Experimente an e^+e^- -Speicherringen in den darauffolgenden Jahren dienten dazu, die Eigenschaften dieses neuen Mesons zu ermitteln (WIW/78).

In der vorliegenden Arbeit werden die Zerfälle in die Baryonenpaare $p\bar{p}$ und $\Lambda\bar{\Lambda}$ untersucht und deren Verzweigungsverhältnisse berechnet. Im Rahmen der Analyse des Kanals $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ kann auch eine obere Grenze für die Häufigkeit des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ angegeben werden. Grundlage für die Untersuchung sind die im Februar 1976 mit dem magnetischen Detektor PLUTO am Speicherring DORIS im Bereich der Schwerpunktsenergien von 3.088 GeV bis 3.105 GeV gemessenen Daten.

Zuerst wird kurz auf die physikalische Bedeutung des J/ψ -Mesons eingegangen unter besonderer Berücksichtigung der hier untersuchten Zerfälle.

Im 3. Kapitel wird der PLUTO-Detektor vorgestellt und die Selektion der Daten für die Auswertung im einzelnen beschrieben.

Der Gang der Auswertungen der beiden Zerfallskanäle $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ und $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ und die Ermittlung der entsprechenden Verzweigungsverhältnisse werden in den Kapiteln 4 und 5 behandelt.

Im Kapitel 6 werden die Ergebnisse diskutiert und mit denen anderer Experimentiergruppen verglichen.

2 Die J/ψ-Resonanz

Bis 1974 ging man davon aus, daß die Hadronen aus den drei Quarks u, d und s aufgebaut sind (Tripletmodell). In diesem Modell soll das Verhältnis R des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts für die e^+e^- -Vernichtung, σ_{tot} , zum elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt der μ -Paarerzeugung ($\sigma_{\mu\mu} = 4\pi\alpha^2/3s$) gleich zwei sein:

$$R = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{\sigma_{\mu\mu}} = \sum_i q_i^2 = 2,$$

was sich aus der Quadratsumme der Quarkladungen q_i unter Berücksichtigung von drei möglichen Colour-Zuständen ergibt.

σ_{tot} fällt also wie $\sigma_{\mu\mu}$ quadratisch mit zunehmender Energie \sqrt{s} ab - abgesehen von Resonanzstrukturen, wie sie z.B. von den drei bekannten Vektormesonen ρ , ω und ϕ erzeugt werden. Das Auftreten einer Änderung von R mit wachsender Energie ist ein Hinweis für das Vorhandensein eines neuen Quarks.

Solch ein Schwellenverhalten wurde in den letzten drei Jahren bei einer Schwerpunktsenergie von ca. 4 GeV nachgewiesen (SCH/77, WIW/78). Zusammen mit der Entdeckung der beiden besonders schmalen Resonanzen J/ψ bei 3.096 GeV und ψ' bei 3.68 GeV unterhalb der Schwelle ergab sich daraus das Charmodell, das die Existenz des schweren Charm-Quarks c fordert. Da dieses die elektrische Ladung 2/3 trägt, erhöht sich R dann auf den Wert 10/3.

Abb 2.1 zeigt die Anregungskurve der J/ψ-Resonanz, wie sie im Februar 1976 mit dem magnetischen Detektor PLUTO gemessen wurde. Die beobachtete experimentelle Halbwertsbreite wird fast ganz durch die Energiestreuung der Elektronen und Positronen im Speicherring erklärt. Die wahre Breite beträgt nur $\Gamma = (67 \pm 12)$ keV (PDG/78).

Die geringe Breite bzw. die große Lebensdauer der J/ψ-Resonanz wird dadurch erklärt, daß dieses Teilchen der energetisch niedrigste gebundene $c\bar{c}$ -Zustand ist, der nur unter Änderung der Charm-Quantenzahl zerfallen kann. Das neue Vektormeson ist der Grundzustand einer Reihe von Charmoniumzuständen (SCH/78), zu denen auch das ψ' gehört.

Charmoniumzustände können nur in Hadronen ohne Charm zerfallen. Mesonen mit offenem Charm, z.B. die D-Mesonen mit $m_D \approx 1.87 \text{ GeV}/c^2$, sind zu schwer,

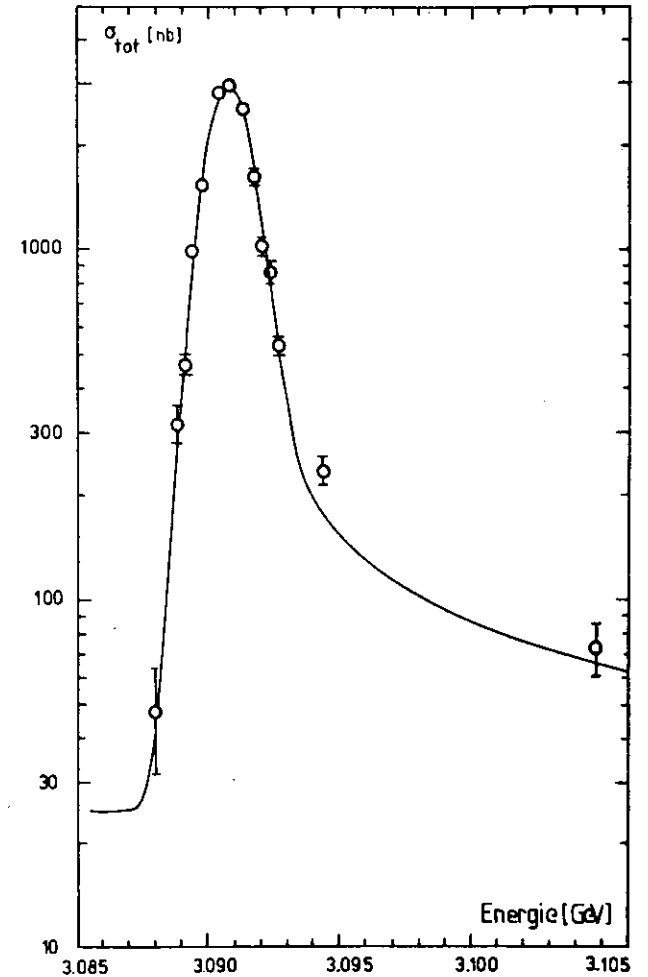
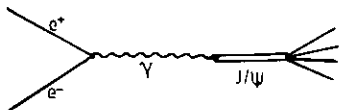


Abb 2.1 Die Anregungskurve der J/ψ-Resonanz (aus PLU/76) - gemessen mit PLUTO

da sie aus dem neutralen Charmoniumzustand paarweise erzeugt werden müssen; sie können erst oberhalb der Charmschwelle entstehen.

Bei der Erzeugung aus der e^+e^- -Vernichtung koppelt das J/ψ -Meson direkt an ein virtuelles Photon (elektromagnetische Wechselwirkung 1. Ordnung) und zerfällt dann entweder in ein Leptonenpaar oder in ein Hadronensystem. Der entsprechende Feynmangraph sieht folgendermaßen aus:



$$2E = E_{e^+} + E_{e^-} = m_{J/\psi} \cdot c^2$$

Die Erzeugung aus dem virtuellen Photon legt die Quantenzahl $J^{PC} = 1^{--}$ der erzeugten Resonanz und der Endzustände ihrer Zerfälle fest.

Die Untersuchung von Zerfällen des neuen Teilchens in Hadronen ermöglicht darüberhinaus Aussagen über weitere Quantenzahlen:

Aus dem stark bevorzugten Auftreten einer ungradzahligen Anzahl von Pionen im Endzustand (GER/77, VAN/77) kann man auf negative G-Parität schließen (für einen reinen Pionen-Endzustand ist $G = (-1)^n$, mit $n =$ Anzahl der Pionen). Mit der Beziehung zwischen G-Parität und Isospin, $G = C \cdot (-1)^I = -1$, folgt dann für den Isospin, daß er gradzahlig sein muß. Können die Zerfälle in die Baryonenpaare $p\bar{p}$ und $\Lambda\bar{\Lambda}$ nachgewiesen werden, so ergibt sich daraus $I = 0$.

3 Beschreibung des Experiments

Die folgende Beschreibung der experimentellen Gegebenheiten bezieht sich auf die Meßperiode Anfang 1976.

3.1 Der Speicherring DORIS

Der DoppelringSpeicher DORIS besteht aus zwei getrennten übereinanderliegenden Ringen, in denen Elektronen einer Ladung auf stabilen Bahnen zirkulieren. Die beiden Ringe durchdringen sich in den Mitten der geraden Bahnstücke in den Wechselwirkungszonen WWP1 und WWP2. Da die beiden Teilchenstrahlen unter einem Winkel von $\pi - \eta$, $\eta = 24$ mrad, aufeinandertreffen, hat der e^+e^- -Schwerpunkt einen geringen Impuls in Y-Richtung (Abb 3.1). Bei gleicher Strahlenergie E und unter den Annahmen $m_0(e) \approx 0$, $\sin\eta/2 \approx \eta/2$ gilt

$$(3.1.1) \quad |\vec{p}_{SP}| = E\eta \quad \text{mit } E = \sqrt{|\vec{p}|^2 + m_0^2} \quad *)$$

Daraus ergibt sich für die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} :

$$(3.1.2) \quad \sqrt{s} = E \sqrt{2(1 + \cos\eta)} \approx 2E - E\left(\frac{\eta}{2}\right)^2$$

Danach hat das J/ψ -Meson einen Schwerpunktsimpuls von 37 MeV; \sqrt{s} verringert sich durch die Schwerpunktsbewegung nur um ca. 0.2 MeV.

Der Speicherring hat gegenüber einem Ringbeschleuniger mit festem Target (Synchrotron) den Vorteil, daß (bei $\eta \ll 1^\circ$) die gesamte Laborenergie als Schwerpunktsenergie zur Verfügung steht. Aus (3.1.2) erhält man dann für \sqrt{s} :

$$\sqrt{s} = 2E$$

Dagegen gilt für das Synchrotron bei hoher Energie beim Stoß auf ein ruhendes Elektron:

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{2m_e E_i} \quad E_i = \text{Energie der stoßenden Teilchen}$$

*) Hier und im Verlauf der weiteren Arbeit wird $\hbar = c = 1$ gesetzt.

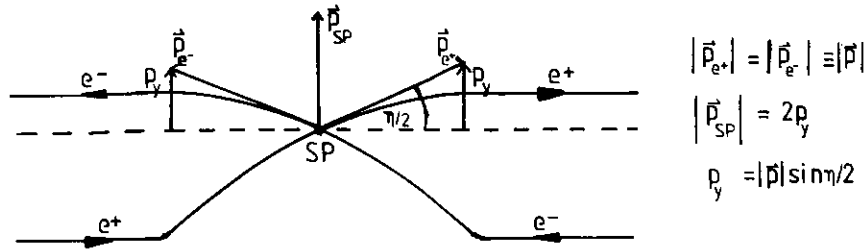


Abb 3.1 Schwerpunktsimpuls

Für die Erzeugung der J/ψ -Resonanz durch Elektron-Positron-Vernichtung ($\sqrt{s} = 3.1 \text{ GeV}$) benötigt man bei einem Speicherring eine Strahlenergie von $2 \times 1.55 \text{ GeV}$, beim Synchrotron dagegen von ca. 10^4 GeV . Ein Vorteil des Doppel- gegenüber dem Einzelringspeicher ist die Möglichkeit, auch andere Teilchenkombinationen als Teilchen/Antiteilchen zu speichern, z.B. Elektron/Elektron oder Proton/Elektron.

DORIS wurde bislang nur als e^+e^- -Speicherring benutzt. Die beiden Teilchenstrahlen werden im Synchrotron DESY auf gleiche Energie beschleunigt und dann in entgegengesetzter Richtung in den Speicherring DORIS geschossen. Auf den beiden Geraden werden die Teilchenstrahlen nachbeschleunigt, um den durch Synchrotronstrahlung verursachten Energieverlust zu kompensieren. Tab 3.1 enthält die wichtigsten Abmessungen von DORIS und die Strahlparameter zur Zeit der Meßperiode Anfang 1976.

Ein Maß für die Wechselwirkungsrate ist die Luminosität L. Sie ist definiert als Quotient der Ereignisrate N einer Reaktion und deren Wirkungsquerschnitt σ :

$$(3.1.3) \quad L = N/\sigma \quad (\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$$

Bei einer für DORIS typischen Luminosität von $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ kann man z.B. auf der J/ψ -Resonanz ($\sigma = 3 \cdot 10^3 \text{ nb}$, $1 \text{ nb} = 10^{-33} \text{ cm}^2$, Abb 2.1) drei Ereignisse in der Sekunde messen.

Maschinenparameter	
Umfang	288 m
Länge der geraden Bahnen	55 m
Durchmesser der Ringhälften	55 m
Ablenkradius in den Magneten	12.2 m
Kreuzungswinkel ($180^\circ - \eta$) der Teilchenstrahlen	178.62°
η	24 mrad
Teilchenpakete pro Strahl	480, 240, 120
Strahlparameter (Anf. 1976)	
maximales \sqrt{s}	5 GeV
durchschnittliche Strahlströme	200-300 mA
durchschn. Lebensdauer eines Strahls	5 h
durchschn. Luminosität	$10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

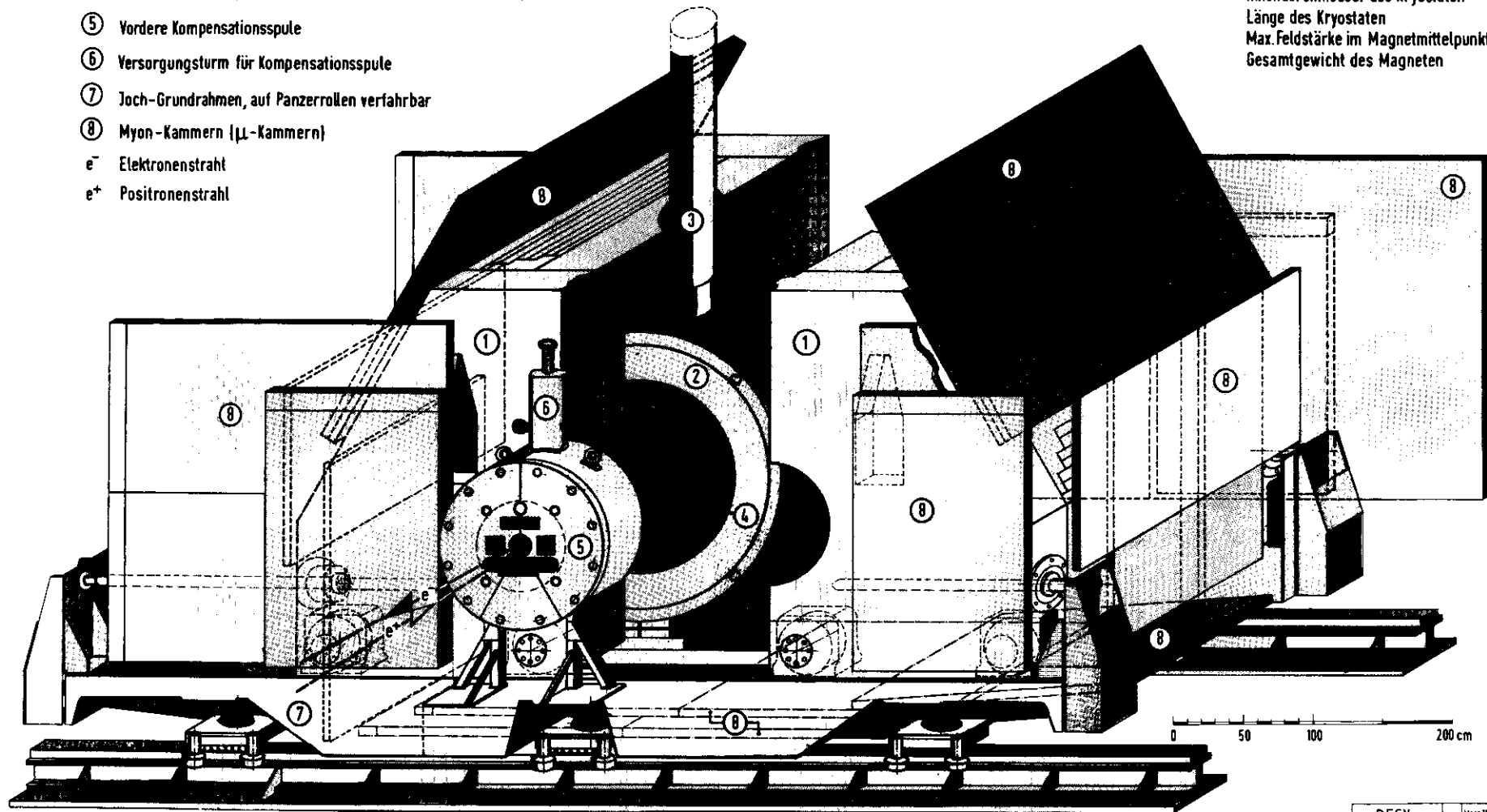
Tab 3.1 Maschinen- und Strahlparameter von DORIS

3.2 Der magnetische Detektor PLUTO

Abb 3.2 zeigt die verschiedenen Komponenten des magnetischen Detektors PLUTO: Die supraleitende Spule ② ist horizontal um die Strahlachse angeordnet, die Wechselwirkungszone befindet sich in ihrem Zentrum. Im Innern der Spule sind die Impulsmeßkammern ④, die Nachweiskammern für Myonen ③ befinden sich außerhalb des Magnetjochs ①. Der Detektor ist detailliert im PLUTO-Handbuch (PLU/74) und in der Doktorarbeit von A. Bäcker (BAE/77) beschrieben, deshalb wird hier nur ein zusammenfassender Überblick gegeben.

- ① Magnetjoch (verfahrbar)
- ② Hauptspule (Supraleitender Magnet mit Kryostat (Kühlsystem))
- ③ Versorgungsturm für Hauptspule
- ④ Innendetektor (Proportionalkammern und Szintillationszähler)
- ⑤ Vordere Kompensationsspule
- ⑥ Versorgungsturm für Kompensationsspule
- ⑦ Joch-Grundrahmen, auf Panzerrollen verfahrbar
- ⑧ Myon-Kammern (μ -Kammern)
- e^- Elektronenstrahl
- e^+ Positronenstrahl

Höhe des Magnetjochs	330 cm
Länge des Magnetjochs	220 cm
Max. äußere Magnetlänge (einschl. Joch u. Kompensationsspulen)	284 cm
Höhe der Magnetachse über Boden	165 cm
Innendurchmesser des Kryostaten	140 cm
Länge des Kryostaten	105 cm
Max. Feldstärke im Magnetmittelpunkt	2 T
Gesamtgewicht des Magneten	120 t



DESY	März 1976 knaut	F 337 F 39 / D 4 Erstellt: Jan 75
Spektrometer PLUTO		

Abb 3.2 Der magnetische Detektor PLUTO - 1976

3.2.1 Die Impulsmeßkammern

Das Kammer-system hat bezüglich der DORIS-Strahlachse zylindrische Symmetrie (Abb 3.3). Die X-Achse zeigt in die Mitte des Speicherringes, die Y-Achse ist vertikal nach oben gerichtet und die Z-Achse verläuft - bis auf den Kreuzungswinkel $\eta/2$ - parallel zur Impulsrichtung der Positronen und zur Richtung des PLUTO-Feldes. Der Zylindermittelpunkt ist der Nullpunkt des Koordinatensystems und der Sollwert von WWP2.

Die 14 Ortskammern (Kammern K1, K4, ...K16) sind Proportionaldrahtkammern und bestehen jeweils aus drei zylindrisch geformten Flächen (Abb 3.4). Die beiden äußeren sind die als Streifensysteme ausgelegten Hochspannungsflächen (Kathoden). Die mittlere wird aus achsenparallel gespannten Anodendrähten gebildet. Das Kammer-system hat für den Durchgang eines ionisierenden Teilchens eine empfindliche Länge von 940.0 mm.

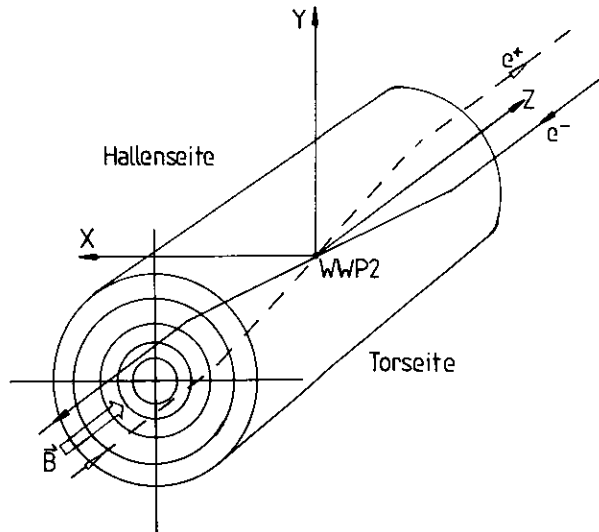


Abb 3.3 Orientierung des Detektors

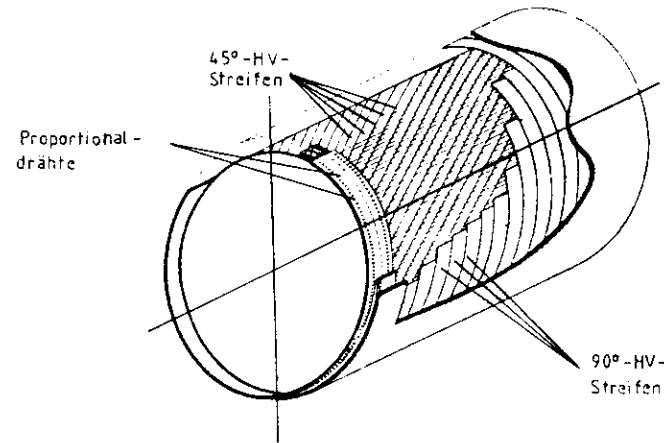


Abb 3.4 Zylindrische Proportionaldrahtkammer

Es werden sowohl die Kathoden- als auch die Anodensignale registriert, so daß jede Kammer für ein geladenes Teilchen drei Koordinaten in Form von Spannungsimpulsen liefert. Durch die Drahtauslese erhält man R und φ in der X-Y-Projektion. Die Einteilung der HV-Flächen in Streifen mit 45°- bzw. 90°-Neigung zur Z-Achse ermöglicht die Messung der Z-Koordinate.

Die genaue Funktionsweise einer Zylinderkammer ist in der Diplomarbeit von K. Derikum (DER/75) dargelegt.

Der supraleitende Soleonid, der die Ortskammern umgibt, erzeugt ein weitgehend homogenes Magnetfeld von maximal 2 T im Spulenmittelpunkt. Er hat ein impulsemphindliches Volumen von der Länge $L = 1050$ mm und dem Durchmesser $D = 1400$ mm. In dem Magnetfeld werden die geladenen Teilchen abgelenkt, so daß sie eine Schraubenlinie durchfliegen, aus deren Krümmung κ in der X-Y-Projektion sich der Transversalimpuls $|p_t|$ unter der Voraussetzung,

daß H_0 senkrecht auf der X-Y-Ebene steht folgendermaßen berechnet:

$$(3.2.1) \quad \left| \vec{p}_t \right| = CP/\chi \quad (\text{GeV, m}^{-1}) \quad \text{mit } CP = 0.003 H_0 \text{ (T)}$$

Hat ein Teilchen z.B. den Transversalimpuls $\left| \vec{p}_t \right| = 1 \text{ GeV}$, so beträgt der Krümmungsradius seiner Bahn bei einem Magnetfeld von 2 T $1/\chi = 1.67 \text{ m}$.

Im homogenen Magnetfeld beschreibt ein geladenes Teilchen eine Schraubenbahn, deren Steigung $\tan \lambda$ aus einer Anpassung an die gemessenen Z-Koordinaten gewonnen wird. Mit λ erhält man die zur Z-Achse transversale Impulskomponente $\left| \vec{p}_t \right|$ und die entsprechende Longitudinalkomponente p_l :

$$(3.2.2) \quad \left| \vec{p}_t \right| = \left| \vec{p} \right| \sin \theta \quad (\theta = 90^\circ - \lambda)$$

$$(3.2.3) \quad p_l = \left| \vec{p} \right| \cos \theta$$

Die Schraubenlinie ergibt in die X-Y-Ebene projiziert einen Kreis. Aus seinem Mittelpunktswinkel φ_{mit} (= Winkel zwischen der Verbindungslinie R_0 vom Kreismittelpunkt zum Koordinatenursprung und der X-Achse, Abb 3.7a) und dem Ladungsvorzeichen des Teilchens werden die X- und die Y-Komponente bestimmt:

$$(3.2.4) \quad p_x = \left| \vec{p}_t \right| \cos (\varphi_{\text{mit}} + q\pi/2)$$

$$(3.2.5) \quad p_y = \left| \vec{p}_t \right| \sin (\varphi_{\text{mit}} + q\pi/2) \quad \begin{array}{l} \text{mit } q = e/|e|, \\ e = \text{Elementarladung} \end{array}$$

Zwischen den Kammern K10 und K11 und zwischen K14 und K15 befindet sich je ein Bleizylinder mit dem Radius $R = 375.0 \text{ mm}$, der Dicke $D = 2 \text{ mm}$ bzw. 0.44 RL (Strahlungslängen) und $R = 593.5 \text{ mm}$, $D = 9 \text{ mm}$ bzw. 1.71 RL . Sie ermöglichen die Identifikation von Photonen und Elektronen über elektromagnetische Sekundärreaktionen (Konversion und Schauerbildung). Von γ 's verschiedene neutrale Teilchen können vom Detektor nachgewiesen werden, wenn sie noch innerhalb seines empfindlichen Volumens in geladene Teilchen zerfallen, z.B. $\Lambda \rightarrow p\pi^-, K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ usw.

Die geometrische Akzeptanz der Proportionaldrahtkammern ergibt sich aus der empfindlichen Länge der Kammern und der Forderung nach mindestens drei angesprochenen Kammern zu 92.2% des vollen Raumwinkels 4π .

3.2.2 Die äußeren Detektorkomponenten

Die Gruppe der Zylinderkammern und die Spule sind von einem Eisenjoch, mit einer durchschnittlichen Dicke von 700 mm umschlossen (die genauen Werte für seine Dicke in Abhängigkeit vom Winkel finden sich bei ROE/78). Das Joch dient der Abschirmung des Streufeldes nach außen, der Homogenisierung des Magnetfeldes im Innern und der Identifikation von Myonen, die nicht der starken Wechselwirkung unterliegen und deshalb das Eisen durchdringen. Ihr Impuls muß dazu größer als ca. 850 MeV sein. Das Eisen dient also als Absorber für Hadronen, die einen großen Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung in Materie mit großer Kernladungszahl haben. Die Myonen werden in ebenen Proportionalrohrkammern außerhalb des Jochs (Abb 3.2) nachgewiesen. Diese μ -Kammern überdecken 51% von 4π .

Sie sind in der Doktorarbeit von M. Rößler (ROE/78) ausführlich beschrieben.

Zu den äußeren Detektorkomponenten gehört auch der Luminositätsmonitor. Zur Bestimmung der Luminosität (3.1.3) wird die Bhabha-Streuung unter kleinen Winkeln benutzt, deren Wirkungsquerschnitt aus der QED gut bekannt ist. Der Aufbau des Luminositätsmonitors wird in BAE/77 ausführlich dargestellt.

3.3 Auswahl der Daten

Ziel der beschriebenen Messungen ist es, mittels einer Analyse der Ereignisse physikalisch relevante Aussagen zu machen z.B. über den Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts innerhalb eines Energieintervalls oder über die Häufigkeit bestimmter Zerfälle einer Resonanz.

Dazu ist es notwendig, möglichst viele verschiedenartige Ereignisse nachzuweisen, so daß die ersten Bedingungen an ein Ereignis sehr weich ausfallen. Dies hat dann allerdings zur Folge, daß auch viele Untergrundeignisse akzeptiert werden, Ereignisse aus der kosmischen Strahlung und Reaktionen der Primärstrahlen mit dem Restgas in den Vakuumrohren.

Durch Anwendung verfeinerter, auf ein spezielles Problem zugeschnittener Kriterien muß diese große Zahl von gemessenen Daten möglichst früh reduziert werden. Diese Datenselektion läuft in verschiedenen Stufen ab (Herstellung von "Datengenerationen"): Während der Datennahme ("on-line") durch den Trigger (Kap 3.4) und durch die erste μ -Reduktion, danach ("off-line") durch die Klassifikation der Daten nach den Gesichtspunkten der späteren Auswertung mit verschiedenen Computer-Programmen (Kap 3.5).

3.4 Der Trigger

Im folgenden wird der Trigger zur Zeit der Datennahme bei der Schwerpunktsenergie von 3.1 GeV beschrieben.

3.4.1 Initialisierung des Triggers

Der Trigger arbeitet nur mit den Signalen der achsenparallelen Drähte. Dazu wird die X-Y-Ebene in 120 Sektoren zu je 3° eingeteilt, und sämtliche innerhalb eines Sektors gesetzten Drähte einer Kammer werden zu einem Triggersignal zusammengefaßt. Paare von Zylinderkammern sind zu fünf sog. Ringen r zusammengefaßt (Tab 3.2), die jeweils aus einer inneren Kammer K_i und einer äußeren Kammer K_a (ausgehend vom WWP) gebildet werden.

Wenn in einem Ring r K_i in dem 3° -Sektor s angesprochen hat und K_a in dem Bereich $s \pm 3$ (Richtungsteleskop des Ringes r , Abb 3.5), werden die so gemessenen Koordinaten als zu einer Teilchenspür gehörend betrachtet (Spurelement). Durch die Definition der Richtungsteleskope ist der minimale Transversalimpuls der akzeptierten Teilchen vorgegeben. Er beträgt bei einem Magnetfeld von 2 T 240 MeV.

Die logische Funktion $DOR(r)$ ist genau dann wahr, wenn im Ring r mindestens ein Spurelement gefunden worden ist. Der Strobe wird gesetzt, wenn mindestens eine der 5 DOR-Funktionen wahr ist. Er startet dann die 1. Triggerstufe und die Zwischenspeicherung der Ereignisdaten. Seine Rate beträgt 2-5 kHz.

Durch die DOR-Bedingung und dadurch, daß der Trigger Signale erst ab K4 berücksichtigt, wird erreicht, daß ein großer Teil der Ereignisse aus Strahl-Gas-Reaktionen den Trigger gar nicht erst initialisiert. Die Teilchen dieser Ereignisse haben häufig so kleine Impulse, daß sie nur

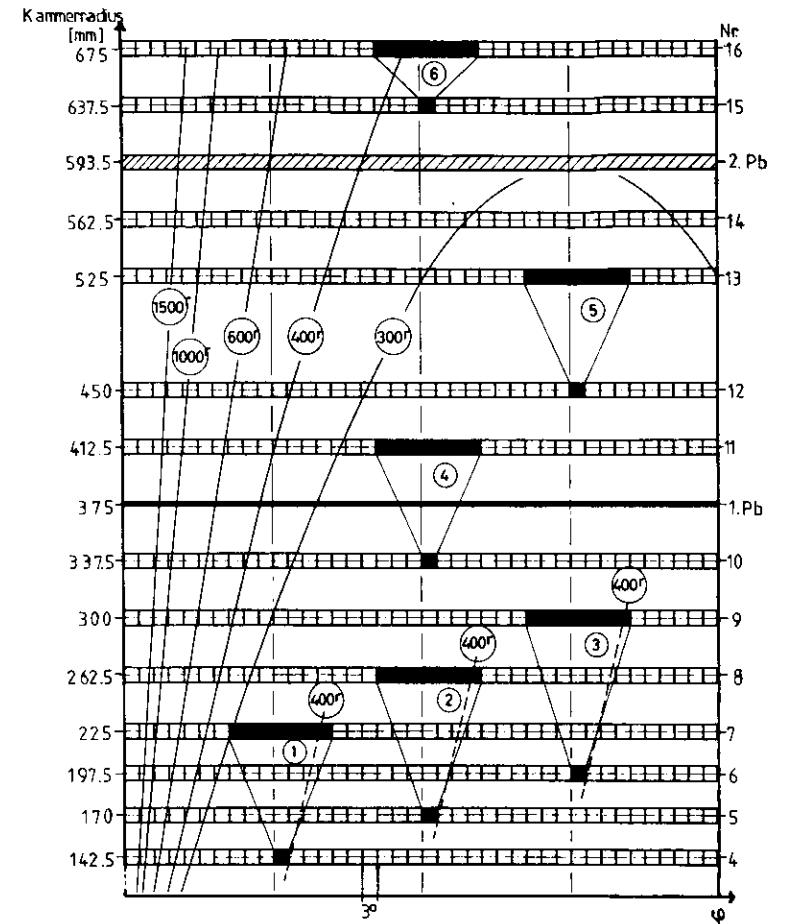


Abb 3.5 Richtungsteleskope der parallelen Logik

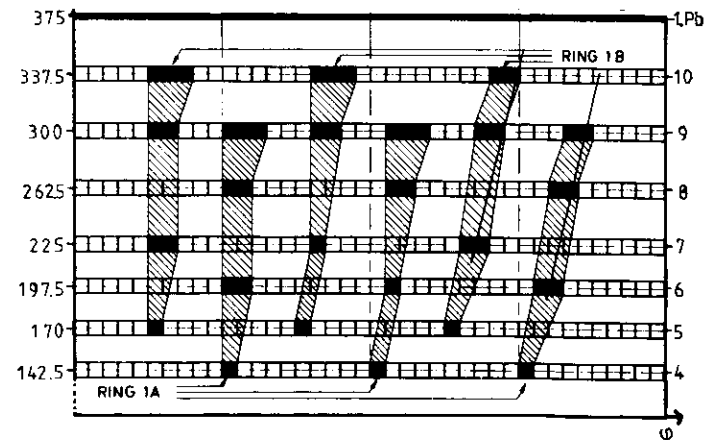


Abb 3.6 Richtungsteleskope der sequentiellen Logik

r	K _i	K _a
1	K4	K7
2	K5	K8
3	K6	K9
5	K11	K12
6	K15	K16

Tab 3.2 Ringdefinition
Strobe u. Pretrigger

r	K _i	K _a
1A	K4	K6, K8, K9
1B	K5	K7, K9, K10
2	K15	K16
3	K11	K12
4	K12	K14

Tab 3.3 Ringdefinition
sequentielle Logik

die ersten Kammern setzen, bzw. die DOR-Bedingung nicht erfüllen.

3.4.2 Die 1. Triggerstufe (Pretrigger)

Die vom Strobe gestartete 1. Triggerstufe dient als Vortrigger und arbeitet in paralleler Logik. Sie benutzt die Ringdefinition der Strobe-Bedingung, aber zusätzlich wird die X-Y-Ebene in acht 45°-Sektoren unterteilt, die untereinander logisch verknüpft sind. Die logische Funktion DUL(r) ist genau dann wahr, wenn es mindestens zwei Spurelemente gibt, die nicht in zwei benachbarten 45°-Sektoren eines Ringes liegen.

Ein Ereignis wird vom Pretrigger akzeptiert, wenn mindestens eine der 5 möglichen DUL-Funktionen wahr ist. Dann wird die nächste Triggerstufe für dieses Ereignis gestartet, andernfalls wird der Inhalt des Zwischenspeichers gelöscht und das Tor zur weiteren Datennahme geöffnet.

Die Schaltung als parallele Logik bedeutet, daß alle 600 Richtungsteleskope gleichzeitig arbeiten. Dadurch wird für die Entscheidung über ein Ereignis nur 1 µs benötigt. Die Pretriggerrate beträgt im Experiment etwa 100 Hz.

3.4.3 Die 2. Triggerstufe (sequentielle Logik)

Die letzte Triggerstufe ist die "sequentielle Logik". Sie untersucht die 120 Signale jeder Ortskammer nacheinander (12 Schieberegister à 120 bits). Dazu werden die Ringe neu definiert (Tab 3.3) und die Richtungsteleskope wie folgt festgesetzt:

In den Ringen des sogenannten Innendetektors (Ringe 1A und 1B) müssen K_i und mindestens 2 der drei K_a's angesprochen haben, und zwar innerhalb von 6 alternativen Teleskopen (Abb 3.6). Zu diesen gibt es sechs spiegelsymmetrische Teleskope; damit werden die beiden möglichen Ladungszustände der Teilchen gleich behandelt. Diese Teleskope geben in Abhängigkeit von dem 3°-Sektor, in dem die innere Kammer ein Signal liefert, den Bereich von Sektoren vor, in dem die äußeren Kammern angesprochen haben müssen. In den äußeren Ringen (Ringe 2 bis 4) muß K_a in einem der Sektoren s±2 gesetzt worden sein, wenn K_i im Sektor s angesprochen hat.

Durch die Definition der Richtungsteleskope für die sequentielle Logik beträgt der minimale Transversalimpuls der Teilchen bei einem Magnetfeld von 2 T 240 MeV.

Sie akzeptiert ein Ereignis, wenn eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist:

- I Ring 1A oder 1B müssen mindestens 2 Spurelemente aufweisen.
- II In einem der Ringe 2 bis 4 müssen mindestens 3 Spurelemente erkannt sein.
- III Im Ring 2 genügen 2 Spurelemente, vorausgesetzt, sie sind innerhalb von ±13.5° komplanar.

- Die Bedingungen I und III stellen einen guten 2-Teilchen-Trigger dar; I für die Ereignisse mit 2 geladenen Teilchen, die vom WWP kommen, III für Ereignisse mit 2 gegenüberliegenden Photonen.
- II und III verwerfen Teilchen mit großem Impuls aus Höhenstrahlerereignissen, die nur die äußeren Kammern durchfliegen. Fliegen sie dagegen durch den Wechselwirkungspunkt, so werden sie als Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen erkannt. Diese Höhenstrahlungsteilchen bilden einen großen Teil des Untergrunds in dieser Ereignisklasse, also auch für den hier untersuchten Zerfall $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$.

Die sequentielle Logik benötigt für ein Ereignis 40 µs.

Die Triggerbedingungen wurden so gewählt, daß bei den experimentellen Gegebenheiten (z.B. hoher Untergrund von den Primärstrahlen) die maximale Rate, die das Auslesesystem bewältigen kann (20 Hz) nicht überschritten wird.

Die Trigger-Akzeptanz beträgt 86% von 4π. Sie ist kleiner als die geometrische Akzeptanz des Detektors (Kap 3.2.1), da der Trigger mit den Signalen erst ab K4 arbeitet.

Ist ein Ereignis vom Trigger akzeptiert worden, so werden die entsprechenden gemessenen Koordinaten in einen Puffer (Zwischenspeicher) eines Kleinrechners vom Typ PDP 11/45 gelesen; dies dauert ca. 1 ms pro Ereignis. Dann wird der Befehl zur weiteren Datennahme gegeben. Der Puffer faßt maximal 4000 Worte. Jeweils 3100 werden im on-line-Verfahren als 1 Block zur Großrechenanlage vom Typ IBM 370/168 transferiert; 1 Block enthält ca. 15 Ereignisse.

Die genaue Organisation der Daten in dem PDP-Puffer ist in FRS/76 beschrieben.

3.5 Herstellung der Datengenerationen

3.5.1 Die erste μ -Reduktion (1. Datengeneration)

Noch während der Datennahme werden die vom Trigger akzeptierten Ereignisse einer ersten Auswahl unterzogen. Ein PDP-Programm sucht nach Ereignissen aus der kosmischen Strahlung und verwirft 80-90% dieser Untergründereignisse vor der Übertragung zur IBM. Im folgenden wird kurz skizziert, wie dies von dem μ -Reduktionsprogramm ausgeführt wird; es ist genauer in FRS/76 beschrieben.

Die Teilchenbahnen eines 2-Spur-Ereignisses können in der X-Y-Projektion durch einen Kreis und in der R-Z-Projektion durch eine Hyperbel angenähert werden. In beiden Projektionen wird mit Hilfe von Symmetriebetrachtungen entschieden, ob es sich um durchgehende Spuren handelt, die nicht vom WWP kommen. Letztere Bedingungen werden dadurch erfüllt, daß die Spur in der X-Y-Projektion einen Mindestabstand vom WWP von $/r_{\min}/ = 30 \text{ mm}$ (Abb 3.7a) haben muß und in der R-Z-Projektion von $/z_0/ = 150 \text{ mm}$ (Abb 3.7b). Diese Einschränkung ist notwendig, um keine guten 2-Teilchen-Ereignisse zu verwerfen; andererseits wird dadurch der Untergrund aus Teilchen kosmischer Strahlung, die durch den WWP fliegen, in dieser Ereignisklasse nicht verringert.

Durch die μ -Reduktion wird die Ausleserate der PDP um ca. 50% gesenkt. Diese Ereignisse bilden die 1. Datengeneration und werden als Originaldaten auf den sog. DUMP-Bändern abgespeichert.

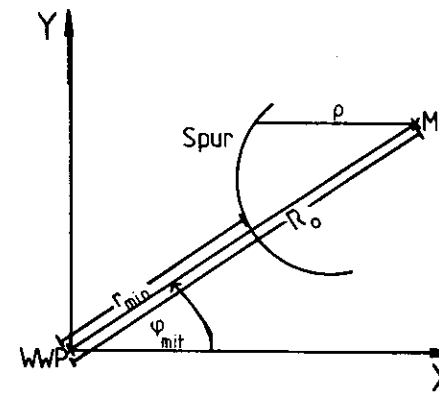


Abb 3.7a Definitionen in der X-Y-Projektion

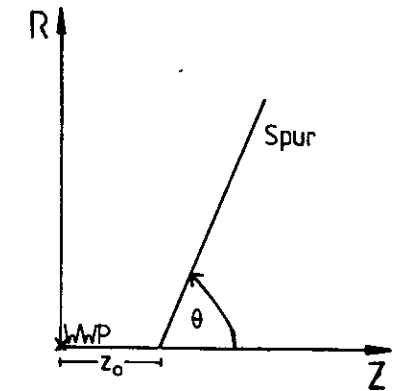


Abb 3.7b Definitionen in der R-Z-Projektion

3.5.2 Spurdefinition und zweite μ -Abtrennung (2. Datengeneration)

Der erste Schritt innerhalb der Auswertekette nach der Datennahme ist die Erstellung der zweiten Generation der Daten. Dazu werden die Originaldaten auf Spuren geladener Teilchen untersucht; es wird versucht, den gemessenen Koordinaten Spuren anzupassen. Dies geschieht mit dem Programm PLUPAT (FRA/75).

Noch vor der Spurenerkennung werden die Daten von PLUPAT noch einmal auf Untergründereignisse untersucht. Dies geschieht in vergleichbarer aber genauerer Weise wie durch das PDP-Programm zur ersten μ -Reduktion (GER/77). Die Zahl der Ereignisse wird dadurch um ca. 60% reduziert.

PLUPAT bestimmt dann die Spurparameter der geladenen Teilchen durch eine Ausgleichsrechnung (Fit), nachdem es die mit einer Spur verträglichen Koordinaten geometrisch rekonstruiert hat (Patternerkennung). Dazu werden nur die Signale aus den Proportionaldrahtkammern K4 bis K14 verwendet. Von den drei Zylinderkoordinaten erhält man r und ϕ aus der Drahtauslese, z aus der Streifenauslese.

Zur Spurerkennung wird die X-Y-Ebene in 2 Klassen von je 10 Sektoren eingeteilt, die gegeneinander verdreht sind. In diese Sektoren werden die Meßpunkte eingeordnet. Innerhalb eines Sektors werden sog. Primärkoordinaten gewählt, die einen Kreisbogen definieren, der die Spurparameter in 1. Näherung vorgibt. Durch Iteration wird innerhalb einer durch die Detektorauflösung und den Teilchenimpuls definierten "Straße" durch die Ortskammern nach weiteren Koordinaten gesucht, die zu dieser Spur gehören könnten. Um dann tatsächlich als zu einer Spur gehörende Koordinaten anerkannt zu werden, müssen sie bestimmte Kriterien erfüllen, z.B. Mindestanzahl von Meßpunkten pro Spur, maximale Lücke zwischen zwei gesetzten Kammern, Minimalimpuls usw. Ist solch ein Satz von Koordinaten gefunden worden, so wird unter Berücksichtigung der Ortsauflösung des Detektors und der Vielfachstreuung geladener Teilchen in den Kammerwänden eine Spur angepaßt.

PLUPAT speichert die Angaben zu einem Ereignis bzw. zu den Spuren der Teilchen dieses Ereignisses in sog. banks. Dabei handelt es sich um eine dynamische Speicherungs-Organisation, die in BLO/77 vorgestellt wird. Im einzelnen werden folgende banks erzeugt:

- 'PROP' enthält sämtliche gemessenen Originaldaten eines Ereignisses
- 'GEOM' wird für jede Spur dieses Ereignisses erzeugt und enthält die geometrischen Spurparameter
- 'VTYP' gibt Auskunft über den Typ des Ereignisses (Anzahl der Spuren, Anzahl der für keine Spur verwendeten Koordinaten usw.)
- 'MYCO' speichert die Koordinaten der in diesem Ereignis gesetzten μ -Kammern

Die bei der zweiten μ -Reduktion übriggebliebenen Ereignisse bilden auf den sog. PLUPAT-Bändern in der oben angegebenen Speicherungsform die Eingabe für die weitere Bearbeitung der Daten.

3.5.3 Einbeziehung des Wechselwirkungspunktes (3. Datengeneration)

Die Ereignisse dieser Generation müssen zwei alternativen Bedingungen genügen:

- I Es müssen mindestens zwei Spuren im Detektor gesehen werden, von denen für wenigstens eine $r_{\min}/\leq 30$ mm gelten muß. Der Betrag des Mittelwertes z_{av} der z_0 -Werte aller Spuren eines Ereignisses mit

$r_{\min}/\leq 30$ mm muß kleiner gleich 80 mm sein *).

- II Durch das Auftreten einer Gruppe benachbarter gesetzter Drähte (Cluster) hinter den beiden Pb-Zylindern werden mindestens drei Photonen identifiziert.

In diesem Schritt der Datenselektion werden also alle Ereignisse verworfen, für die PLUPAT keine Spur definieren konnte, bzw. deren Teilchenspuren nicht aus dem Wechselwirkungsbereich kommen. Nur etwa 5% der Daten passieren diesen Filter. Für sie wird zusätzlich folgende bank erzeugt:

'KEEP' mit Angaben zur Klassifikation des Ereignisses nach Anzahl der Spuren (bzw. γ -Cluster), Zahl der Spuren mit $r_{\min}/\leq 30$ mm usw.

Nach dieser Auswahl werden die Ereignisse auf den PLUDAT-Bändern abgespeichert.

3.5.4 Ereignisse mit Vertexfit (4. Datengeneration)

Im nächsten Schritt der Filterungskette wird für mindestens eine Teilchenspur des Ereignisses $r_{\min}/\leq 15$ mm und $z_0/\leq 80$ mm verlangt. Ist dieses Kriterium erfüllt, so versucht das Programm möglichst viele Spuren unter Einbeziehung des WWP's an einen gemeinsamen Ursprung zu binden (Vertexfit). Für diese Spuren wird der neue Satz von Spurparametern $1/p, \varphi, \lambda, z_0$ bestimmt. Das Ereignis wird akzeptiert, wenn der Vertexfit für mindestens zwei Teilchen gelingt. Dies ist für ca. 70% der PLUDAT-Daten der Fall.

Außerdem werden die Ereignisse auf bestimmte Eigenschaften untersucht:

- 1. Für jedes Teilchen vom WWP wird geprüft, ob es unter Berücksichtigung seines Impulses und der Detektor-Akzeptanz eine der μ -Kammern hätte treffen können und ob in einem dadurch definierten Bereich auch eine μ -Kammer angesprochen hat. Ist dies der Fall, so gilt das Teilchen als identifiziertes

*) Anmerkung: Es sei hier darauf hingewiesen, daß der Schnitt in z bei den bei höheren Energien genommenen Daten zugunsten eines größeren Wirkungsgrades geändert wurde.

Myon. Zeigt es nur auf eine μ -Kammer, setzt sie aber nicht, so ist es ein Hadron-Kandidat.

2. Ein Teilchen vom WWP wird als Elektron identifiziert, wenn in seiner Flugrichtung hinter dem zweiten Bleikonverter ein Schauer gemessen wird. Die genaue Definition eines Schauers ist in der Doktorarbeit von W. Wagner (WAG/78) wiedergegeben.

3. Kollineare 2-Teilchen-Ereignisse werden auf die mögliche Herkunft aus kosmischer Strahlung untersucht. Dazu wird versucht, durch die beiden Teilchenbahnen eine durchgehende Spur anzupassen, wobei die Schwerpunktsbewegung des e^+e^- -Systems (Kap 3.1) vernachlässigt wird. Bei einem $\chi_C^2 < 30$ und $/r_{min}/ > 4$ mm gilt das Ereignis als Höhenstrahlereignis. Bei einem $\chi_C^2 < 50$ wird die gleiche Anpassung wiederholt, dieses Mal mit auf die Schwerpunktsbewegung korrigierten Impulsen. Diese Anpassung wird dann für die Untersuchung von $\mu^+\mu^-$ - und $p\bar{p}$ -Endzuständen benutzt.

In dieser Stufe werden zusätzlich folgende banks erzeugt:

- 'VERT' mit Informationen darüber, welche Spuren eine Anpassung an den Vertex haben und mit der gemessenen Z-Koordinate auf der Strahlachse verträglich sind
- 'TRAC' wird für jede an den Vertex gebundene Spur eingerichtet und enthält die neuen Spurparameter
- 'MYON' wird für jedes als μ identifiziertes Teilchen angelegt und enthält Angaben über die Art der Myonenerkennung
- 'SHWR' mit der Anzahl der zu einem Elektron gehörenden Schauerkoordinaten
- 'COLL' wird für die kollinearen 2-Teilchen-Ereignisse erzeugt und enthält die neuen Spurparameter

Die auf diese Weise reduzierten Daten bilden auf den PLUFIT-Bändern die

4. Datengeneration.

3.5.5 Hadronische Ereignisse (5. Datengeneration)

Im Hinblick auf die Untersuchung von hadronischen Ereignissen wird die Zahl der Daten auf den PLUFIT-Bändern durch Schnitte noch einmal um ca. 30% reduziert. Die Schnitte sind so gewählt, daß sie die kollinearen 2-Teilchen-Ereignisse nicht zulassen. Damit wird ein großer Teil der QED-Ereignisse erkannt und verworfen, andererseits gehen hadronische 2-Teilchen-Ereignisse verloren, wie z.B. $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$.

Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn es mindestens eine der folgenden Bedingungen erfüllt:

- I Spuren von wenigstens 4 geladenen Teilchen kommen vom WWP, d.h. sie konnten zum Vertexfit herangezogen werden.
- II Es kommen 3 Teilchen vom WWP. Dann muß außerdem gelten, daß in zwei Fällen je 2 der Spuren einen Winkel kleiner 165° bilden, m.a.W. die Differenz im Azimut ist $|\Delta\varphi_{ij}| < 165^\circ$.
- III Kommen nur 2 Teilchen vom WWP, so müssen sie einen größeren Winkel als 15° bilden ($|\Delta\varphi| < 165^\circ$).
- IV Zwei kollineare geladene Teilchen vom WWP werden zugelassen, wenn der Impuls von mindestens einem 900 MeV übersteigt.

Die Daten der 5. Generation (HADFIT-Bänder) bilden für viele Untersuchungen die Ausgangsdaten; z.B. für die Berechnung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts oder für die Analyse eines bestimmten Zerfallsprozesses, wie $J/\psi \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$.

3.6 Die Monte-Carlo-Simulation

Mittels eines Monte-Carlo-Programms wird der Wirkungsgrad der Analyse eines Zerfallprozesses und der des Detektors abgeschätzt.

Das MC-Programm erzeugt Ereignisse einer bestimmten Klasse in der Weise, daß die spezifischen Teilcheneigenschaften (Ladung, Masse, Lebensdauer...) eingegeben werden und die Teilchenimpulse nach einem bestimmten Modell mit einem Zufallsgenerator ermittelt werden. Die so erzeugten Teilchen werden dann mit einem Spurverfolgungsprogramm durch den simulierten Detektor verfolgt. Als Ergebnis liefert das MC-Programm Daten vom Typ der 1. Generation.

Bei der Untersuchung bestimmter Zerfallsprozesse werden durch geeignete Schnitte möglichst viele Untergrundereignisse verworfen bis die gesuchten Ereignisse als trennbares Signal erkennbar werden. Der Wirkungsgrad dieser Schnitte ist in der Regel kleiner als 100%, d.h. es wird auch ein Teil der guten Ereignisse verworfen. Um die Zahl der Ereignisse eines Zerfallkanals in das entsprechende Verzweigungsverhältnis umzurechnen, muß daher die Wirksamkeit aller Schnitte abgeschätzt werden. Dazu werden die MC-Ereignisse mit derselben Technik analysiert wie die gemessenen Daten.

Der gesamte Wirkungsgrad berechnet sich dann aus dem Verhältnis der gesehenen und der erzeugten MC-Ereignisse.

In BAE/77 werden das allgemeine Verfahren der MC-Simulation und das für das PLUTO-Experiment speziell entwickelte MC-Programm ausführlich beschrieben.

3.7 Grundlagen zur Berechnung von Verzweigungsverhältnissen

Verzweigungsverhältnisse geben an, mit welcher Häufigkeit die verschiedenen Zerfallsarten eines instabilen Teilchens auftreten. Zu ihrer Berechnung benötigt man also die Zahl aller Zerfälle N_{tot} und die Zahl der Ereignisse des spezifischen Zerfallskanals N_Z .

Die Zahl der gesehenen hadronischen Ereignisse im Energiebereich um 3.1 GeV wurde mit den Daten der HADFIT-Bänder ermittelt: Es wurden von PLUTO 83647 Ereignisse gemessen (DEV/77). Nach MC-Korrektur erhält man für die Zahl der hadronischen Ereignisse

$$(3.7.1) \quad N_{had} = 121660 \pm 350$$

Nach BOY/75 sind dies $(86 \pm 2)\%$ aller Zerfälle der J/ψ-Resonanz. Den Rest bilden die Kanäle $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ mit je $(6.9 \pm 0.7)\%$.

Für die Gesamtzahl aller Ereignisse ergibt sich somit

$$(3.7.2) \quad N_{tot} = 141500 \pm 3300$$

Der Wirkungsgrad des Schnittes in z_{av} bei der Herstellung der 3. Datengeneration macht es erforderlich, N_Z in Abhängigkeit von dem Zerfallskanal zu korrigieren: Bei den Ereignissen mit mehr als 2 geladenen Teilchen muß ein Verlust von ca. 15% berücksichtigt werden, bei den nicht komplanaren 2-Teilchenereignissen von ca. 10% (DEV/78).

Für einen bestimmten Zerfallskanal kann der genaue Korrekturfaktor mit MC-Berechnungen ermittelt werden.

Der Wirkungsgrad dieses Schnittes ist bei kollinearen 2-Teilchenereignissen nahezu 100%, so daß in diesem Fall eine Korrektur von N_Z entfällt.

4 Untersuchung des Zerfalls $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$

4.1 Spezifische Merkmale des Zerfalls

4.1.1 Einleitung

Spezifisches Merkmal von Ereignissen der Reaktion $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ sind zwei schnelle, geladene Teilchen vom Wechselwirkungspunkt WWP (Vertexfit).

Obwohl es sich hier im Endzustand um hadronische Teilchen handelt, kann nicht mit den HADFIT-Daten gearbeitet werden, da bei ihrer Erzeugung ein Teil der kollinearen 2-Teilchen-Ereignisse zur QED-Unterdrückung abgetrennt wurde (vergl. Kap 3.5.5). Grundlage für die Untersuchung sind daher die PLUFIT-Bänder F33DEV.PLUFIT.G0001V00 bis F33DEV.PLUFIT.G0003V00 mit insgesamt 141925 Ereignissen.

4.1.2 Untergrundquellen

Quellen des Untergrunds sind in der Hauptsache Ereignisse der beiden leptonischen Zerfälle in e^+e^- und $\mu^+\mu^-$. Sie machen zusammen $(14 \pm 1)\%$ aller Zerfälle des J/ψ-Mesons aus (Kap 3.7). Hinzu kommen hochenergetische Höhenstrahlteilchen, die durch die Wechselwirkungszone fliegen. Zerfälle in die Hadronenpaare $\pi^+\pi^-$ und K^+K^- sind stark unterdrückt (s. z.B. LIE/77) und deshalb vernachlässigbar.

Bei Zerfällen in zwei entgegengesetzt geladene Teilchen mit der Masse m erhält man die Sollwerte ihrer Impulse mit folgender Beziehung:

$$(4.1.1) \quad |\vec{p}| = \sqrt{E_b^2 - m^2} \quad \text{mit } E_b = \text{Strahlenergie}$$

Wegen des großen Unterschieds in ihren Massen sind die Impulse der beiden Leptonen und die der Protonen zwar deutlich verschieden (Tab 4.1), aber da die Elektronen beim Durchgang durch Materie aufgrund von Bremsstrahlung Energie verlieren und unter Berücksichtigung der Impulsauflösung des Detektors kann man die $p\bar{p}$ -Ereignisse nicht allein anhand ihrer Impulse abtrennen.

m (MeV)	$ \vec{p} $ (GeV)	$E_b/ \vec{p} $
$m_p = 938$	1.23	1.26
$m_\mu = 105$	1.54	1.01
$m_e = 0.511$	1.55	1.01

Tab 4.1 Impulssollwerte

4.1.3 Erste Ereignisauswahl

Zur ersten Reduzierung der Eingabedaten wird die spezielle Kinematik des Zerfalls $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ durch zwei Schnitte berücksichtigt.

Im ersten Schnitt wird die in Kap 3.5.4 beschriebene Myonen- und Cosmic-Erkennung ausgenutzt:

1. Es werden nur kollineare 2-Teilchen-Ereignisse zugelassen, für die eine Anpassung an eine durchgehende Spur gemacht werden konnte (Existenz der bank 'COLL'), wenn sie nicht als Teilchen aus der kosmischen Strahlung identifiziert wurden (s. Kap 3.5.4).
2. Ist mindestens eins der beiden Teilchen als μ erkannt worden (Existenz von 'MYON'), so wird das Ereignis verworfen. Wegen der geometrischen Akzeptanz der μ -Kammern werden ca. 50% aller μ 's auch als solche identifiziert, so daß durch diesen Schnitt nicht alle $\mu^+\mu^-$ -Ereignisse unterdrückt werden können.

Diese Bedingungen werden von ca. 8% aller Ereignisse erfüllt, die in der ersten Zeile und Spalte der Tabelle 4.2 aufgeführt sind. In den folgenden Zeilen dieser Tabelle wird der Effekt von weiteren Schnitten auf die Ereigniszahlen verfolgt. Die Bedeutung der Seitenbandsubtraktion wird im Kapitel 4.3.1 erklärt.

Durch die Beschränkung auf zwei schnelle Teilchen vom Wechselwirkungspunkt werden auch Ereignisse zugelassen, bei denen durch die \bar{p} -Wechselwirkung im zweiten Bleizylinder Sekundärteilchen in die inneren Kammern zurückgestreut werden, so daß das Spurenerkennungsprogramm PLUPAT weitere Spuren definieren konnte, die dann aber einen großen Abstand vom WWP haben (Abb 4.3).

Schnitte	akzeptierte Ereignisse von 141925 PLUFIT-Daten	
	ohne Seitenbandsubtrakt	mit Seitenbandsubtrakt
erste Reduktion: kollineare 2-Teilchen-Ereignisse, nicht als Höhenstrahlereignis und nicht als μ -Ereignis identifiziert	11149	8419
zwei schnelle Spuren mit entgegengesetzter Ladung vom WWP $0.80 \leq E_b/ \vec{p} \leq 1.5$	8761	7551
Polarwinkel $ \cos \theta \leq 0.5$	3759	2868
Unterscheidung Hadron-Myon	2090	1846
Unterscheidung Hadron-Elektron $N_{sh}(p) \leq 10, N_{sh}(\bar{p}) \leq 20$	595	358
Abstand der Spuren vom WWP in der X-Y-Projektion $ r_{min} \leq 1.8 \text{ mm}$	451	354

Tab 4.2 Zusammenfassung der Schnitte und Zahl der akzeptierten Ereignisse - mit und ohne Seitenbandsubtraktion

Im zweiten Schnitt werden genau zwei Teilchen mit großem Impuls und entgegengesetzter Ladung gefordert, die vom Wechselwirkungspunkt kommen. Die Wirkung von Impulsschnitten wird in Abbildung 4.1 gezeigt. Zwischen den gewählten Grenzen des auf die Strahlenergie E_b normierten reziproken Impulses $E_b/|\vec{p}| = 0.8$ und 1.5 dominieren noch die leptonischen Zerfallskanäle bei $E_b/|\vec{p}| \approx 1$ und lassen kein $p\bar{p}$ -Signal bei $E_b/|\vec{p}| \approx 1.25$ erkennen.

4.2 Hadrondefinition

Ein Teilchen wird als Hadron angesehen, wenn es in den beiden Zylinderkammern hinter dem zweiten Bleikonverter mit einer maximal erlaubten Anzahl von gemessenen Koordinaten nachgewiesen werden kann und wenn es dem Verlauf nach eine der μ -Kammern hätte treffen können, dort aber nicht registriert wird. Im folgenden sind die drei Schnitte beschrieben, die die hadronischen Ereignisse unter diesen Gesichtspunkten herausfiltern.

4.2.1 Der Polarwinkel

Damit die $p\bar{p}$ -Ereignisse von den leptonischen Ereignissen im weiteren Verlauf der Analyse unterschieden werden können, wird verlangt, daß beide Teilchen Kammer 16 erreichen können. Dies ist immer dann der Fall, wenn der Polarwinkel θ ihrer Impulse zwischen 60° und 120° liegt. Abb 4.2 zeigt die $\cos \theta$ -Verteilung mit dem eingezeichneten Schnitt. Die Anhäufung bei $\cos \theta \approx 0.8$ stammt von Ereignissen der Bhabha-Streuung, für die der Verlauf des Wirkungsquerschnitts für kleine θ proportional zu θ^{-4} ist (WIW/78).

4.2.2 Unterscheidung Hadron - Myon

Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn mindestens eins der beiden Teilchen vom Myonen-Erkennungsprogramm als "Nicht-Myon" identifiziert worden ist, d.h. sein Impuls zeigt auf eine μ -Kammer, diese hat aber nicht angesprochen. Zeigen beide Impulse in nicht mit μ -Kammern überdeckte Gebiete, so kann nicht zwischen $p\bar{p}$ - und $\mu^+\mu^-$ -Ereignissen unterschieden werden; das Ereignis wird dann verworfen.

4.2.3 Unterscheidung Hadron - Elektron

Zur Abtrennung von Elektronen wird verlangt, daß beide Teilchen in K15 und K16 nachgewiesen werden, wobei eine Höchstzahl von Koordinaten nicht

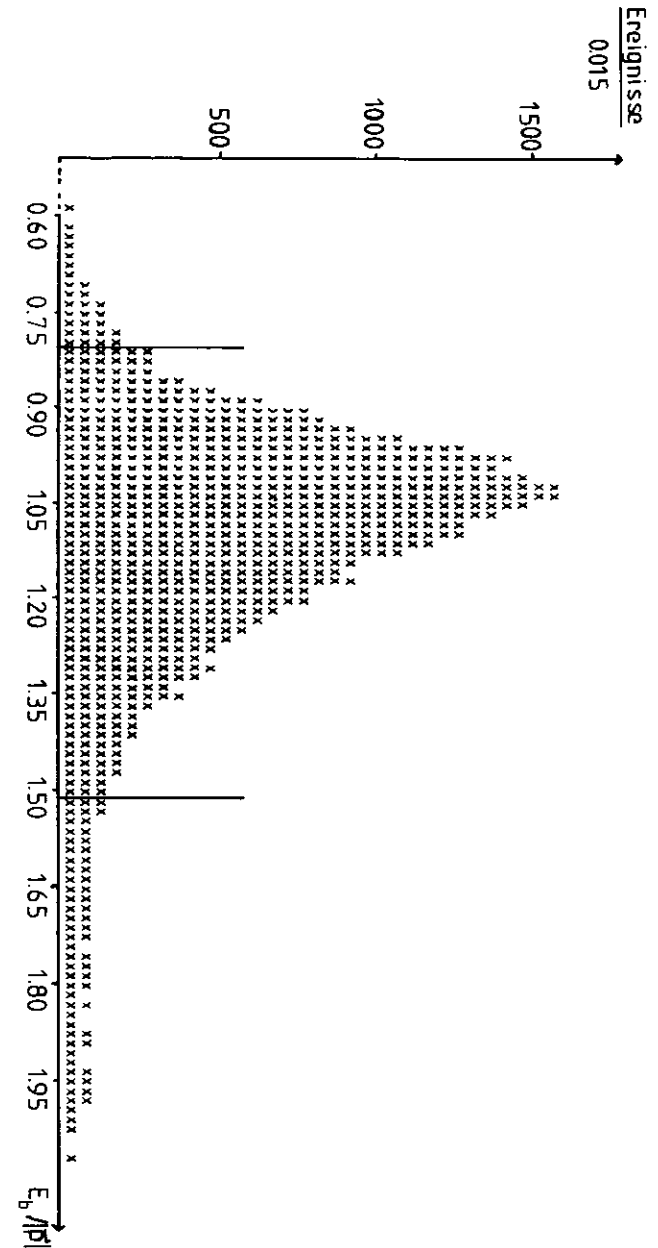


Abb 4.1 Der auf die Strahlenergie normierte reziproke Impuls - mit eingezeichnetem Schnitt

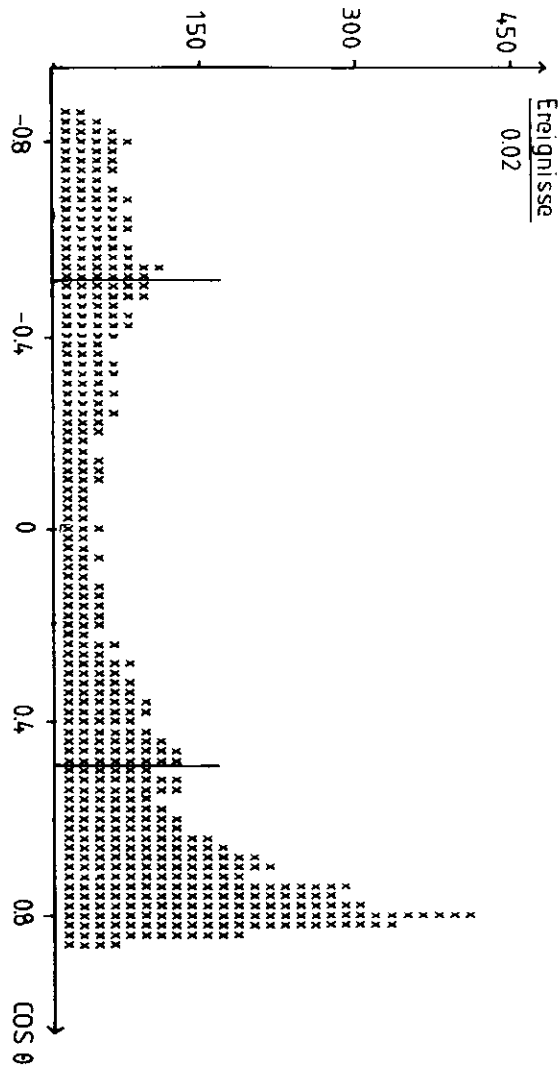


Abb 4.2 $\cos \theta$ -Verteilung mit eingezeichnetem Schnitt

überschritten werden darf. Die maximale Zahl N_{sh} der bei der Elektronen-Erkennung ermittelten Schauerkoordinaten wird für die beiden Teilchen entsprechend ihrer Ladung unterschiedlich gewählt: $N_{sh}(p) \leq 10$, $N_{sh}(\bar{p}) \leq 20$. Damit wird die Möglichkeit berücksichtigt, daß sich das \bar{p} mit den Protonen der Bleikerne vernichtet, wobei mehrere geladene Teilchen entstehen. Abb 4.3 zeigt ein Beispiel für solche \bar{p} -Wechselwirkung.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Elektron mit einem Impuls größer als 1 GeV und mit mehr als 10 Schauerkoordinaten beträgt nach ROE/78 $(85 \pm 10)\%$, so daß durch diesen Schnitt die meisten e^+e^- -Ereignisse entfernt werden können.

Insgesamt wird die Zahl der Ereignisse durch diese Hadrondefinition um 50% reduziert (vergl. Tab 4.2).

4.3 Geometrische Schnitte

4.3.1 Seitenbandsubtraktion

Die Wechselwirkung der beiden Primärstrahlen ist nicht auf einen Punkt beschränkt, sondern auf ein Wechselwirkungsvolumen ausgedehnt, so daß die z-Verteilung eine Gaußkurve ergibt (vergl. Abb 4.4). Alle Ereignisse, die außerhalb dieser Gaußverteilung in den sog. Seitenbändern liegen, sind Untergrundereignisse z.B. aus Strahl-Gas-Wechselwirkungen oder aus kosmischer Strahlung und können abgetrennt werden.

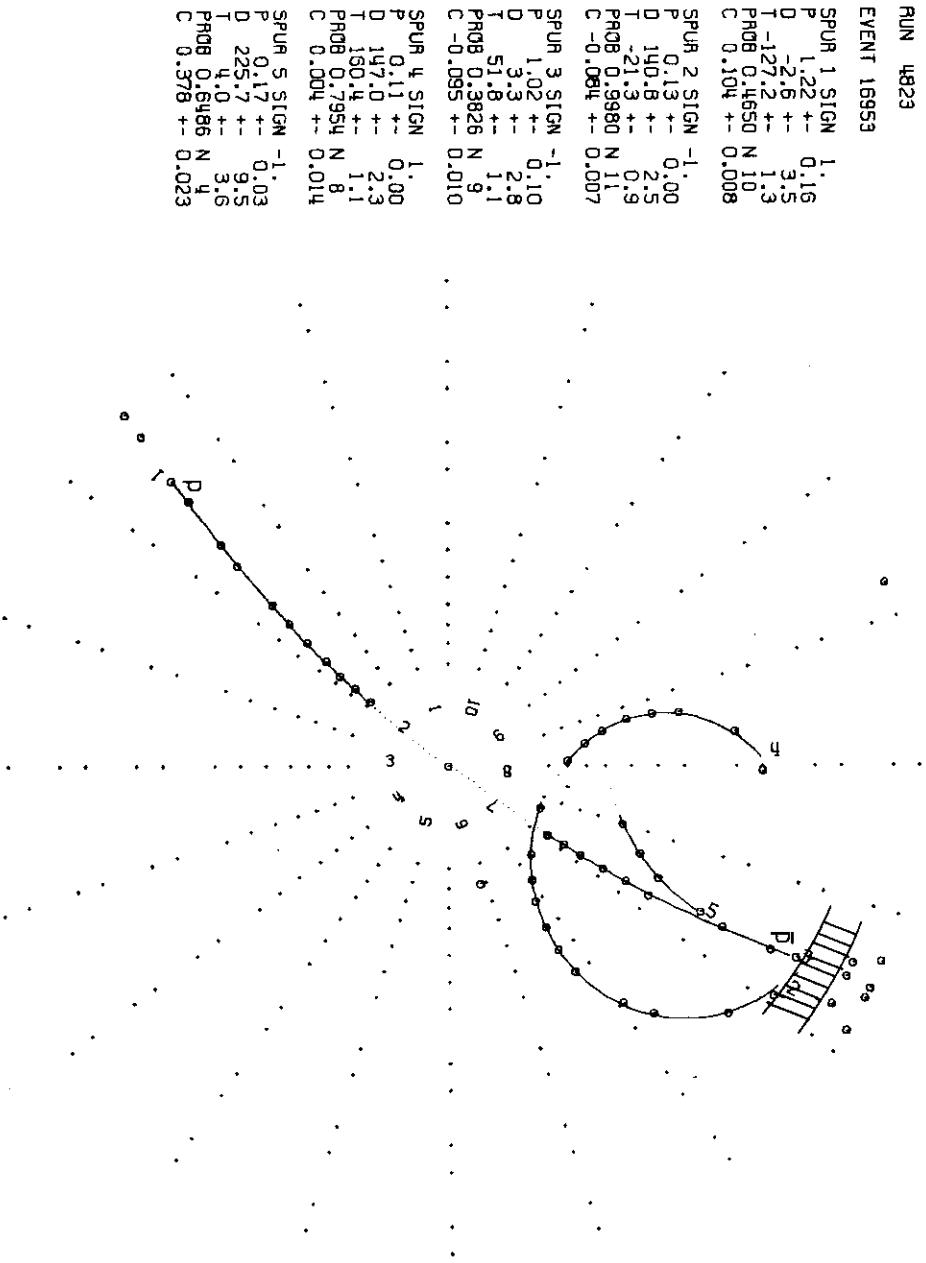
Mit dieser Methode der Seitenbandsubtraktion wird der Untergrund aus nichtresonanten Reaktionen subtrahiert. Dazu wird den Ereignissen in Abhängigkeit des Abstands z_{VW} des gemessenen Vertex vom Wechselwirkungspunkt ein Gewicht G zugeordnet:

$ z_{VW} > 40$ mm	G = 0
-40 mm $< z_{VW} < -20$ mm oder 20 mm $< z_{VW} < 40$ mm	G = -1
-20 mm $< z_{VW} < +20$ mm	G = +1

Abb 4.4 zeigt die z_{VW} -Verteilung für die Ereignisse nach der ersten Reduktion mit den eingezeichneten Seitenbändern.

Abb 4.3

Beispiel für ein Ereignis vom Typ $J/W \rightarrow p\beta$ mit p -Wechselwirkung im 2. Bleikonzenter



```

RUN 4823
EVENT 16953

SPUR 1 STGN 1.
P 1.22 +- 0.16
D -2.6 +- 3.5
T -127.2 +- 1.3
PROB 0.4650 N 10
C 0.104 +- 0.008

SPUR 2 STGN -1.
P 0.13 +- 0.00
D 140.8 +- 2.5
T -21.3 +- 0.9
PROB 0.3980 N 11
C -0.064 +- 0.007

SPUR 3 STGN -1.
P 1.02 +- 0.10
D 3.3 +- 2.8
T 51.8 +- 1.1
PROB 0.3826 N 9
C -0.085 +- 0.010

SPUR 4 STGN 1.
P 0.11 +- 0.00
D 147.0 +- 2.3
T 150.4 +- 1.1
PROB 0.7954 N 8
C 0.004 +- 0.014

SPUR 5 STGN -1.
P 0.17 +- 0.03
D 225.7 +- 9.5
T 4.0 +- 3.6
PROB 0.6486 N 4
C 0.378 +- 0.023
    
```

Ereignisse
2 mm

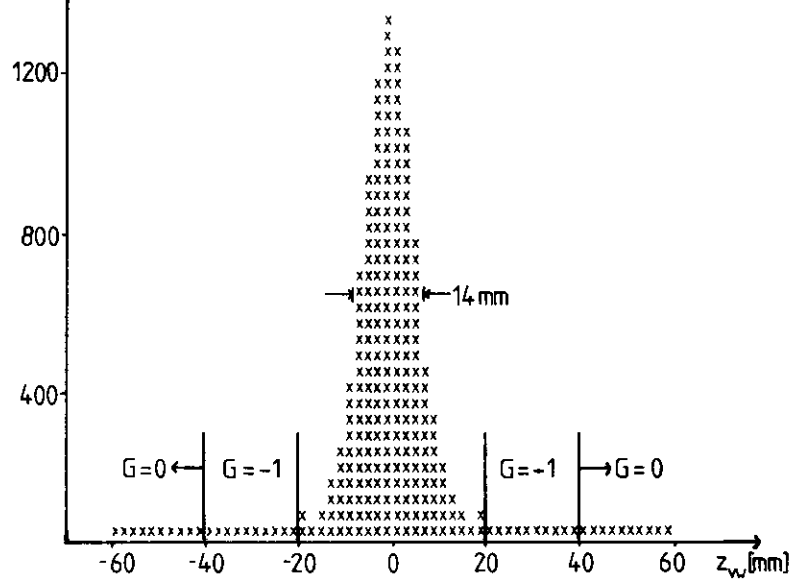


Abb 4.4 Abstand des Vertex vom Wechselwirkungspunkt - die Seitenbänder sind eingezeichnet

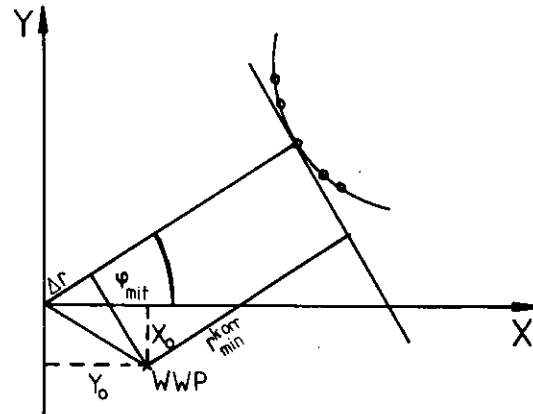


Abb 4.5 r_{min} - korrigiert auf die Lage des WVP's

4.3.2 r_{\min} -Schnitt

Eine weitere Einschränkung auf Teilchen, die vom WWP kommen, ist der Schnitt im Abstand r_{\min} der Spur vom WWP in der X-Y-Projektion (Abb 3.7a) bei 1.8 mm.

r_{\min} wird bezüglich des Koordinatenursprungs gemessen. Da der WWP in der Regel aber nicht mit dem Nullpunkt zusammenfällt, wird r_{\min} auf die Lage des WWP's (X_0, Y_0) korrigiert *).

$$(4.3.1) \quad r_{\min}^{\text{korr}} = r_{\min} - \Delta r$$

$$\text{mit } \Delta r = X_0 \cdot \cos \varphi_{\text{mit}} + Y_0 \cdot \sin \varphi_{\text{mit}} \quad (\text{Abb 4.5})$$

Für r_{\min} und den Mittelpunktswinkel φ_{mit} werden die genauer bestimmten Werte aus 'COLL' genommen.

4.4 Berechnung des Wirkungsgrades

4.4.1 Korrektur auf die Hadron-Myon-Unterscheidung

Bei der Unterscheidung zwischen Hadronen und Myonen werden alle Ereignisse verworfen, die nicht eindeutig als "Nicht-Myon" identifiziert werden (Kap 4.3.2). Da die μ -Kammern nur ca. 50% des vollen Raumwinkels überdecken, gehen dabei auch $p\bar{p}$ -Ereignisse verloren, so daß die Zahl der gemessenen Ereignisse entsprechend korrigiert werden muß.

Der Wirkungsgrad η_H der Hadron-Myon-Unterscheidung im Bereich $|\cos\theta| \leq 0.5$ - also der von den tatsächlich vorhandenen $p\bar{p}$ -Ereignissen gesehene Anteil - wird dadurch bestimmt, daß für zufällig gewählte Kombinationen von θ und φ geprüft wird, ob das Ereignis als $p\bar{p}$ -Kandidat erkannt wird oder nicht. Von den 10097 auf diese Weise erzeugten Ereignissen werden in dem Winkelbereich $|\cos\theta| \leq 0.5$ 6422 als hadronisch akzeptiert:

$$(4.4.1) \quad \eta_H = (63.6 \pm 1.6)\%$$

Abb 4.6 zeigt die μ -Kammer-Überdeckung für $|\cos\theta| \leq 0.5$.

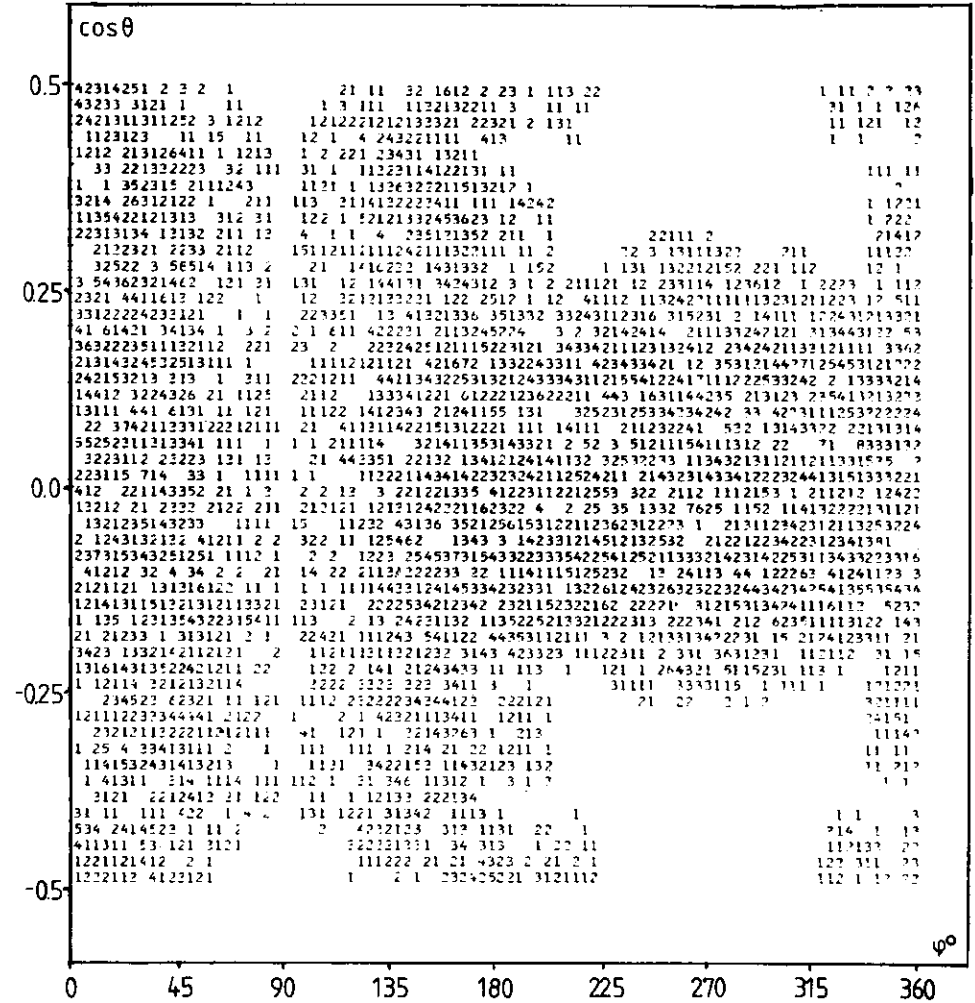


Abb 4.6 μ -Kammer-Überdeckung für $|\cos\theta| \leq 0.5$

*) Bei schnellen Teilchen ist die Krümmung der Spur bei der Berechnung vernachlässigbar $\rightarrow r_{\min} \parallel r_{\min}^{\text{korr}}$.

4.4.2 Korrektur auf den Polarwinkel

Durch die Beschränkung im Polarwinkel auf den Bereich zwischen 60° und 120° werden nicht alle der Ereignisse des Zerfalls $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ nachgewiesen. Auch hierauf muß die Zahl der gesehenen Ereignisse korrigiert werden.

Bei der Ermittlung des Wirkungsgrades η_θ wird von der $p\bar{p}$ -Winkelverteilung

$$(4.4.2) \quad W(\cos\theta) = 1 + \alpha \cos^2\theta$$

ausgegangen. Die Größe des Parameters α läßt sich aus den Daten im eingeschränkten θ -Bereich ermitteln. Dazu muß die $|\cos\theta|$ -Verteilung für jedes θ auf die Akzeptanz im Azimut korrigiert werden. Dies geschieht dadurch, daß jedes $p\bar{p}$ -Ereignis in der X-Y-Ebene um 40 zufällig gewählte Azimutwinkel gedreht wird. Die Akzeptanz ergibt sich dann aus der Zahl der nach den Drehungen als $p\bar{p}$ -Kandidat akzeptierten Ereignisse.

Der entsprechende Fit an die korrigierte $|\cos\theta|$ -Verteilung (Abb 4.7) liefert $\alpha = 3.5 \pm 2.7$. In Übereinstimmung mit der von der SLAC-LBL-Kollaboration angegebenen $p\bar{p}$ -Winkelverteilung (PER/78) wird daher bei der Berechnung von η_θ von $W(\cos\theta) = 1 + \cos^2\theta$ ausgegangen.

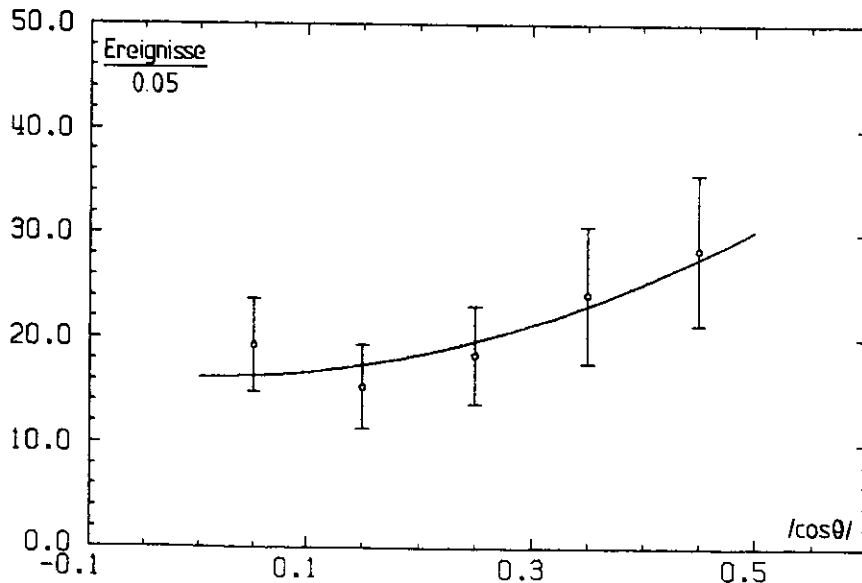


Abb 4.7 $|\cos\theta|$ -Verteilung für die $p\bar{p}$ -Ereignisse, auf die θ -Akzeptanz korrigiert, mit $(1 + \alpha \cos^2\theta)$ -Fit

Durch Extrapolation von $W(\cos\theta)$ auf den gesamten Winkelbereich erhält man für den Wirkungsgrad

$$(4.4.3) \quad \eta_\theta = 40.6\%$$

Zusammen mit (4.4.1) berechnet sich der Wirkungsgrad der Analyse zu:

$$(4.4.4) \quad \eta = (25.8 \pm 0.7)\%$$

4.5 Ergebnisse

4.5.1 Gemessene Ereignisse

Die Verteilung des auf die Strahlenergie normierten inversen Impulses für die nach allen Schnitten übriggebliebenen 354 Ereignisse (vergl. Tab 4.2) zeigt ein deutliches $p\bar{p}$ -Signal bei 1.27, das gut von dem e^+e^- -Signal bei 1.01 trennbar ist (Abb 4.8).

Zur endgültigen Bestimmung der Zahl der gemessenen $p\bar{p}$ -Ereignisse wird versucht, an die Verteilung eine Summe von mindestens zwei Gauß-Funktionen anzupassen.

Eine Gauß'sche Normalverteilung ist wie folgt definiert:

$$(4.5.1) \quad y = \frac{g_1}{g_2 \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{(x-g_3)^2}{2g_2^2} \right)$$

mit den Parametern g_1 = Normierungsfaktor, g_2 = Breite der Verteilung und g_3 = Lage des Maximums.

Der Fit gelingt in diesem Fall für die Summe dreier Gauß-Funktionen, zwei berücksichtigen die e^+e^- -Oberhöhung, eine die $p\bar{p}$ -Oberhöhung. Als Ergebnis liefert die Anpassungsrechnung die neun Parameter $g_1 \dots g_9$. Die hier interessanten Größen sind die Parameter für das $p\bar{p}$ -Signal:

$$(4.5.2) \quad \begin{aligned} g_1 &= 1.073 \pm 0.149 \\ g_2 &= 0.034 \pm 0.005 \\ g_3 &= 1.233 \pm 0.006 \end{aligned}$$

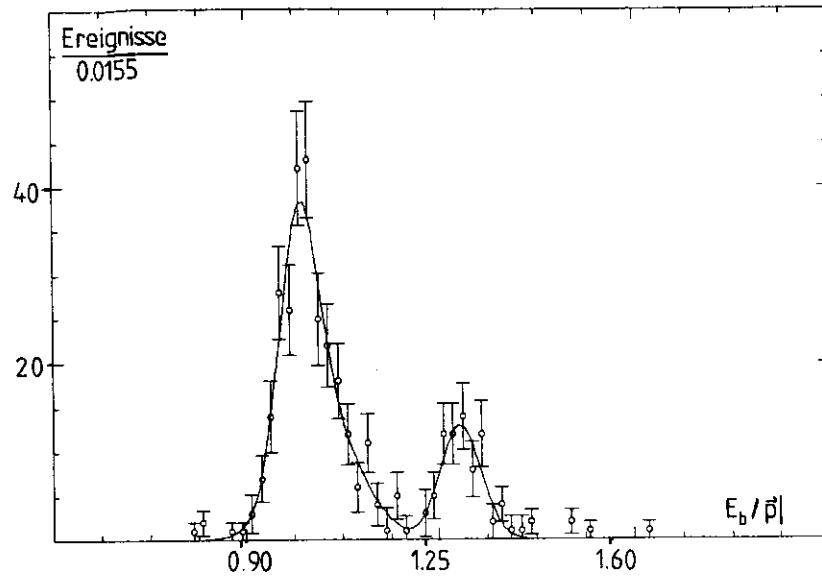


Abb 4.8 Verteilung des auf die Strahlenergie normierten reziproken Impulses nach allen Schnitten, mit Anpassung dreier Gaußfunktionen

Durch Integration von (4.5.1) berechnet sich die Zahl der gemessenen Ereignisse N_{seen} gemäß

$$(4.5.3) \quad N = \frac{1}{b} g_1 \quad (b = \text{Größe der Skaleneinheit})$$

mit $b = 0.0155$ zu

$$(4.5.4) \quad N_{\text{seen}} = 69 \pm 10$$

4.5.2 Verzweigungsverhältnis

Zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses B des Zerfalls $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ muß die Zahl der gemessenen Ereignisse mit dem Wirkungsgrad der Analyse korrigiert werden. Mit (4.5.4) und (4.4.4) erhält man für die totale Anzahl von Ereignissen dieses Zerfalls:

$$(4.5.5) \quad N_{p\bar{p}} = 267 \pm 39$$

Mit der in Kap 3.7 angegebenen Zahl aller auf der J/ψ -Resonanz gemessenen Ereignisse (3.7.2) berechnet sich das Verzweigungsverhältnis zu:

$$(4.5.6) \quad B \left(\frac{J/\psi \rightarrow p\bar{p}}{J/\psi \rightarrow a\eta} \right) = (0.19 \pm 0.03)\%$$

Dieses Ergebnis wird in Kapitel 6 diskutiert und mit den Resultaten anderer Experimente verglichen.

5 Untersuchung des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$

5.1 Einleitung

Das Lambda ist ein neutrales Teilchen, deshalb kann es nur über seine Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Es hat eine Lebensdauer von $\tau = 2.6 \cdot 10^{-10}$ s, dies entspricht $ct = 77.3$ nm. Wegen dieser relativ großen Lebensdauer fällt der Zerfallsvertex des Lambdas bzw. seines Antiteilchens i.allg. nicht mit dem Wechselwirkungspunkt WWP zusammen.

Das Λ und das $\bar{\Lambda}$ zerfallen wie folgt (PDG/78):

$$(5.1.1) \quad \begin{aligned} \Lambda^0 &\rightarrow p\pi^-, & \bar{\Lambda}^0 &\rightarrow \bar{p}\pi^+ & (64.2 \pm 0.5)\% \\ \Lambda^0 &\rightarrow n\pi^0, & \bar{\Lambda}^0 &\rightarrow \bar{n}\pi^0 & (35.8 \pm 0.5)\% \end{aligned}$$

Grundlage für diese Untersuchung sind die Endzustände mit vier geladenen Teilchen, sie entsprechen $(41.2 \pm 0.6)\%$ der Zerfälle vom Typ $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$. Abb 5.1 zeigt ein nach der Monte-Carlo-Methode simuliertes Ereignis dieser Art.

Die Ausgangsdaten für die Untersuchung dieses Zerfallskanals können wegen des merklichen Zerfallsweges nicht die Daten der 4. und 5. Generation sein, da für diese der Vertexfit unter Einbeziehung des WWP's gefordert ist (Kap 3.5.4, 3.5.5). Grundlage der Auswertung sind deshalb die PLUDAT-Bänder F33DEV.PLUDAT.G0013V00 bis F33DEV.PLUDAT.G0017V00 mit insgesamt 203276 Ereignissen.

Die einzelnen Schnitte zur Herausfilterung der Klasse mit vier geladenen Teilchen sind tabellarisch zusammengefaßt (Tab'n 5.4 und 5.5) und ihre Wirkung ist jeweils beschrieben.

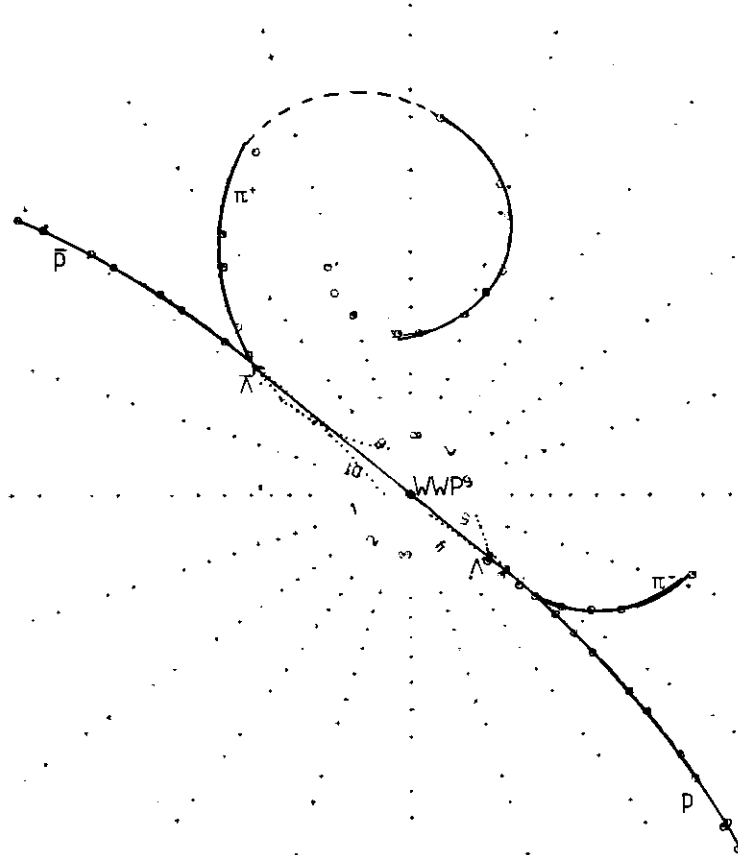


Abb 5.1 Beispiel für die Signatur eines Ereignisses vom Typ $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \rightarrow p\pi^- \bar{p}\pi^+$

Schnitte		akzeptierte Ereignisse		Monte-Carlo Wirkungsgrad %
		von 203276 gemessenen Daten	von 2560 MC-Daten	
Nr.	Art			
1	Zahl der Spuren, Ladungsbalance	21389	864	33.8
Massenzuordnung				
2	p \bar{p} -Komplanarität $140^\circ \leq \varphi_2 \leq 180^\circ$	10235	842	32.9
3	p π^- -Öffnungswinkel $0^\circ \leq \varphi_3 \leq 100^\circ$	5199	838	32.7
Korrektur der Impulse				
4a	mindestens 1 Zerfalls- vertex pro Ereignis VERT2	749	630	24.6
4b	mindestens ein Λ -Zerfallsvertex	589	629	24.6
5	fehlender Impuls $p_{miss} < 300 \text{ MeV}$	218	569	22.2
6	Zahl der zu keiner Spur gehörenden Koord. NK < 12	177	567	22.2
7	p π^+ -Öffnungswinkel $0^\circ \leq \varphi_7 \leq 80^\circ$	122	549	21.5
8	Impulsdifferenz Proton-Pion $300 \text{ MeV} < \Delta p < 800 \text{ MeV}$	33	352	13.8
9	effektive Masse beider Λ 's $1.08 \text{ GeV} < m_{eff} < 1.16 \text{ GeV}$	17	346	13.5

Tab 5.4 Art der Schnitte, Zahl der akzeptierten Ereignisse - gemessene und MC-erzeugte - und MC-Wirkungsgrad nach jedem Schritt für Ereignisklasse A

Schnitte		akzeptierte Ereignisse		Monte-Carlo Wirkungsgrad %
		von 203276 gemessenen Daten	von 2560 MC-Daten	
Nr.	Art			
1	Zahl der Spuren, Ladungsbalance	26686	888	34.7
Massenzuordnung				
2	p \bar{p} -Komplanarität $140^\circ \leq \varphi_2 \leq 180^\circ$	11392	877	34.3
3	p π^- -Öffnungswinkel $0^\circ \leq \varphi_3 \leq 100^\circ$	6270	875	34.2
Korrektur der Impulse				
4a	mindestens 1 Zerfalls- vertex pro Ereignis VERT2	1070	679	26.5
4b	mindestens ein Λ -Zerfallsvertex	800	676	26.4
5	fehlender Impuls $p_{miss} < 300 \text{ MeV}$	281	624	24.4
6	Zahl der zu keiner Spur gehörenden Koord. NK < 12	192	621	24.3
7	p π^+ -Öffnungswinkel $0^\circ \leq \varphi_7 \leq 80^\circ$	141	616	24.1
8	Impulsdifferenz Proton-Pion $300 \text{ MeV} < \Delta p < 800 \text{ MeV}$	38	397	15.5
9	effektive Masse beider Λ 's $1.08 \text{ GeV} < m_{eff} < 1.16 \text{ GeV}$	18	389	15.2

Tab 5.5 Art der Schnitte, Zahl der akzeptierten Ereignisse - gemessene und MC-erzeugte - und MC-Wirkungsgrad nach jedem Schritt für Ereignisklasse B

5.2 Die Kinematik des Λ -Zerfalls

Die Kinematik wird nur für den Zerfall des Lambdas beschrieben, sie gilt entsprechend für das Antilambda.

Die beiden Λ 's haben im Laborsystem (LAB) gleichen Impuls \vec{p}_Λ und gleiche Energie E_Λ :

$$(5.2.1) \quad E_\Lambda = \frac{1}{2} \sqrt{s} = 1.545 \text{ GeV}$$

$$|\vec{p}_\Lambda| = \sqrt{E_\Lambda^2 - m_\Lambda^2} = 1.07 \text{ GeV} \quad (m_\Lambda = 1.115 \text{ GeV})$$

Für die Transformationsfaktoren ergibt sich damit:

$$(5.2.2) \quad \beta = \frac{|\vec{p}_\Lambda|}{E_\Lambda} = 0.697$$

$$\beta\gamma = 0.96$$

$$\gamma = \frac{E_\Lambda}{m_\Lambda} = 1.386$$

Mit $c\tau = 77.3 \text{ mm}$ erhält man für die mittlere Reichweite d_Λ des Λ 's:

$$(5.2.3) \quad d_\Lambda = \gamma\tau\beta c = 75.2 \text{ mm}$$

5.2.1 Impulse der Zerfallsteilchen

Im Schwerpunktsystem (CMS) gilt für die Impulse der Zerfallsprodukte des Λ 's (Bewegungsrichtung des Λ 's = Y-Richtung)

$$(5.2.4) \quad \vec{p}_p^* = -\vec{p}_\pi^* \quad \text{mit} \quad |\vec{p}_p^*| = |\vec{p}_\pi^*| = 100 \text{ MeV}$$

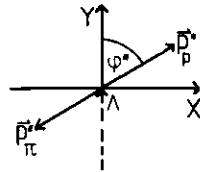
$$p_x^* = |\vec{p}_p^*| \cdot \sin\varphi^*, \quad p_y^* = |\vec{p}_p^*| \cdot \cos\varphi^*$$

Die CMS-Energien für Proton und Pion sind:

$$(5.2.5) \quad E_p^* = 943 \text{ MeV} \quad \text{und} \quad E_\pi^* = 172 \text{ MeV}$$

das heißt, die CMS-Energie des Protons liegt nur knapp oberhalb seiner Ruheenergie. Bewegt sich der Schwerpunkt des Λ 's in Y-Richtung, so erhält man die Impulse im LAB mittels der Lorentz-Transformation wie folgt:

$$(5.2.6) \quad \vec{p} = (p_x^*, \gamma p_y^* + \beta\gamma E^*, p_z^*)$$



Mit (5.2.2), (5.2.4) und (5.2.5) berechnen sich dann die Impulse von Proton und Pion zu:

Proton:

$$(5.2.7) \quad \vec{p}_p^* [\text{GeV}] = (0.1 \cdot \sin\varphi^*, 0.139 \cdot \cos\varphi^* + 0.906, 0)$$

$$|\vec{p}_p^*|^2 [\text{GeV}^2] = 0.01 \cdot \sin^2\varphi^* + 0.014 \cdot \cos^2\varphi^* + 0.252 \cdot \cos\varphi^* + 0.82$$

Pion:

$$\vec{p}_\pi^* [\text{GeV}] = (-0.1 \cdot \sin\varphi^*, -0.139 \cdot \cos\varphi^* + 0.164, 0)$$

$$|\vec{p}_\pi^*|^2 [\text{GeV}^2] = 0.01 \cdot \sin^2\varphi^* + 0.019 \cdot \cos^2\varphi^* - 0.046 \cdot \cos\varphi^* + 0.027$$

Abb 5.2 zeigt den Verlauf der Impulse in Abhängigkeit von CMS-Zerfallswinkel φ^* . $|\vec{p}_p^*|$ liegt zwischen 0.767 GeV und 1.045 GeV und $|\vec{p}_\pi^*|$ zwischen 25 MeV und 303 MeV (s. auch Tab 5.1). Diese kinematische Situation erlaubt also eine eindeutige Trennung und Identifizierung von Proton und Pion aufgrund ihrer Impulse.

5.2.2 p_π -Öffnungswinkel

Der Winkel ζ , den die Impulse von Proton und Pion im LAB einschließen, ist nach (5.2.7) vom CMS-Zerfallswinkel φ^* abhängig. ζ wird maximal bei $\varphi^* = 45^\circ$, $\zeta_{\max} = 51^\circ$ (vergl. Abb 5.2, Tab 5.1). Mit dem p_π -Öffnungswinkel ist ein weiteres Erkennungsmerkmal für die $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Zerfälle der J/ψ gegeben.

5.3 Untergrundquellen

Sämtliche hadronische Endzustände mit vier geladenen Teilchen und ggf. beliebig vielen neutralen Teilchen (sofern es die Erhaltungssätze erlauben) stellen für den analysierten Zerfallskanal mögliche Quellen des Untergrunds dar und müssen durch geeignete Schnitte abgetrennt werden.

Hierzu gehören alle Zerfälle der J/ψ -Resonanz in Protonen, Pionen oder Kaonen einschließlich derjenigen, die über ein anderes Vektormeson in diese Endprodukte zerfallen. Nachfolgend sind einige Beispiele aufgezählt:

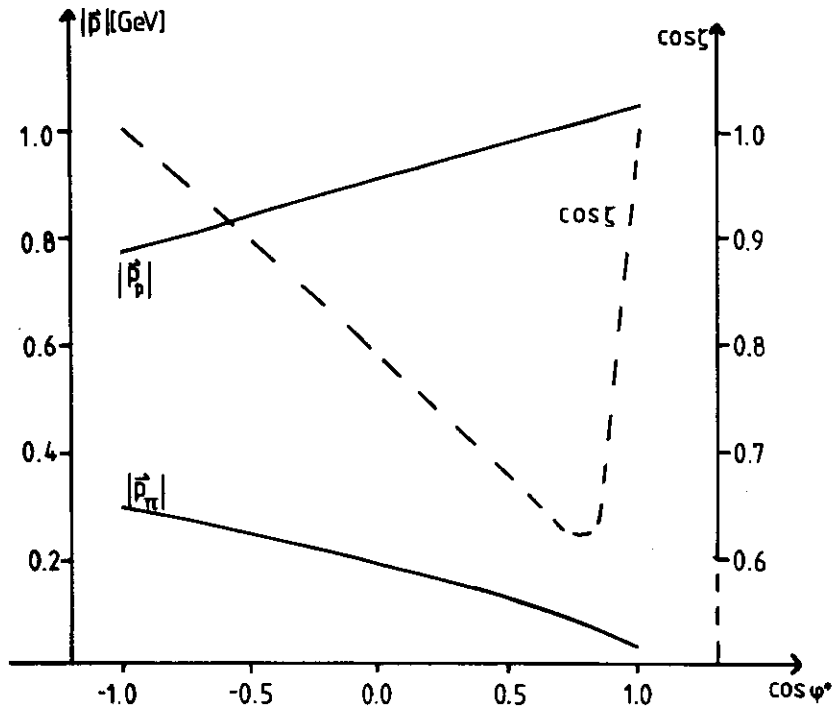


Abb 5.2 Impulse und Öffnungswinkel in Abhängigkeit von φ^*

φ^*	$ \vec{p}_p $ [GeV]	$ \vec{p}_{\pi} $ [MeV]	ξ
0°	1.045	25	0°
45°	1.007	97	51°
60°	0.979	129	47.5°
90°	0.912	192	38°
135°	0.811	272	20°
160°	0.776	297	8.5°
180°	0.767	303	0°

Tab 5.1 Impulswerte und Öffnungswinkel für einige CMS-Zerfallswinkel

- (a) $J/\psi \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$
- (b) $J/\psi \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$
- (c) $J/\psi \rightarrow 2K^+ 2K^-$
- (d) $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$
- (e) $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\eta \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-\gamma\gamma$
- (f) $J/\psi \rightarrow K^0 \bar{K}^{0*} \rightarrow K^- K^+ \pi^- \pi^+$
- (g) $J/\psi \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0 \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \gamma \gamma \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-\gamma\gamma$

Für die Zerfälle (a), (d) und (g) werden MC-Ereignisse erzeugt, die der Hypothese $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ unterworfen werden. In den Tabellen 5.6, 5.7 und 5.8 ist die Wirkung der einzelnen Schnitte auf diese drei Zerfälle dargestellt.

Es zeigt sich, daß Untergrundquellen vom Typ (a) oder (d) durch richtig gewählte Schnitte genügend stark unterdrückt werden können (Tab'n 5.7 und 5.8); die anderen Kanäle haben ähnliche Eigenschaften wie (a) oder (d) und sind somit auch erfaßt. Ereignisse des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$ können dagegen nicht vollständig abgetrennt werden (Tab 5.6). Die Untersuchung ergibt, daß ca. 30% der gemessenen $\Lambda \bar{\Lambda}$ -Ereignisse diesem Kanal zuzurechnen sind. Das ist darauf zurückzuführen, daß das Σ^0 zu 100% in Λ und γ zerfällt und seine Masse sich nur wenig von der Λ -Masse unterscheidet: $m_{\Sigma^0} = 1.192$ GeV, $m_{\Sigma^0} - m_{\Lambda} = 77$ MeV.

5.4 Erste Ereignisselektion

5.4.1 Spurenzählung und Ladungsbalance

Zur ersten Reduzierung der Zahl der Ereignisse werden aus der großen Zahl von Eingabedaten diejenigen abgetrennt, die bezüglich der Anzahl von Spuren und ihrer Krümmung nicht von der Art des Zerfalls

$J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$ sein können. Dabei werden zwei Methoden der Spurenzählung angewandt (Schnitt Nr. 1 in Tab'n 5.4 und 5.5):

Methoden A:

Für das Ereignis sind genau vier Spuren gefunden worden, d.h. es existieren vier 'GEOM'-banks. Diese müssen zusätzlich die Ladungsbalance erfüllen, die Spuren müssen also zwei positiven und zwei negativen Teilchen zugeordnet sein.

Schnitte		Ereignisklasse A		Ereignisklasse B	
Nr.	Art	akzeptierte Ereignisse	Wirkungsgrad %	akzeptierte Ereignisse	Wirkungsgrad %
1	Zahl der Spuren, Ladungsbalance	500	26.9	565	30.4
Massenzuordnung					
2	$p\bar{p}$ -Komplanarität $140^\circ \leq \varphi_2 \leq 180^\circ$	477	25.7	557	30.0
3	$p\pi^+$ -Öffnungswinkel $0^\circ \leq \varphi_3 \leq 100^\circ$	405	21.2	548	29.5
Korrektur der Impulse					
4a	mindestens 1 Zerfallsvertex pro Ereignis — VERT2 —	291	15.7	405	21.8
4b	mindestens ein Λ -Zerfallsvertex	286	15.4	403	21.7
5	fehlender Impuls $p_{miss} < 300 \text{ MeV}$	242	13.0	368	19.8
6	Zahl der zu keiner Spur gehörenden Koord. $NK < 12$	210	11.3	297	16.0
7	$p\pi^+$ -Öffnungswinkel $0^\circ \leq \varphi_7 \leq 80^\circ$	206	11.1	291	15.7
8	Impulsdifferenz Proton-Pion $300 \text{ MeV} < \Delta p < 800 \text{ MeV}$	171	9.2	235	12.7
9	effektive Masse beider Λ 's $108 \text{ GeV} < m_{eff} < 1.16 \text{ GeV}$	170	9.2	234	12.7

Tab 5.6 Analyse des Kanals $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ angewandt auf 1859 MC-erzeugte Ereignisse des Typs $J/\psi \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0 \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \gamma \gamma \rightarrow p \bar{p} \pi^+ \pi^- \gamma \gamma$

Schnitte		Ereignisklasse A		Ereignisklasse B	
Nr.	Art	akzeptierte Ereignisse	Wirkungsgrad %	akzeptierte Ereignisse	Wirkungsgrad %
1	Zahl der Spuren, Ladungsbalance	1463	52.0	1498	53.3
Massenzuordnung					
2	$p\bar{p}$ -Komplanarität $140^\circ \leq \varphi_2 \leq 180^\circ$	955	34.0	983	35.0
3	$p\pi^+$ -Öffnungswinkel $0^\circ \leq \varphi_3 \leq 100^\circ$	575	20.5	595	21.2
Korrektur der Impulse					
4a	mindestens 1 Zerfallsvertex pro Ereignis — VERT2 —	57	2.0	61	2.2
4b	mindestens ein Λ -Zerfallsvertex	43	1.5	44	1.6
5	fehlender Impuls $p_{miss} < 300 \text{ MeV}$	35	1.3	36	1.3
6	Zahl der zu keiner Spur gehörenden Koord. $NK < 12$	35	1.3	36	1.3
7	$p\pi^+$ -Öffnungswinkel $0^\circ \leq \varphi_7 \leq 80^\circ$	21	0.8	22	0.8
8	Impulsdifferenz Proton-Pion $300 \text{ MeV} < \Delta p < 800 \text{ MeV}$	0	0	0	0

Tab 5.7 Analyse des Kanals $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ angewandt auf 2812 MC-erzeugte Ereignisse des Typs $J/\psi \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$

Schnitte		Ereignisklasse A		Ereignisklasse B	
Nr.	Art	akzeptierte Ereignisse	Wirkungsgrad %	akzeptierte Ereignisse	Wirkungsgrad %
1	Zahl der Spuren, Ladungsbalance	439	14.6	405	13.5
Massenzuordnung					
2	$p\bar{p}$ -Koplanarität $140^\circ < \varphi_1 < 180^\circ$	222	7.4	206	6.7
3	$p\pi^+$ -Öffnungswinkel $0^\circ < \varphi_3 < 100^\circ$	99	3.3	101	3.4
Korrektur der Impulse					
4a	mindestens 1 Zerfallsvortex pro Ereignis VERT2	14	0.5	15	0.5
4b	mindestens ein Λ -Zerfallsvortex	14	0.5	15	0.5
5	fehlender Impuls $p_{miss} < 300 \text{ MeV}$	12	0.4	14	0.5
6	Zahl der zu keiner Spur gehörenden Koord. $NK < 12$	12	0.4	14	0.5
7	$\pi^+\pi^-$ -Öffnungswinkel $0^\circ < \varphi_7 < 80^\circ$	9	0.3	11	0.4
8	Impulsdifferenz Proton-Pion $300 \text{ MeV} < \Delta p < 800 \text{ MeV}$	0	0	0	0

Tab 5.8 Analyse des Kanals $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ angewandt auf 2999 MC-erzeugte Ereignisse des Typs $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$

Zahl der Spuren	4	5	6	7	8	9	10	11	≥ 12
Zahl der Ereignisse	14148	6470	3365	1555	687	270	99	57	15

Tab 5.2 Zahl der Spuren nach Schnitt Nr. 1 bei der Spurenzählung mit Methode B

Im Gegensatz zur zweiten Methode werden hier auch Ereignisse zugelassen, in denen eins der beiden Λ 's eine große Zerfallslänge hat, so daß die Spur des langsamen Pions einen größeren Abstand r_{min} vom Wechselwirkungspunkt haben kann als 100 mm.

Methode B:

Es müssen vier Spuren mit einem Mindestabstand vom WWP in der X-Y-Projektion (Abb 3.7a) $/r_{min}/ \leq 100 \text{ mm}$ existieren, die die Ladungsbalance erfüllen.

Die π -Mesonen beschreiben wegen ihres kleinen Impulses (Tab 5.1) häufig eine Spiralbahn. Diese wird von dem Spurenerkennungsprogramm PLUPAT in der Regel in mehrere Teilspuren zerlegt (Abb 5.1), von denen einige dann ein großes $/r_{min}/$ haben. Bei dieser Methode der Spurenzählung werden die Spuren nicht mitgezählt, die $/r_{min}/ > 100 \text{ mm}$ haben.

In Tab 5.2 ist die Anzahl der Spuren pro Ereignis nach diesem Schnitt aufgelistet. Jedes Ereignis mit n Spuren enthält 4 mit $/r_{min}/ \leq 100 \text{ mm}$ und weitere n-4 Spuren mit $/r_{min}/ > 100 \text{ mm}$, die bei der Untersuchung des Ereignisses unberücksichtigt bleiben.

Zur Ermittlung der Wirkungsgrade der Schnitte werden Ereignisse vom Typ $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$ nach der Monte-Carlo-Methode erzeugt; der Wirkungsgrad ist definiert als das Verhältnis der Zahl der erzeugten Ereignisse zur Zahl der nach dem Schnitt gesehenen Ereignisse. Tabelle 5.3 zeigt die Verteilung der 2560 MC-Ereignisse auf die Spurenklassen; wegen der großen geometrischen Akzeptanz des magnetischen Detektors PLUTO werden ca. 1/3 der MC-erzeugten Ereignisse auch als solche erkannt.

Zahl der Spuren	0	1	2	3	4	5	6	>6
Zahl der MC-Ereignisse	111	148	299	706	897	270	107	22

Tab. 5.3 Zahl der gesehenen Spuren der 2560 erzeugten MC-Ereignisse

Der Wirkungsgrad des ersten Schnittes beträgt für beide Methoden 35%, die genauen Werte sind aus den Tabellen 5.4 und 5.5 ersichtlich.

Durch die beiden Methoden der Spurenzählung werden also zwei Ereignisklassen A und B definiert: Die Klasse A enthält nur Ereignisse mit genau 4 Spuren, die Klasse B enthält Ereignisse mit mindestens 4 Spuren, und bei der Behandlung des einzelnen Ereignisses werden nur die 4 Spuren mit $r_{\min} \leq 100$ mm berücksichtigt.

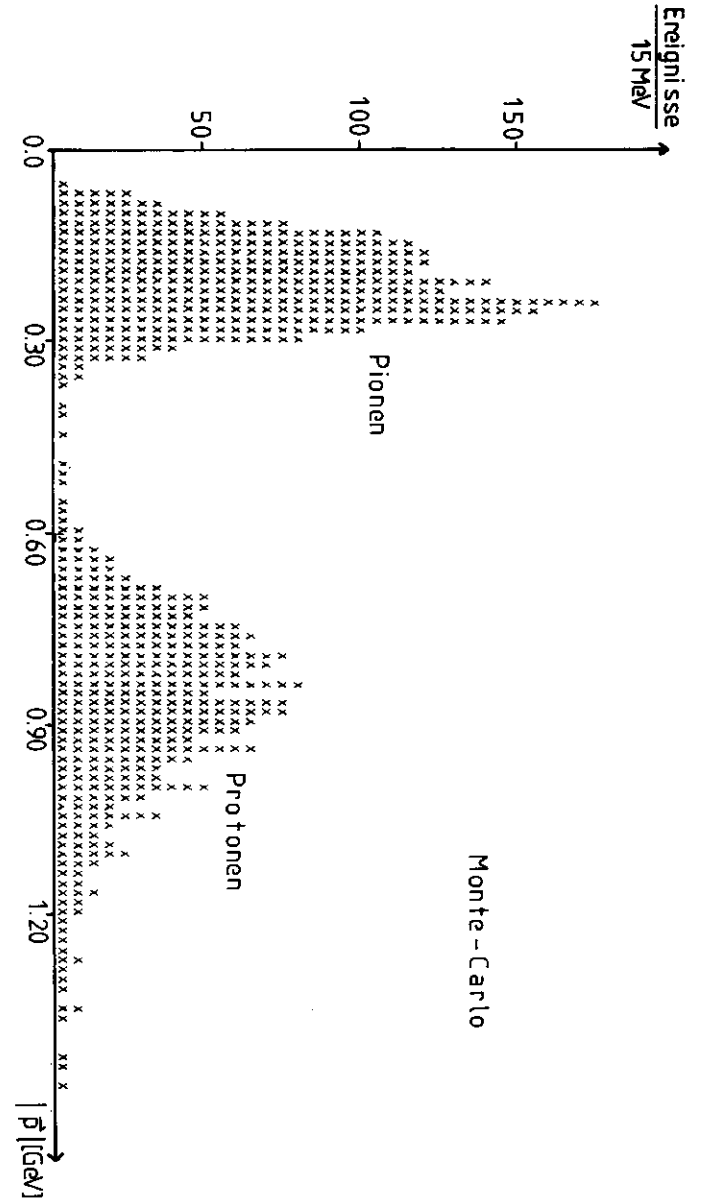
5.4.2 Massenzuordnung

Da PLUTO nur Impulse, nicht aber Energien messen kann, ist die Identifikation der nachgewiesenen Teilchen über die Bestimmung ihrer Geschwindigkeiten nicht möglich. Aufgrund des Massenverhältnisses (7:1) der Zerfallsprodukte des Λ 's unterscheiden sich diese aber merklich in ihrem Impuls, wie in 5.2.1 gezeigt wurde. Abb 5.3 demonstriert die entsprechende Impulsverteilung der gewürfelten MC-Ereignisse.

Wegen dieser besonderen Signatur des Λ -Zerfalls kann schon nach der ersten Reduzierung der Daten eine Zuordnung zwischen Masse und Teilchenimpuls und Teilchenladung vorgenommen werden. Die Identifizierung ist also über die Kinematik möglich; das Proton behält im wesentlichen den Impuls des Mutterteilchens. Von den jeweils zwei gleichgeladenen Teilchen wird dem schnelleren die Protonmasse zugeordnet und dem langsameren die Pionmasse.

Die Impulse werden mit den Spurparametern χ und λ aus 'GEOM' gemäß den Gleichungen (3.2.1) und (3.2.3) bestimmt und dann miteinander verglichen. Die Massenzuordnung wird für die weitere Analyse dadurch aufrecht er-

Abb 5.3 Impulse der Zerfallsteilchen von Λ und $\bar{\Lambda}$ - Ereignisklasse B



halten, daß für jedes Ereignis zusätzlich die bank 'NUMG' erzeugt und abgespeichert wird:

'NUMG' enthält die Nummern der 'GEOM'-banks in der Reihenfolge p, π^+, \bar{p}, π^- .

Die weitere Analyse besteht aus 9 Schnitten, deren Reihenfolge z.T. aus Gründen der Rechenzeiterparnis festgelegt ist. Die Schnitte sind in den Tabellen 5.4 und 5.5 aufgelistet.

Die Wirkung der einzelnen Schnitte ist für die beiden Ereignisklassen A und B sehr ähnlich - innerhalb des statistischen Fehlers werden die Daten um ungefähr den gleichen Anteil reduziert, so daß im folgenden jeweils nur auf eine der beiden Klassen näher eingegangen wird. Das Ergebnis der Untersuchung zeigt aber, daß es sich bei ca. gleicher Anzahl von gesehenen Ereignissen um nicht identische Ereignisse handelt.

5.5 Winkelschnitte

5.5.1 Beschreibung der Schnitte

Da die Protonimpulse im Vergleich zu den Pionimpulsen groß sind (vergl. Kap 5.2.1), sind die ersteren auch annähernd kollinear. Diesem Umstand trägt der Schnitt Nr. 2 der Tab'n 5.4 und 5.5 Rechnung, indem er in Grenzen die Komplanarität der beiden Proton-Spuren verlangt. Damit wird eine Korrelation zwischen Λ und $\bar{\Lambda}$ hergestellt.

Die Schnitte Nr. 3 und Nr. 7 berücksichtigen die spezifische Kinematik des Λ -Zerfalls im Hinblick auf den in Kap 5.2.2 diskutierten Öffnungswinkel ξ zwischen Proton und Pion. Für die Schnitte wird hier der in die X-Y-Ebene projizierte Winkel φ zwischen den Transversalimpulsen benutzt. φ_3 bezeichnet den Winkel für die Sekundärteilchen des Lambdas, φ_7 den für die des Antilambdas.

Die Grenzen der Schnitte werden in allen drei Fällen so gewählt, daß ihr Wirkungsgrad nahe 1 ist, d.h. daß möglichst wenige gute Ereignisse verworfen werden. Die genauen Zahlen für die Grenzen und für die Anzahl der verworfenen Ereignisse gehen aus den Tabellen 5.4 und 5.5 hervor.

Die einzelnen Winkel werden mittels der Skalarprodukte der entsprechenden Impulsvektoren berechnet, deren Komponenten durch (3.2.4) und (3.2.5) gegeben sind. Der Transversalimpuls eines Teilchens wird als die Tangente

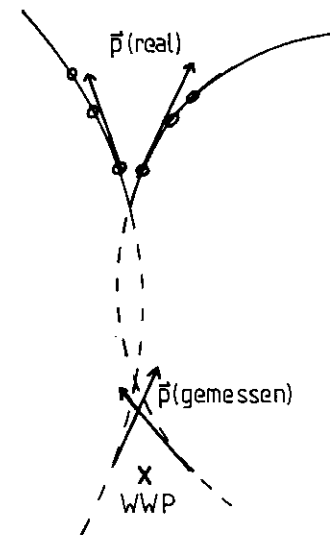


Abb 5.4 Zur Impulsbestimmung

an den durch seine Flugbahn angepaßten Kreis definiert und zwar in dem zum WPP nächst gelegenen Punkt des Kreises. Da das Λ aber erst nach einer gewissen Flugstrecke zerfällt, müßten die Impulsrichtungen seiner Zerfallsprodukte genauer am Zerfallsvertex des Λ 's definiert sein. Dieser Umstand führt zu einer gewissen Verfälschung der Impulsrichtungen und damit auch der Winkel (Abb 5.4).

Diese Ungenauigkeit in der Impulsbestimmung könnte durch die Anpassung der beiden Spuren an den Zerfallsvertex vermieden werden (vergl. Kap 5.6), solch ein Vertexfit ist aber auf dieser Stufe der Auswertung rechen-technisch noch zu aufwendig, so daß die Winkelschnitte hier sehr weich ausfallen müssen.

Der Effekt der Winkelverschmierung wird noch dadurch verstärkt, daß die Schnitte noch vor der Korrektur der Impulse auf Vielfachstreuung und Energieverlust (vergl. Kap 5.5.3) gemacht werden. Deshalb ist die obere Grenze für φ_3 auch größer gewählt als die für φ_7 , da für φ_7 diese Effekte berücksichtigt werden (Kap 5.6.1).

Aus den Tabellen 5.7 und 5.8 ist ersichtlich, daß durch diese Schnitte der Untergrund aus den Zerfallskanälen mit vier geladenen Teilchen zu einem großen Teil unterdrückt werden kann: Um ca. 80% für $J/\psi \rightarrow 2\pi^+\pi^-$ (Tab 5.7) und um ca. 97% für $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$ (Tab 5.8).

5.5.2 Auswirkung der Winkelschnitte auf langsame kosmische Teilchen

Der Komplanaritätsschnitt Nr. 2 verursacht eine Überhöhung in der Verteilung der gesehenen Energie bei ca. 2 GeV, die nach dem Schnitt Nr. 3 im $\pi\pi$ -Öffnungswinkel aber verschwindet. Dieser Effekt läßt sich folgendermaßen erklären:

Durch die Reduzierung der Daten auf diejenigen mit genau vier Spuren, die die Ladungsbalance erfüllen (Methode A), werden solche Teilchen aus der kosmischen Strahlung zugelassen, deren Impuls gerade so groß ist (ca. 200 MeV, FRA/78,1), daß sie im PLUTO-Magnetfeld eine Schraubenlinie durchfliegen, die sich in der X-Y-Projektion als Spirale darstellt. Ihre Flugbahnen werden dann häufig von PLUPAT als vier Spuren rekonstruiert (Abb 5.5). Diese Ereignisse zeigen sich in einer Überhöhung in der Verteilung der gesehenen Energie $E_S = \sum E_i$ bei $E_S \approx 2$ GeV (Abb 5.6a), die nach dem ersten Winkelschnitt Nr. 2 noch verstärkt wird (Abb 5.6b), weil die Forderung der Komplanarität der beiden schnellen, ungleich geladenen Teilchen von solchen Ereignissen gerade erfüllt wird. Erst durch Schnitt Nr. 3 werden sie dann abgetrennt (Abb 5.6c), da das vermeintliche Proton und Pion einen Öffnungswinkel von ca. 180° haben.

Da zwei der Spuren dieser Ereignisse häufig einen größeren Abstand zum WWP als 100 mm haben, tritt dieser Effekt bei der Methode B sehr viel schwächer auf (Abb 5.7a-c).

```

RUN 4451
EVENT 2288

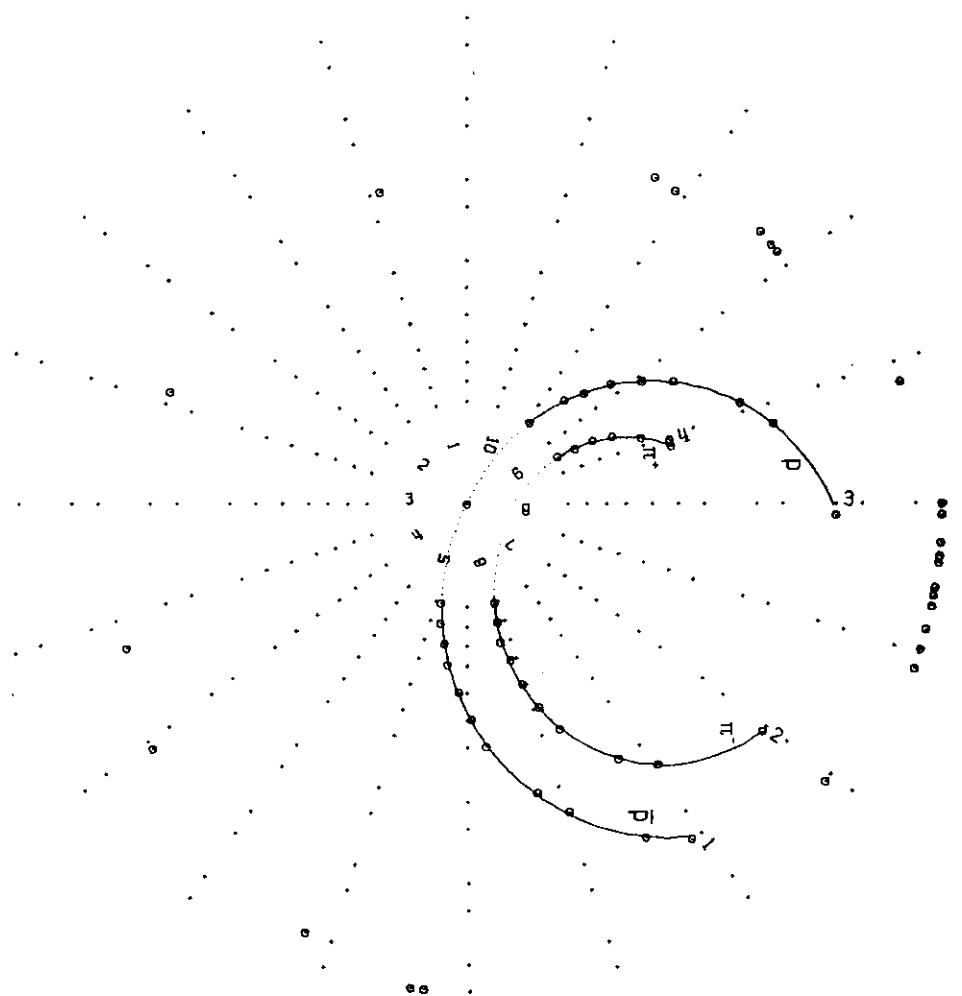
SPUR 1 SIGN -1.
P 0.19 +- 0.00
D -0.8 +- 3.3
T -27.1 +- 1.3
PROB 0.4057 N 11
C -0.100 +- 0.006

SPUR 2 SIGN -1.
P 0.14 +- 0.00
D 64.4 +- 3.3
T -23.8 +- 1.2
PROB 0.3127 N 10
C -0.161 +- 0.008

SPUR 3 SIGN 1.
P 0.17 +- 0.00
D 0.5 +- 4.1
T 156.6 +- 1.6
PROB 0.9555 N 9
C 0.159 +- 0.008

SPUR 4 SIGN 1.
P 0.11 +- 0.01
D 60.3 +- 8.7
T 158.1 +- 3.9
PROB 0.7394 N 6
C 0.144 +- 0.023
    
```

Abb 5.5 Spiraltbahn eines Teilchens aus der kosmischen Strahlung



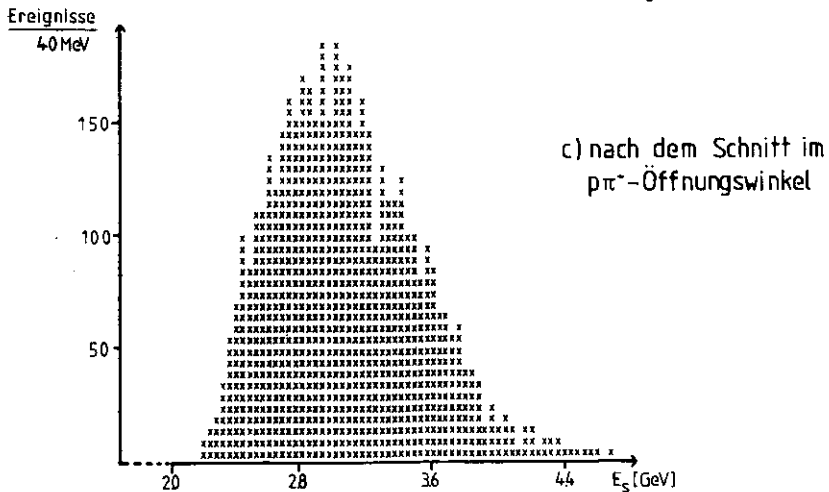
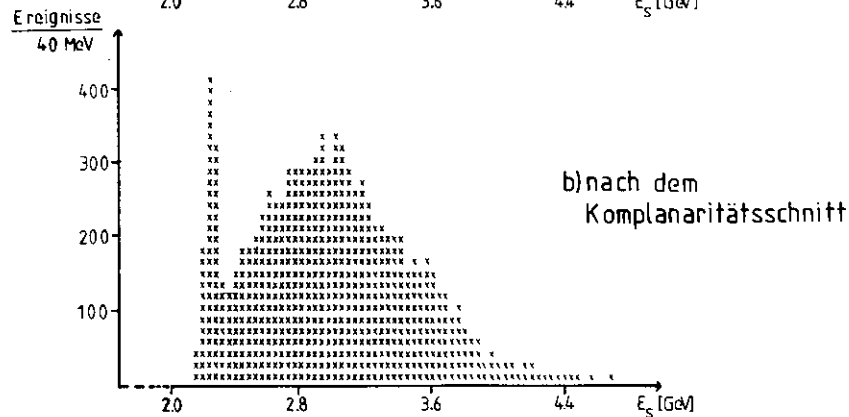
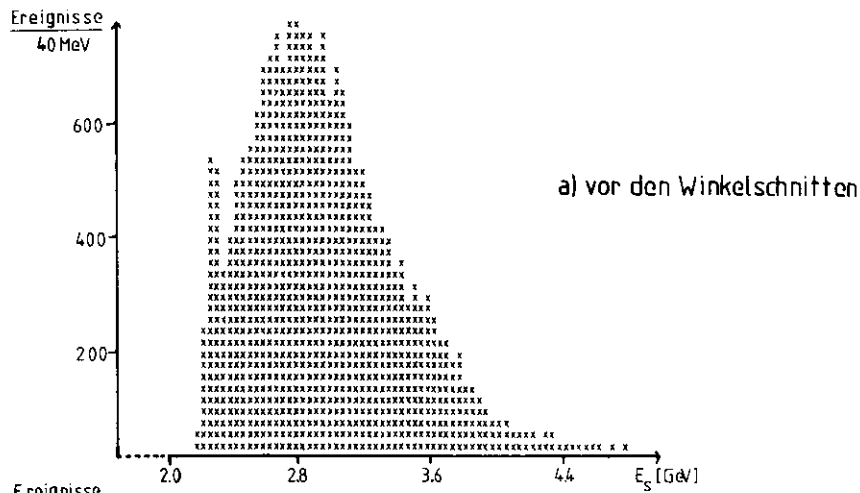


Abb 5.6 Verteilung der gesehenen Energie für Ereignisklasse A

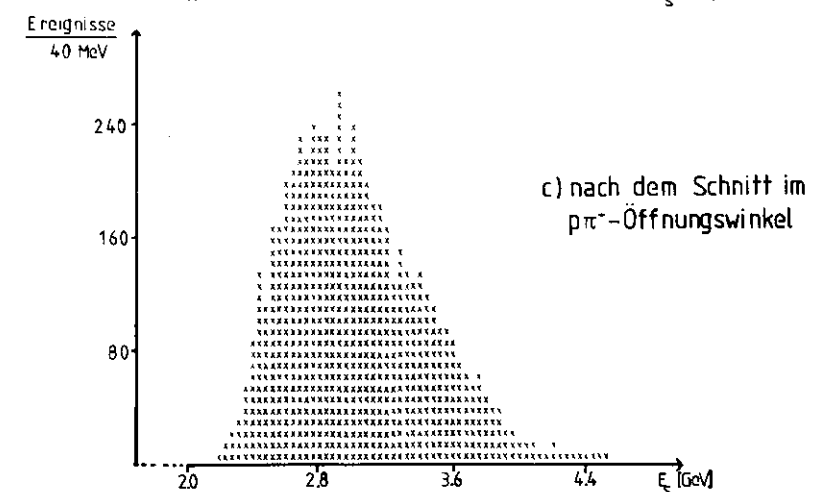
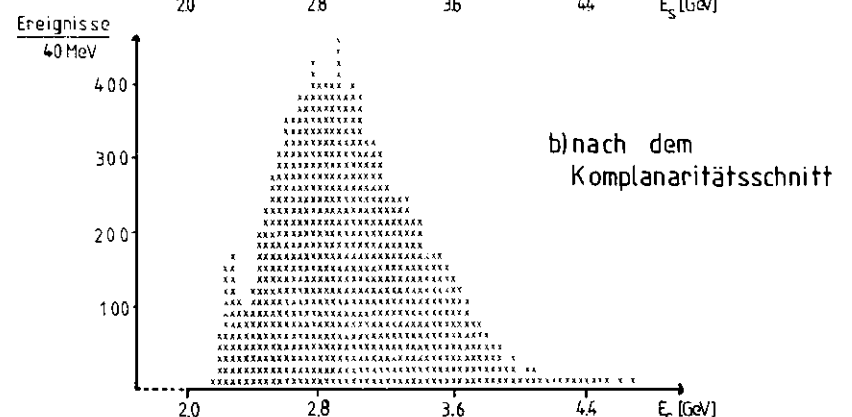
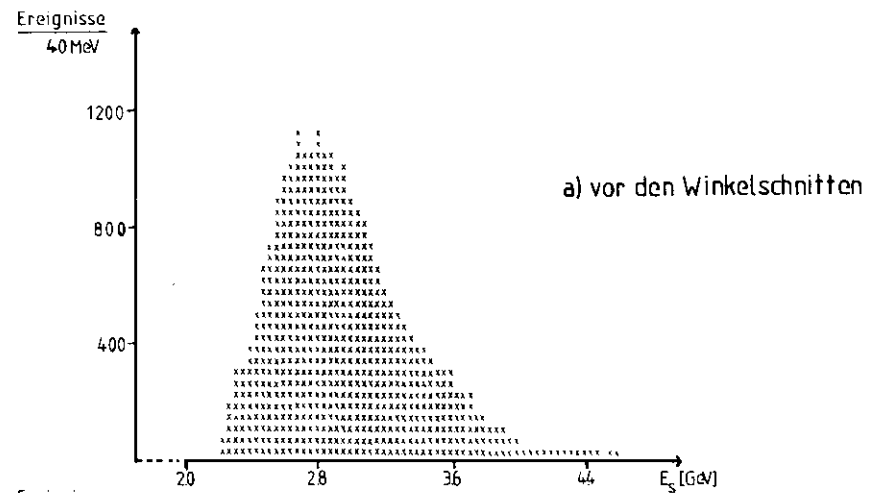


Abb 5.7 Verteilung der gesehenen Energie für Ereignisklasse B

5.5.3 Korrektur der Impulse

Nach der Reduzierung der Eingabedaten von etwa 200000 auf 5000 - 6000 Ereignisse nach Schnitt Nr. 3 (Tab'n 5.4 und 5.5) werden die Impulse aufgrund von Vielfachstreuung und Energieverlust geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie korrigiert, um die Impulsbestimmung an der jetzt reduzierten Datenmenge zu verbessern. Dies geschieht mit einem von G. Franke entwickelten Programm REFIT (FRA/78,2) unter besonderer Berücksichtigung der Zuordnung zwischen Impuls und Masse der Teilchen (vergl. Kap 5.4.2).

5.6 Der Zerfallsvertex des Λ 's

Schon in Kap 5.1 wurde auf die besondere Signatur der Reaktionen $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \rightarrow p \pi^+ \bar{p} \pi^-$ aufgrund der relativ langen Lebensdauer der Λ 's hingewiesen. Sie sind also gut von anderen instabilen Teilchen zu unterscheiden, da sie i.allg. in einem meßbaren Abstand vom Wechselwirkungspunkt zerfallen. Ein ähnliches Verhalten zeigt das K_S^0 mit $\tau = 26.8$ cm.

Diese Eigenschaft wird durch das von V. Blobel entwickelte Vertexfitprogramm VERT2 berücksichtigt, das auch bei der Auswertung des hier untersuchten Zerfallskanals angewendet wird.

5.6.1 Das Fitprogramm VERT2

Das Programm VERT2 versucht, derartige Zerfallsvertices zu finden. Es arbeitet wie folgt (BL0/78):

Im ersten Schritt wird für alle möglichen Kombinationen von zwei entgegengesetzt geladenen Teilchen versucht, einen gemeinsamen Ursprung zu finden, d.h. es werden Schnittpunkte V2 ihrer Spuren gesucht, deren Abstand vom WWP mindestens 5 mm sein muß. Im zweiten Schritt werden die Impulse \vec{p}_1 und \vec{p}_2 der beiden Teilchen und gleichzeitig die Lage von V2 in einem iterativen Fitverfahren solange verändert, bis die Impulsbilanz erfüllt wird, d.h. die Summe der beiden Teilchenimpulse \vec{p}_1 und \vec{p}_2 muß gleich einem Vektor \vec{p} vom WWP zum Zerfallspunkt V2 sein (Abb 5.8).

Konvergiert dieser Fit, so wird \vec{p} als der Impulsvektor des Primärteilchens betrachtet, \vec{p}_1 und \vec{p}_2 als die Impulse der Zerfallsteilchen, die auf diese Weise genauer bestimmt sind als mit den 'GEOM'-Parametern (vergl. Kap 5.5.1). VERT2 berechnet zu jedem gefundenen Zerfallsvertex

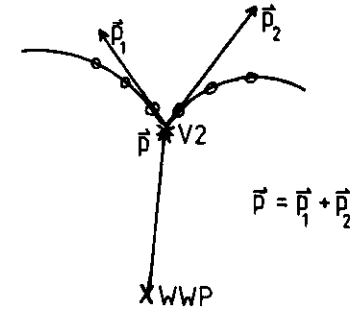


Abb 5.8 Impulsbilanz beim Fit mit VERT2

eines Ereignisses die effektive Masse m_{eff} des zerfallenen Teilchens:

$$(5.6.1) \quad m_{\text{eff}} = \sqrt{\left(\sqrt{|\vec{p}_1|^2 + m_1^2} + \sqrt{|\vec{p}_2|^2 + m_2^2} \right)^2 - |\vec{p}|^2}$$

Dazu werden für die beiden Zerfallsprodukte die folgenden vier Massenhypothesen angenommen (m_1 sei die Masse des pos. Teilchens, m_2 die des neg. Teilchens):

I	$m_1 = m_2 = m(e^-)$	(Elektronpaarerzeugung)
II	$m_1 = m(p), m_2 = m(\pi)$	($\Lambda \rightarrow p \pi^-$)
III	$m_1 = m(\pi), m_2 = m(p)$	($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$)
IV	$m_1 = m_2 = m(\pi)$	($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$)

Das Programm legt dann für jeden gefundenen Zerfallsvertex zusätzlich drei banks an:

- 'PART' mit dem Impuls des zerfallenden Teilchens und den effektiven Massen für alle Massenhypothesen in der Reihenfolge I bis IV
- 'SECP' mit Informationen darüber, welche Spuren an den Vertex gefittet wurden
- 'VERT' mit den Koordinaten des Zerfallspunktes

5.6.2 Anwendung auf den Zerfall $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$

Das oben beschriebene Fitverfahren wird auf die 5199 (Tab 5.4) bzw. 6270 (Tab 5.5) nach Schnitt Nr. 3 korrigierten Daten in zwei Schritten angewandt. Im ersten Schritt (Schnitt Nr. 4a) wird verlangt, daß mit VERT2 für jedes Ereignis mindestens ein sekundärer Zerfallsvertex bestimmt werden kann unabhängig davon, welche Paare der 4 Spuren (Ereignisklasse A) bzw. 4+n Spuren (Ereignisklasse B) an den Vertex gefittet worden sind. Diese Forderung wird zwar nur von 75% aller Ereignisse des Kanals $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ erfüllt (vergl. MC-Wirkungsgrad, Tab'n 5.4 und 5.5), durch sie werden aber die Ereignisse aus fremden Kanälen mit vier geladenen Teilchen vom WWP bis auf einen geringen Anteil verworfen (vergl. Tab'n 5.7 und 5.8).

Im zweiten Schritt (Schnitt Nr. 4b) wird geprüft, ob der Zerfallsvertex zu einer Spur mit großem Impuls und einer mit kleinem Impuls gehört; er wird dann wie der Zerfallspunkt eines Λ 's behandelt. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn dies für mindestens eins der beiden Vertices der Fall ist.

Abb 5.9 zeigt für beide Methoden ein Beispiel für Ereignisse, für die zwar mindestens ein Zerfallspunkt gefunden worden ist, der aber offensichtlich zu konvertierten Photonen gehört. Derartige Ereignisse werden durch Schnitt Nr. 4b erkannt und verworfen.

Durch Anwendung dieses Fitverfahrens wird die besondere Signatur der Ereignisse $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ berücksichtigt. Da die Ereignisse des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$ sehr ähnlich aussehen, ist der Wirkungsgrad dieses Schnittes für diesen Kanal ungefähr gleich dem für $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ (Tab 5.6). Bei den bisherigen Schnitten wurden die Teilchenmassen nicht benutzt, im folgenden werden sie zur Berechnung der effektiven Masse der Λ 's benötigt.

In Abb 5.10 wird die Verteilung der effektiven Masse für alle Massenhypothesen für die MC-Ereignisse des Kanals $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ gezeigt. Man erkennt drei Häufungsgebiete. Da im Gegensatz zu den experimentellen Daten nur die Primärteilchen Λ bzw. $\bar{\Lambda}$ vorhanden sind, zeigt sie bei Anwendung der Massenhypothese II bzw. III bei $m_{\text{eff}} \approx m_{\Lambda} = 1.1 \text{ GeV}$ eine Oberhöhung. Wird m_{eff} der Mutterteilchen mit I oder IV berechnet, so gilt $m_{\text{eff}} < m(\Lambda)$. Werden die Hypothesen II und III gerade umgekehrt angewandt, so gilt $m_{\text{eff}} < m(\Lambda)$.

RUN 4480

EVENT 14833

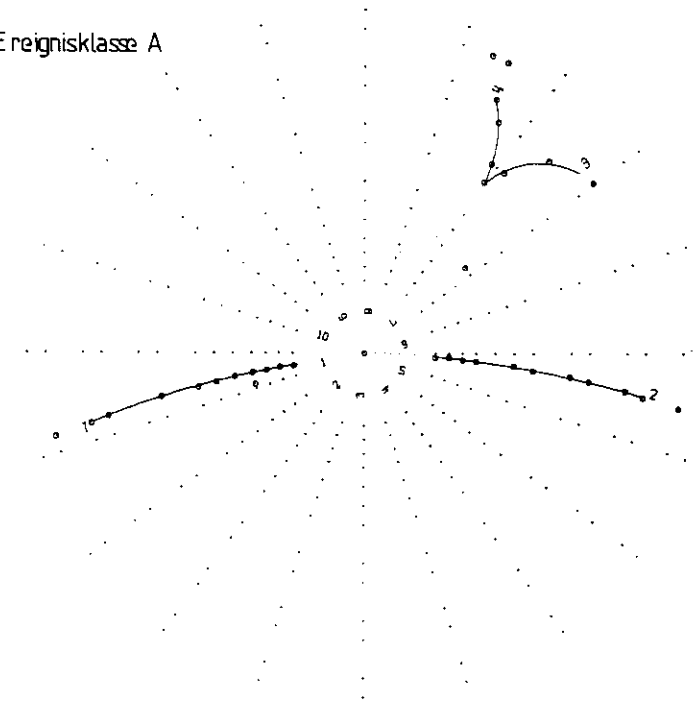
Ereignisklasse A

SPUR 1 SIGN -1.
P 1.13 +- 0.12
D 5.4 +- 2.6
T -175.0 +- 1.0
PROB 0.3790 N 10
C -0.165 +- 0.012

SPUR 2 SIGN 1.
P 1.33 +- 0.20
D -2.1 +- 3.2
T -1.6 +- 1.3
PROB 0.2483 N 10
C 0.055 +- 0.009

SPUR 3 SIGN 1.
P 0.10 +- 0.01
D 234.5 +- 21.5
T 120.3 +- 2.2
PROB 0.0036 N 4
C 0.539 +- 0.027

SPUR 4 SIGN -1.
P 0.15 +- 0.03
D 191.1 +- 37.5
T -0.8 +- 5.6
PROB 0.9727 N 4
C 0.584 +- 0.018



RUN 4457

EVENT 3993

Ereignisklasse B

SPUR 1 SIGN 1.
P 0.31 +- 0.01
D 1.8 +- 3.6
T -31.1 +- 1.6
PROB 0.7122 N 11
C -0.345 +- 0.015

SPUR 2 SIGN 1.
P 0.17 +- 0.04
D 175.8 +- 50.7
T 75.4 +- 8.0
PROB 0.6528 N 4
C 0.406 +- 0.026

SPUR 3 SIGN -1.
P 0.22 +- 0.03
D 142.3 +- 86.2
T -21.3 +- 7.4
PROB 0.3744 N 4
C 0.554 +- 0.075

SPUR 4 SIGN 1.
P 0.41 +- 0.03
D 10.8 +- 3.6
T 116.6 +- 1.5
PROB 0.1403 N 11
C 0.110 +- 0.014

SPUR 5 SIGN -1.
P 0.59 +- 0.04
D -5.8 +- 3.0
T -87.5 +- 1.3
PROB 0.0448 N 11
C 0.504 +- 0.011

SPUR 6 SIGN -1.
P 0.15 +- 0.01
D 11.8 +- 5.7
T 59.8 +- 2.5
PROB 0.5151 N 7
C 0.477 +- 0.027

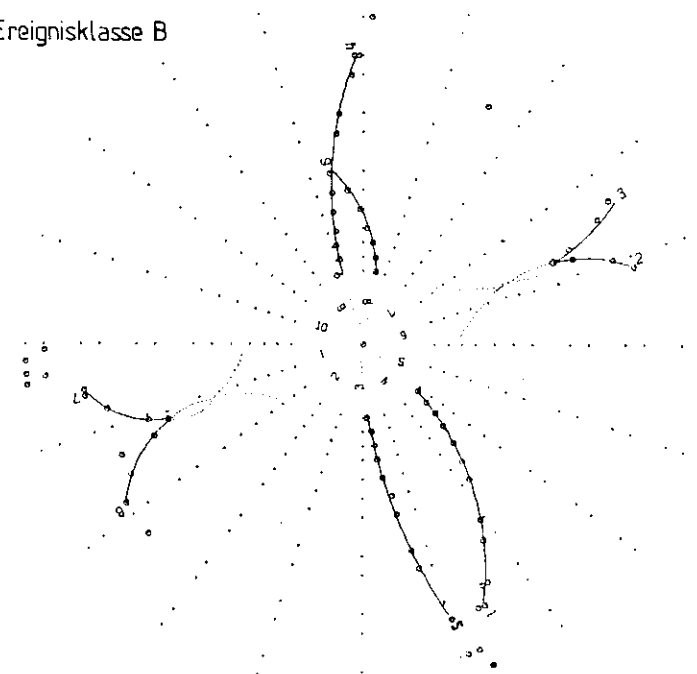


Abb 5.9 Zwei Beispiele für Ereignisse mit mindestens einem Vertex, der zu einem konvertierten Photon gehört

Abb 5.11 zeigt die Verteilung von m_{eff} für die gemessenen Ereignisse bei Verwendung der richtigen Massenhypothese, d.h. für die durch die Massen-Impuls-Zuordnung definierten Λ 's (Kap 5.4.2). Die Abbildung zeigt ein mögliches $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Signal, das auf dieser Stufe der Auswertung noch stark vom Untergrund dominiert wird.

In der weiteren Analyse werden für kinematische Berechnungen die bei dem Fit bestimmten Λ -Impulse benutzt. Existiert für eine $p\pi$ -Kombination kein Vertexfit, so werden die Λ -Impulse als Summe der Impulse der Zerfallsprodukte ermittelt.

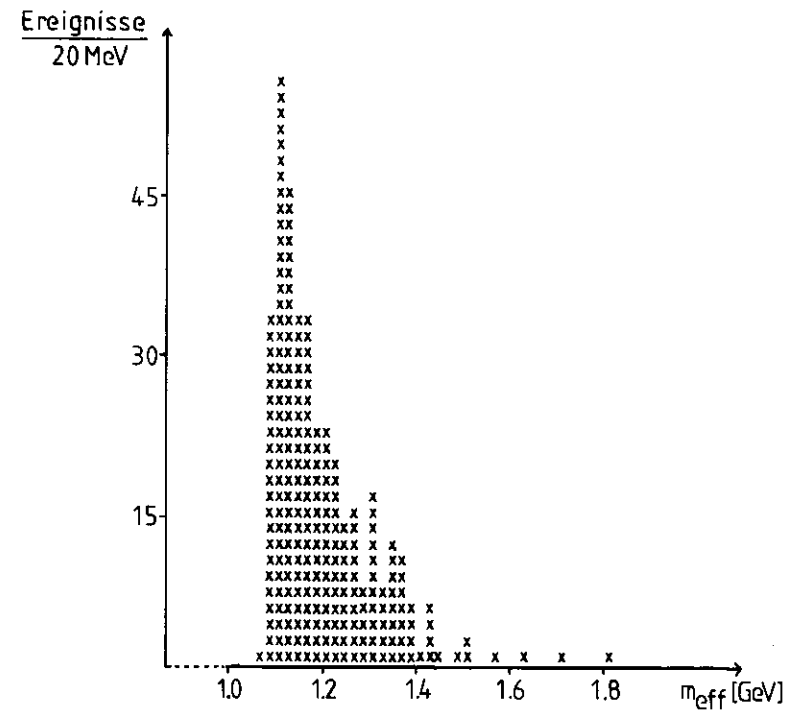


Abb 5.11 Effektive Masse von $\Lambda\bar{\Lambda}$ nach Fit mit VERT2 Ereignisklasse A

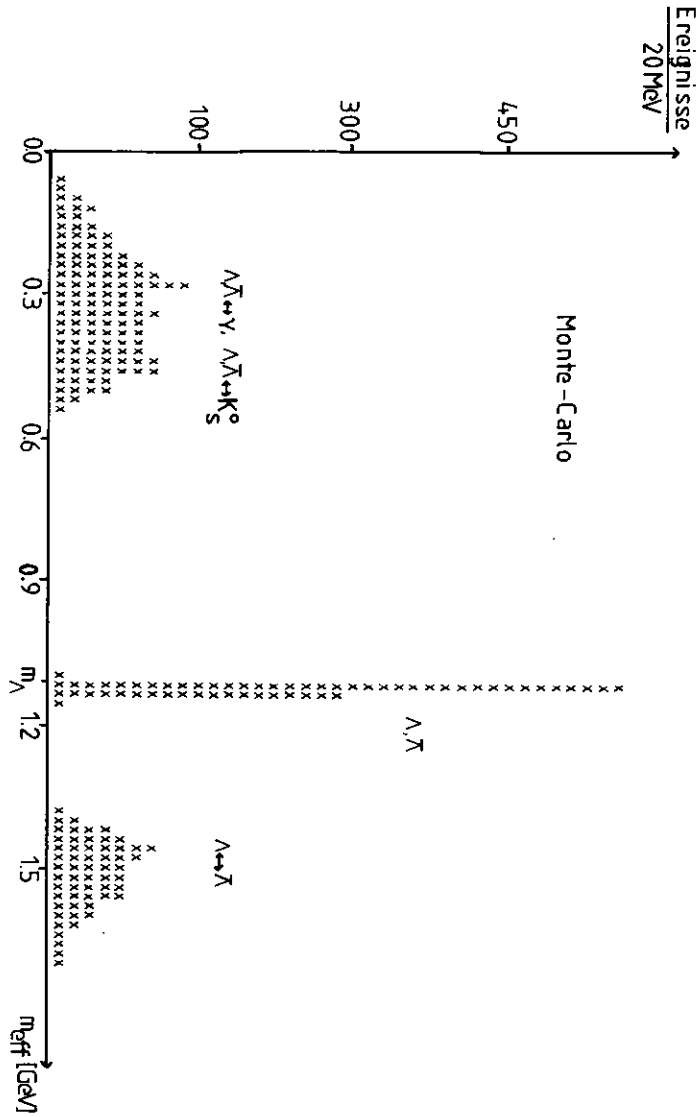


Abb 5.10 Effektive Masse nach Fit mit VERT2

5.7 Letzte Ereignis Selektion

5.7.1 Abtrennung von Ereignissen mit neutralen Teilchen

Durch zwei weitere Schnitte wird ein Teil der Ereignisse mit neutralen Teilchen im Endzustand unterdrückt:

Schnitt Nr. 5 bezieht sich auf den fehlenden Impuls p_{miss} . Er ist folgendermaßen definiert:

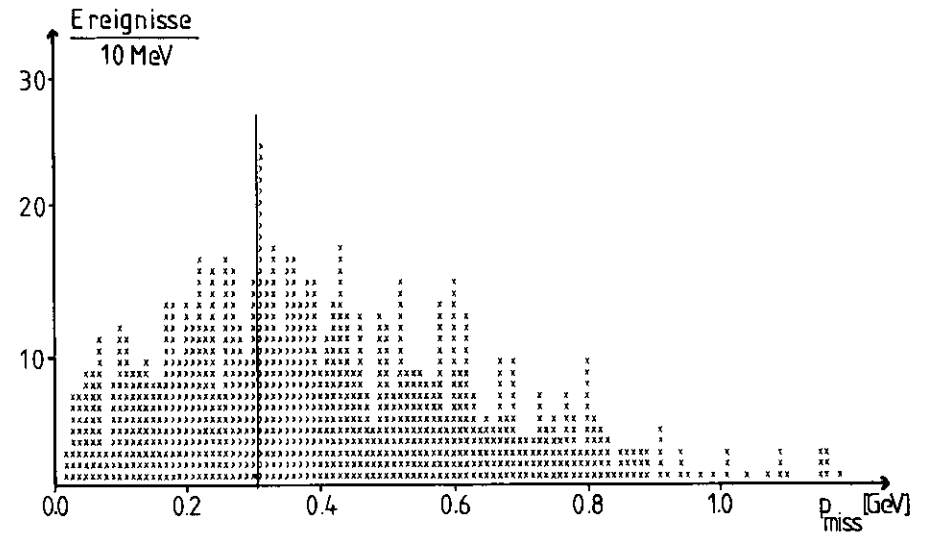
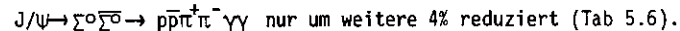
$$(5.7.1) \quad p_{miss} = \left| \sum_{i=1}^2 \vec{p}_i - (\vec{p}_\Lambda^+ + \vec{p}_\Lambda^-) \right| \quad \text{mit } p_i = \text{Impulse der einfallenden Teilchen}$$

Ist p_{miss} meßbar von Null verschieden, so ist dies ein Zeichen dafür, daß nicht alle Teilchen des Endzustands bei seiner Berechnung berücksichtigt wurden, also neutrale Teilchen vorhanden sein müssen. Die Verteilung der fehlenden Impulse nach Schnitt Nr. 4b (Tab'n 5.4 und 5.5) ist in Abbildung 5.12a zu sehen. Die Grenze für diesen Schnitt ergibt sich aus der entsprechenden Verteilung für die MC-Ereignisse (Abb'n 5.12b und 5.12c).

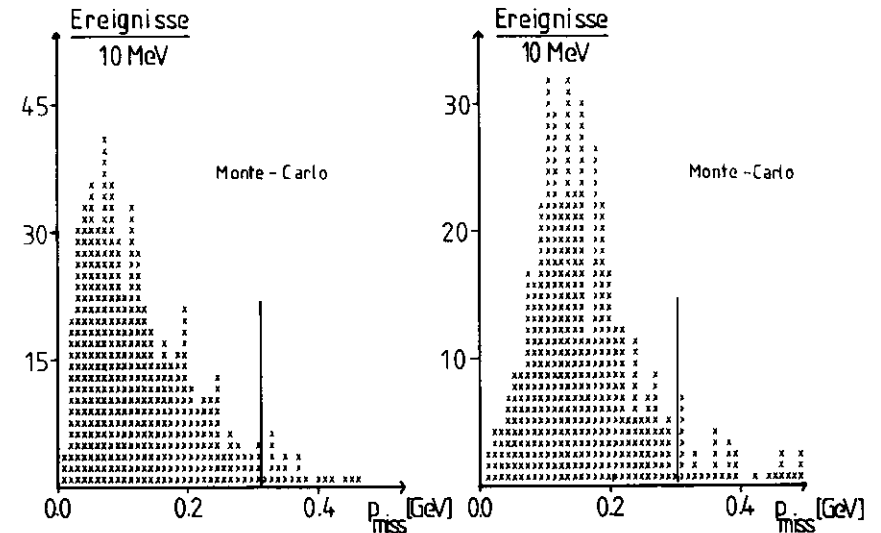
Schnitt Nr. 6 bezieht sich auf die Anzahl von gemessenen Koordinaten NK, die von dem Spurerkennungsprogramm PLUPAT keiner Teilchenbahn zugeordnet werden konnten (s. z.B. Abb 5.1). Eine große Zahl solcher Koordinaten ist ein Hinweis auf konvertierte Photonen. Die maximale Zahl von zugelassenen Koordinaten dieser Art ist bei diesem Schnitt $NK^{max} = 11$.

NK^{max} ist so gewählt, daß den möglichen Wechselwirkungen der Antiprotonen im zweiten Bleizylinder (vergl. Kap 4.2.3) Rechnung getragen wird.

Durch diese Schnitte werden die Ereignisse des Kanals



a) gemessene Ereignisse



b) $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} p \pi^+ \pi^-$ c) $J/\psi \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0 \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} 2\gamma \rightarrow \bar{p} p \pi^+ \pi^- 2\gamma$

Abb 5.12 Fehlender Impuls mit eingezeichnetem Schnitt Ereignisklasse B

5.7.2 Schnitte auf die $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Signatur

Der schon im Abschnitt 5.5.1 diskutierte Winkelschnitt Nr. 7 erfolgt nach der Abtrennung von neutralen Teilchen durch die eben beschriebenen Schnitte Nr. 5 und Nr. 6.

Unter Berücksichtigung der speziellen Kinematik des Λ -Zerfalls (Kap 5.2) und der Korrelation zwischen Λ und $\bar{\Lambda}$ können die Ereignisse durch zwei weitere Einschränkungen noch einmal reduziert werden:

- 1) Die Berechnung der Impulse von den Sekundärteilchen des Λ 's (Kap 5.2.1) hat ergeben, daß sie sich gut trennen lassen (vergl. Abb 5.3). Diese Eigenschaft des Λ -Zerfalls wird beim Δp -Schnitt (Schnitt Nr. 8) berücksichtigt: Die Differenz der Impulse Δp der Zerfallsteilchen vom Λ und $\bar{\Lambda}$ muß zwischen 300 und 800 MeV liegen. Der Schnitt reduziert die Zahl der Daten um weitere 70% (Tab'n 5.4 und 5.5). Abb 5.13 zeigt die Impulsverteilung von Proton und Pion nach diesem Schnitt.
- 2) Die invariante Masse beider Λ 's muß im Bereich von 1.08 GeV und 1.16 GeV liegen (Schnitt Nr. 9).

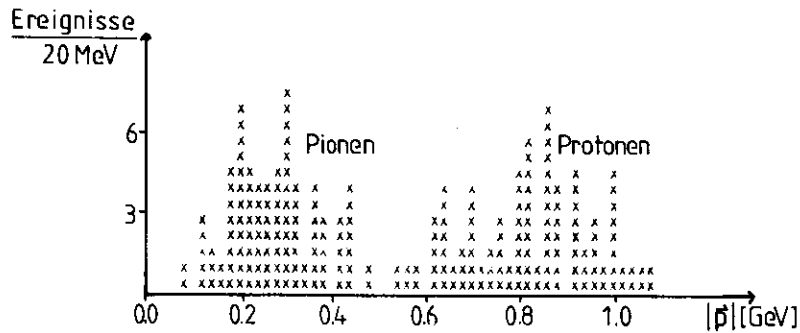


Abb 5.13 Impulse der Zerfallsteilchen von Λ und $\bar{\Lambda}$ nach dem Δp -Schnitt - Ereignisklasse A

Nach diesen letzten Schnitten bleiben von den 203276 Ereignissen 17 bei Anwendung der Spurenzählung nach der Methode A bzw. 18 nach der Methode B übrig, davon sind 16 Ereignisse identisch. Die beiden nach unterschiedlichen Gesichtspunkten ausgewählten Ereignisklassen führen also zum gleichen Ergebnis.

Abb 5.14 zeigt ein Ereignis, das nur mit der Methode A gefunden werden konnte: Es hat vier geladene Teilchen im Endzustand, von denen das π^- einen größeren Abstand $/r_{\min}/$ vom Wechselwirkungspunkt hat als 100 mm. In Abb 5.15 ist ein Ereignis zu sehen, das nur mit Methode B gefunden werden konnte: Das π^- beschreibt eine Spiralbahn (Spur 3 und Spur 5).

Die Tabellen 5.7 und 5.8 zeigen, daß der Beitrag zum Untergrund von Zerfällen mit vier geladenen Teilchen vom WWP vernachlässigbar ist. Dagegen sind 9.2% (Ereignisklasse A) bzw. 12.7% (Ereignisklasse B) aller Ereignisse vom Typ $J/\psi \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0 \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} 2\gamma$ akzeptiert worden (Tab 5.6), so daß diese Untergrundquelle nicht unberücksichtigt bleiben darf.

RUN 4822

EVENT 10036

SPUR 1 SIGN -1.
 P 0.73 +- 0.06
 D 3.5 +- 2.6
 T -154.7 +- 1.1
 PROB 0.8012 N 11
 C 0.048 +- 0.012

SPUR 2 SIGN 1.
 P 0.27 +- 0.01
 D -6.4 +- 3.9
 T -149.9 +- 1.7
 PROB 0.9297 N 11
 C 0.446 +- 0.016

SPUR 3 SIGN -1.
 P 0.17 +- 0.02
 D 241.0 +- 9.4
 T -35.9 +- 2.6
 PROB 0.4195 N 6
 C 0.031 +- 0.018

SPUR 4 SIGN 1.
 P 0.79 +- 0.18
 D 70.7 +- 14.3
 T 48.7 +- 3.9
 PROB 0.3213 N 6
 C -0.194 +- 0.036

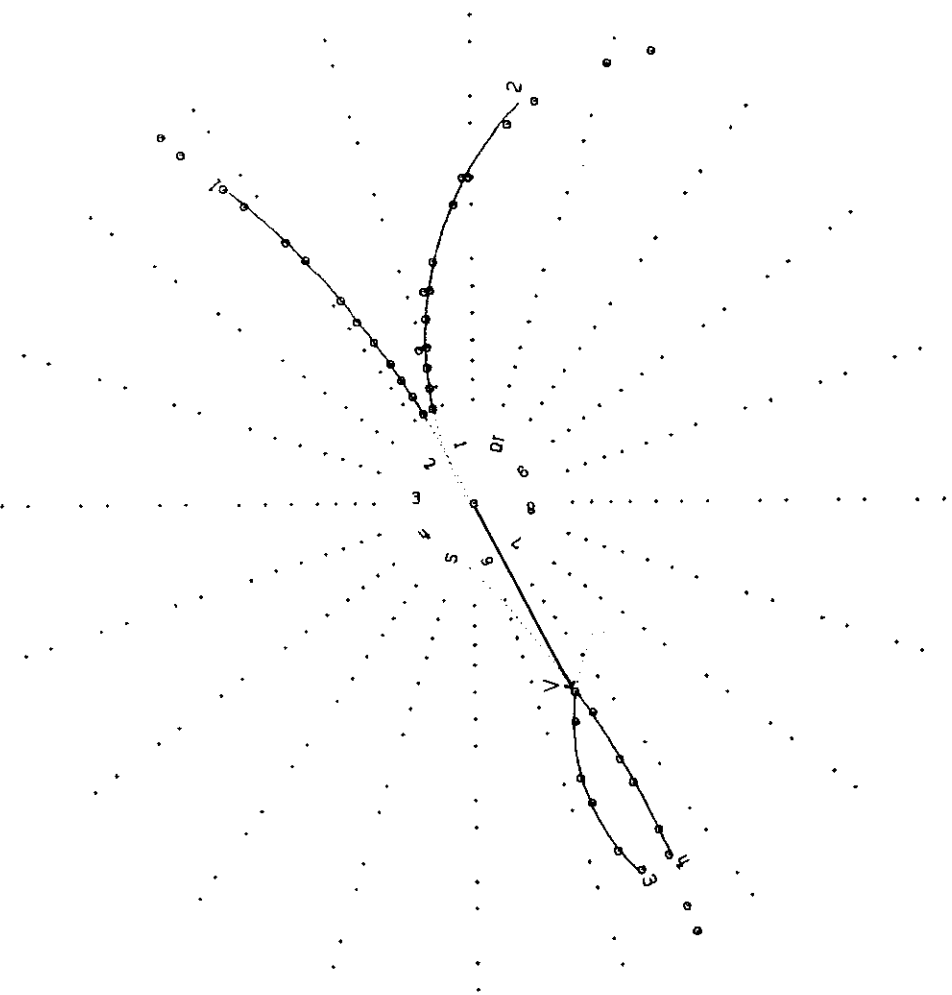


Abb 5.14

ΔX - Ereignis, das nur mit Methode A gefunden werden konnte - $d_A = 306$ mm

RUN 4470

EVENT 7304

SPUR 1 SIGN -1.
 P 0.69 +- 0.05
 D 2.0 +- 2.6
 T -67.0 +- 1.1
 PROB 0.7226 N 11
 C 0.565 +- 0.009

SPUR 2 SIGN 1.
 P 0.56 +- 0.04
 D 5.4 +- 2.9
 T 116.2 +- 1.3
 PROB 0.5361 N 11
 C -0.452 +- 0.011

SPUR 3 SIGN -1.
 P 0.23 +- 0.00
 D 1.4 +- 3.2
 T 120.9 +- 1.4
 PROB 0.8451 N 11
 C -0.072 +- 0.025

SPUR 4 SIGN 1.
 P 0.14 +- 0.00
 D 5.4 +- 7.7
 T -51.2 +- 3.1
 PROB 0.6243 N 7
 C -0.259 +- 0.042

SPUR 5 SIGN 1.
 P 0.08 +- 0.01
 D 342.2 +- 13.8
 T -62.0 +- 2.1
 PROB 0.8719 N 4
 C 0.198 +- 0.033

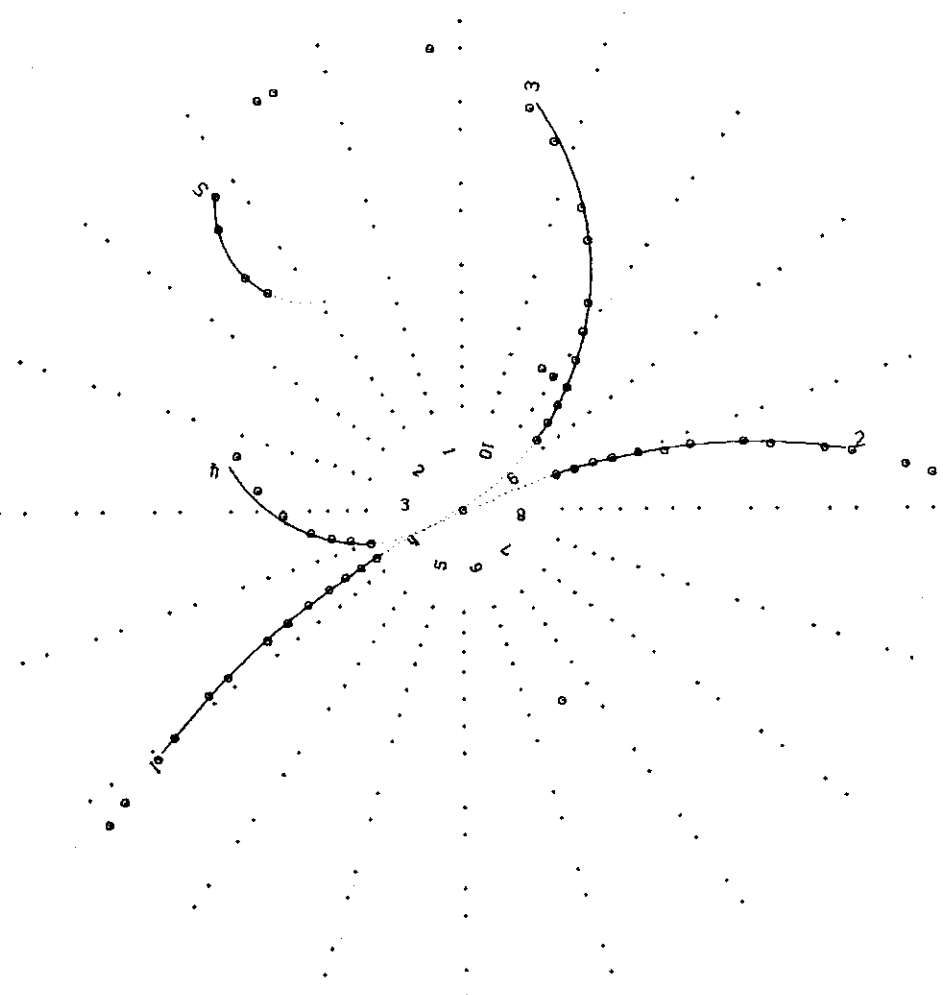


Abb 5.15

ΔX - Ereignis, das nur mit Methode B gefunden werden konnte

Nach den insgesamt 9 Schnitten dieser Analyse bleiben nur noch Ereignisse mit Λ und $\bar{\Lambda}$ übrig. Dies wird zusätzlich durch die Verteilung der Zerfallslängen d_Λ belegt. Abb 5.16 zeigt sie für alle Λ 's der insgesamt 19 aus beiden Klassen gefundenen Ereignisse, für die der Vertexfit gemacht werden konnte.

Die Anpassung einer Exponentialfunktion vom Typ $a \exp(-x/d)$ an diese Verteilung liefert für die mittlere Zerfallslänge der Λ 's den Wert $d = (63.4 \pm 14.0)$ mm. Dies stimmt innerhalb der Fehler gut mit dem entsprechenden Parameter für die Monte-Carlo-Daten überein ($d = (76.8 \pm 5.9)$ mm)

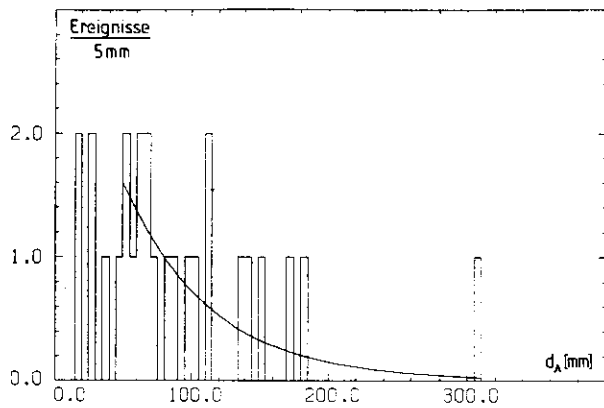


Abb 5.16 Zerfallslängen aller Λ 's und $\bar{\Lambda}$'s mit Fit

Das Resultat der Auswertung des Zerfalls bezüglich der Ereigniszahlen und der MC-Wirkungsgrade sind in der Tabelle 5.9 zusammengefaßt:

	Ereignisklasse A	Ereignisklasse B
nachgewiesene $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Ereignisse	17	18
MC-Wirkungsgrad $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$	$(13.5 \pm 0.7)\%$	$(15.2 \pm 0.8)\%$
MC-Wirkungsgrad $J/\psi \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$	$(9.2 \pm 0.7)\%$	$(12.7 \pm 0.8)\%$

Tab 5.9 Ergebnisse und MC-Wirkungsgrade nach der gesamten Auswertung

5.8 Ergebnisse

5.8.1 Zahl der gemessenen Ereignisse

Durch die Analyse ist es gelungen, Ereignisse mit $\Lambda, \bar{\Lambda}$ herauszufiltern. Wegen ihrer ähnlichen Kinematik und Signatur können diese jedoch nicht ereignisweise einem der beiden Zerfallskanäle $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ und $J/\psi \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ zugeordnet werden.

Abb 5.17 zeigt für die entsprechenden MC-Daten, daß die Ereignisse vom Typ $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ im Mittel einen kleineren fehlenden Impuls p_{miss} und eine größere gesehene Energie E_s haben als die Ereignisse des Kanals $J/\psi \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$. Diese Tatsache wird ausgenutzt, um die Zahl von Ereignissen des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ zu bestimmen.

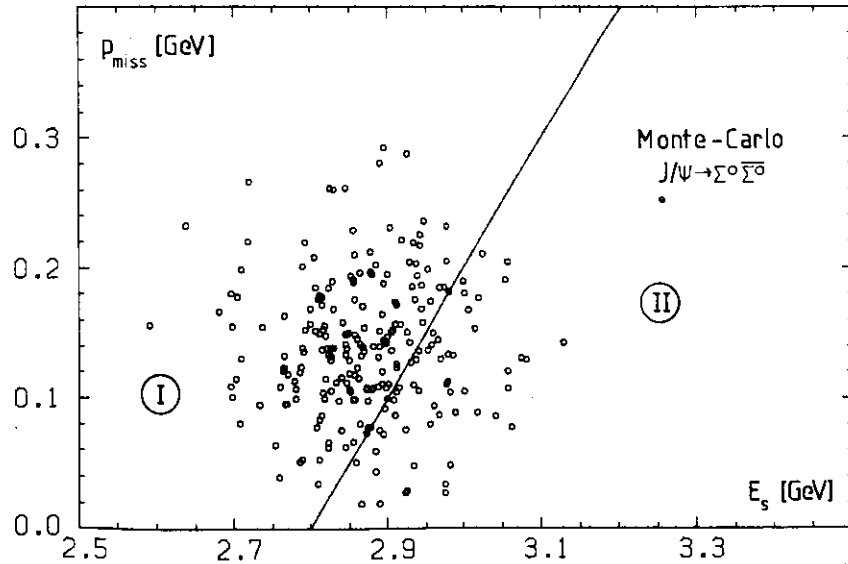
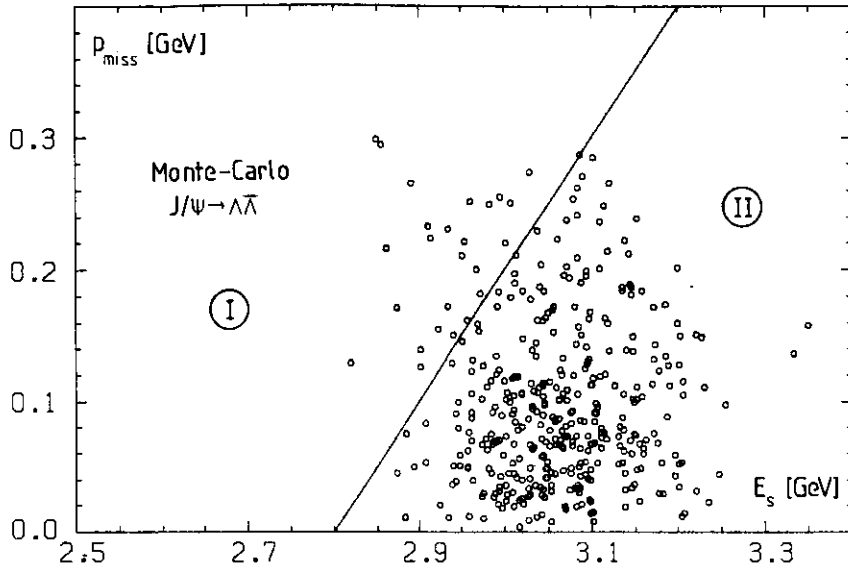
Zu diesem Zweck werden die MC-Wirkungsgrade ϵ_I und ϵ_{II} für die beiden Bereiche I und II ermittelt, für die gilt $p_{miss} < p_{miss}^I$ bzw. $p_{miss} \geq p_{miss}^I$, mit

$$(5.8.1) \quad p_{miss}^I = E_s - 2.8 \text{ [GeV]}$$

Die Wirkungsgrade sind für die beiden Ereignisklassen A und B und für beide Zerfallskanäle in Tab 5.10 zusammengefaßt:

Monte-Carlo-Wirkungsgrade	Ereignisklasse A		Ereignisklasse B	
	$J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$	$J/\psi \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$	$J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$	$J/\psi \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$
$\epsilon_I \left(p_{miss} < p_{miss}^I \right)$	$(6.1 \pm 1.4)\%$	$(75.3 \pm 8.8)\%$	$(6.7 \pm 1.4)\%$	$(76.1 \pm 7.6)\%$
$\epsilon_{II} \left(p_{miss} \geq p_{miss}^I \right)$	$(93.9 \pm 7.3)\%$	$(24.7 \pm 4.3)\%$	$(93.3 \pm 6.8)\%$	$(23.9 \pm 3.6)\%$

Tab 5.10 Monte-Carlo-Wirkungsgrade für $p_{miss} < p_{miss}^I$ und $p_{miss} \geq p_{miss}^I$



N_I und N_{II} sind die gemessenen $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Ereignisse in diesen beiden Bereichen (vergl. Abb 5.18):

	Methode A	Methode B
N_I	4	5
N_{II}	13	13

Tab 5.11 gemessene Ereignisse mit $p_{miss} < p_{miss}^1$ und $p_{miss} > p_{miss}^1$

Die Ereignisse N_Λ und N_Σ der Zerfälle $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ und $J/\psi \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ lassen sich nun mit folgendem Gleichungssystem berechnen:

$$(5.8.2) \quad \begin{aligned} N_I &= N_\Lambda \cdot \epsilon_I^\Lambda + N_\Sigma \cdot \epsilon_I^\Sigma \\ N_{II} &= N_\Lambda \cdot \epsilon_{II}^\Lambda + N_\Sigma \cdot \epsilon_{II}^\Sigma \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich für N^Λ und N^Σ :

$$(5.8.3) \quad \begin{aligned} N^\Lambda &= \frac{N_{II} \cdot \epsilon_I^\Sigma - N_I \cdot \epsilon_{II}^\Sigma}{\epsilon_I^\Sigma \cdot \epsilon_{II}^\Lambda - \epsilon_{II}^\Sigma \cdot \epsilon_I^\Lambda} \\ N^\Sigma &= \frac{N_I \cdot \epsilon_{II}^\Lambda - N_{II} \cdot \epsilon_I^\Lambda}{\epsilon_I^\Sigma \cdot \epsilon_{II}^\Lambda - \epsilon_{II}^\Sigma \cdot \epsilon_I^\Lambda} \end{aligned}$$

Mit den in den Tabellen 5.10 und 5.11 aufgelisteten Zahlen berechnen sich die Werte für N^Λ und N^Σ nach (5.8.3) zu:

	Ereigniskl. A	Ereigniskl. B
N^Λ	12.7 ± 4.8	12.5 ± 4.6
N^Σ	4.3 ± 2.9	5.5 ± 3.1

Tab 5.12 Ereignisse der Kanäle $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ und $J/\psi \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$

Abb 5.17 Fehlender Impuls gegen gesehene Energie - Ereignisklasse B ($p_{miss} = E_s - 2.8 \text{ GeV}$ ist eingezeichnet)

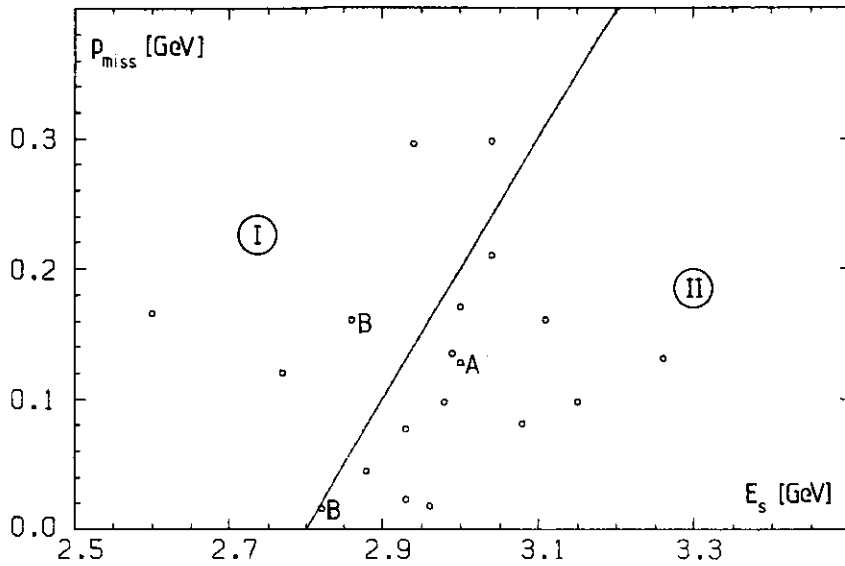


Abb 5.18 Fehlender Impuls gegen gesehene Energie ($p_{\text{miss}} = E_s - 2.8 \text{ GeV}$ ist eingezeichnet) für alle 19 aus den beiden Klassen A und B gefundenen Ereignisse

5.8.2 Verzweigungsverhältnisse

Der Korrekturfaktor aufgrund des Schnittes in z_{av} bei der Herstellung der 3. Datengeneration (Kap 3.7) wird für die Zerfallskanäle $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ und $J/\psi \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$ mit MC-Rechnungen zu 1 bestimmt, so daß die in Tab 5.12 zusammengefaßten Ergebnisse nur noch auf das Λ -Verzweigungsverhältnis in $p\pi$ und auf den MC-Wirkungsgrad korrigiert werden müssen. Die so korrigierten Ereigniszahlen N^Λ für den Kanal $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ und N^Σ für den Kanal $J/\psi \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$ sind in der Tabelle 5.13 zusammengestellt:

	Ereignisklasse A	Ereignisklasse B
N^Λ	12.7 ± 4.8	12.5 ± 4.6
korrigiert auf das Λ -Verzweigungsverhältnis $B(\Lambda)$ ($41.2 \pm 0.6\%$)	30.8 ± 11.7	30.3 ± 11.2
korrigiert auf MC-Wirkungsgrad	228.2 ± 87.5	199.3 ± 74.4
N^Σ	4.3 ± 2.9	5.5 ± 3.1
korrigiert auf $B(\Lambda)$	10.4 ± 7.0	13.4 ± 7.6
korrigiert auf MC-Wirkungsgrad	113.0 ± 76.5	105.5 ± 60.2

Tab 5.13 Korrektur der Ereigniszahlen

Mit diesen Zahlen und mit der in Kap 3.7 angegebenen Zahl aller gemessenen Ereignisse berechnen sich die Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall in $\Lambda \bar{\Lambda}$ zu:

$$\text{Klasse A: } B\left(\frac{J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}}{J/\psi \rightarrow \text{all}}\right) = (0.16 \pm 0.06)\% \quad (5.8.4)$$

$$\text{Klasse B: } B\left(\frac{J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}}{J/\psi \rightarrow \text{all}}\right) = (0.14 \pm 0.05)\%$$

Für den Zerfall in $\Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$ können obere Grenzen angegeben werden mit 95% confidence level:

$$\text{Klasse A: } B\left(\frac{J/\psi \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0}{J/\psi \rightarrow \text{all}}\right) < 0.18 \quad (5.8.5)$$

$$\text{Klasse B: } B\left(\frac{J/\psi \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0}{J/\psi \rightarrow \text{all}}\right) < 0.16$$

6 Diskussion der Ergebnisse

Durch den Nachweis von Zerfällen der $J/\psi(3.1)$ -Resonanz in die Baryonenpaare $p\bar{p}$ und $\Lambda\bar{\Lambda}$ kann die Zuordnung der Quantenzahlen $I^G = 0^-$ verifiziert werden, da das $p\bar{p}$ -System nur den Isospin 0 oder 1 und das $\Lambda\bar{\Lambda}$ -System nur den Isospin 0 annehmen können.

Die hier untersuchten Zerfälle in $p\bar{p}$ und $\Lambda\bar{\Lambda}$ wurden bereits von SLAC-LBL bei SPEAR in Stanford und von anderen DESY-Gruppen nachgewiesen. Die verschiedenen Ergebnisse sind den hier ermittelten in Tabelle 6.1 gegenübergestellt. Sie sind innerhalb der Fehler konsistent.

Der magnetische Detektor der SLAC-LBL-Kollaboration unterscheidet sich vom PLUTO-Detektor durch eine bessere Impulsauflösung, bedingt durch einen kleineren Drahtabstand in den Proportionalkammern und durch weniger Detektormaterie, d.h. durch geringere Vielfachstreuung. Durch den größeren Spulendurchmesser (ca. 3 m gegenüber ca. 1 m) ist es außerdem möglich, geladene Teilchen über Flugzeitmessungen direkt zu identifizieren. Auf diese Weise können $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Ereignisse auch dann nachgewiesen werden, wenn nur eins der beiden Λ 's in geladene Teilchen zerfällt. PLUTO hat dagegen den Vorteil eines 4π -Detektors; die geometrische Akzeptanz von SLAC beträgt ca. 63% des vollen Raumwinkels.

Das von der PLUTO-Kollaboration schon 1975 veröffentlichte Ergebnis für den $p\bar{p}$ -Zerfall (PLU/75) bezieht sich auf Daten, die schon Anfang 1975 im Energiebereich des J/ψ -Mesons gemessen wurden. Es beruht auf einer geringeren Statistik. Außerdem wurde die Myonen-Erkennung ab der Meßperiode 1976 wesentlich verbessert, und der Innendetektor wurde um den zweiten Bleizylinder und zusätzliche Kammern erweitert. Aus diesen Gründen ist das Ergebnis mit einem großen Fehler versehen, innerhalb dieses Fehlers aber in guter Übereinstimmung mit dem hier ermittelten Ergebnis.

Zerfälle	Verzweigungsverhältnisse		
	diese Arbeit	SLAC-LBL bei SPEAR (PER/78)	DORIS-Experimente
$J/\psi \rightarrow p\bar{p}$	$(1.9 \pm 0.3) 10^{-3}$	$(2.2 \pm 0.2) 10^{-3}$	$(2.5 \pm 0.4) 10^{-3}$ DASP (LIE/77) $(2.2 \pm 0.5) 10^{-3}$ BONANZA (BES/77)
$J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$	$(1.5 \pm 0.4) 10^{-3}$	$(1.1 \pm 0.2) 10^{-3}$	$(3.6 \pm 1.5) 10^{-3}$ PLUTO, 1975 (PLU/75) $(2.1 \pm 0.9) 10^{-3}$ DASP (LIE/77)
$J/\psi \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$	$< 1.6 \cdot 10^{-3}$ (95% c.l.)	$(1.3 \pm 0.4) 10^{-3}$	—

Tab 6.1 Gegenüberstellung der Ergebnisse mit denen anderer Experimentiergruppen

7 Zusammenfassung

Die mit dem magnetischen Detektor PLUTO gemessenen Daten im Energiebereich der $J/\psi(3.1)$ -Resonanz werden auf Zerfälle in die Baryonenpaare $p\bar{p}$ und $\Lambda\bar{\Lambda}$ untersucht.

Es werden 69 ± 10 $p\bar{p}$ -Paare und 13 ± 5 $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Paare nachgewiesen, mit denen Verzweungsverhältnisse für diese beiden Zerfälle berechnet werden (Tab 7.1). Die Schnitte zur Herausfilterung der gesuchten Ereignisse sind jeweils tabellarisch zusammengefaßt und im einzelnen erläutert. Im Zusammenhang mit der Trennung der $\Lambda\bar{\Lambda}$ -Ereignisse von Ereignissen des Kanals $J/\psi \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$ kann für diesen Zerfall eine obere Grenze angegeben werden (Tab 7.1).

Mit diesen Ergebnissen wird bestätigt, daß es sich bei dem J/ψ -Meson um ein Isospin-Singulett handelt, da Zerfälle in eine ungradzahlige Anzahl von Pionen stark bevorzugt sind. Der J/ψ -Resonanz müssen also die Quantenzahlen $I^G = 0^-$ zugeordnet werden.

$B \left(\frac{J/\psi \rightarrow p\bar{p}}{J/\psi \rightarrow \text{all}} \right)$	$(0.19 \pm 0.03)\%$
$B \left(\frac{J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}}{J/\psi \rightarrow \text{all}} \right)$	$(0.15 \pm 0.04)\%$
$B \left(\frac{J/\psi \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0}{J/\psi \rightarrow \text{all}} \right)$	$< 0.16\% (95\% \text{ c.l.})$

Tab 7.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Literaturverzeichnis

AUB/74 J.-J. Aubert et al., Experimental Observation of a Heavy Particle J
Phys. Rev. Lett. 33, 1404, Dez. 1974

AUG/74 J.-E. Augustin et al., Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- -Annihilation
Phys. Rev. Lett. 33, 1406, Dez. 1974

BAE/77 A. Bäcker, Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt in der e^+e^- -Annihilation im Energiebereich von 3.0 GeV bis 5.0 GeV
DESY F33 - 77/03, Dez. 1977

BES/77 Besch et al., Simultaneous Measurements of $p\bar{p}$ and $n\bar{n}$ in e^+e^- -Annihilation at the J/ψ -Resonance
BONN-HE-77/15, Aug. 1977

BLO/77 V. Blobel, BOS, Bank Organisation System
DESY F14 - 77/01, Aug. 1977

BLO/78 V. Blobel, private Mitteilungen

BOY/75 A.M. Boyarski et al., Quantum Numbers and Decay Widths of $\psi(3095)$
Phys. Rev. Lett. 34, 1357, Mai 1975

DER/75 K. Derikum, Die Hochspannungsauslese einer zylindrischen Proportional-kammer
DESY F33 - 75/2, Aug. 1975

FRA/75 G. Franke, PLUPAT
nicht veröffentlichter Bericht, 1975

FRA/78,1 G. Franke, private Mitteilungen

FRA/78,2 G. Franke, private Mitteilungen

FRS/76 G. Franke/R. Schmitz, On-line Data Acquisition and Reduction at the Magnetic Detector PLUTO
DESY 76/64, Dez. 1976

GER/77 C. Gerke, Zerfälle der Resonanz J/ψ in vier und sechs geladene Pionen
DESY F33 - 77/01, April 1977

LIE/77 H. Lierl, Messung des Zerfalls der Resonanzen $J/\psi(3.1)$ und $\psi'(3.7)$ in Hadronpaare
MPI-PAE/Exp. EL. 65, Juli 1977

PER/78 Peruzzi et al., Baryonic Decays of the $\psi(3095)$
Phys. Rev. D17, 2901, Juni 1978

PDG/78 Particle Data Group, Review of Particle Properties
Phys. Lett. 75B

- PLU/74 PLUTO-Handbuch, Beschreibung des magnetischen Detektors PLUTO,
1974
- PLU/76 PLUTO-Collaboration, The Total Hadronic Cross Section for e^+e^- -
Annihilation between 3.1 and 4.8 GeV Center of Mass Energy
DESY 76/53, Okt. 1976
- ROE/78 M. RÖBler, Untersuchung anomaler Myonenerzeugung in der Elek-
tron-Positron-Vernichtung mit Hilfe des magnetischen Detektors
PLUTO
DESY F14 - 78/01, Feb. 78
- SCH/77 H. Schopper, The Properties of Charmonium and Charm Particles
DESY 77/79, Dez. 1977
- VAN/77 F. Vannucci et al., Mesonic Decays of the $\Psi(3095)$
Phys. Rev. D15, 1814, April 1977
- WAG/78 W. Wagner, Messung des hadronischen Axialvektorstromes im
 $\tau \rightarrow \rho\pi\nu$ -Zerfall
Doktorarbeit, Mai 1978
- WIW/78 Wiik/Wolf, A Review of e^+e^- -Interactions
DESY 78/23, Mai 1978

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in der DESY-Forschungsgruppe F33 im Rahmen des PLUTO-Experiments.

Herrn Prof. Dr. G. Weber danke ich für die Ermöglichung dieser Arbeit und Herrn Dr. L. Criegee für deren Betreuung.

Mein besonderer Dank gilt den Physikern Dr. A. Bäcker, Prof. Dr. V. Blobel, Ch. Gerke und Dr. U. Timm für viele wertvolle Hinweise, Erläuterungen und die geduldige Einführung in das Arbeitsgebiet.

Ich bedanke mich für zahlreiche Tips und Anregungen bei den Physikern Prof. Dr. G. Alexander, Dr. J. Bürger, Dr. R. Devenish, Dr. G. Franke, Dr. Th. Kahl, H.-J. Meyer und Prof. Dr. P. Waloscheck.

Nicht zuletzt gilt mein Dank Frau A. Lück und Frau H. Mademann für das sorgfältige Schreiben dieser Arbeit.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit unter Angabe aller
verwendeten Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.