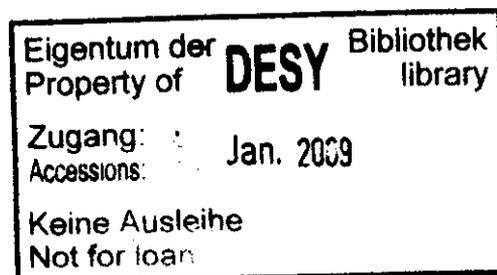


Interner Bericht  
DESY F22-78/02  
Mai 1978

UNTERSUCHUNGEN ZUR MASSENAUFLÖSUNG DES JADE-DETEKTORS

von

Eckhard Elsen





Inhaltsverzeichnis

Seite

1.	<u>Einleitung</u>	1
2.	<u>JADE - Detektor</u>	
2.1.	Kurze Beschreibung des Gesamtdetektors	3
2.2.	Innendetektor	5
2.2.1.	Prinzipielle Funktionsweise einer Driftkammer	6
2.2.2.	Zweidimensionale Ortsauslese, Ionisationsmessung	8
2.3.	Aufbau und Eigenschaften der JADE - Jetkammern	9
2.3.1.	Auflösung $\eta$ - Koordinate	12
2.3.2.	Auflösung Z - Koordinate	13
2.3.3.	Teilchenidentifikation	14
2.3.4.	Mehrdeutige Spurerkennung	16
3.	<u>Monte - Carlo - Programm</u>	18
3.1.	Spurverfolgung	18
3.2.	Wechselwirkung mit Materie	24
3.2.1.	Vielfachstreuung	24
3.2.2.	Energieverlust	25
3.3.	Driftzeitberechnung	30
3.4.	Geneigte Spuren, Einfluß des Magnetfeldes	33
3.5.	Doppelpulsauflösung	36
3.6.	Drahtposition	37
3.7.	Beispiele	37
4.	<u>Analyse der Driftdaten</u>	39
4.1.	Anpassungsrechnung	40
4.2.	Impulsauflösung	44
4.3.	Mittlere Impulsauflösung	50
5.	<u>Zerfälle von <math>K_o^S</math> und <math>\Lambda</math></u>	54
5.1.	Zerfallskinetik	54
5.2.	Rekonstruktion neutraler Teilchen	57
5.3.	Massenauflösung für V - Teilchen	60
5.4.	$K_o^S$ - $\Lambda$ - Trennung	67
5.4.1.	$K_o^S$ - Identifikation	67
5.4.2.	$\Lambda$ - Identifikation	69
5.5.	Impulsauflösung für V - Teilchen	73
5.5.1.	Impulsauflösung $K_o^S$	74
5.5.2.	Impulsauflösung $\Lambda$	76
5.6.	Winkelverteilung im Schwerpunktsystem	78
6.	<u>Zusammenfassung</u>	82
	Anhang	84
	Referenzen	87
	Danksagung	90

Untersuchungen zur Massenauflösung des  
JADE - Detektors

Experimentelle Diplomarbeit von  
Eckhard Elsen

Fachbereich Physik der  
Universität Hamburg

Hamburg, April 1978

### 1. Einleitung

In den letzten Jahren konnten viele physikalische Informationen aus den Reaktionen der  $e^+e^-$ -Vernichtung gewonnen werden. Dazu zählen vor allem die Erforschung der Charm-Teilchen und die Entdeckung des schweren Leptons  $\tau$ . Die maximale Schwerpunktsenergie war jedoch an Speicherringen auf  $2 \times 4,5$  GeV begrenzt.

Der gegenwärtig am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Bau befindliche Speicherring PETRA wird Elektron-Positron-Wechselwirkungen bei Schwerpunktsenergien bis zu  $2 \times 19$  GeV ermöglichen. Er kann damit einen Beitrag zur Beantwortung offener physikalischer Fragen leisten, von denen einige hier kurz aufgeführt seien:

- Wie verhält sich der totale Wirkungsquerschnitt  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen?
- Werden zusätzliche Teilchenfreiheitsgrade (Quarks, Leptonen) angeregt?
- Welche Struktur haben Hadronenzustände?
- Läßt sich in den Reaktionen  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  oder  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen eine Interferenz zwischen elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung nachweisen?

Zur Untersuchung der Reaktionen müssen komplizierte Detektoren aufgebaut werden. Sie müssen sich durch eine gute Teilchenidentifikation auszeichnen und die Impulse und Energien möglichst aller Zerfallsprodukte bestimmen.

Die JADE-Kollaboration, bestehend aus Mitgliedern vom DESY, vom Rutherford Laboratory und von den Universitäten Hamburg, Heidelberg, Lancaster, Manchester und Tokio, versucht in ihrem PETRA-Experiment diesen Anforderungen mit einem kompakten Solenoid-Detektor zu genügen. Dieser wird im ersten Teil der Arbeit ausführlicher beschrieben.

Der Detektor besteht aus einer Vielzahl verschiedener Meßelemente. Auch wenn das physikalische Verhalten einer einzelnen Komponente

recht gut bekannt ist, so lassen sich doch nur schwer die aus dem Zusammenspiel aller Teile resultierenden Eigenschaften voraussagen. Zum Testen von Programmen, zur Eichung und zur Normierung physikalischer Größen ist es daher notwendig, die ablaufenden Meßprozesse durch eine Simulationsrechnung, eine sogenannte Monte-Carlo-Rechnung, vor allem auch in ihrem statistischen Charakter zu erfassen. Eine solche Aussage ist nur mit Hilfe einer EDV-Anlage möglich.

Im dritten Kapitel dieser Arbeit wird ein Monte-Carlo-Programm vorgestellt, das für ein wichtiges Element des Detektors, den Innendetektor, die entscheidenden physikalischen Prozesse simuliert, die die Teilchenbahn und ihre Vermessung beeinflussen.

Hauptaufgabe des Innendetektors ist es, Impuls und Ladung von Teilchen zu erkennen, so daß aus den simulierten Daten im einfachsten Fall die Impulsauflösung der Apparatur bestimmt werden kann. Dabei wird insbesondere der auf Vielfachstreuung entfallende Anteil wichtig. Kapitel 4 beschreibt diese Auswertung.

In einer weiteren Anwendung können Zerfälle neutraler Teilchen, speziell des  $\Lambda$ -Hyperons und des  $K_0^0$ -Mesons, simuliert und analysiert werden. Dies erlaubt, Rückschlüsse auf die Massenauflösung bezüglich zerfallender, neutraler Teilchen zu ziehen. Gleichzeitig wird untersucht, wie gut  $\Lambda$ - und  $K_0^0$ -Teilchen sich bei Falschidentifikation eines der Zerfallsteilchen noch trennen lassen.

Eine mögliche Interferenz zwischen schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung in Reaktionen  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen kann am deutlichsten im paritätsverletzenden  $\Lambda$ -Zerfall nachgewiesen werden. Wichtig in diesem Zusammenhang ist die Verteilung des Zerfallswinkels im Schwerpunktsystem. Im letzten Abschnitt wird die Zerfallswinkelakzeptanz des Detektors näher betrachtet.

## 2. JADE - Detektor

### 2.1. Kurze Beschreibung des Gesamtdetektors

Bei der Auslegung von Experimenten am PETRA - Speicherring gilt es eine Reihe von Faktoren zu berücksichtigen, die allesamt eine relativ aufwendige Konstruktion vorschreiben. Zum einen fällt der totale Wirkungsquerschnitt mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie. Der Berücksichtigung von Untergründereignissen, wie sie vor allem von kosmischer Strahlung, von Strahl - Gas - Zusammenstößen und der bei hohen Energien starken Synchrotronstrahlung herrühren, muß eine besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden. Zum anderen wächst die mit - lere Multiplizität der Ereignisse mit steigender Energie. Gleichzeitig werden Hadronen vorwiegend in Form von Jets, d.h. in "Bündeln", erzeugt, so daß mehrere Teilchen teilweise in einem engen Raumwinkel - bereich nachgewiesen werden müssen.

Diese Faktoren sind im JADE - Detektor berücksichtigt, wobei zusätz - lich großer Wert auf eine gute Leptonenidentifikation gelegt wird. Abb. 1 zeigt eine Darstellung des Detektors in Blickrichtung senkrecht zum Strahlrohr. Er besteht aus einem zylindersymmetrisch um das Strahl - rohr angeordneten System von Driftkammern mit etwa 1500 Auslesedrähten. In einem axialen Magnetfeld von 0.5 T wird eine Teilchenspur an etwa 50 Drähten vermessen. Aus der Krümmung der Flugbahn kann auf Ladung und Impuls geschlossen werden, während die Energie des Teilchens sich durch Ionisationsmessungen bestimmen läßt. Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Eigenschaften des Innendetektors, der deshalb im folgen - den Abschnitt ausführlicher beschrieben wird.

Der Innendetektor wird von einem Bleiglaszählerhodoskop umschlossen, mit dem Elektron - und Photonenergien gemessen werden. Es besteht aus mehr als 3000 Modulen, so daß eine gute Lokalisierung des Schwerpunktes des elektromagnetischen Schauers bei einer erwarteten Energieauflösung von  $6\% \cdot E$  (GeV) möglich ist.

Beteiligte Institute:  
DESY, Hamburg, Heidelberg,  
Lancaster, Manchester, Rutherford-Lab.,  
Tokio

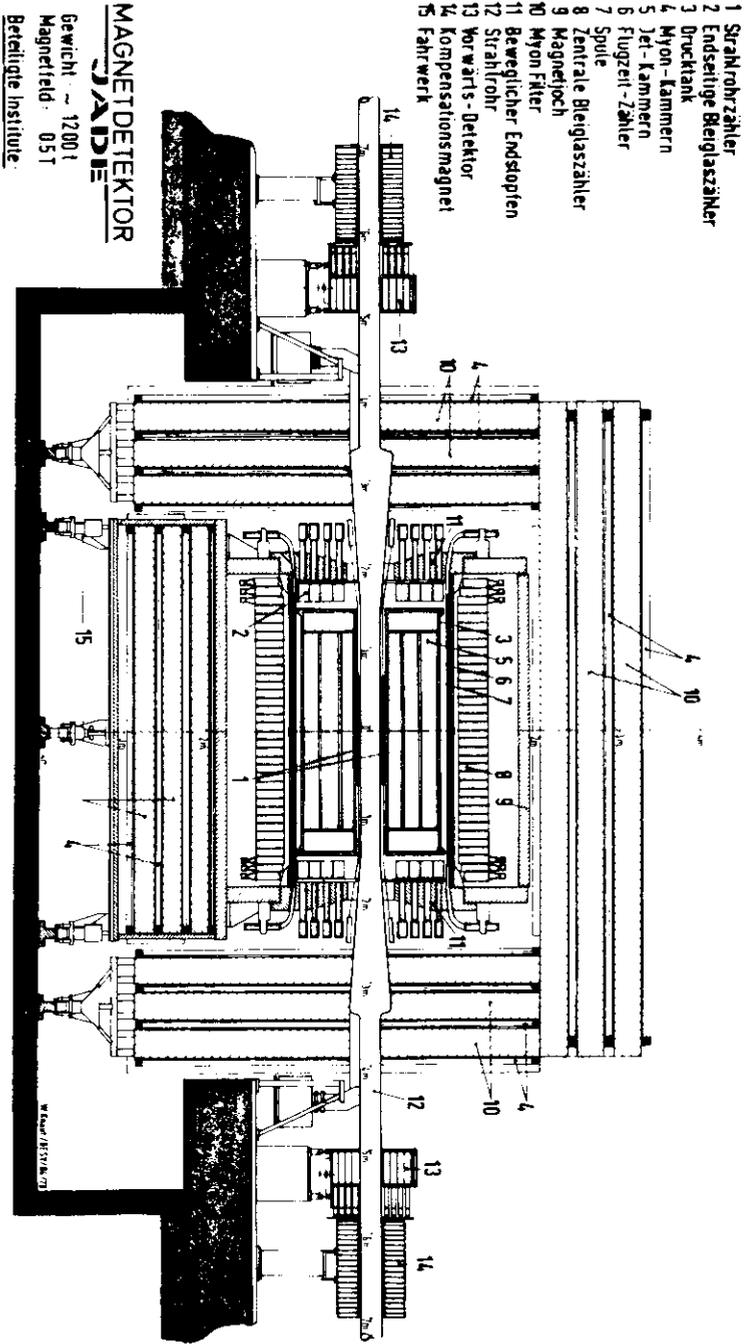


Abb. 1

Hadronen und Myonen lassen sich nur über Reichweitemessungen in Materie trennen. Aus diesem Grund ist der ganze Detektor umgeben von 1 m dicken, mit Eisenteilen angereicherten Betonplatten, zwischen die insgesamt vier Schichten großflächiger, ebener Driftkammern eingelassen sind. Bei einer äquivalenten Dicke von 6 hadronischen Absorptionslängen wird dadurch der Anteil von sogenannten "Punch-through" Hadronen auf 0.2% herabgesetzt, so daß eine sichere Myon-identifikation gewährleistet ist.

Zwischen Strahlrohr und Innendetektor und zwischen Innendetektor und Bleiglaszählern befinden sich zwei Szintillationszählerhodoskope. Sie bestehen aus 24 bzw. 42 Elementen, die sowohl als Trigger - wie auch als Flugzeitzähler Verwendung finden.

Unter kleinen Winkeln zum Strahlrohr dient an beiden Seiten ein System aus Driftkammern und Bleiglaszählern als Luminositätsmonitor, der zur Normierung die Zählrate der Bhabhastreuung bestimmt. Weiter - hin wird die Analyse von Zwei - Photon - Ereignissen

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$$

durch diesen Vorwärtsdetektor, in dem die beiden Leptonen nachgewiesen werden, ermöglicht. Das verbleibende hadronische System X wird im Innendetektor identifiziert ( JAD 76 ).

### 2.2. Innendetektor

Der Impuls eines geladenen Teilchens wird über die Krümmung der Flugbahn in einem Magnetfeld bestimmt. Im JADE - Detektor entspricht einem Teilchenimpuls von 15 GeV/c eine Bahnsagitta von etwa 400 µm, die von der Apparatur zuverlässig aufgelöst werden muß. Bei kleinen Impulsen dominiert die Vielfachstreuung die Impulsauflösung. Von daher ergibt sich die Forderung nach einer möglichst leichten Detektorbauweise.

An der Universität Heidelberg wurden diese Anforderungen bei der Entwicklung der Jetkammern berücksichtigt, die erstmals bei diesem Experiment zur Anwendung kommen. Ihre Funktionsweise beruht auf dem Prinzip der Driftkammern, das im folgenden Abschnitt kurz erläutert wird. Die Eigenschaften des Innendetektors werden anschließend beschrieben.

### 2.2.1. Prinzipielle Funktionsweise einer Driftkammer

Der prinzipielle Aufbau einer Driftkammer ist in Abb. 2 wiedergegeben. Zwischen einer Potentialfläche ( -HV2 ) und dem Anodendraht ( +HV1 ) wird im gasgefüllten Driftraum ein homogenes, elektrisches Feld aufgebaut, das nur in unmittelbarer Nähe des Anodendrahts in ein stark anwachsendes Radialfeld übergeht.

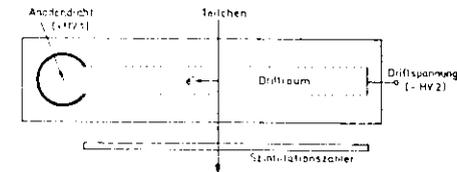


Abb. 2 Prinzip einer Driftkammer ( WAR 77 )

Bei Teilchendurchgang werden im Gas einige Ion - Elektron - Paare erzeugt ( typischer Wert für die Gesamtionisation: 100 Paare/cm/atm; SAU 77 ), die bis auf einige Mikrometer auf die Umgebung der Flugbahn begrenzt sind ( SAU 77/1 ). Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes bewegen sich die positiven Ionen und die Elektronen mit konstanter Driftgeschwindigkeit in Richtung der Potentialfläche bzw. des Anodendrahtes, wobei die Driftgeschwindigkeit der Elektronen (  $v_D = 4-5 \text{ cm}/\mu\text{sec}$  ) um etwa einen Faktor 1000 größer ist als die der schwereren Ionen. Im Abstand einiger Drahtdurchmesser vom Signaldraht gewinnen die Elektronen wegen der  $1/r$  - Abhängigkeit des elektrischen Feldes beträchtlich an Energie, so daß in Zusammenstößen mit Gasatomen zusätzliche Elektronen freigesetzt werden, die ihrerseits weiter ionisieren. Es kommt zu einem Lawineneffekt ( typischer Wert für die Gasverstärkung  $M = 10^5$  ). Auf dem Anodendraht entsteht ein meßbares Ladungssignal. Die Verzögerung dieses Signals gegenüber einem schnellen, äußeren Startsignal ( z.B. von einem Szintillationszähler ) gestattet die Bestimmung der Driftzeit

und gibt damit bei bekannter Driftgeschwindigkeit den Abstand der Spur vom Anodendraht an.  
 Die Driftgeschwindigkeit wird durch die Größe des elektrischen Feldes und die Gaszusammensetzung festgelegt. Die Ionengeschwindigkeit erweist sich im Rahmen einer klassischen Rechnung als proportional zur reduzierten elektrischen Feldstärke  $E/p$  ( $p$ =Druck) (SCH 76). Zur Berechnung der Driftgeschwindigkeit der Elektronen müssen komplizierte, quantenmechanische Überlegungen über die Elektron - Gas - Wechselwirkung angestellt werden, da während des Driftvorganges die Wellenlänge der Elektronen vergleichbar mit den Atomabmessungen wird. Ihre Driftgeschwindigkeit sinkt bei wachsender Anzahl der Elektron - Gas - Zusammenstöße. Letztere ist vor allen Dingen durch die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen und durch den totalen Streuquerschnitt festgelegt (PAL 75). Wegen seiner guten Ionisationseigenschaften und seiner großen chemischen Trägheit wird als Grundkomponente im allgemeinen ein Edelgas als Driftmedium verwendet. Aufgrund der relativ hohen Anregungsenergien stellt sich eine große mittlere thermische Geschwindigkeit und damit eine kleine Driftgeschwindigkeit ein. Bei geringen Zusätzen von Molekülgasen (Methan,  $CO_2$  usw.), in denen bei Anregung von Rotations - und Vibrationszuständen erheblich kleinere Energieüberträge möglich sind, kann die Driftgeschwindigkeit jedoch beträchtlich anwachsen.  
 Für einen stabilen Meßbetrieb muß ein Zustand größtmöglicher Unabhängigkeit von kleinen Schwankungen in der Gaszusammensetzung und der elektrischen Feldstärke erreicht werden. Eine Sättigung der Geschwindigkeit als Funktion der elektrischen Feldstärke bildet sich in Gasen aus, deren Wirkungsquerschnitt gegenüber langsamen Elektronen ein starkes Minimum aufweist (Ramsauereffekt) (SAU 77, SCH 76).

2.2.2. Zweidimensionale Ortsauslese, Ionisationsmessung

Eine Erweiterung der einfachen Driftkammer bilden Kammern, in denen zusätzlich zum Driftabstand eine eindeutig korrelierte Koordinate längs des Drahtes sowie die Größe der Ionisation gemessen wird. Diese zusätzlichen Informationen können über eine Messung der auf dem Signaldraht abgeflossenen Ladungen gewonnen werden.  
 Eine auf dem Signaldraht induzierte Ladung wird an beiden Drahtenden in einer Größe nachgewiesen, die dem umgekehrten Verhältnis der Teilwiderstände, d.h. der durchflossenen Drahtlängen, entspricht. Da beide Signale innerhalb einiger Nanosekunden gleichzeitig eintreffen, lassen sie sich nach Umformung in analoge Spannungssignale  $A^L$  und  $A^R$  addieren. Das Summensignal durchläuft eine Diskriminatorstufe und bildet das Stepsignal  $T$  der Driftzeitmessung.

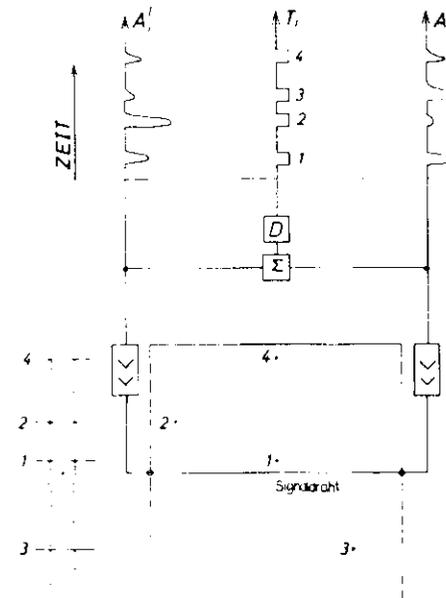


Abb. 3 Signale in Driftkammer mit zweidimensionaler Auslese (JAD 76)

Die normierte Differenz beider Signale

$$\frac{A^l - A^r}{A^l + A^r}$$

gibt Auskunft über den Entstehungsort des Ladungssignals auf dem Draht und damit über die Koordinate z der gemessenen Teilchenspur längs des Drahtes. Der zeitliche Verlauf der Signale ist für vier verschiedene Spuren 1 - 4 in Abb. 3 schematisch dargestellt. Insgesamt werden zwei Koordinaten einer Spur direkt gemessen, wobei die dritte durch den Ort des Signaldrahtes selbst festgelegt ist. Es werden Punkte einer Bahnkurve im Raum bestimmt.

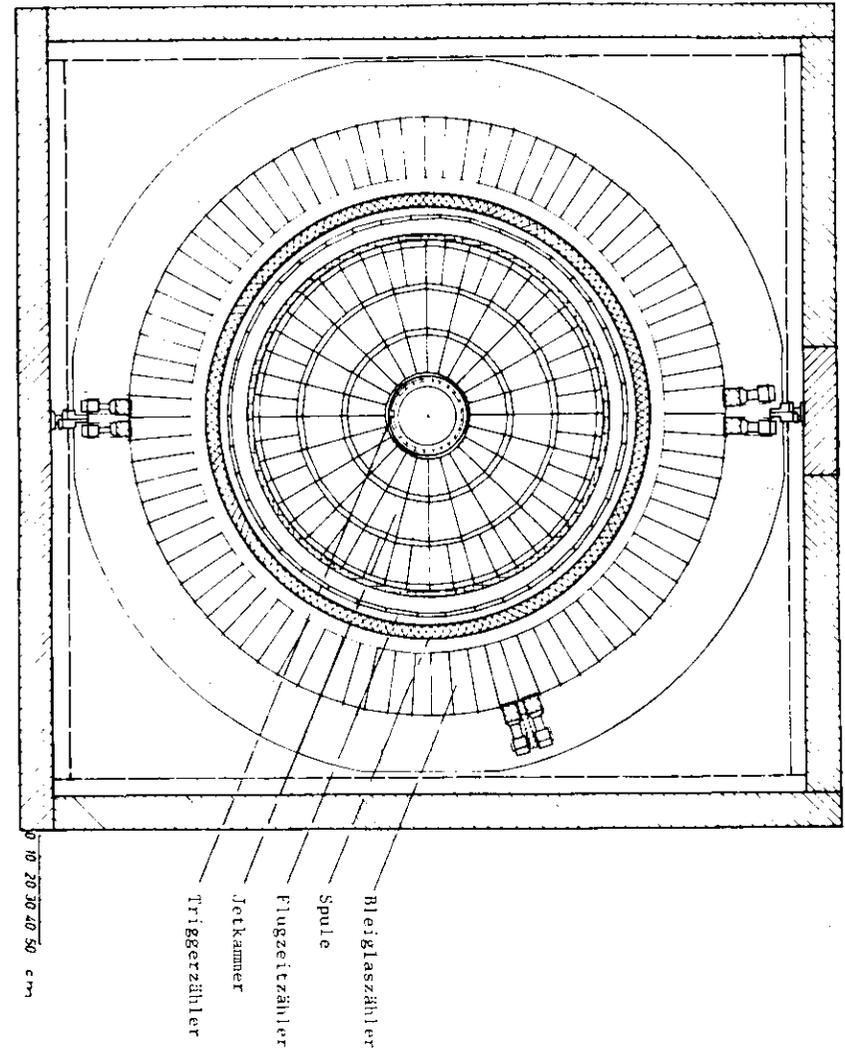
Gleichzeitig wird zu jedem Raumpunkt über die Summe  $A^l + A^r$  der beiden Signale die spezifische Ionisation des Teilchens gemessen. Diese ist nur eine Funktion der Geschwindigkeit ( Kap. 3.2.2. ) und kann deshalb zusammen mit einer Impulsmessung zur Identifizierung des Flugteilchens dienen.

### 2.3. Aufbau und Eigenschaften der JADE - Jetkammern

In den JADE - Jetkammern ist das Prinzip der zweidimensionalen Ortsauslese verwirklicht. Sie bestehen aus drei zylindersymmetrisch um das Strahlrohr angebrachten Kammern, die in 24 bzw. außen in 48 einzelne Zellen mit jeweils 16 radial angeordneten Signaldrähten aufgeteilt sind. Einen Schnitt des Detektors senkrecht zur Strahlachse zeigt Abb. 4. Die einzelnen Ringe sind durch dünne mit Aluminium verstärkte Rohacellschichten ( aufgeschäumtes Plexiglas mit einer Dichte von etwa  $0.05 \text{ g/cm}^3$  ) mechanisch und elektrisch voneinander getrennt. Auf Kaptonfolie aufgedampfte Kupferleitungen sorgen zusammen mit den zwischen den Signaldrähten angebrachten Potentialdrähten für ein homogenes Driftfeld senkrecht zur Ebene der Signaldrähte. Diese Anordnung definiert für jeden Signaldraht den zugehörigen Driftraum.

Die mechanischen Abmessungen der Kammern sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Dabei wird ein zylindrisches Koordinatensystem mit Ursprung im Wechselwirkungspunkt und Z - Achse in Richtung des Magnetfeldes

Abb. 4 Radiale  
Detektoransicht



eingeführt. Die Zählung der  $\phi$ -Koordinate beginnt in der Waagerechten, wobei ein wachsendes  $\phi$  zunächst einen höherliegenden Punkt bezeichnet.

Tabelle 1: Kammerparameter

Ring	Anzahl der Zellen	Radius (mm)		$\phi$ - Winkel der ersten Drahtreihe ( $^{\circ}$ )
		1. Draht	letzter Draht	
1	24	211	361	7.5
2	24	421	576	7.5
3	48	623.3	787.3	3.75

Empfindliche Länge der Signaldrähte: 2360 mm

Als Driftgas wird eine Mischung von Argon und Methan bei 4 atm. benutzt. Der hohe Druck sichert durch eine höhere Ionisationsdichte eine bessere Ortsauflösung und eine zuverlässigere Ionisationsmessung ( FAR 78 ). Eine endgültige Entscheidung über die Wahl der Gaszusätze ist derzeit noch nicht getroffen, so daß insbesondere die Driftgeschwindigkeit nicht exakt angegeben werden kann ( Kap. 2.2.1. ).

Der Name Jetkammer rührt von einer weiteren Eigenschaft dieses Nachweisgerätes her: Die Ausleseelektronik ist in der Lage, gleichzeitig mehrere, benachbarte Spuren in einem Driftraum zu registrieren. Dazu werden in Zwischenspeichern für bis zu 8 Spuren an jedem Draht die Amplituden  $A^1$  und  $A^r$  und das Zeitsignal T aufgeschrieben. Die zwischen gespeicherten Werte aller Drähte werden von der CAMAC - Norm entsprechenden Ausleseeinheiten DL8 zur Weiterverarbeitung im Experimentrechner ( NORD 10S/50 ) bereitgestellt.

Wichtig wird die Mehrfachspurerkennung bei der Analyse hadronischer Jets.

2.3.1. Auflösung  $\phi$ -Koordinate

Die Auflösung in der  $\phi$ -Koordinate wird durch die Genauigkeit der Driftzeitmessung bestimmt. Messungen an einer Testkammer zeigen, daß eine Auflösung von  $\sigma \approx 50 \mu\text{m}$  erreicht werden kann ( JAD 76 ). Die nachfolgende Ausleseelektronik bildet den ganzen Bereich der Driftzeiten jedoch auf 256 Kanäle ab, so daß bei entsprechender Justierung eine maximale Rechteckauflösung  $y_r$

$$y_r = \frac{\text{max. Driftweg}}{256}$$

erreicht werden kann. Der maximale Driftweg steigt in einem Ring monoton in radialer Richtung. Zur Verbesserung der Auflösung zumindest für die ersten Drähte ist es daher sinnvoll, die ersten und letzten acht Signaldrähte einer Zelle jeweils getrennt an eine Uhr zur Driftzeitmessung anzuschließen. Die resultierenden Rechteckauflösungen sind für die einzelnen Ringe in Tabelle 2 aufgestellt.

Tabelle 2: Ortsauflösung

Ring	$y_r$ für Draht 1 - 8 ( $\mu\text{m}$ )	$y_r$ für Draht 9 - 16 ( $\mu\text{m}$ )
1	153	196
2	260	304
3	185	210

Die Doppelpulsauflösung, d.h. der minimale Zeitabstand, der für die getrennte Registrierung zweier Zeitsignale notwendig ist, wird festgelegt durch die Signalform ( das Ladungssignal hat eine kurze Anstiegszeit, fällt aber nur langsam wieder ab ) und durch die Schaltzeit des nachfolgenden Systems aus Verstärkern und Diskriminatoren ( Zeitkonstanten der Integration ). Der kleinste, auflösbare Abstand zweier Zeitsignale entspricht etwa 5 mm räumlichem Spurbestand ( HEI 77 ). Dieser Wert wird ebenso wie die erwähnten  $y_r$  - Werte in den folgenden Kapiteln zur Simulation benutzt.

Einzel- und Doppelpulsauflösung sind jedoch abhängig von der Driftgeschwindigkeit und der verwendeten Gasmischung. Solange die Gasbestandteile nicht endgültig festgelegt sind, können die angegebenen Werte die Auflösung nur näherungsweise beschreiben.

2.3.2. Auflösung z - Koordinate

Die z - Koordinate wird nach der Methode der Ladungsteilung bestimmt. Typische Werte für die damit erreichbare Ortsauflösung ergeben eine Standardabweichung in der Größenordnung von 1% der Leitungslänge ( WAR 77 ). Dies entspricht 2.4 cm im JADE - Detektor.

Die Meßgenauigkeit wird durch elektronisches Rauschen und durch die räumliche Ausdehnung des induzierten Ladungssignals begrenzt. Letztere hängt zusätzlich über den Prozeß der Diffusion vom Driftweg ab.

Die Doppelpulsauflösung in der z - Koordinate wird nur durch die Doppelpulsauflösung in der  $\phi$  - Koordinate festgelegt. Zwei Teilchenspuren, die so eng zusammenliegen, daß von ihnen nur die Summe der beiden Ladungssignale registriert werden, gestatten lediglich die Bestimmung einer  $\phi$  - Koordinate. Eine aus dem Verhältnis der Ladungsamplituden berechnete z - Koordinate nimmt in diesem Fall einen Wert an, der etwa dem Mittelwert beider Teilchenkoordinaten entspricht.

2.3.3. Teilchenidentifikation

Auf die weitere, wichtige Eigenschaft der JADE - Jetkammern, die Fähigkeit zur Teilchenidentifikation, sei an dieser Stelle nur sehr kurz eingegangen, da sie in den folgenden Abschnitten nicht weiter betrachtet wird. Nichtdestoweniger ist aber gerade sie eines der hervorstechenden Merkmale des Innendetektors.

Der mittlere Energieverlust eines geladenen Teilchens wird - abgesehen von Materialeigenschaften - durch die Geschwindigkeit des Teilchens festgelegt ( vgl. Kap. 3.2.2. ). Über einen großen Impulsbereich ist es deshalb möglich, Teilchen mit unterschiedlicher Masse aber gleichem Impuls zu unterscheiden. Abb. 5 zeigt den Energieverlust einiger Teilchen als Funktion des Impulses in einer Ar/CO<sub>2</sub>-Gasmischung ( ALL 74, STE 71, ADE 74 ). Selbst im Bereich des sogenannten relativistischen Anstiegs ( Geschwindigkeit größer als 97% der Lichtgeschwindigkeit ) ist eine begrenzte Teilchentrennung noch möglich.

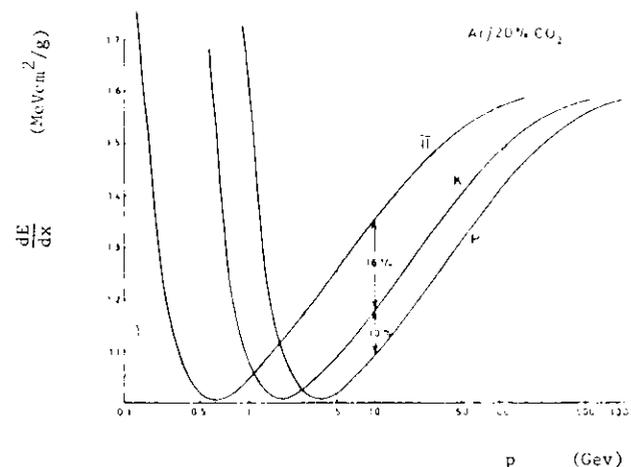


Abb. 5 Mittlerer Energieverlust einiger Teilchen in Ar/CO<sub>2</sub> bei NTP. ( ALL 74 )

Die Messung des mittleren Energieverlustes wird durch die großen, statistischen Schwankungen der Primärionisation erschwert. Die Verteilung um den Wert des wahrscheinlichsten Energieverlustes wird relativ gut durch eine Landau - Verteilung ( Abb. 6 ) beschrieben, in der große positive Abweichungen stärker vertreten sind ( SCH 76 ).

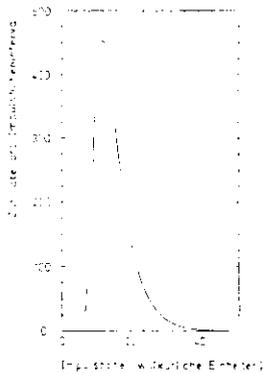


Abb. 6 Landauverteilung für den Energieverlust geladener Teilchen. ( WAR 77 )

Die großen Fluktuationen entstehen vor allen Dingen dadurch, daß beim Ionisationsprozeß das herausgeschlagene Elektron eine kinetische Energie bis zu einigen keV erhalten kann. Diese Energie wird durch Bildung weiterer Elektron - Ion - Paare an das Gas abgegeben. Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines schnellen Elektrons nimmt stark mit der übertragenen Energie ab. Dementsprechend kann die Unsicherheit bei der Bestimmung des Energieverlustes durch eine häufige Wiederholung dieser Messung verringert werden. Im JADE - Detektor werden längs einer Spur fast 50 solcher Messungen ausgeführt. Unter Beschränkung auf etwa die 30 kleinsten dieser Werte ist eine zuverlässige Aussage über die mittlere Ionisationswirkung eines Teilchens möglich.

2.3.4. Mehrdeutige Spurerkennung

Bei der Messung von Driftzeiten in Drifträumen mit ähnlicher elektrischer Feldaufteilung wie im JADE - Detektor ( Kap. 3.3. ) ist prinzipiell nicht bekannt, von welcher Seite des Driftraumes die Elektronen an den Draht gelangt sind. Bei der Rekonstruktion von Raumpunkten aus den Werten der Driftzeit ergeben sich jeweils spiegelsymmetrisch zwei mögliche Bahnpunkte. Diese Zweideutigkeit kann nur im Zusammenhang mit mehreren Kammermeßpunkten aufgelöst werden. Es ist naheliegend, die Drähte so anzuordnen, daß eine schnelle Entscheidung möglich ist:

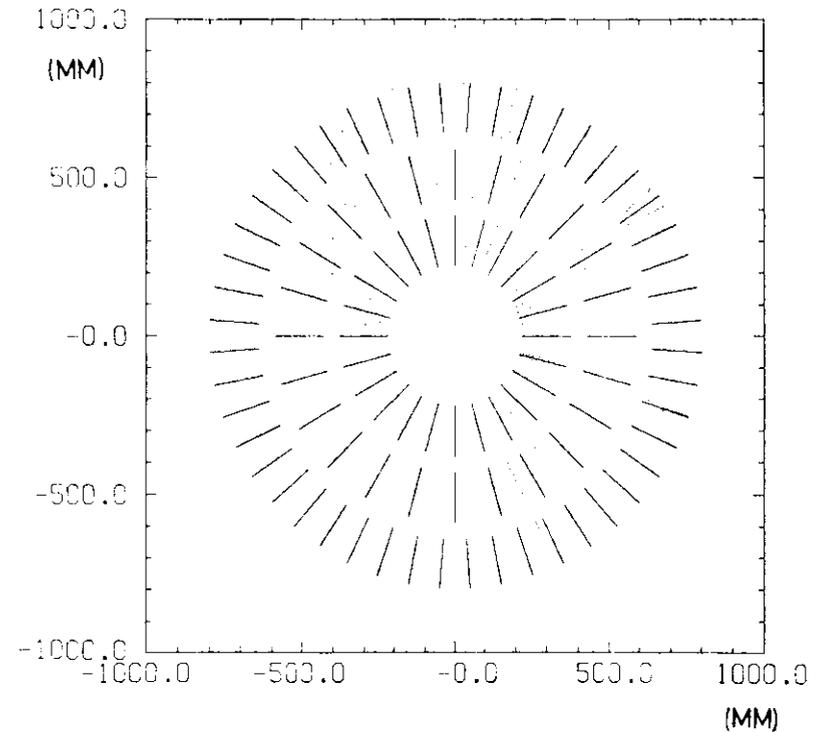


Abb. 7 Jet - Ereignis bei 15 GeV Strahlenergie. Neben den Bahnpunkten sind auch die Spiegelpunkte eingezeichnet. Die durchgezogenen Linien fassen jeweils 16 Drähte zusammen.

In Abb. 7 ist das Bild eines  $e^+e^-$  - Ereignisses bei 15 GeV Strahlenergie einschließlich der Spiegelpunkte in der  $r - \phi$  - Ebene dargestellt ( BAR 77 ). Für die meisten Punkte ist eine richtige Spurfinding anhand der Versetzung der Signaldrahtebenen ( durchgezogene Linien ) im 2. und 3. Ring möglich. Nur bei einigen, wenigen Spuren, die unter kleinem Winkel gegen die Strahlachse den Detektor verlassen, versagt diese Auflösbarkeit. In diesen Fällen hilft jedoch eine geringfügige, laterale Versetzung der Signaldrähte in der Azimutal - koordinate: Nur für die korrekten Punkte kann im Rahmen einer Anpassungsrechnung eine mit den Auflösungsfehlern verträgliche Bahnkurve bestimmt werden. Abb. 8 zeigt die Versetzung der Drähte und die Meßpunkte einer Bahnkurve einschließlich der Spiegelpunkte.

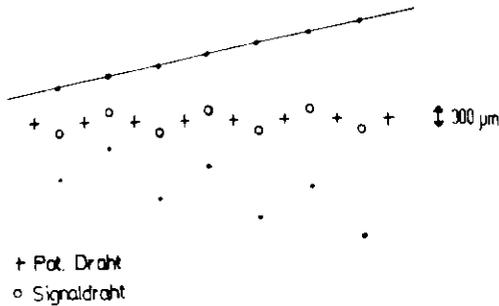


Abb. 8 Rechts - Links - Mehrdeutigkeit für Bahnkoordinaten. Die Versetzung der Drähte ermöglicht eine eindeutige Zuordnung.

Ein großer Vorteil dieser Anordnung liegt außerdem darin begründet, daß die Drahtposition mit größerer Zuverlässigkeit angegeben werden kann als bei Ausrichtung in einer Reihe. Im letzteren Fall würde ein Draht im starken, elektrischen Feld der benachbarten Drähte zu - fällig zu einer Seite hin ausgelenkt. Bei bewußter Versetzung stellt sich dagegen ein stabiles Gleichgewicht zwischen elektrischen und me - chanischen Kräften ein. Die Versetzung ( 150 µm ) hat keinen Einfluß auf den Verlauf des Driftfeldes ( ERS 72 ).

### 3. Monte - Carlo - Programm

Zur Simulation physikalischer Effekte im JADE - Detektor müssen verschiedene Modelle und Näherungen benutzt werden. Diese werden im folgenden Kapitel beschrieben. Der erste Abschnitt beschäftigt sich mit einem Verfahren zur Be - rechnung von Teilchenspuren im Magnetfeld. Dieses weist genügend Flexibilität auf, um auch Effekte wie Vielfachstreuung und Energie - verlust zusätzlich einzubeziehen. Schließlich wird einem Modell zur Driftzeitbestimmung besondere Aufmerksamkeit gewidmet. Das in FORTRAN geschriebene Rechenprogramm wurde auf der DESY - Rechenanlage ( Typ IBM 370/168 ) getestet und ausgeführt. Zur Vereinfachung relativistischer Rechnungen ist in den folgenden Abschnitten die Lichtgeschwindigkeit gleich 1 gesetzt. Energien, Impulse und Massen werden in der gleichen Einheit GeV angegeben.

#### 3.1. Spurverfolgung

Für die Simulation von Driftzeiten ist eine genaue Kenntnis der Teilchenbahn notwendig. Unter Vernachlässigung der Wechselwirkung mit der Materie wird die Flugbahn eines geladenen Teilchens im Magnetfeld durch die Lorentzkraft beschrieben:

$$\begin{aligned}
 \dot{\vec{p}} &= \frac{q}{m} \vec{p} \times \vec{B} \\
 &= \dot{\vec{r}} \times \vec{B} \quad \text{mit } \dot{\vec{r}} = \frac{q}{m} \vec{B}
 \end{aligned}$$

Dabei bezeichnet  $\vec{p}$  den Impuls des Teilchens,  $m$  seine relativistische Masse (  $m = \gamma m_0 = E$  ),  $q$  seine Ladung und  $\vec{B}$  die Größe des Magnet - feldes.

Das Magnetfeld  $\vec{B}$  im JADE - Detektor ist sehr homogen ( Abweichungen im Innendetektor kleiner 1%, BAR 77 ). Damit bietet sich als einfachste Lösung für die obige Gleichung der analytische Ausdruck einer Spiralkurve an. Die Projektion auf die  $r - \phi$  - Ebene entspricht einem Kreisabschnitt.

Ein geschlossener, analytischer Ausdruck für die Bahnkurve ist jedoch nur schwer im Hinblick auf lokale Störungen erweiterbar. Dazu zählen Absorber, Vielfachstreuung und Inhomogenitäten des Magnetfeldes in Randbereichen außerhalb des Innendetektors.

Der Radius einer Teilchenbahn beträgt bei 15 GeV Impuls bis zu 100 m. Da der Koordinatenbezugspunkt für die analytische Lösung stets durch den Kreismittelpunkt gegeben ist, könnten Punkte im Detektor bei einer relativen Rechengenauigkeit von  $10^{-5}$  nur auf 1 mm genau angegeben werden. Dies ist im Vergleich zur Auflösung des Innendetektors nicht ausreichend.

Zur Vermeidung beider Nachteile wurde für die Simulationsrechnung die Bahnkurve iterativ durch einen Polygonzug angenähert. Die Stützpunkte  $\vec{r}_i$  des Polygonzuges wurden in quadratischer Näherung bestimmt:

Für kleine Zeiten  $\delta t$  läßt sich Gl. 3.1 schreiben als

$$\text{Gl. 3.2} \quad \vec{p}(t_0 + \delta t) = \vec{p}(t_0) + \vec{p}(t_0) \times \vec{\omega} \delta t$$

Dabei sei  $\vec{p}(t_0) = \vec{p}_i$  der Impuls zum Zeitpunkt  $t_0$  im Punkt  $\vec{r}_i = \vec{r}(t_0)$  der Bahnkurve. Die Geschwindigkeit des Teilchens ist gegeben durch

$$\text{Gl. 3.3} \quad \dot{\vec{r}} = \dot{\vec{s}} = \frac{\vec{p}}{E}$$

so daß sich Gl. 3.2 integrieren läßt.

$$\begin{aligned} \text{Gl. 3.4} \quad \vec{r}_{i+1} &= \vec{r}(t_0 + \delta t) = \vec{r}_i + \frac{1}{E} \int_0^{\delta t} \vec{p}(t_0 + t) dt \\ &= \vec{r}_i + \frac{1}{E} \int_0^{\delta t} (\vec{p}_i + \vec{p}_i \times \vec{\omega} t) dt \\ &= \vec{r}_i + \frac{1}{E} \left( \vec{p}_i \delta t + \frac{1}{2} \vec{p}_i \times \vec{\omega} \delta t^2 \right) \end{aligned}$$

Der erste Term des Klammerausdrucks beschreibt die lineare Fortbewegung des Teilchens, während der zweite parabolisch die Kreisbahn annähert ( Abb. 9 ).

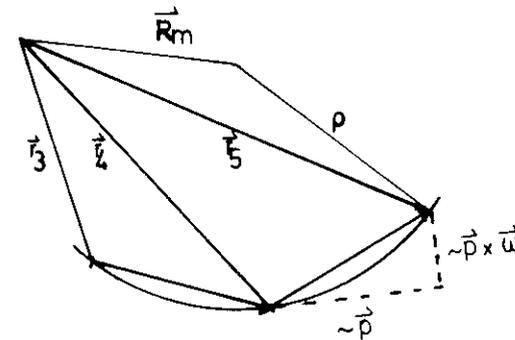


Abb. 9 Stützstellen für Polygonzugnäherung

Zur Vermeidung von Akkumulationsfehlern muß der Impuls des Teilchens renormiert werden:

$$\text{Gl. 3.5} \quad \vec{p}_{i+1} = \vec{p}_i \frac{|\vec{p}_i + \vec{p}_i \times \vec{\omega} \delta t|}{|\vec{p}_i|}$$

denn der Impulsbetrag ist im Magnetfeld erhalten.

Diese einfachen Beziehungen definieren eine eindeutige Rechenvorschrift, nach der iterativ Stützstellen  $\vec{r}_i$  des Polygonzuges bestimmt werden können.

Die Güte des Näherungsverfahrens ist abhängig von der Schrittweite, die in mehrerlei Hinsicht optimiert werden muß:

- Die Abweichungen der angenäherten Stützstellen  $\vec{r}_i$  von der Kreisbahn müssen auch nach vielen Schritten klein gegenüber der Ortsauflösung des Detektors sein ( Stabilität des Verfahrens ).
- Im Hinblick auf die Berücksichtigung von Energieverlust und Vielfachstreuung darf die Schrittweite nicht größer als 5 mm sein.

- Die Abweichung der linearen Segmente des Polygonzuges von der Kreisbahn ( Sagitta  $s$  ) muß vernachlässigbar sein ( Abb. 10 ).

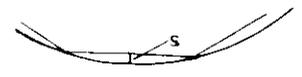


Abb. 10 Sagitta bei Polygonzugnäherung

Die erste Bedingung legt einen Maximalwert für den Winkel  $\delta\alpha = \alpha_{\text{max}}$  fest, der die Güte der parabolischen Kreisbahnnäherung bestimmt. Die entstehenden, relativen Abweichungen  $\epsilon_i$  der Stützstellen von der Kreisbahn lassen sich darstellen als:

$$\text{Gl. 3.6} \quad \epsilon_i = \frac{r_i - R_m - \rho}{\rho}$$

Dabei bezeichnet  $R_m$  den Ortsvektor des Kreismittelpunktes mit Radius  $\rho = p/(qB)$  ( Abb. 9 ).

Die Größe  $\sigma/p$

$$\text{Gl. 3.7} \quad \frac{\sigma}{\rho} = \left( \frac{1}{n} \sum \epsilon_i^2 \right)^{1/2}$$

(  $n$  = Anzahl der Iterationsschritte für einen vollen Kreisumlauf ) ist ein Maß für die mittlere, relative Abweichung der Stützpunkte von der Kreisbahn.

Abb. 11 gibt den Verlauf der  $\sigma/p$  - Werte als Funktion des Schritt - winkels  $\delta\alpha$  wieder. Er stellt das Ergebnis des in FORTRAN implementierten Algorithmus bei einem Impuls von 100 MeV dar.

Für große Werte  $\delta\alpha$  wächst  $\sigma/p$  schnell mit dem Winkelinkrement an. Bei  $\delta\alpha = 0.03$  beträgt die relative Abweichung  $10^{-5}$ . Dies entspricht etwa der Genauigkeitsgrenze der Rechenanlage. Bei noch kleineren

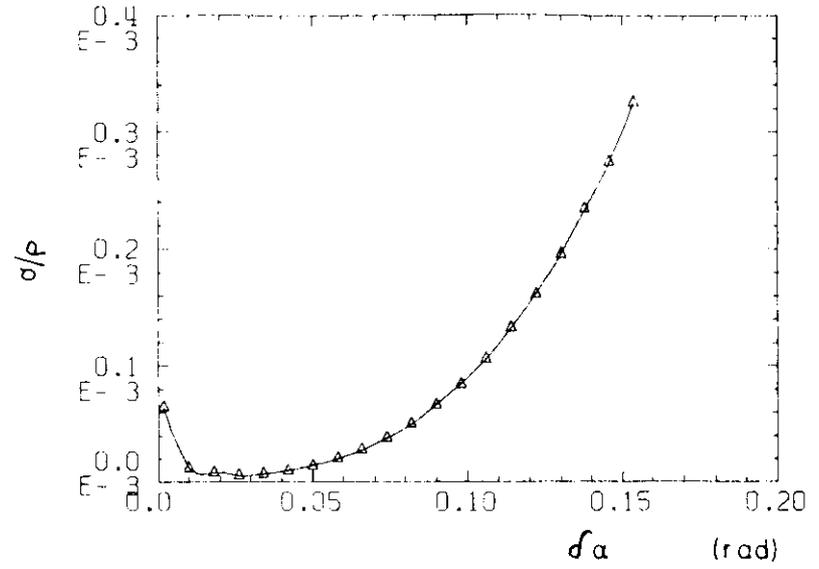


Abb. 11 Relative Abweichung der Stützstellen von der Kreisbahn für einen vollen Umlauf. (  $p = 100$  MeV )

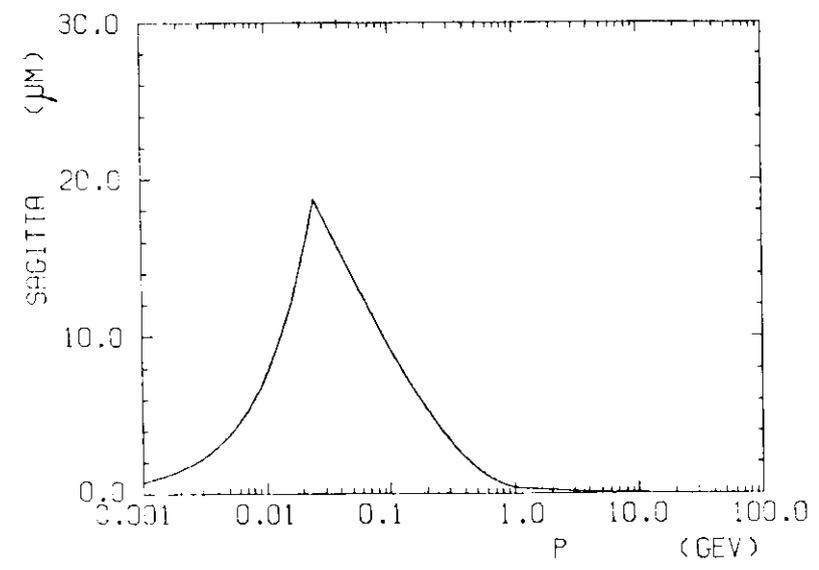


Abb. 12 Sagitta bei Polygonzugnäherung

Werten  $\delta a$  wächst  $1/\delta$  aufgrund von Akkumulationsfehlern wieder an, wie sich beim Rechnen mit doppeltgenauen Größen zeigen ließ. Eine relative Genauigkeit von  $10^{-5}$  ist ausreichend bei kleinen Impulsen, nicht aber z.B. bei 15 GeV Teilchen. Jedoch wird auch in diesem Fall selbst bei  $\delta a = 5 \cdot 10^{-5}$  (Schrittweite = 5 mm) die Bahnkurve exakt beschrieben. (Die Sagitta eines 15 GeV Teilchens von 400  $\mu$ m wird mit einer Abweichung von nur 7  $\mu$ m wiedergegeben.) Lediglich die für den Algorithmus bedeutungslose Differenz der beiden Radien (Gl. 3.6) kann in diesem Fall nur mit einer Genauigkeit von  $10^{-5}$  bestimmt werden. Zur Berechnung der Stützstellen erweist sich damit ein Wert  $\delta a = 0.03$  als ausreichend.

Die Begrenzung der Schrittweite auf maximal 5 mm definiert nach Gl. 3.4 eine zweite Bedingung für den Parameter  $\delta t$ . Da der in  $\delta t$  quadratische Beitrag zur Ortsänderung  $|\vec{r}_{i+1} - \vec{r}_i|$  gegenüber dem linearen vernachlässigt werden kann, muß  $\delta t$  der Bedingung  $\delta t < 5 \text{ mm} / \beta = 5 \text{ mm} E/p$  genügen.

Unter Berücksichtigung beider Bedingungen berechnet  $\delta t$  sich als Minimum zweier Größen:

$$\text{Gl. 3.8} \quad \delta t \text{ (mm)} = \min\left(\frac{0.03}{\omega (1/\text{mm})}, 5 \text{ (mm)} \frac{E}{p}\right)$$

Für Impulse unter 25 MeV ist die erste Größe wichtig, danach gilt  $|\vec{r}_{i+1} - \vec{r}_i| = 5 \text{ mm}$  aufgrund der zweiten Einschränkung.

Bei dieser Wahl des Parameters  $\delta t$  ist der Einfluß der durch die Polygonzugnäherung entstehenden Sagitta  $s$  zu vernachlässigen. Die Sagitta wächst lediglich in der Nähe des Grenzimpulses von 25 MeV etwas an. Sie ist jedoch über dem gesamten Impulsbereich gegenüber der Auflösung der Apparatur zu vernachlässigen (Abb. 12).

Damit ist der Algorithmus vollständig festgelegt. Er bietet eine rechnerisch einfache Möglichkeit, geladene Teilchen im Magnetfeld zu verfolgen, und kann aufgrund seiner iterativen Struktur sehr leicht modifiziert werden, so daß auch lokale Störungen erfaßt werden können.

### 3.2. Wechselwirkung mit Materie

Bisher wurde nur die Flugbahn eines Teilchens im materiefreien Raum betrachtet. Im Detektor ist zusätzlich die Wechselwirkung mit Gasatomen und anderen Absorbern zu berücksichtigen. Wichtig in diesem Zusammenhang werden Vielfachstreuung und Energieverlust. Letzterer entsteht vor allen Dingen durch Ionisation der Materie. Lediglich bei Elektronen muß auch die Bremsstrahlung einbezogen werden.

#### 3.2.1 Vielfachstreuung

Ein geladenes Teilchen erfährt beim Passieren von Materie Coulomb - Streuung an den Atomkernen. Dies führt zu einer Richtungsänderung der Flugbahn; der Impuls bleibt aufgrund der großen Massenunterschiede zwischen Kern und Teilchen erhalten.

Der Wirkungsquerschnitt für den elastischen Streuprozess kann in der Näherung des punktförmigen Streuers ohne Berücksichtigung von Spin durch die bekannte Rutherford - Streuformel beschrieben werden. Diese zeigt mit dem extremen Anstieg des Wirkungsquerschnitts für kleine Winkel (proportional  $\sin^{-4}\theta/2$ ) schon das Wesentliche der Mehrfachstreuung: Eine starke Bevorzugung kleiner Winkeländerungen. Nach einer genügend großen Anzahl von Streuprozessen entspricht der sich insgesamt ergebende Streuwinkel einer normalverteilten Größe:

$$\text{Gl. 3.9} \quad P(\theta) d\theta = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_\theta} e^{-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2}} d\theta$$

Hier bezeichnet  $\sigma_\theta$  die Standardabweichung der Gaußverteilung (SEG 53).

Gl. 3.10

$$\sigma_\theta = \frac{21 \text{ MeV}}{p\beta} \sqrt{\frac{X}{X_0}}$$

Die Größe  $\tau$  hängt ab von der in der Materie zurückgelegten Weglänge  $X$  im Verhältnis zur Strahlungslänge  $X_0$ . Sie ist umgekehrt proportional zum Impuls und zur Geschwindigkeit des Teilchens. Die Strahlungslänge ist eine Materialkonstante, die durch die Kernladungs- und Massenzahl festgelegt wird ( JAC 75 ).

Das Modell des gaußverteilten Streuwinkels beschreibt den Effekt im Wesentlichen richtig. Für dünne Materieschichten, wenn auch einzelne Streuprozesse wichtig werden, kann es zu größeren Ablenkwinkeln kommen, die durch die angegebene Verteilung nicht mehr erfaßt werden ( SEG 53, MOL 48 ).

In der Spurverfolgung werden zur Berücksichtigung der Vielfachstreuung Gl. 3.8 und Gl. 3.10 verwendet. Der Impuls des Teilchens wird nach einer von der durchdrungenen Materie und dem Impuls des Teilchens abhängigen Weglänge in seiner Richtung um einen jeweils zufällig aus einer Gauß-Verteilung mit Breite  $\tau$  ausgewählten Winkel ausgelenkt. Als Streuer werden vom Wechselwirkungspunkt aus Strahlrohr, Triggerzähler, Druck-tank für Innendetektor, Rohacellschichten im Innendetektor, der Flugzeitzähler und das Driftgas ( als reines Argon angenommen ) berücksichtigt. Die einzelnen Strahlungslängen sind in Tabelle 3 aufgeführt.

### 3.2.2. Energieverlust

In den im vorigen Abschnitt erwähnten elastischen Streuprozessen wird wegen der Größe der Atommasse nur ein vernachlässigbar kleiner Teil der Energie des vorbeifliegenden Teilchens abgegeben. Inelastische Streuprozesse können jedoch an den Hüllenelektronen stattfinden, indem diese in ihrem Bindungszustand angehoben oder völlig aus dem Anziehungsbereich des Atoms herausgeschleudert werden ( Ionisation ). Die Energieüberträge variieren dabei von einigen eV bis zu einigen keV für  $\beta$ -Elektronen. Die Energieverteilung der Elektronen entspricht der schon in Abb. 6 gezeigten Landau-Verteilung.

Der mittlere Energieverlust durch Ionisation wird in quantenmechanischer Rechnung durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

Tabelle 3: Absorberparameter

Für Absorber, die aus mehreren Komponenten zusammengesetzt sind, ist ein mittlerer Wert angegeben (\*).

Absorber	angenommene Zusammensetzung	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\frac{Z}{A}$	$\frac{dE}{dx_{min}}$ (MeV/cm <sup>2</sup> /g)	I (eV)	$X_0$ (mm)	Dicke (mm)
Strahlrohr Trigger *	Al Szintillator	2.7 1.18	0.482 0.5	1.62 1.97	213 36.1	89 420	5.3 10
Drucktank innen	Al	2.7	0.482	1.62	213	89	7
außen	Al	2.7	0.482	1.62	213	89	12
seitwärts	Al	2.7	0.482	1.62	213	89	7
Kammerstützen*							
1. Schicht	Rohacell +	0.215	0.5	1.8	102	1983	15
2. Schicht	Kupfer +	0.148	0.5	1.8	102	2763	30
3. Schicht	Klebstoff +	0.148	0.5	1.8	102	2763	30
4. Schicht	Al	0.187	0.5	1.8	102	1704	25
Flugzeitzähler *	Szintillator	1.18	0.5	1.97	36.1	420	20
Gas	Argon ( 4 atm )	6.54·10 <sup>-3</sup>	0.45	1.35	284.4	29910	/

$$\text{Gl. 3.11} \quad \frac{dE}{dx} = - 2 D \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left( \ln \frac{2m_e \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right)$$

Dabei bedeuten die Variablen

$$D = 0.1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$$

$\rho$  = Dichte

Z, A = Kernladungs - bzw. Massenzahl

I = mittleres Ionisationspotential

$m_e$  = Elektronenmasse

$\beta$  = Geschwindigkeit des einfliegenden Teilchens

Bemerkenswert an dieser Formel\* ist, daß der Energieverlust nur über die Geschwindigkeit vom einfallenden Teilchen abhängt. ( Der Energieübertrag ist durch die kleine Elektronenmasse schon in seinem Maximalwert festgelegt ( $E = 2m_e \beta^2 \gamma^2$ ).

Der durch Gl. 3.11 beschriebene Energieverlust ist in Abb. 13 als Funktion der kinetischen Energie in Einheiten der Teilchenmasse wieder gegeben. Von kleinen Energien fällt  $dE/dx$  etwa proportional  $\beta^{-2}$ , erreicht bei  $\beta = 0.97$  ein Minimum und steigt langsam wieder mit der Energie. Dieser Anstieg liegt darin begründet, daß sowohl die Transversalkomponente des elektrischen Feldes als auch der maximale Energieübertrag mit  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  anwachsen ( JAC 75 ). Für noch höhere Energien wird der relativistische Anstieg durch Polarisierung des Mediums begrenzt. In diesem Fall ist der mittlere Energieverlust

\* In der angegebenen Formel sind einige Vereinfachungen eingeführt, die nur gelten, wenn die Masse des stoßenden Teilchens groß gegenüber der Elektronenmasse ist.

nur über die mittlere Elektronendichte, nicht aber über die individuelle Struktur der Atome vom Material abhängig. Der Dichteeffekt führt zu einem Plateauwert, der in Festkörpern etwa 10%, in Gasen bis zu 50% über dem Minimum des Energieverlustes liegt. Der Dichteeffekt ist in Gl. 3.11 nicht berücksichtigt.

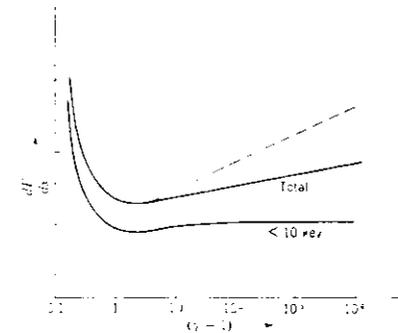


Abb. 13 Mittlerer Energieverlust als Funktion der kinetischen Energie ( gemessen in Einheiten der Teilchenmasse ). Die gestrichelte Kurve gibt den Verlauf nach Gl. 3.11 wieder. Die durchgezogenen Linien schließen den Dichteeffekt ein. Die untere Kurve umfaßt nur Energieüberträge unter 10 keV. ( JAC 75 )

Im Simulationsprogramm wurde auf eine Wiedergabe des relativistischen Anstiegs verzichtet. Es wurde angenommen, daß bei kleinen Energien der Verlust durch Gl. 3.11 beschrieben wird, während er für  $\beta > 0.97$  konstant gleich dem minimalen gesetzt wurde. Die so entstehenden Fehler sind in Gasen größer als in Festkörpern; für eine Impulsanalyse können sie vernachlässigt werden.

Eine größere Unsicherheit liegt in der Bestimmung von I, dem mittleren Ionisationspotential. Diese Größe entspricht einem über alle Bindungsenergien gewichtet gemittelten Energiewert, dessen Größenordnung durch  $I/Z = 10 - 20 \text{ eV}$  festgelegt ist, wobei bei leichteren Atomen größere Werte bevorzugt sind. Für Argon ergibt sich experimentell  $I/Z = 15.8 \text{ eV}$ .

Bei Mischungen von Substanzen addieren sich die einzelnen Komponenten des Verlustes:

$$Gl. 3.12 \quad \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \sum_i \frac{1}{\rho_i} \frac{dE}{dx_i}$$

Die Schwankungen von  $1/\rho_i dE/dx_i$  sind jedoch sehr gering (  $1/\rho dE/dx_{min} = 1 - 2$  MeV für fast alle Substanzen ), so daß aus einem mittleren Wert von  $1/\rho dE/dx_{min}$  in Stoffen mit mehreren Komponenten ein Parameter I als Ionisationspotential für Gl. 3.11 bestimmt werden kann. Auch bei dieser Näherung ist der Fehler im Gesamtverlauf sehr klein. Entscheidend ist für die richtige Simulation die Dichte des Absorbers, die jedoch ausreichend genau bekannt ist. Tabelle 3 gibt die benutzten Werte wieder.

Für höherenergetische Elektronen (  $E = 50$  MeV ) dominiert gegenüber Ionisationsverlusten die Bremsstrahlung. Dabei werden im starken Feld der Kerne Photonen erzeugt, die einen Teil der Energie des Elektrons forttragen. Auch dieser Prozeß kann wie die Vielfachstreuung als Wechselwirkung mit dem abgeschirmten Kernpotential durch die Strahlungslänge  $X_0$  beschrieben werden:

$$Gl. 3.13 \quad \frac{dE}{dx} = - \frac{E}{X_0}$$

Für alle schwereren Teilchen kann die Bremsstrahlung völlig vernachlässigt werden. Im Simulationsprogramm wurde der Effekt des Energieverlustes berücksichtigt, indem nach einer impulsabhängigen Weglänge  $dx$   $p$  gemäß

$$Gl. 3.14 \quad \frac{dp}{dx} = \frac{1}{\beta} \frac{dE}{dx}$$

verändert wurde. Dabei setzte sich für Elektronen der Energieverlust additiv aus Strahlungs- und Ionisationsverlusten zusammen. Paarbildung durch  $\gamma$ -Quanten der Bremsstrahlung wurde nicht betrachtet.

### 3.3. Driftzeitberechnung

Der in den vorangegangenen Abschnitten beschriebene Algorithmus liefert die Bahnkurve eines Teilchens unter Berücksichtigung der Wechselwirkung mit der Materie jeweils in Form der beiden Raumpunkte  $\vec{r}_i$  und  $\vec{r}_{i+1}$  ( Kap. 3.1. ). Es ist sinnvoll, diese Struktur auch auf die Berechnung der Driftdaten anzuwenden.

Zunächst werden die Driftdröhte bestimmt, die von zwischen  $\vec{r}_i$  und  $\vec{r}_{i+1}$  ausgelösten Driftelektronen erreicht werden können. Die einzelnen Drifträume sind durch den Verlauf des elektrischen Feldes definiert ( Kap. 2.3 ), so daß sich diese Bestimmung zu einem rein geometrischen Problem vereinfacht. Daran ändert sich nur wenig, wenn auch der Einfluß des Magnetfeldes berücksichtigt wird ( Kap. 3.4. )

Zur Berechnung der Driftzeiten können für die Driftgeschwindigkeit und den Verlauf des elektrischen Feldes vereinfachende Bedingungen angenommen werden:

- Die Driftgeschwindigkeit ist konstant.
- In der Nähe der Signaldröhte liegt ein radiales Feld vor, außerhalb ein streng homogenes.

Zur Illustration der Verhältnisse zeigen Abb. 14 und Abb. 15 den wahren Feldverlauf und das "Modellfeld", das aus der Verallgemeinerung der obigen Bedingungen auf den ganzen Driftraum resultiert.

Für eine formelmäßige Beschreibung ist in Abb. 15 gleichzeitig ein cartesisches, ebenes Koordinatensystem mit Ursprung an der Position des Signaldrahtes und Y-Achse in Richtung des elektrischen Feldes eingeführt. Für das "Modellfeld" läßt sich der Driftweg eines in einem Punkt P(x,y) auf der Strecke P<sub>1</sub>P<sub>2</sub> ausgelösten Elektrons bestimmen. Dabei seien P<sub>1</sub> und P<sub>2</sub> Punkte des gleichen Driftraumes. Da in diesem Modell die Länge des Driftweges proportional zur Driftzeit ist, läßt diese sich aus:

$$Gl. 3.15 \quad t(x,y) = y \cdot \sqrt{s^2 - x^2} + s$$

berechnen. Dabei bezeichnet s den Abstand von Potential- und Signaldraht, d.h. den Radius des Radialfeldes.

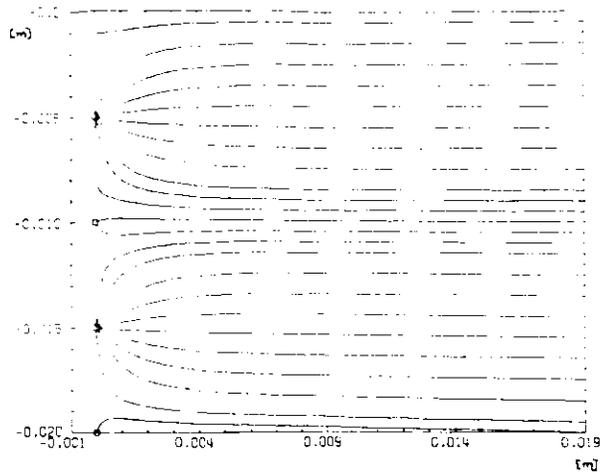


Abb. 14 Feldverlauf in JADE - Kammer ( Ausschnitt ).

Die eingezeichneten Linien entsprechen Feldstärkegrößen, wie sie für ein anderes Gasgemisch berechnet wurden. In  $Ar/CH_4$  sind nur kleinere Spannungen nötig, so daß erreicht werden kann, daß keine Linie an den Potentialdrähten endet. ( Vermeidung toter Zonen ) ( WAG 77 ).

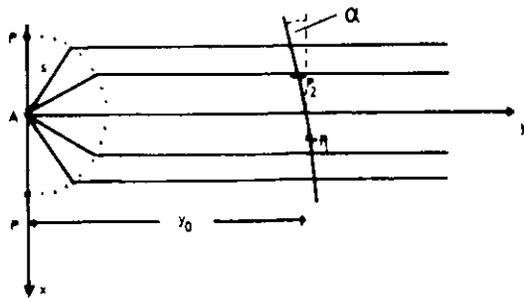


Abb. 15 Modellfeld zur Driftzeitberechnung

Entscheidend für die Driftzeitmessung ist das Eintreffen der ersten Elektronen, also der kleinste aller durch Gl. 3.15 definierten Abstände. Da die Bahn zwischen den Punkten  $P_1$  und  $P_2$  als linear angenommen werden kann ( vgl. Kap. 3.1. ), läßt sich das Minimum analytisch ermitteln:

$$Gl. 3.16 \quad \tau_{min} = y_0 + s \left( 1 - \frac{1}{\cos \alpha} \right)$$

Hier stellt  $y_0$  den Achsenabschnitt und  $\alpha$  den Steigungswinkel der Bahn gegenüber der X - Achse dar ( Abb. 15 ).

Lag der Punkt mit der minimalen Driftzeit nicht zwischen  $P_1$  und  $P_2$ , so wurde in der Simulationsrechnung die Driftzeit zunächst als Abstand des jeweils "näheren" Randpunktes  $P_1$  oder  $P_2$  angenommen. Eine Entscheidung über die Driftzeit eines Raumes konnte in diesen Fällen erst im Zusammenhang mit den auf den angrenzenden Bahnsegmenten erhaltenen Driftzeiten getroffen werden. Lediglich das Minimum der Zeiten wurde zusammen mit der Nummer des Signaldrahtes aufgeschrieben.

Innerhalb des Radialbereiches ergab sich die Driftzeit aus dem euklidischen Abstand der Spur vom Signaldraht. Dies wurde unter anderem wichtig bei großen Winkeln  $\alpha$ .

Die begrenzte Auflösung wurde berücksichtigt, indem nur der ganzzahlige Anteil der bei Division durch die Rechteckauflösung  $y_r$  ( Kap. 2.3.1. ) erhaltenen Kanalnummer festgehalten wurde.

Im Experimentierbetrieb wird die Koordinate längs des Signaldrahtes aus den Amplituden des Ladungssignals an beiden Enden des Drahtes bestimmt. Die daraus entstehende, begrenzte Auflösung wurde in der Simulationsrechnung berücksichtigt, indem anstelle der z - Koordinate des Bahnabschnitts mit minimalem Driftweg der ganzzahlige Anteil der Größe  $z/z_r + 0.5$  zusammen mit den übrigen Driftdaten notiert wurde. Dabei war für  $z_r$

$$z_r = \sqrt{12} \cdot 20 \text{ mm}$$

( also  $c_z = 20 \text{ mm}$  ) angenommen.

### 3.4. Gekippte Spuren, Einfluß des Magnetfeldes

Das im vorigen Abschnitt beschriebene Modell zur Driftzeitberechnung unterscheidet sich insofern von einer einfachen Abstandsberechnung, als zusätzlich die Neigung der Spur ( Winkel  $\alpha$  ) berücksichtigt wird. Die Notwendigkeit zur Einbeziehung des Winkels resultiert nicht zuletzt aus dem Einfluß des Solenoid - Feldes auf den Driftvorgang: Die sich mit konstanter Driftgeschwindigkeit bewegenden Elektronen unterliegen der - bezogen auf das zylindrische Koordinatensystem des Gesamtdetektors - radial wirkenden Lorentzkraft. Diese relativ kleine Kraft kann in linearer Näherung durch eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Driftgeschwindigkeit erfaßt werden. Der Winkel zwischen resultierender Driftgeschwindigkeit und Richtung des elektrischen Feldes errechnet sich aus der Kräftebilanz zu

Gl. 3.17 
$$\tan \varphi = \frac{v \cdot B}{E}$$

Bei kleinen Winkeln ändert sich der Betrag der Geschwindigkeit nicht.

Der Winkel  $\varphi$  ist von der Driftgeschwindigkeit abhängig und kann erst bei bekanntem Gasgemisch angegeben werden. Für die Simulationsrechnung wurde  $\varphi = 10^\circ$  gesetzt.

Der Ablenkung der Driftelektronen im Magnetfeld kann durch um den Winkel  $\varphi$  gegen die Richtung des elektrischen Feldes gekippte, effektive Drifträume Rechnung getragen werden. Abb. 16 zeigt die durch das elektrische Feld festgelegte Aufteilung einer Zelle im Gegensatz zur asymmetrischen, effektiven Driftraumanordnung.

Als Konsequenz dieser Anordnung treten auch für hochenergetische, vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen Neigungswinkel der Spur zwischen  $0^\circ$  und  $17.5^\circ$  gegen die Feldliniennormale auf. Beim Passieren von Zellentrennwänden können abhängig von der Durchstoßrichtung bis zu 18 Drähte eines Ringes Driftinformationen erhalten. Die Richtung wird bei vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen durch das Vorzeichen der Ladung festgelegt. Dementsprechend hinterläßt ein negativ geladenes Teilchen in der Regel mehr Driftdaten im Detektor als ein Positives.

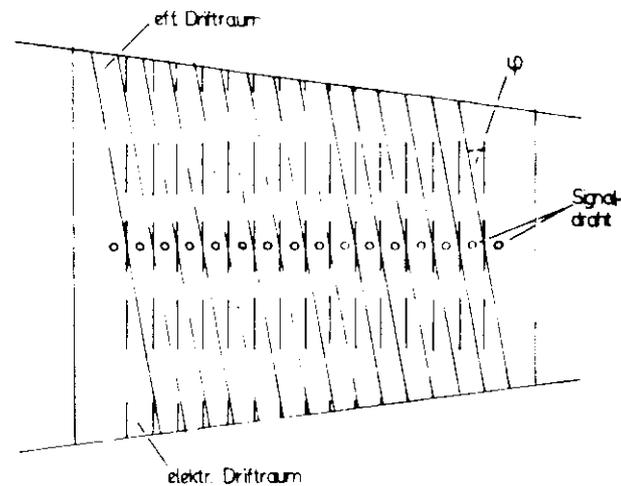


Abb. 16 Elektrische und effektive Feldaufteilung in einer Driftzelle

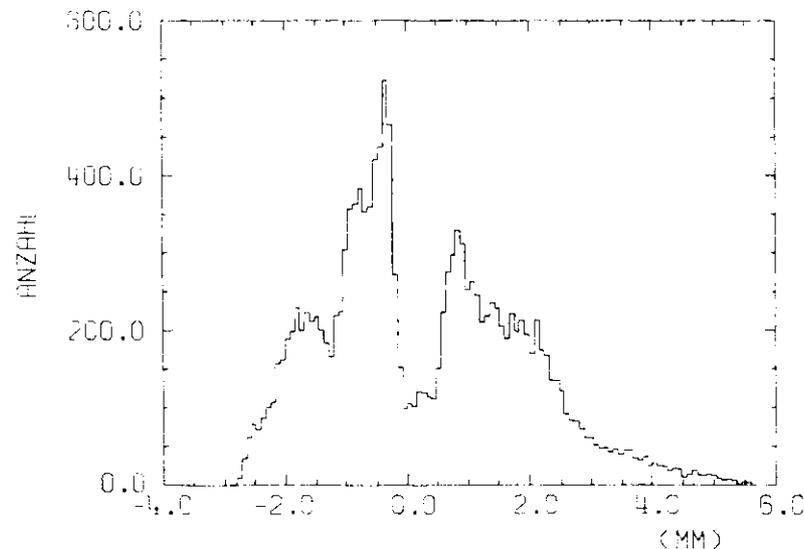


Abb. 17 Nicht - korrigierter Abstand  $\Delta R$  rekonstruierter Punkte zur Flugbahn;  $p = 100$  MeV

Bei den relativ großen Neigungswinkeln muß in einem Modell zur Driftzeitberechnung der Winkel  $\varphi$  berücksichtigt sein. Die tatsächliche Winkelabhängigkeit läßt sich erst durch Messungen am Detektor selbst bestimmen. Andererseits werden die Ideen des Modells sehr gut durch Messungen von Sauli et. al. ( SAU 77 ) bestätigt, die in einem ebenfalls nur auf geometrischen Argumenten basierenden Modell in einer Driftkammer mit geringfügig unterschiedlicher Feldaufteilung gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten erreichen.

Der Einfluß der Neigung wird besonders deutlich, wenn aus der simulierten Driftzeit  $t$  ( ausgedrückt in Längeneinheiten ) der Teilchenort  $\vec{r}_{Di}$  im  $i$ -ten Driftraum rekonstruiert wird:

$$\text{Gl. 3.18} \quad \vec{r}_{Di} = \vec{r}(i\text{-ter Driftraum}) + t \vec{e}_{yi}$$

Dabei bezeichnet  $\vec{e}_{yi}$  einen Einheitsvektor in Richtung des effektiven Driftfeldes. Ein so rekonstruierter Raumpunkt weicht unter Umständen stark von der Flugbahn ab, da die Größe  $t$  nicht auf die Neigung der Spur, die erst im Zusammenhang mit anderen Bahnpunkten bestimmt werden kann, korrigiert ist. Die Abweichung macht sich vor allen Dingen bei niederenergetischen Teilchen bemerkbar.

Abb. 17 gibt die Verteilung des Abstandes  $\Delta R$  der Punkte  $\vec{r}_{Di}$  zur radialen Flugbahn für isotrop vom Wechselwirkungspunkt kommende Pionen mit einem Impuls von 100 MeV wieder. Vielfachstreuung und Energieverlust bleiben dabei unberücksichtigt. Die Verteilung ist um ein Vielfaches breiter als von der Auflösung zu erwarten ist. Die starke

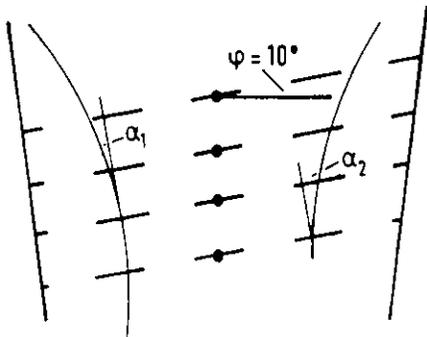


Abb. 18  
Teilchenflugbahnen  
im  
Zellausschnitt

Asymmetrie um  $\Delta R = 0$  ist dadurch zu erklären, daß positive Teilchen längs ihrer Flugbahn fast immer zu großen Winkeln  $\alpha_2$  gegen die effektive Feldliniennormale abgelenkt werden. Fehler, die aus der Nichtberücksichtigung der Neigung in Gl. 3.18 herrühren, sind je nach Seite des Driftraumes und Ladung des Teilchens unterschiedlich groß ( vgl. Verlauf von  $\alpha_1$  für negative und  $\alpha_2$  für positive Teilchen in Abb. 18 ).

Bei der Rekonstruktion von Raumpunkten muß eine größtmögliche Ortsgenauigkeit erreicht werden. Die nach Gl. 3.18 berechneten Raumkoordinaten müssen dementsprechend um den Vektor

$$\text{Gl. 3.19} \quad \Delta \vec{r} = s \begin{pmatrix} 1 \\ \cos \alpha \\ -1 \end{pmatrix} \vec{e}_y$$

vergrößert werden. Dabei kann der Winkel  $\alpha$  erst aus der Spur, d.h. im Zusammenhang mit anderen Raumpunkten bestimmt werden ( Kap. 4.1. ).

### 3.5. Doppelpulsauflösung

Das Monte-Carlo-Programm muß die begrenzte Doppelpulsauflösung der Driftkammern simulieren.

Für je zwei am gleichen Draht registrierte Driftzeiten  $t_1$  und  $t_2$  muß die Bedingung

$$|t_1 - t_2| > 5 \text{ mm}$$

stets erfüllt sein. Andernfalls wurde die kleinere der beiden Zeiten festgehalten.

Diese einfache Methode zur Berücksichtigung der Doppelpulsauflösung beschreibt den Effekt der Größenordnung nach richtig. Im Meßbetrieb wird die Totzeit eines Signaldrahtes durch die räumliche Ausdehnung der registrierten Ladungswolke festgelegt. Letztere wird vor allen Dingen auch durch die Neigung der Spur in der  $r - \phi$ - bzw.  $r - z$ -Ebene modifiziert.

### 3.6 Drahtpositionen

Zwei weitere Effekte, die beide die Drahtpositionen betreffen, sind im Monte - Carlo - Programm berücksichtigt worden.

Die Signaldrähte sind abwechselnd um 150  $\mu\text{m}$  gegenüber der radialen Richtung lateral versetzt ( Abb. 8 ). Dies hat keinen Einfluß auf die nachfolgende Analyse, wohl aber auf gleichzeitig in der Entwicklung befindliche Programme zur Spurerkennung.

Die Signaldrähte unterliegen der Schwerkraft, so daß in der Mitte der Drähte mit einem Durchhang von 70  $\mu\text{m}$  zu rechnen ist. Für die Simulation wurde dieser Effekt in parabolischer Näherung beschrieben. Elektrostatistische Kräfte zwischen den Drähten in gleicher Größenordnung wurden nicht miteinbezogen.

### 3.7. Beispiele

Zum Abschluß der Programmbeschreibung sei dessen Arbeitsweise in zwei Beispielen verdeutlicht.

Abb. 19 a) zeigt ein Myon - Ereignis bei einer Strahlenergie von 15 GeV. Eingezeichnet sind die nach Gl. 3.18 berechneten Koordinaten in der  $r - \phi$  - Ebene.

Der Einfluß von Vielfachstreuung und Energieverlust wird in Abb. 19 b) für ein im Strahlrohr erzeugtes Elektron mit einem Radialimpuls von 42 MeV erkennbar. Das Bild stellt insofern einen besonderen Fall dar, als das Elektron beim "Umkehren" in der zweiten Rohacellschicht so viel Energie verliert, daß es nicht in das Strahlrohr zurückkehrt ( wo es absorbiert würde ). Nur in einigen, wenigen Impulsintervallen läßt sich deshalb das "Aufspiralen" der Elektronen beobachten.

Abb. 19a  
 $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$   
bei 15 GeV  
Strahl -  
energie

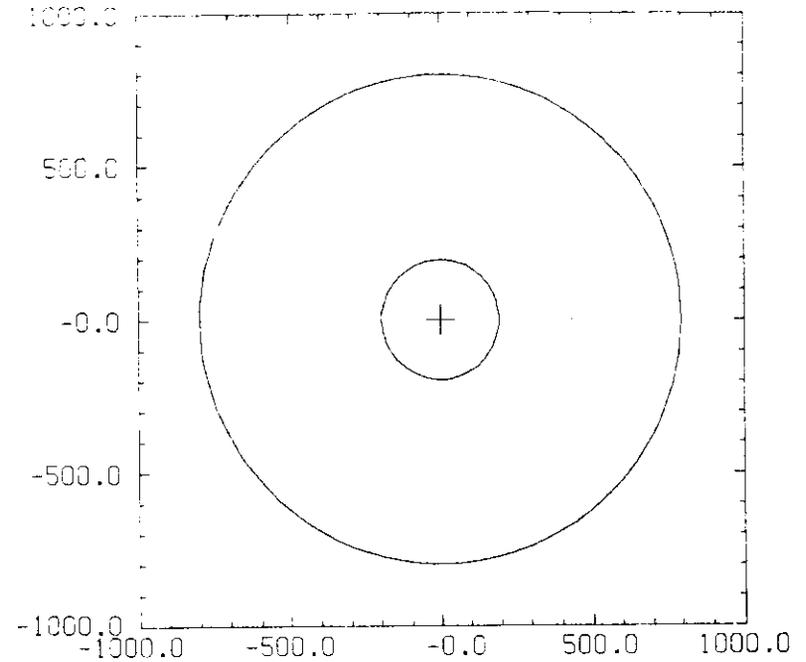
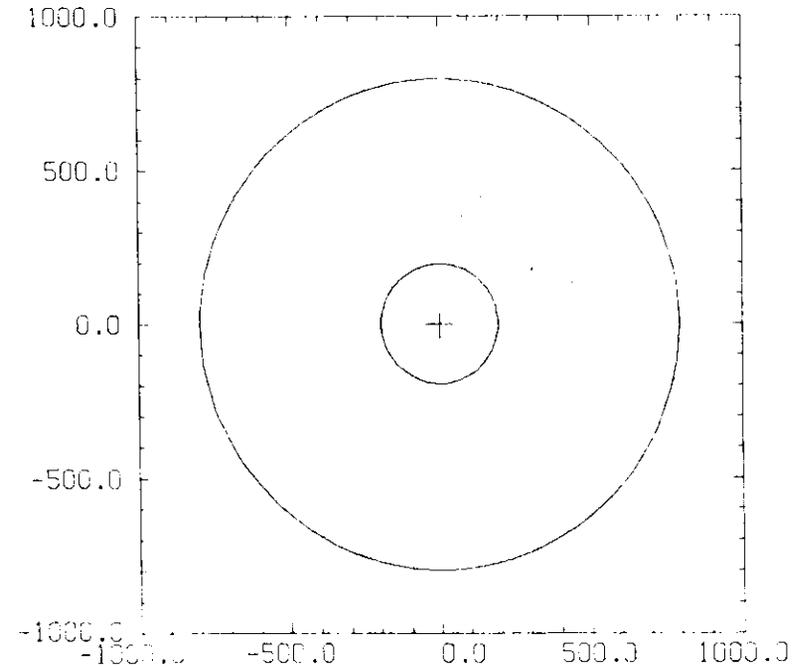


Abb. 19b  
Spur eines  
Elektrons mit  
42 MeV Impuls



#### 4. Analyse der Driftdaten

Mit Hilfe des im Kapitel 3 beschriebenen Monte - Carlo - Programms ist es möglich, die von geladenen Teilchen im JADE - Innendetektor hinterlassene Information, d.h. die Driftdaten, zu simulieren. Diese geben die geometrischen und physikalischen Eigenschaften der Apparatur wieder. Aus der Analyse der Daten erhält man Auskunft über wichtige Detektorgrößen, wie z.B. die Impulsauflösung.

Im Experimentierbetrieb muß zu einem registrierten Ereignis aus der im allgemeinen großen Anzahl von Driftzeiten zunächst die Anzahl der geladenen Spuren ermittelt werden und die Zuordnung der Driftzeiten zu den Spuren erfolgen. Im Verlauf dieser Spurerkennung muß insbesondere auch die "Rechts - Links - Zweideutigkeit" gelöst werden ( Kap. 2.3.4. ). Dies erfordert komplizierte Such - und Anpassungs - algorithmen.

Für den Rest dieser Arbeit wird der Einfachheit halber jedoch angenommen, daß die Zuordnung der Raumpunkte zu den Driftdaten schon eindeutig gelöst ist. ( Bei simulierten Daten ist die richtige Bahnkurve bekannt. ) Aus der Gesamtheit der Punkte lassen sich die Spurparameter und damit der Impuls des Teilchens in einer Anpassungsrechnung bestimmen.

In den folgenden Kapiteln wird kurz die Methode der Anpassungsrechnung erläutert und anschließend auf die Impulsauflösung eingegangen.

#### 4.1. Anpassungsrechnung

Das Ziel der Anpassungsrechnung besteht darin, zu den n gemessenen ( hier: simulierten ) Driftzahlentupeln

- $N_{wi}$  = Drahtnummer des i - ten Punktes
- $A_i^l$  = linke Amplitude des i - ten Punktes
- $A_i^r$  = rechte Amplitude des i - ten Punktes
- $t_i$  = Driftzeit für diesen Punkt
- $s_i$  = Vorzeichen der Azimutalwinkeldifferenz von Bahnpunkt i und Draht  $N_{wi}$ .

Spurparameter zu bestimmen, die die Flugbahn des Teilchens möglichst gut wiedergeben. Die ersten vier Größen werden im Experiment direkt gemessen, während  $s_i$  die "Rechts - Links - Zweideutigkeit" auflöst und dementsprechend erst durch die Spurerkennung festgelegt wird. Analog zu Gl. 3.18 können diese Größen in Raumpunkte  $P_i$  transformiert werden:

$$Gl. 4.1 \quad \vec{r}_i = \vec{r}( N_{wi}, A_i^r, A_i^l ) + t_i \vec{e}_{yi}(s_i)$$

Der erste Term legt die Drahtkoordinaten einschließlich des z - Abschnitts fest, während im zweiten die Driftzeit in Richtung  $\vec{e}_{yi}$  des effektiven elektrischen Feldes abgetragen wird ( Kap. 2.3.1. ).

Die Koordinaten der Punkte  $P_i$  lassen sich in Zylinderkoordinaten angeben:

$$P_i : ( r_i, \varphi_i, z_i )$$

Zumindest näherungsweise müssen diese Punkte auf einer Spiralbahn liegen. Sinnvoller ist es jedoch, zwei Projektionen der Bahnkurve getrennt zu untersuchen:

- Die  $r - \phi$  - Ebene, in der die Bahnkurve einer Kreisbahn nahe kommt.
- Die  $r - z$  - Ebene, in der die Spur durch eine Gerade angenähert werden kann.

Diese Aufteilung ist wegen der unterschiedlichen Auflösungen und der sehr verschiedenen Anpassungsfunktionen in beiden Projektionen sinnvoll.

In der  $r - \phi$  - Ebene müssen die Zahlenpaare  $(r_i, \phi_i)$  näherungsweise die Kreisgleichung erfüllen.

$$\text{Gl. 4.2} \quad \kappa r^2 - 2r (r_{\min} + l) \cos(\phi - \psi_m) c + r_{\min} (r_{\min} \kappa + 2) = 0$$

Dabei bezeichnet  $c$  das Vorzeichen der Ladung,  $r_{\min}$  legt den kürzesten Abstand der Kreisbahn zum Ursprung fest, während  $\psi_m$  den Mittelpunktswinkel beschreibt. ( $r_{\min} < 0$ , falls der Ursprung innerhalb des Kreises liegt). Die Krümmung des Kreises ist  $\kappa$ , der Radius also  $1/\kappa$  (Abb. 20).



Abb. 20 Geometrische Größen für Anpassungsrechnung

Die Parameter  $r_{\min}, \psi_m, \kappa$  legen die Kreisbahn eindeutig fest. Sie können aus den  $n$  Zahlenpaaren  $(r_i, \phi_i)$  in einer iterativen Anpassungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate optimiert werden (EAD 71). Das Verfahren ist für diesen Fall im Anhang näher erläutert.

Die Wahl des Parameters  $\kappa$  anstelle des Radius selbst ist deshalb sinnvoll, weil die Bahnkurve über einen großen Impulsbereich mit konstantem Krümmungsfehler  $\Delta \kappa$  vermessen werden kann (Kap. 4.2.). Die  $\kappa$  - Werte sind annähernd normalverteilt. Der Radius wird damit wegen  $\Delta r = \Delta \kappa / \kappa^2$  zu einer sehr unsymmetrisch verteilten Größe, die insbesondere bei großen Impulsen für eine Anpassungsrechnung nicht geeignet ist (BLO 77).

Die Projektion der Teilchenbahn in die  $r - z$  - Ebene kann wegen der sehr viel schlechteren Auflösung als linear angenommen werden. Lediglich Spuren mit sehr großer Krümmung ( $p < 60$  MeV,  $1/\kappa < 40$  cm) geben meßbare Abweichungen vom geradlinigen Verlauf. Diese lassen wegen des großen Energieverlustes aber auch in der  $r - \phi$  - Ebene nur schlecht rekonstruieren.

Der Verlauf läßt sich parametrisieren durch

$$\text{Gl. 4.3} \quad z = \frac{dz}{dr} (r - r_{\min}) + Z_0$$

Anpassungsparameter sind in diesem Fall  $dz/dr$  und  $Z_0$ , wobei  $dz/dr$  die Steigung der Bahnkurve in der  $r - z$  - Ebene beschreibt, während  $Z_0$  die  $Z$  - Koordinate des achsnächsten Bahnpunktes festlegt (Abb. 21). Die Anpassungsparameter werden ebenfalls nach der Methode der kleinsten Quadrate optimiert.

Startwerte für beide Anpassungsrechnungen lassen sich aus drei möglichst weit auseinanderliegenden Punkten bestimmen.

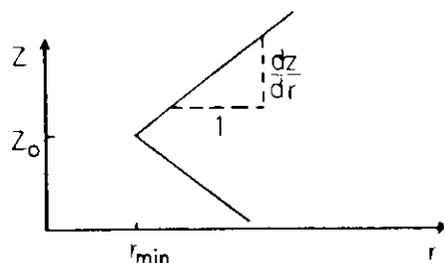


Abb. 21 Bahn eines kosmischen Teilchens in der r - z - Ebene

Die grundsätzliche Methode zur Anpassungsrechnung ist damit erläutert. In der tatsächlichen Rechnung müssen jedoch einige Modifikationen angebracht werden, die hier kurz aufgezählt seien:

Gl. 4.1 legt nur die "Rohkoordinaten" der Punkte fest. Die im Sinne einer Anpassungsrechnung besten Koordinaten ergeben sich erst, wenn auch die Neigung der Spuren ( Kap. 3.4., Gl. 3.19 ) berücksichtigt wird. Dazu ist jedoch die Kenntnis des ungefähren Bahnverlaufs notwendig. In dieser Analyse wurden Informationen darüber aus den Startwerten der Anpassungsparameter gewonnen, so daß eine Koordinatenkorrektur vor dem eigentlichen Beginn der Rechnung möglich war.

In einer Modifikation wurde versucht dem Energieverlust der Teilchen Rechnung zu tragen. In Anlehnung an ein Anpassungsprogramm, das beim Detektor PLUTO Verwendung findet, wurde dabei die wachsende Krümmung der Spuren berücksichtigt, indem die Bahn aus einzelnen Kreissegmenten mit entsprechend dem Energieverlust veränderten Radien aufgebaut wurde ( FRA 77 ). Eine solche Methode ist sicherlich sinnvoll bei langsamen Teilchen ( z.B. 300 MeV Protonen ), die durch eine einfache Kreisgleichung nicht beschrieben werden können. Sie wird aber schwerfällig und ungenau für hochenergetische Teilchen.

Um einer einheitlichen Analyse willen wurde in beiden Fällen jedoch die gleiche, komplizierte Methode angewandt.

#### 4.2. Impulsauflösung

Mit Hilfe des im vorigen Abschnitt beschriebenen Anpassungsverfahrens kann über die Spurparameter der zu den Driftdaten gehörende Impuls eines Teilchens bestimmt werden. Bei einer statistisch ausreichenden Anzahl von Spuren lassen sich somit Aussagen über das Impulsauflösungsvermögen des Innendetektors machen.

Die Impulsauflösung ist abhängig von der Größe des Impulses und vom Bahnwinkel  $\theta$  gegen die Strahlachse. ( Nur im Wechselwirkungspunkt beginnende Spuren wurden simuliert. ) Unter verschiedenen Winkeln gegen die Strahlachse emittierte Teilchen verlieren unterschiedlich viel Energie. Zur Definition eines einheitlichen Sollimpulses während der Simulation gelangten deshalb alle Teilchen zunächst ohne Wechselwirkung mit Materie in den Detektor und erst im Detektor wurden Energieverlust und Vielfachstreuung wieder "eingeschaltet". Der Vorteil des Verfahrens besteht darin, daß bei definiertem Sollimpuls auch die Geometrie der Spuren richtig erfaßt ist.

Als Probeteilchen wurde das positive Pion ausgewählt und bei Sollimpulsen von 1, 2, 8 und 15 GeV vom Wechselwirkungspunkt bei drei Polarwinkeln (  $23.5^\circ$ ,  $35^\circ$  und  $90^\circ$  ) isotrop im Azimutalwinkel  $\phi$  emittiert. Unter  $23.5^\circ$  werden in radialer Richtung etwa 26 Drähte vom Teilchen "gesehen", bevor es den Detektor in z - Richtung verläßt;  $35^\circ$  entspricht etwa dem Grenzwinkel, unter dem das Teilchen gerade noch radial aus dem Detektor austritt, während unter  $90^\circ$  reine Radialimpulse auftreten ( Abb. 22 ).

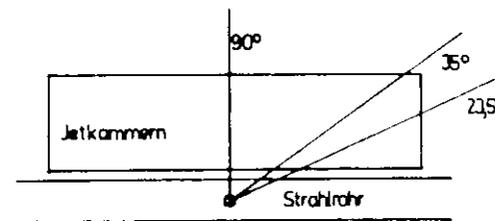


Abb. 22 Spuren unter verschiedenen Winkeln gegen die Strahlachse

Mit Hilfe des im Kapitel 3 beschriebenen Monte - Carlo - Programms wurden zu jeder Impuls - Winkel - Kombination die Driftdaten für etwa 400 Spuren berechnet und anschließend in der Anpassungsrechnung ( Kap. 4.1. ) die Spurparameter bestimmt.

Der Radialimpuls  $p_r$  ergibt sich aus den Spurparametern nach

$$\text{Gl. 4.4} \quad p_r = 0.3 \cdot 10^{-4} \left( \frac{\text{GeV} \cdot \text{mm}}{\text{kg}} \right) \frac{B}{r}$$

und der Gesamtimpuls nach

$$\text{Gl. 4.5} \quad p = p_r \sqrt{1 + \left( \frac{dz}{dr} \right)^2}$$

Die so berechneten Impulse wurden in ein Histogramm eingetragen und aus der Breite der Verteilung um den Sollwert die Auflösung ermittelt. Abb. 24 zeigt exemplarisch die resultierende Verteilung für  $p = 1 \text{ GeV}$  und  $\theta = 90^\circ$ . Die relative Standardabweichung ist in Abb. 25 für die verschiedenen Impulse unter den drei Winkeln zusammengestellt.

Für rein radiale Impulse wird die Impulsauflösung festgelegt durch die Genauigkeit  $\Delta s$ , mit der die Sagitta  $s$  eines Kreisbogens mit Sehnenlänge  $L$  gemessen werden kann ( Abb. 23 ).



Abb. 23 Erläuterung zur Sagittaformel

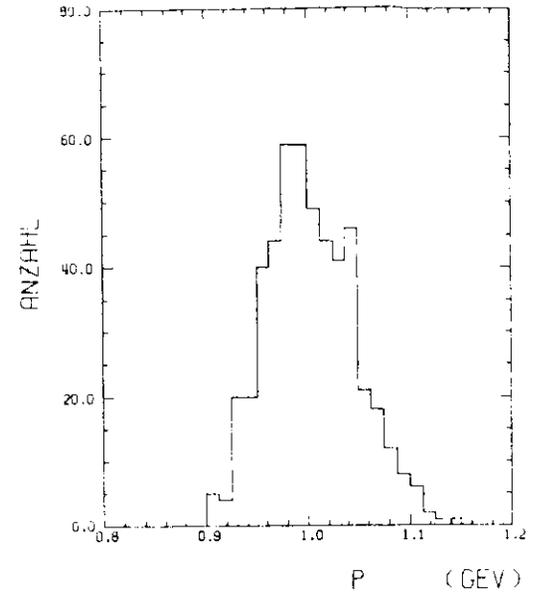


Abb. 24 Impulsverteilung bei Pionen mit  $p = 1 \text{ GeV}$ ,  $\theta = 90^\circ$

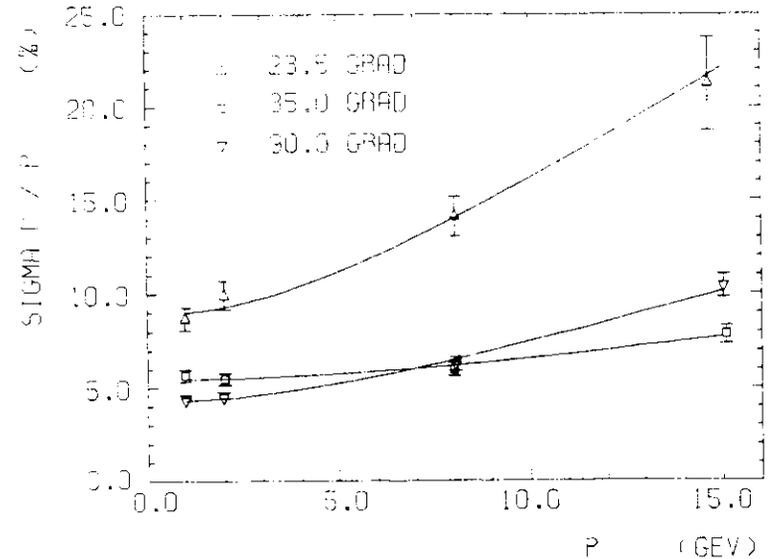


Abb. 25 Impulsauflösung für verschiedene Winkel

Bei genügend großen Impulsen ist der Fehler bei der Bestimmung des Radius festgelegt durch die Sagittaformel:

$$\text{Gl. 4.6} \quad r = \frac{L^2}{8s} \quad \Rightarrow \quad \Delta r = 2 \left( \frac{2r}{L} \right)^2 \Delta s$$

Der Impuls ist im homogenen Magnetfeld proportional zum Radius, so daß sich eine geometrische Impulsauflösung der Form

$$\text{Gl. 4.7} \quad \frac{\Delta p}{p} = A p$$

erwarten läßt.

Diese Beziehung wird modifiziert, wenn zusätzliche Impulskomponenten in Richtung des Magnetfeldes auftreten. Nach Gl. 4.5 ist der relative Impulsfehler der z - Komponente unabhängig von der Größe des Impulses. Gl. 4.7 muß demnach erweitert werden. Gleichzeitig kann jedoch der Beitrag der Vielfachstreuung zur Auflösung berücksichtigt werden, der etwa die gleiche Impulsabhängigkeit zeigt. Die Vielfachstreuung schafft eine zusätzliche Unsicherheit bei der Bestimmung der Sagitta. Der resultierende, relative Impulsfehler ist nach Gl. 3.10 und Gl. 4.4 proportional zu  $1/\beta_{\pi}$ . Im untersuchten Impulsbereich gilt  $\beta_{\pi} \approx 1$ , so daß dieser Beitrag zum relativen Fehler konstant ist. Insgesamt ergibt sich eine Impulsauflösung der Form:

$$\text{Gl. 4.8} \quad \left( \frac{\Delta p}{p} \right)^2 = (A p)^2 + B^2$$

Der Term B wird fast ausschließlich durch die Vielfachstreuung festgelegt.

Abb. 25 zeigt, daß alle Daten gut durch eine Abhängigkeit wie in Gl. 4.8 beschrieben werden. Die Parameter der verschiedenen Kurven wurden in einer Anpassungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt. Sie sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Tabelle 4: Impulsauflösung

$\theta$ (°)	A (%/GeV)	B (%)	$A_{GL}$ (%/GeV)
90	$0.61 \pm 0.04$	$4.3 \pm 0.2$	0.5
35	$0.36 \pm 0.05$	$5.5 \pm 0.2$	0.3
23.5	$1.35 \pm 0.13$	$8.9 \pm 0.5$	0.9

Der Anteil B der Vielfachstreuung liegt für die Daten unter  $35^\circ$  in guter Übereinstimmung mit der größeren Weglänge bei um etwa 30% höheren Werten als unter  $90^\circ$ . Unter  $35^\circ$  wächst jedoch die Radialkomponente des Impulses bei zunehmendem Gesamtimpuls langsamer als unter  $90^\circ$ , so daß schließlich bei hohen Impulsen die Verhältnisse umgekehrt werden. Die Auflösung ist bei  $p = 7$  GeV für beide Winkel, d.h. für fast den gesamten Raumwinkel gleich 6%. Die Impulsmeßgenauigkeit für  $\theta = 23.5^\circ$  ist erwartungsgemäß sehr viel weniger gut als unter größeren Winkeln: Zum einen aus statistischen Gründen, da die Anzahl der Meßpunkte abnimmt, und zum anderen, weil sich bei verkürzter projizierter Weglänge L aus Gl. 4.6 deutlich größere Unsicherheiten in der Festlegung des Bahnradius ergeben. Einen entscheidenden Einfluß auf die Meßgenauigkeit gewinnt in diesem Fall die Bestimmung der Spurstiegung in der r - z - Ebene, wie sich in einem deutlichen Anstieg des impulsunabhängigen Parameters B ausdrückt.

Eine theoretische Analyse der geometrischen Meßgenauigkeit wird von Gluckstern ( GLU 63, PEP 75 ) angegeben. Er berechnet Fehler für die Bestimmung von Richtung und Krümmung einer Teilchenspur bei N vorgegebenen, äquidistanten Meßpunkten mit bekannter Ortsauflösung aus einer Anpassungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate. Unter Anwendung seiner Formeln ergeben sich bei einer mittleren Ortsauflösung  $\epsilon = 0.22/\sqrt{12}$  mm ( Tabelle 2 ) in der r -  $\phi$  - Ebene unter Berücksichtigung der verschiedenen projizierten Weglängen L die in Tabelle unter  $A_{GL}$  aufgeführten Werte für den impulsproportionalen Anteil der relativen Auflösung.

Gluckstern - Formel:

$$\frac{\Delta p_r}{p_r} = 3.3 \cdot 10^3 \left( \frac{\text{GeV cm}}{\text{kG}} \right) p_r \frac{\epsilon}{L^2} \sqrt{A_N} B$$

$$A_N = \frac{720}{N+5}$$

B = Magnetfeld

$p_r$  = Radialimpuls (  $p_r = p \cdot \sin\theta$  )

Die Werte  $A_{GL}$  stimmen in der Größenordnung mit den in der Monte Carlo - Rechnung "gemessenen" Koeffizienten A überein; sie sind jedoch systematisch kleiner. Als Erklärung lassen sich vor allen Dingen zwei Gründe aufführen:

- Die Gluckstern - Formeln beziehen sich auf äquidistante Meßpunkte mit konstanter Meßgenauigkeit. Tatsächlich sind im JADE - Detektor die Signaldrähte jedoch zu Gruppen von jeweils 16 zusammengefaßt, wobei die Auflösung für die mittlere Gruppe ( 2. Ring ) deutlich schlechter ist als in den beiden anderen ( Tabelle 2 ). Damit kann trotz guter Festlegung von Anfangs - und Endpunkt einer Trajektorie die Sagitta nur weniger genau bestimmt werden. Dieser besondere Effekt wird durch das arithmetische Mittel der Einzelaufösungen nicht erfaßt. Die Auflösung wird überschätzt.

- Eine andere Ursache liegt in der Analyse selbst begründet. Für alle Impulse wurde das gleiche, mit Betonung auf Rekonstruktion niederenergetischer Teilchen geschriebene Programm verwendet. Dementsprechend wurde auch bei Pionen mit 15 GeV Impuls versucht, den verschwindenden Energieverlust zu berücksichtigen. Ohne Verlust an Rechengenauigkeit hätte in diesen Fällen die Bahnkurve jedoch besser durch eine Parabel ersetzt werden können. Gerade diese wird von Gluckstern zur Herleitung seiner Formeln benutzt.

#### 4.3 Mittlere Impulsauflösung

Als Ergebnis des letzten Abschnitts zeigt sich, daß für Polarwinkel  $\epsilon > 35^\circ$ , d.h. für mehr als 80% des gesamten Raumwinkels, die Impulsauflösung nur sehr schwach von  $\theta$  abhängt. Es ist deshalb sinnvoll, nach der mittleren Impulsauflösung zu fragen. Informationen darüber lassen sich nach dem gleichen Verfahren wie in Abschnitt 4.2. für die Einzelauflösung gewinnen, wenn für das Probesteilchen ( wieder  $\sim$  um  $\pi^+$  ) zusätzlich der Winkel  $\theta$  gegen die Strahlachse im Sinne einer Gleichverteilung über den gesamten Raumwinkel zufällig variiert wird.

Diese Rechnungen wurden für den Impulsbereich von 0.1 bis 15 GeV durchgeführt und die resultierende, mittlere, quadratische Abweichung durch Vergleich mit einer Gaußverteilung für jeden Sollwert bestimmt. Vereinzelt große Abweichungen, wie sie von Teilchen unter sehr kleinen Winkeln  $\theta$  herrühren wurden dadurch nicht berücksichtigt. Abb. 26 stellt die relativen Abweichungen  $\sigma_p/p$  über dem ganzen Impulsbereich dar.

Erwartungsgemäß liegen die Werte der mittleren Auflösung zwischen den Daten bei 90° und 35°, wobei wegen des größeren Raumwinkels die unter 90° bestimmten Werte eher die Gesamtmeßgenauigkeit wiedergeben. Dies spiegelt sich auch in der Parametrisierung der Punkte wieder:

$$\text{Gl. 4.9} \quad \left(\frac{\sigma_p}{p}\right)^2 = ((0.0056 \pm 0.0002)p)^2 + ((0.0495 \pm 0.0005)/\beta_T)^2$$

Für diese Daten muß jetzt wegen der auch kleinen Impulse die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Vielfachstreuung im vorher impuls-unabhängigen Term berücksichtigt werden ( $\beta_T(p=0.1\text{GeV}) = 0.58$ ).

In Abb. 26 sind gleichzeitig die Daten eingetragen, die sich ergeben, wenn das Pion ohne Wechselwirkung mit der Materie, d.h. ohne Energieverlust und Vielfachstreuung, den Detektor durchquert. Die Punkte stellen dementsprechend die mittlere, nur durch die Ortsauflösung bestimmte Impulsmeßgenauigkeit dar.

Hierfür ergibt sich die Parametrisierung:

$$\text{Gl. 4.10} \quad \left(\frac{\sigma_p}{p}\right)^2 = ((0.0056 \pm 0.0002)p)^2 + (0.0074 \pm 0.0002)^2$$

Erwartungsgemäß stimmen die impulsproportionalen Terme in Gl 4.9 und Gl. 4.10 überein.

Die weniger gute Meßgenauigkeit in der z - Koordinate äußert sich in einem relativ großen, impulsunabhängigen Anteil in Gl. 4.10. Dieser Term wird jedoch im allgemeinen von der Vielfachstreuung dominiert (vgl. Gl. 4.9).

Abschließend sei erwähnt, daß die an sich schon gute Impulsauflösung, wie sie in Gl. 4.9 zusammengefaßt ist, sicherlich deutlich verbessert werden kann, wenn zusätzlich die Lage des Wechselwirkungspunktes mit in die Rechnung einbezogen wird. Bei Reaktionen wie  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  kann wegen der einfachen Topologie der Impuls der Myonen sehr viel genauer angegeben werden als für Einzelspuren. Für diese Fälle gibt eine einfache Abschätzung mit Gl. 4.6 eine Verbesserung um einen Faktor 4.

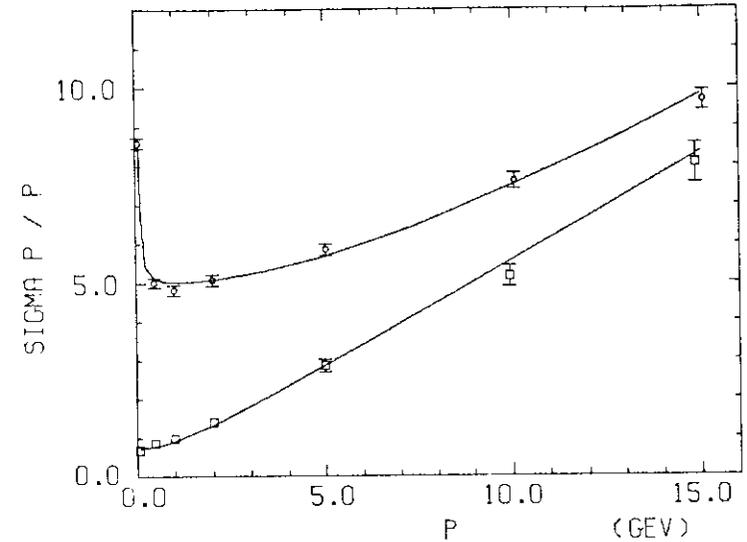


Abb. 26 Mittlere Impulsauflösung

- = mit Materie
- = ohne Materie

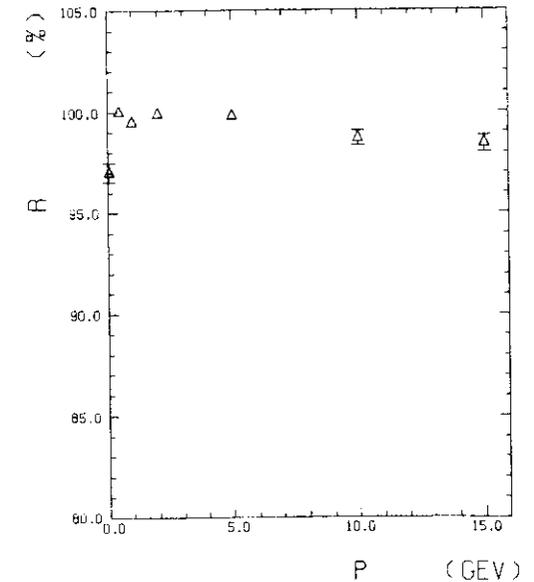


Abb. 27 Rekonstruktions-wahrscheinlichkeit R für Spuren mit mehr als zwei Meßpunkten.

Bei Rekonstruktion isotrop verteilter Spuren treten gleichzeitig die Grenzen des in Abschnitt 4.1. beschriebenen Anpassungsalgorithmus zutage: Haben nur wenige Signaldrähte angesprochen, dann konvergiert die iterative Berechnung der Spurparameter in einigen Fällen nicht.

Dieser nachteilige Effekt tritt insbesondere bei Teilchen kleiner Geschwindigkeit ( $p = 100 \text{ MeV}$ ) auf, wo aufgrund des Energieverlustes und der Vielfachstreuung nur eine Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von 97% erreicht werden kann. Für höhere Impulse ist die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit fast 100%. Lediglich bei sehr hohen Impulsen nimmt die Wahrscheinlichkeit wegen einer möglichen Falschidentifikation des Ladungsvorzeichens wieder auf 98.4% ab (Abb. 27).

Unter Rekonstruktionswahrscheinlichkeit ist stets das Verhältnis erfolgreich rekonstruierter Spuren zu Spuren mit mindestens drei angesprochenen Drähten im Detektor gemeint. Da der Detektor jedoch nicht den vollen Raumwinkel überdeckt, hinterlassen stets 1.9% isotrop emittierter Teilchen überhaupt keine Information im Detektor.

5. Zerfälle von  $K_0^S$  und  $\Lambda$

Obwohl neutrale Teilchen im allgemeinen keine Information im Innendetektor hinterlassen, können sie häufig über die Spuren ihrer geladenen Zerfallsprodukte identifiziert werden. Wichtig in diesem Zusammenhang sind  $K_0^S$  - Meson und  $\Lambda$  - Hyperon, die zumindest bei kleinen Impulsen mit großer Wahrscheinlichkeit im Detektor zerfallen.

Sie zerfallen unter schwacher Wechselwirkung gemäß

$$K_0^S \longrightarrow \begin{matrix} - + - & 68.7\% \\ \Lambda^0 \pi^0 & 31.3\% \end{matrix}$$

bzw.

$$\Lambda \longrightarrow \begin{matrix} p \pi^- & 64.2\% \\ n \pi^0 & 35.8\% \end{matrix}$$

Aufgrund der  $\Delta I = 1/2$  - Regel für die Änderung der Isospinzahl in nicht-leptonischen, schwachen Reaktionen sind die geladenen Kanäle um einen Faktor 2 bevorzugt (PER 72).

Im Monte - Carlo - Programm können diese Zerfälle in einfacher Weise simuliert werden, wenn anstelle einer einzigen Spur die Spuren der geladenen Zerfallsprodukte berechnet werden. Aus den Driftzeiten der Konstituenten läßt sich auf das neutrale Teilchen schließen.

Im folgenden Abschnitt werden Massen - und Impulsauflösung der beiden V - Teilchen im Innendetektor betrachtet. Die Daten werden auch im Hinblick auf die Trennung von  $K_0^S$  und  $\Lambda$  untersucht.

5.1. Zerfallskinetik

Im Zerfall  $A \longrightarrow B + C$  erhalten die Zerfallsteilchen im Ruhesystem von Teilchen A einen entgegengesetzt gerichteten, gleich großen Impuls  $\vec{p}^*$ :

$$Gl. 5.1 \quad \vec{p}^* = \frac{((m_A^2 - m_B^2 - m_C^2)^2 - (2m_B m_C)^2)^{1/2}}{2m_A}$$

Werte für die Massen und die Schwerpunktsimpulse sind für  $K_0^S$ - und  $\Lambda$ - Zerfall in Tabelle 5 aufgeführt.

Tabelle 5: Zerfallsparameter

Zerfall	$m_A$ (GeV)	$m_B$ (GeV)	$m_C$ (GeV)	$p^*$ (GeV)	$\tau$ (nm)	$s_T$ für $p=1$ GeV (nm)
$K_0^S \rightarrow \tau^+ \tau^-$	0.4977	0.1396	0.1396	0.206	26.8	53.8
$\Lambda \rightarrow p \pi^-$	1.1136 <sup>†</sup>	0.9383	0.1396	0.097	77.3	69.4

Die Richtungsverteilung der Schwerpunktsimpulse wird durch die Spin- und Drehimpulseigenschaften der beteiligten Teilchen festgelegt. Für den paritätsverletzenden  $\Lambda$ - Zerfall zeigt sich eine Asymmetrie in der Winkelverteilung durch Überlagerung zweier Wellenzustände unterschiedlicher Parität (PER 72).

Vereinfachend wurde im Monte - Carlo - Programm für  $K_0^S$  und  $\Lambda$  Isotropie der Zerfallsimpulse im Schwerpunktsystem angenommen.

<sup>†</sup> Dieser Wert wurde irrtümlicherweise anstelle des in ROS 76 angegebenen Wertes  $m_\Lambda = 1.1156$  GeV benutzt.

Für die Simulation von Driftzeiten müssen die Schwerpunktsimpulse in das Laborsystem transformiert werden:

$$Gl. 5.2 \quad p_{\parallel} = \gamma (p_{\parallel}^* + \beta E^*)$$

$$Gl. 5.3 \quad \vec{p}_{\perp} = \vec{p}_{\perp}^*$$

Dabei bezeichnen  $p_{\parallel}^*$ ,  $\vec{p}_{\perp}^*$  und  $p_{\parallel}$ ,  $\vec{p}_{\perp}$  die longitudinalen bzw. transversalen Impulskomponenten eines Zerfallsteilchens gegen die Flugrichtung von A in Schwerpunkts- und Laborsystem.  $\beta$  gibt die Geschwindigkeit von A an ( $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ), während  $E^*$  die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem erfährt:

$$Gl. 5.4 \quad E_{B,C}^{*2} = m_{B,C}^2 + \vec{p}_{B,C}^{*2}$$

Aufgrund seiner großen Masse übernimmt das Proton den größten Impulsanteil im  $\Lambda$ - Zerfall. ( Rückwärtige Protonenemission ist nur bei  $\Lambda$ - Impulsen unter 100 MeV möglich ). Äußerlich weist ein  $\Lambda$ - Ereignis in einem magnetischen Detektor eine relativ gerade Spur neben einer stärker gekrümmten Trajektorie auf. Im Unterschied dazu sind die Pion - Impulse des  $K_0^S$  etwa gleich groß ( Abb. 28 ).

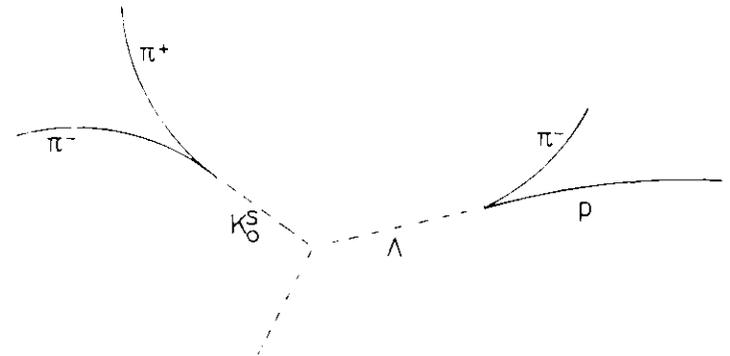


Abb. 28 Typische Zerfälle von  $\Lambda$  und  $K_0^S$

Der Zerfallsort eines Teilchens hängt von der Lebensdauer  $t$  in seinem Ruhesystem ab. Bei gegebener Geschwindigkeit  $\beta$  legt das Teilchen in dieser Zeit den Weg  $s$

$$\begin{aligned}
 \text{Gl. 5.5} \quad s &= \beta (1 - \beta^2)^{-1/2} t \\
 &= \frac{p}{m_A} t
 \end{aligned}$$

Im Laborsystem zurück.

Aufgrund der statistischen Natur des Zerfallsprozesses läßt sich für die Lebensdauer  $t$  nur eine Wahrscheinlichkeitsaussage  $P(t)$  machen, die durch ein exponentielles Zerfallsgesetz festgelegt ist:

$$\text{Gl. 5.6} \quad P(t)dt = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} dt$$

Werte für die mittlere Lebensdauer  $\tau$  sowie für die mittlere Weglänge  $s_\tau$  bei einem Impuls von 1 GeV sind für  $K^0_S$  und  $\Lambda$  in Tabelle 5 aufgeführt.

Die Simulation der isotropen Emissionswahrscheinlichkeit vom Wechselwirkungspunkt aus, des Zerfallsweges nach einer exponentiellen Verteilung, sowie der isotropen Zerfallsrichtungen konnte mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators erreicht werden. Die Berechnung der Driftzeiten erfolgte nach dem schon geschilderten Verfahren.

### 5.2. Rekonstruktion neutraler Teilchen

Zerfälle neutraler Teilchen werden im JADE - Detektor erst in mehreren Schritten erkannt: Zunächst müssen die registrierten Driftdaten eindeutig Spuren geladener Teilchen zugeordnet werden. In einem zweiten Schritt lassen sich die Impulse der noch unbekanntem Zerfallsteilchen bestimmen und erst anschließend kann mit Hilfe verschiedener Massenhypothesen durch Viererimpulserhaltung im Vertex das neutrale Teilchen identifiziert werden.

Ähnlich wie im vorigen Kapitel wurde für die Analyse der simulierten  $K^0_S$  - und  $\Lambda$  - Zerfälle vereinfachend von bereits zugeordneten Driftdaten ausgegangen. Die Impulse der Zerfallsteilchen konnten demnach direkt aus den Driftdaten bestimmt werden ( Kap. 4.1. ).

Die kinematischen Größen des zerfallenden Teilchens lassen sich erst berechnen, wenn zusätzlich der Öffnungswinkel beider Spuren und damit der Vertex bekannt ist. Wegen der Fehler bei der Bestimmung der Teilchenbahnen schneiden sich diese jedoch nicht eindeutig in einem Raumpunkt. Aus diesem Grund wurde der Vertex als Punkt mit minimalem Abstand zu beiden Raumkurven definiert. Eine Wichtung mit den Fehlern der Teilchenbahnen gewährleistete dabei eine angemessene Berücksichtigung der unterschiedlichen Meßgenauigkeit sowohl für die Koordinatenrichtungen als auch für beide Spuren.

Die Rekonstruktion niederenergetischer V - Teilchen ist durch Ionenisationsverluste im Strahlrohr erschwert. Liegt der Vertex innerhalb des Rohres, so sind die im Detektor gemessenen Impulse kleiner als am Zerfallspunkt und müssen für eine erfolgreiche Analyse korrigiert werden.

Da neben dem Strahlrohr zusätzliche Absorber zwischen Wechselwirkungspunkt und Innendetektor zu berücksichtigen sind ( Kap. 3.2.2. ), wurde die Vertexbestimmung iterativ ausgelegt: Ausgehend vom Innendetektor wurden die gemessenen Impulse nacheinander um den Energieverlust in den einzelnen Absorberschichten korrigiert. Über die Einbeziehung einer nächsten Schicht wurde je nach Lage des aktuellen Zerfallspunktes entschieden.

Die mit einem solchen Verfahren erreichbare Genauigkeit illustrieren Abb. 29 und Abb. 30. Dort sind die rekonstruierten radialen bzw. axialen Abstände  $R_{rec}$ ,  $Z_{rec}$  der Zerfallspunkte vom Ursprung mit den tatsächlichen Abständen  $R_V$  und  $Z_V$  ( diese sind von der Simulation her bekannt. ) verglichen. Bei einem  $\Lambda$  - Zerfallsimpuls von 1 GeV geben die Größen  $\Delta R = R_{rec} - R_V$  und  $\Delta Z = Z_{rec} - Z_V$  die Abweichungen des berechneten Vertex wieder. Die große Breite der radialen Verteilung ( FWHM = 17 mm ) zeugt vom starken Einfluß sowohl der Vielfachstreuung als auch des

Energieverlustes auf die Lage des Zerfallspunktes. Die Asymmetrie der Verteilung in Abb. 29 beruht darauf, daß  $\Delta R$  wegen der im Rahmen des exponentiellen Abfalls ( Kap. 5.1. ) beschränkten Größe  $R_V$  zwar nicht beliebig klein werden kann, wohl aber für große  $R_{rec}$  große positive Werte annehmen kann. Vergleichsweise gut läßt sich die  $z$  - Koordinate des Zerfallspunktes trotz sehr viel schlechterer Ortsauflösung in dieser Raumrichtung festlegen. In der  $r - z$  - Ebene ergibt sich der Vertex als Schnittpunkt zweier Geraden, so daß sich Fehler der Spurparameter nur linear auf seine Lage auswirken können. Aus Abb. 30 läßt sich eine Breite von 50 mm ( FWHM ) ablesen.

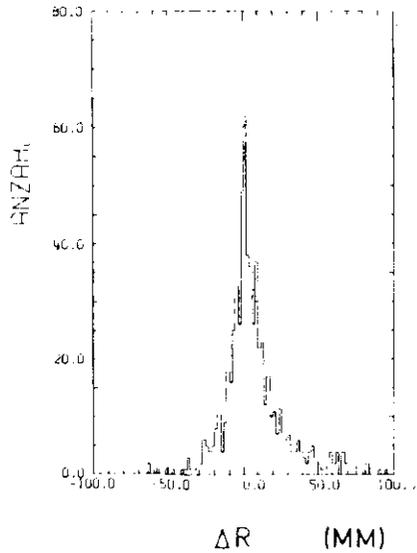


Abb. 29 Radiale Abweichung des rekonstruierten Vertex,  $p_{\perp} = 1$  GeV

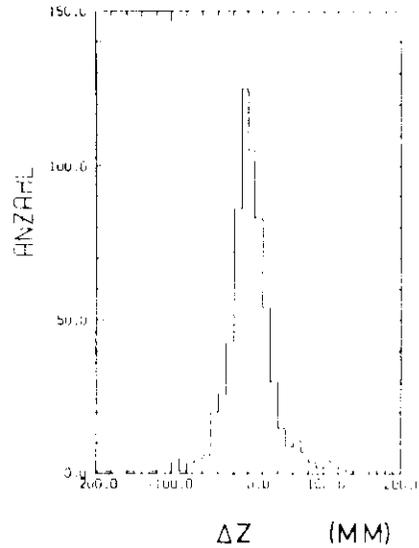


Abb. 30  $z$  - Abweichung des rekonstruierten Vertex,  $p_{\perp} = 1$  GeV

### 5.3. Massenauflösung für V - Teilchen

Die Massenauflösung für V - Teilchen, also für zerfallende, neutrale Teilchen mit geladenen Zerfallsprodukten, kann auf ähnliche Weise wie die Impulsauflösung für ein einzelnes Teilchen ermittelt werden ( Kap. 4.2 ).

Aus den bei gegebenem Impuls simulierten Driftdaten ( Kap. 5.1. ) lassen sich die Einzelimpulse  $p_{B,C}$  und der Vertex - und damit auch der Öffnungswinkel  $\theta$  zwischen den Impulsen - für eine statistisch ausreichende Anzahl von Zerfällen berechnen. Werden die so bestimmten Impulse zusätzlich mit Teilchenmassen belegt, so läßt sich die Masse des neutralen V - Teilchens rekonstruieren:

$$Gl. 5.7 \quad m_A^2 = m_B^2 + m_C^2 + 2( E_B E_C - p_B p_C \cos \theta )$$

Dabei bezeichnen  $m_{A,B,C}$ ,  $E_{B,C}$  und  $p_{B,C}$  Massen, Gesamtenergien und Impulse der beteiligten Teilchen.

In diesem Abschnitt sei zunächst angenommen, daß stets die richtigen Zerfallspaare für einen gegebenen Prozeß identifiziert werden. Damit kann in dem betrachteten Impulsintervall das Proton aus dem  $\Lambda$  - Zerfall stets richtig erkannt werden: Es ergibt sich immer als Teilchen mit höherem Impuls. ( Strenggenommen ist hier Vorsicht geboten. Auch wenn das Proton vom Zerfall her einen größeren Impuls als das Pion erhält, kann der Energieverlust bei Emission unter kleinen Winkeln gegen die Strahlachse für das Proton vergleichsweise so groß sein, daß es schließlich unter kleineren Impulsen im Detektor nachgewiesen wird als das Pion. Der Anteil in dieser Weise falsch identifizierter Prozesse liegt jedoch auch bei  $p_{\perp} = 0.5$  GeV unter 1% )

Abb. 31a und 31b zeigen die Verteilung der rekonstruierten  $\Lambda$  - Masse bei Zerfallsimpulsen  $p_{\perp}$  von 1 GeV und 15 GeV. Die Breite der Verteilungen läßt sich aus Gl. 5.7 abschätzen:

$$Gl. 5.8 \quad \Delta m_A^2 = \frac{1}{m_A} \left( ( ( E_C - \beta_B \cos \theta ) E_B \Delta p_C )^2 + ( ( E_B - \beta_C \cos \theta ) E_C \Delta p_B )^2 + ( p_B p_C \sin \theta \Delta \theta )^2 \right)$$

Hier beschreiben  $\beta_B$  und  $\beta_C$  die Geschwindigkeiten der Zerfallsteilchen.  $\Delta p_{B,C}$  und  $\Delta\theta$  geben die Fehler der Einzelmessungen und des Öffnungswinkels an.

Der Verlauf von  $\Delta m_A$  als Funktion von  $p_A$  wird deutlich, wenn für die einzelnen Größen Werte aus dem transversalen Zerfall unter Vernachlässigung des Schwerpunktimpulses eingesetzt werden. Dann gilt annähernd:

$$(\beta_1 - \beta_2 \cos\theta)^2 p_A^2 \sim \frac{1}{p_A^2}$$

$$(p_B p_C \sin\theta)^2 \sim p_B p_C p_A^2$$

Der Winkelfehler  $\Delta\theta$  kann durch Vergleich der rekonstruierten Zerfallswinkel  $\theta$  mit den Sollwerten gewonnen werden. Abb. 32 zeigt den Verlauf von  $\Delta\theta$  als Funktion des Zerfallsimpulses für  $K_S^0$  und  $\Lambda$ . Die Abhängigkeit läßt sich gut durch

$$\Delta\theta = A + B/p_A$$

parametrisieren.

Der Impulsfehler ist schließlich von der Form (vgl. Gl. 4.8)

$$\Delta p^2 = C p^4 + D p^2$$

so daß die Massenauflösung nach

$$\text{Gl. 5.9} \quad \Delta m_A^2 = E^2 + (F p_A)^2$$

mit dem Impuls anwächst. Die Parameter E und F ergeben sich in hier nicht näher ausgeführter Weise aus den Proportionalitätskonstanten.

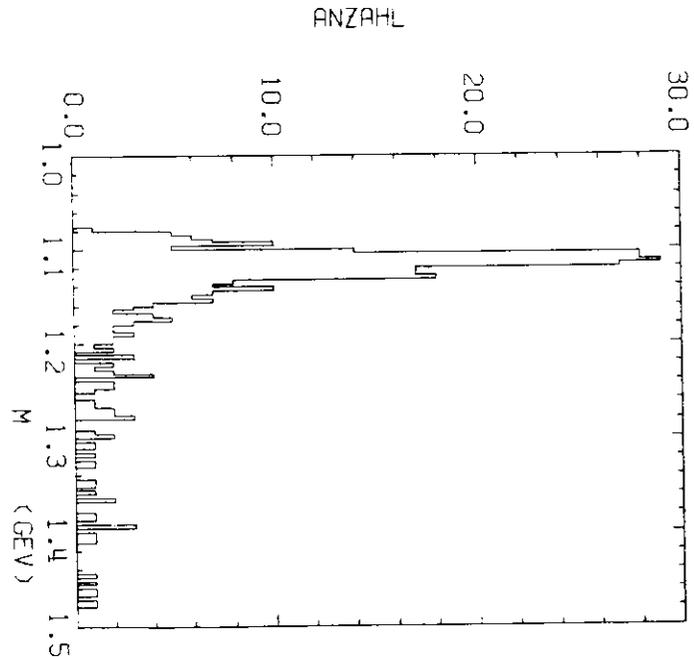
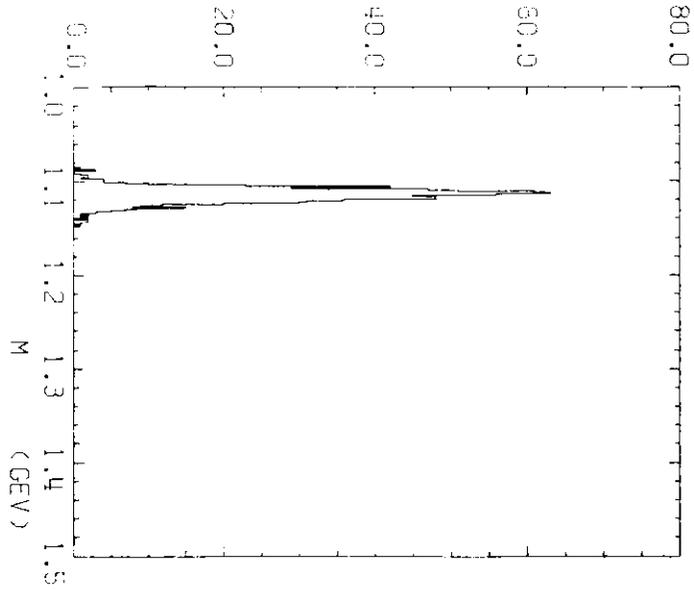


Abb. 31 Verteilung der rekonstruierten  $\Lambda$ -Masse

a) 1 GeV Impuls

b) 15 GeV Impuls

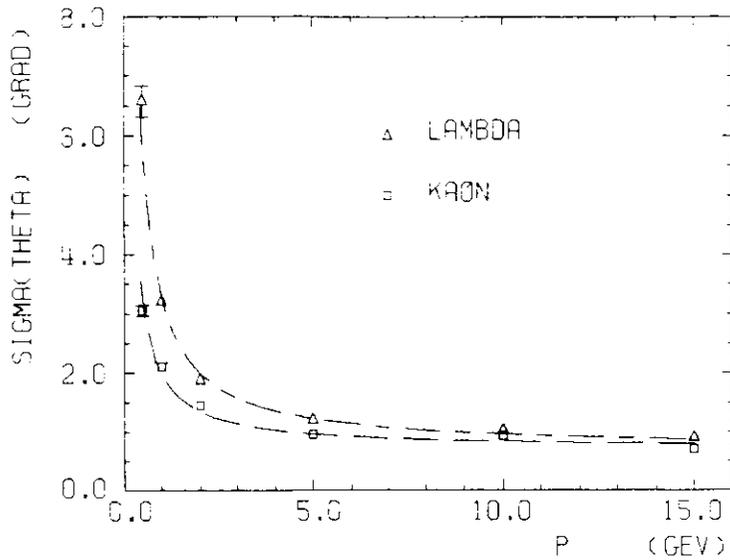


Abb. 32 Fehler der Zerfallswinkel

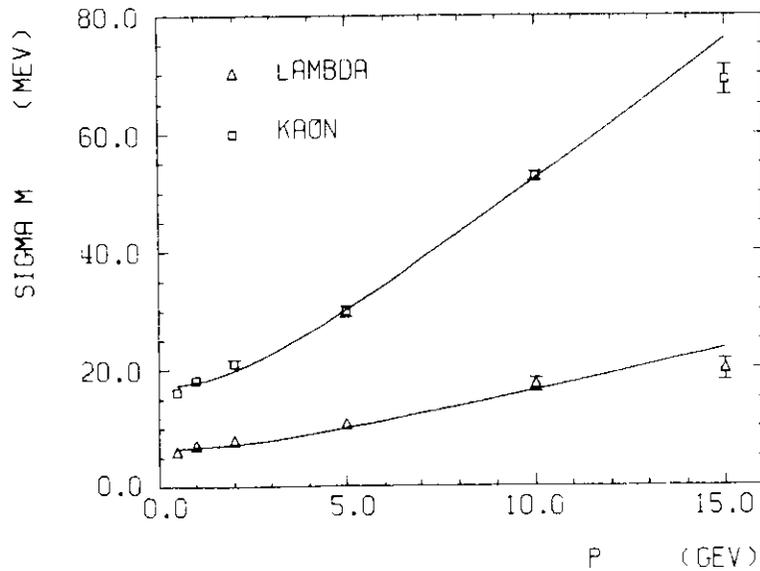


Abb. 33 Massenauflösung für  $\Lambda$  und  $K_0^S$

Prinzipiell wird dieser Verlauf gut durch die Daten in Abb. 33 und Tabelle 6 wiedergegeben, wo der mittlere, quadratische Massenfehler für Kaon und Lambda als Funktion des Sollimpulses aufgetragen ist. Auffallend ist dabei der große absolute Unterschied zwischen beiden Zerfällen:  $\sigma_{m\Lambda}$  steigt im Impulsbereich von 0.5 bis 15 GeV von 5.8 MeV auf 19.7 MeV, während  $\sigma_{mK}$  zwischen 16.2 MeV und 69 MeV variiert. Diese Differenzen beruhen auf zwei kinematischen Effekten. Zum einen ist nach Gl. 5.8 die Massenabweichung umgekehrt proportional zur Teilchenmasse selbst, zum anderen werden die Parameter E und F in Gl. 5.9 vor allen Dingen durch den Mittelwert von  $p_B p_C$  festgelegt. Diese Größe ist im Mittel für das Kaon etwa doppelt so groß wie für das Lambda.

Tabelle 6: Massenauflösung

Zerfallsimpuls (GeV)	$\sigma_{m\Lambda}$ (MeV)	$\sigma_{m\Lambda, tr}$ (MeV)	$\sigma_{mK}$ (MeV)	$\sigma_{mK, tr}$ (MeV)
0.5	5.8 ± 0.4	6.2	16.2 ± 0.8	17.6
1.0	6.9 ± 0.4	6.2	18.3 ± 0.8	18.9
2.0	7.7 ± 0.4	6.8	21.1 ± 1.0	22.9
5.0	10.4 ± 0.6	9.8	29.9 ± 1.4	37.0
10.0	17.2 ± 1.2	15.0	52.7 ± 2.2	62.8
15.0	19.7 ± 1.9	20.3	69.0 ± 2.8	87.4

In Tabelle 6 sind gleichzeitig die Werte  $\sigma_{tr}$  eingetragen, die sich aus Gl. 5.8 für den rein transversalen Zerfall ergeben. Dabei ist die Impulsauflösung nach Gl. 4.9 berechnet. Für die Winkelfehler wurden

Werte aus Abb. 32 eingesetzt. Die Daten geben die Größenordnung der simulierten Werte gut wieder. Sie liegen allerdings bei großen Impulsen, insbesondere beim Kaon, über den Daten. Die Auflösung bei hohen Impulsen wird von der Größe des Winkelfehlers dominiert. Dieser wirkt sich nach Gl. 5.8 am stärksten aus bei großen Öffnungswinkeln, wie sie im transversalen Zerfall erreicht werden. Dementsprechend können die angegebenen Werte die über alle Zerfallsrichtungen gemittelte Auflösung der simulierten Größen nicht beschreiben.

Weiterhin ist zu berücksichtigen, daß sich die Impulsmeßgenauigkeit aufgrund später Zerfälle und der begrenzten Doppelpulsauflösung schneller verschlechtert als von der mittleren Auflösung ( Gl. 4.9 ) erwartet wird. Die Massenauflösung wird wegen der kleinen Schwerpunktsimpulse jedoch nur wenig beeinflusst.

Beide Effekte spiegeln sich aber in der Akzeptanz für die Zerfälle wieder. Ein Ereignis gilt als akzeptiert, wenn mindestens je drei Signaldrähte für jede Spur Driftdaten registriert haben. ( Der Detektor überdeckt etwa 98% des Raumwinkels, so daß bis zu 4% der Ereignisse nur unvollständig in den Detektor eindringen ). Nach Abb. 34a und 35a liegt die Akzeptanz für beide Zerfälle nur bei einem Impuls von 2 GeV in der Nähe des Maximalwertes. Der anfängliche Anstieg der Akzeptanz beruht auf der Absorption niederenergetischer Zerfallsteilchen im Strahlrohr und in der Tankwand. Dieser Effekt wirkt sich bei den im Mittel langsameren Zerfallsprodukten des Lambda stärker aus als beim Kaon. Unterschiede bei hohen Impulsen lassen sich mit der etwas größeren Lebensdauer der Lambdas ( Tabelle 5 und Gl. 5.5 ) erklären.

Abb. 34b und 35b zeigen den Verlauf der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für beide Teilchen. Diese ist hier verstanden als Verhältnis der rekonstruierten zu akzeptierten Ereignissen. Für ein rekonstruiertes Ereignis kann ein Wert für die Zerfallsmasse angegeben werden. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit beschreibt die Eigenschaften des Analyseprogramms.

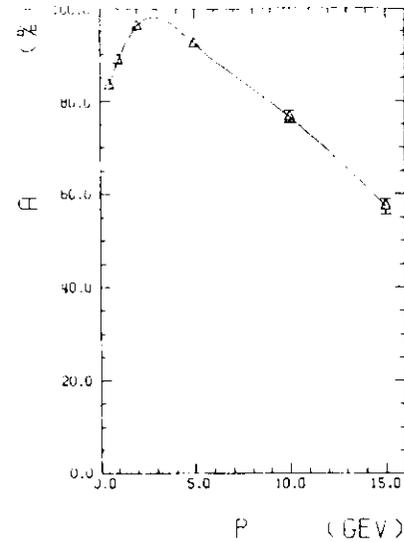


Abb. 34a Akzeptanz A für K<sub>0</sub><sup>S</sup>

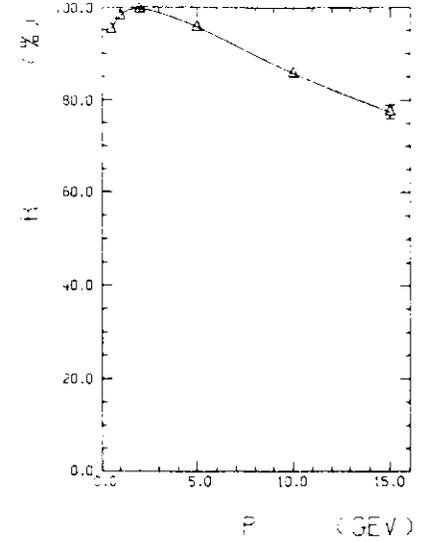


Abb. 34b Rekonstruktionswahrscheinlichkeit R für K<sub>0</sub><sup>S</sup>

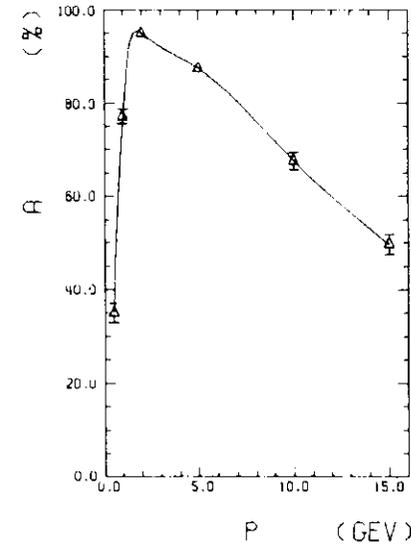


Abb. 35a Akzeptanz A für Lambda

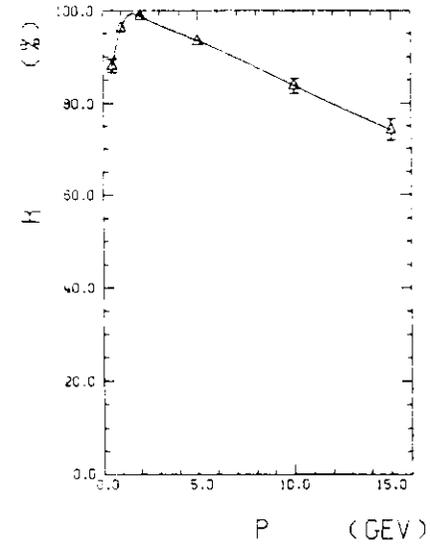


Abb. 35b Rekonstruktionswahrscheinlichkeit R für Lambda

Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit gibt den Verlauf der Akzeptanz für beide Zerfälle wieder. Ein Versagen des Analyseprogramms bei hohen Impulsen ist vor allen Dingen auch auf Schwierigkeiten bei der Berechnung eines eindeutigen Zerfallspunktes zurückzuführen. Bei sehr hochenergetischen Teilchen verlaufen beide Spuren fast parallel, und ein mit den Fehlern in beiden Raumprojektionen verträglicher Vertex läßt sich nicht vernünftig definieren.

#### 5.4. $K_0 - \Lambda$ - Trennung

Bisher wurde bei der Bestimmung der Massenauflösung eine richtige Identifikation der Zerfallsteilchen vorausgesetzt. In Bezug auf  $K_0^-$  und  $\Lambda$  - Zerfall bedeutet dies, daß ein Proton gut von einem Pion unterschieden werden muß. Im JADE - Detektor steht als Hilfsmittel für die Trennung die Ionisationsmessung im Innendetektor zur Verfügung ( Kap. 2.3.3. ).

In diesem Abschnitt wird untersucht, inwieweit sich  $K_0^-$  - und  $\Lambda$  - Zerfall allein aufgrund kinematischer Bedingungen trennen lassen. Wichtigste Größe in diesem Zusammenhang ist die rekonstruierte Masse.

Wegen der unterschiedlichen Meßgenauigkeit für beide Massen müssen zwei Fälle gesondert betrachtet werden: Kaon - und Lambda - Identifikation.

#### 5.4.1. $K_0^-$ - Identifikation

Zur Abschätzung der  $K_0^-$  - Identifikation wurden sowohl für  $\Lambda$  - als auch für  $K_0^-$  - Ereignisse die Zerfallsteilchen als Pionen interpretiert und die nach Gl. 5.8 resultierende  $\pi\pi$  - Masse in ein Histogramm eingetragen. Abb. 36 zeigt die breite Massenverteilung für die Zerfallsprodukte des  $\Lambda$ , die eine erhebliche Überlappung mit der gleichzeitig eingezeichneten Kaonverteilung aufweist, bei einem Sollimpuls von 2 GeV.

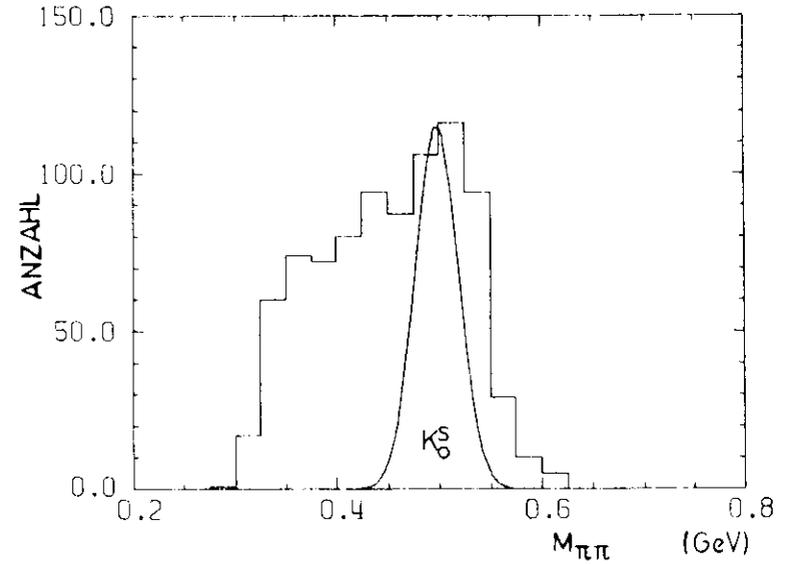


Abb. 36 Verteilung der  $\pi\pi$  - Masse für Zerfallsprodukte des  $\Lambda$

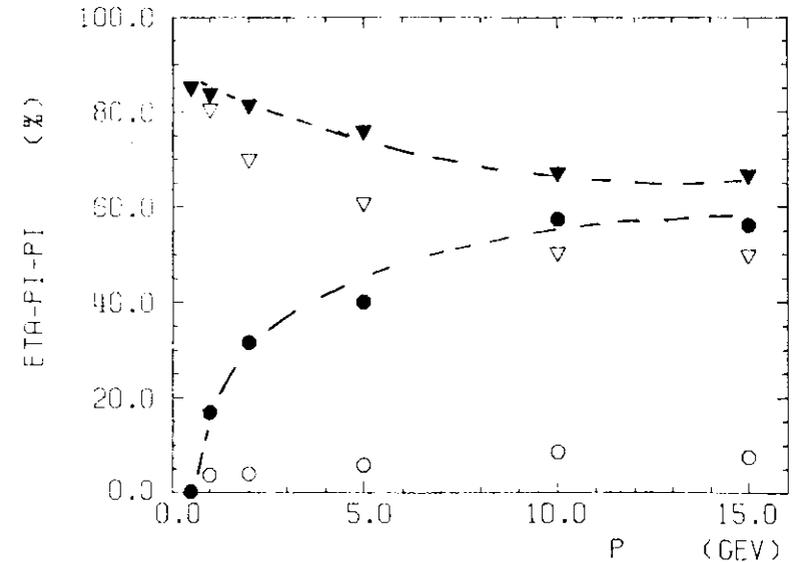


Abb. 37  $\eta_{\pi\pi}$  für  $K_0^S$  :  $\blacktriangledown$   
 $K_0^S$  :  $\triangledown$  mit  $|m_{p\pi} - m_{\Lambda}| > 1.5 \cdot \sigma_{m_{\Lambda}}$   
 $\Lambda$  :  $\bullet$   
 $\Lambda$  :  $\circ$  mit  $|m_{p\pi} - m_{\Lambda}| > 1.5 \cdot \sigma_{m_{\Lambda}}$

Zur Abschätzung des Anteils an  $\Lambda$  - Ereignissen, die bei Falschidentifikation des Protons als  $K_0^-$  - Zerfälle interpretiert werden können, wurden jeweils die Ereignisse, die sich um weniger als  $1.5 \cdot \sigma_{mK}$  von der  $K_0^-$  - Masse unterschieden, als Kaon angesehen. Durch diesen Schnitt werden bei normalverteilter  $K_0^-$  - Masse auch 13% der richtig analysierten Zerfälle verworfen. Insbesondere bei großen Zerfallsimpulsen weicht die rekonstruierte Masse jedoch von einer Gaußverteilung ab, so daß in diesen Fällen sogar ein etwas größerer Anteil von Ereignissen nicht innerhalb des Massenintervalls liegt (vgl. Abb. 31b). Abb. 37 zeigt den Verlauf der Wahrscheinlichkeit  $\tau_{\pi\pi}$ , die rekonstruierte  $\pi\pi$  - Masse innerhalb des oben definierten Intervalls zu finden, für Daten aus  $\Lambda$  - und  $K_0^-$  - Zerfall als Funktion des Impulses.

Der Prozentsatz der mit einer Kaon - Hypothese verträglichen Lambda - Ereignisse steigt von kleinen Impulsen auf Werte um 40% bei  $p_{\Lambda} = 5$  GeV und nähert sich asymptotisch der Wahrscheinlichkeit  $\tau_{\pi\pi}$  für echte  $K_0^-$  - Ereignisse.

Wird als zusätzliche Bedingung verlangt, daß bei Interpretation des höherenergetischen Zerfallsteilchens als Proton die Zweiteilchenmasse sich um mehr als  $1.5 \cdot \sigma_{m\Lambda}$  von der  $\Lambda$  - Masse unterscheidet, so wird der Anteil falsch identifizierter  $\Lambda$  - Ereignisse stark gesenkt, während der Prozentsatz der Kaonen bis auf kleine Einschränkungen des Phasenraums unverändert bleibt (Abb. 37). Hier zeigt sich der Einfluß der extremen kinematischen Bedingungen im  $\Lambda$  - Zerfall (Kap. 5.4.2.).

5.4.2.  $\Lambda$  - Identifikation

Zur Bestimmung des Kaon - Untergrundes bei der Lambda - Auflösung wurde jeweils für beide Zerfälle die  $p\pi$  - Masse gebildet. Dabei wurde das Proton stets als höherenergetisches Teilchen angenommen. Dem relativ großen Öffnungswinkel entsprechend ergibt sich für die Daten des  $K_0^-$  - Zerfalls eine breite Verteilung, die zu Werten oberhalb von  $m_{\Lambda}$  hin verschoben ist. Wegen der besseren  $\Lambda$  - Massenauflösung überlappen die  $p\pi$  - Massen von  $K_0^-$  und  $\Lambda$  sehr viel weniger als die entsprechende Zweiteilchenmassen beim Kaon.

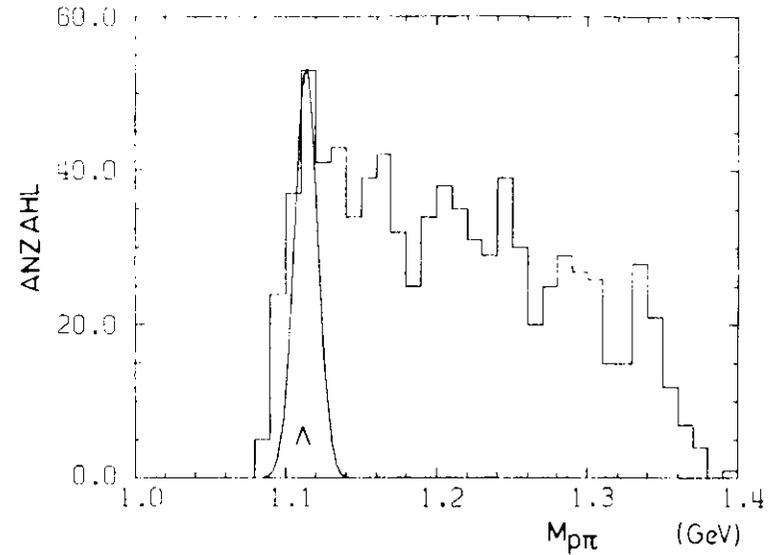


Abb. 38 Verteilung der  $p\pi$  - Masse für Zerfallsprodukte des  $K_0^S$

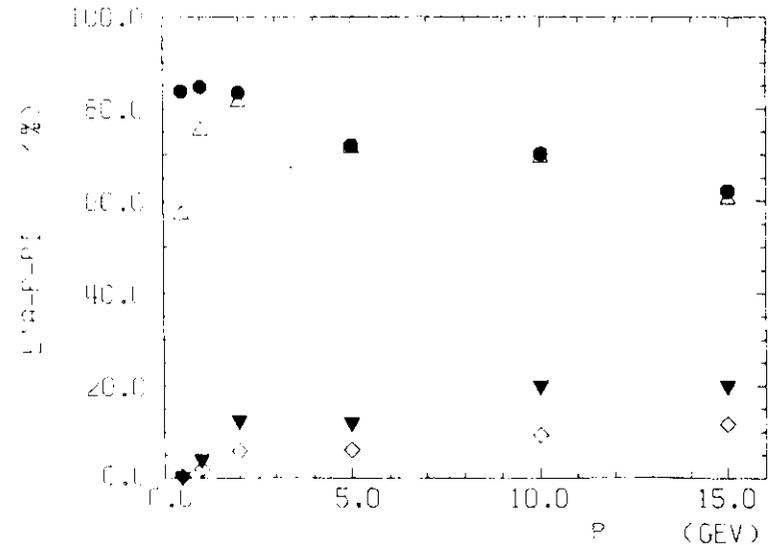


Abb. 39  $p\pi$  für  $\Lambda$  : ● ohne kin. Schnitte  
 $\Lambda$  : ▲ mit " "  
 $K_0^S$  : ▼ ohne " "  
 $K_0^S$  : ◇ mit " "

Abb. 39 zeigt den Verlauf der Wahrscheinlichkeit  $\eta_{p\pi}$  dafür, daß sich die gebildete  $p\pi$  - Masse um weniger als  $1.5 \cdot c_{m\Lambda}$  von  $m_\Lambda$  unterscheidet. Die Wahrscheinlichkeit, ein Kaon in dieser Weise als  $\Lambda$  falsch zu identifizieren wächst nur langsam auf Werte um 20% bei  $p = 15$  GeV. Gleichzeitig sinkt der Anteil der akzeptierten, echten  $\Lambda$  - Ereignisse vom Idealwert 87% auf Werte um 67%. Die Wahrscheinlichkeit, ein  $\Lambda$  - Ereignis als  $K_0$  - Ereignis anzusehen, ist deutlich höher als im umgekehrten Fall.

Aufgrund der besonderen Massenverhältnisse im  $\Lambda$  - Zerfall gibt es jedoch zusätzliche Möglichkeiten, durch kinematische Schnitte den Anteil falscher Ereignisse zu reduzieren.

Der erste Schnitt bezieht sich auf den maximalen Winkel zwischen Proton - und Lambda - Impuls. Wegen seiner großen Masse wird das Proton vorwiegend in Vorwärtsrichtung emittiert, so daß auf diese Weise ein Unterscheidungsmerkmal gegenüber Kaonen definiert ist. Der maximale Winkel  $\phi_{\max}$  gegen die Flugrichtung des  $\Lambda$  berechnet sich aus der Geschwindigkeit  $\beta^*$  des Protons im Schwerpunktsystem und der Geschwindigkeit  $\beta_\Lambda$  des Lambdas aus

$$\text{Gl. 5.10} \quad \cos \phi_{\max} = \frac{1}{\beta_\Lambda} \sqrt{\frac{\beta_\Lambda^2 - \beta^{*2}}{1 - \beta^{*2}}}$$

$\beta^*$  ergibt sich aus Tabelle 5 zu  $\beta^* = 0.103$ .

Ein weiteres Unterscheidungsmerkmal folgt aus dem Verhältnis der Zerfallsimpulse. Im  $\Lambda$  - Zerfall trägt das Proton stets den größeren Impulsanteil mit sich. Für das Verhältnis  $\pi/p$  von Pion - zu Proton - Impuls ergeben sich nach Gl. 5.2 folgende Extremwerte:

$$\text{Gl. 5.11} \quad \left(\frac{\pi}{p}\right)_{\max} = \frac{p^* + \beta_\Lambda \sqrt{m_\pi^2 + p^{*2}}}{-p^* + \beta_\Lambda \sqrt{m_\pi^2 + p^{*2}}}$$

$$\left(\frac{\pi}{p}\right)_{\min} = \frac{-p^* + \beta_\Lambda \sqrt{m_\pi^2 + p^{*2}}}{p^* + \beta_\Lambda \sqrt{m_\pi^2 + p^{*2}}}$$

Dabei bezeichnet  $p^*$  den Zerfallsimpuls im Schwerpunktsystem und  $m_p$  und  $m_\pi$  die Protonen - bzw. Pionenmasse. Diese Extremwerte stellen eine obere bzw. untere Grenze für das Impulsverhältnis bei Zerfallsteilchen des  $\Lambda$  dar.

Unter Einschluß dieser beiden Bedingungen wird ein im Detektor rekonstruiertes, neutrales Teilchen als  $\Lambda$  identifiziert, wenn einerseits die  $p\pi$  - Masse innerhalb  $1.5 \cdot c_{m\Lambda}$  mit der  $\Lambda$  - Masse übereinstimmt und zusätzlich gilt:

$$\text{Gl. 5.12} \quad \cos \phi > \cos \phi_{\max} - \Delta \cos \phi_{\max}$$

$$\left(\frac{\pi}{p}\right)_{\min} - \Delta \left(\frac{\pi}{p}\right) < \frac{\pi}{p} < \left(\frac{\pi}{p}\right)_{\max} + \Delta \left(\frac{\pi}{p}\right)$$

Dabei gibt  $\phi$  den Winkel zwischen  $\Lambda$  und ( vermeintlichem ) Proton an. Die Fehler  $\Delta \cos \phi_{\max}$  und  $\Delta(\pi/p)$  berechnen sich aus Gl. 5.10 und Gl. 5.11 nach der Fehlerrechnung, wobei für die Impulsfehler die mittlere Abweichung nach Gl. 4.9 eingesetzt wird. Sie müssen berücksichtigt werden, da andernfalls zuviele der "wahren" Lambdas von den Schnitten betroffen werden.

Aus Abb. 39 wird ersichtlich, daß mit diesen Mitteln der Anteil falsch interpretierter Kaonen über dem ganzen Impulsbereich um etwa 50% gesenkt werden kann. Abgesehen von Impulsen unter 2 GeV wird der Anteil der "wahren" Lambdas nicht verändert, d.h. er entspricht den Werten des Massenschnitts. Die geringe Anzahl überlebender Lambdas bei Impulsen unter 2 GeV hängt eng mit der verminderten Akzeptanz für longitudinale Zerfälle und dem damit verbundenen Auftreten großer Öffnungswinkel zusammen ( Kap. 5.6. ). Eine sichere  $K_0 - \Lambda$  - Trennung ist bei diesen Impulsen aber sowohl durch die Ionisationsmessung als auch durch die Flugzeitbestimmung für das Proton möglich.

5.5. Impulsauflösung für V - Teilchen

Der Impuls von V - Teilchen kann aus den Impulsen p<sub>B,C</sub> der geladenen Zerfallsprodukte und aus dem Öffnungswinkel θ der Spuren ermittelt werden:

Gl. 5.13 p<sub>A</sub><sup>2</sup> = p<sub>B</sub><sup>2</sup> + p<sub>C</sub><sup>2</sup> + 2p<sub>B</sub>p<sub>C</sub>cosθ

Die so berechneten Impulse für K<sub>0</sub> und Λ sind in guter Näherung normalverteilt um die Sollwerte, so daß durch Anpassung einer Gaußkurve an die Impulsverteilung die Standardabweichung σ<sub>p</sub> bestimmt werden kann. Dabei wurde nicht versucht durch Schnitte in der rekonstruierten Masse (vgl. Kap. 5.4.) die Verteilung der Impulse einzuschränken. Der Fehler für p<sub>A</sub> ergibt sich aus Gl. 5.13 für nicht korrelierte Größen zu

Gl. 5.14

Δp<sub>A</sub><sup>2</sup> = Δp<sub>B</sub><sup>2</sup> + Δp<sub>C</sub><sup>2</sup> + ( (p<sub>B</sub>p<sub>C</sub>/p<sub>A</sub> sinθ )<sup>2</sup> ( Δθ<sup>2</sup> - ( (Δp<sub>B</sub>/p<sub>B</sub>)<sup>2</sup> - ( (Δp<sub>C</sub>/p<sub>C</sub>)<sup>2</sup> )

Für Impulse über 1 GeV wird der Öffnungswinkel θ im Λ - und K<sub>0</sub> - Zerfall klein, so daß für die Auflösung unter Vernachlässigung des letzten Terms näherungsweise gilt:

Gl. 5.15 Δp<sub>A</sub><sup>2</sup> = Δp<sub>B</sub><sup>2</sup> + Δp<sub>C</sub><sup>2</sup>

Die Impulsauflösung für V - Teilchen wird im Gegensatz zur Massenauflösung durch die Meßgenauigkeit für die Impulse der Zerfallsteilchen festgelegt.

5.5.1. Impulsauflösung K<sub>0</sub><sup>±</sup>

In Abb. 40 und Tabelle 7 ist die relative Impulsabweichung als Funktion des Kaon - Impulses wiedergegeben. Im Bereich kleiner Impulse zeigt sich eine geringfügig bessere Meßgenauigkeit als für Pionen gleichen Impulses (vgl. Abb. 26). Gerade dies wird durch Gl. 5.15 beschrieben: Im symmetrischen Fall verteilt sich der Kaonimpuls p<sub>K</sub> gleichmäßig auf beide Pionimpulse π und unter Vernachlässigung des Öffnungswinkels gilt p<sub>K</sub> = 2π.

Die mittlere Impulsauflösung für π = 0.5 GeV beträgt nach Gl. 4.9 5.1%, so daß sich aus Gl. 5.15 für den Kaonimpuls eine mittlere Abweichung

(Δp<sub>K</sub>/p<sub>K</sub>)<sub>pK=1GeV</sub> = 3.6%

in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ergibt. Für kleinere Energien verschlechtert sich die Auflösung wegen der wachsenden Unsicherheit bei der Bestimmung des Zerfallspunktes und der damit verbundenen Winkelfehler Δθ.

Für höherenergetische Kaonen treten jedoch deutliche Abweichungen von der Einzelauflösung auf: Während sich aus der quadratischen Addition der Impulsfehler selbst bei 15 GeV noch Abweichungen unter 5% ergeben, zeigt Abb. 32 etwa doppelt so große Werte. Hier lassen sich vor allen Dingen zwei Gründe angeben:

- Durch späten Zerfall nimmt die Spurlänge im Detektor für Zerfallsprodukte mit wachsendem Impuls des V - Teilchens ab.
- Der Öffnungswinkel θ wird bei zunehmendem Impuls verkleinert, so daß für einen größeren Anteil die Spuren innerhalb der Doppelpulsauflösung zusammenfallen.

Diese Effekte zeigen sich deutlich in der Akzeptanz der Ereignisse bei großen Impulsen (vgl. Kap. 5.3.).

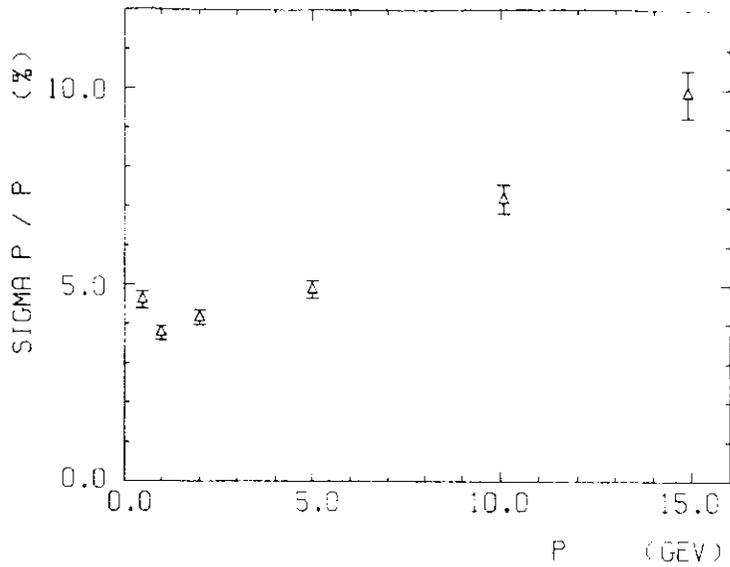


Abb. 40 Impulsauflösung für K<sub>0</sub><sup>S</sup>

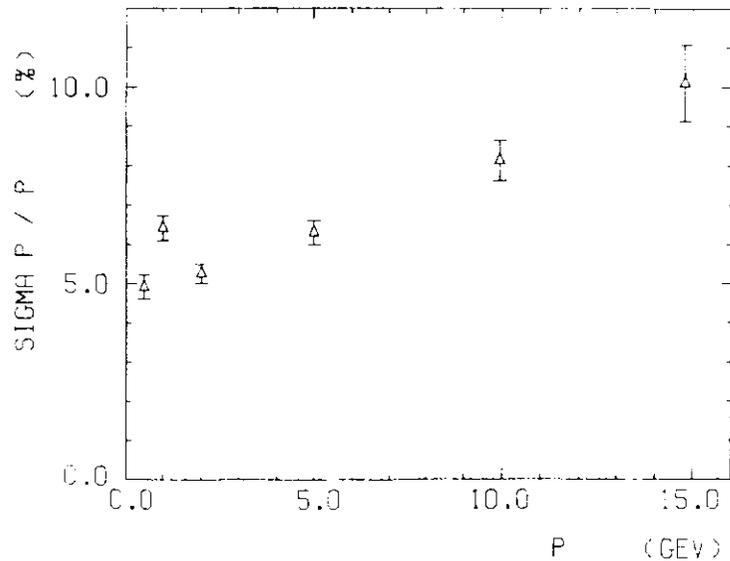


Abb. 41 Impulsauflösung für Lambda

5.5.2. Impulsauflösung Lambda

Ähnliche Effekte wie beim Kaon - Zerfall treten in der Impulsauf - lösung für das Lambda zutage, wobei zusätzlich die besonderen kin - matischen Verhältnisse berücksichtigt werden müssen, die durch die verschiedenen Zerfallsmassen entstehen. Aufgrund der kleinen Schwer - punktsimpulse ( Tabelle 5 ) verteilen sich im transversalen Zerfall die Impulse im Laborsystem nach Gl. 5.2 etwa im Verhältnis der Teil - chenmassen. Dementsprechend beträgt der Protonimpuls 87% - 85% des Lambda - Impulses, während der Pionimpuls von 25% bei p<sub>Lambda</sub> = 0.5 GeV auf 15% bei 15 GeV abnimmt. Die Meßgenauigkeit für rekonstruierte Impulse wird nach Gl. 5.17 überwiegend durch die absoluten Impulsfehler fest - gelegt, so daß das Proton allein die Lambda - Impulsauflösung bestimmt. Näherungsweise gilt deshalb für kleine Impulse

$$\sigma_{p_{\Lambda}} \Big|_{p_{\Lambda}} = \sigma_{p_p} \cdot p_p = 0.85 p_{\Lambda}$$

Die Fehler des Lambda - bzw. p - Impulses stimmen bei entsprechenden Im - pulsen überein. Mit einer mittleren Auflösung nach Gl. 4.9 für den Protonimpuls ergibt sich

$$\frac{\sigma_{p_{\Lambda}}}{p_{\Lambda}} \Big|_{p_{\Lambda}=1\text{GeV}} = 6.3\%$$

in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Daten ( Abb. 41 und Tabelle 7 ).

Ebenso wie beim Kaon überschätzt dieser Zusammenhang die Auflösung bei hohen Impulsen. Auch hier wirken sich später Zerfall und begrenzte Doppelpulsauflösung nachteilig aus.

Abweichend zum Kaon - Verhalten erweist sich die Impulsauflösung bei einem Lambda - Impuls p<sub>Lambda</sub> = 0.5 GeV scheinbar als signifikant besser als von der 1/beta - Abhängigkeit der Vielfachstreuung erwartet wird. Ander - erseits zeigen Akzeptanz und Rekonstruktionswahrscheinlichkeit ( Abb. 35 ), daß insgesamt nur etwa 30% aller Ereignisse analysiert werden. Diese zeichnen sich durch eine große Transversalimpulskomponente und einen

kleinen  $z$  - Anteil des Impulses aus. Andernfalls würde zumindest eines der Zerfallsteilchen in der zwischen Vertex und Innendetektor liegenden Materie absorbiert. Die verbleibenden Teilchen sind im Detektor jedoch so langsam ( $\beta < 0.15$ ), daß sie nicht mehr durch die mittlere Auflösung ( Gl. 4.9 ) beschrieben werden können. Für diese Fälle bewährt sich der komplizierte Rekonstruktionsalgorithmus ( Kap. 4.1. ).

Tabelle 7: Impulsauflösung für  $\Lambda$  und  $K_0^S$

Zerfallsimpuls (GeV)	$\sigma_{p_\Lambda} / p_\Lambda$ (%)	$\sigma_{p_K} / p_K$ (%)
0.5	$4.9 \pm 0.3$	$4.6 \pm 0.2$
1.0	$6.4 \pm 0.3$	$3.8 \pm 0.2$
2.0	$5.3 \pm 0.3$	$4.2 \pm 0.2$
5.0	$6.3 \pm 0.3$	$4.4 \pm 0.2$
10.0	$8.1 \pm 0.5$	$7.2 \pm 0.4$
15.0	$10.1 \pm 1.0$	$9.9 \pm 0.6$

### 5.6. Winkelverteilung im Schwerpunktsystem

Quantenzahlen wie Spin und Parität eines Teilchens werden über die Winkelverteilung der Zerfallsteilchen im Schwerpunktsystem gemessen. Zudem gestattet möglicherweise die Beobachtung der Winkelasymmetrie im  $\Lambda$  - Zerfall eine Entscheidung über die Größe der Interferenz von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung ( PEP 74 ). Es ist daher wichtig den Einfluß der Nachweisapparatur auf die Winkelverteilung zu kennen.

Die simulierten Zerfälle von  $\Lambda$  und  $K_0^S$  wurden isotrop erzeugt. Dem entsprechend ist die relative Impulskomponente in Richtung des zerfallenden Teilchens  $p_{||}^* / p^* = \cos^2 \theta^*$  eine zwischen -1 und 1 gleichverteilte Größe. Aufgrund der beschränkten Akzeptanz gibt es jedoch deutliche Abweichungen von dieser Gleichverteilung bei der Rekonstruktion der Zerfallsteilchen. Bei einem Impuls  $p_\Lambda = 0.5$  GeV zeigt Abb. 42a eine stark verminderte Teilchendichte bei großen, relativen Impulskomponenten. Dies ist verständlich, weil bei Emission eines Teilchens in Vorwärtsrichtung ( bezogen auf die Flugrichtung des zerfallenden Teilchens ) das andere nach hinten ausgesandt wird und dementsprechend bei kleinen Schwerpunktsimpulsen auch im Laborsystem einen kleinen Impuls hat. Ein solches Teilchen kann nicht die verschiedenen Materie - schichten bis zu den Driftkammern durchdringen. Bei kleinen Impulsen werden nur Teilchen mit großem Transversalimpuls nachgewiesen. ( Die Verteilung in Abb. 43a ist asymmetrisch um den Nullpunkt. Ein Ereignis wird auch dann noch rekonstruiert, wenn das Proton im Schwerpunktsystem eine kleine Rückwärtskomponente erhält. Anders als für das Pion kann dies durch die nachfolgende Lorentztransformation ausgeglichen werden ).

Im Bereich zwischen 2 und 5 GeV läßt sich kein Detektoreinfluß bei der Wiedergabe der relativen Impulskomponenten feststellen ( Abb. 42b ).

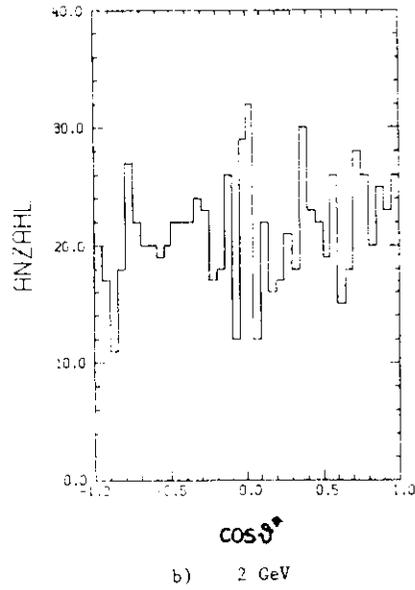
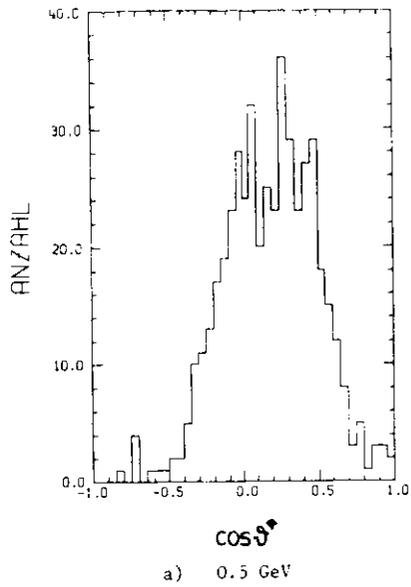
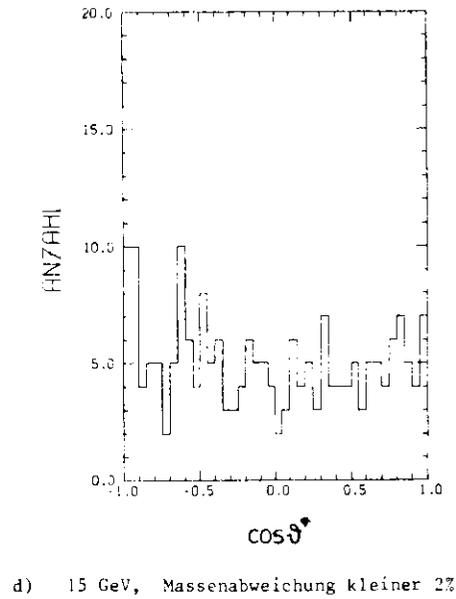
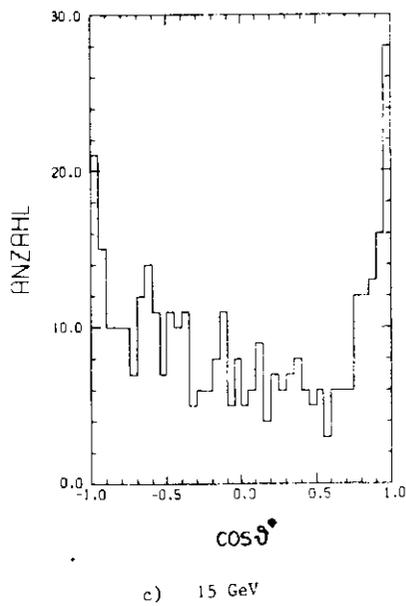


Abb. 42 Winkelverteilung des Zerfallspionen gegen Flugrichtung des  $\Lambda$ .



Dagegen zeigt Abb. 42c, daß bei hohen  $\Lambda$  - Impulsen die Akzeptanz des Detektors in Vorwärts - und Rückwärtsrichtung scheinbar vergrößert ist. Hier zeigt sich eine besondere Empfindlichkeit bei der Berechnung des Zerfallswinkels gegenüber Impuls - und Winkel Fehlern.

Zur Bestimmung der relativen, longitudinalen Impulskomponente  $p_{||}^*/p^*$  muß vor allen Dingen die bei großen Zerfallsimpulsen kleine, transversale Impulskomponente  $\vec{p}_\perp$  im Laborsystem genau ermittelt werden. Zur Illustration sind in Abb. 44 drei mögliche Fälle von Teilchenbahnen in der  $r - \phi$  - Ebene zusammen mit den resultierenden  $\vec{p}_\perp$  eingezeichnet.

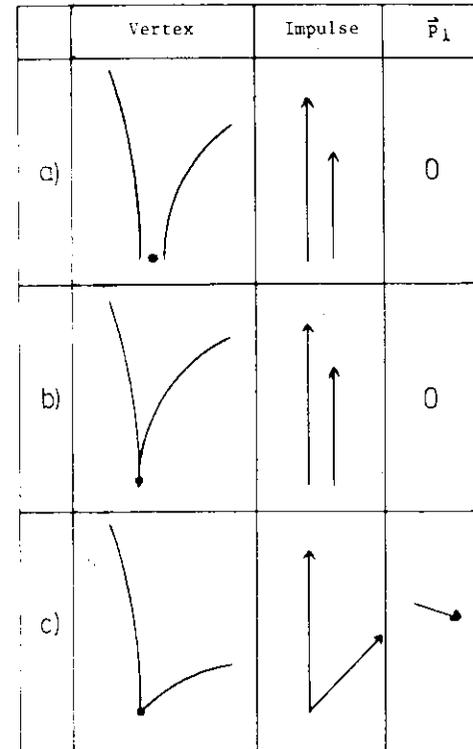


Abb. 43  
Verschiedene  
Vertexsituationen

Aus den Fällen a) und b) wird ersichtlich, daß zusätzlich auch die Ereignisse, in denen die Spuren tangential aneinander vorbeilaufen, als Zerfälle mit verschwindendem Transversalimpuls interpretiert werden. Dies erklärt die starke Überhöhung der Verteilung (Abb. 42c) für  $p_{\perp}^*/p^* = 0$ . Verstärkt wird dieser Effekt noch durch eine bessere Auflösung für die Größe  $p_{\perp}^*/p^*$  in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung des  $\Lambda$ -Impulses:

$$\text{Gl. 5.16} \quad \frac{p_{\perp}^*}{p^*} = \frac{p_y^*}{\sqrt{p_x^{*2} + p_z^{*2}}}$$

$$\text{Gl. 5.17} \quad \therefore \left( \frac{p_{\perp}^*}{p^*} \right) = \frac{p_x^* p_z^* \Delta p}{p^{*3}}$$

In Gl. 5.17 sind alle übrigen Fehler gegen den Fehler der Transversalimpulskomponente der Einfachheit halber vernachlässigt. Eine bessere Auflösung über einem gewissen Meßbereich täuscht eine größere Akzeptanz in diesem Bereich vor. Die Überhöhung in Abb. 42c kommt demnach durch schlecht aufgelöste Teilchen zustande. Eine Bestätigung hierfür läßt sich anhand von Abb. 42d zeigen. Hier sind nur die Ereignisse eingetragen, bei denen das berechnete  $m_{\Lambda}$  um weniger als 2% (entsprechend  $1.1 \cdot \sigma_{m_{\Lambda}}$ ) von der  $\Lambda$ -Masse abweicht. Innerhalb der statistischen Fehler ergibt sich für  $p_{\perp}^*/p^*$  eine Gleichverteilung. Für das Kaon läßt sich wegen der größeren und symmetrischen Zerfallswinkel ein ähnlicher Effekt nicht beobachten. Hier spiegelt sich die Absorption langsamer Pionen in einer geringeren Akzeptanz in Vor- und Rückwärtsrichtung bei kleinen Kaonimpulsen wieder. Abschließend läßt sich auch hier erwarten, daß die Auflösung für die Schwerpunktwinkelverteilung durch Einbeziehung des Wechselwirkungspunktes in die Vertexberechnung verbessert werden kann.

### 6. Zusammenfassung

Mit Hilfe von Monte - Carlo - Rechnungen konnten einige Eigenschaften der Jetkammern des JADE - Detektors untersucht werden.

Nach einer Beschreibung des Detektors wurde die Simulationsrechnung eingehend erläutert.

Aus der Analyse der simulierten Daten ließ sich die Impulslösung in Abhängigkeit vom Emissionswinkel gegen die Strahlachse bestimmen. Für die über alle Raumrichtungen gemittelte Auflösung ergab sich für Pionen der Zusammenhang:

$$\left( \frac{\sigma}{p} \right)^2 = (0.0056 p \text{ (GeV)})^2 + \left( \frac{0.0495}{p} \right)^2$$

Der größte Beitrag zur Auflösung kommt von der Vielfachstreuung, wie im zweiten Term deutlich wird. Der erste Ausdruck wird durch die Ortsauflösung der Kammern festgelegt.

Durch Simulation von Teilchenzerfällen, speziell des  $\Lambda$  und  $K_0^S$ , konnte die Massenauflösung für neutrale Teilchen berechnet werden. Bei einem Zerfallsimpuls von 1 GeV ergaben sich als Standardabweichungen

$$\begin{aligned} \sigma_{m_{\Lambda}} &= 6.9 \text{ MeV} \\ \sigma_{m_{K_0^S}} &= 18.3 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Bei hohem Impuls wurden neben der begrenzten Meßgenauigkeit vor allen Dingen Einflüsse wichtig, die auf dem späten Zerfall der Teilchen und der endlichen Doppelpulsauflösung beruhen.

Bei Falschidentifikation eines der Zerfallsteilchen konnte die  $\Lambda - K_0^S$ -Trenneigenschaft des Detektors aufgrund von Impulsmessungen abgeschätzt werden. Dabei zeigte sich, daß mit diesen Mitteln Kaonen bei größeren Impulsen nur unter Einschränkungen von Lambdas unterschieden werden können. Die gute Abtrennung von Lambdas gegenüber Kaonen ließ sich durch kinematische Schnitte sogar noch verbessern.

Akzeptanzeffekte bei der Wiedergabe des Zerfallswinkels wurden bei kleinen Impulsen beobachtet. Aufgrund des Energieverlustes im Strahlrohr wurden in diesen Fällen bevorzugt Zerfälle mit großem Transversalimpuls nachgewiesen. Eine Asymmetrie der Winkelverteilung bei hohen A - Impulsen beruhte auf schlecht rekonstruierten Zerfällen, die sich dementsprechend durch einen Massenschnitt identifizieren ließen.

Anhang

Anpassungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate

Die Rechnung sei anhand der Spurparameterbestimmung in der  $r - \phi$ -Ebene vorgeführt. Die  $n$  Zahlenpaare  $(r_i, \phi_i)$  erfüllen näherungsweise die Bahngleichung

$$A.1 \quad \kappa r^2 - 2r (r_{\min} \kappa + 1) \cos(\phi - \psi) + r_{\min} (r_{\min} \kappa + 2) = 0$$

Zur Abkürzung sei die Schreibweise  $\vec{x}_i = (r_i, \phi_i)$  eingeführt. Die Anpassungsparameter im  $k$ -ten Iterationsschritt seien bezeichnet als

$$\vec{p}^{(k)} = \begin{pmatrix} p_1^{(k)} \\ p_2^{(k)} \\ p_3^{(k)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_m^{(k)} \\ r_{\min}^{(k)} \\ \kappa^{(k)} \end{pmatrix}$$

und wie angegeben in der Spaltenmatrix zusammengefaßt. Ein Startwert  $\vec{p}^{(0)}$  kann näherungsweise aus drei Bahnpunkten berechnet werden.

Die Bahngleichung A.1 kann für jeden Iterationsschritt und für (fast) jeden Radius  $r_i$  nach  $\phi$  aufgelöst werden. Dieser Winkel sei mit  $\phi(\vec{p}^{(k)}, r_i)$  bezeichnet.

Damit lassen sich die Residuen definieren

$$y_i^{(k)} = \phi_i - \phi(\vec{p}^{(k)}, r_i) \quad \text{für } 1 \leq i \leq n$$

Diese seien in der Spalte  $\vec{y}$  zusammengefaßt.

Die Parameter  $\vec{p}^{(k)}$  werden in jedem Schritt um den Wert  $\Delta \vec{p}^{(k)}$  verändert. Für nicht zu große Änderungen, d.h. für gute Startwerte  $\vec{p}^{(0)}$ , gilt dann

$$\phi(\vec{p}^{(k+1)}, r_i) = \phi(\vec{p}^{(k)}, r_i) + \frac{\partial \phi(\vec{p}^{(k)}, r_i)}{\partial \vec{p}^{(k)}} \Delta \vec{p}^{(k)} + \dots$$

Auch diese n Gleichungen lassen sich in offensichtlicher Form in Matrixschreibweise darstellen.

$$\vec{r}_P^{(k+1)}, r_1, \dots, r_n = \vec{r}_P^{(k)}, r_1, \dots, r_n + A^{(k)} \cdot \vec{\Delta P}^{(k)}$$

wobei

$$A^{(k)} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi(r_1)}{\partial p_1} & \dots & \frac{\partial \phi(r_1)}{\partial p_3} \\ \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial \phi(r_n)}{\partial p_1} & \dots & \frac{\partial \phi(r_n)}{\partial p_3} \end{pmatrix}$$

die sogenannte Design - Matrix darstellt.

Beste Anpassung im Sinne der Methode der kleinsten Quadrate ergibt sich, wenn die Zahl

$$G^{(k)} = ( \vec{Y}^{(k)} - A^{(k)} \vec{z}_P^{(k)} )^T W ( \vec{Y}^{(k)} - A^{(k)} \vec{z}_P^{(k)} )$$

minimal wird.

Die sogenannte Varianzmatrix enthält nur in der Diagonalen von 0 verschiedene Elemente:

$$W_{ii} = 1/\sigma_i^2$$

Die Fehlergröße  $\sigma_i^2$  setzt sich quadratisch aus den Fehlern der Ortsauflösung und dem Fehler der Vielfachstreuung zusammen. Letzterer wächst mit zunehmender Trajektorienlänge, so daß die letzten Punkte weniger stark berücksichtigt werden als die ersten.

Notwendige Kriterium für das Erreichen des Minimums von G ist das Verschwinden der Ableitung

$$\frac{\partial G^{(k)}}{\partial \vec{z}_P^{(k)}} = - 2A^{(k)T} W ( \vec{Y}^{(k)} - A^{(k)} \vec{z}_P^{(k)} ) = 0$$

Diese Gleichung läßt sich auflösen zu

$$\vec{z}_P^{(k)} = ( A^{(k)T} W A^{(k)} )^{-1} A^{(k)T} W \vec{Y}^{(k)}$$

Die Kovarianzmatrix

$$C^{(k)} = ( A^{(k)T} W A^{(k)} )^{-1}$$

gibt die Quadrate der Fehler für die Anpassungsparameter an. Die Parameter  $\vec{z}_P^{(k+1)}$  berechnen sich für den nächsten Iterationsschritt aus

$$\vec{z}_P^{(k+1)} = \vec{z}_P^{(k)} + \vec{\Delta P}^{(k)}$$

Das Iterationsverfahren bricht ab, wenn die Änderung der Parameter innerhalb des Fehlerellipsoids liegen:

$$\vec{\Delta P}^{(k)T} C^{(k)-1} \vec{\Delta P}^{(k)} < 1$$

Für den vorliegenden Fall wird die Iteration abgebrochen, wenn nicht nach spätestens 8 Schritten Konvergenz erreicht ist.

Referenzen

- ADE 74 M.Aderholz et al.:  
High - Resolution Ionization Measurements in the Region  
of the Relativistic Rise  
NIM 118 (1974) 419 - 430
- ALL 74 W.W.M.Allison et al.:  
The Identification of Secondary Particles by Ionization  
Samplings (ISIS)  
NIM 119 (1974) 499 - 507
- BAR 77 W.Bartel:  
Private Mitteilung
- BRE 74 A.Breskin, G.Charpak, F.Sauli, M.Atkinson, G.Schultz:  
Further Results on the Operation of High - Accuracy  
Drift Chambers.  
NIM 119 (1974) 9 - 28
- BLO 77 V.Blobel:  
Private Mitteilung
- EAD 71 W.T.Eadie, D.Drijard, F.E.James, M.Roos, B.Sadoulet:  
Statistical Methods in Experimental Physics  
North Holland 1971
- ERS 72 G.A.Erskine:  
Electrostatic Problems in Multiwire Proportional Chambers  
NIM 105 (1972) 565 - 572
- FAR 78 W.Farr, J.Heintze, K.H.Hellenbrand, A.H.Walenta:  
Space Resolution of Drift Chambers Operated at High  
Gas Pressure  
( Zur Veröffentlichung in NIM )
- FKA 77 G.Franke:  
Private Mitteilung
- GLU 63 R.L.Gluckstern:  
Uncertainties in Track Momentum and Direction due to Multiple  
Scattering and Measurement Errors  
NIM 24 (1963) 381 - 389
- HEI 77 J.Heintze:  
Private Mitteilung
- JAC 75 J.D.Jackson:  
Classical Electrodynamics  
Second Edition, John Wiley and Sons
- JAD 76 R.Felst et al.:  
JADE, Proposal for a Compact Magnetic Detector at Petra

- MOL 48 G.Moliere  
Theorie der Streuung schneller Teilchen II  
Zeits. für Naturforschung 3A 1948 78 - 97
- PAL 75 V.Palladino, B.Sadoulet:  
Application of Classical Theory of Electrons in Gases to  
Drift Proportional Chambers  
NIM 128 (1975) 323 - 335
- PEP 74 D.Hitlin, J.Marx, P.Yamin:  
Strange Particle Experiments at PEP  
Proceedings of the 1974 PEP Summer Studies  
PEP-164
- PEP 75 J.A.J.Matthews, A.Rothenberg:  
Comparison of the Time Projection and Drift Chamber Detectors  
Proceedings of the 1975 PEP Summer Studies
- PER 72 D.H.Perkins  
Introduction to High Energy Physics  
Addison - Wesley 1972
- ROS 76 Table of Particle Properties  
Review of Modern Physics  
Vol. 48, No. 2, Part II
- SAU 77 F.Sauli:  
Principles of Operation of Multiwire Proportional and  
Drift Chambers  
CERN 77 - 09, 3 May 1977
- SAU77/1 F.Sauli:  
Limites de Précision dans les Detecteurs gazeux multifils  
Rapport présenté aux Journées d'Etude sur les Detecteurs  
utilises en Physique nucléaire  
CESI, Gif sur Yvette 1977
- SCH 76 G.Schultz  
Etude d'un Detecteur de Particules a très Haute Précision  
Spatiale ( Chambre à Drift )  
Thèse Strasbourg 1976
- SEG 53 E.Segré  
Experimental Nuclear Physics,  
Volume I  
Wiley & Sons

- STE 71 Sternheimer, Peierls:  
Phys. Rev. B3 (1971) 3681
- WAG 77 A.Wagner  
Private Mitteilung
- WAR 77 P.Warming  
Entwicklung einer Driftkammer mit zweidimensionaler  
Ortsauslese  
Diplomarbeit Hamburg 1977

Danksagung

Herr Prof. Weber gab mir die Gelegenheit, diese Arbeit beim DESY durchzuführen. Darüberhinaus ermöglichte er mir einen Besuch des Instituts für Experimentalphysik der Universität Heidelberg.

Herr Dr. Felst stellte das Thema und betreute zusammen mit Herrn Dr. Bartel die Arbeit. Ihre stets hilfreichen Anregungen trugen entscheidend zum Gelingen bei.

Allen Mitgliedern von F22 danke ich für das stete Interesse in einer netten Arbeitsatmosphäre. Besonders danken möchte ich Herrn P.Warming für zahlreiche Diskussionen und Herrn M.Helm für die Hilfsbereitschaft bei der Lösung vieler Probleme und für die Durchsicht des Manuskripts.