UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

Untersuchung zur K^0_s-Produktion mit dem OPAL-Detektor: Vergleich von OPAL-Daten mit Monte-Carlo-Simulationen

von
Joachim Schwiening

Abstract:
The analysis of the process $e^+e^- \rightarrow K^0_s X$ in about 140,000 hadronic decays of the Z^0 presents a powerful tool to study the fragmentation process, for which no exact theoretical description yet exists. All results on K^0_s production depend on the precise knowledge of the detection efficiency for K^0_s, which is determined from Monte Carlo simulations. Before applying efficiencycorrections to the experimental data however, the exact simulation of the detector has to be verified.
After presenting the criteria for the selection of K^0_s decays and the determination of the detection efficiency, a comparison of data from the OPAL detector at LEP with the respective Monte Carlo simulations is shown. The distributions of the variables used for K^0_s selection exhibit in general good agreement. Remaining differences and their influence on the K^0_s analysis are discussed. Although the width of the K^0_s peak is somewhat smaller in the simulation than in OPAL data, the rate of K^0_s production is shown to be in excellent agreement. The K^0_s lifetime determined from OPAL data is found in good agreement with the Particle Data value.

Post address:
Nussallee 12
D-5300 Bonn 1
W-Germany

BONN-IR-91-42
Bonn University
July 1991
ISSN-0172-8741

UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

Untersuchung zur K_s^0-Produktion mit dem OPAL-Detektor: Vergleich von OPAL-Daten mit Monte-Carlo-Simulationen

von
Joachim Schwiening

Untersuchung zur K_s^0-Produktion mit dem OPAL-Detektor: Vergleich von OPAL-Daten mit Monte-Carlo-Simulationen

von
Joachim Schwiening
aus
Wertherbruch

Diplomarbeit

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Angenommen am: 26. Juli 1991
Referent: Prof. Dr. B. Nellen
Korreferent: Prof. Dr. E. Hilger

UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

Untersuchung zur K_s^0-Produktion mit dem OPAL-Detektor: Vergleich von OPAL-Daten mit Monte-Carlo-Simulationen

von
Joachim Schwiening

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

Angenommen am:	26. Juli 1991
Referent:	Prof. Dr. B. Nellen
Korreferent:	Prof. Dr. E. Hilger

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Der Elektron – Positron Speicherring LEP am europäischen Kernforschungszentrum CERN hat im August 1989 seinen Betrieb aufgenommen. Seit diesem Zeitpunkt werden mit vier großen Detektoren, unter ihnen der OPAL-Detektor, Daten bei Energien in der Umgebung des Z^0 Pols gemessen.

Die Analyse von Zerfällen seltsamer Teilchen ermöglicht Beiträge zum Studium des Fragmentationsprozesses, für den noch keine exakte theoretische Beschreibung existiert. Dazu werden die totale K^0-Rate pro Ereignis und differentielle Wirkungsquerschnitte für K^0-Produktion bestimmt und mit den Vorhersagen verschiedener Fragmentationsmodelle verglichen. Der vorliegenden Arbeit liegen Untersuchungen zu einer in Bonn im Rahmen der OPAL-Kollaboration fertiggestellten Veröffentlichung über K^0-Produktion in Z^0 Zerfällen [17] zugrunde. Für diese Analyse war eine genaue Kenntnis der mit Hilfe von Simulationsprogrammen berechneten Nachweiswahrscheinlichkeit für K^0_s-Zerfälle wichtig. Bevor diese zur Korrektur der OPAL-Daten benutzt werden konnte, mußte sichergestellt werden, daß alle relevanten Verteilungen (Verteilung der Schnittgrößen und das Dipion-Massenspektrum) in allen Phasen der Analyse ausreichend gut simuliert werden.

Somit ist das Ziel dieser Arbeit ein Vergleich der im Jahr 1990 mit dem OPAL-Detektor nachgewiesenen multihadronischen Zerfälle des Z^0 mit den durch Monte-Carlo-Programme simulierten Daten, um die Qualität der Detektorsimulation im Hinblick auf die Analyse von K^0_s-Zerfällen zu überprüfen.

Nach der Beschreibung des Detektors und der Datenselektion in Kapitel 2 werden die Monte-Carlo-Programme in Kapitel 3 vorgestellt. In Kapitel 4 werden die Kriterien zur Selektion von K^0_s-Zerfällen und die resultierende Nachweiswahrscheinlichkeit diskutiert. Kapitel 5 enthält den Vergleich der OPAL-Daten mit Monte-Carlo-Simulationen anhand der Schnittverteilungen und einiger Eigenschaften der K^0_s. Abgeschlossen wird die Arbeit mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Anhang, der über neuere Resultate zur verbesserten Datenauswertung berichtet.

2 Das Experiment

Nach einer kurzen Beschreibung des Speicherrings LEP und der Komponenten des OPAL-Detektors wird in diesem Kapitel der OPAL-Zentraldetektor beschrieben. Abschließend werden die Kriterien zur Selektion hadronischer Ereignisse vorgestellt.

2.1 Der Speicherring LEP

Der Elektron – Positron Speicherring **LEP** (**L**arge **E**lectron **P**ositron Collider) ist ein Beschleuniger am europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf. Der LEP Ring hat einen Umfang von 26.7 km (Abb. 1) und beschleunigt in der ersten Ausbaustufe (LEP-I) die Elektronen und Positronen von ihrer Einschußenergie (20 GeV) auf maximal 55 GeV. Im Jahr 1990 arbeitete der LEP Speicherring bei Schwerpunktsenergien zwischen 88.2 GeV und 94.3 GeV im Bereich des Z^0 Pols. In den Wechselwirkungszonen befinden sich die vier Detektoren **ALEPH, DELPHI, L3** und **OPAL**. Die integrierte Luminosität im Jahr 1990 betrug für den OPAL-Detektor 6.6 pb^{-1}.

Abb. 1: Der LEP-Ring mit seinen vier Detektoren

2.2 Der OPAL-Detektor

2.2.1 Aufbau des Detektors

Der **OPAL** (**O**mni **P**urpose **A**pparatus for **L**EP) Detektor wird von einer internationalen Kollaboration von zur Zeit 26 Instituten aus 9 Ländern betrieben.
Er ist als Allzweckdetektor für die Rekonstruktion neutraler und geladener Teilchen über den vollen Raumwinkelbereich ausgelegt. Er überdeckt bei einer Länge von 12 m und einem Durchmesser von 10 m etwa 97 % von 4π. Sein Aufbau ist zylindersymmetrisch zur Strahlachse (Abb. 2) und besteht aus folgenden Komponenten[1]:

Abb. 2: Der OPAL-Detektor

- **Silizium-Streifendetektor** (seit 1991)
  Er dient vor allem zur Messung von Zerfällen kurzlebiger Teilchen (z.B. B-Mesonen).

[1] Eine ausführliche Beschreibung des OPAL-Detektors findet sich in [18].

- **Zentraldetektor** bestehend aus:
  - Vertexkammer
  - Jetkammer
  - Z-Kammern

  Er wird im folgenden Abschnitt ausführlicher beschrieben.

- **Spule**
  Die normalleitende Spule umschließt den Zentraldetektor und sorgt für ein homogenes Magnetfeld von 0.435 T parallel zur Strahlachse.

- **Presampler**
  Diese Streamerkammern dienen zum Nachweis elektromagnetischer Schauer in der Spule.

- **Flugzeitzähler**
  Das System zur Identifikation von Teilchen aufgrund ihrer Flugzeit vom primären Wechselwirkungspunkt aus wird auch als schneller Trigger eingesetzt.

- **Elektromagnetisches Kalorimeter**
  Fast 13000 auf den Wechselwirkungspunkt zeigende Bleiglasblöcke mit einer Dicke von mehr als 20 Strahlungslängen messen mit Hilfe von Photomultipliern das Čerenkovlicht, das die von Elektronen und Photonen beim Durchqueren des Glases erzeugten Schauer abstrahlen.

- **Hadron-Kalorimeter**
  Das Rückführjoch des Magneten wird mittels einer Sandwichtechnik (Eisenplatten und Streamerkammern) als Kalorimeter für stark wechselwirkende Teilchen benutzt.

- **Myonkammern**
  Große Driftkammer umgeben das Hadron-Kalorimeter zum Nachweis von Myonen.

- **Vorwärtsdetektor**
  Er dient zur genauen Messung der Luminosität durch den Nachweis von Elektronen aus der Bhabha-Streuung.

2.2.2 Der Zentraldetektor

Da zur Selektion von K^0_s-Zerfällen in dieser Arbeit ausschließlich Informationen des Zentraldetektors verwendet werden, soll dieser Detektorteil ausführlicher dargestellt werden.

Der OPAL-Zentraldetektor (dargestellt in Abb. 3 zusammen mit dem benutzten Zylinderkoordinatensystem) besteht aus drei Driftkammersystemen:

1. Die **Vertexkammer** ist 1 m lang und hat einen inneren Radius von 8.8 cm und einen äußeren Radius von 23.5 cm. Sie besteht aus zwei Komponenten, die senkrecht zur Strahlachse in jeweils 36 kuchenstückförmige Sektoren unterteilt sind. In den inneren 36 Sektoren sind die jeweils 12 Axialdrähte parallel zur Strahlachse gespannt. Die äußeren 36 Sektoren enthalten jeweils 6 Stereodrähte (4°) zur genaueren Messung der z-Koordinate. Die Ortsauflösung der Vertexkammer beträgt in der $r\phi$-Ebene 55 μm und in der z-Richtung 700 μm unter Benutzung der Stereodrähte.
   Die Aufgabe der Vertexkammer liegt in der genauen Bestimmung des primären Wechselwirkungspunktes sowie in der Messung von Sekundärvertices kurzlebiger Teilchen.

Abb. 3: OPAL-Zentraldetektor in zwei Ansichten zusammen mit dem in dieser Arbeit benutzten Zylinderkoordinatensystem.

2. Die **Jetkammer** hat einen inneren Radius von 25 cm und einen Durchmesser von 3.7 m. Sie ist senkrecht zur Strahlachse in 24 Sektoren unterteilt. Jeder Sektor enthält jeweils 159 parallel zur Strahlachse (z-Achse) gespannte Signaldrähte. Die Jetkammer wird von konischen Endstücken begrenzt. Die Länge der Kammer und damit der Signaldrähte variiert deshalb zwischen 320 cm im inneren Bereich und 400 cm im äußeren Bereich. Die Ortsauflösung der Jetkammer beträgt in der rϕ- Ebene 135 μm. Die z-Koordinate wird durch Ladungsteilung mit einer Genauigkeit von 6 cm gemessen. Die Impulsauflösung beträgt
$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T^2} = 1.5 \cdot 10^{-3}\ (GeV/c)^{-1}[12].$$
Aufgrund der großen Anzahl von Signaldrähten ermöglicht die Jetkammer eine genaue Messung von Ort und Impuls geladener Spuren. Auch Spuren, die von weit in der Kammer liegenden Sekundärvertices (z.B. von K_s^0-Zerfällen) stammen, können deshalb viele Meßpunkte besitzen. Zusätzlich ist die Teilchenidentifikation über die Messung des Energieverlustes in der Jetkammer $\frac{dE}{dx}$ mit einem relativen Fehler von etwa 3.5 % [13] möglich.

3. Die Jetkammer ist von 24 **Z-Kammern** umgeben. Jede Z-Kammer ist in 8 Sektoren unterteilt, deren jeweils 6 Signaldrähte senkrecht zu den Drähten der Jetkammer gespannt sind. Die Z-

Kammern überdecken den Polarwinkelbereich von $44° \leq \theta \leq 136°$. Die Ortsauflösung beträgt etwa 1.5 cm in $r\phi$ und 300 μm in z.
Die Aufgabe der Z-Kammern besteht in der exakten Messung der z-Koordinate am Ende einer Teilchenspur und damit des Polarwinkels θ.

Im Laufe der Arbeit zeigte es sich, daß die z-Messung mit der Jetkammer allein problematisch ist. Die Ursache liegt in einer systematischen Verzerrung der z-Koordinate durch die Jetkammer, speziell für kleine Winkel der Spur zur Strahlachse. Dieser Effekt zeigt sich beispielsweise bei einem Vergleich der Messung des Polarwinkels θ durch die Jetkammer mit der Messung des Polarwinkels durch einen äußeren Referenzdetektor (elektromagnetisches Kalorimeter oder Presampler). In Abbildung 4 ist die mittlere Differenz der Messung des Polarwinkels θ_{EB} durch das elektromagnetische Kalorimeter und der Messung θ_{CJ} durch die Jetkammer allein gegen θ_{EB} aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß die Messungen des Polarwinkels systematisch voneinander abweichen. Während im Bereich von etwa $50° \leq \theta_{EB} \leq 130°$ die Differenz der Messungen von θ konstant bleibt, wächst der Betrag der Fehlrekonstruktion durch die Jetkammer außerhalb dieses Bereichs stark an. Als Ursache für den systematischen Fehler in der Bestimmung der z-Koordinate kommt vor allem nicht ausreichend kompensiertes Übersprechen (Crosstalk) zwischen den Drähten der Jetkammer in Frage [11]. Die Stärke des Effekts ist abhängig von den Spurwinkeln θ und ϕ und führt zu einem Fehler in der Messung der z-Komponente des Impulsvektors. Das Resultat ist eine schlechtere Impuls- und damit Massenauflösung des Zentraldetektors.

Der Einfluß des systematischen Fehlers in der Messung der z-Koordinate auf die K_s^0-Analyse wird in Kapitel 5 diskutiert.

Abb. 4: Differenz der Messung des Polarwinkels θ_{EB} durch das elektromagnetische Kalorimeter und der Messung θ_{CJ} durch die Jetkammer allein aufgetragen gegen θ_{EB}.

Im Anhang wird eine Methode zur Korrektur dieses Problems in den OPAL-Daten vorgestellt. Zusätzlich zu den in Kapitel 4 vorgestellten Schnitten zur K_s^0-Selektion wird darin verlangt, daß jede geladene Spur Spurpunkte in den Z-Kammern besitzt. Die Messung der z-Koordinate durch die Z-Kammern geht aufgrund der hohen Meßgenauigkeit dieser Detektorkomponente mit großem Gewicht in den Spurfit ein. Die Verzerrung der z-Messung durch die Jetkammer wird so für diese Spuren aufgehoben.

2.2.3 Datenselektion

Die Selektion multihadronischer Ereignisse ist in [14] ausführlich dargestellt. Sie beruht auf Informationen des elektromagnetischen Kalorimeters und des Flugzeitzählers. Die vorliegende Arbeit analysiert geladene Spuren mit Hilfe des Zentraldetektors . Um sicherzustellen, daß jedes Ereignis im empfindlichen Volumen des Zentraldetektors gut rekonstruiert ist, werden folgende zusätzliche Selektionskriterien formuliert:

- Die Jetkammer und die Z-Kammern müssen für jedes Ereignis als voll funktionsfähig gemeldet sein.
- Jedes Ereignis muß mindestens 5 geladene Spuren enthalten, für die gilt:
  - Der Transversalimpuls der Spur zur Strahlachse beträgt mindestens 150 MeV/c.
  - Die Anzahl der Spurpunkte in der Jetkammer ist mindestens 40.
  - Der Minimalabstand der Spur in der $r\phi$- Ebene zum Primärvertex ist kleiner als 5 cm.

Nach diesen Schnitten beruht die weitere Analyse auf 143185 Ereignissen, die mit dem OPAL-Detektor im Jahr 1990 bei einer luminositätsgewichteten mittleren Schwerpunktsenergie von 91.31 GeV nachgewiesen wurden.

3 Die Monte-Carlo-Programme

Aufgrund der geometrischen Akzeptanz des Detektors und der zur Selektion von K_s^0-Zerfällen notwendigen Schnitte, wird nur ein Teil der K_s^0 durch das Analyseprogramm gefunden. Um von der Anzahl der rekonstruierten K_s^0 auf die wahre Anzahl der pro Ereignis erzeugten K_s^0 zurückschließen zu können, muß die Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt werden. Dazu werden die durch Monte-Carlo-Programme simulierten Daten mit der gleichen Analysekette wie die OPAL-Daten untersucht. Aus der Kenntnis der Anzahl der K_s^0 vor und nach allen Schnitten wird dann die Nachweiswahrscheinlichkeit ε berechnet. Die Simulation multihadronischer Ereignisse geschieht in zwei Stufen durch zwei getrennte Programme: Ereignisgenerator und Detektorsimulation.

Abb. 5: Schematische Darstellung eines multihadronischen Ereignisses in der e^+e^- Vernichtung.

3.1 Der Generator: JETSET

Als Generator für multihadronische Ereignisse diente das Lund-Monte-Carlo-Programm JETSET 7.2 mit Parton-Schauer-Option und String-Fragmentation. Für eine Beschreibung des JETSET-Programms sei hier auf [19] verwiesen. Benutzt wurde eine Version, deren Fragmentationsparameter über die Spektren von verschiedenen Formvariablen an die OPAL-Daten angepaßt wurden [16]. Abbildung 5 stellt ein multihadronischen Ereignis in der e^+e^--Vernichtung schematisch dar.

In der ersten Phase treffen Elektron und Positron (nach möglicher Anfangszustandsbremsstrahlung) aufeinander und vernichten sich in ein Z^0-Boson oder ein virtuelles Photon. Dieser Prozeß läßt sich ebenso wie die anschließende Erzeugung des primären Quark-Antiquark Paares durch die

elektroschwache Wechselwirkung beschreiben.
Die zweite Phase läßt sich störungstheoretisch durch die QCD berechnen. In ihr strahlen die Quarks Gluonen ab, die ihrerseits Gluonen abstrahlen und in ein Quark-Antiquark Paar konvertieren können.
In der dritten Phase fragmentieren die farbigen Partonen in farblose Hadronen. Da dieser Prozeß noch nicht analytisch zu berechnen ist, kommen hier phänomenologische Modelle zum Einsatz.
Instabile Hadronen zerfallen in der vierten Phase über experimentell bestimmte Verzweigungsverhältnisse in beobachtbare Teilchen.
Der Ereignisgenerator beschreibt diese vier Phasen. Die Detektorsimulation berechnet die Reaktion des Detektors auf die entstandenen beobachtbaren Teilchen. Es zeigte sich, daß die inklusive K_s^0-Produktion durch das JETSET-Programm sehr gut beschrieben wird [17].

3.2 Die Detektorsimulation: GOPAL

Die OPAL-Detektorsimulation GOPAL [1] beruht auf dem GEANT-Simulationspaket [2]. GOPAL liest von einem Ereignisgenerator erzeugte Ereignisse ein und verfolgt die meßbaren Teilchen durch den gesamten Detektor. Dazu bietet GOPAL eine detaillierte Simulation des Detektors inklusive der Wechselwirkung der Teilchen mit verschiedenen Detektormaterialien. Das Ergebnis der Simulation sind Daten, die zusätzlich zu allen Informationen, die auch die mit dem OPAL-Detektor gemessene Daten enthalten, Aussagen über die Geschichte jedes Teilchens enthalten. Diese Informationen werden in der vorliegenden Arbeit zur Unterscheidung zwischen K_s^0-Signal und Untergrund sowie zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit verwendet.

Die Monte-Carlo-Daten werden den gleichen Selektionskriterien unterworfen wie die OPAL-Daten (Kapitel 2.2.3). Die Analyse beruht nach diesen Schnitten auf 184335 simulierten Ereignissen.

Simulation der Auflösung der Jetkammer

Für jedes Teilchen sind nach der Erzeugung und der Wechselwirkung mit dem Detektor zu jedem Zeitpunkt Ort und Impuls exakt bekannt. Die Auflösung des realen Detektors wird danach in einem weiteren Schritt simuliert.

rϕ-Auflösung
Die rϕ-Auflösung der Jetkammer ist abhängig vom Abstand d der Spur zum Signaldraht und dem Winkel φ der Spur zur Driftrichtung der Elektronen. Die Auflösungsfunktion $\sigma(\varphi, d)$ wurde für die Simulation parametrisiert [7]. Anhand der Analyse von Daten der JADE-Jetkammer wurde festgestellt, daß die Ortsauflösung für etwa 5 % der Spurpunkte deutlich verschlechtert ist. Dieser Effekt wird auf nicht-auflösbare δ-Elektronen [2] zurückgeführt. In der Simulation wird diesem Effekt Rechnung getragen, indem für 5 % der Spurpunkte eine schlechtere Auflösung von $\sigma_\delta = 14 \cdot \sigma(\varphi, d)$ gewählt wird. Der Einfluß dieser Meßpunkte verschlechter die rϕ-Auflösung um mehr als einen Faktor 2 [7].

z-Auflösung
Die z-Auflösung der Jetkammer wird simuliert, indem die genauen z-Positionen mit einer Gaußfunktion verschmiert werden. Die Breite der Verschmierung beträgt für 80 % der Meßpunkte $\sigma_z = 2$ % der Drahtlänge und für 20 % der Meßpunkte $\sigma_z = 6$ % der Drahtlänge [7].
Dieser Ansatz kann komplizierte Effekte, wie das Übersprechen (Crosstalk), das von den Winkeln ϕ und θ in der Jetkammer abhängt, nicht simulieren. Die systematische Verzerrung der z-Messung durch die Jetkammer ist in den Monte-Carlo-Daten deshalb nicht enthalten.

[2] Das sind δ-Elektronen im Bereich weniger keV. Ihre Energie liegt unterhalb der Schwelle der von GOPAL simulierten Teilchenenergien.

4 Selektion von K_s^0-Zerfällen

Im folgenden Kapitel soll die angewandte Methode zur Selektion von K_s^0-Zerfällen dargestellt werden. Dabei wird zwischen Schnitten auf Eigenschaften der einzelnen Spuren und solche auf Eigenschaften der Spurkombinationen unterschieden.

Das K^0 ist das leichteste Meson, das ein Strange-Quark enthält:

$$K^0 = (d\bar{s}) \qquad\qquad \bar{K}^0 = (s\bar{d}).$$

Da diese Zustände keine CP-Eigenzustände darstellen, existieren die K^0 in der Natur nur als Linearkombinationen (unter Vernachlässigung der CP-Verletzung):

$$K_s^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[(d\bar{s}) + (s\bar{d})\right] \qquad\qquad K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[(d\bar{s}) - (s\bar{d})\right].$$

Diese beiden Teilchen besitzen unterschiedliche mittlere Zerfallslängen:

$$c\tau(K_L^0) = 1550 \text{ cm}$$
$$c\tau(K_s^0) = 2.675 \text{ cm [15]}.$$

Damit ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein K^0 mit einem Impuls von 2 GeV/c innerhalb des OPAL-Detektors zerfällt, für K_L^0 etwa 6 % und für K_s^0 etwa 100 %. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit nur K_s^0-Zerfälle untersucht.

Der Nachweis von K_s^0-Zerfällen ist in zwei Kanälen möglich:

- $K_s^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ mit einem Verzeigungsverhältnis von 31.39 % [15]. Da ungeladene Pionen im wesentlichen in zwei Photonen zerfallen, müssen in diesem Kanal zur Impuls- und Massenbestimmung der K_s^0 vier Photonen im Endzustand durch das elektromagnetische Kalorimeter nachgewiesen und korrekt zugeordnet werden.
- $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ mit einem Verzeigungsverhältnis von 68.61 % [15]. Zur Impuls- und Massenbestimmung müssen zwei geladene Spuren korrekt rekonstruiert und zugeordnet werden.

Die deutlich bessere Massenauflösung ist der Grund dafür, daß im Rahmen dieser Analyse die K_s^0 über den Zerfall in zwei geladene Pionen nachgewiesen werden sollen. Da Ort und Impuls von geladenen Spuren von den zentralen Driftkammern des OPAL-Detektors mit hoher Genauigkeit gemessen werden, ist es möglich, zur Untersuchung von K_s^0-Zerfällen ausschließlich Informationen des OPAL-Zentraldetektors zu verwenden.

Abbildung 6 zeigt ein im OPAL-Zentraldetektor rekonstruiertes Ereignis in der $r\phi$- Ansicht. Die Spuren 2 und 4 erfüllen die K_s^0-Selektionskriterien. Die beiden Spuren und der von ihnen gebildete Vertex werden deshalb als K_s^0-Kandidat bezeichnet.

Wegen der durch den schwachen Zerfall relativ großen mittleren Zerfallslänge ist der Zerfallsvertex der K_s^0 meist räumlich vom Primärvertex getrennt ("V^0 - Topologie"). Die Suche nach K_s^0 ist damit eine Suche nach Sekundärvertices. Es werden dazu in jedem Ereignis alle geladenen Spuren mit entgegengesetztem Ladungsvorzeichen kombiniert. Für die so gefundenen Vertices wird dann die invariante Masse unter der Annahme berechnet, daß es sich bei den Spuren um Pionen handelt:

$$M_{\pi\pi} = \sqrt{2\left(M_\pi^2 + E_1E_2 - \vec{p_1}\vec{p_2}\right)} \tag{1}$$

mit	$\vec{p_i}$	Impulsvektor der i-ten Spur (i=1,2)
	$E_i = \sqrt{M_\pi^2 + \vec{p_i}^{\,2}}$	Energie der i-ten Spur
	$M_\pi = 139.6$ MeV/c^2	Ruhemasse des geladenen Pions [15]

Bereits das ohne weitere Schnitte erstellte Massenspektrum (Abb. 7) zeigt bei etwa 500 MeV/c^2 ein K_s^0-Signal. Der hohe kombinatorische Untergrund aufgrund der mittleren geladenen Multiplizität von etwa 21 Spuren pro multihadronischem Ereignis [16] macht eine genauere Analyse mit diesem Signal schwierig. Es sind daher besondere Schnitte zur K_s^0-Selektion vorzunehmen. Da die Konstruktion der Jetkammer (siehe Kapitel 2) auf eine besonders gute rϕ- Auflösung ausgelegt ist, werden im folgenden die K_s^0 hauptsächlich durch Schnitte auf Größen selektiert, die allein von den Variablen r und ϕ abhängen.

Abb. 6: Kandidat für einen K_s^0-Zerfall in einem 2-Jet Ereignis.

Abb. 7: Dipion-Massenspektrum ohne Schnitte in den OPAL-Daten.

4.1 Einzelspurkriterien

Die Motivation für eine erste Gruppe von Schnitten ist die Auswahl von Spuren hoher Qualität.

Für den Transversalimpuls der Spur in der rϕ-Ebene p_t soll gelten:

- $p_t \geq 150$ MeV/c .

Dieser Schnitt beseitigt vor allem δ-Elektronen und andere sehr niederenergetische, in der Kammer "spiralisierende" Spuren.

Für den Winkel der Spur zur Strahlachse θ soll gelten:

- $\mid \cos(\theta) \mid \leq 0.7$.

Aus diesem Schnitt folgt aufgrund der Detektorgeometrie, daß jede Spur sowohl die maximalen 159 Spurpunkte in der Jetkammer als auch eine Assoziation zu den Z-Kammern besitzen kann.

Abb. 8: Skizze eines K_s^0-Zerfalls in der $r\phi$-Ansicht.

Eine Spur soll mindestens die Hälfte der möglichen 159 Spurpunkte besitzen. So wird eine gute Spur- und damit Impulsrekonstruktion sichergestellt:

- $N_{HIT} \geq 80$.

Dieser Schnitt verbessert die Impulsauflösung, was insbesondere für eine gute Massenauflösung wichtig ist.

Eine zweite Gruppe von Schnitten dient zur Trennung der K_s^0-Zerfälle vom kombinatorischen Untergrund aufgrund der "V^0 - Topologie".

Um die Wirkung der Schnitte zu demonstrieren, wird die in den Monte-Carlo-Daten vorhandene Information über den Ursprung eines Teilchens benutzt. So kann für jede einzelne Spurkombination entschieden werden, ob sie zum K_s^0-Signal oder zum Untergrund zu zählen ist. Ein Vertex soll "echter K_s^0-Zerfall" heißen, wenn beide Spuren vom Zerfall desselben K_s^0 stammen. Analog soll ein Vertex als "echte γ-Konversion" bezeichnet werden, wenn beide Spuren in der Monte-Carlo-Simulation als von der gleichen γ-Konversion stammend identifiziert sind.

K_s^0 zerfallen nach einem exponentiellen Zerfallsgesetz, der mittlere Abstand $<R>$ (siehe Abb. 8) vom Wechselwirkungspunkt liegt im Bereich von 5 - 10 cm. Der Minimalabstand d_0 einer Spur in $r\phi$ vom Primärvertex (vergleiche Abb. 8) ist deshalb für eine aus einem K_s^0-Zerfall stammende Spur meist größer als für den kombinatorischen Untergrund, der von Spuren gebildet wird, die sich vorwiegend in der Nähe des Wechselwirkungspunktes schneiden. Deshalb ist d_0 eine geeignete Größe zur Selektion von Spuren aus K_s^0-Zerfällen:

- $\mid d_0 \mid \geq 0.3$ cm .

Abbildung 9 zeigt für die simulierten Daten, daß die Breite der d_0 Verteilung für Spuren, die nicht aus K_s^0-Zerfällen stammen, durch die Detektorauflösung von etwa 135 μm [18] gegeben ist und sich deutlich von der Breite der d_0-Verteilung für Spuren aus K_s^0-Zerfällen unterscheidet. Der d_0-Schnitt ist der wichtigste Schnitt zur Untergrundreduktion.

Mit diesen Schnitten auf Eigenschaften der Einzelspuren zeigt sich im Massenspektrum (Abb. 10) bereits ein deutlich verbessertes, klares K_s^0-Signal.

4.2 Spurkombinationskriterien

Die spezielle Zerfallscharakteristik der K_s^0 erlaubt es, mit Schnitten auf Eigenschaften der Spurkombinationen Signal und Untergrund weiter zu trennen.

Spuren, die nicht vom Zerfall eines "stabilen" Teilchens ($K_s^0, \Lambda, \ldots$) stammen, schneiden sich hauptsächlich in der Nähe des Primärvertex. Mit einem Schnitt auf den Abstand R des Sekundärvertex vom Wechselwirkungspunkt (siehe Abb. 8) lassen sich deshalb die K_s^0 aufgrund ihrer großen mittleren Zerfallslänge von $c\tau = 2.675$ cm sehr effektiv vom kombinatorischen Untergrund trennen:

- $R \geq 1$ cm .

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein K_s^0 mit einem Impuls von 2 GeV/c dieses Kriterium erfüllt, ist etwa 91 %. Erfüllen bei einer Spurkombination beide Schnittpunkte alle Selektionskriterien, so wird die Kombination mit dem kleineren Radius R gewählt.

Für den Zerfall eines vom Wechselwirkungspunkt kommenden K_s^0 müssen Flug- und Impulsrichtung übereinstimmen. Deshalb wird verlangt, daß der rekonstruierte Impuls des K_s^0-Kandidaten in der rϕ-Projektion innerhalb eines Winkels δ auf den Primärvertex zeigt:

- $\mid \delta \mid \leq 2$ grad .

Dieser Schnitt ist der wirksamste zur Reduktion des Untergrundes aus Spurkombinationen (Abb. 11).

Bei einem echten K_s^0-Zerfall sollten beide Spuren zwischen Primär- und Sekundärvertex keine Spurpunkte besitzen. Bei rekonstruierten Spuren trifft dies aufgrund möglicher Probleme bei der Spurerkennung nicht immer zu. Daher darf bei Zerfällen im aktiven Volumen der Jetkammer der erste gemessene Spurpunkt auf jeder Spur nicht mehr als 10 cm vor dem Sekundärvertex liegen:

- $R_{DIFF} \leq 10$ cm.

Dieser Schnitt ist sehr locker gewählt. Wählt man den R_{DIFF}-Schnitt jedoch härter, so bietet er die für viele Anwendungen (K_s^0-Fragmentation, Studium von primären s-Quarks, ...) interessante Möglichkeit, für K_s^0 mit hohen Impulsen den d_0-Schnitt zu ersetzen und damit die Nachweiswahrscheinlichkeit für diesen Impulsbereich stark zu steigern.

Bei einem echten Zerfallsvertex sollten beide Spuren in allen drei Raumkoordinaten vom selben Punkt her stammen. Deshalb darf der Abstand Δz der beiden Spuren in der sz-Projektion am Radius des Sekundärvertex in rϕ nicht größer als 80 cm sein:

- $\Delta z \leq 80$ cm .

Abb. 9: Abstand d_0 aller Spuren (a) im Vergleich zum d_0 von Spuren aus echten K_s^0-Zerfällen (b); aus Monte-Carlo-Daten.

Abb. 10: Dipion-Massenspektrum nach Einzelspurschnitten in den OPAL-Daten.

Abb. 11: Winkel δ zwischen rekonstruiertem Impuls und Flugrichtung für alle Spuren (a) und für Spuren aus echten K_s^0-Zerfällen (b); aus Monte-Carlo-Daten.

Abb. 12: e^+e^- Massenspektrum in der Monte-Carlo-Simulation für echte γ-Konversionen (schraffiert) und für "uminterpretierte" echte K_s^0-Zerfälle (gepunktet).

Abb. 13: Dipion-Massenspektrum nach allen Schnitten für OPAL-Daten.

Wegen der systematischen Verzerrung der Messung der z-Koordinate durch den OPAL-Zentraldetektor (siehe Kapitel 2) ist dieser Schnitt sehr locker gewählt.

Für die Spurkombinationen, die die bisher beschriebenen Selektionskriterien erfüllen, werden die Spurparameter neu berechnet. Dabei wird verlangt, daß die Spuren sich auch in der sz-Projektion bei dem Radius schneiden, der durch den Schnittpunkt in der $r\phi$-Ebene festgelegt ist. Dadurch wird die Massenauflösung verbessert.

Die bisherigen Kriterien werden auch von einigen im Detektor konvertierten Photonen $\gamma \rightarrow e^+e^-$ erfüllt.

Zur Unterdrückung dieses Untergrundes wird ein Schnitt auf die invariante Zweiteilchenmasse gemacht, unter der "uminterpretierenden" Annahme, daß es sich bei den Spuren um ein Elektron und ein Positron handelt:

- $m_{ee} \geq 100$ MeV/c^2 .

Dieser Schnitt trennt K^0_s- und γ-Zerfälle sehr effektiv (Abb. 12).

Mit allen diesen, in Tabelle 1 zusammengestellten Schnitten, erhält man ein klares K_s^0-Signal im Dipion-Massenspektrum (Abb. 13), dessen Eigenschaften in Kapitel 5 diskutiert werden.

p_t	$\geq$	150 MeV/c
$\mid \cos(\theta) \mid$	$\leq$	0.7
N_{HIT}	$\geq$	80
$\mid d_0 \mid$	$\geq$	0.3 cm
R	$\geq$	1 cm
$\mid \delta \mid$	$\leq$	2 grad
R_{DIFF}	$\leq$	10 cm
Δz	$\leq$	80 cm
m_{ee}	$\geq$	100 MeV/c^2

Tabelle 1: Zusammenstellung der benutzten Schnitte.

4.3 K_s^0-Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird aus Monte-Carlo-Daten bestimmt, wobei die durch Monte-Carlo-Programme simulierten Daten mit der gleichen Analysekette wie die OPAL-Daten untersucht werden. Dann wird aus der Kenntnis der Anzahl der K_s^0 vor und nach allen Schnitten die Nachweiswahrscheinlichkeit ε ermittelt als

$$\varepsilon = \frac{Anzahl\ der\ rekonstruierten\ K_s^0}{Anzahl\ der\ generierten\ K_s^0}$$

Sie ist in Abbildung 14 abhängig vom Impuls des K_s^0 dargestellt.

Das Maximum der Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt 20 % bei einem Impuls von etwa 3 GeV/c^2.

Um das Zustandekommen der Nachweiswahrscheinlichkeit zu verstehen, wurde in den Monte-Carlo-Daten die Anzahl der "echten K_s^0" vor und nach jedem Schnitt bestimmt. Die Schnitte wurden in derselben Reihenfolge vorgenommen, in der sie in diesem Kapitel vorgestellt wurden. In Abbildung 15 ist zu erkennen, daß zum Verständnis der Nachweiswahrscheinlichkeit mehrere Fakten besonders wichtig sind:

- Aufgrund ihres Zerfalls in ungeladene Pionen sind 31.39 % der K_s^0 der Analyse nicht zugänglich.

- Die Verluste aufgrund der Detektorgeometrie und der Forderung des Spurerkennungsprogramms nach mindestens 10 Spurpunkten in der Jetkammer pro Spursegment [6] sind als "Detektorakzeptanz" zusammengefaßt.
  Die Verluste steigen für kleinere Impulse vor allem wegen der Mehrfachstreuung im Detektormaterial. Für hohe Impulse dominieren die Verluste dadurch, daß die K_s^0 aufgrund ihres exponentiellen Zerfallsgesetzes mit einer größeren Wahrscheinlichkeit erst außerhalb des Zentraldetektors zerfallen.

Abb. 14: Nachweiswahrscheinlichkeit ε in Abhängigkeit vom Impuls des K_s^0.

- Werden die Schnitte in der angegebenen Reihenfolge durchgeführt, so spielen die Verluste durch Spurkombinationsschnitte im Vergleich zu den Einzelspurschnitten praktisch keine Rolle. Die Erkenntnis ist wichtig für die Abschätzung der Bedeutung von Unterschieden in den Schnittverteilungen zwischen OPAL-Daten und der Monte-Carlo-Simulation für den systematischen Fehler der Analyse (Kapitel 5.3).

Eine detaillierte Aussage über die Bedeutung der einzelnen Schnitte hingegen ist wenig sinnvoll, da die Schnitte stark korreliert sind. Die relativen impulsabhängigen Verluste sind deshalb von der Reihenfolge, in der Schnitte angewandt werden, abhängig. Die Wahl der Schnittreihenfolge ist primär durch eine möglichst ökonomische Nutzung der Computerrechenzeit motiviert.

Abb. 15: Ursache für den Verlust von K_s^0 in Abhängigkeit vom Impuls des K_s^0.

5 Vergleich von OPAL-Daten und Monte-Carlo-Simulation

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für K_s^0 wird, wie in Kapitel 4 beschrieben, aus den Monte-Carlo-Daten berechnet. Eine Korrektur der OPAL-Daten durch die Nachweiswahrscheinlichkeit ist jedoch nur dann sinnvoll, wenn sichergestellt ist, daß die Detektorsimulation den OPAL-Detektor gut beschreibt. In diesem Kapitel soll deshalb ein Vergleich der OPAL-Daten mit Monte-Carlo-Simulationen vorgenommen werden.

Wie im Kapitel 3 bereits dargestellt, erfolgt die Simulation multihadronischer Ereignisse durch zwei getrennte Programme: Ereignisgenerator und Detektorsimulation. Ein Vergleich von OPAL-Daten mit verschiedenen Generatoren anhand von Variablen zur Beschreibung der Ereignisstruktur (Sphärizität, Thrust, ...) wurde von der OPAL-Kollaboration bereits vorgenommen [16]. In [17] wurde gezeigt, daß das JETSET-Programm die K^0-Produktion in den OPAL-Daten ausgezeichnet beschreibt. In diesem Kapitel sollen Größen verglichen werden, die beim Studium von K_s^0-Zerfällen von Interesse sind, um die Güte der Detektorsimulation und ihren Einfluß auf die K_s^0-Analyse zu diskutieren.

5.1 Schnittgrößen

In diesem Abschnitt sollen diejenigen Größen verglichen werden, auf die bei der Selektion von K_s^0-Zerfällen geschnitten wird. Dazu wird, wie in Kapitel 4, zwischen Einzelspur- und Spurkombinationskriterien unterschieden. Um den Vergleich zu erleichtern, sind alle Verteilungen so normiert, daß die Summe aller Bininhalte 1 beträgt. Außer dem jeweils betrachteten Schnitt werden für die Einzelspurverteilungen nur die Spurqualitätsschnitte ($p_t, cos(\theta), N_{HIT}$) und für die Spurkombinationsverteilungen alle anderen K_s^0-Schnitte gemacht. Die Schnittverteilungen sind auf den folgenden Seiten (Abb. 16 bis 24) dargestellt.

- p_t
  Abbildung 16 zeigt die gute Übereinstimmung von OPAL-Daten und simulierten Daten über den gesamten Impulsbereich. Nur im ersten Bin ($p_t \leq 500$ MeV/c) liegt die Simulation etwas unterhalb des OPAL-Datenpunktes.

- $cos(\theta)$
  Abbildung 17 läßt mangelhafte Übereinstimmung der $cos(\theta)$-Verteilung in zwei Bereichen erkennen:

  - $\mid cos(\theta) \mid \leq 0.1$
    Die Monte-Carlo-Daten zeigen gegenüber den OPAL-Daten eine deutliche Überhöhung um $cos(\theta) = 0$. Sie resultiert aus einem Fehler in der Simulation des Energieverlustes von Teilchen in der Jetkammer. Der maximal mögliche Energieverlust ist durch den dynamischen Bereich der Meßelektronik gegeben. In den Monte-Carlo-Daten ist dieser Bereich zu klein simuliert und wird deshalb bereits bei einem zu niedrigen Wert des Energieverlustes überschritten. Die durch Ladungsteilung bestimmte z-Koordinate wird dann bei z=0 rekonstruiert. Für stark ionisierende Spuren (speziell Protonen und α aus Sekundärstreuung) wird so die Spur bei $cos(\theta)$=0 gemessen. Für Spuren aus echten K_s^0-Zerfällen ist die $cos(\theta)$-Verteilung in diesem Bereich jedoch flach. Deshalb ist der Einfluß dieses Effekts auf die K_s^0-Analyse gering. Der Fehler ist für die in Zukunft zu benutzenden Monte-Carlo-Daten behoben worden.

Abb. 16: Transversalimpuls in der rϕ-Ebene.

Abb. 17: Cosinus des Winkels zur Strahlachse.

Abb. 18: Anzahl der Spurpunkte in der Jetkammer.

Abb. 19: Minimalabstand der Spur zum Primärvertex in der $r\phi$-Ebene.

Abb. 20: Abstand des Sekundärvertex vom Wechselwirkungspunkt.
Die beiden Spitzen in den Verteilungen sind auf hadronische Wechselwirkung am Strahlrohr ($R \approx 8$ cm) und am Kohlefaserrohr zwischen Vertexkammer und Jetkammer ($R \approx 24$ cm) zurückzuführen.

Abb. 21: Winkel zwischen rekonstruiertem Impuls und Flugrichtung des K_s^0.

Abb. 22: Abstand zwischen dem ersten gemessen Punkt einer Spur und dem Sekundärvertex.

Abb. 23: Abstand beider Spuren in der sz-Projektion am Radius des Sekundärvertex in der $r\phi$-Ebene.

Abb. 24: Invariante Masse unter e^+e^--Hypothese. Die Überhöhung bei $m_{ee} \approx 280$ MeV/c^2 stammt von "uminterpretierten" Λ-Zerfällen.

- $\mid cos(\theta) \mid > 0.7$
  Der steile Abfall der OPAL-Datenpunkte gefolgt von einem Anstieg spiegelt den Einfluß der in Kapitel 2.2 diskutierten systematischen Fehlrekonstruktion der z-Koordinate durch die OPAL-Jetkammer wieder. Da dieser Effekt von den Monte-Carlo-Programmen nicht simuliert wird (siehe Kapitel 3.2), findet sich der entsprechende Verlauf von $\cos(\theta)$ in den simulierten Daten nicht. Obwohl der Schnitt auf $\mid cos(\theta) \mid \leq 0.7$ diesen Bereich bei der Analyse der K_s^0 ausschließt, ist die Auswirkung dieses Fehlers auf die Analyse groß (Kapitel 5.2).

- N_{HIT}
  Abbildung 18 zeigt, daß das Maximum der N_{HIT}-Verteilung um etwa 6 zu niedrig simuliert wird. Der Fehler ist in der Überschätzung des Einflusses von nicht-auflösbaren δ-Elektronen zu suchen (siehe Kapitel 3.2), die die Lage von Spurpunkten scheinbar derart verschieben, daß sie vom Spurerkennungsprogramm nicht mehr akzeptiert werden [7]. Der Fehler ist für die in Zukunft zu benutzenden Monte-Carlo-Daten behoben worden. Für den systematischen Fehler der K_s^0-Analyse ist dieser Unterschied von großer Bedeutung (siehe Kapitel 5.3).

- d_0
  Die d_0-Verteilung (Abb. 19) ist in den Monte-Carlo-Daten schmaler als in den OPAL-Daten. Um den Unterschied quantitativ beschreiben zu können, wurde an die Verteilungen die Überlagerung zweier Gaußverteilungen angepaßt.

  Tabelle 2 zeigt das Resultat dieser Anpassung. Es ist zu erkennen, daß die Werte für die schmalen Gaußverteilungen etwa übereinstimmen. Die Breiten der breiten Gaußverteilungen unterscheiden sich um etwa 50 μm. Die d_0-Breiten für Spuren aus echten K_s^0-Zerfällen sind jedoch groß im Vergleich zu diesen Werten (Abb. 9). Darum macht sich der Unterschied von

	OPAL-Daten	Monte-Carlo-Daten
σ_S	$(92.5 \pm 0.5)\ \mu$m	$(82.8 \pm 0.3)\ \mu$m
A_S	(39.9 ± 0.3) %	(45.2 ± 0.3) %
σ_B	$(282 \pm 1)\ \mu$m	$(331 \pm 1)\ \mu$m
A_B	(60.1 ± 0.5) %	(54.8 ± 0.4) %

Tabelle 2: Resultat der Anpassung der Überlagerung zweier Gaußverteilungen an die d_0-Verteilungen in OPAL-Daten und Monte-Carlo-Daten. Dargestellt sind die Breite (σ) und der relative Anteil an der Gesamtfläche (A) für die schmalere (S) und die breitere (B) Gaußverteilung.

etwa 50 μm in den d_0-Breiten weniger durch einen Fehler in der Nachweiswahrscheinlichkeit als durch einen etwas höheren Untergrund im Dipion-Massenspektrum der OPAL-Daten bemerkbar.

- R
  Mit der Ausnahme der Unterschätzung des Einflusses der hadronischen Wechselwirkung am Kohlefaserrohr in der Simulation (Abb. 20), ist eine sehr gute Übereinstimmung zu erkennen.

- δ
  Aufgrund des höheren Untergrundes im Dipion-Massenspektrum nach allen Schnitten (Kapitel 5.2) sind alle Spurkombinationsverteilungen in den OPAL-Daten stärker durch Untergrund kontaminiert. Die δ-Verteilung ist für den Untergrund erheblich breiter als für echte K_s^0-Zerfälle (siehe Abb. 11). Sie ist deshalb durch den höheren Anteil des Untergrundes in den OPAL-Daten gegenüber der Simulation leicht verbreitert (Abb. 21). Für die K_s^0-Analyse hat das keine Folgen.

- R_{DIFF}
  In Abbildung 22 ist eine gute Übereinstimmung der OPAL-Daten mit den simulierten Daten zu erkennen. Die stärkere Kontamination der OPAL-Daten durch Untergrund bewirkt wie bei δ auch bei R_{DIFF} eine etwas breitere Verteilung.

- Δz
  Die Δz-Verteilung ist in den OPAL-Daten etwa doppelt so breit wie in der Monte-Carlo-Simulation (Abb. 23). Ebenso wie die Abweichung in der $cos(\theta)$-Verteilung ist diese Diskrepanz ein Resultat der systematischen Verzerrung der z-Messung durch die Jetkammer. Mit $\Delta z \leq 80$ cm ist dieser Schnitt nur bei wenigen besonders großen Abweichungen wirksam.

- m_{ee}
  Wie bei δ und R_{DIFF} zeigen sich auch hier, und zwar im Bereich von 400 MeV/c^2, die Folgen der höheren Anteils an Untergrund in den OPAL-Daten. Im Hinblick auf die Abtrennung der Photokonversionen ist die Übereinstimmung von OPAL-Daten und Simulation gut (Abb. 24).

In Kapitel 4.2 wurde gezeigt, daß die Spurkombinationsschnitte zur K_s^0-Nachweiswahrscheinlichkeit wenig beitragen. Unterschiede in diesen Verteilungen sind für die Analyse deshalb von geringer

Bedeutung. Neben einer Berücksichtigung der systematischen Fehler der Messung der z-Koordinate in den OPAL-Daten ist für die Berechnung des systematischen Fehlers der Analyse vor allem der Unterschied bei der N_{HIT}-Simulation zu beachten. Dazu wird die Nachweiswahrscheinlichkeit mit einer neu berechneten Nachweiswahrscheinlichkeit verglichen, in der der N_{HIT} Schnitt um den Unterschiedsbetrag in der Simulation variiert wird (siehe Kapitel 5.3). Der Einfluß des Fehlers der z-Messung wird im folgenden Kapitel und im Anhang diskutiert.

5.2 K_s^0-Signal

In diesem Abschnitt soll ein Vergleich von Größen, die zur Beschreibung des K_s^0-Signals dienen, vorgenommen werden.

Abb. 25: Dipion-Massenspektrum für OPAL-Daten und für Monte-Carlo-Daten.

Abbildung 25 zeigt, daß das K_s^0-Signal in den OPAL-Daten flacher und breiter ist und einen höheren Untergrund besitzt als in der Monte-Carlo-Simulation.
Um den Unterschied quantitativ erfassen zu können, wird eine Funktion der Form

$$F(M_{\pi\pi}) \;=\; A \cdot \frac{B}{(M_{\pi\pi}-B)^2 - \frac{B}{4}^2} \;+\; (D + E \cdot M_{\pi\pi} + F \cdot {M_{\pi\pi}}^2 + G \cdot {M_{\pi\pi}}^3) \qquad (2)$$

angepaßt [3].

Abbildung 26 zeigt die Massenspektren zusammen mit dem Fit. Der erste Term, eine Breit-Wigner-Funktion [4], wird zur Beschreibung des Signals benutzt. Der zweite Term, ein Polynom dritter Ordnung, dient zur Parametrisierung des Untergrunds. Es ist zu erkennen (Abb. 26 a und 26 b), daß sowohl für OPAL-Daten als auch für die Monte-Carlo-Daten das Dipion-Massenspektrum ausgezeichnet durch die Funktion (2) beschrieben wird.
In Tabelle 3 ist das Resultat der Anpassung der Funktion (2) dargestellt.

	OPAL-Daten	Monte-Carlo-Daten
$M(K_s^0)$	(497.1 ± 0.1) MeV/c^2	(498.2 ± 0.1) MeV/c^2
,	(12.4 ± 0.2) MeV/c^2	(9.0 ± 0.1) MeV/c^2
Anzahl der K_s^0	19129 ± 138	27268 ± 165
Untergrund	4120 ± 64	3535 ± 59
Ereignisse	143185	184335

Tabelle 3: Resultat der Messung von Signal und Untergrund im Massenbereich zwischen 450 MeV/c^2 und 550 MeV/c^2 in OPAL-Daten und Monte-Carlo-Daten. Angegeben ist nur der statistische Fehler.

Der Breit-Wigner-Fit liefert für die K_s^0-Masse:

OPAL-Daten $\quad M(K_s^0) = (497.1 \pm 0.1)$ MeV/c^2

Monte-Carlo-Daten $\quad M(K_s^0) = (498.2 \pm 0.1)$ MeV/c^2

Der Unterschied zu dem Literaturwert von $M(K_s^0) = 497.67$ MeV/c^2 [15] kann durch Unsicherheiten in der Rekonstruktion [5] beziehungsweise Simulation des Mittelwertes des OPAL-Magnetfelds erklärt werden.

Die volle Breite der Breit-Wigner-Verteilung beträgt:

OPAL-Daten $\quad , = (12.4 \pm 0.2)$ MeV/c^2

Monte-Carlo-Daten $\quad , = (9.0 \pm 0.1)$ MeV/c^2

Da die K_s^0 aufgrund ihres schwachen Zerfalls eine sehr kleine intrinsische Breite besitzen, entspricht die gemessene Breite des K_s^0-Signals der Massenauflösung.

[3] Verwendet wurde hier, wie für alle Anpassungsrechnungen in dieser Arbeit, das Minimierungsprogrammpaket **MINUIT** aus der CERN-Programmbibliothek [3]

[4] Die Massenauflösung ist abhängig vom Impuls des K_s^0. Die Anpassung einer Gaußverteilung an das Dipion-Massenspektrum ist deshalb nur in schmalen Impulsbereichen, in denen die Massenauflösung näherungsweise konstant ist, sinnvoll. Da das K_s^0-Signal die Summe der Massenspektren aus allen Impulsbereichen ist, wird die Auflösung durch eine Breit-Wigner-Funktion dargestellt. [4]

Abb. 26: Dipion-Massenspektrum für OPAL-Daten (a) und für Monte-Carlo-Daten (b) zusammen mit dem Fit.

Die schlechtere Massenauflösung in den OPAL-Daten ist als Folge der zu guten Ortsauflösung in der Simulation, die bereits in Kapitel 5.1 gezeigt wurde, sowie des in Kapitel 2.2 diskutierten systematischen Fehlers in der Messung der z-Koordinate in den OPAL-Daten, verständlich.

In den simulierten Daten ist ersichtlich (Abb. 26b), daß der Fit den Untergrund sehr gut beschreibt, die Höhe des Signals jedoch leicht überschätzt. Ähnliches zeigt sich bei den Daten (Abb. 26a). Deshalb wird die Anzahl der K_s^0 folgendermaßen bestimmt: es wird die Summe der Bininhalte zwischen 450 MeV/c^2 und 550 MeV/c^2 gebildet und davon der Untergrund, berechnet aus dem gefitteten Polynom, abgezogen.
Der Untergrund setzt sich vor allem aus zwei Anteilen zusammen:

1. Zufällige Kombinationen von zwei geladenen Spuren, die nicht von einem gemeinsamen Ausgangsteilchen stammen. Dieser kombinatorische Untergrund macht den bei weitem größten Teil des Untergrunds aus.

2. Zerfälle des Λ-Baryons, die als K_s^0-Zerfälle fehlinterpretiert werden. Abbildung 27 zeigt die Verteilung der invarianten Zweiteilchenmassen unter der Proton-Pion-Hypothese $M_{p\pi}$ aufgetragen gegen die Massen unter der Pion-Pion-Hypothese $M_{\pi\pi}$. Neben dem vertikalen Band bei $M_{\pi\pi} \approx 500$ MeV/c^2, das von den K_s^0-Zerfällen stammt, ist ein horizontales Band bei $M_{p\pi} \approx 1.115$ GeV/c^2 zu erkennen. Dieses Band stammt vom Λ-Baryon, dessen Hauptzerfallkanal $\Lambda \rightarrow p\pi$ (64.1 % [15]) die gleiche "V^0 - Topologie" besitzt wie die K_s^0-Zerfälle. Mit den gewählten Schnitten werden die Λ neben den K_s^0 gleichermaßen selektiert. In dem Massenbereich zwischen 450 MeV/c^2 und 550 MeV/c^2 beträgt der Anteil der Λ-Zerfälle am Signal etwa 5 %.

Das Verhältnis von Signal zu Untergrund beträgt in den OPAL-Daten 4.6 : 1 und in den Monte-Carlo-Daten 7.7 : 1. In Kapitel 5.1 wurde gezeigt, daß einige Verteilungen, auf die zur Untergrundreduktion geschnitten wird (d_0, δ, ...), in den Monte-Carlo-Daten zu schmal simuliert werden. Der niedrigere Untergrund in den simulierten Daten ist eine Folge dieses Fehlers in der Simulation.

Normiert auf die Zahl der hadronischen Ereignisse ergibt sich die Anzahl der K_s^0 nach allen Schnitten zu

OPAL-Daten $\quad y = 0.134 \pm 0.001 \ \frac{K_s^0}{Ereignis}$

Monte-Carlo-Daten $\quad y = 0.148 \pm 0.001 \ \frac{K_s^0}{Ereignis}$.

Die K_s^0 Rate beträgt damit in den OPAL-Daten (90.5 ± 0.9) % der Monte-Carlo-Rate. Für dieses Resultat gibt es zwei mögliche Deutungen:

- Die K_s^0-Rate wird vom Ereignisgenerator um etwa 10 % zu hoch simuliert.

- Aufgrund der schlechteren Qualität von Schnittverteilungen und Massenauflösung in den OPAL-Daten werden circa 10 % der K_s^0 derart rekonstruiert, daß sie nicht vom Untergrund getrennt werden können.

Mit der bislang in dieser Arbeit dargestellten Information kann nicht entschieden werden, welche von beiden Hypothesen zutrifft.

Nach Ende der Untersuchungen für diese Arbeit wurde jedoch eine Methode enwickelt [8], die eindeutig zeigt, daß der Unterschied in der K_s^0-Rate allein in der schlechteren Qualität der OPAL-Daten begründet ist. Durch die Verzerrung der z-Koordinate in der OPAL-Jetkammer wird die invariante Masse eines Teils der K_s^0 schlecht rekonstruiert und ist dann durch den Fit nicht vom

Abb. 27: Invariante Zweiteilchenmassen unter der Proton-Pion-Hypothese $M_{p\pi}$ aufgetragen gegen die Massen unter der Pion-Pion-Hypothese $M_{\pi\pi}$ für OPAL-Daten und für Monte-Carlo-Daten.

Untergrund zu trennen. Die erwähnte Methode verwendet Informationen der Z-Kammern und wird im Anhang erläutert [5]. Sie liefert für das Verhältnis der K_s^0-Rate nach allen Schnitten von OPAL-Daten zu der Monte-Carlo-Simulation den Wert von 100.3 %.

5.3 K_s^0-Lebensdauer

Im vorliegenden Abschnitt soll die Bestimmung der K_s^0-Lebensdauer vorgestellt werden.
Die Messung der K_s^0-Lebensdauer, die von anderen Experimenten mit hoher Präzision zu:

$$\tau = (0.8922 \pm 0.0020) \cdot 10^{-10} sec$$

angegeben wurde [15], hat vor allem zwei Ziele:

1. Der Vergleich der Resultate für die Lebensdauer in den OPAL-Daten und in der Monte-Carlo-Simulation stellt eine Möglichkeit dar, die Nachweiswahrscheinlichkeit (in diesem Fall über die Lebensdauer) zu testen.

2. Das in der Methode B (siehe unten) vorgestellte Verfahren zur Trennung von Signal und Untergrund ist stark an die Vorgehensweise bei der Messung des x_E-abhängigen skalierten Wirkungsquerschnitts für K^0-Produktion [6], die in der OPAL-Publikation über K^0-Mesonen [17] verwendet wurde, angelehnt. Ein Vergleich der gemessenen K_s^0-Lebensdauer mit dem erwarteten Wert ist damit auch ein Test auf die Eignung des Verfahrens zur Bestimmung des K_s^0-Signals.

Die K_s^0 zerfallen nach einem exponentiellen Zerfallsgesetz der Form:

$$N_{K_s^0}(t) = N_{K_s^0}(t=0) \cdot exp\,(-\frac{ct}{c\tau}) \quad . \tag{3}$$

Hierbei ist $c\tau$ die mittlere Zerfallslänge und ct die Flugstrecke im K_s^0-Ruhesystem. Diese ist meßbar über die Flugstrecke ℓ des K_s^0 im Schwerpunktsystem.

$$\ell = \beta \cdot \gamma \cdot ct = \frac{p(K_s^0)}{m(K_s^0)} \cdot ct \quad . \tag{4}$$

ℓ wird gemessen als Abstand | Sekundärvertex - Primärvertex |.

Da die Nachweiswahrscheinlichkeit abhängig von ℓ durch den Schnitt auf die Anzahl der Spurpunkte in der Jetkammer N_{HIT} begrenzt ist, wird zur Erweiterung des Meßbereichs dieser Schnitt gelockert auf:

- $N_{HIT} \geq 40$.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit abhängig von der Flugstrecke im K_s^0-Ruhesystem ergibt sich zu:

$$\varepsilon(ct) = \frac{Anzahl\ der\ rekonstruierten\ K_s^0(ct)}{Anzahl\ der\ generierten\ K_s^0(ct)}.$$

Sie ist in Abbildung 28 dargestellt.

[5] Eine ausführliche Darstellung der Methode sowie weitergehende Analysen der K^0-Produktion finden sich in [10].
[6] $x_E = 2 \cdot E(K_s^0)/E_{CM}$; $1/(\sigma_{had}\beta)(d\sigma/dx_E)$ sind die sogenannten Fragmentationsfunktionen.

Abb. 28: Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Fluglänge ct.

Methode A

Alle K_s^0-Kandidaten, die die oben genannten Schnitte erfüllen und für deren invariante Dipion-Masse gilt

$$477.7\ MeV/c^2 \leq M_{\pi\pi} \leq 517.7\ MeV/c^2 \tag{5}$$

werden als Signal betrachtet (Abb. 29).

Für dieses Signal wird die Fluglänge im K_s^0-Ruhesystem nach Gleichung (4) berechnet und in einem Histogramm aufgetragen.
An diese Verteilung wird dann eine Exponentialfunktion der Form:

$$F(ct) = A \cdot exp(B \cdot ct) \tag{6}$$

angepaßt. Die K_s^0-Lebensdauer berechnet sich dann als:

$$\tau = -\frac{1}{c \cdot B}. \tag{7}$$

Abbildung 30 zeigt diese Verteilung mit einem Fit für den Bereich $2\ cm \leq ct \leq 10\ cm$.

Abb. 29: Dipion-Massenspektrum mit gelockertem Schnitt $N_{HIT} \geq 40$ für OPAL-Daten (a) und für Monte-Carlo-Daten (b). Der in Methode A verwendete Massenbereich ist gepunktet dargestellt.

Abb. 30: Verteilung der Fluglänge ct im K_s^0-Ruhesystem für OPAL-Daten (a) und für Monte-Carlo-Daten (b).

Der Fit ergibt für:

OPAL-Daten	$\tau = (0.919 \pm 0.009) \cdot 10^{-10} sec$
Monte-Carlo-Daten	$\tau = (0.888 \pm 0.009) \cdot 10^{-10} sec$.

Angegeben ist nur der statistische Fehler.
Für die Simulation stimmt dieser Wert sehr gut mit dem Erwartungswert überein. Für die OPAL-Daten liegt der Wert um etwa drei σ zu hoch.

Der Vorteil dieser Methode liegt in ihrer Einfachheit. Sie besitzt jedoch schwerwiegende Nachteile:

- Da zur Bestimmung der Lebensdauer nur die Steigung der Verteilung der Fluglänge im K_s^0-Ruhesystem von Interesse ist, ist ein Fit nur in einem ct-Bereich möglich, in dem die Nachweiswahrscheinlichkeit konstant ist. Wie in Abbildung 28 zu erkennen, ist das nur im Bereich von 2 cm bis 10 cm näherungsweise der Fall.

- Der Ansatz, alle K_s^0-Kandidaten innerhalb des angegebenen Massenintervalls als Signal zu akzeptieren, ist nur erlaubt,wenn der Untergrund gegenüber dem Signal vernachlässigbar ist. Wie in Abbildung 29 zu erkennen, ist diese Bedingung nur in den Monte-Carlo-Daten erfüllt.

- Der Untergrund besteht, wie in Kapitel 5.2 gezeigt, neben zufälligen Kombinationen vor allem aus Λ-Baryonen mit einer mittleren Zerfallslänge von $c\tau(\Lambda) = 7.89$ cm [15]. Dieser Untergrund führt zu einem systematischen Fehler der Messung von etwa 3%.

- Der Wert der Lebensdauer hängt sehr stark von der Wahl des Fitbereichs ab. Der daraus resultierende systematische Fehler der Messung wurde durch die Variation des Start- und Endpunktes fuer den Fitbereich um jeweils 5 Millimeter zu etwa 5% abgeschätzt.

Diese Methode ist deshalb zur Bestimmung der K_s^0-Lebensdauer wenig geeignet. Da bei dieser Methode nicht auf die Nachweiswahrscheinlichkeit korrigiert wird, bietet sie keine Möglichkeit, die Qualität der Nachweiswahrscheinlichkeit zu überprüfen. Sie ist deshalb auch im Hinblick auf einen Vergleich der OPAL-Daten mit der Monte-Carlo-Simulation weniger interessant.

Methode B

Die Trennung von Signal und Untergrund erfolgt bei dieser Methode durch die Anpassung der Funktion (2), die aus einem Breit-Wigner-Anteil und einem Polynom dritter Ordnung besteht, an das Dipion-Massenspektrum in 8 Bereichen für $0\ cm \leq ct \leq 10\ cm$. Wie in den Abbildungen 31 und 32 zu erkennen, liefert die Funktion (2) eine gute Beschreibung der Massenspektren in allen ct-Bereichen sowohl für die OPAL-Daten als auch für die Monte-Carlo-Daten.

Die Anzahl der K_s^0 wird dann Bin für Bin durch die Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon(ct)$ korrigiert.

Fehlerbetrachtung

Neben dem statistischen Fehler $\Delta\ N_{Stat}$ von Signal und Nachweiswahrscheinlichkeit sind mehrere systematische Fehler zu berücksichtigen.

1. Systematischer Fehler der Fitmethode

   (a) In Tabelle 4 ist die Anzahl der rekonstruierten K_s^0 mit der Anzahl der "echten K_s^0-Zerfälle" in den Monte-Carlo-Daten verglichen. In allen ct-Bereichen stimmen die Zahlen innerhalb des statistischen Fehlers überein.

Abb. 31: Dipion-Massenspektrum in 8 verschiedenen ct-Bins für OPAL-Daten.

Abb. 32: Dipion-Massenspektrum in 8 verschiedenen ct-Bins für Monte-Carlo-Daten.

	Anzahl der K_s^0			
		rekonstruiert		
ct-Bereich [cm]	"echt"	Standard Methode	Variation Startwerte	Variation Fitbereich
0 - 1	2463 ± 50	2413 ± 49	2413 ± 49	2463 ± 50
1 - 2	7673 ± 88	7725 ± 88	7725 ± 88	7708 ± 88
2 - 3	6755 ± 82	6706 ± 82	6706 ± 82	6701 ± 82
3 - 4	4904 ± 70	4962 ± 70	4953 ± 70	4950 ± 70
4 - 5	3356 ± 58	3383 ± 58	3382 ± 58	3412 ± 58
5 - 6	2212 ± 47	2198 ± 47	2219 ± 47	2197 ± 47
6 - 8	2548 ± 50	2584 ± 51	2593 ± 51	2567 ± 51
8 - 10	1161 ± 34	1179 ± 34	1179 ± 34	1228 ± 35

Tabelle 4: Vergleich der "echten K_s^0-Zerfälle" pro ct-Bin mit der Anzahl der rekonstruierten Anzahl der K_s^0 in den Monte-Carlo-Daten.

(b) Zur Überprüfung der Stabilität der Fitmethode wurden Startwerte und Fitbereich variiert. Das Resultat der Verdopplung der Startwerte für Höhe und Breite der Breit-Wigner-Funktion und der Einschränkung des Fitbereichs von (310 MeV/c^2 $\leq$ $M_{\pi\pi}$ $\leq$ 700 MeV/c^2) auf (400 MeV/c^2 $\leq$ $M_{\pi\pi}$ $\leq$ 650 MeV/c^2) ist in Tabelle 4 dargestellt. Die Übereinstimmung aller Werte innerhalb der statistischen Fehler zeigt, daß aufgrund der Fitmethode über den ganzen ct-Bereich kein zusätzlicher systematischen Fehler zu erwarten ist.

2. Systematischer Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit
Wie in Kapitel 5.1 gezeigt, stimmen nicht alle Schnittverteilungen gleich gut zwischen OPAL-Daten und Monte-Carlo-Simulation überein. Diese Abweichungen müssen in der Fehlerrechnung berücksichtigt werden.
Zur Abschätzung des Fehlers wurden die wichtigsten Schnitte um den Betrag ihrer Abweichung variiert. Das Verhältnis der so bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{Neu} zu der Standardnachweiswahrscheinlichkeit ε ist ein Maß für den systematischen Fehler. Es zeigt sich, daß für die ct-abhängige Nachweiswahrscheinlichkeit der Einluß der Variation der Schnitte auf N_{HIT} und d_0 dominiert.

   Da in den Monte-Carlo-Daten das Maximum der N_{HIT}-Verteilung um 6 zu niedrig und die Breite der d_0-Verteilung um 50 μm zu schmal simuliert ist (Kapitel 5.1), werden die Nachweiswahrscheinlichkeiten für

   - $N_{HIT} \geq 34$

- $d_0 \geq 0.295$ cm

neu berechnet. Das Verhältnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten ε_{Neu} / ε ist in Abbildung 33 (a) und (b) zu sehen.
Da der Schnitt auf N_{HIT} ausschließlich K_s^0 mit einer großen Fluglänge ℓ im Laborsystem betrifft, ist die Auswirkung der Variation des Schnitts vorwiegend auf große ct beschränkt. Der Schnitt auf d_0 dient zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds der Spuren, die sich vorwiegend am primären Wechselwirkungspunkt schneiden. Geladene Spuren, die von einem K_s^0 mit kleiner Fluglänge ℓ stammen, schneiden sich in einem Sekundärvertex, der nahe am Primärvertex liegt. Die Veränderung des d_0-Schnitts betrifft deshalb fast ausschließlich K_s^0 im Bereich kleiner ct.
Um die Auswirkung der Korrelation der Abweichungen in der N_{HIT}- und d_0-Simulation zu berechnen, werden zwei Ansätze gemacht:

- Ansatz A
  Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird unter der gleichzeitigen Variation von N_{HIT} und d_0 neu berechnet. In die Bestimmung der K_s^0-Lebensdauer geht nur die Steigung der Verteilung der Fluglänge im K_s^0-Ruhesystem ein. Die absolute Normierung ist dabei nicht wichtig. Für den systematischen Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit ist deshalb nur die Veränderung der Steigung von ε von Belang. Abbildung 33 (c) zeigt, daß die Steigung der Nachweiswahrscheinlichkeit innerhalb von 2 % konstant bleibt.
- Ansatz B
  Sind die Schnitte auf N_{HIT} und d_0 voneinander unabhängig (wie oben diskutiert), so dürfen zur Abschätzung des systematischen Fehlers die einzelnen Beiträge quadratisch addiert werden. Dieses Verfahren liefert ein zu Ansatz A konsistentes Resultat (Abbildung 33 (c)).

Der systematische Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt somit:

$$\Delta N_{NW} = 2\%.$$

Der Gesamtfehler der Anzahl der K_s^0 pro ct-Bin ist damit:

$$\Delta N_{Gesamt} = \sqrt{\Delta N_{Stat}^2 + \Delta N_{NW}^2}$$

und ist als vertikaler Fehlerbalken angegeben.

3. Systematischer Fehler der Bestimmung der Fluglänge
   Die als Abstand | Sekundärvertex - Primärvertex | gemessene Fluglänge im Schwerpunktsystem ℓ kann sich von der "echten K_s^0-Fluglänge" unterscheiden.
   Aufgrund der endlichen Auflösung des Detektors ist die Messung der Primärvertexposition und der Sekundärvertexpostion (vor allem der z-Koordinate) mit einem Fehler behaftet. Um diesen Fehler zu bestimmen, wird für die simulierten Daten in jedem ct-Bin die Differenz zwischen rekonstruierter Fluglänge und "echter Fluglänge" im K_s^0-Ruhesystem aufgetragen (Abb. 34). Die mittlere quadratische Abweichung RMS dieser Verteilungen entspricht dem mittleren Fehler σ_{ct} der Messung der Fluglänge im K_s^0-Ruhesystem. Über die Anzahl N der Einträge in jedem ct-Bin wird der mittlere Fehler $\sigma_{<ct>}$ Mittelwertes jedes ct-Bins [7] berechnet als:

[7] Da dieser Fehler aus der Monte-Carlo-Simulation berechnet wird, beinhaltet er die Auswirkung der systematischen Verzerrung der Messung der z-Koordinate durch die Jetkammer nicht.

Abb. 33: Relative Änderung der Nachweiswahrscheinlichkeit unter Variation des N_{HIT}- (a) und des d_0-Schnittes (b) sowie der Einfluß der Korrelation der beiden Schnitte (c); aus den Monte-Carlo-Daten. Die gestrichelte Linie bezeichnet den 2 % Fehler.

$$\sigma_{<ct>} = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \sigma_{ct}.$$

Der Fehler wird als horizontaler Fehlerbalken der Meßpunkte berücksichtigt.

Abb. 34: Differenz von rekonstruierter und "echter" Fluglänge im K_s^0-Ruhesystem am Beispiel zweier ct Bins. (RMS in cm)

Für den Fit ist zu beachten, daß die Verteilung in jedem Bin exponentiell abfällt. Deshalb geht in den Fit nicht der Binmittelpunkt, sondern der aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmte Binschwerpunkt ein.

Vorüberlegungen zum Exponentialfit

Nach dem Ende der systematischen Untersuchungen zu der vorliegenden Arbeit stellte es sich heraus, daß die Verteilung der Anzahl der Spurpunkte in der Jetkammer N_{HIT} für Spuren positiv geladener Teilchen mit niedrigem Impuls ($p < 0.5$ GeV) nicht korrekt simuliert wurde [9]. Die Auswirkungen zeigen sich vor allem auf den Bereich kleiner Fluglängen ($ct < 1$cm). Die Korrektur der OPAL Daten durch die aus der Monte-Carlo-Simulation berechnete Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon(ct)$ führt dann dazu, daß der Inhalt des ersten Bins zu niedrig rekonstruiert wird. Aus diesem Grund wird der erste Meßpunkt nicht im Fit berücksichtigt.

Für große Fluglängen gewinnt der Beitrag des Untergrundes aus Λ-Baryonen mit einer mittleren Zerfallslänge von $c\tau(\Lambda) = 7.89$ cm [15] steigende Bedeutung. Dieser Beitrag führt zu einer Überhöhung der Datenpunkte für große Werte von ct. Der Fit wird deshalb auf den Bereich $ct \leq 8$ cm beschränkt.

Fluglänge im K_s^0 Ruhesystem [cm]		Anzahl der K_s^0	
Bereich	Binschwerpunkt	OPAL-Daten	Monte-Carlo-Daten
0 - 1	0.468 ± 0.002	37959 ± 1466	61358 ± 2158
1 - 2	1.469 ± 0.002	27979 ± 768	42987 ± 1124
2 - 3	2.467 ± 0.003	19590 ± 557	29482 ± 798
3 - 4	3.470 ± 0.003	13363 ± 415	20599 ± 603
4 - 5	4.467 ± 0.004	9166 ± 320	13912 ± 455
5 - 6	5.466 ± 0.006	6415 ± 259	9488 ± 357
6 - 8	6.878 ± 0.009	3741 ± 144	5649 ± 202
8 - 10	8.875 ± 0.014	1933 ± 100	2717 ± 130

Tabelle 5: Meßwerte der Methode B.

Die beiden so ausgeschlossenen Datenpunkte werden nur zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Bestimmung der K_s^0-Lebensdauer berücksichtigt.

Resultat

In der Tabelle 5 und den Abbildungen 35 und 36 ist die Verteilung der Fluglänge ct im K_s^0-Ruhesystem dargestellt. Es ist zu erkennen, daß der erste und der letzte Meßpunkt, wie in der Vorüberlegung erläutert, von dem exponentiellen Verlauf ausserhalb ihrer Fehler abweichen.

Der Fit ergibt folgendes Resultat:

OPAL-Daten $\tau = (0.896 \pm 0.015) \cdot 10^{-10} sec$

Monte-Carlo-Daten $\tau = (0.887 \pm 0.005) \cdot 10^{-10} sec$

Der angegebene Fehler enthält sowohl den statistischen Fehler als auch den durch die Variation des Fitbereichs abgeschätzten systematischen Fehler.
Beide Werte stimmen innerhalb ihrer Fehler sehr gut mit der Weltmittelwert von $\tau = (0.8922 \pm 0.0020\ ) \cdot 10^{-10}$ sec [15] überein.

Die Messung der K_s^0-Lebensdauer hat damit folgende Resultate erbracht:

- Die Anpassung einer Funktion, bestehend aus einem Breit-Wigner-Anteil und einem Polynom dritter Ordnung an das Dipion-Massenspektrum, ist als Methode zur Trennung des K_s^0-Signals vom Untergrund gut geeignet.

- Die Simulation beschreibt die Steigung der Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion von ct gut.
- Da in die Messung der Lebensdauer nur die Steigung der Nachweiswahrscheinlichkeit für K_s^0 eingeht, kann keine Aussage über die absolute Normierung der Nachweiswahrscheinlichkeit gemacht werden. Das Resultat steht deshalb nicht im Widerspruch zu den Resultaten von Kapitel 5.2, in dem Probleme in der absoluten Normierung der Nachweiswahrscheinlichkeit diskutiert wurden.

Abb. 35: Fluglänge im K_s^0-Ruhesystem für OPAL-Daten. Die Punkte, die nur zur Abschätzung des systematischen Fehlers in den Fit eingehen, sind als offene Kreise dargestellt.

Abb. 36: Fluglänge im K_s^0-Ruhesystem für Monte-Carlo-Daten. Die Punkte, die nur zur Abschätzung des systematischen Fehlers in den Fit eingehen, sind als offene Kreise dargestellt.

6 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen der systematischen Studien zu einer Veröffentlichung der OPAL-Kollaboration über die K^0-Produktion in Z^0-Zerfällen durchgeführt.

Die Meßdaten müssen durch Nachweiswahrscheinlichkeiten auf die Akzeptanz und die Auflösung des Detektors sowie die Schnitte zur Datenaufbereitung korrigiert werden. Dazu werden durch Monte-Carlo-Programme simulierte Ereignisse mit der gleichen Analysekette untersucht wie die OPAL-Daten. Aus der genauen Kenntnis der Anzahl der K_s^0 vor und nach allen Schnitten in der Simulation wird die Nachweiswahrscheinlichkeit berechnet. Bevor diese zur Korrektur der OPAL-Daten verwendet wird, ist zu überprüfen, ob die Detektorsimulation die gemessen Daten korrekt beschreibt. Dazu wurden 143185 im Jahr 1990 mit dem OPAL-Detektor nachgewiesene multihadronische Zerfälle des Z^0 im Hinblick auf die Simulation von K_s^0-Zerfällen mit Monte-Carlo-Daten verglichen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die K_s^0 durch ihren Zerfall in zwei geladene Pionen nachgewiesen. Der hohe kombinatorische Untergrund macht Schnitte zur Anreicherung der K_s^0-Zerfälle notwendig.
Die Verteilungen aller Schnittgrößen wird verglichen. Bei einer im Allgemeinen guten Übereinstimmung fällt mangelnde Übereinstimmung bei der Verteilung der Anzahl der Spurpunkte in der Jetkammer auf. Der wichtigste Unterschied besteht jedoch darin, daß die systematische Fehlrekonstruktion der z-Koordinate durch die OPAL-Jetkammer in den Monte-Carlo-Daten nicht simuliert wurde.
Dieser Effekt hat Auswirkungen auf die Massenauflösung des Zentraldetektors. Der Vergleich des Dipion-Massenspektrums zeigt, daß das K_s^0-Signal in den OPAL-Daten etwas flacher und breiter als in der Simulation ist. Das Verhältnis der K_s^0-Rate nach allen Schnitten zwischen OPAL-Daten und Monte-Carlo-Simulation wird zu 90.5 % bestimmt. Erst neuere Resultate (siehe Anhang) belegen, daß für diesen Unterschied allein der systematische Fehler der z-Messung in den OPAL-Daten verantwortlich ist.
Die Messung der K_s^0-Lebensdauer ergibt einen Wert von $\tau = (0.896 \pm 0.015) \cdot 10^{-10} sec$. Dieser Wert stimmt innerhalb seines Fehlers sehr gut mit dem Monte-Carlo-Wert und dem Weltmittelwert von $\tau = (0.8922 \pm 0.0020) \cdot 10^{-10} sec$ [15] überein.

Durch den Vergleich der OPAL-Daten mit den Monte-Carlo-Daten und durch neuere Resultate einer verbesserten Messung der z-Koordinate konnte gezeigt werden, daß die Korrektur der OPAL-Daten durch die aus der Simulation berechneten Nachweiswahrscheinlichkeit nur dann korrekte Resultate liefert, wenn bei der Datenaufbereitung, wie im Anhang beschrieben, zusätzliche Informationen der Z-Kammern verwendet werden.

7 Anhang

Ansatz zur Verbesserung der Übereinstimmung von OPAL-Daten und Monte-Carlo-Daten

Wie in Kapitel 5.2 dargestellt, zeigen sich bei der Analyse des K_s^0-Signals in einigen Verteilungen deutliche Unterschiede zwischen OPAL-Daten und der Monte-Carlo-Simulation. So beträgt die Anzahl der K_s^0 nach allen Schnitten in den OPAL-Daten nur 90.5 % des Monte-Carlo-Werts.
Nach Abschluß der Untersuchungen für die vorliegende Arbeit wurde von G.Maringer und U.Maur ein Verfahren entwickelt, das dieses Problem in der Qualität der OPAL-Daten korrigiert [8].

Das Verfahren beruht auf der Annahme, daß für die Unterschiede vor allem der in Kapitel 2.2 diskutierte systematische Fehler der Messung der z-Koordinate verantwortlich ist. Durch diese systematische Fehlrekonstruktion der z-Koordinate, die in der Detektorsimulation nicht enthalten ist, werden die z-Komponenten von Orts- und Impulsvektoren und der dreidimensionale Öffnungswinkel des K_s^0 falsch bestimmt. Dies führt zu einer inkorrekten Messung der invarianten Masse des K_s^0-Kandidaten. Wird der Betrag, um den die Masse falsch rekonstruiert wurde, zu groß, so ist das K_s^0 durch den Fit an das Massenspektrum nicht mehr vom Untergrund zu trennen. Damit wird die Anzahl der K_s^0 zu niedrig bestimmt.

Die Verzerrung kann korrigiert werden, wenn die Spur assoziierte Spurpunkte in den Z-Kammern besitzt. Dann geht diese Messung der z-Position aufgrund der hohen Auflösung der Z-Kammern mit sehr großem Gewicht in die Spurrekonstruktion ein. So werden der dreidimensionale Öffnungswinkel und damit die invariante Masse korrekt rekonstruiert.
Über die in Kapitel 4 genannten Schnitte hinaus wird deshalb ein weiteres Selektionskriterium formuliert. Für die Anzahl der Spurpunkte jeder Spur in den Z-Kammern N_{CZ} muß gelten:

- $N_{CZ} \geq 4$.

Bei der Analyse dieses zusätzlichen Schnittes zeigt sich, daß die Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine von einem K_s^0-Zerfall stammende Spur Punkte in den Z-Kammern besitzt, in den OPAL-Daten 82.2 % und in den Monte-Carlo-Daten 90.3 % beträgt. Die Abweichung ist das Resultat der Überschätzung der z-Auflösung der Jetkammer und des sensitiven Volumens der Z-Kammern in der Monte-Carlo-Simulation. Um diesem Fehler Rechnung zu tragen, muß die K_s^0-Rate mit einem Faktor der Größe

$$CZ_{korr} = \left(\frac{0.903}{0.822}\right)^2 = 1.207$$

korrigiert werden.

Das Dipion-Massenspektrum ist zusammen mit einem analog zu Kapitel 5.2 angepaßten Fit in Abbildung 37 dargestellt [8].

Aus dem Breit-Wigner Fit ergeben sich folgende Resultate:

OPAL-Daten $\quad \Gamma = (10.3 \pm 0.1)\ \mathrm{MeV/c^2}$

Monte-Carlo-Daten $\quad \Gamma = (8.3 \pm 0.1)\ \mathrm{MeV/c^2}$

Das Verhältnis von Signal zu Untergrund beträgt in den OPAL-Daten 6.8 : 1 und in den Monte-Carlo-Daten 7.2 : 1. Für beide Werte haben sich die OPAL-Daten der Monte-Carlo-Simulation

[8] Die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse, die für diese Analyse benutzt wurden, war kleiner als die bislang benutzte Statistik und beträgt 109979 Ereignisse. Dies erklärt die geringere Anzahl von K_s^0 im Dipion-Massenspektrum.

angenähert.

Für die Anzahl der K_s^0 nach allen Schnitten ergibt sich:

OPAL-Daten $\qquad y = 0.0997 \pm 0.001 \frac{K_s^0}{Ereignis}$

Monte-Carlo-Daten $\qquad y = 0.120 \pm 0.001 \frac{K_s^0}{Ereignis}$

Führt man die Korrektur durch, so ergibt sich für das Verhältnis der K_s^0-Rate nach allen Schnitten von OPAL-Daten zu der Monte-Carlo-Simulation der Wert:

$$1.207 \cdot \frac{0.0997 \frac{K_s^0}{Ereignis}}{0.120 \frac{K_s^0}{Ereignis}} = 1.003 \pm 0.8$$

Nach Einführung des zusätzlichen Schnittes auf die Anzahl der Spurpunkte in den Z-Kammern stimmt also die K_s^0-Rate in der Monte-Carlo-Simulation sehr gut mit den OPAL-Daten überein.

Abb. 37: Dipion-Massenspektrum für OPAL-Daten (a) und für Monte-Carlo-Daten (b) zusammen mit dem Fit nach dem Schnitt auf N_{CZ}.

Verzeichnis der Abbildungen

Verzeichnis der Tabellen

Literaturverzeichnis

[1] J. Allison at al.;
Comp. Phys. Comm. 47 (1987) 55

D.R. Ward;
The OPAL Monte Carlo Program – GOPAL;
Cavendish-HEP 91/06
OPAL CR024 (1991)

[2] R. Brun et al.;
GEANT3 Users Guide;
CERN DD/EE/84-1

[3] CERN Computer Centre Program Library;
Manual;
CERN (1989)

[4] W.T. Eadie et al.;
Statistical Methods in High Energy Physics;
North Holland (1977)

[5] Martin Grundmann;
Diplomarbeit;
Universität Bonn, BONN-IR-90-30, (1990)

[6] Michel Hansroul;
CJ Primer;
CERN (1991)

[7] Hubert Kreutzmann;
Dissertation;
Universität Bonn , BONN-IR-91-08 (1990)

[8] Günter Maringer, Ursula Maur;
private Mitteilungen

[9] Ursula Maur;
private Mitteilungen

[10] Günter Maringer;
Dissertation in Vorbereitung;
Universität Bonn (1992)

[11] Minutes of the CJ Meeting ;
CJ Meeting 22. August 1990 ;
CJ-MIN-90/43 (unveröffentlicht)

[12] Minutes of the CJ Meeting ;
CJ Meeting 17. April 1991 ;
CJ-MIN-91/13 (unveröffentlicht)

[13] Minutes of the CJ Meeting ;
CJ Meeting 2. Mai 1991 ;
CJ-MIN-91/15 (unveröffentlicht)

[14] OPAL Collaboration;
Measurement of the Z^0 Mass and Width with the OPAL Detektor at LEP;
Phys. Lett. B. 231 (1989) 530

[15] Particle Data Group;
Review of Particle Properties;
Phys. Lett. B 239 (1990) 1-516

[16] OPAL Collaboration;
A Measurement of Global Event Shape Distributions in the Hadronic Decays of the Z^0;
Zeitschrift f. Physik C47 (1990) 505

[17] OPAL Collaboration;
A Study of K^0 Production in Z^0 Decays;
Phys. Lett. B 264 (1991) 467

[18] OPAL Collaboration;
The OPAL Detector at LEP;
Nucl. Inst. and Methods A305 (1991) 275

[19] T. Sjöstrand;
Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 347

T. Sjöstrand und M. Bengtsson;
Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 367

T. Sjöstrand;
QCD and Jets at LEP;
CERN-TH.5902/90 (1990)