

Ruhr-Universität Bochum
Institut für Experimentalphysik I



Untersuchung des $D_{s1}(2536)^{\pm}$
in $e^{+}e^{-}$ -Fragmentation

Diplomarbeit

von
Torsten Schröder
aus Dortmund

Bochum, im November 2004

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Koch (Institut für Experimentalphysik I, RUB)
2. Gutachter: Prof. Dr. W. Meyer (Institut für Experimentalphysik I, RUB)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Das Standardmodell	1
1.1.1	Die Wechselwirkungen	1
1.1.2	Die fundamentalen Teilchen	2
1.2	Mesonenspektroskopie und Charm-Physik	3
1.3	Motivation	4
2	Das <i>BABAR</i>-Experiment	6
2.1	Motivation des Experiments	6
2.2	Der Speicherring PEP-II	7
2.3	Der Detektor	9
2.3.1	Der Vertexdetektor	10
2.3.2	Die Driftkammer	11
2.3.3	Der Čerenkov-Detektor DIRC	11
2.3.4	Das elektromagnetische Kalorimeter	12
2.3.5	Die Magnetspule und das instrumentierte Eisenjoch	13
3	Rekonstruktion des Zerfalls $D_{s1}^{\pm} \rightarrow D^{*\pm} K_S^0$	14
3.1	Daten	14
3.1.1	Meßdaten	14
3.1.2	Monte Carlo-Simulationsereignisse	15
3.2	Vorselektion	16
3.2.1	Tag-Filter	16
3.2.2	Bildung der K_S^0 -Kandidaten	16
3.2.3	Spurselektion	17
3.2.4	Teilchenidentifizierung	17
3.2.5	Kombinatorik	19
3.2.6	Rekonstruktion des D_{s1}^{\pm} aus den Meßdaten	20
3.2.7	Rekonstruktion des D_{s1}^{\pm} aus den Simulationsdaten	21
4	Zerfallskanal $K4\pi$	23
4.1	Signaloptimierung	23
4.1.1	Optimierung des K_S^0 -Signals	23
4.1.2	Optimierung des $D^{*\pm}$ -Signals	26
4.1.3	Weitere Optimierungskriterien	27
4.1.4	Optimiertes Spektrum der D_{s1}^{\pm} -Kandidaten	28
4.2	Bestimmung des Auflösungsmodells	30

4.2.1	Grundlagen	30
4.2.2	Modell	30
4.2.3	Parametrisierung	31
4.2.4	Überprüfung des Modells	35
4.3	Bestimmung der Parameter aus den Meßdaten	36
5	Zerfallskanal $K6\pi$	38
5.1	Signaloptimierung	38
5.1.1	Optimierung des K_S^0 -Signals	38
5.1.2	Optimierung des D^*	40
5.1.3	Weitere Optimierungskriterien	40
5.1.4	Optimiertes Signal	42
5.2	Bestimmung des Auflösungsmodells	42
5.2.1	Parametrisierung	42
5.2.2	Überprüfung des Modells	45
5.3	Bestimmung der Parameter aus den Meßdaten	46
5.4	Endergebnisse	47
6	Zusammenfassung	48

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Das Standardmodell

1.1.1 Die Wechselwirkungen

In der Natur existieren vier fundamentale Wechselwirkungen, durch die sämtliche physikalischen Vorgänge bestimmt werden. Diese Kräfte sind, geordnet nach ihrer relativen Stärke: Gravitation, schwache Kernkraft, Elektromagnetismus und starke Kernkraft. Die Übertragung der Kräfte erfolgt durch den Austausch von virtuellen Mittlerteilchen, den Vektorbosonen, die nur kurzzeitig für die Wechselwirkung existieren. In den 1970er Jahren gelang es, die elektromagnetische und die schwache Kraft zur noch elementareren elektroschwachen Wechselwirkung zu vereinigen. Im Standardmodell, der Basis der heutigen Elementarteilchenphysik, sind die elektroschwache Theorie und die Quantenchromodynamik (QCD), die Theorie zur Beschreibung der starken Kraft, zu einem vereinheitlichten Modell zusammengefasst. Die Gravitation wirkt zwischen beliebigen, mit Masse behafteten Teilchen. Ihre relative Stärke ist bei gleichen Abständen um bis zu 38 Größenordnungen geringer als die der anderen drei Kräfte, daher kann sie in der Teilchenphysik, in der diese dominieren, im Allgemeinen vernachlässigt werden.

Der Zerfall schwerer Leptonen und Quarks in die entsprechenden leichteren Teilchen findet unter dem Einfluß der schwachen Kernkraft statt. Diese ist die einzige Wechselwirkung, bei der keine gebundenen Zustände existieren. Die Mittlerteilchen, die den Zerfall bewirken, sind das W^\pm und das Z^0 . Diese *Weakon* genannten Teilchen verfügen über sehr hohe Ruhemassen, worin die Ursache für die geringe Reichweite dieser Kraft liegt. Gemäß der Unschärferelation muß die Bedingung $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ erfüllt sein, wodurch für ein Weakon mit einer Masse von $m_{W^\pm} = 80 \text{ GeV}/c^2$ eine Reichweite von nur $\hbar/cm_{W^\pm} \approx 2 \cdot 10^{-18} \text{ m}$ folgt.

Elektrisch geladene Teilchen unterliegen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Als Austauschteilchen fungieren die ungeladenen, masselosen virtuellen Photonen, woraus eine unendliche Reichweite der Kraft folgt. Die Wechselwirkung ist sowohl im subatomaren wie auch im makroskopischen Bereich von Bedeutung, z.B. für den Zusammenhalt von Molekülen.

Die starke Kernkraft ist bei gleichen Abständen um zwei Größenordnungen stärker als die elektromagnetische Coulombabstoßung. Dies ermöglicht die Bildung von stabilen Nukleonen und Kernen aus geladenen Bausteinen. Die starke Wechselwirkung

zwischen den Quarks wird durch den Austausch masseloser Gluonen übermittelt, die an die Farbladung der Quarks koppeln. Da die Gluonen selbst auch Farbe tragen, können sie miteinander interagieren und sich daher nur in einem kleinen Raumbe- reich von 10^{-15} m frei bewegen. Daher ist die starke Kraft auf den Durchmesser eines Nukleons beschränkt.

Kraft	relative Stärke	Reichweite [m]	Wechselwirkung zwischen	Mittlerteilchen
starke Kernkraft	1	10^{-15}	Farbladung	8 Gluonen
Elektromagnetismus	10^{-2}	$2 \cdot 10^{-18}$	elektrische Ladung	Photon
schwache Kernkraft	10^{-14}	∞	schwache Ladung	W^\pm, Z^0
Gravitation	10^{-38}	∞	Masse	Graviton

Tabelle 1.1: *Eigenschaften und Austauscheteilchen der vier fundamentalen Wechselwirkungen. Gluonen tragen gleichzeitig Farbe und Antifarbe, wobei es acht verschiedene Farbkombinationen gibt. Das Graviton ist ein hypothetisches Teilchen, das bislang nicht beobachtet wurde [21].*

1.1.2 Die fundamentalen Teilchen

Neben den Vektorbosonen, die die jeweiligen Kräfte vermitteln, gibt es zwölf fundamentale Teilchen, aus denen sich die Materie zusammensetzt: jeweils sechs Quarks (up, down, charm, strange, top, bottom) und sechs Leptonen (Elektron, Muon, Tau sowie drei ungeladene Neutrinos) mit ihren entsprechenden Antiteilchen. Beide Gruppen lassen sich in je drei Generationen aufteilen. Diese Teilchendupletts unterscheiden sich in den Massen, nicht aber in den Wechselwirkungen, denen sie unterliegen. Eine weitere Teilchenart stellen die reellen Photonen dar, die analog zu den virtuellen Photonen ungeladen und masselos sind und die Energiequanten der elektromagnetischen Strahlung bilden.

Quark	elektrische Ladung	Masse [MeV/c ²]	Lepton	elektrische Ladung	Masse [MeV/c ²]
u	+2/3	1,5 – 4,5	e^-	-1	0,511
d	-1/3	5,0 – 8,5	ν_e	0	$< 3 \cdot 10^{-6}$
c	+2/3	80 – 155	μ^-	-1	105,658
s	-1/3	1000 – 1400	ν_μ	0	< 0,19
t	+2/3	174300	τ^-	-1	1776,99
b	-1/3	4000 – 4500	ν_τ	0	< 18,2

Tabelle 1.2: *Die zwölf elementaren Teilchen. Die elektrische Ladung ist in Einheiten der Elementarladung $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C angegeben [16].*

Leptonen tragen eine schwache und z.T. auch eine elektrische Ladung. Sie unterliegen der elektroschwachen Wechselwirkung, werden aber nicht von der starken Kernkraft beeinflusst. Alle Leptonen sind nach heutigem Erkenntnisstand punktförmige Teilchen, die keine gebundenen Zustände bilden und auch nicht angeregt werden können.

Quarks sind die strukturlosen elementaren Bausteine der Nukleonen. Die gebundenen Quarkzustände, von denen zur Zeit zwei Arten bekannt sind, werden als Hadronen bezeichnet. Baryonen, deren leichteste Vertreter die Kernbausteine Proton und Neutron sind, setzen sich aus drei Quarks zusammen. Mesonen hingegen bestehen aus einem Quark-Antiquark-Paar. Zusätzlich wird nach anderen Teilchenarten gesucht, z.B. reine Gluonenverbindungen, Quark-Gluon-Hybride sowie Multiquark- und Molekülzustände.

Neben der elektrischen Ladung tragen Quarks jeweils eine von drei möglichen Farbladungen. In der Natur können allerdings nur farblose Teilchen frei existieren: in Mesonen z.B. müssen sich Farbe und Antifarbe der beiden Quarks zu einem farblosen Zustand addieren. Damit läßt sich die Tatsache erklären, daß Quarks (und Gluonen) im Gegensatz zu den Leptonen und den restlichen Austauschbosonen niemals als freie Teilchen beobachtet werden, denn durch die Aufspaltung eines Hadrons erhielte man zwei farbgeladene Fragmente. Dieses *Confinement* genannte Phänomen der Quarkbindung wird durch die Struktur des Potentials der starken Wechselwirkung hervorgerufen. Im Gegensatz zu den anderen Kräften erhöht sich, bedingt durch die Wechselwirkung der Gluonen untereinander, die attraktive Wirkung mit zunehmendem Abstand zweier Teilchen. Für eine Trennung von Quarks wäre dem System eine derartig hohe Energiemenge zuzuführen, daß aus dem Vakuum spontan ein Quark-Antiquark-Paar entstünde, welches sich mit den ursprünglichen Quarks zu neuen Teilchen ohne Nettofarbe zusammenfügen würde.

Der Abstand der beiden Quarks, aus denen Mesonen bestehen, beläuft sich auf 10^{-15} m. Da dies der Bereich ist, in dem die starke Kraft attraktiv wirkt, können durch die experimentelle Untersuchung von Mesonen Erkenntnisse für das Verständnis der QCD, besonders im Hinblick auf das Quark-Confinement, gewonnen werden.

1.2 Mesonenspektroskopie und Charm-Physik

Bei der Spektroskopie von Elementarteilchen werden Resonanzen über ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen, um die Eigenschaften dieser Teilchen zu untersuchen. Als Resonanzen werden Hadronen bezeichnet, die unter dem Einfluß der starken Wechselwirkung zerfallen. Es handelt sich um kurzlebige, angeregte Zustände mit festen Quantenzahlen und fester Ruhemasse, die daher als eigenständige Teilchen betrachtet werden. Aufgrund der extrem kurzen Lebensdauer dieser Zustände, die charakteristisch ist für starke Zerfälle, wird im Allgemeinen die Zerfallsbreite $\Delta\Gamma$ angegeben, die über die Unschärferelation $\Delta\Gamma\Delta t \geq \hbar$ mit der Lebensdauer verknüpft ist. Die Klassifizierung der Resonanzen in $q\bar{q}$ -Zustände basiert auf den in den Experimenten zugänglichen Meßgrößen wie Masse, Ladung und Spin.

Einen wichtigen Beitrag für das Verständnis der Hadronen liefert die Charm-Physik, insbesondere durch die Spektroskopie von Mesonen, die aus einem c -Quark und einem der drei leichten Quarks u , d und s bestehen. Charm-Produktions- und Zerfallsexperimente eignen sich für ergänzende Messungen zu Untersuchungen im Bereich der B -Physik und bieten sehr gute Möglichkeiten für die Suche nach neuer Physik. Die theoretischen Modelle bezüglich der Quark-Wechselwirkung wurden bislang noch nicht ausreichend experimentell getestet. Dies wurde durch die Entdeckung der neuen Zustände $D_{sJ}^*(2317)^\pm$ und $D_{sJ}(2460)^\pm$ im Sektor der D_s -Mesonen (bestehend aus

einem Charm- und einem Antistrange-Quark oder umgekehrt) deutlich. Die Massen dieser Teilchen weichen deutlich von den durch das Potentialmodell vorhergesagten Werten ab (siehe Abbildung 1.1), wobei die Ergebnisse von verschiedenen Experimenten bestätigt wurden [8].

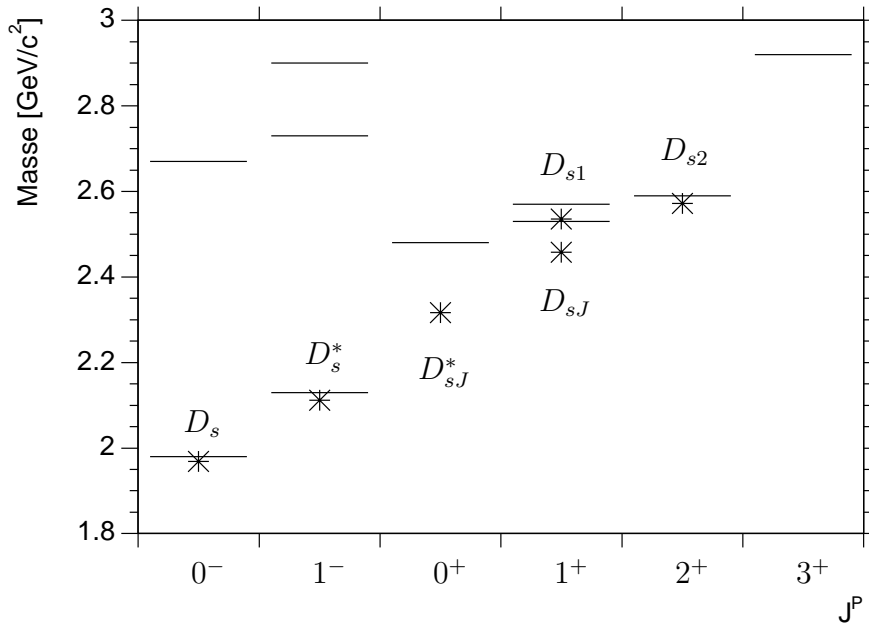


Abbildung 1.1: *Spektrum der D_s -Zustände. Aufgetragen sind Gesamtdrehimpuls und Parität gegen die Masse. Die Linien geben die Massen der Teilchen an, die aus dem Potentialmodell folgen. Die Sternsymbole bezeichnen die Lage der bislang experimentell beobachteten Zustände [7].*

1.3 Motivation

Für ein genaues Verständnis des D_s -Sektors und zur Bestätigung bzw. Verbesserung des Quarkpotentialmodells ist eine genaue Kenntnis der Parameter, insbesondere der Masse, aller bekannten Zustände notwendig. Eines dieser Teilchen ist das Meson $D_{s1}(2536)^\pm$. Die Masse des D_{s1}^\pm wird von der Particle Data Group [16] mit einem großen statistischen Fehler zu $2535,35 \pm 0,34 \text{ MeV}/c^2$ angegeben, während für die Zerfallsbreite nur ein oberer Grenzwert von $2,3 \text{ MeV}/c^2$ genannt wird.

Ziel dieser Arbeit ist es, anhand eines großen Datensatzes eine genügende Anzahl an D_{s1}^\pm -Mesonen zu rekonstruieren, um die oben genannten Parameter mit hoher Präzision zu bestimmen. Die Analyse beruht auf Daten, die mit dem *BABAR*-Detektor am PEP-II-Speicherring des Stanford Linear Accelerator Centers aufgenommen wurden. Durch die hervorragenden Instrumente des Detektors in Kombination mit der hohen Luminosität sind sehr gute Voraussetzungen für diese Aufgabe gegeben.

Das D_{s1}^\pm wird über den Zerfallskanal $D^{*\pm}K_S^0$ rekonstruiert. Zur Erhöhung der Zahl der rekonstruierten D_{s1}^\pm -Mesonen werden zwei verschiedene Zerfallskanäle für das aus dem $D^{*\pm}$ stammende D^0 berücksichtigt:



Abbildung 1.2: *Darstellung der beiden untersuchten Zerfälle des D_{s1}^{\pm} .*

Für jeden Zerfallskanal werden die Selektion der Endzustandsteilchen und die Rekonstruktion der D_{s1}^{\pm} -Kandidaten vorgestellt. Abschließend erfolgt die Bestimmung der Zerfallsbreite Γ und der Masse des D_{s1}^{\pm} . Wie in den folgenden Kapiteln detailliert erläutert wird, erhöht sich die Auflösung bei der Betrachtung der Differenz zwischen der rekonstruierten D_{s1}^{\pm} -Masse und der Summe der rekonstruierten $D^{*\pm}$ - und K_S^0 -Massen. Daher wird als Endergebnis die Differenz Δm der D_{s1}^{\pm} -Masse zu den Massen der unmittelbaren Zerfallsprodukte angegeben.

Kapitel 2

Das *BABAR*-Experiment

2.1 Motivation des Experiments

Mit der CP -Verletzung in der schwachen Wechselwirkung liegt ein Phänomen vor, dessen Ursachen seit der Entdeckung im Jahre 1964 erforscht werden. Die in Kapitel 1 beschriebenen Quarks können unter dem Einfluß der schwachen Wechselwirkung zerfallen, wobei sowohl ein Übergang in ein Quark der eigenen wie auch in das einer anderen Familie möglich ist. Die Quark-Eigenzustände bei diesen Übergängen ergeben sich aus einer Linearkombination der Eigenzustände der starken Wechselwirkung. Die Koeffizienten dieser Linearkombinationen sind die Elemente $V_{qq'}$ der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM -Matrix). Die Übergangswahrscheinlichkeit von einem Quark q in ein anderes q' ist proportional zum Quadrat des Betrages des entsprechenden Matrixelementes. Da die Matrix unitär ist, sind die Elemente korreliert. Es gibt nur vier unabhängige Parameter: drei reelle Winkel und eine komplexe Phase δ . Die Existenz dieser Phase ist notwendig für die Beobachtung einer CP -Verletzung, wobei im Falle von $\delta = 0$ oder $\delta = \pi$ die CP -Symmetrie erhalten ist.

Die CP -Verletzung wurde erstmals 1964 im System der neutralen K -Mesonen nachgewiesen. Dieses System war bis zum Ende des 20. Jahrhunderts das einzige, in dem ein Nachweis für die CP -Verletzung in der schwachen Wechselwirkung möglich war. Durch den Aufbau von sogenannten B -Fabriken kann eine systematische Untersuchung der CP -Asymmetrie im System der B -Mesonen durchgeführt werden, in dem eine stärkere Verletzung der CP -Invarianz zu beobachten ist als bei den K -Mesonen. Das 1999 in Betrieb genommene *BABAR*-Experiment¹ verfügt mit der PEP-II-Anlage am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) über eine dieser B -Fabriken.

Für die angestrebten Untersuchungen werden kohärent erzeugte $B\bar{B}$ -Paare benötigt. Die ergiebigste Quelle für diese Teilchen ist ein e^+e^- -Speicherring, dessen Energie ausreicht, die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu erzeugen. Dieser mesonische $b\bar{b}$ -Zustand mit einer Masse von $10,58 \text{ GeV}/c^2$ zerfällt zu 96 % in ein $B\bar{B}$ -Paar. Das Verzweigungsverhältnis für die Zerfälle der B -Teilchen in Endzustände, die für CP -Untersuchungen geeignet sind, ist jedoch sehr gering. Daher wird eine sehr große Anzahl von B -Paaren benötigt, um zu signifikanten Aussagen zu gelangen. Die PEP-II-Anlage mit einer Luminosität von über 10^{33} fb^{-1} produziert genügend B -Mesonen, um Messun-

¹ein Akronym, zusammengesetzt aus engl. B und B bar für B - und Anti- B -Mesonen

gen mit statistischen Fehlern von weniger als 10 % zu ermöglichen [10]. Eine weitere B -Fabrik ist der *KEKB*-Speicherring mit dem *Belle*-Experiment in Japan. In beiden Experimenten wurde die Größe $\sin(2\beta)$, die mit der imaginären Phase δ in enger Verbindung steht, mit hoher Präzision vermessen. Im Falle der CP -Erhaltung ist diese Größe gleich Null; da beide Experimente einen signifikant von Null verschiedenen Wert gemessen haben, gilt die CP -Verletzung im System der B -Mesonen als nachgewiesen. Von *Belle* wird zur Zeit für $\sin(2\beta)$ ein Wert von $0,719 \pm 0,074 (stat) \pm 0,035 (syst)$ angegeben, der mit dem von *BABAR* gemessenen Wert von $0,741 \pm 0,067 (stat) \pm 0,034 (syst)$ in guter Übereinstimmung steht [1]. Zusätzlich ist durch die Analyse von *BABAR*-Daten im August 2004 [3] erstmals die Beobachtung der direkten CP -Verletzung im B -System beim Zerfall $B^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ gelungen: Von 227 Millionen erzeugten $B^0 \bar{B}^0$ -Paaren zerfielen 910 B^0 -Mesonen, aber nur 696 der \bar{B}^0 -Mesonen in ein Kaon und ein Pion, womit der bislang eindeutigste Hinweis auf ein unterschiedliches Verhalten von Materie und Antimaterie vorliegt. Weitere Untersuchungen im Bereich der B -Physik umfassen die Bestimmung des Matrixelements V_{ub} der CKM -Matrix und die Vermessung von seltenen B -Zerfällen. Auch in anderen Bereichen der Teilchenphysik können durch das *BABAR*-Experiment aufgrund der hohen von PEP-II gelieferten Luminosität, der exzellenten Auflösung des Detektors und der Möglichkeiten zur Teilchenidentifizierung wertvolle Erkenntnisse gewonnen werden. Insbesondere sind hierbei die charm-, τ - und $\gamma\gamma$ -Physik sowie die Mesonenspektroskopie zu nennen.

2.2 Der Speicherring PEP-II

Im Linearbeschleuniger des SLAC werden Elektronen auf eine Energie von $9,0 \text{ GeV}/c^2$ und Positronen auf eine Energie von $3,1 \text{ GeV}/c^2$ beschleunigt. Nach der getrennten Einspeisung in den Hoch- bzw. in den Niederenergiespeicherring der PEP-II-Anlage kollidieren die beiden Teilchenstrahlen am Wechselwirkungspunkt, um den herum der *BABAR*-Detektor errichtet ist. Die Energie im Schwerpunktsystem der beiden Strahlen beträgt $10,58 \text{ GeV}/c^2$ und reicht somit aus, um die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz anregen zu können. Dieser Zustand zerfällt fast ausschließlich in B -Mesonen, wobei ungefähr zur Hälfte neutrale $B^0 \bar{B}^0$ -Paare entstehen und die andere Hälfte aus geladenen $B^+ B^-$ -Paaren besteht.

Strahlenergie HER/LER	9,0/3,1 GeV/c ²
Strahlstrom HER/LER	0,75/2,15 A
Schwerpunktsenergie	10,58 GeV/c ²
Bündelanzahl	1658
Bündelabstand	4,2 ns
Luminosität (Design) (Spitzenwert)	$3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ $9,213 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Tabelle 2.1: *Parameter des PEP-II-Speicherrings. HER und LER bezeichnen den Hochenergie- (e^-) bzw. den Niederenergiespeicherring (e^+) [2, 4].*

Die unterschiedlichen Energien der Elektronen- und Positronenstrahlen sorgen dafür, dass die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz nicht in Ruhe erzeugt wird, sondern sich gegenüber

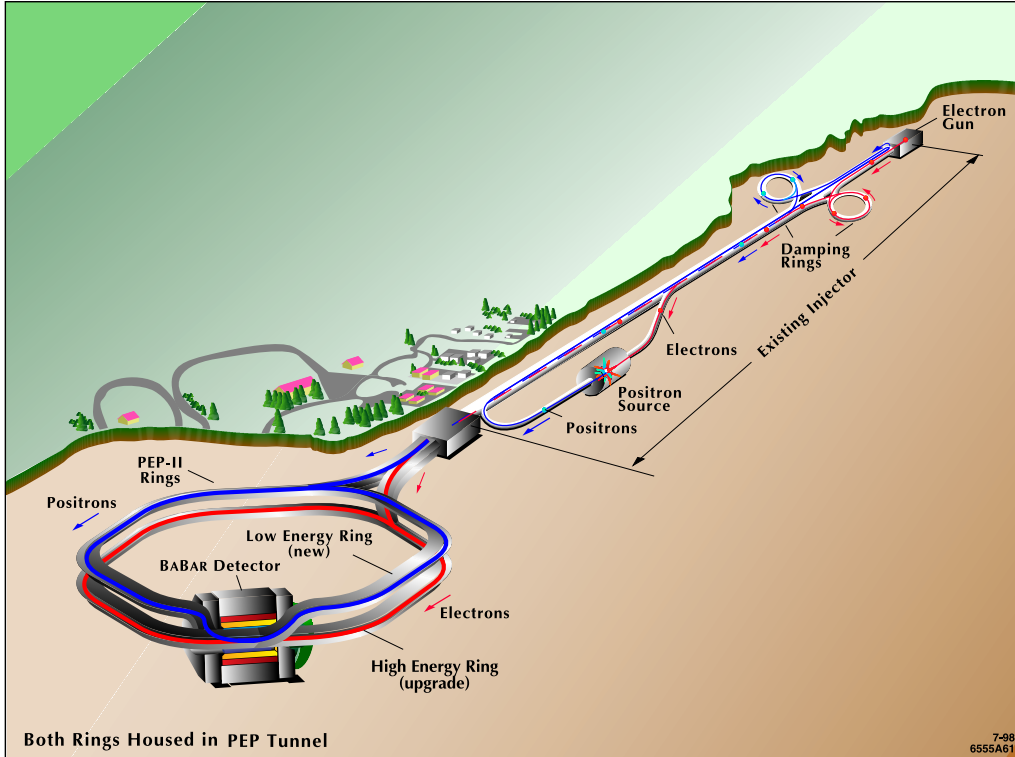


Abbildung 2.1: Übersicht über die SLAC-Anlage mit dem Linearbeschleuniger, dem PEP-II-Speicherring und dem BABAR-Detektor

dem Schwerpunktsystem in Richtung des höherenergetischen Elektronenstrahls bewegt. Bedingt durch die geringe Zerfallszeit der B -Mesonen, wird nur durch diesen Lorentz-Boost eine Unterscheidung und Rekonstruktion der B -Vertizes möglich. Zusätzlich zu der resonanten Erzeugung von $b\bar{b}$ -Paaren werden auch Mesonen, bestehend aus den leichteren u -, d -, c - und s -Quarks und den jeweiligen Antiteilchen, nicht-resonant erzeugt. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 2.2 verzeichnet.

$e^+e^- \rightarrow$	σ [nb]
$b\bar{b}$	1,05
$c\bar{c}$	1,30
$s\bar{s}$	0,35
$u\bar{u}$	1,39
$d\bar{d}$	0,35

Tabelle 2.2: Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren bei einer Schwerpunktsenergie von $10,58 \text{ GeV}/c^2$ [10].

Für die Vermessung der B -Zerfälle ist es wichtig, den Untergrund aus dem Kontinuum direkt aus den Daten bestimmen zu können. Deshalb wird neben den Daten, die bei der Schwerpunktsenergie von $10,58 \text{ GeV}/c^2$ aufgenommen werden (sogenannte *on-resonance* Daten), auch ein geringer Teil bei einer leicht niedrigeren Schwer-

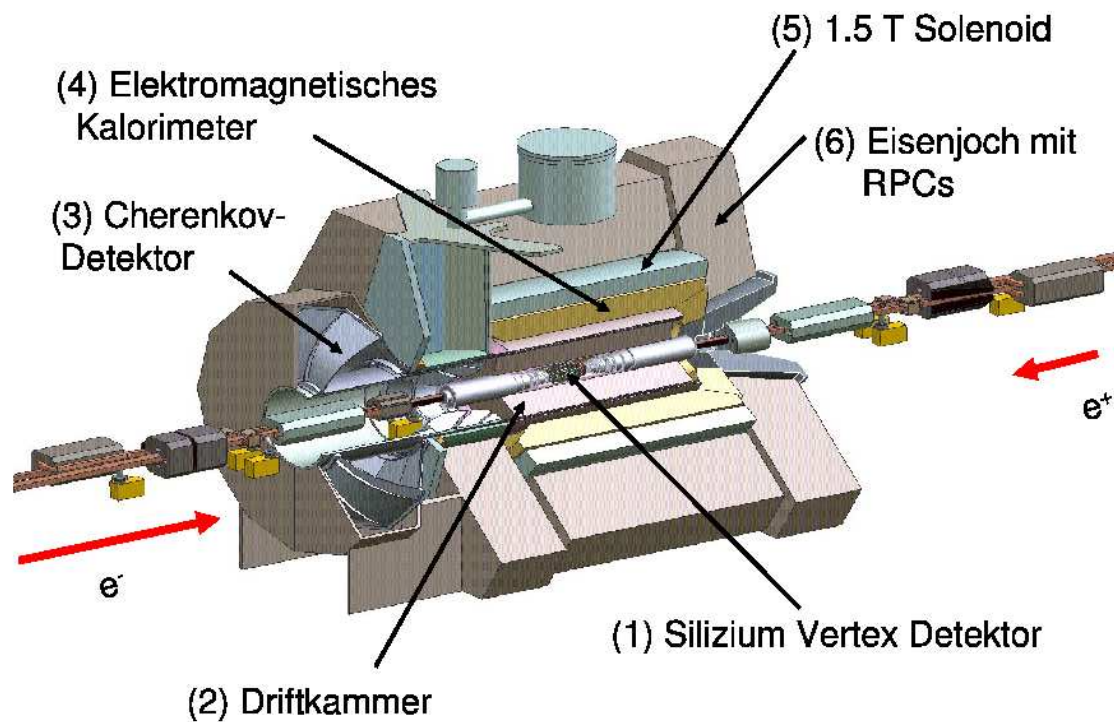


Abbildung 2.2: Detailansicht des BABAR-Detektors mit allen im Text beschriebenen Subsystemen.

punktsenergie registriert (*off-resonance* Daten).

Die Spitzenwerte der von PEP-II gelieferten Luminosität übertreffen inzwischen die ursprünglich angestrebte Design-Luminosität von $3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ um das Dreifache. Seit der Inbetriebnahme im Oktober 1999 ist mit dem BABAR-Detektor eine integrierte Luminosität von mehr als 242 fb^{-1} aufgezeichnet worden. Dies entspricht einer Gesamtzahl von 254 Millionen erzeugten $b\bar{b}$ -Paaren. Da ein b -Quark hauptsächlich in ein c -Quark zerfällt, und zusätzlich 314 Millionen $c\bar{c}$ -Paare nicht-resonant erzeugt wurden, eignet sich eine B -Fabrik wie PEP-II hervorragend für Untersuchungen in der Charm-Physik.

2.3 Der Detektor

Die Anforderungen an den BABAR-Detektor umfassen eine exzellente Ortsauflösung, eine präzise Identifizierung von geladenen Teilchen (Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Neutronen) über einen großen Impulsbereich sowie den Nachweis von Photonen und neutralen Hadronen. Für diese Aufgaben besteht der BABAR-Detektor aus diversen Subsystemen, die in aufeinanderfolgenden Schichten zylindersymmetrisch um den Wechselwirkungspunkt herum angeordnet sind. Von innen nach außen sind dies die folgenden Komponenten:

- ein Vertex-Detektor (SVT)
- eine Driftkammer (DCH)

- ein Čerenkov-Detektor (DIRC)
- ein elektromagnetisches Kalorimeter (EMC)
- eine supraleitende Magnetspule
- sowie ein instrumentiertes Eisenjoch (IFR)

Sämtliche Komponenten mit Ausnahme des Eisenjochs sind in das durch die supraleitende Spule erzeugte homogene Magnetfeld (1,5 T) eingebettet. Um eine hohe Akzeptanz zu erreichen, sind aufgrund des Lorentz-Boosts die einzelnen Komponenten asymmetrisch bezüglich dessen Richtung angeordnet.

In den folgenden Abschnitten werden kurz die einzelnen Subsysteme und deren Aufgaben erläutert; detaillierte Informationen zum Detektor finden sich in [2, 10].

2.3.1 Der Vertexdetektor

Die innerste Komponente, die direkt das Strahlrohr umschließt, ist der Vertexdetektor. Zusammen mit der Driftkammer dient er dem Nachweis geladener Teilchen mittels der Spurrekonstruktion.

Der Vertexdetektor mit einer Längsausdehnung von 58 cm besteht aus fünf Schichten Silizium-Streifendetektoren. Die innersten drei Lagen verlaufen coaxial, während die beiden äußeren an den Enden zusätzlich konisch zulaufen. Durch diese Anordnung werden 91% des Raumwinkels im Schwerpunktsystem abgedeckt. Alle folgenden Elemente des *BABAR*-Detektors sind derart konstruiert, dass dieser Raumwinkelbereich nicht weiter eingeschränkt wird.

Ein geladenes Teilchen, das sich im homogenen Magnetfeld der Spule bewegt, folgt aufgrund der Lorentzkraft einer helixförmigen Bahn. Durch die Messung des Krümmungsradius der Trajektorie und der Drehrichtung können der Impuls und die Ladung des Teilchens bestimmt werden. Aus den Durchstoßpunkten des Teilchens in den Streifendetektoren erhält man bis zu fünf Positionsmeßwerte mit einer Einzeltrefferauflösung von ca. $15 \mu\text{m}$. Dies ermöglicht eine präzise Rekonstruktion der Teilchenspuren und damit eine genaue Bestimmung der Zerfallsvertizes; im Falle der *B*-Mesonen wird eine Auflösung von ca. $90 \mu\text{m}$ erreicht.

Mit dem Vertex-Detektor läßt sich zusätzlich zur Spurrekonstruktion eines Teilchens auch dessen Energieverlust dE/dx , den es beim Durchgang durch das Detektormaterial erfährt, bestimmen. Der Energieverlust hängt über $\beta = v/c$ von der Geschwindigkeit v des Teilchens ab und kann mit einer relativen Auflösung von 14% gemessen werden. Zusammen mit dem Impuls läßt sich somit mittels der dE/dx -Messung die Teilchenidentität ermitteln. Diese Methode beschränkt sich jedoch auf Geschwindigkeiten $v \ll c$, Teilchen mit $\beta \approx 1$ können nicht mehr über die dE/dx -Bestimmung unterschieden werden.

Geladene Teilchen mit einem Transversalimpuls $p_t < 0,1 \text{ GeV}/c$ erreichen aufgrund der geringen Bahnkrümmung nicht die Driftkammer, so daß bei niederenergetischen Teilchen allein der Vertex-Detektor zur Identifizierung und Spurrekonstruktion beiträgt.

2.3.2 Die Driftkammer

Um den Vertexdetektor herum ist die zylinderförmige Driftkammer montiert, die das wichtigste Instrument für die Spurrekonstruktion bildet. Die Länge der Kammer beträgt 280 cm, der Innenradius 23,6 cm und der Außenradius 80,9 cm. Innerhalb der Kammer bilden 52000 Signal- und Potentialdrähte 7104 Driftzellen, die in 40 Lagen konzentrisch um die Längsachse angeordnet sind. Betrieben wird die Kammer mit einem Gasgemisch aus Helium und Isobutan im Verhältnis von 4:1.

Wenn ein geladenes Teilchen die Kammer durchquert, ionisiert es die Gasatome entlang der Flugbahn. Eine sich daraufhin ausbreitende Ladungswolke erreicht nach einer bestimmten Zeit, die von der Driftgeschwindigkeit und dem Ort des Durchgangs abhängt, die nächstgelegenen Anodendrähte. Aus den ansprechenden Signaldrähten erhält man bis zu 40 Positionsmesswerte mit einer Ortsauflösung von 125 μm . Die relative Auflösung für den transversalen Impuls beträgt

$$\sigma_{p_t}/p_t = 0,13\% \cdot p_t + 0,45\%. \quad (2.1)$$

Zudem läßt sich aus den Pulshöhen an den Signaldrähten der spezifische Energieverlust dE/dx des Teilchens beim Durchgang durch das Gas messen. Dabei wird eine relative Auflösung von bis zu 7% erreicht, abhängig von der Zahl der ansprechenden Drähte. Damit erlaubt die Driftkammer eine weitaus bessere Teilchenidentifizierung über die Energieverlustmessung als der Vertex-Detektor.

2.3.3 Der Čerenkov-Detektor DIRC

Der DIRC, ein Akronym für *Detection of Internally Reflected Čerenkov Light*, ist ein spezieller Čerenkov-Detektor, der für das BABAR-Experiment entwickelt wurde. Die Aufgabe dieser Detektorkomponente ist die Identifizierung von geladenen Teilchen mit Hilfe des Čerenkov-Effekts.

Ein geladenes Teilchen emittiert Čerenkov-Licht, wenn es sich in einem Medium mit einer Geschwindigkeit v bewegt, die größer als die Lichtgeschwindigkeit c/n in diesem Medium ist. Dabei ist n der Brechungsindex des Materials. Die Emission der Photonen erfolgt unter dem Winkel $\theta_c = \arccos(c/vn)$.

Der Čerenkovdetektor besteht aus 144 synthetischen Quarzstreifen mit einer Länge von je 4,9 m und einem Brechungsindex von $n = 1,474$. Diese sind zu einem zwölfseitigen Polygon um die Strahlachse zusammengefasst, an das sich der Bereich mit den Ausleseeinheiten anschließt. Ein Teilchen mit einem Mindestimpuls $p_{min} = mc/\sqrt{n^2 - 1}$, das einen der Quarzstreifen durchquert, emittiert Čerenkov-Licht. Dieses Licht breitet sich aufgrund von Totalreflexion unter Beibehaltung des Emissionswinkels im Quarz aus, bis es das instrumentierte Ende des Detektors erreicht. Dort wird es durch eine Anordnung von 11000 Sekundärelektronenvervielfachern detektiert, die sich in einem gegen das Magnetfeld abgeschirmten Bereich, der sogenannten „Standoff Box“, befinden. Das Čerenkov-Licht, das in die Gegenrichtung emittiert wird, wird mittels Spiegeln an den Enden der Quarzstreifen ebenfalls zur Ausleseseite hin umgelenkt.

Zusammen mit den anderen Komponenten des Detektors stellt der DIRC das wichtigste System zur Teilchenidentifizierung dar. Mit dem gemessenen Impuls und der aus der Messung des Čerenkov-Winkels ermittelten Geschwindigkeit läßt sich die

Teilchen	Masse [MeV/c ²]	p_{min} [MeV/c]
Elektron	0,511	0,472
Muon	105,658	97,569
Pion	139,570	128,885
Kaon	493,677	455,884
Proton	938,272	866,442

Tabelle 2.3: Schwellenwerte für die Auslösung des Čerenkov-Effekts im DIRC.

Masse eines Teilchens und damit seine Identität bestimmen. Dies ist auch noch möglich für solche Teilchen, bei denen eine Identifizierung über die Energieverlustmessung dE/dx nicht mehr möglich ist. Pionen und Kaonen können bis zu Impulswerten von 4 GeV/c unterschieden werden, zusätzlich ist auch der Nachweis von Myonen im Impulsbereich unterhalb von 750 MeV/c möglich. Im Falle noch höherer Impulse ist die Ruheenergie vernachlässigbar gegenüber der kinetischen Energie, so daß auch mit dem DIRC eine Unterscheidung zwischen den Teilchen nicht mehr möglich ist.

2.3.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Mit dem Kalorimeter werden die Energie und die Flugrichtung von Photonen, Elektronen und Positronen gemessen. Als aktives Detektormaterial dienen 6580 CsI(Tl)-Kristalle, die in Form eines offenen Fasses mit einer konischen Endkappe angeordnet sind und 90% des Raumwinkels im Schwerpunktsystem abdecken.

Hochenergetische Photonen können im Kristall einen elektromagnetischen Schauer auslösen. Dabei wird im Coulombfeld der Atomkerne im Kalorimetermaterial ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Diese Teilchen emittieren Bremsstrahlungsquanten, aus denen sich wieder neue e^+e^- -Paare bilden können. Dieser Vorgang setzt sich fort, bis die Energie der Bremsstrahlungsquanten nicht mehr ausreicht, um ein neues Paar zu bilden. Die insgesamt erzeugte Lichtmenge ist dabei proportional zur im Kalorimeter deponierten Energie eines Schauers.

Zusätzlich zur Messung der Energie eines Photons läßt sich auch dessen Einfallswinkel bestimmen. Somit wird die Rekonstruktion von neutralen Teilchen aus ihren neutralen Zerfällen möglich, wie z. B. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ oder $\eta \rightarrow \gamma\gamma$.

Da sich das Kalorimeter innerhalb des von der Spule erzeugten Magnetfelds befindet, eignen sich Sekundärelektronenvervielfacher nicht als Ausleseinstrumente. Stattdessen werden Photodioden eingesetzt, von denen jeweils zwei auf der Rückseite eines Kristalls montiert sind.

Ein elektromagnetischer Schauer breitet sich konusförmig in den Kristallen aus. Die Ausdehnung in longitudinaler Richtung wird durch die materialabhängige Strahlungslänge X_0 charakterisiert, in transversaler Richtung hingegen durch den ebenfalls materialabhängigen Molière-Radius R_M [9]. In einem idealen, unendlich ausgehenden Kalorimeter würden 99% der Energie eines Photons in einem Zylinder mit einem Radius von drei Molière-Radien und einer Länge von 16 Strahlungslängen deponiert.

Die verwendeten CsI(Tl)-Kristalle besitzen eine Strahlungslänge von 1,85 cm und einen Molière-Radius von 3,8 cm. Die Länge variiert je nach Lage im Kalorimeter

zwischen 30 cm und 32,5 cm, dies entspricht etwa 16 bis 17,5 Strahlungslängen. Somit deponieren Photonen durch Auslösen eines elektromagnetischen Schauers fast ihre gesamte Energie im Kalorimeter.

Neben Photonen können auch Elektronen einen elektromagnetischen Schauer auslösen, wenn die Energie der emittierten Bremsstrahlungsquanten ausreicht, den oben beschriebenen Prozess auszulösen. Die dabei deponierte Energie und die Form des Schauers sind Größen, die zur Teilchenidentifizierung beitragen können. Für Elektronen gilt für das Verhältnis zwischen gemessener Energie und Teilchenimpuls $E/p \approx c$, während für schwerere Teilchen $E/p < c$ ist. Hadronen, die das Kalorimeter erreichen, können über die starke Wechselwirkung mit den Kernen der Kristallatome weitere Hadronen erzeugen und einen hadronischen Schauer auslösen. Wird dabei die gesamte Energie des einfallenden Teilchens an das Kalorimeter abgegeben, reicht die Bestimmung von E/p zur Separation von Elektronen und Hadronen nicht mehr aus. Der Schauer eines Hadrons kann allerdings durch seine Absorptionslänge und die Schauerform von dem eines Elektrons unterschieden werden.

2.3.5 Die Magnetspule und das instrumentierte Eisenjoch

Die supraleitende Magnetspule besteht aus einer Niob-Titan-Legierung und erzeugt im zentralen Bereich des Detektors ein homogenes Magnetfeld mit einer Feldstärke von 1,5 T.

Die äußerste Komponente des Detektors ist das Eisenjoch, das zur Rückführung des magnetischen Flusses dient. Gleichzeitig wird es als Instrument für den Nachweis von Myonen und neutralen Hadronen genutzt. Das Joch besteht aus 18 Lagen Eisen, deren Dicke nach außen hin von 2 cm auf 10 cm ansteigt. In den Hohlräumen zwischen den einzelnen Schichten sind 1400 gasgefüllte, hochohmige Plattenkammern (Resistive Plate Chambers) als Detektorelemente montiert. Geladene Teilchen ionisieren beim Passieren der Kammern das Gas. Eine Lawine geladener Teilchen breitet sich daraufhin zwischen den Elektroden aus und erzeugt ein Spannungssignal, das zur Orts- und Zeitbestimmung für den Durchgang des Teilchens verwendet wird.

Neutrale Hadronen wie z.B. langlebige Kaonen können über die starke Kernkraft mit den Eisenatomen des Jochs wechselwirken. Dabei werden geladene Teilchen erzeugt, die dann über die normalen Wechselwirkungsprozesse mit dem Detektor nachgewiesen werden können. Zusammen mit den Informationen aus den anderen Detektorsystemen werden der Nachweis von Myonen und eine ausreichende Trennung von Pionen und Kaonen im gesamten kinematischen Bereich der zu untersuchenden Zerfälle möglich.

Kapitel 3

Rekonstruktion des Zerfalls

$$D_{s1}^{\pm} \rightarrow D^{*\pm} K_S^0$$

Die Rekonstruktion von Zerfällen mit fünf bzw. sieben Endzustandsteilchen aus einem Datensatz von fast zwei Milliarden Ereignissen, die im Mittel mehr als zehn Spuren geladener Teilchen enthalten, erzeugt aufgrund der hohen Anzahl an Kombinationsmöglichkeiten eine große Datenmenge. Diese gilt es durch das Aussortieren von ungeeigneten Teilchenkandidaten zu verringern, um die weitere Analyse in akzeptabler Zeit und interaktiv durchführen zu können.

Die Untersuchung des D_{s1}^{\pm} gliedert sich in die folgenden drei Abschnitte:

Der erste Schritt umfasst das Prozessieren und Abspeichern der Rohdaten im Rahmen der Vorselektion, die in diesem Kapitel beschrieben wird. Für die Spurselektion und die Teilchenidentifizierung stehen diverse Selektoren in Form von Modulen zur Verfügung, bei denen das Akzeptanzniveau vom Benutzer nach bestimmten Kriterien wählbar ist. Die zu erfüllenden Selektionskriterien werden derart eingestellt, daß eine möglichst hohe Anzahl an rekonstruierten Teilchen für die weitere Analyse vorliegt. Nach der Auswahl der Spuren und der Identifizierung der Teilchen ist es das Ziel, den gesamten Zerfallsbaum des D_{s1}^{\pm} zu rekonstruieren. Angefangen bei den Endzuständen, bildet man separat für beide Zerfallsmoden durch die Kombination von Zerfallsprodukten die einzelnen Teilchenkandidaten. Die beiden in Kapitel 1 beschriebenen Zerfallskanäle des D_{s1}^{\pm} und die entsprechenden Endzustände erhalten dabei im Folgenden die Bezeichnungen $D_{s1} \rightarrow K4\pi$ bzw. $D_{s1} \rightarrow K6\pi$.

Im zweiten Schritt der Analyse erfolgt die eigentliche Selektion zur Optimierung der Spektren der invarianten $K4\pi$ - und $K6\pi$ -Massen. Durch das Anpassen einer Modellfunktion an die tatsächliche Verteilung der Datenwerte werden im letzten Schritt die Masse und die Breite des rekonstruierten D_{s1}^{\pm} -Signals ermittelt (eine detaillierte Beschreibung hierzu folgt in den Kapiteln 4 bzw. 5).

3.1 Daten

3.1.1 Meßdaten

Die mit dem *BABAR*-Detektor aufgenommenen Rohdaten werden zunächst vor Ort von einer Rechnerfarm vorprozessiert und anschließend in einer Datenbank abge-

speichert, wobei ein durchschnittliches Ereignis einen Speicherplatz von ca. 130 KB benötigt. Als Speichermedium dienen Magnetbänder, auf die im Vergleich zu Festplatten nur relativ langsam zugegriffen werden kann. Somit ist eine Analyse basierend auf diesem alles umfassenden Datensatz nicht in einer angemessen kurzen Zeitspanne durchzuführen.

Daher arbeitet man mit einer reduzierten Datenmenge, dem sogenannten Micro-Datensatz. Er enthält die Vierervektoren und andere relevante Größen sowie die wichtigsten Variablen der einzelnen Detektorsysteme, wie z.B. Spurdaten oder Informationen aus den Kalorimeterkristallen.

Eine weitere Möglichkeit zur Minimierung der benötigten Zeit ist die Verwendung eines sogenannten Skims, d.h. einer vorselektierten Datenmenge, die nur die für die jeweilige Analyse relevanten Ereignisse enthält. Da für das D_{s1}^{\pm} jedoch kein derartiger Skim existiert, wird der „AllEventsKanga“-Skim benutzt, der die gesamten Micro-Daten umfasst.

Die hier vorgestellte Analyse basiert auf den gesamten Meßdaten der Runs¹ 1 und 2 sowie auf 99 % der Run 3-Daten. Insgesamt handelt es sich um 1,8 Milliarden Ereignisse, die einer integrierten Luminosität von 122 fb^{-1} entsprechen, wobei $110,81 \text{ fb}^{-1}$ auf die on-resonance-Daten und $11,67 \text{ fb}^{-1}$ auf die off-resonance-Daten entfallen [4]. Die Detektordaten sind im KANGA-Datenformat abgespeichert, das von den Analyseprogrammen gelesen werden kann. Für die Rekonstruktion wurde der Software-Release 14 des *BABAR*-Analyse Frameworks BETA verwendet.

Zeitraum der Datenaufnahme	Oktober 1999 bis Juni 2003
Run-Nummern	9932-39320
Ereignisse	1772467339
$\mathcal{L}_{on-resonance} [\text{fb}^{-1}]$	110,81
$\mathcal{L}_{off-resonance} [\text{fb}^{-1}]$	11,67

Tabelle 3.1: Meßdaten, die für diese Analyse verwendet wurden.

3.1.2 Monte Carlo-Simulationsereignisse

Für den $K4\pi$ -Zerfallskanal wurden 114000 und für den $K6\pi$ -Zerfallskanal 120000 Signal-Monte Carlo-Simulationsereignisse generiert. Sämtliche Parameter, die die Wechselwirkungen von Teilchen mit den Systemen des Detektors beschreiben, werden bei der Simulation berücksichtigt. Für Monte Carlo-Ereignisse, die für Untergrundbetrachtungen generiert werden, wird auch der Zustand des Detektors zu verschiedenen Zeitpunkten mit einbezogen. Im Gegensatz dazu werden die hier verwendeten Signal-Monte Carlo-Ereignisse mit den experimentellen Bedingungen zu einem festen Zeitpunkt erzeugt.

Die aus der Rekonstruktion der simulierten Ereignisse gewonnenen Erkenntnisse

¹Hier bezieht sich der Begriff *Run* auf einen Zeitraum der Datenaufnahme, der sich über mehrere Monate erstreckt. Run 5 wird Ende 2004 starten. Die Run-Nummern in Tabelle 3.1 bezeichnen eine Zeitspanne in der Größenordnung von einer Stunde, in der die Teilchenstrahlen aufrechterhalten werden.

können auf die realen Daten übertragen werden, z.B. zur Bestimmung der Detektorauflösung.

Für das $D_{s1}(2536)^{\pm}$ wurde dabei eine Masse von $2535,35 \text{ MeV}/c^2$ und eine Zerfallsbreite von $1 \text{ MeV}/c^2$ angenommen. Den simulierten Zerfallsprodukten wurden die entsprechenden PDG-Werte $m_{D^0} = 1864,51 \text{ MeV}/c^2$, $m_{K_S^0} = 497,67 \text{ MeV}/c^2$ und $m_{D^{*\pm}} = 2009,93 \text{ MeV}/c^2$ zugewiesen.

Zerfallskanal	Anzahl
$D_{s1}^+ \rightarrow \dots \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$	57000
$D_{s1}^- \rightarrow \dots \rightarrow K^+ \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^-$	57000
$D_{s1}^+ \rightarrow \dots \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	60000
$D_{s1}^- \rightarrow \dots \rightarrow K^+ \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	60000

Tabelle 3.2: Anzahl der generierten Signal-Monte Carlo-Ereignisse.

3.2 Vorselektion

3.2.1 Tag-Filter

Während des Vorprozessierens der Rohdaten wurden den einzelnen Spuren bereits Teilchenhypothesen zugeordnet und die Ereignisse entsprechend markiert (Tag). Noch vor Beginn der eigentlichen Vorselektion wendet man den Tag-Filter auf diese Daten an. Ausgeschlossen werden dabei solche Ereignisse, die nicht genügend Teilchen enthalten, um einen D_{s1}^{\pm} -Kandidaten unter Berücksichtigung der oben genannten Zerfallskanäle rekonstruieren zu können. Als minimale Bedingung wird verlangt, daß ein Ereignis fünf geladene Spuren enthält. Ferner muß jedes akzeptierte Ereignis mindestens ein potentiell geladenes Kaon und einen neutralen K_S^0 -Kandidaten enthalten.

Erst nach dem erfolgreichen Passieren des Tag-Filters werden für jedes Ereignis die einzelnen Teilchenlisten unter Berücksichtigung der Kriterien für die Spurselektion und die Teilchenidentifizierung gefüllt.

3.2.2 Bildung der K_S^0 -Kandidaten

Für die Rekonstruktion der K_S^0 -Kandidaten werden jeweils zwei Teilchen mit entgegengesetzter Ladung kombiniert. Man bildet sämtliche mögliche Kombinationen eines Ereignisses. Es werden keine weiteren Selektionskriterien auf die Spuren angewendet, und es wird keine explizite Forderung bezüglich der Teilchenidentität gestellt. Die invariante Masse der gebildeten K_S^0 -Kandidaten soll in einem Bereich von $0,45 \text{ GeV}/c^2$ bis $0,55 \text{ GeV}/c^2$ liegen.

Die Anpassung der Orts- und Impulsmeßwerte der einzelnen Spuren hinsichtlich eines gemeinsamen Vertex erfolgt mit einem geometrischen Vertex-Algorithmus. Dieser beruht auf der Methode der kleinsten Quadrate unter der Benutzung von Lagrange-Multiplikatoren, einem Verfahren aus der Differentialrechnung zur Auffindung von Extremwerten unter Berücksichtigung von vorgegebenen Nebenbedingungen. Die Korrekturen sollen derart bestimmt werden, daß die neuen Größen nach der

kinematischen Anpassung die geringste quadratische Abweichung zu den ursprünglichen Meßwerten aufweisen. Eine detaillierte Beschreibung des Verfahrens findet sich in [15]. Das von der quadratischen Abweichung χ^2 und der Anzahl der Freiheitsgrade l abhängige Konfidenzniveau v_{CL} stellt ein Maß für die Güte der Anpassung an die geforderten Randbedingungen dar. Gleichzeitig erhält man mit dieser Variable eine Selektionsgröße, welche eine Reduzierung des kombinatorischen Untergrunds ermöglicht.

3.2.3 Spurselektion

Zur Erstellung von Kaonen- und Pionenlisten werden diejenigen geladenen Teilchen eines Ereignisses selektiert, deren rekonstruierte Spuren die „GoodTracksVeryLoose“-Auswahlkriterien [22] des Moduls GoodTrackSelector erfüllen:

Bei der geringsten Annäherung eines jeden dieser so selektierten Teilchen an den nominellen Wechselwirkungspunkt $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ soll der Abstand zur z -Achse d_z höchstens 1 cm betragen, und für die kleinste Annäherung an die xy -Ebene durch $z = 0$ wird eine Distanz von $|d_{xy}| < 10$ cm gefordert. Ferner soll der Gesamtimpuls der Teilchen im Laborsystem nicht größer als 10 GeV/c sein.

3.2.4 Teilchenidentifizierung

Jedes Teilchen eines Ereignisses, das nach der Spurselektion noch verblieben ist, wird zur Einordnung in die jeweilige Liste hinsichtlich der Akzeptanz durch Pion- bzw. Kaonselektoren überprüft. Mit dem Modul PidKaonLHSelector müssen die K^\pm -Kandidaten im Modus „VeryLoose“ als Kaonen und die π^\pm -Kandidaten vom Modul PidPionLHSelector im Modus „VeryLoose“ als Pionen identifiziert werden. Die Kaon-Kandidaten dürfen ferner vom Modul PidLHElectronSelector im Modus „Tight“ nicht als Elektronen akzeptiert werden.

Der Kaonenselektor

Für die Trennung der Kaonen von den anderen möglichen Teilchensorten - Elektronen, Myonen, Pionen und Protonen - verwendet das Modul PidKaonLHSelector den Energieverlust $(dE/dx)_{SVT}$, den ein Teilchen im Vertexdetektor erfährt, den Energieverlust $(dE/dx)_{DCH}$ in der Driftkammer sowie den Čerenkovwinkel θ_C und die Anzahl N_γ der im Čerenkovdetektor nachgewiesenen Photonen.

Separiert werden die Teilchen mittels einer Likelihood-Methode [14]. Es werden die Wahrscheinlichkeiten berechnet, daß ein Teilchen einer bestimmten Sorte i angehört, indem die Verteilungen der oben genannten gemessenen Werte mit den entsprechenden Erwartungswerten verglichen werden.

Als Beispiel sei die Verwendung der vom Čerenkov-Detektor aufgenommenen Meßwerte betrachtet:

Die Verteilung der Meßwerte des Čerenkov-Winkels wird durch eine gaußförmige Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$g_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\theta_C - \theta_i}{\sigma}\right)^2} \quad (3.1)$$

beschrieben, wobei σ die Standardabweichung bezeichnet und θ_i den Erwartungswert des Čerenkovwinkels für ein Teilchen der Sorte i . Aus dieser Verteilung kann mittels der für ein geladenes Teilchen gemessenen Werte von θ_C die Wahrscheinlichkeit für jede Teilchenhypothese berechnet werden.

Für die gemessene Anzahl N_γ der Čerenkovphotonen erhält man eine Poissonverteilung. Die hieraus ermittelten Wahrscheinlichkeiten p_i für die Teilchenhypothesen ergeben zusammen mit g_i die kombinierte Čerenkovwahrscheinlichkeit $l_{i,DIRC} = g_i p_i$. Eine entsprechende Vorgehensweise wird bei den Messungen des Energieverlustes $(dE/dx)_{SVT}$ und $(dE/dx)_{DCH}$ angewendet, deren Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen ebenfalls gaußförmig sind. Man erhält die Wahrscheinlichkeiten $l_{i,SVT}$ und $l_{i,DCH}$. Um die Gesamtwahrscheinlichkeit für die einzelnen Teilchenhypothesen l_i zu erhalten, wird schließlich das Produkt aus den drei einzelnen Wahrscheinlichkeiten gebildet. Die Auswahl eines Teilchens erfolgt durch den Vergleich von je zwei Hypothesen. Im gewählten Modus des Selektors werden die Wahrscheinlichkeiten von Kaon und Pion bzw. Kaon und Proton überprüft. Dazu werden die Likelihood-Werte

$$l_{KvsX} = \frac{l_K}{l_K + l_X} \quad (3.2)$$

gebildet, die als endgültiges Selektionskriterium dienen. Im Modus „VeryLoose“ muß ein Kandidat die folgenden Bedingungen erfüllen, um als Kaon selektiert zu werden:

- $l_{KvsPi} > 0,5$
- $l_{KvsPro} > 0,018$
- Impuls $< 0,4 \text{ GeV}/c$ oder

nicht vom Elektronenselektor als Elektron akzeptiert (siehe nächster Abschnitt)

Ein Vergleich mit den Kriterien des Pionenselektors zeigt, daß Teilchenspuren, die als Kaonen akzeptiert wurden, gleichzeitig auch erfolgreich den Pionenselektor passieren können. Die Möglichkeit, daß ein Teilchen Bestandteil verschiedener Kandidatenlisten sein kann, wird später bei der Rekonstruktion berücksichtigt.

Der Elektronenselektor

Das Modul `PidLHElectronSelector` wird vom Modul `PidKaonLHSelector` aufgerufen. Um als Kaon identifiziert zu werden, darf ein Teilchenkandidat nicht im Modus „Tight“ des Elektronenselektors als Elektron akzeptiert werden.

In Kapitel 2.3.4 wurde beschrieben, daß Teilchen im Kalorimeter elektromagnetische Schauer auslösen können. Hauptkriterium für die Trennung von Elektronen und Hadronen ist das Verhältnis von der im Kalorimeter deponierten Energie zum Impuls des Teilchens. Weiterhin müssen der Energieverlust in der Driftkammer und der Emissionswinkel der Čerenkov-Photonen im DIRC mit den Erwartungswerten für die Elektronenhypothese konsistent sein.

Der Pionenselektor

Für die Pionenauswahl werden vom Modul `PidPionLHSelector` analoge Berechnungen durchgeführt wie vom Kaonenselektor. Um im Modus „VeryLoose“ als Pion identifiziert zu werden, müssen für einen Kandidaten die folgenden Bedingungen erfüllt sein:

- $l_{KvsPi} < 0,98$
- $l_{KvsPro} < 0,98$

Kaon-Impulskorrektur

Der Radius der Spiralbahn eines geladenen Teilchens im Magnetfeld verringert sich, wenn das Teilchen beim Durchgang durch Materie Energie verliert. Dies wird bei der Berechnung des Impulses aus der Bahnkrümmung mit berücksichtigt. Allerdings werden sämtliche Spuren als von Pionen erzeugt betrachtet, und mit dieser Massenhypothese wird der Energieverlust berechnet. Der mit diesem Wert bestimmte Impuls ist somit für Kaonen und andere geladene Teilchen nicht korrekt.

Um den Zerfallsbaum mit korrekten Werten zu rekonstruieren, werden die Impulse der Kaonkandidaten nachträglich modifiziert. Für jedes Teilchen, das vom Selektor als Kaon identifiziert wurde, wird der Impuls so verändert, als wäre bei der Spurrekonstruktion die korrekte Masse für die Energieverlustbestimmung verwendet worden [11].

3.2.5 Kombinatorik

Aus der speziellen Relativitätstheorie ist bekannt, daß das Skalarprodukt zweier beliebiger Vierervektoren eine lorentzinvariante Größe ist. Besonders gilt für den Viererimpuls p^α , daß sein Quadrat $p^\alpha p_\alpha = \begin{pmatrix} E/c \\ \vec{p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E/c \\ -\vec{p} \end{pmatrix}$ gleich dem Quadrat der Ruhemasse (multipliziert mit c^2) ist. Sind die Viererimpulse der Zerfallsprodukte bekannt, läßt sich die invariante Masse eines zerfallenden Teilchens über eine Addition dieser Viererimpulse berechnen:

$$m = \frac{1}{c^2} \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i p_i c\right)^2} \quad (3.3)$$

In einem mit dem *BABAR*-Detektor aufgezeichneten Ereignis finden sich im Durchschnitt mehr als zehn geladene Spuren. Da das D_{s1}^\pm in fünf bzw. sieben geladene Endzustände zerfällt, führen im allgemeinen mehrere Kombinationen dieser Teilchen zu potentiellen D_{s1}^\pm -Mesonen.

Aus einem Ereignis mit N_K Kaonen und N_π Pionen sind im Falle des Zerfalls $D_{s1} \rightarrow K4\pi$

$$6N_{K^-}N_{\pi^-} \binom{N_{\pi^+}}{3} + 6N_{K^+}N_{\pi^+} \binom{N_{\pi^-}}{3} \quad (3.4)$$

und für den Zerfallskanal $D_{s1} \rightarrow K6\pi$

$$24N_{K^-} \binom{N_{\pi^-}}{2} \binom{N_{\pi^+}}{4} + 24N_{K^+} \binom{N_{\pi^+}}{2} \binom{N_{\pi^-}}{4} \quad (3.5)$$

Kombinationen möglich. Zur Verdeutlichung der immensen Zahl an Möglichkeiten sei ein Ereignis mit jeweils zwei Kaonen bzw. vier Pionen für jede Ladungsart betrachtet: Diese zwölf Teilchen lassen sich im ersten Fall zu insgesamt 384 verschiedenen D_{s1}^{\pm} -Kandidaten kombinieren, während sich für den zweiten Zerfallskanal 576 Kombinationen ergeben. Um die resultierende Datenmenge zu reduzieren, werden bereits im Rahmen der Vorselektion nur jene Kandidaten akzeptiert, die innerhalb eines eingeschränkten Massenbereichs um die jeweilige nominelle Masse liegen. In den nächsten beiden Abschnitten folgen separate Beschreibungen der sukzessiven Rekonstruktion beider Zerfallsbäume aus den experimentellen Daten sowie aus den simulierten Monte Carlo-Ereignissen.

3.2.6 Rekonstruktion des D_{s1}^{\pm} aus den Meßdaten

In diesem Abschnitt der Vorselektion werden aus den Elementen der Pionen-, Kaonen- und K_S^0 -Listen die einzelnen Teilchenkandidaten D^0 , $D^{*\pm}$ und D_{s1}^{\pm} separat für beide Zerfallskanäle gebildet.

Zerfallskanal $D_{s1} \rightarrow K4\pi$

Die Rekonstruktion beginnt damit, daß zunächst aus den geladenen Pionen- und Kaonenkandidaten eines Ereignisses ein neutrales D -Meson rekonstruiert wird. Hierbei ist darauf zu achten, daß nur Teilchen mit den korrekten Ladungen kombiniert werden ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$). Da durchschnittlich mehr detektierte Teilchen als D^0 -Zerfallsprodukte vorliegen, kann entsprechend mehr als ein D^0 -Kandidat pro Ereignis gebildet werden. Zur Verminderung der Anzahl der Kombinationen von Teilchen, die nicht aus demselben Zerfall stammen, soll die rekonstruierte Masse der D^0 -Kandidaten um nicht mehr als $100 \text{ MeV}/c^2$ von der nominellen Masse $m_{D^0} = 1,8645 \text{ GeV}/c^2$ abweichen [16].

Im nächsten Schritt wird jeder rekonstruierte D^0 -Mesonenkandidat mit einem Pion zu einem geladenen D^* zusammengefügt. Da hier über die gleiche Pionliste iteriert wird wie zuvor beim D^0 , ist sicher zu stellen, daß ein Pionkandidat nicht mehrfach verwendet wird. Auch ist wieder auf die korrekte Ladungskombination zu achten: $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ und $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$. Da jedes potentielle D^0 mit allen geeigneten Pionen kombiniert wird, ist auch hier ein hoher Untergrund zu erwarten, wobei man diesen durch die Selektionskriterien $|m_{(K\pi)\pi} - m_{D_{PDG}^*}| < 100 \text{ MeV}/c^2$ und $m_{(K\pi)\pi} - m_{K\pi} < 180 \text{ MeV}/c^2$ reduzieren kann.

Mit der Kombination des $D^{*\pm}$ mit einem K_S^0 ist die Rekonstruktion des Zerfallsbauks komplett. Wie im letzten Abschnitt aus den Auswahlkriterien der Selektoren ersichtlich war, kann eine Spur vom Pion- und vom Kaonselektor gleichzeitig akzeptiert werden und wird entsprechend unter zwei verschiedenen Teilchenhypothesen abgespeichert. Daher sind die Zerfallsprodukte des K_S^0 nicht nur mit dem zuvor für die D^0 -Rekonstruktion verwendeten Pion zu vergleichen, sondern auch mit dem entsprechenden Kaon auf Duplizität zu prüfen. Für die Reduzierung des Untergrunds werden für die D_{s1}^{\pm} -Kandidaten eine obere Grenze für die Ruhemasse von $3 \text{ GeV}/c^2$ gefordert und zusätzlich nur solche akzeptiert, deren Impuls im Schwerpunktsystem mindestens $2,3 \text{ GeV}/c$ beträgt. Durch die letztgenannte Forderung werden auch D_{s1}^{\pm} -

Mesonen unterdrückt, die aus B -Zerfällen stammen. Zusätzlich zur Reduzierung des kombinatorischen Untergrunds wird somit die Produktion von Signal-Monte Carlo-Ereignissen erleichtert, da eine Beschränkung auf $c\bar{c}$ -Zerfallsereignisse möglich ist.

Zerfallskanal $D_{s1} \rightarrow K6\pi$

Für die Rekonstruktion des zweiten Zerfallskanals werden die oben beschriebenen Schritte unter Verwendung der gleichen Teilchenlisten wiederholt. Der Unterschied besteht darin, daß das D^0 in ein Kaon und *drei* geladene Pionen zerfallen soll. Aufgrund der größeren Anzahl an Kombinationsmöglichkeiten erhält man mehr Kandidaten, die zum Untergrund beitragen, als beim ersten Zerfallskanal. Bei der Erstellung der D^0 -Kandidaten sind zunächst die korrekten Ladungskombinationen zu berücksichtigen: $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ und $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$. Außerdem sind die ausgewählten Teilchen auf eine mögliche mehrfache Verwendung zu prüfen, was sowohl die gleichgeladenen Pionen als auch das Kaon betrifft. Im Anschluß werden analog zum ersten Zerfallskanal die D^0 -Kandidaten mit einem entsprechenden geladenen Pion zu $D^{*\pm}$ -Kandidaten zusammengefügt und aus letzteren mit einem K_S^0 ein D_{s1}^\pm -Kandidat gebildet. Für die Untergrundreduktion schließlich werden die gleichen Kriterien angewendet, die bereits im vorhergehenden Abschnitt beschrieben wurden (siehe hierzu Tabelle 3.3).

Teilchen	$D_{s1} \rightarrow K4\pi$	$D_{s1} \rightarrow K6\pi$
K_S^0	$0,45 < m_{\pi\pi} < 0,55$	$0,45 < m_{\pi\pi} < 0,55$
D^0	$1,7645 < m_{K\pi} < 1,9645$	$1,7645 < m_{K\pi\pi\pi} < 1,9645$
$D^{*\pm}$	$1,91 < m_{(K\pi)\pi} < 2,11$ $m_{(K\pi)\pi} - m_{K\pi} < 0,18$	$1,91 < m_{(K\pi\pi\pi)\pi} < 2,11$ $m_{(K\pi\pi\pi)\pi} - m_{K\pi\pi\pi} < 0,18$
D_{s1}^\pm	$m_{K4\pi} < 3$ $p_{K4\pi}^* > 2,3$	$m_{K6\pi} < 3$ $p_{K6\pi}^* > 2,3$

Tabelle 3.3: Zusammenfassung der Vorselektionskriterien für beide Zerfallskanäle. Die Massen m sind in GeV/c^2 , die Impulse p^* in GeV/c angegeben. Das Sternsymbol kennzeichnet dabei einen Impuls im Schwerpunktsystem der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz.

Nach der Vorselektion liegen die Kandidaten für jedes Teilchen des Zerfallsbaums rekonstruiert vor. Die Spektren der invarianten $K4\pi$ - bzw. $K6\pi$ -Masse sind in Abbildung 3.1 aufgetragen. Da offenkundig noch kein Signal des gesuchten Teilchen zu erkennen ist, reichen die einfachen Selektionskriterien der Vorselektion bei weitem nicht aus. Deshalb sind weitere Schritte zur Signalfindung und Optimierung nötig, auf die in den nächsten beiden Kapiteln näher eingegangen wird.

3.2.7 Rekonstruktion des D_{s1}^\pm aus den Simulationsdaten

Für die Signal-Monte Carlo-Daten simuliert man den Zerfall von $c\bar{c}$ -Zuständen. Von den erzeugten Ereignissen werden nur solche zur Verwendung in dieser Analyse ausgewählt, bei denen mindestens ein D_{s1}^\pm produziert wurde. Im Unterschied zu den realen Mesonen, läßt das Simulationsprogramm die D_{s1}^\pm -Teilchen zu 100% in den gewünschten Zerfallskanal zerfallen. Das Spektrum der rekonstruierten Teilchen setzt

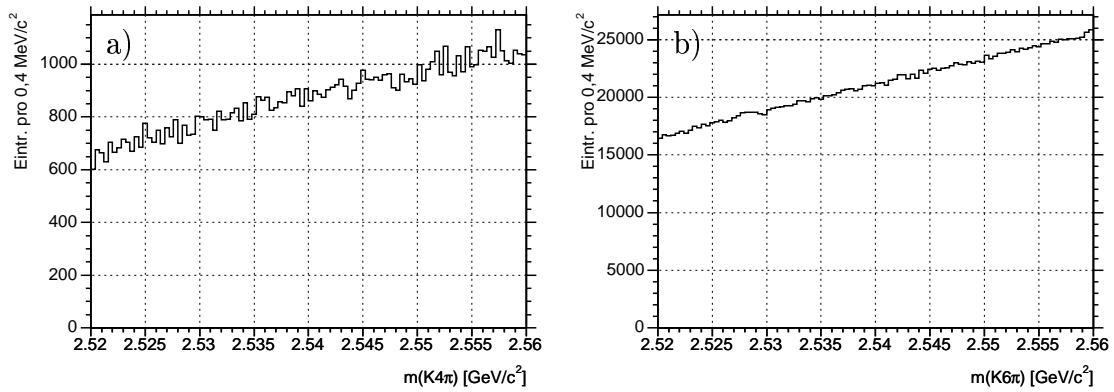


Abbildung 3.1: Für die Analyse interessanter Bereich des Massenspektrums der D_{s1}^{\pm} -Kandidaten mit den Endzuständen $K^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\pm}\pi^{+}\pi^{-}$ (a) und $K^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\pm}\pi^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{+}\pi^{-}$ (b).

sich folglich nur aus den Kombinationen der Zerfallsprodukte des D_{s1}^{\pm} und der anderen Fragmente des $c\bar{c}$ -Zerfalls zusammen.

Die Selektion und die Rekonstruktion folgen unter der Verwendung der gleichen Analyseprogramme denselben Schritten, die auch bei der Bearbeitung der experimentellen Meßdaten durchgeführt wurden. Für jeden selektierten Endzustand und jeden rekonstruierten Teilchenkandidaten ist nun allerdings die tatsächliche Identität bekannt. Es kann daher abgefragt werden, welche Kaonen und Pionen eines Ereignisses durch den Zerfall eines gegebenen Teilchens entstanden sind, und ob es sich bei den aus ihnen rekonstruierten Kandidaten um die Zerfallsprodukte ein und desselben D_{s1}^{\pm} handelt.

Somit ist es möglich, ein Spektrum zu erstellen, welches vom kombinatorischen Untergrund befreit ist und ausschließlich auf simulierten D_{s1}^{\pm} -Teilchen basiert. Deren Masse kann aufgrund der begrenzten Meßgenauigkeit der Detektorkomponenten von der Masse des entsprechenden, ursprünglich generierten Teilchens abweichen. Für die Bestimmung des Auflösungsmodells bildet man die Differenz zwischen rekonstruierter und generierter D_{s1}^{\pm} -Masse (siehe Kapitel 4 bzw. 5). Ferner läßt sich anhand des Vergleichs der Anzahl der rekonstruierten Teilchen mit der Gesamtzahl der zerfallenen Teilchen die Nachweiseffizienz für den betrachteten Zerfallskanal ermitteln.

Kapitel 4

Zerfallskanal $D_{s1} \rightarrow K4\pi$

Nach der Vorselektion liegt für jeden Zerfallskanal ein N-Tupel vor, in dem alle relevanten Variablen der rekonstruierten Teilchen wie z.B. kinematische Größen und Ereignisparameter abgespeichert sind. Die reduzierte Datenmenge erlaubt es, weitere Selektionen interaktiv durchzuführen. Mit Hilfe des ROOT-Analyse-Frameworks [19] werden durch die Eingrenzung von geeigneten Variablen weitere Teilchenkandidaten verworfen, um so ein möglichst deutliches D_{s1}^\pm -Signal bei einem geringen kombinatorischen Untergrund zu erhalten. Dazu werden auch die Massenspektren der unmittelbaren Zerfallsprodukte K_S^0 und $D^{*\pm}$ hinsichtlich eines geringen Untergrunds und einer hoher Signifikanz verbessert. Die so gefundenen Bedingungen für die betrachteten Parameter werden dann bei der Auswahl der Kandidaten für das endgültige Spektrum der invarianten $K4\pi$ -Masse berücksichtigt, anhand dessen abschließend Masse und Breite des D_{s1}^\pm bestimmt werden.

4.1 Signaloptimierung

4.1.1 Optimierung des K_S^0 -Signals

Bei der Betrachtung des Spektrums der invarianten $\pi^+\pi^-$ -Masse ist bereits nach der Vorselektion eine deutliche Überhöhung im Bereich der nominellen K_S^0 -Masse zu erkennen, die sich über einem hohen kombinatorischen Untergrund befindet. Um diesen zu reduzieren, werden diverse Variablen, die bei der Rekonstruktion der K_S^0 -Kandidaten berechnet wurden, untersucht. Im Detail aufgeführt werden im folgenden die für die weitere Analyse verwendeten Selektionskriterien, bei deren Anwendung sich der Untergrund signifikant verringert, das Signal aber weitestgehend unverändert bleibt.

Güte der Anpassung an einen Vertex

Im Kapitel 3.2.2 wurde beschrieben, daß die K_S^0 -Kandidaten durch die Kombination von je zwei entgegengesetzt geladenen Spuren gebildet werden. Die Qualität der Anpassung der Spuren an einen gemeinsamen Vertex wird durch das Konfidenzniveau v_{CL} bestimmt. Diese Größe nimmt nur Werte im Intervall $[0, 1]$ an. Die Werteverteilung ist über einen großen Bereich hinweg flach, steigt jedoch zur Null hin stark an. Für Spurkombinationen in diesem Bereich der Verteilung konnte die Forderung nach

einem gemeinsamen Vertex nicht hinreichend erfüllt werden. Durch die Beschränkung auf Teilchenkandidaten mit einem hohen Konfidenzniveau von $v_{CL} > 0,01$ werden nur solche Spuren akzeptiert, die mit einer großen Wahrscheinlichkeit durch den Zerfall ein und desselben Teilchens erzeugt wurden. Dabei reduziert sich der Untergrund um 48 %, während lediglich 1 % der Kandidaten im Signalebereich verworfen werden (siehe Abbildungen 4.2a und 4.2b).

Lebensdauer

Ein weiteres relevantes Selektionskriterium stellt die Lebensdauer eines Teilchens dar. Man erhält diese Größe aus der Messung der zurückgelegten Flugstrecke und der Geschwindigkeit des Kandidaten:

$$\tau = \frac{s}{\beta\gamma c}, \quad (4.1)$$

wobei $\beta = \frac{v}{c}$ gilt und s die Distanz zwischen dem D_{s1}^{\pm} - und dem K_S^0 -Vertex bezeichnet. Als eigentliches Auswahlkriterium verwendet man den Quotienten aus der berechneten Lebensdauer eines Kandidaten und der nominellen Lebensdauer $\tau_{\pi\pi}/\tau_{K_S^0}$, wobei für letztere der aktuelle Wert von $\tau_{K_S^0} = 0,8935 \cdot 10^{-10}$ s eingesetzt wird [16]. Eine akzeptable Reduktion des Untergrunds um 26 % ergibt sich, wenn eine untere Grenze von 0,05 für das Verhältnis der beiden Größen festgelegt wird (siehe Abbildungen 4.2c und 4.2d).

Emissionswinkel

Man betrachtet den Winkel α zwischen der Flugbahn des K_S^0 -Kandidaten und der Verbindungsstrecke zwischen dem Primär- und dem K_S^0 -Vertex. Mit dieser Größe erhält man eine sehr effiziente Selektionsvariable.

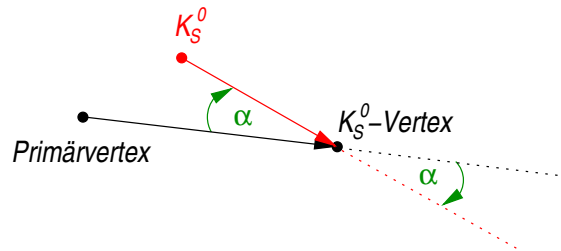


Abbildung 4.1: Emissionswinkels α eines K_S^0

Nicht akzeptiert werden jene Kandidaten, die sich aufgrund ihrer Flugbahn zurück in Richtung des Primärvertex bewegen, da diese nicht aus dem Zerfall eines D_{s1}^{\pm} stammen können. Durch die alleinige Anwendung dieses Kriteriums kann der Untergrund auf einen geringen Restbetrag reduziert werden, ohne daß eine signifikante Verminderung des Signals mit einhergeht. Die K_S^0 -Kandidaten werden auf jene in einem kleinen Winkelbereich von $\alpha < 0,15$ rad um die Vorwärtsrichtung (relativ zum Primärvertex) beschränkt, wodurch nur 2 % der Signaleinträge verworfen werden, der Untergrund hingegen sich nahezu vollständig um 94 % reduziert (siehe Abbildungen 4.2e und 4.2f).

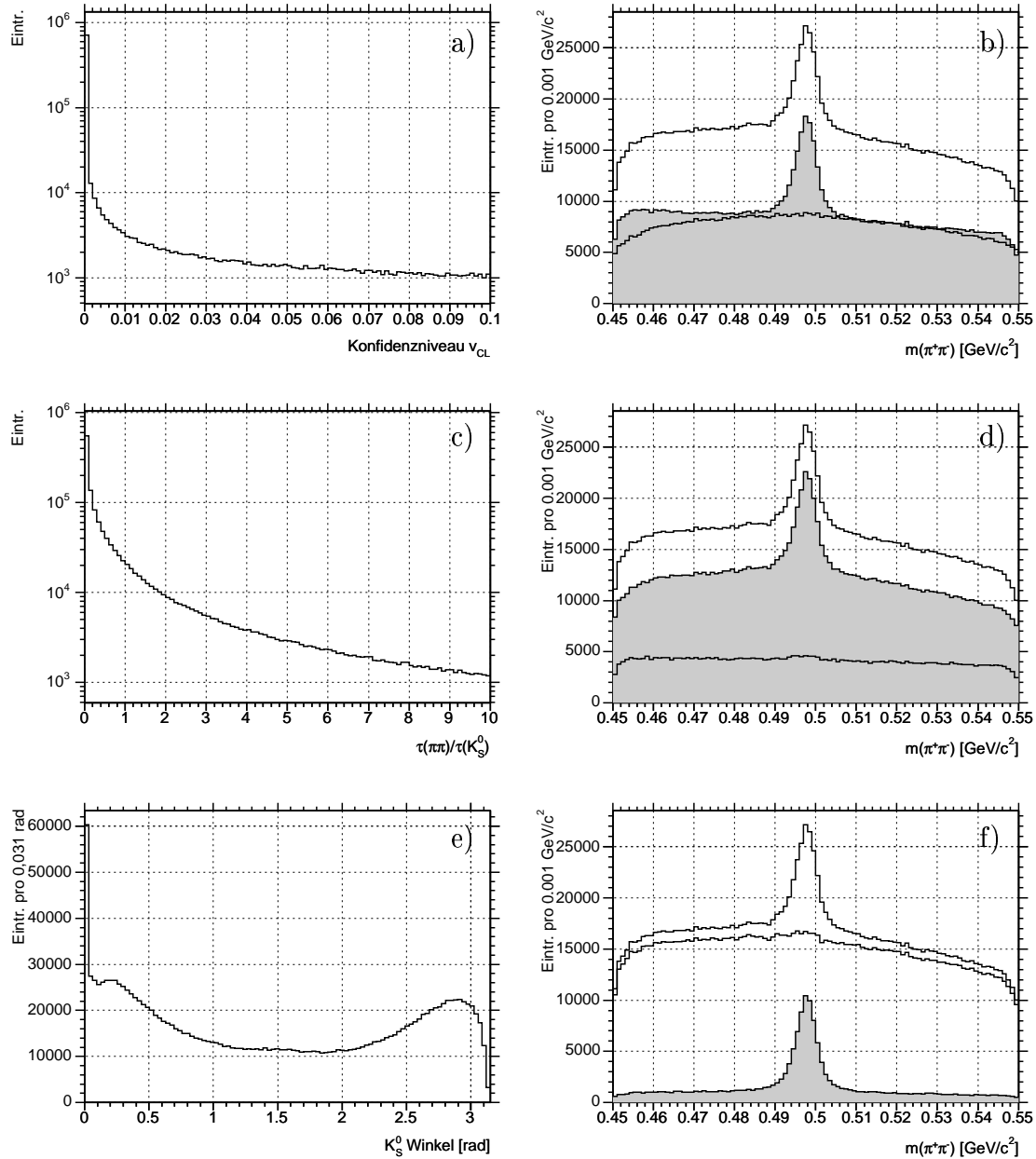


Abbildung 4.2: a) Konfidenzniveau der Anpassung von je zwei Pionen an einen gemeinsamen Vertex. Die flache Verteilung setzt sich im Bereich zwischen 0,1 und 1 fort. - b) Akzeptierte (grau) bzw. verworfene Kandidaten im $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum für die Forderung $v_{CL} > 0,01$, im Vergleich zum ursprünglichen Spektrum. - c) Verhältnis der Lebensdauer der K_S^0 -Kandidaten zur nominellen Lebensdauer. Die Kurve fällt zu höheren Werten langsam weiter ab. - d) Akzeptierte (grau) bzw. verworfene K_S^0 -Kandidaten nach der Forderung $\tau/\tau_{K_S^0} > 0,05$. Der Verlust an Signaleinträgen beträgt dabei 3 %. - e) Emissionswinkel des K_S^0 . - f) Akzeptierte (grau) bzw. verworfene K_S^0 -Kandidaten nach der Forderung $\alpha < 0,15$ rad.

Selektions- kriterium	K_S^0 -Kandidaten		Reduktion	
	Signal	Untergrund	Signal	Untergrund
ohne	59789	1583369	0 %	0 %
Konfidenzniveau	59067	820567	1,2 %	48,2 %
Lebensdauer	57615	448066	3,6 %	71,7 %
Winkel	55209	35614	7,7 %	97,8 %

Tabelle 4.1: Auswirkungen der sukzessiven Anwendung der im Text beschriebenen Selektionskriterien auf die Anzahl der K_S^0 -Kandidaten.

Optimiertes K_S^0 -Signal

Die kombinierte Anwendung von allen drei oben genannten Selektionskriterien führt zu einer äußerst effizienten Verminderung des Untergrunds im Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$ -Masse. Insgesamt erfährt der Untergrund eine Reduzierung um 98 %, während nur 8 % der K_S^0 -Kandidaten aus dem Signal entfernt werden.

Nach der erfolgreichen Untergrundreduktion verwendet man abschließend nur jene K_S^0 -Kandidaten weiter, deren rekonstruierte Masse in der noch zu definierenden Signalregion zu finden ist. Da das Spektrum eine Gaußverteilung aufweist, wird die Signalregion als ein 2σ breiter Bereich um die nominelle K_S^0 -Masse festgelegt, in der 95 % der Signaleinträge enthalten sind (siehe Abbildung 4.3b). Dies entspricht einem Massenintervall von $0,497672 \pm 0,006 \text{ GeV}/c^2$ für die Signalregion.

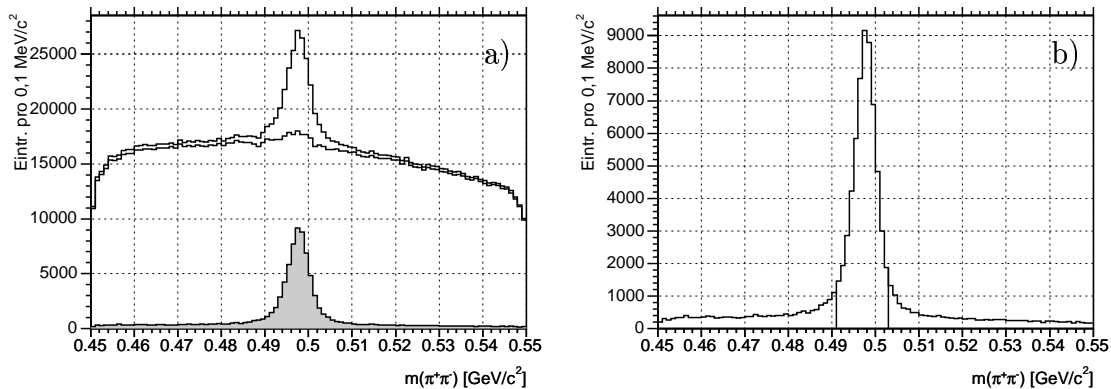


Abbildung 4.3: a) Optimiertes $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum mit den akzeptierten (grau) bzw. verworfenen Kandidaten nach der Anwendung aller Selektionskriterien, verglichen mit dem ursprünglichen Spektrum. - b) Spektrum der akzeptierten Kandidaten zur Verdeutlichung des sehr guten Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses.

4.1.2 Optimierung des $D^{*\pm}$ -Signals

Differenz zwischen $D^{*\pm}$ - und D^0 -Masse

Im Massenspektrum der $D^{*\pm}$ -Kandidaten ist ein deutliches Signal zu erkennen (siehe Abbildung 4.4b). Der kombinatorische Untergrund fällt, bedingt durch die Beschränkung auf enge D^0 - und $D^{*\pm}$ -Massenfenster in der Vorselektion, relativ gering aus.

An der rechten Flanke der Signalregion ist allerdings eine Überhöhung sichtbar, wobei die Quelle für diese Struktur momentan nicht bekannt ist.

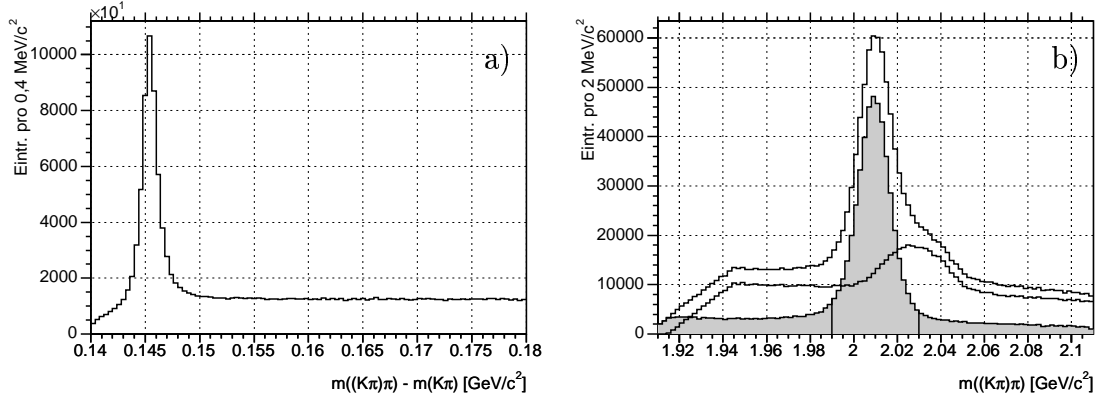


Abbildung 4.4: a) Die als Selektionskriterium verwendete Massendifferenz zwischen den $D^{*\pm}$ - und den D^0 -Kandidaten. - b) Akzeptierte (grau) bzw. verworfene $D^{*\pm}$ -Kandidaten nach der Forderung $m_{(K\pi)\pi} - m_{K\pi} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$, verglichen mit dem alten Spektrum. Zusätzlich ist die verwendete Signalregion markiert.

Als Selektionskriterium wird die Massendifferenz zwischen den $D^{*\pm}$ - und den D^0 -Kandidaten betrachtet (siehe Abbildung 4.4a). Mit einem oberen Grenzwert von $0,15 \text{ GeV}/c^2$ für die Differenz verringert sich die Anzahl der Einträge im Spektrum um 57%. Neben der Reduktion des Untergrunds werden diejenigen Kandidaten, welche die zusätzliche Struktur neben dem Signal erzeugen, vollständig aus dem Massenspektrum entfernt.

Signalregion

Als Signalregion wird abschließend ein Bereich von $\pm 0,02 \text{ GeV}/c^2$ um die nominelle $D^{*\pm}$ -Masse von $2,01 \text{ GeV}/c^2$ ausgewählt. Dieses Intervall entspricht einer 2σ breiten Region einer Gaußverteilung.

4.1.3 Weitere Optimierungskriterien

Massendifferenz

Eine Methode zur weiteren Verbesserung der Auflösung des Signals ist die Betrachtung von Massendifferenzen anstatt der Teilchenmassen selbst. Im Falle dieser Analyse wird anstelle der invarianten Masse der rekonstruierten D_{s1}^{\pm} -Kandidaten die Differenz zwischen dieser und der Summe der rekonstruierten Massen der unmittelbaren Zerfallsprodukte K_S^0 und $D^{*\pm}$ berechnet. Die einzelnen Massen der Teilchenkandidaten sind miteinander korreliert. In einem zweidimensionalen Histogramm aufgetragen, mit der D_{s1}^{\pm} -Masse auf der Ordinate und der Summe der Massen der oben genannten Zerfallsteilchen auf der Abszisse, findet man die Einträge daher auf einer Diagonalen konzentriert (siehe Abbildung 4.5). Die Verwendung der alleinigen D_{s1}^{\pm} -Masse entspricht der Projektion der Datenpunkte auf die y -Achse, so daß ein

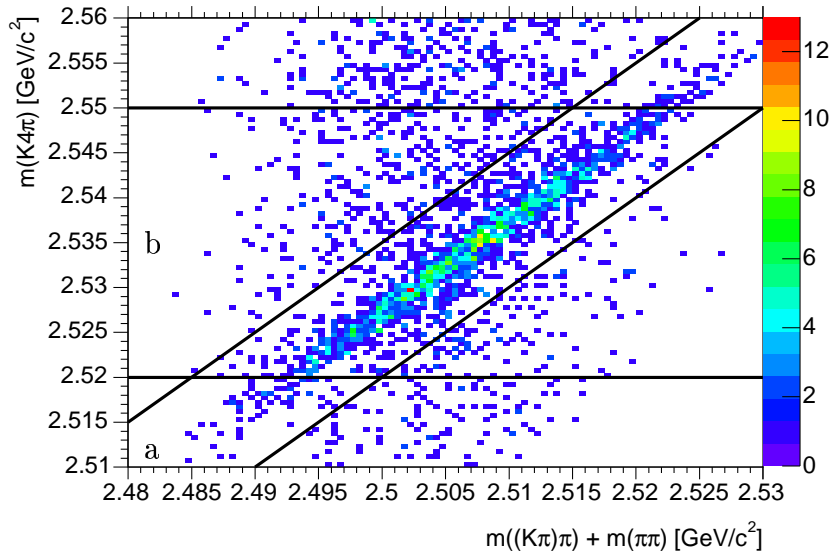


Abbildung 4.5: Die rekonstruierte D_{s1}^{\pm} -Masse, aufgetragen gegen die Summe der Massen der $D^{*\pm}$ - und K_S^0 -Kandidaten, nach der Anwendung der K_S^0 - und $D^{*\pm}$ -Optimierungskriterien. Die Verwendung der Massendifferenz führt zu einem Spektrum mit einer schmalen Signalregion (a), im Gegensatz zur Betrachtung der reinen D_{s1}^{\pm} -Masse (b).

Massenspektrum mit einem breiten Signal entsteht. Im Falle der oben genannten Massendifferenz fallen Teilchen mit unterschiedlicher Masse, aber gleichem Differenzbetrag zusammen. Dies entspricht einer Projektion auf die Diagonale. Aufgrund der Korrelation der Massen erhält man viele Kombinationen gleicher Differenz und damit eine schmale Signalregion über einem geringen Untergrund.

Der Bereich der Differenz Δm zwischen der D_{s1}^{\pm} -Masse und der Summe aus $D^{*\pm}$ - und K_S^0 -Masse wird auf die Region von $0,02 \text{ GeV}/c^2$ bis $0,035 \text{ GeV}/c^2$ beschränkt.

Impuls des D_{s1}^{\pm}

Der Impuls der D_{s1}^{\pm} -Kandidaten im Schwerpunktsystem soll mindestens $2,7 \text{ GeV}/c$ betragen, um den Untergrund weiter zu reduzieren.

4.1.4 Optimiertes Spektrum der D_{s1}^{\pm} -Kandidaten

Nach der Anwendung aller oben beschriebener Selektionskriterien auf den Datensatz erhält man das untergrundreduzierte Spektrum der $K4\pi$ -Masse. In der ursprünglichen Massenverteilung, die nach der Vorselektion zur Verfügung stand (siehe Abbildung 3.1), konnte noch kein Hinweis auf ein Signal beobachtet werden. Durch die Optimierung wurde es möglich, mehr als 99% der ursprünglichen rekonstruierten 1,6 Millionen D_{s1}^{\pm} -Kandidaten von einer weiteren Verwendung auszuschließen. Als Folge dieser äußerst effektiven Selektion liegt nun ein deutliches, schmales Signal mit mehr als 1100 Einträgen über einem fast flachen Untergrund mit nur noch rund 700 Einträgen vor (siehe Abbildung 4.6).

Teilchen	Selektionskriterium	Wertebereich
K_S^0	Konfidenzniveau	$v_{CL} > 0,01$
	Lebensdauer	$\tau_{\pi\pi}/\tau_{K_S^0} > 0,05$
	Emissionswinkel	$\alpha < 0,15$ rad
	Massenbereich	$0,491 < m_{\pi\pi} < 0,503$
$D^{*\pm}$	Massendifferenz	$m_{(K\pi)\pi} - m_{K\pi} < 0,15$
	Massenbereich	$1,99 < m_{(K\pi)\pi} < 2,03$
D_{s1}^\pm	Impuls im Schwerpunktsystem	$p^* > 2,7$
	Massenbereich	$0,02 < \Delta m < 0,035$

Tabelle 4.2: Zusammenfassung sämtlicher Selektionskriterien zur Optimierung des D_{s1}^\pm -Signals. Die Massen sind in GeV/c^2 , der Impuls in GeV/c angegeben. Für die Bedeutung von Δm , siehe Kapitel 4.1.3.

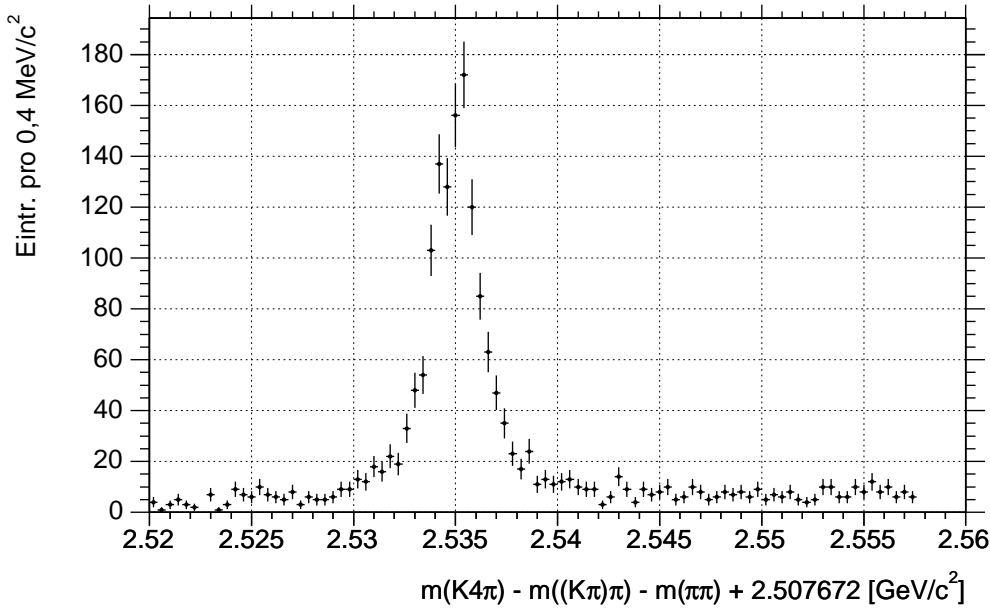


Abbildung 4.6: Optimiertes invariantes Massenspektrum der D_{s1}^\pm -Kandidaten. Zu beachten ist der fast auf Null reduzierte Untergrund. Für den direkten Vergleich mit dem entsprechenden Spektrum in Abbildung 3.1 wurden zu den Massendifferenzwerten die nominellen Massen von $D^{*\pm}$ und K_S^0 hinzu addiert. Dies bewirkt lediglich eine Verschiebung des Spektrums auf der Massenachse um einen konstanten Betrag, verändert aber nicht die Form des Signals. Im weiteren Verlauf der Analyse wird auf diese Addition verzichtet, da ansonsten für einen exakten Massenwert die Fehler der hinzu addierten Teilchenmassen mit zu berücksichtigen wären.

4.2 Bestimmung des Auflösungsmodells

4.2.1 Grundlagen

Als direkte Konsequenz aus der Natur des Zerfalls eines Quantenzustands folgt, daß die Linienform einer Resonanz wie des D_{s1}^\pm ein Breit-Wigner-Profil aufweist [6]:

$$BW(m) \propto \frac{1}{(m - \mu)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (4.2)$$

wobei μ den Schwerpunkt der Massenverteilung und Γ deren Breite beschreibt. Nach der erfolgreichen Optimierung liegt ein Spektrum aus rekonstruierten D_{s1}^\pm -Kandidaten vor, das ein schmales Signal aufweist und weitgehend vom Untergrund befreit ist. Der Signalbereich läßt sich jedoch nicht allein durch eine Breit-Wigner-Funktion beschreiben. Anhand der Erläuterung der einzelnen Detektorsysteme in Kapitel 2.3 wurde ersichtlich, daß sich mit den Komponenten des *BABAR*-Detektors nicht beliebig exakte Messungen durchführen lassen. Die Detektorauflösung, welche die Genauigkeit der Ergebnisse bestimmt, hängt sowohl von technischen Limitationen als auch von kinematischen Größen der nachgewiesenen Teilchen ab. Das vorliegende Spektrum entsteht durch eine Faltung [20]

$$(f_1 * f_2)(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\tau) f_2(t - \tau) d\tau \quad (4.3)$$

der natürlichen Verteilungsfunktion mit einer noch zu bestimmenden Auflösungs-funktion. Ist letztere bekannt, können die Masse und die Breite des D_{s1}^\pm aus den Daten bestimmt werden.

Die Signal-Monte Carlo-Ereignisse werden hier hauptsächlich für die Aufstellung des Auflösungsmodells benötigt. Wie in Kapitel 3.2.7 bereits erwähnt, können sowohl die ursprünglich generierten wie auch die nach dem Zerfall rekonstruierten D_{s1}^\pm -Teilchen verwendet werden. Die Verteilung der generierten Teilchen weist ein Breit-Wigner-Profil auf, während das Spektrum der rekonstruierten und als D_{s1}^\pm identifizierten Kandidaten durch die begrenzte Auflösung einer Verbreiterung unterworfen ist. Die Auflösungs-funktion wird nun aus der Verteilung der Differenz zwischen rekonstruierter und generierter Masse eines jeden Kandidaten ermittelt, nachdem die in Abschnitt 4.1 beschriebenen Selektionskriterien auf den Signal-Monte Carlo-Datensatz angewendet wurden.

4.2.2 Modell

Das Spektrum der Differenz zwischen rekonstruierter und generierter Masse weist ein Gauß-Profil auf. Die Auswahl geeigneter Modelle (eine einzelne Gaußfunktion sowie die Summe von zwei bzw. drei Gaußfunktionen) und deren Anwendung auf die Monte Carlo-Daten führte zu dem Ergebnis, daß die Auflösungs-funktion am besten durch die Summe zweier Gaußfunktionen beschrieben werden kann.

$$G(m; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{1}{\sigma_1} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{m-\mu}{\sigma_1} \right)^2} + \frac{1}{\sigma_2} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{m-\mu}{\sigma_2} \right)^2} \right) \quad (4.4)$$

Der Schwerpunkt μ und die Breiten σ_1 und σ_2 dieser Funktionen werden durch das Anpassen der Modellfunktion mit freien Parametern an das Massenspektrum ermittelt. Für diese Aufgabe wird das Computerprogramm RooFit verwendet, eine Ergänzung zur ROOT-Analysesoftware, das über spezielle Anwendungen für komplizierte Anpassungsaufgaben verfügt [13, 23].

Likelihood-Anpassung

Die Anpassung der Funktion an das Spektrum erfolgt mittels der Maximum-Likelihood-Methode [16, 20]. Grundlage ist die Annahme, daß die Verteilung von N unabhängig voneinander gemessenen Werten x_i einer Größe durch eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $p(x, \theta)$ gegeben ist. Dabei beschreibt $\theta = (\theta_1 \dots \theta_n)$ einen Satz von n Parametern der Funktion, der unbekannt ist. Diese Parameter sind nun so zu bestimmen, daß die *Likelihood-Funktion*

$$L(\theta) = \prod_{i=1}^N p(x_i, \theta) \quad (4.5)$$

maximal wird. Das RooFit-Programm berechnet den negativen Logarithmus von L , so daß das Gleichungssystem

$$-\frac{\partial \ln L}{\partial \theta_i} = 0, \quad i = 1, \dots, n \quad (4.6)$$

zu erfüllen ist. Im Falle eines Minimums liegt dann die bestmögliche Übereinstimmung der Funktion mit der Verteilung der Datenwerte vor. Zum Auffinden des Minimums dient das über RooFit steuerbare Programm MINUIT, das für diesen Zweck ein Gradientenabstiegsverfahren verwendet [12].

4.2.3 Parametrisierung

Impulsabhängigkeit

Der Betrag der Auflösung ist impulsabhängig. Teilchen mit hohen Impulsen in Transversalrichtung können eine größere Anzahl an Detektorkomponenten durchqueren. Daher liegen für diese Teilchen mehr Meßwerte vor, die eine genauere Bestimmung des Impulses und der Bahn erlauben.

Für die Parametrisierung des impulsabhängigen Auflösungsmodells eignet sich der Impuls p^{*1} des Pions, das aus dem Zerfall des $D^{*\pm}$ stammt, da bei diesem die Korrelation zwischen Anstieg des Impulses und Verbesserung der Auflösung am deutlichsten zu beobachten war.

Aufgrund der geringen Massendifferenz zwischen $D^{*\pm}$ und D^0 erhält dieses Pion beim Zerfall des $D^{*\pm}$ nur einen geringen Impuls. Der relevante Bereich umfasst Werte von 0,14 GeV/c bis 0,32 GeV/c. Die D_{s1}^{\pm} -Kandidaten aus den Monte Carlo-Ereignissen werden in neun Teildatensätze unterteilt, die jeweils ein p^* -Intervall mit einer Breite von 0,02 GeV/c umfassen. Für jeden einzelnen Teildatensatz werden die

¹Mit dieser Nomenklatur wird der Impuls im Schwerpunktsystem der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bezeichnet

impulsabhängigen Parameter der Auslösfunktion $\sigma_1(p^*)$ und $\sigma_2(p^*)$ bestimmt und in ein Histogramm aufgetragen. Der Schwerpunkt einer jeden Verteilung ist innerhalb der vorgegebenen Grenzen von RooFit frei bestimmbar; für den weiteren Verlauf der Analyse sind diese Werte jedoch nicht relevant. Zusätzlich ist zu beachten, daß das RooFit-Programm mit normierten Funktionen arbeitet. Zur Erhaltung der Normierung der Gesamtfunktion sind die beiden Gaußfunktionen mit Gewichtungsfaktoren (f_1, f_2 , mit $f_1 + f_2 = 1$) zu versehen, die entsprechend ebenfalls mit dem Impuls variieren. Die endgültige Funktion hat somit die folgende Form:

$$G(m, p^*; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{f_1}{\sigma_1(p^*)} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{m-\mu}{\sigma_1(p^*)} \right)^2} + \frac{1-f_1}{\sigma_2(p^*)} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{m-\mu}{\sigma_2(p^*)} \right)^2} \right) \quad (4.7)$$

Die Verteilung der drei Werte, die man aus den neun Spektren in Abbildung 4.7 erhält, läßt sich in allen drei Fällen im Rahmen der Fehler durch ein Polynom erster Ordnung beschreiben (siehe Abbildungen 4.8a bis 4.8c), woraus für die Parameter folgt:

$$\sigma_1(p^*) = a_{0,1} + a_{1,1}p^*, \quad \sigma_2(p^*) = a_{0,2} + a_{1,2}p^*, \quad f_1(p^*) = a_{0,f} + a_{1,f}p^* \quad (4.8)$$

Die Koeffizienten des Polynoms entsprechen dabei y-Achsenabschnitt und Steigung der jeweiligen Gerade. Die Anpassung dieser Koeffizienten erfolgt mit der χ^2 -Methode unter Verwendung des ROOT-Programms.

χ^2 -Minimum-Methode

Mit der χ^2 -Methode werden ähnlich wie bei der Likelihood-Methode die freien Parameter einer Funktion so bestimmt, daß diese möglichst genau mit einer Verteilung von Datenwerten übereinstimmt. Die bestmögliche Anpassung ist erreicht, wenn der Wert von χ^2 minimal wird. Diese Größe berechnet sich aus den Differenzen zwischen den Datenwerten y_i und den entsprechenden Werten der Funktion $y_{f,i}$, gewichtet mit den jeweiligen Fehlern der Datenpunkte:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{y_{f,i} - y_i}{\Delta y_i} \right)^2 \quad (4.9)$$

Die Güte der Anpassung erhält man aus der Berechnung von χ^2/N_{df} . Die Größe $N_{df} = N - r$ gibt die Anzahl der Freiheitsgrade an, wobei N die Anzahl der Datenwerte und r die Anzahl der Funktionsparameter bezeichnet. Im Falle von $\chi^2/N_{df} \leq 1$ wird eine Anpassung als akzeptabel betrachtet.

Resultat

Für jede der beiden Gaußfunktionen liegen nach der Anpassung die linear von p^* abhängige Breite sowie der Gewichtungsfaktor vor (siehe Abbildungen 4.8a bis 4.8c bzw. Tabelle 4.3). In allen drei Fällen gilt für die Qualität der Anpassung $\chi^2/N_{df} < 1$. Mit der Bestimmung dieser Parameter ist das Auflösungsmodell komplett und kann für den letzten Schritt der Analyse verwendet werden.

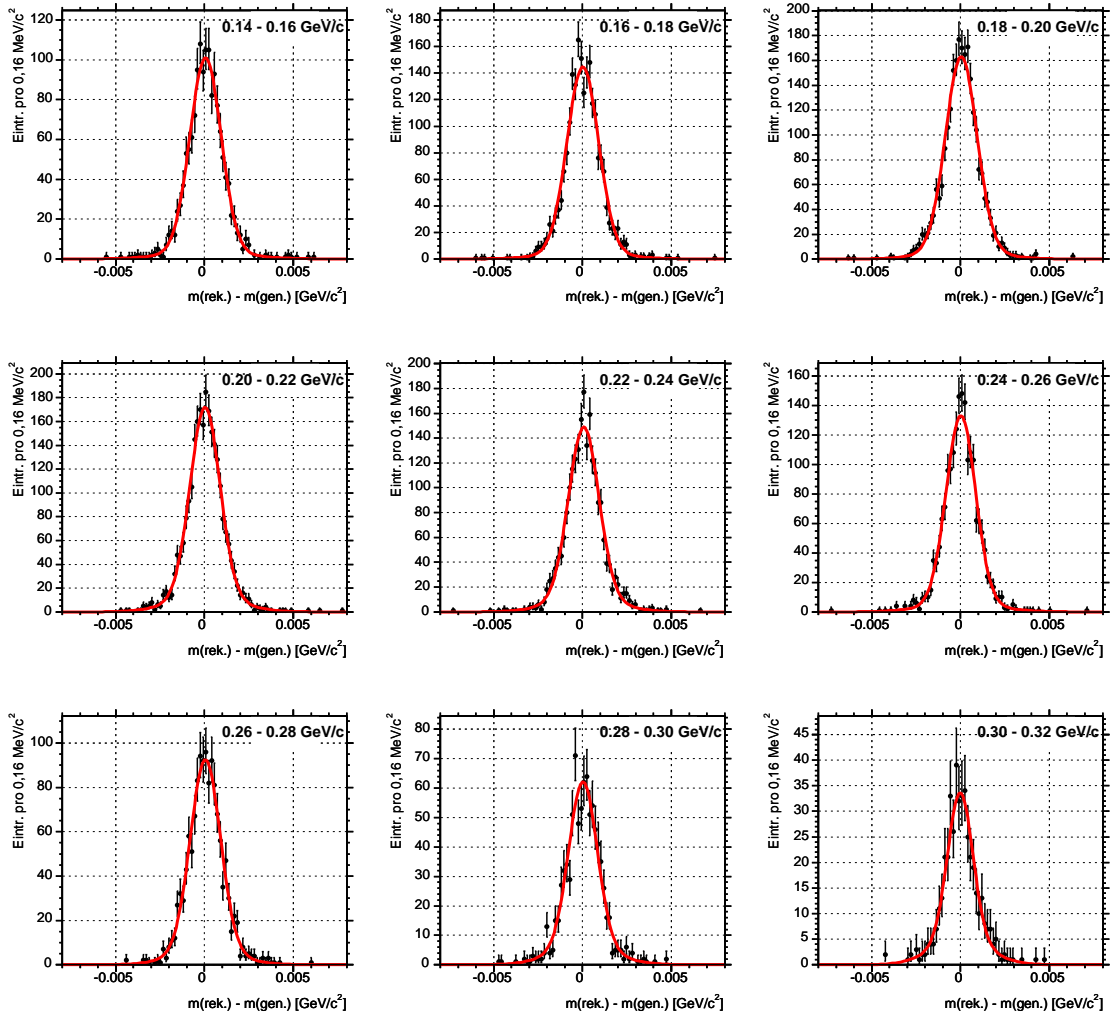


Abbildung 4.7: Differenz aus rekonstruierter und generierter D_{s1}^{\pm} -Masse für Signal-Monte Carlo-Ereignisse, die durch die Summe zweier Gaußfunktionen beschrieben wird. Durch die Einteilung in neun Teildatensätze, deren Impulsbereich jeweils in den Histogrammen angegeben ist, kann die Abhängigkeit der Breiten σ_1 und σ_2 vom Impuls des Pions im Schwerpunktsystem bestimmt werden.

σ_1 (1. Gaußfunktion)	$a_{0,1}$ $a_{1,1}$ χ^2/N_{df}	$(9,71251 \pm 0,52983) \cdot 10^{-4}$ $(-5,71438 \pm 0,24249) \cdot 10^{-4}$ 0,380
σ_2 (2. Gaußfunktion)	$a_{0,2}$ $a_{1,2}$ χ^2/N_{df}	$(2,70452 \pm 0,38266) \cdot 10^{-3}$ $(-3,35773 \pm 1,58400) \cdot 10^{-3}$ 0,361
Normierungsfaktor (1. Gaußfunktion)	$a_{0,f}$ $a_{1,f}$ χ^2/N_{df}	$(1,01169 \pm 0,05677)$ $(-5,79134 \pm 2,73982) \cdot 10^{-1}$ 0,641

Tabelle 4.3: Ergebnisse der Anpassung eines Polynoms erster Ordnung an die impulsabhängige Verteilung der Parameter der Auflösungsfunktion. a_0 und a_1 bezeichnen die Koeffizienten nullter bzw. erster Ordnung des Polynoms.

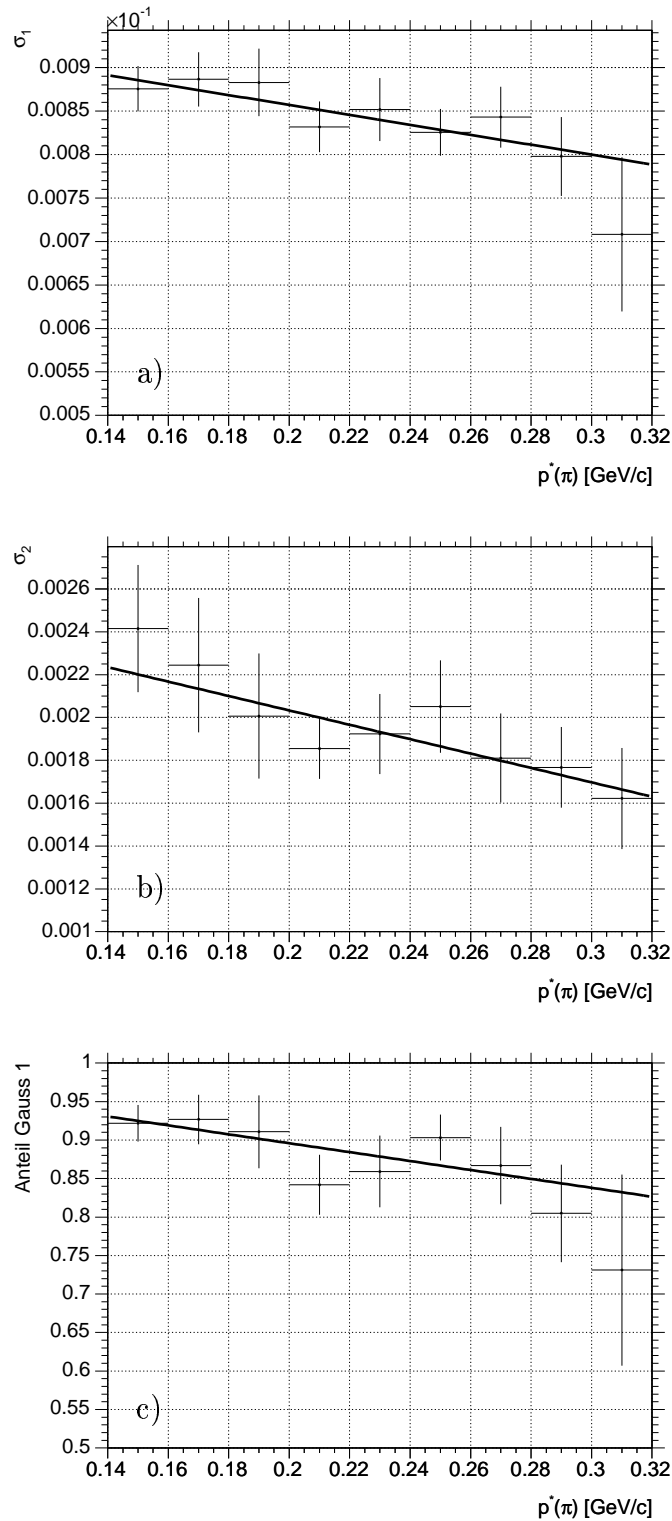


Abbildung 4.8: a) Abhängigkeit der Breite σ_1 der ersten Gaußfunktion von p^* - b) Abhängigkeit der Breite σ_2 der zweiten Gaußfunktion von p^* - c) Variation des Gewichtungsfaktors zur Erhaltung der Normierung der Gaußfunktionen mit p^*

4.2.4 Überprüfung des Modells

Bevor das Modell auf die Meßdaten angewendet wird, ist seine Richtigkeit mit Hilfe des Massenspektrums der rekonstruierten D_{s1}^{\pm} -Kandidaten aus den Monte Carlo-Daten zu verifizieren. Die Funktion, die das D_{s1}^{\pm} -Signal beschreiben soll, setzt sich wie bereits beschrieben aus einer Breit-Wigner-Funktion, gefaltem mit der Summe aus zwei Gaußfunktionen, zusammen.

Die Faltung einer Breit-Wigner- mit *einer* Gaußfunktion berechnet sich unter Berücksichtigung der Normierung zu folgendem Ausdruck [23]:

$$BW(m; \mu, \Gamma) * G(m; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \Re w(z), \quad (4.10)$$

wobei es sich bei dem Term $\Re w(z)$ um den Realteil der komplexen Fehlerfunktion

$$w(z) = e^{-z^2} \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{t^2} dt \right) \quad (4.11)$$

handelt, mit dem komplexen Argument

$$z = \frac{1}{\sigma\sqrt{2}} (m - \mu) + \frac{i}{\sigma\sqrt{8}} \Gamma. \quad (4.12)$$

Faltungen sind distributiv und assoziativ bezüglich skalarer Multiplikation. Die kombinierte, von RooFit zu verwendende normierte Funktion für die Anpassung, bestehend aus der Faltung der Breit-Wigner-Verteilung mit der Summe der beiden Gaußfunktionen, erhält somit die folgende Form:

$$F(m, p^*; \mu, \Gamma) = \frac{f_1(p^*)}{\sigma_1(p^*)\sqrt{2\pi}} \Re w(z_1) + \frac{(1 - f_1(p^*))}{\sigma_2(p^*)\sqrt{2\pi}} \Re w(z_2) \quad (4.13)$$

Die gesuchten Parameter Δm und Γ sind Schwerpunkt μ bzw. Breite der Breit-Wigner-Funktion und können innerhalb vorgegebener Grenzen frei durch das RooFit-Programm anhand der Verteilung der D_{s1}^{\pm} -Massenwerte bestimmt werden. Vorgegeben sind die Breiten der Gaußfunktionen und der Normierungsfaktor, die entsprechend zum oben bestimmten Modell linear vom Impuls des Pions abhängen.

Wenn das aufgestellte Modell korrekt ist, dürfen die aus der Anpassung resultierenden Funktionsparameter nicht signifikant von den generierten Werten für die Breite und die Massendifferenz abweichen. Abbildung 4.9 zeigt das Spektrum der D_{s1}^{\pm} -Kandidaten, dessen Form nahezu perfekt durch die Signalfunktion wiedergegeben wird. Wie man aus Tabelle 4.4 ablesen kann, stimmen auch die Werte der Parameter sowohl für die Massendifferenz als auch für die Breite innerhalb der Fehlergrenzen mit den Sollwerten überein.

	Δm [MeV/c ²]	Γ [MeV/c ²]
Wert (rekonstruiert)	$27,76 \pm 0,01$	$1,02 \pm 0,02$
Wert (generiert)	27,75	1,00

Tabelle 4.4: Vergleich der generierten Breite des D_{s1}^{\pm} und der Massendifferenz mit den rekonstruierten Werten.

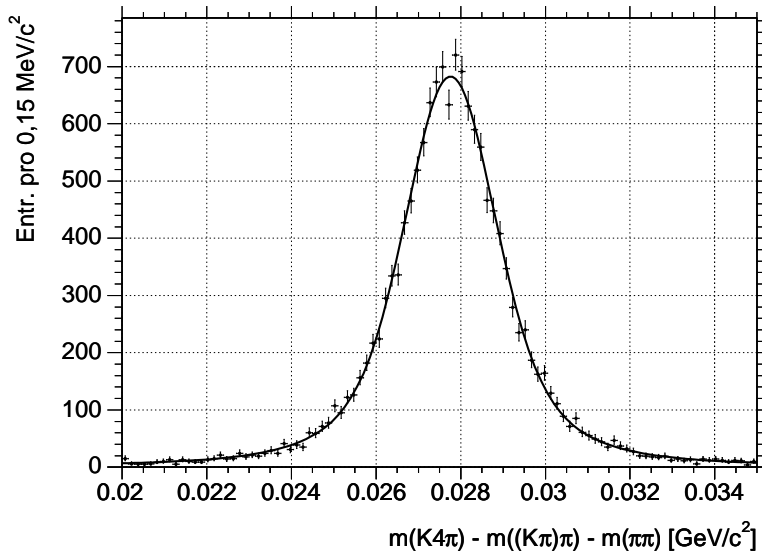


Abbildung 4.9: *Spektrum der invarianten $K4\pi$ -Masse aus den Monte Carlo-Daten zur Überprüfung des Auflösungsmodells. Schwerpunkt und Breite der angepassten Funktion finden sich in Tabelle 4.4.*

4.3 Bestimmung der Parameter aus den Meßdaten

Nach der Bestimmung und der erfolgreichen Überprüfung aller Parameter des Auflösungsmodells können im letzten Schritt der Analyse die Massendifferenz Δm und die Breite Γ des D_{s1}^{\pm} aus den Detektordaten ermittelt werden.

Im Gegensatz zu den Signal-Monte Carlo-Ereignissen befindet sich bei den realen Daten der Signalbereich über einem Untergrund. Dieser wurde zwar bereits im Rahmen der Optimierung in hohem Maße reduziert, sein Verlauf jedoch muß bei der Bestimmung der Parameter der Signalfunktion mit berücksichtigt werden, da dieser Auswirkungen insbesondere auf die Bestimmung der Breite des Signals haben kann. Der Untergrund kann durch ein Polynom zweiter Ordnung parametrisiert werden, dessen Koeffizienten zunächst nicht festgelegt werden. Die resultierende Funktion, die das komplette Spektrum beschreiben soll, setzt sich somit aus der Signalfunktion (Gleichung 4.13) und der Untergrundfunktion additiv zusammen. Bei der Anpassung an die Daten werden neben der Breite und dem Schwerpunkt der Breit-Wigner-Funktion auch die Koeffizienten des Untergrund-Polynoms von RooFit bestimmt. Das Spektrum in Abbildung 4.10 zeigt, daß auch die Verteilung der Daten sehr gut durch die hier bestimmte impulsabhängige Gesamtfunktion beschrieben wird. Als Resultate der Anpassung erhält man die folgenden Werte:

$$\Delta m = 27,34 \pm 0,05 \text{ MeV}/c^2$$

$$\Gamma = 1,15 \pm 0,15 \text{ MeV}/c^2$$

Um das Ergebnis für Δm mit den bisherigen Werten vergleichen zu können, wird die Massendifferenz aus den von der PDG angegebenen Werten gebildet [16]. Der zugehörige Fehler wird über das Fehlerfortpflanzungsgesetz aus den Einzelfehlern berechnet.

Mit den Massenwerten

$$m_{D_{s1}^{\pm},PDG} = 2535,35 \pm 0,34 \text{ MeV}/c^2$$

$$m_{D^{*\pm},PDG} = 2010,0 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$$

$$m_{K_S^0,PDG} = 497,672 \pm 0,031 \text{ MeV}/c^2$$

ergibt sich ein Wert von

$$\Delta m_{PDG} = 27,68 \pm 0,61 \text{ MeV}/c^2$$

Der aus den Meßdaten ermittelte Wert für Δm liegt innerhalb der Fehlergrenzen des PDG-Wertes, während die statistische Unsicherheit um einen Faktor zwölf geringer ausfällt als der alte Wert für den Fehler.

Für die Breite Γ des D_{s1}^{\pm} wird von der PDG kein konkreter Wert, sondern nur eine obere Grenze von $2,3 \text{ MeV}/c^2$ genannt. Durch diese Messung liegt nun ein Wert für Γ vor, für den sich ebenfalls nur ein geringer statistischer Fehler ergeben hat und der konsistent mit dem genannten Grenzwert ist.

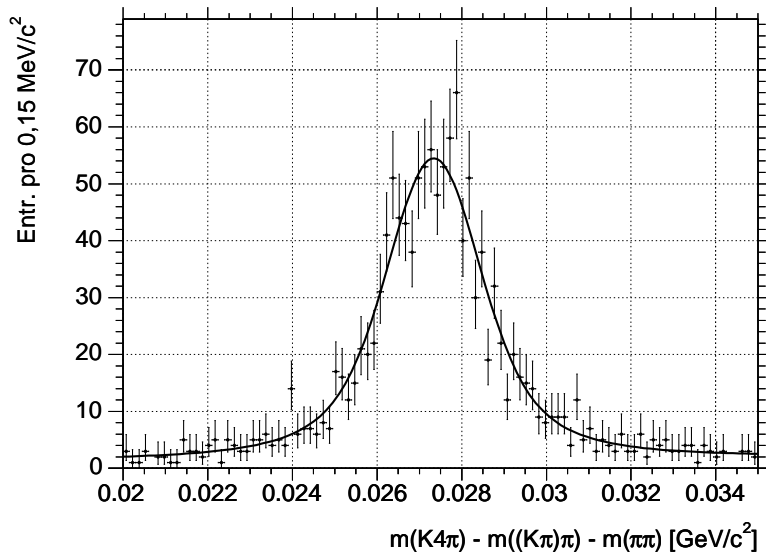


Abbildung 4.10: Spektrum der rekonstruierten D_{s1}^{\pm} -Kandidaten aus den Meßdaten mit der angepassten Signal- und Untergrundfunktion zur Bestimmung der Parameter μ und Γ .

Kapitel 5

Zerfallskanal $D_{s1} \rightarrow K6\pi$

Ebenso wie das Massenspektrum der D_{s1}^{\pm} -Kandidaten mit fünf geladenen Endzustandsteilchen, soll auch das Spektrum der invarianten $K6\pi$ -Masse hinsichtlich eines möglichst geringen Untergrundes optimiert werden. Da sich die Zerfallskanäle einzig bei der Anzahl der Tochterpartikeln des D^0 unterscheiden, können die Selektionskriterien aus Kapitel 4 auch an dieser Stelle zur Signalloptimierung verwendet werden. Die gleiche Vorgehensweise wird auch bei der Bestimmung der Auflösungsfunktion aus den entsprechenden Monte Carlo-Daten für diesen Zerfall verfolgt. Da diese Punkte bereits in den vorangehenden Abschnitten diskutiert wurden, werden im folgenden nur die jeweiligen Kriterien und die Auswirkungen auf das jeweilige Spektrum angegeben.

5.1 Signalloptimierung

5.1.1 Optimierung des K_S^0 -Signals

Das invariante $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum enthält ein deutliches Signal im Bereich der nominellen K_S^0 -Masse. Ein Vergleich mit Kapitel 4 zeigt, daß hier ein geringeres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis vorliegt. Zum Zwecke der Optimierung des Signals werden die folgenden Selektionskriterien betrachtet:

Für die Qualität der Anpassung der Pionen an einen gemeinsamen Vertex erhält man eine Werteverteilung, die einen ähnlichen Verlauf wie die Einträge im Spektrum in Abbildung 4.2a aufweist. Für eine ausreichende Reduzierung des Untergrunds sollen die Werte des Konfidenzniveaus im Bereich $0,01 < v_{CL} < 1$ liegen, wodurch 55 % der K_S^0 -Kandidaten im Untergrund und nur 0,4 % der Signaleinträge verworfen werden. Ein im Vergleich zu der Anwendung der anderen Selektionskriterien geringer Teil des Untergrundes von 18 % wird verworfen, indem als untere Grenze für das Verhältnis der gemessenen und der nominellen Lebensdauer ein Wert von $\tau_{\pi\pi}/\tau_{K_S^0} = 0,05$ gefordert wird. Das Winkelkriterium stellt auch in diesem Fall eine exzellente Möglichkeit zur Untergrundreduktion dar. Mit einem maximalen Wert für den Winkel α von 0,15 rad kann der Untergrund um 94 % verringert werden (Abb. 5.1a-c).

Wendet man diese drei Selektionskriterien kombiniert auf die K_S^0 -Kandidaten an, erhält man ein Massenspektrum, in dem noch mehr als 97 % der ursprünglichen Signaleinträge, aber nur noch 2 % des Untergrundes vorhanden sind. Die 2σ breite Signalregion umfasst das Massenintervall $0,497672 \pm 0,006 \text{ GeV}/c^2$ (Abb. 5.2a,b).

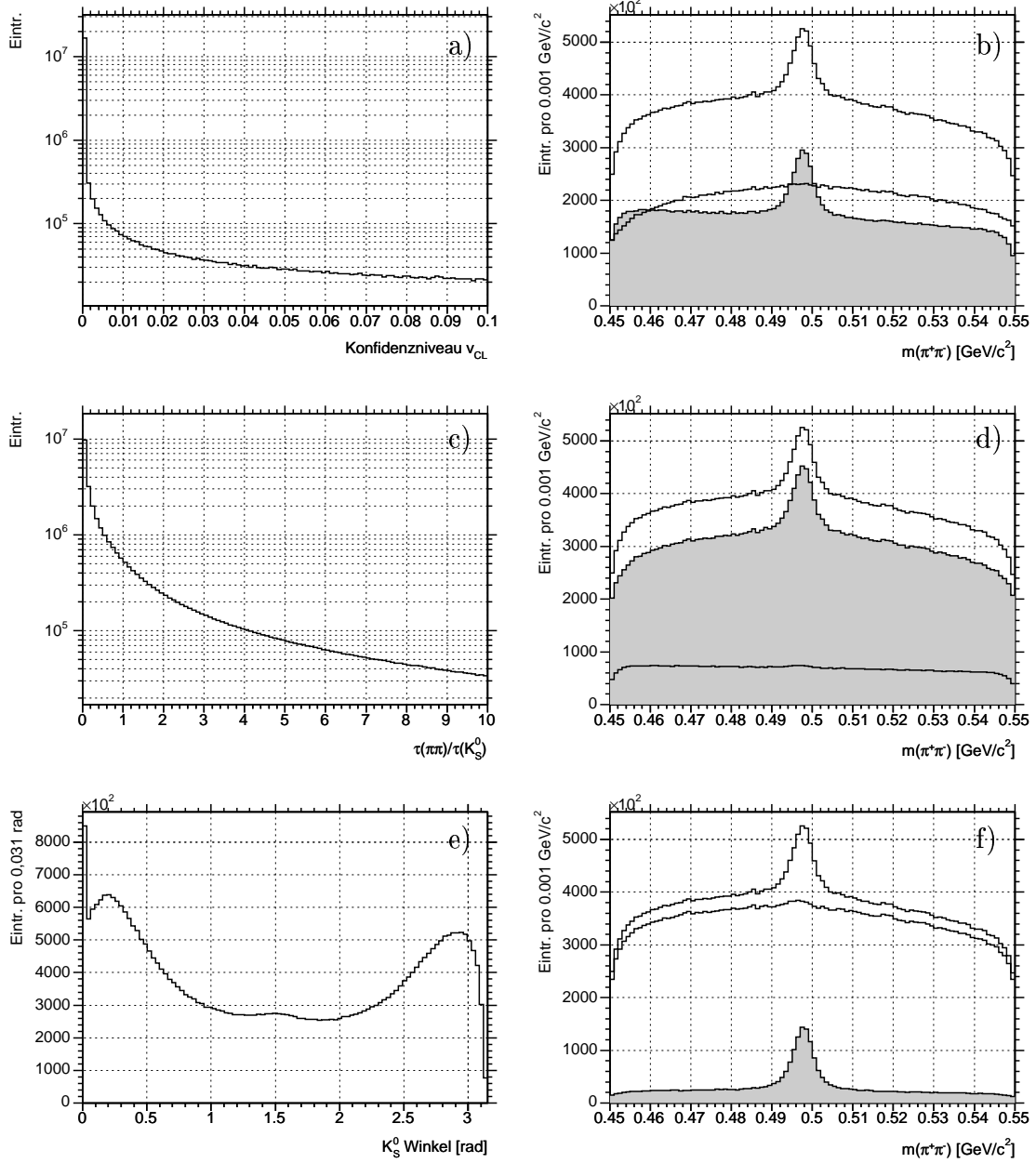


Abbildung 5.1: a) Konfidenzniveau der Anpassung der Pionen an einen gemeinsamen Vertex. Die flache Verteilung setzt sich im Bereich zwischen 0,1 und 1 fort. - b) Akzeptierte (grau) bzw. verworfene Kandidaten im $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum nach der Forderung $v_{CL} > 0,01$. - c) Verhältnis der Lebensdauer der K_S^0 -Kandidaten zur nominellen Lebensdauer. Die Kurve fällt zu höheren Werten weiter ab. - d) Akzeptierte (grau) bzw. verworfene K_S^0 -Kandidaten nach der Forderung $\tau_{\pi\pi}/\tau_{K_S^0} > 0,05$. - e) Emissionswinkel des K_S^0 . - f) Akzeptierte (grau) bzw. verworfene K_S^0 -Kandidaten nach der Forderung $\alpha < 0,15$ rad.

Selektionskriterium	K_S^0 -Kandidaten		Reduktion	
	Signal	Untergrund	Signal	Untergrund
ohne	728678	36905742	0 %	0 %
Konfidenzniveau	725597	16553625	0,4 %	55,1 %
Lebensdauer	723989	10493217	0,6 %	71,6 %
Winkel	709329	784109	2,7 %	97,9 %

Tabelle 5.1: Reduktion der Signal- und Untergrundeinträge im $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum nach der kombinierten Anwendung der Selektionskriterien.

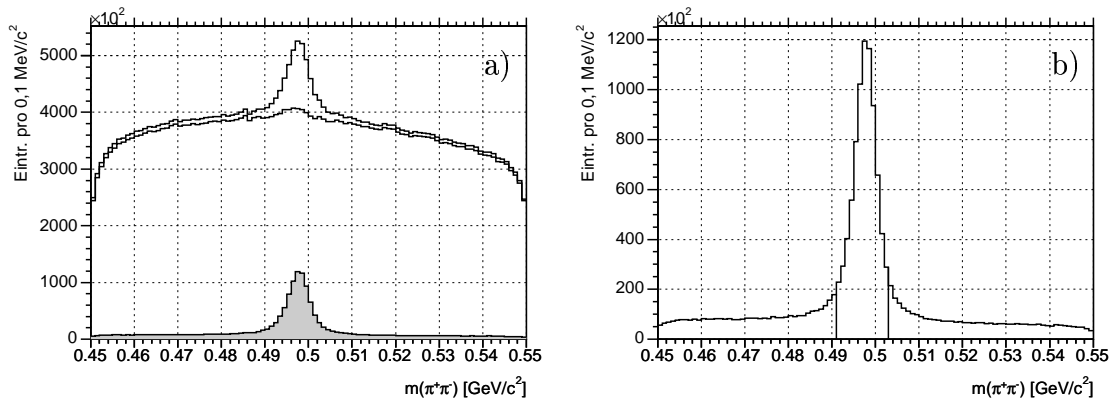


Abbildung 5.2: a) Optimisiertes Massenspektrum des K_S^0 mit den akzeptierten (grau) bzw. verworfenen Kandidaten nach der Anwendung aller Selektionskriterien, verglichen mit dem ursprünglichen Spektrum. - b) Im Spektrum der akzeptierten Kandidaten zeigt sich deutlich das sehr gute Signal-zu-Untergrund-Verhältnis.

5.1.2 Optimierung des $D^{*\pm}$ -Signals

Im Vergleich zum Spektrum der invarianten $K^\mp\pi^\pm\pi^\pm$ -Masse des ersten Zerfallskanals findet man das Signal über einem sehr hohen Untergrund. Die Struktur an der Signalflanke, die in Abbildung 4.4 besonders auffällig war, zeigt sich auch hier als geringfügige Überhöhung des Untergrundes.

Um für die weitere Verwendung selektiert zu werden, müssen die $D^{*\pm}$ -Kandidaten die Bedingung $m_{(K\pi\pi\pi)\pi} - m_{K\pi\pi\pi} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ erfüllen, wodurch das Spektrum um fast 74 % der Einträge vermindert wird (siehe Abbildung 5.3b). Analog zum ersten Zerfallskanal wird nach der Reduktion die Signalregion ausgewählt, die einen Bereich von $\pm 0,02 \text{ GeV}/c^2$ um die nominelle Masse umfasst.

5.1.3 Weitere Optimierungskriterien

Der Impuls der D_{s1}^\pm -Kandidaten im Schwerpunktsystem soll für eine weitere Reduktion des Untergrunds mindestens $2,7 \text{ GeV}/c$ betragen.

Durch die Verwendung der Massendifferenz zwischen den D_{s1}^\pm -Kandidaten und den rekonstruierten Tochterpartikeln $D^{*\pm}$ und K_S^0 kann die Auflösung des Signals signifikant verbessert werden. Der verwendete Bereich der Massendifferenz wird auf die Region von $0,02 \text{ GeV}/c^2$ bis $0,035 \text{ GeV}/c^2$ beschränkt.

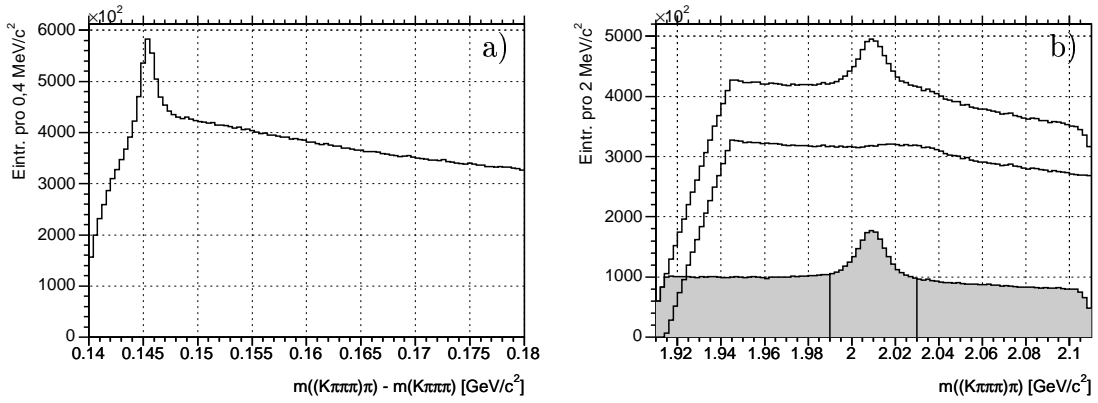


Abbildung 5.3: a) Massendifferenz zwischen den $D^{*\pm}$ - und D^0 -Kandidaten. - b) Akzeptierte (grau) bzw. verworfene $D^{*\pm}$ -Kandidaten nach der Forderung $m_{(K\pi\pi\pi)\pi} - m_{K\pi\pi\pi} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$, mit der Darstellung der Signalregion.

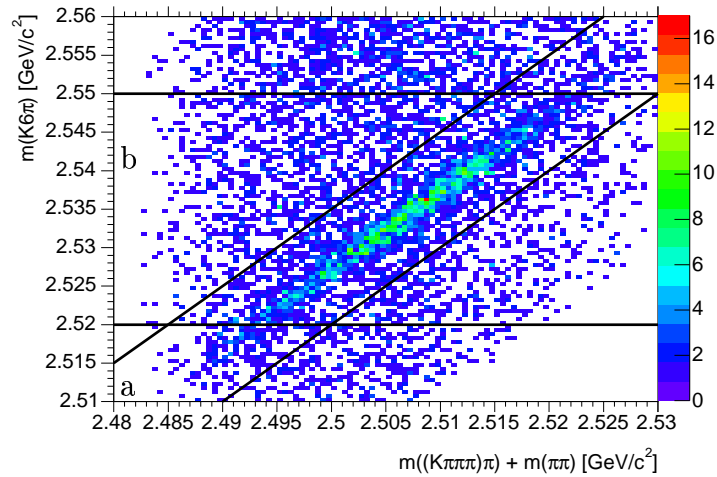


Abbildung 5.4: D_{s1}^{\pm} -Masse aufgetragen gegen die Summe aus D^* - und K_S^0 -Masse. Die Verwendung der Massendifferenz führt zu einem Spektrum mit einer schmalen Signalregion (a), im Gegensatz zur Betrachtung der reinen D_{s1}^{\pm} -Masse (b).

Teilchen	Selektionskriterium	Wertebereich
K_S^0	Konfidenzniveau	$v_{CL} > 0,01$
	Lebensdauer	$\tau_{\pi\pi}/\tau_{K_S^0} > 0,05$
	Emissionswinkel	$\alpha < 0,15 \text{ rad}$
D^*	Massenbereich	$0,491 < m_{\pi\pi} < 0,503$
	Massendifferenz Massenbereich	$m_{(K\pi\pi\pi)\pi} - m_{K\pi\pi\pi} < 0,15$ $1,99 < m_{(K\pi\pi\pi)\pi} < 2,03$
D_{s1}	Impuls im Schwerpunktsystem	$p^* > 2,7$
	Massenbereich	$0,02 < \Delta m < 0,035$

Tabelle 5.2: Auflistung der Selektionskriterien zur Optimierung des D_{s1}^{\pm} -Signals. Die Massen sind in GeV/c^2 angegeben, der Impuls in GeV/c .

5.1.4 Optimiertes Signal

Durch die kombinierte Anwendung der in diesem Kapitel beschriebenen Selektionskriterien erhält man das optimierte Massenspektrum für die invariante $K6\pi$ -Masse mit 1500 Signal- und 2000 Untergrundeinträgen. Man beobachtet hier etwa dreimal mehr Untergrund als im $K4\pi$ -Zerfallskanal. Verglichen mit dem ursprünglichen Spektrum in Abbildung 3.1, ist das erreichte Signal-zu-Untergrund-Verhältnis dennoch sehr hoch.

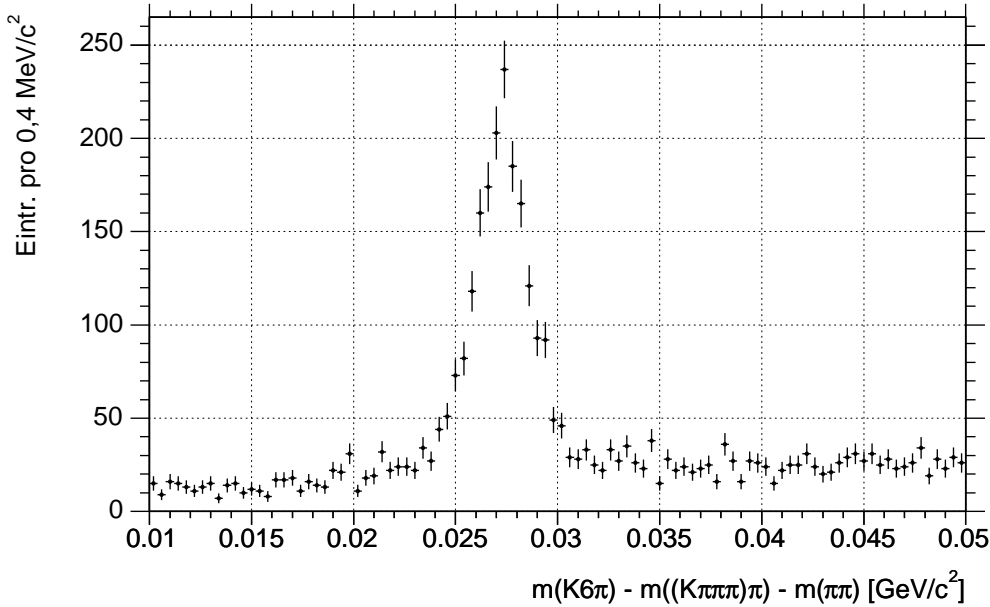


Abbildung 5.5: *Spektrum der $K6\pi$ -Masse nach der Anwendung aller Selektionskriterien zur Signalloptimierung.*

5.2 Bestimmung des Auflösungsmodells

5.2.1 Parametrisierung

Für eine detaillierte Erläuterung der einzelnen Schritte zur Bestimmung der impulsabhängigen Parameter des Auflösungsmodells sei auf Kapitel 4 verwiesen.

Nach der Anwendung der zuvor beschriebenen Selektionskriterien zur Optimierung des $K6\pi$ -Massenspektrums auf die für diesen Zerfallskanal generierten Signal-Monte Carlo-Daten, wird die Differenz zwischen der rekonstruierten und der generierten Masse eines jeden D_{s1}^{\pm} -Kandidaten gebildet. Anschließend findet eine Unterteilung in neun Teildatensätze statt, sortiert nach dem Impuls p^* des Pions aus dem $D^{*\pm}$ -Zerfall, dessen Wertebereich sich von $0,14 \text{ GeV}/c^2$ bis $0,32 \text{ GeV}/c^2$ erstreckt. Die Verteilungen der Massendifferenzen können durch die Summe zweier Gaußfunktionen beschrieben werden, so daß für das Auflösungsmodell Formel 4.7 (siehe Seite 32) verwendet werden kann.

Die Anpassung der Funktion an die Verteilung wird mit dem RooFit-Programm

durchgeführt (siehe Abbildung 5.6). Die Variation der Breiten und des Normierungsfaktors in Abhängigkeit von p^* sind in den Abbildungen 5.7a bis 5.7c verzeichnet. Die Verteilung der Werte kann durch Geraden parametrisiert werden, deren Koeffizienten mit ROOT bestimmt werden. Die Ergebnisse dieser Anpassungen sind in Tabelle 5.3 dokumentiert.

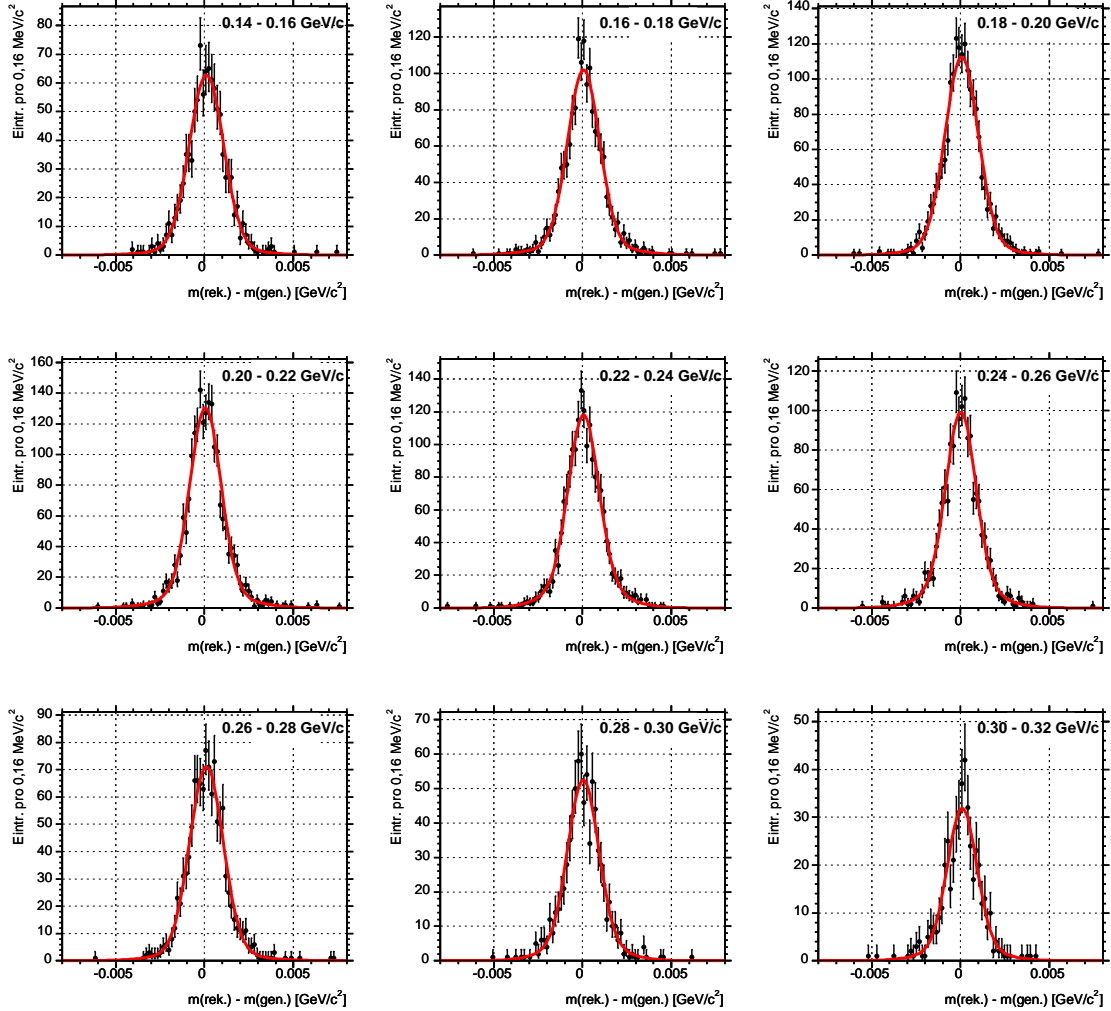


Abbildung 5.6: Differenz aus rekonstruierter und generierter D_{s1}^{\pm} -Masse der Signal-Monte Carlo-Ereignisse, aufgeteilt in neun p^* -abhängige Teildatensätze. Die Verteilung der Werte wird durch die Summe zweier Gaußfunktionen beschrieben.

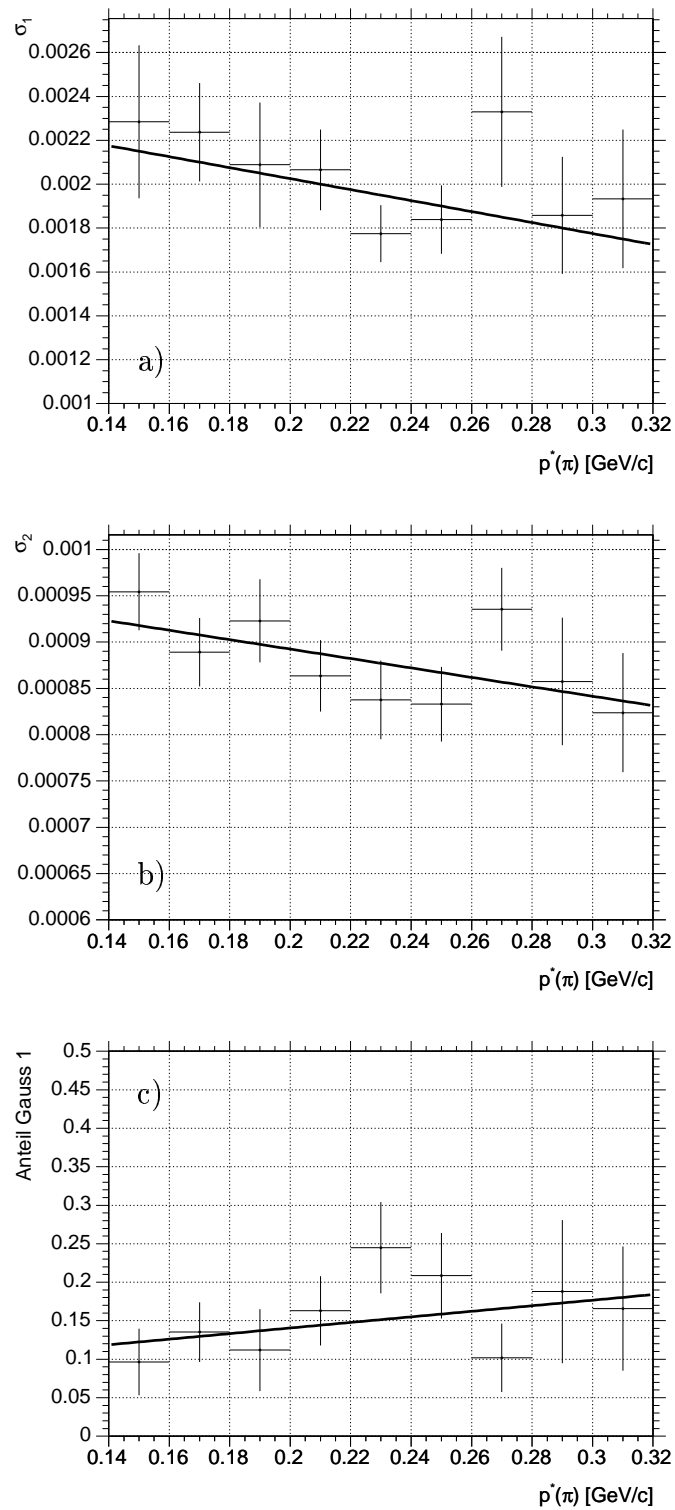


Abbildung 5.7: a) Abhängigkeit der Breite σ_1 von p^* - b) Abhängigkeit der Breite σ_2 von p^* - c) Variation des Normierungsfaktors der Gaußfunktionen mit dem Impuls

σ_1 (1. Gaußfunktion)	$a_{0,1}$ $a_{1,1}$ χ^2/ndf	$(2,52553 \pm 0,42421) \cdot 10^{-3}$ $(-2,50121 \pm 1,82408) \cdot 10^{-3}$ 0,714
σ_2 (2. Gaußfunktion)	$a_{0,2}$ $a_{1,2}$ χ^2/ndf	$(9,94133 \pm 0,70228) \cdot 10^{-4}$ $(-5,08814 \pm 3,16253) \cdot 10^{-4}$ 0,924
Normierungsfaktor (1. Gaußfunktion)	$a_{0,f}$ $a_{1,f}$ χ^2/ndf	$(6,81588 \pm 7,78153) \cdot 10^{-2}$ $(3,61858 \pm 3,57369) \cdot 10^{-1}$ 0,888

Tabelle 5.3: Ergebnisse der Anpassung eines Polynoms erster Ordnung an die impulsabhängige Verteilung der Parameter der Auflösungsfunktion. a_0 und a_1 geben die Koeffizienten nullter bzw. erster Ordnung des Polynoms an.

5.2.2 Überprüfung des Modells

Zwecks Überprüfung der Auflösungsfunktion wird diese als Bestandteil der Gesamtfunktion, die das Signal beschreiben soll, auf das Massenspektrum der D_{s1}^\pm -Kandidaten aus den Signal-Monte Carlo-Daten angewendet. Der von RooFit für Γ ausgegebene Wert stimmt dabei innerhalb der Fehlergrenzen mit dem generierten Wert überein, während bei der Massendifferenz eine sehr geringe Diskrepanz vorliegt. Weiterhin zeigt das Spektrum in Abbildung 5.8, daß die Funktion exakt der Verteilung der D_{s1}^\pm -Kandidaten folgt.

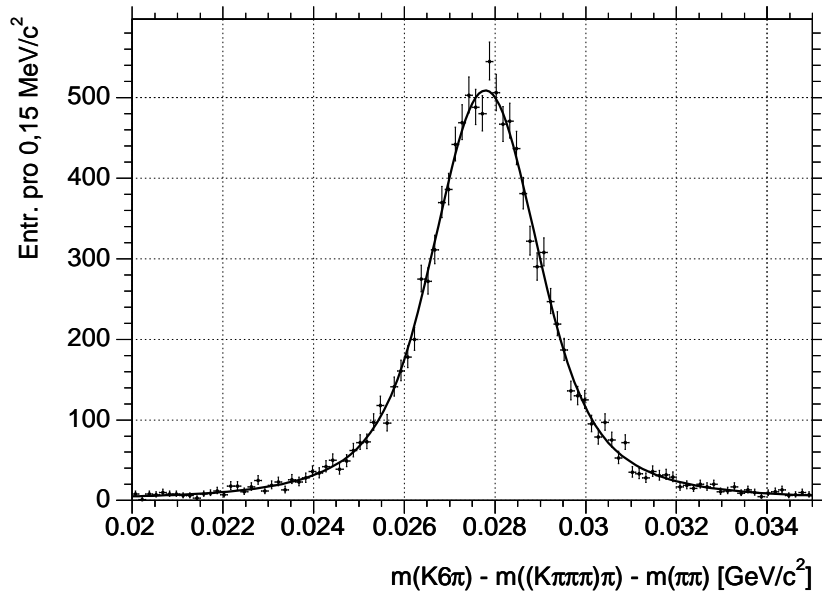


Abbildung 5.8: Spektrum der rekonstruierten D_{s1}^\pm -Kandidaten aus den Signal-Monte Carlo-Daten zur Überprüfung des Auflösungsmodells.

	Δm [MeV/c ²]	Γ [MeV/c ²]
Wert (rekonstruiert)	$27,79 \pm 0,01$	$1,02 \pm 0,03$
Wert (generiert)	27,75	1,00

Tabelle 5.4: Vergleich der generierten Werte für die Massendifferenz und die Breite des D_{s1}^{\pm} mit den rekonstruierten Größen.

5.3 Bestimmung der Parameter aus den Meßdaten

Analog zum Vorgehen in Kapitel 4, wird zu der Signalfunktion ein Polynom zur Beschreibung des Untergrundes hinzu addiert. Obwohl dieser mehr Einträge und eine andere Form aufweist als der Untergrund im $K4\pi$ -Spektrum, ist ein Polynom zweiten Grades ausreichend. Unter Vorgabe der zuvor bestimmten Parameter der Auflösungsfunktion wurden von RooFit die hier aufgelisteten Werte für Δm und Γ bestimmt:

$$\Delta m = 27,26 \pm 0,05 \text{ MeV}/c^2$$

$$\Gamma = 1,09 \pm 0,14 \text{ MeV}/c^2$$

Diese Resultate sind sowohl konsistent mit den in Kapitel 4 ermittelten Werten als auch mit den entsprechenden PDG-Werten [16]. Die jeweiligen statistischen Fehler sind vom Betrage her für beide Zerfallskanäle nahezu identisch und weit geringer als die bisher angegebenen Fehlerwerte.

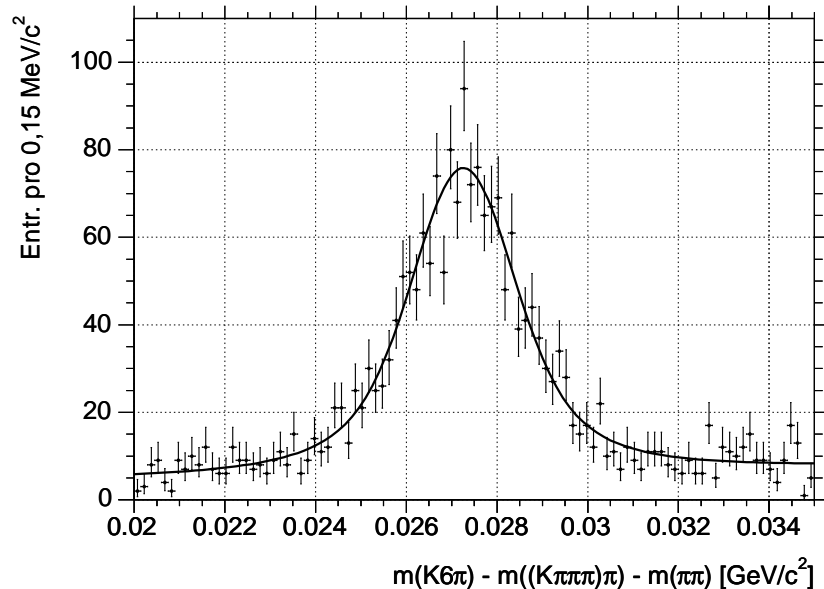


Abbildung 5.9: Spektrum der invarianten $K6\pi$ -Masse aus den Meßdaten mit der angepassten Signal- und Untergrundfunktion zur Bestimmung der Parameter des D_{s1}^{\pm} .

5.4 Endergebnisse

Aus den beiden Einzelmessungen der Parameter des D_{s1}^{\pm} werden abschließend die Mittelwerte gebildet, gewichtet mit den jeweiligen Fehlern der Messung. Als Endergebnis für die Massendifferenz $\Delta m = m_{D_{s1}^{\pm}} - m_{D^{*\pm}} - m_{K_S^0}$ erhält man einen Wert von

$$\Delta m = 27,30 \pm 0,03 \text{ MeV}/c^2,$$

während sich der gewichtete Mittelwert aus den beiden Messungen der Breite zu

$$\Gamma = 1,12 \pm 0,10 \text{ MeV}/c^2$$

berechnet. Der im Rahmen dieser Analyse bestimmte Wert für Δm ist innerhalb der Fehlergrenzen konsistent mit dem PDG-Wert von $27,68 \pm 0,61 \text{ MeV}/c^2$. Zu beachten ist die Verbesserung des statistischen Fehlers, der sich nur noch auf $30 \text{ keV}/c^2$ bzw. 5% des alten Wertes beläuft. Um Aussagen über die Diskrepanz von fast 400 keV zwischen den beiden Zahlen machen zu können, muß zusätzlich der systematische Fehler berechnet werden.

Durch die Bestimmung von Γ konnte die Kenntnis der Breite des D_{s1}^{\pm} von der Angabe einer oberen Grenze hin zu einem konkreten Wert, der zudem nur einen geringen statistischen Fehler aufweist, verbessert werden. Allerdings wird auch für diese Größe noch der systematische Fehler zu bestimmen sein.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit hat die Bestimmung der Masse und der Breite des $D_{s1}(2536)^\pm$ -Mesons zum Ziel. Zu diesem Zweck wurden die folgenden beiden Zerfälle des D_{s1}^\pm rekonstruiert:

$$\begin{aligned} D_{s1}^\pm &\rightarrow D^{*\pm} K_S^0 \rightarrow D^0 \pi^\pm K_S^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm \pi^+ \pi^- \\ D_{s1}^\pm &\rightarrow D^{*\pm} K_S^0 \rightarrow D^0 \pi^\pm K_S^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^+ \pi^- \end{aligned}$$

Die Daten, auf denen diese Analyse beruht, wurden mit dem *BABAR*-Detektor am PEP-II-Speicherring des Stanford Linear Accelerator Centers in den USA aufgezeichnet. Durch die hohe Luminosität dieser Anlage lassen sich hinreichend viele D_{s1}^\pm -Mesonen rekonstruieren, um entsprechende Messungen mit hoher Genauigkeit vornehmen zu können. Anhand der erhaltenen Massenspektren konnte die Breite des D_{s1}^\pm zu

$$\begin{aligned} \Gamma_{K4\pi} &= 1,15 \pm 0,15 \text{ MeV}/c^2 \\ \Gamma_{K6\pi} &= 1,09 \pm 0,14 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

bestimmt werden. Der gewichtete Mittelwert berechnet sich zu

$$\Gamma = 1,12 \pm 0,10 \text{ MeV}/c^2$$

Während die Particle Data Group lediglich eine obere Grenze von $2,3 \text{ MeV}/c^2$ für die Breite des D_{s1}^\pm nennt, liegt mit diesem Ergebnis nun ein konkreter Wert mit geringer statistischer Unsicherheit vor.

Weiterhin wurde die Differenz aus der D_{s1}^\pm -Masse und der Summe der Massen der unmittelbaren Zerfallsprodukte $D^{*\pm}$ und K_S^0 bestimmt:

$$\begin{aligned} \Delta m_{K4\pi} &= 27,34 \pm 0,05 \text{ MeV}/c^2 \\ \Delta m_{K6\pi} &= 27,26 \pm 0,05 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Als gewichteten Mittelwert erhält man

$$\Delta m = 27,30 \pm 0,03 \text{ MeV}/c^2$$

Dieses Resultat ist konsistent mit dem entsprechenden Wert der Particle Data Group von $\Delta m = 27,68 \pm 0,61 \text{ MeV}/c^2$, wobei der statistische Fehler in dieser Analyse auf einen sehr geringen Betrag reduziert werden konnte.

Beide Ergebnisse stellen eine Verbesserung der bisherigen Werte dar, beinhalten jedoch noch keine systematischen Fehler.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Abe: Measurement of the angle $\phi_1(\beta)$ and BB mixing (Recent results from *BABAR* and Belle), hep-ex/0308072 (2003)
- [2] B. Aubert et al.: The *BABAR* detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 479 (2002)
- [3] B. Aubert et al.: Observation of Direct CP Violation in $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ Decays, hep-ex/0407057 (2004)
- [4] *BABAR* Collaboration Home Page (2004), <http://www.slac.stanford.edu/BFR00T>
- [5] P. Colangelo, F. De Fazio, R. Ferrandes: Excited Charmed Mesons, BARI-TH/04-486 (2004)
- [6] A. Das, T. Ferbel: Kern-und Teilchenphysik, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg (1994)
- [7] S. Godfrey, N. Isgur: Mesons in a relativized quark model with chromodynamics, Physical Review D, Volume 32, Number 1 (1985)
- [8] S. Godfrey: Testing the Nature of the $D_{sJ}^*(2317)^\pm$ and $D_{sJ}(2463)^\pm$ States Using Radiative Transitions, ADP-03-119/T557 (2003)
- [9] C. Grupen: Teilchendetektoren, BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim (1993)
- [10] P. F. Harrison, H. R. Quinn: The *BABAR* Physics Book, SLAC-R-504 (1998)
- [11] T. Hadig: Summary of Mass Curvature Problem (2002), http://www.slac.stanford.edu/~hadig/projects/inclPhi/summary_curvature
- [12] F. James: Minuit Reference Manual, CERN Program Library Long Writeup D506 (1998), <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit>
- [13] D. Kirkby et al.: A User's Guide to the RooFitTools Package for Unbinned Maximum Likelihood Fitting, *BABAR* Analysis Document 18 (2002)
- [14] G. Mancinelli, S. Spanier: Kaon Selection at the *BABAR* Experiment, *BABAR* Note 116 (2001)
- [15] F. Martinez-Vidal et al.: The *BABAR* Vertexing, *BABAR* Analysis Document 102 (2001)

- [16] Particle Data Group: Particle Physics Booklet, Extracted from the Review of Particle Physics, K. Hagiwara et al., *Physical Review D***66**, 010001 (2002)
- [17] A. Petrov: Charm Physics Theoretical Review, hep-ph/0311371 (2003)
- [18] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche: *Teilchen und Kerne*, Springer Verlag, Berlin (1994)
- [19] ROOT homepage (2004), <http://root.cern.ch>
- [20] H. Stöcker: *Taschenbuch mathematischer Formeln und moderner Verfahren*, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt (1995)
- [21] H. Stöcker: *Taschenbuch der Physik*, Verlag Harry Deutsch, Frankfurt (2000)
- [22] E. Varnes et al.: Measurement of the GoodTracksLoose efficiency using SVT tracks, *BABAR* Analysis Document 157 (2001)
- [23] W. Verkerke, D. Kirkby: *The RooFit Toolkit for Data Modeling* (2003), <http://roofit.sourceforge.net>

Abbildungsverzeichnis

1.1	Spektrum der D_s -Zustände	4
1.2	Zerfallskanäle des D_{s1}^\pm	5
2.1	Der PEP-II Speicherring	8
2.2	Der BaBar-Detektor	9
3.1	Massenspektren der D_{s1}^\pm -Kandidaten nach der Vorselektion	22
4.1	Emissionswinkel des K_S^0	24
4.2	K_S^0 -Selektionskriterien	25
4.3	Optimiertes Massenspektrum der K_S^0 -Kandidaten	26
4.4	$D^{*\pm}$ -Selektionskriterien	27
4.5	Massendifferenz $m_{D_{s1}^\pm} - m_{D^{*\pm}} - m_{K_S^0}$	28
4.6	Optimiertes Massenspektrum der D_{s1}^\pm -Kandidaten	29
4.7	Differenz aus rekonstruierter und generierter D_{s1}^\pm -Masse (MC)	33
4.8	p^* -Abhängigkeit der Parameter der Auflösungsfunktion	34
4.9	Überprüfung des Auflösungsmodell (MC)	36
4.10	Anpassung der Gesamtfunktion an das D_{s1}^\pm -Spektrum (Meßdaten)	37
5.1	K_S^0 -Selektionskriterien	39
5.2	Optimiertes Massenspektrum der K_S^0 -Kandidaten	40
5.3	$D^{*\pm}$ -Selektionskriterien	41
5.4	Massendifferenz $m_{D_{s1}^\pm} - m_{D^{*\pm}} - m_{K_S^0}$	41
5.5	Optimiertes Massenspektrum der D_{s1}^\pm -Kandidaten	42
5.6	Differenz aus rekonstruierter und generierter D_{s1}^\pm -Masse (MC)	43
5.7	p^* -Abhängigkeit der Parameter der Auflösungsfunktion	44
5.8	Überprüfung des Auflösungsmodells (MC)	45
5.9	Anpassung der Gesamtfunktion an das D_{s1}^\pm -Spektrum (Meßdaten)	46

Tabellenverzeichnis

1.1	Die fundamentalen Wechselwirkungen	2
1.2	Quarks und Leptonen	2
2.1	Parameter des Speicherrings PEP-II	7
2.2	Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von $q\bar{q}$ -Paaren	8
2.3	Schwellenwerte für die Auslösung des Čerenkoeffekts	12
3.1	Verwendete Meßdaten	15
3.2	Monte Carlo-Daten	16
3.3	Zusammenfassung der Vorselektionskriterien	21
4.1	Anzahl der verbliebenen K_S^0 -Kandidaten nach der Optimierung	26
4.2	Zusammenfassung der Selektionskriterien	29
4.3	Parametrisierung der Auflösungsfunktion	33
4.4	Vergleich der D_{s1}^{\pm} -Parameter mit den generierten Werten (MC)	35
5.1	Anzahl der verbliebenen K_S^0 -Kandidaten nach der Optimierung	40
5.2	Zusammenfassung der Selektionskriterien	41
5.3	Parametrisierung Auflösungsfunktion	45
5.4	Vergleich der D_{s1}^{\pm} -Parameter mit den generierten Werten (MC)	46

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt zunächst Herrn Prof. Dr. H. Koch für die Möglichkeit, am *BABAR*-Experiment mitarbeiten zu können, und für sein großes Interesse am Fortgang dieser Diplomarbeit.

Bedanken möchte ich mich weiterhin bei Herrn HD Dr. Klaus Peters für seine fachliche Betreuung und die wertvollen Anregungen und Hilfen, die mit zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ein großes Dankeschön sei allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Lehrstuhls für Experimentalphysik I für das angenehme, freundschaftliche Arbeitsklima ausgesprochen. Besonders hervorzuheben seien hierbei Herr Dr. Thomas Held, Herr Dr. Klaus Götzen, Herr Dipl.-Phys. Marc Pelizäus und Herr Dr. Matthias Steinke, die stets geduldige Ansprechpartner für Fragen jeglicher Art waren.

Nicht zuletzt und besonders herzlich möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, ohne deren Unterstützung das Studium und diese Arbeit nicht möglich gewesen wären.