Ruhr-Universität Bochum Institut für Experimentalphysik I



Untersuchung des Zerfalls $D_s^\pm o K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$

Dissertation zur Erlangung des Grades **Doktor der Naturwissenschaften**am Institut für Experimentalphysik

der Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von Klaus Götzen geb. in Herdecke

Bochum, im September 2003

Gutachter: Prof. Dr. H. Koch
 Gutachter: HD Dr. K. Peters

Inhaltsverzeichnis

1	\mathbf{Ein}	leitung	r 2	1								
	1.1	Das S	andard modell	1								
	1.2	Quant	tenchromodynamik	3								
	1.3	3 Vektordominanz in Heavy–Flavour–Zerfällen										
		1.3.1	Vektor-Meson-Dominanz	5								
		1.3.2	Schwache Heavy-Flavour-Zerfälle	6								
		1.3.3	Der Zerfall $D_s^{\pm} \to \phi(1020) a_1(1260)^{\pm} \dots \dots \dots \dots \dots$	8								
2	BA	BAR		11								
	2.1	Das E	Experiment	11								
	2.2	Der S	peicherring PEP-II	13								
	2.3		Detektor									
		2.3.1	Der Silizium-Vertex-Detektor (SVT)	15								
		2.3.2	Die Driftkammer (DCH)	16								
		2.3.3	Der Čerenkov-Detektor (DIRC)	17								
		2.3.4	Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC)	18								
		2.3.5	Das instrumentierte Eisenjoch (IFR)	20								
3	Rek	constru	ıktion	21								
	3.1	Daten										
	3.2	Selektionsmethode										
	3.3	Vorse	Vorselektion									
		3.3.1	Selektion auf dem TAG-Level	24								
		3.3.2	Die Spurselektion	26								
		3.3.3	Selektion von Kaonen	26								
		3.3.4	Massen- und Impulsfenster	28								
		3.3.5	Kinematische Anpassung	29								
	3.4	Optin	nierung	32								
		3.4.1	Signifikanz	32								
		3.4.2	Evolutionäre Strategie	33								
		3.4.3	Bestimmung der Fitness	36								
	3.5	Ergeb	nisse	39								

4	\mathbf{Bes}	timmung des Verzweigungsverhältnisses	44
	4.1	Messmethode	44
	4.2	Rekonstruktionseffizienz	45
		4.2.1 Korrekturen	45
		4.2.1.1 Spurrekonstruktion	45
		4.2.1.2 Teilchenidentifikation	51
		4.2.2 Bestimmung der Effizienz	52
	4.3	Impulsverteilung	53
	4.4	Die $\phi(1020)$ –Resonanz / Peaking Background	55
	4.5	Ergebnisse	60
	4.6	Der Zerfall $D^{\pm} \to K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$	64
5	Res	onanzstruktur des Zerfalls $D_s^\pm o K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$	67
	5.1	Resonanzen im Endzustand $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$	67
	5.2	Der Dalitzplot	70
	5.3	Das 3π –System	72
		5.3.1 Dalitzplots des 3π -Systems	72
		5.3.2 Winkelverteilung	76
	5.4	Diskussion der Ergebnisse	79
		5.4.1 Test des Vektor-Dominanz-Modells	80
6	Zus	ammenfassung und Ausblick	83

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt den fundamentalen Aufbau der Materie aus Elementarteilchen und deren Wechselwirkung untereinander [Gr96]. Von den vier heute bekannten, fundamentalen Wechselwirkungen, der starken, der elektromagnetischen, der schwachen und der Gravitationswechselwirkung wird letztere von diesem Modell aufgrund der kleinen Kopplungsstärke im mikroskopischen Bereich elementarer Teilchen nicht berücksichtigt. Der Begriff Elementarteilchen bezieht sich hierbei, im Gegensatz zu mancher historischer Auffassung¹, auf punktförmige Teilchen, welche keine Substruktur mehr besitzen. Aus heutiger Sicht existieren drei Sorten solch elementarer Teilchen: Leptonen, Quarks und Austauschteilchen. Dabei sind die Leptonen und Quarks, beides Fermionen mit Spin 1/2, die tatsächlichen Bausteine der Materie, während die Austauschteilchen Bosonen mit Spin 1 sind und die Vermittler der Wechselwirkungen darstellen. Es gibt sechs Leptonen, klassifiziert nach Ladung Q, Elektronzahl L_e , Myonzahl L_μ und Tauonzahl L_τ , welche sich natürlicherweise in drei Generationen gliedern:

Lepton	Q	L_e	L_{μ}	$L_{ au}$	Masse $[MeV/c^2]$
e	-1	1	0	0	0.511
$ u_e$	0	1	0	0	$< 3 \cdot 10^{-6}$
μ	-1	0	1	0	106
$ u_{\mu}$	0	0	1	0	< 0.19
au	-1	0	0	1	1 782
$ u_{ au}$	0	0	0	1	< 18.2

¹Einige Teilchen wie z.B. Protonen, Neutronen oder auch das Pion, welche zunächst als elementar angenommen wurden, erwiesen sich später als gebundene Zustände noch fundamentalerer Konstituenten, den Quarks.

Dazu kommen noch sechs Antileptonen, deren Ladungs- und Leptonenzahlen gerade den negativen Wert der entsprechenden Leptonen aufweisen. Hierbei unterliegen die Neutrinos nur der schwachen Wechselwirkung, während die elektrisch geladenen Leptonen auch elektromagnetisch wechselwirken können.

Die Quarks zeichnen sich dadurch aus, dass sie zusätzlich noch aufgrund ihrer Farbladung der starken Wechselwirkung unterworfen sind. In Korrespondenz zu den Leptonen gibt es auch hier drei Familien mit insgesamt sechs unterschiedlichen Quarksorten (auch flavours genannt), welche durch die dritte Komponente des Isospins I_3 , die Strangeness S, die Charmness C, die Bottomness B und die Topness T klassifiziert werden:

Quark	I_3	C	S	T	В	Q	Masse $[\mathrm{MeV}/c^2]$
u	1/2	0	0	0	0	2/3	5
d	-1/2	0	0	0	0	-1/3	9
c	0	1	0	0	0	2/3	1 300
s	0	0	-1	0	0	-1/3	180
t	0	0	0	1	0	2/3	174 000
b	0	0	0	0	-1	-1/3	$4\ 300$

Die in der Tabelle angegebenen Massen sind dabei die Massen der 'nackten' Quarks (*Current Quarks*), welche sich bei Messungen mit $Q^2 \to \infty$ ergäben. Auch hier existieren zudem noch die entsprechenden sechs Antiquarks.

Von den Austauschteilchen gibt es, lässt man die Gravitation außer Acht, insgesamt zwölf. Das masselose Photon vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung, die massiven Bosonen W^+ , W^- und das Z^0 die schwache Wechselwirkung. Die entsprechenden Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind acht ebenfalls masselose Gluonen unterschiedlicher Farbladung.

Aus theoretischer Sicht ist das Standardmodell eine Eichfeldtheorie, die auf der Eichgruppe $SU(3)_{Color} \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ basiert. Sie enthält die Symmetriegruppe $SU(3)_{Color}$ der starken Wechselwirkung und die Symmetriegruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ der elektroschwachen Wechselwirkung, welche die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung vereint. Die Symmetriegruppe der elektromagnetischen Wechselwirkung $U(1)_{EM}$ stellt dabei eine Untergruppe von $SU(2)_L \times U(1)_Y$ dar.

Der entscheidende Ansatz der Eichfeldtheorie besteht darin, dass zur Erfüllung der Forderung nach lokaler Eichinvarianz der Lagrangedichten Eichfelder eingeführt werden, deren Feldquanten gerade den oben erwähnten Austauschteilchen entsprechen.

Ein in praktischer Hinsicht wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Symmetriegruppen $SU(3)_{Color}$ und $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ist der folgende: Während sich die innerhalb der elektroschwachen Wechselwirkung beschreibbaren Phänomene aufgrund der kleinen Kopplungsstärken quantitativ relativ gut im Rahmen der Störungsrechnung erklären lassen, gelingt dies für die starke Wechselwirkung im Rahmen der pertu-

bativen Quantenchromodynamik nur für sehr hohe Impulsüberträge bzw. Energien. In diesem Falle können die Quarks im Inneren der Hadronen aufgrund der asymptotischen Freiheit wie quasi-freie Teilchen betrachtet werden. Bei kleinen Energien (und damit großen Abständen) ergeben sich starke Beiträge von Feynmandiagrammen höherer Ordnung, was störungstheoretische Berechnungen unmöglich macht.

1.2 Quantenchromodynamik

Wie im vorhergehenden Kapitel angedeutet, übernimmt in der Quantenchromodynamik (QCD) die Farbladung die Rolle der elektrischen Ladung der Quantenelektrodynamik (QED). Dabei koppeln farbgeladene Teilchen an das durch die Gluonen gebildete Feld. Die Gluonen sind die Austauschteilchen dieser Wechselwirkung [Gr96, Ha84]. Im Gegensatz zur QED, wo man es mit nur einer Art von Ladung zu tun hat, existieren in der QCD drei unterschiedliche Farben: Rot, Grün und Blau. In der Sprache der Feynman-Graphen besteht der primitive Vertex der starken Wechselwirkung aus zwei Quarklinien, welche an ein Gluon koppeln. Da auch hier als Pendant zur Erhaltung der elektrischen Ladung eine Farberhaltung gilt, und ein Quark jeweils eine Einheit Farbe trägt, muss das betroffene Gluon zwei Einheiten Farbe tragen. Offensichtlich könnte man aufgrund der drei Farben $3 \times 3 = 9$ unterschiedliche Gluonen erwarten, tatsächlich² existieren aber nur 8.

Da diese Gluonen selbst eine Farbladung tragen, existieren neben den Quark-Gluon-Vertizes auch Gluon-Gluon-Vertizes zwischen entweder drei oder vier Gluonen. Dies hat eine weitreichende, nicht unmittelbar erkennbare Konsequenz. Man betrachte dazu eine punktförmige elektrische Testladung der QED im Vakuum, z. B. ein freies Elektron. Aufgrund der Energie-Zeit-Unschärfe kann diese Ladung Photonen emittieren, welche wiederum in virtuelle Elektron-Positron-Paare übergehen können. Aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung wird die Ladungswolke der virtuellen Teilchen derart polarisiert, dass sich ein Abschirmeffekt ergibt. Die effektive Ladung des Testteilchens ist abhängig vom Abstand und wird zu größeren Abständen hin kleiner als die tatsächliche Ladung.

In der QCD passiert im Prinzip dasselbe, wobei allerdings neben dem Quark-Gluon-Vertex, welcher zu virtuellen Quark-Antiquark-Paaren führt, ebenso die Gluon-Gluon-Vertizes beitragen. Das Zusammenspiel von Quark- und Gluonpolarisation führt dazu, dass die effektive Farbladung des Quarks bei Annäherung nicht, wie bei der elektrischen Ladung der QED, größer wird, sondern statt dessen kleiner. Dieser Umstand wird zu dem Begriff der asymptotischen Freiheit zusammengefasst. Die

²Die Existenz des Farbsinguletts $|9\rangle = (r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})/\sqrt{3}$ [Gr96] würde einen Austausch desselben zwischen anderen Farbsinguletts (nämlich den tatsächlich vorkommenden Teilchen) implizieren und zu einer langreichweitigen Kraft mit starker Kopplung führen, welche jedoch in der Natur nicht beobachtet wird.

unmittelbare Konsequenz ist, dass die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung gar keine Konstante ist, sondern vom Abstand zwischen den wechselwirkenden Teilchen abhängt. Für kleine Abstände (große Impulsüberträge) ist sie so klein, dass sich die Quarks innerhalb eines gebundenen Zustands, wie z. B. einem Nukleon, wie quasifreie Teilchen bewegen können. Das Anwachsen der Kopplung bei großen Abständen führt hingegen zu einem Effekt, welcher kein Pendant in der QED hat: dem sogenannten Quarkeinschluss oder Confinement. Versucht man zwei Quarks zu trennen, so speichert das Gluonfeld zwischen diesen soviel Energie, dass ein weiteres Quark-Antiquark-Paar erzeugt werden kann. Man beobachtet in der Natur daher immer nur nach außen hin farblose Color-Singulett-Zustände und niemals einzelne Quarks. Es sei allerdings angemerkt, dass bisher kein schlüssiger Beweis geliefert wurde, dass die QCD den Quarkeinschluss impliziert. Die Schwierigkeit liegt darin, dass sich der Quarkeinschluss auf das Verhalten der Quark-Quark-Wechselwirkung bei großen Abständen bezieht. Dies ist jedoch gerade der Bereich, in dem der Feynmansche Kalkül, welches die Grundlage der theoretischen Berechnung elementarer Prozesse darstellt, versagt.

Die erlaubten, gebundenen Zustände der QCD lassen sich mit Hilfe der Gruppentheorie bestimmen. Die zugrunde liegende Symmetrie ist dabei die $SU(3)_{Color}$. Aus der Berechnung der Produktdarstellung der Systeme aus Quarks, Antiquarks und Gluonen ergeben sich die physikalisch möglichen Color-Singulett-Zustände, welche im Folgenden aufgelistet sind.

- Mesonen $(q\overline{q})$: Zustände, welche aus einem Quark und einem Antiquark bestehen
- Baryonen (qqq): Aus drei Quarks zusammengesetzte Zustände. Die Antiteilchen sind die Antibaryonen $(\bar{q}\bar{q}\bar{q})$ welche aus den entsprechenden Antiquarks zusammengesetzt sind.
- Gluebälle (gg): Neben den aus Quarks bestehenden, farbneutralen Zuständen sind theoretisch aufgrund der Farbladung der Gluonen auch Color-Singulett-Zustände möglich, welche ausschließlich aus Gluonen aufgebaut sind. Die eindeutige Identifizierung eines Teilchens als Glueball steht bislang noch aus.
- Hybride $(q\overline{q}g)$: Zustände, bei denen das bindende Gluonfeld angeregt ist und somit zur Teilcheneigenschaft beiträgt. Auch ein solches wurde bis heute noch nicht eindeutig identifiziert.
- Multiquark–Zustände ($q\overline{q}q\overline{q}$, $qqqq\overline{q}$, qqqqqq, ...): Zustände, die gegenüber den Mesonen und Baryonen zusätzliche Quarks bzw. Antiquarks enthalten. Neben Multiquark–Zuständen, in denen die Quarks keine erkennbaren Substrukturen bilden, sind auch molekülartige Zustände denkbar. Zum aktuellen Zeitpunkt wird beispielsweise die von der BABAR–Kollaboration entdeckte Resonanz $D_{sJ}^{\pm}(2317)$ als ein mögliches D–K–Molekül diskutiert [Au03, Ba03].

Obwohl die letztgenannten Zustände wie Gluebälle, Hybride und Multiquarks theoretisch möglich sind, wurde einzig im mesonischen und baryonischen Sektor eine Fülle von Zuständen entdeckt und im Rahmen der $SU(3)_{flavour}$ klassifiziert. Trotz der vermeintlich einfachen Struktur der Mesonen im Quarkbild ist dennoch Klärungsbedarf bezüglich der Kopplung dieser Teilchen an die Ströme der schwachen Wechselwirkung vorhanden. Für spezielle Fälle wird diese Kopplung in den hier diskutierten Reaktionen untersucht.

1.3 Vektordominanz in Heavy–Flavour–Zerfällen

1.3.1Vektor-Meson-Dominanz

Der Begriff der Vektordominanz wurde ursprünglich im Rahmen der elektromagnetischen Wechselwirkung eingeführt. Die Idee basiert auf der Feststellung, dass die Photonen als Vermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung in Streuexperimenten bei hohen Energien zum Teil hadronische Eigenschaften zeigen [Fr00]. Die Begründung ist darin zu suchen, dass ein Photon zwischenzeitlich im Rahmen der Unbestimmtheitsrelation $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ virtuelle Quark-Antiquark-Paare erzeugen kann. Die Produktion reeller Paare ist dabei nur unter Beteiligung eines anderen Teilchens oder Kerns möglich. Dieses virtuelle Paar bzw. virtuelle Teilchen muss die gleichen Quantenzahlen wie das Photon besitzen und kann mit der Energie ΔE nur für die Zeit $\hbar/\Delta E$ existieren. Das leichteste Teilchen mit den entsprechenden Quantenzahlen $J^P = 1^-$ ist das $\rho(770)^0$ -Meson. Die Zustandsfunktion eines reellen Photons kann demnach durch

$$|\gamma\rangle = c_0 |\gamma_0\rangle + c_h |h\rangle \tag{1.1}$$

angegeben werden. Hier ist $c_0 | \gamma_0 \rangle$ der rein elektromagnetische Anteil des Photons, $c_h |h\rangle$ entspricht dem hadronischen Anteil (Hadronenwolke). Der relative hadronische Anteil des Photons c_h/c_0 steigt dabei mit größer werdender Photonenergie. Der experimentelle Nachweis ist gegeben durch die Messung des totalen Absorptionsquerschnitts von Photonen an Nukleonen. Sollte das Photon im Wesentlichen mit der elektrischen Ladung wechselwirken, so wäre ein sehr unterschiedlicher Wert für diesen Wirkungsquerschnitt für Protonen und Neutronen zu erwarten. Man beobachtet jedoch sehr ähnliche Werte, wobei die Differenz mit steigender Photonenergie sogar noch kleiner wird. Dies deutet gerade darauf hin, dass bei diesen Energien der hadronische Anteil des Photons bereits dominiert, da tatsächlich die Hadron-Protonund Hadron-Neutron-Wirkungsquerschnitte ungefähr gleich sind. Das Problem ist nun allerdings, den hadronischen Anteil

$$|h\rangle = \sum_{n} c_n |n\rangle \quad \text{mit}$$
 (1.2)

$$|h\rangle = \sum_{n} c_n |n\rangle \quad \text{mit}$$

$$|c_0|^2 + \sum_{n} |c_n|^2 = 1 \quad (1.3)$$

exakt zu berechnen, da es keine allgemeine Theorie gibt, welche dies erlaubt. Kein Modell beschreibt gegenwärtig alle Experimente, aber das Vektor–Dominanz–Modell (VMD= $Vector\ Meson\ Dominance$) ist in vielen Fällen verhältnismäßig erfolgreich. Es wurde von Sakurai eingeführt [Sa69] und beruht auf der Annahme, dass die leichtesten Vektormesonen ρ , ω und ϕ in der Summe der Gleichung (1.2) die einzigen hadronischen Zustände von Bedeutung sind. Daher treten nur drei Matrixelemente auf, deren genäherte Werte experimentell durch die Erzeugung von Vektormesonen bestimmt werden können.

1.3.2 Schwache Heavy–Flavour–Zerfälle

Betrachtet man die schwachen Zerfälle von D- und B-Mesonen, so fällt auf, dass die Verzweigungsverhältnisse von quasi-Zweikörperzerfällen³ der Form $D \to a_1(1260)^{\pm}X$ oder $B \to a_1(1260)^{\pm}X$ vergleichbar sind mit den Werten für Zerfälle in die Endzustände $\rho(770)^{\pm}X$ und $\pi^{\pm}X$. Im Gegensatz dazu sind die beobachteten Verzweigungsverhältnisse in den Kanälen $a_2(1320)^{\pm}X$ und $a_1^0(1260)X$ um ca. eine Größenordnung kleiner. Im einfachen Quark-Modell sind die Mesonen a_1 und a_2 angeregte P-Wellen-Zustände des $q\bar{q}$ -Systems, welche sich nur in der Spin- bzw. Bahndrehimpuls-Kopplung unterscheiden. Dennoch sind die schwachen Kopplungen dieser Zustände sehr unterschiedlich, da das a_1^{\pm} an den schwachen Axial-Vektor-Strom in derselben Weise koppelt wie das ρ^{\pm} an den schwachen Vektor-Strom. Das Spin-2 Tensormeson a_2 und das neutrale a_1^0 können nicht direkt an das W^{\pm} koppeln.

In diesem Zusammenhang ist es naheliegend zur Beschreibung ein Vektor-Dominanz-Modell zu postulieren [Lip01], welches insofern dem in Kap. 1.3.1 beschriebenen Modell ähnelt, dass auch hier das Austauschboson vermehrt Eigenschaften hadronischer Natur besitzt.

Das Modell beschreibt Zerfälle, in denen der Anfangszustand i durch Abstrahlung eines W^{\pm} in den Endzustand f zerfällt, wobei das W^{\pm} vornehmlich in ein geladenes Vektor-, Axialvektor- oder pseudoskalares Meson M^{\pm} übergeht, also

$$i \to f + W^{\pm} \to f + M^{\pm} \qquad . \tag{1.4}$$

Für die Cabibbo-bevorzugten B- und D-Zerfälle, in denen die Abstrahlung des W^\pm -Bosons nur zu einem Flavour-Übergang innerhalb der Quarkgeneration (siehe Kap. 1.1) führt, postuliert das Vektor-Dominanz-Modell für die Zerfallswahrscheinlichkeit die Faktorisierung

$$D(c\overline{q}) \rightarrow (W^+s)\overline{q} \rightarrow [s\overline{q} \rightarrow M(s\overline{q})]_S \cdot (W^+ \rightarrow M^+)_W \rightarrow M(s\overline{q})M^+$$
 (1.5)

$$B(\overline{b}q) \rightarrow (W^+\overline{c})\overline{q} \rightarrow [\overline{c}q \rightarrow M(\overline{c}q)]_S \cdot (W^+ \rightarrow M^+)_W \rightarrow M(\overline{c}q)M^+$$
, (1.6)

 $^{^3}$ Zerfälle, bei denen eines oder beide Tochterteilchen eine kurzlebige Resonanz darstellen, werden, da man praktisch nur die Zerfallsprodukte dieser sekundären Resonanzen direkt nachweisen kann, als quasi-twobody-decays (also quasi-Zweikörperzerfälle) bezeichnet.

M^+	$D^0 o K^- M^+$	$D^+ o \overline{K}{}^0 M^+$	$D^0 o K^{*-}M^+$	$D^+ o \overline{K}^{*0} M^+$
$a_1(1260)^+$	$7,2 \pm 1,1 \%$	$8,1 \pm 1,7 \%$		
$a_2(1320)^+$	< 0,19 %	< 0,3 %		
$\rho(770)^{+}$	$10.2 \pm 0.9\%$	$6.6\pm2.5\%$	$6.5\pm2.6\%$	$2.1\pm1.4\%$
π^+	$3,\!80\pm0,\!09\%$	$2,77\pm0,18\%$	$6,0 \pm 0,5 \%$	$1{,}92 \pm 0{,}19\%$

Tabelle 1.1: Verzweigungsverhältnisse für D-Zerfälle in Vektor-Dominanz-Kanäle.

wobei die Indizes S und W den starken bzw. schwachen Formfaktor bezeichnen, das Zuschauerquark q die Flavour u, d, s oder c hat und die Ausdrücke der Form M(xy)Mesonen mit den Konstituenten x und y darstellen. Die charmhaltigen Mesonen D^+ , D^0 und D_s sowie die bottomhaltigen Mesonen B^+ , B^0 , B_s und B_c unterscheiden sich hier nur durch die Flavour des Zuschauerquarks q. Mit einfachen Worten wird die Übergangswahrscheinlichkeit des Zerfalls (1.4) maßgeblich durch die Kopplung $(W^+ \to M^+)$ bestimmt, welche unabhängig vom Anfangszustand i und Endzustand f ist. Die Werte für die Verweigungsverhältnisse der verschiedenen Zerfallsmoden von D-Mesonen in Tabelle 1.1 zeigen, dass die entsprechenden Zerfälle in die vom Vektor-Dominanz-Modell bevorzugten Kanäle in der Region von einigen Prozent liegen, während Zerfälle mit dem $a_2(1320)$ im Endzustand demgegenüber um mindestens eine Größenordnung unterdrückt sind.

Obwohl es bereits seit beträchtlicher Zeit theoretische Arbeiten zu diesem Thema gibt [Le71], welche die entsprechenden Kopplungen an den Vektor- und Axialvektorstrom in Relation setzen, ist der theoretische Zusammenhang nicht vollständig geklärt.

Aus phänomenologischer Sicht ist aber tatsächlich solch eine Relation bezüglich der Kopplung des W^{\pm} an Vektor-bzw. Axialvektor-Mesonen zu beobachten.

Bei allen Zerfällen der Art (1.4), in welchen das W^{\pm} in ein a_1^{\pm} , ρ^{\pm} oder π^{\pm} hadronisiert, scheint insbesondere für die Kopplung an diese Zustände universell der Zusammenhang

$$\frac{\mathcal{B}(i \to f\pi^{+})}{\mathcal{B}(i \to f\rho^{+})} \equiv [if\pi] \approx \left| \frac{W^{+} \to \pi^{+}}{W^{+} \to \rho^{+}} \right|^{2} \tag{1.7}$$

$$\frac{\mathcal{B}(i \to fa_{1}^{+})}{\mathcal{B}(i \to f\rho^{+})} \equiv [ifa_{1}] \approx \left| \frac{W^{+} \to a_{1}^{+}}{W^{+} \to \rho^{+}} \right|^{2}$$

$$\frac{\mathcal{B}(i \to f a_1^+)}{\mathcal{B}(i \to f \rho^+)} \equiv [if a_1] \approx \left| \frac{W^+ \to a_1^+}{W^+ \to \rho^+} \right|^2 \tag{1.8}$$

für alle Anfangszustände i und alle Endzustände f mit der entsprechenden Phasenraumkorrektur zu gelten. Hierbei ist der Ausdruck [if X] nur als abkürzende Schreibweise für das entsprechende relative Verzweigungsverhältnis zu verstehen. Das Symbol \mathcal{B} steht für den Wert des Verzweigungsverhältnisses des entsprechenden Zerfalls. Das relative Verzweigungsverhältnis ist praktisch nur durch das Verhältnis der Ubergangswahrscheinlichkeiten des W-Bosons selbst gegeben.

Bei den Zerfallskanälen, für welche Daten zur Verfügung stehen, ergeben sich für die vom Vektor-Dominanz-Modell favorisierten Zerfälle die phasenraumkorrigierten⁴ Werte

welche damit mehr als eine Größenordnung höher liegen als die oberen Limits

$$[D^0K^-a_2^+] < 0.019 \pm 0.002$$
 und $[D^+\overline{K}{}^0a_2^+] < 0.045 \pm 0.017$

für Zerfälle mit einem $a_2(1320)^\pm$ im Endzustand. Diese beeindruckende Übereinstimmung der den Gleichungen (1.7) und (1.8) entsprechenden Werte in solch unterschiedlichen Zerfällen legt eine weitere Untersuchung nahe, wobei zum einen eine Reduktion der Fehler bei den a_1^\pm -Daten anzustreben ist, zum anderen aber auch nach weiteren Zerfallsmoden gesucht werden sollte. Insbesondere im Bereich der D_s^\pm -Zerfälle ist die Existenz von Zerfallskanälen wie z. B. $D_s^\pm \to \omega a_1^\pm$ oder $D_s^\pm \to \phi a_1^\pm$ mit relativ großen Verzweigungsverhältnissen zu erwarten [Lip03].

1.3.3 Der Zerfall $D_s^\pm o \phi(1020) \, a_1(1260)^\pm$

Aus den im vorhergehenen Kapitel genannten Gründen ist es interessant, den Zerfallskanal $D_s^{\pm} \to \phi \, a_1(1260)^{\pm}$ nachzuweisen und das Verzweigungsverhältnis zu messen, um die in (1.7) und (1.8) formulierten Vorhersagen auch in D_s^{\pm} -Zerfällen überprüfen zu können.

Zur Rekonstruktion des $\phi(1020)$ bietet es sich an, den dominanten Zerfallskanal $\phi(1020) \to K^+K^-$ auszunutzen, welcher eine Partialbreite von $\Gamma(K^+K^-)/\Gamma_{tot} = 49.2 \pm 0.6$ % besitzt [PDG02]. Die geringe Gesamtbreite $\Gamma_{\phi} = 4.26 \pm 0.05$ MeV/ c^2 des ϕ , sowie die Identifikation der Kaonen sorgen aus technischer Sicht für zusätzliche Kriterien der Selektion, welche den kombinatorischen Untergrund unterdrücken.

Der direkte Nachweis des $a_1(1260)^{\pm}$ hingegen ist schwierig, da diese Resonanz eine sehr große Gesamtbreite von $\Gamma_{a_1(1260)} \approx 250...600$ MeV/ c^2 aufweist, welche zudem nicht genau bekannt ist. So ergaben die Messungen, welche auf der hadronischen Produktion des $a_1(1260)$ beruhen, durchweg Breiten zwischen 250 MeV/ c^2 und maximal 400 MeV/ c^2 (siehe [An92]), wohingegen in Messungen des $a_1(1260)$ in der Reaktion $\tau \to a_1(1260)\nu_{\tau} \to \rho(770)\pi\nu_{\tau}$ die Breite teilweise zu über 600 MeV/ c^2

⁴Die Phasenraumkorrektur wird in Kap. 5.4.1 erläutert.

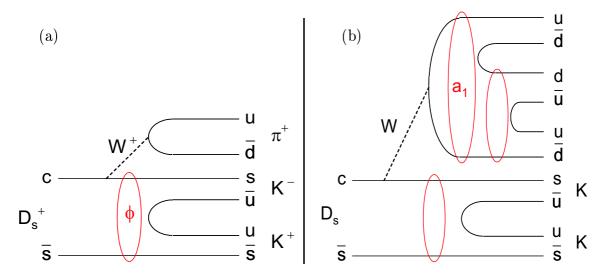


Abbildung 1.1: Dominanter Feynman–Graph des Zerfalls $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$ (a) und der entsprechende Feynman–Graph für den Zerfall $D_s^{\pm} \to \phi a_1^{\pm}$ (b).

bestimmt wurde [Ac97]. Auch ist es bis dato nicht klar, ob die Linienform mit einer Breit-Wigner-Verteilung adäquat beschreibbar ist. Eine spezielle Problematik im Nachweis des Zerfalls $D_s^\pm \to \phi \, a_1(1260)^\pm$ ergibt sich außerdem durch das zur Verfügung stehende Phasenraumvolumen. Die Massendifferenz

$$\Delta m = m_{D_{z}^{\pm}} - m_{\phi(1020)} = (1968.5 - 1019.5) \text{ MeV}/c^{2} = 976.0 \text{ MeV}/c^{2}$$
 (1.9)

stellt offensichtlich eine obere Grenze für die invariante Masse des in diesem Kanal rekonstruierten $a_1(1260)$ dar. Aufgrund der oben angesprochenen großen Breite der Resonanz kann zwar eine Produktion unterhalb der Massenschwelle erwartet werden, jedoch kann die gesamte Linienform wegen dieser Einschränkung nicht beobachtet werden.

Obwohl die genauen Partialbreiten des $a_1(1260)$ für die unterschiedlichen Zerfallskanäle bisher nicht genau bestimmt werden konnten, scheint der Kanal $a_1(1260) \rightarrow \rho(770)\pi$ einen dominanten Beitrag zu liefern. Es ist daher naheliegend, den Zerfallsbaum

$$a_1(1260)^{\pm} \to \rho(770)^0 \pi^{\pm} \to \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$$
 (1.10)

zu rekonstruieren. Der entsprechende Feynman-Graph dieser Reaktion ist in Abbildung 1.1b dargestellt.

Ziel der Arbeit ist daher, zunächst das Verzweigungsverhältnis

$$\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi(1020)\pi^+\pi^-\pi^{\pm})$$
 (1.11)

zu bestimmen. Aufgrund der nicht bekannten Produktionsrate von D_s^\pm -Mesonen aus Fragmentationsereignissen wird dieser Wert relativ zum Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $D_s^\pm \to \phi \, \pi^\pm$ bestimmt. Abbildung 1.1a zeigt den dominanten Feynman-Graphen dieses Zerfalls. Eine anschließende Untersuchung des Drei-Pion-Systems

kann Aufschluss über das Auftreten des Zerfalls $D_s^\pm \to \phi(1020)\,a_1(1260)^\pm,$ sowie dessen Häufigkeit geben.

Kapitel 2

BABAR

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse basieren auf Daten, welche mit dem Detektor des BABAR-Experimentes aufgenommen wurden. Im folgenden Kapitel sollen neben der Zielsetzung des Experiments auch der Detektor und der Beschleuniger näher erläutert werden. Zudem finden sich Informationen über die Form der Datenspeicherung und -aufbereitung sowie über das Analyse-Framework BE-TA, welches speziell für dieses Experiment erstellt wurde und standardisierte und einfach zu benutzende Methoden zur Datenauswertung bereitstellt.

2.1 Das Experiment

Wie bereits seit den fünfziger Jahren bekannt, ist die schwache Wechselwirkung die einzige der vier bekannten elementaren Wechselwirkungen, welche einige Symmetrien verletzt, welche bis dahin für Erhaltungssymmetrien gehalten wurden. Hierbei war zunächst im Jahr 1956 die Nichterhaltung der Parität \mathcal{P} (Spiegelung am Koordinatenursprung des Ortsraums) in einem Experiment von Wu et al. nachgewiesen worden. Andere Experimente in späteren Jahren bestätigten dies. Desweiteren gelang der Nachweis der Verletzung bezüglich der Teilchen-Antiteilchen Symmetrie \mathcal{C} . Bis dahin galt aber zumindest die kombinierte Symmetrie \mathcal{CP} als Erhaltungssymmetrie. Jedoch gelang im Jahr 1964 auch hier der Nachweis der Symmetrieverletzung im System der neutralen Kaonen.

Die phänomenologische Einbettung dieser Symmetriebrechung in das Standardmodell geschieht durch die Einführung der unitären Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix (kurz CKM-Matrix), welche die Rotation

$$\begin{pmatrix}
|d'\rangle \\
|s'\rangle \\
|b'\rangle
\end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix}
V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\
V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\
V_{td} & V_{ts} & V_{tb}
\end{pmatrix}}_{V_{CKM}} \cdot \begin{pmatrix}
|d\rangle \\
|s\rangle \\
|b\rangle
\end{pmatrix}$$
(2.1)

der schwachen Quark–Eigenzustände gegenüber den Eigenzuständen der starken Wechselwirkung beschreibt [PDG02]. Beispielsweise ergeben sich die Transformationen für ein d–Quark und das entsprechende Antiquark \bar{d} damit zu

$$|d'\rangle = V_{ud}|d\rangle + V_{us}|s\rangle + V_{ub}|b\rangle \quad \text{und}$$
 (2.2)

$$|\bar{d}'\rangle = V_{ud}^*|\bar{d}\rangle + V_{us}^*|\bar{s}\rangle + V_{ub}^*|\bar{b}\rangle . \tag{2.3}$$

Sind die Matrixelemente V_{ij} nicht rein reell, dann ergibt sich ein unterschiedliches Mischverhalten und damit eine unterschiedliche Kopplung der schwachen Wechselwirkung an Quarks und Antiquarks, welche zur Symmetriebrechung führt.

Im Gegensatz zu dem nur sehr schwachen Effekt im System der Kaonen wurde im System der B-Mesonen eine wesentlich stärkere \mathcal{CP} -Verletzung erwartet, die mittlerweile auch gemessen worden ist [Au02]. Die Bestimmung der Stärke dieser Symmetriebrechung stellte die Hauptmotivation für die Errichtung sogenannter B-Fabriken dar.

Das PEP-II Speicherringsystem entspricht in Kombination mit dem BABAR-Experiment gerade einer solchen B-Fabrik. Um die \mathcal{CP} -Verletzung systematisch studieren zu können, werden kohärente $B\overline{B}$ -Paare benötigt. Als Quelle bietet sich die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz an, welche hauptsächlich in derartige Paare zerfällt. Zur Anregung dieser Resonanz werden Elektronen und Positronen mit Energien von 9 GeV bzw. 3,1 GeV zur Kollision gebracht, sodass deren effektive Schwerpunktsenergie genau an der Produktionsschwelle des $\Upsilon(4S)$ liegt. Die unterschiedlichen Energien der Strahlteilchen führen zu einer Bewegung des Massenschwerpunkts gegenüber dem Laborsystem. Dieser sogenannte boost ermöglicht eine räumliche Trennung der Zerfallsorte der beiden Mesonen, sofern diese zu unterschiedlichen Zeitpunkten zerfallen, womit sich die zeitliche Asymmetrie zwischen B- und \overline{B} -Zerfällen ermitteln lässt.

Neben der Messung der \mathcal{CP} -Verletzung ermöglicht das Design des BABAR-Detektors die Bestimmung einiger Elemente der CKM-Matrix, sowie daraus abgeleiteter Größen. Dies erlaubt nicht nur eine Verifikation des Standardmodells, sondern ebenso eine (partielle) Falsifikation, womit sogar die Tür zu neuer Physik¹ aufgestoßen werden könnte.

Aufgrund der hervorragenden Instrumentierung des Detektors (siehe nächstes Kapitel) sind neben der B-Physik auch andere Bereiche der Teilchenphysik experimentell zugänglich. Hier sind im Wesentlichen die Physik mit τ -Leptonen, $\gamma\gamma$ -Physik sowie die Charmphysik zu nennen, wobei letztere die Grundlage für die vorliegende Arbeit darstellt.

¹Der Begriff "Neue Physik" umschließt hier alles, was sich nicht im Rahmen des Standardmodelles beschreiben lässt.

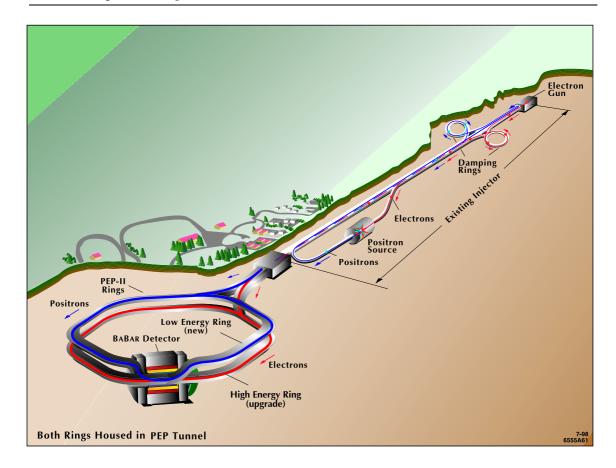


Abbildung 2.1: Schematischer Lageplan des PEP-II-Speicherrings und der Linearbeschleunigeranlage am Stanford Linear Accelerator Center.

2.2 Der Speicherring PEP-II

Der asymmetrische Speicherring PEP-II befindet sich auf dem Gelände des Stanford Linear Accelerator Centers (SLAC) in Menlo Park, Kalifornien, U.S.A. Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung dieser Anlage. Sie besteht aus zwei unabhängigen, übereinander liegenden Speicherringen, welche im PEP² Tunnel untergebracht sind. Der Hochenergiering (HER=High Energy Ring), in welchem Elektronen mit Energien von 9 GeV gespeichert werden, ist eine Erweiterung des bis dahin existierenden PEP-Rings; der Niederenergiering (LER=Low Energy Ring), welcher neu konstruiert und im Jahr 1998 fertiggestellt wurde, speichert Positronen der Energie 3,1 GeV. Die Strahlteilchen werden dabei von der Linearbeschleunigeranlage in die Ringe eingespeist und in der Wechselwirkungszone innerhalb des BABAR-Detektors zur Kollision gebracht. Die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie beträgt hierbei 10,58 GeV. Bei dieser Energie ist die Produktion der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz begünstigt, welche mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 96% in ein kohärentes $B\overline{B}$ -Paar, zur Hälfte in den geladenen Kanal B^+B^- , zur anderen

²Positron–Electron–Project

Hälfte in den neutralen Kanal $B^0\overline{B}^0$ zerfällt. Letzterer ist von besonderem Interesse für die Untersuchung der \mathcal{CP} -Verletzung durch Mischung der Zustände. Zur korrekten Zuordnung der flavour der beiden Mesonen und der Bestimmung der zeitlichen Zerfalls-Asymmetrie ist eine zeitliche Trennung der beiden Zerfallsvertizes nötig. Die Energien der Strahlteilchen sind zu diesem Zweck so gewählt, dass ein boost von $\beta\gamma=0,56$ ensteht, welcher für eine genügend große räumliche Trennung sorgt, aus welcher die relative Zeitdifferenz der Zerfälle abgeleitet werden kann.

Im Jahr 1999 hat PEP-II den regulären Betrieb aufgenommen und inzwischen die Design-Luminosität von $\mathcal{L} = 3 \cdot 10^{33} \, \mathrm{cm}^{-2} \, \mathrm{s}^{-1}$ überschritten.

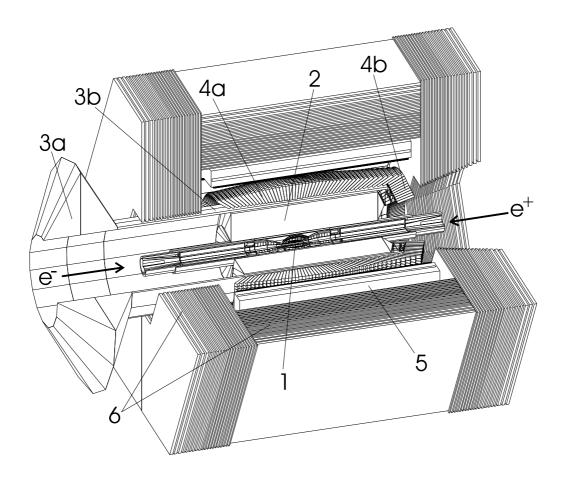


Abbildung 2.2: Der *BABAR*-Detektor und seine Subsysteme: (1) Vertex-Detektor, (2) Driftkammer, (3) Čerenkov-Detektor (a: Ausleseeinheit, b: Quarzstäbe), (4) Elektromagnetisches Kalorimeter (a: Barrel, b: Endkappe), (5) Solenoid, (6) Instrumentiertes Eisenjoch.

2.3. Der Detektor

2.3 Der Detektor

Schwerpunkt des Detektordesigns war es, den durch die Aufgabenstellung gegebenen hohen Anforderungen bezüglich Vertex- und Impulsauflösung sowie Teilchenidentifikation zu genügen. Hierzu ist der Detektor mit hochsensitiven und zum Teil neuartigen Messinstrumenten ausgestattet. Zylindersymmetrisch um den Wechselwirkungspunkt von innen nach außen sind dies [Bo98]

- 1. Vertex-Detektor (SVT=Silicon Vertex Tracker)
- 2. Driftkammer (DCH=Drift Chamber)
- 3. Čerenkov–Detektor (DIRC=Detektor for Internaly Reflected Cherenkov Light)
- 4. Kalorimeter (EMC=Electromagnetic Calorimeter)
- 5. Supraleitender Solenoid-Magnet (MAG=Magnet)
- 6. Instrumentiertes Eisenjoch (IFR=Instrumented Flux Return)

Abbildung 2.2 zeigt eine schematische Darstellung des Detektors und seiner Subsysteme, welche im einzelnen in den nachfolgenden Abschnitten näher beschrieben werden.

2.3.1 Der Silizium-Vertex-Detektor (SVT)

Zur räumlichen Trennung der Zerfallsorte der beiden kohärenten B–Mesonen ist eine präzise Rekonstruktion der Zerfallsvertizes mit einer Auflösung von ca. 100 μ m unabdingbar. Diese Maßgabe war das vorrangige Designziel bei der Konstruktion der hier beschriebenen Detektorkomponente.

Der Vertex–Detektor ist aus fünf Lagen, doppelseitig auslesbarer Siliziumstreifendetektoren aufgebaut, welche konzentrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordnet sind. Hierbei sind die drei innersten, aus jeweils sechs Modulen zusammengesetzten Lagen zylinderförmig, während die zwei äußeren Lagen, welche aus 16 bzw. 18 Modulen bestehen, zu den Enden hin konisch abgewinkelt sind, um den geometrischen Akzeptanzbereich zu erhöhen, wie in Abbildung 2.3 zu erkennen ist. Beim Durchtritt eines geladenen Teilchens wird aus den gemessenen Druchstoßpunkten die Trajektorie des Teilchens rekonstruiert und in die Wechselwirkungszone extrapoliert. Die Auflösung der einzelnen Lagen ist ca. 15 μ m, so dass sich eine effektive Auflösung von ungefähr 90 μ m am Wechselwirkungspunkt ergibt.

Uber die Vertexrekonstruktion hinaus ist die Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx geladener Teilchen möglich, welche in Kombination mit der Impulsmessung bei der Identifikation leichter Hadronen, wie Pionen und Kaonen mit Impulsen unter $0.8 \, \text{GeV}/c$, eine wichtige Rolle spielt.

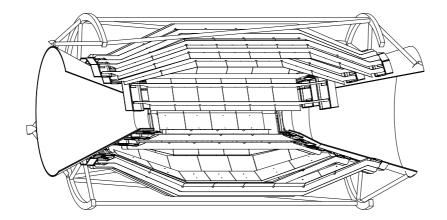


Abbildung 2.3: Der Vertex-Detektor

Die azimutale Winkelabdeckung des Vertex-Detektors beträgt $17^{\circ} < \vartheta < 150^{\circ}$ bezüglich der Strahlachse, was im Schwerpunktsystem einer Raumwinkelabdeckung von ca. 91% entspricht.

2.3.2 Die Driftkammer (DCH)

Das den Vertex-Detektor direkt umschließende System ist die Driftkammer, deren Aufgabe in der Messung der zur Spurrekonstruktion nötigen Ortsinformationen der Teilchentrajektorien besteht. Die Driftkammer ist innerhalb des vom Solenoiden erzeugten Magnetfeldes plaziert, sodass sich geladene Teilchen auf gekrümmten Bahnen bewegen, aus deren Helixparametern sich die Teilchenimpulse und Ladungen bestimmen lassen. Die untere Impulsschwelle liegt bei einem Transversalimpuls von $0.1~{\rm GeV}/c$. Neben der Spurrekonstruktion und der Impulsmessung ist auch, wie im Fall des Vertex-Detektors, die Bestimmung des spezifischen Energieverlustes möglich, welcher zur Identifikation geladener Teilchen herangezogen wird.

Die Driftkammer ist ein 2,8 m langer Zylinder mit einem Innenradius von 23,6 cm und einem Außenradius von 80,9 cm (Abbildung 2.4), dessen Begrenzungswandungen aus Beryllium und Kohlenstofffaser gefertigt sind, um die Massenbelegung der inaktiven Bauteile zu minimieren. Im Inneren der Kammer sind die 20 μ m dicken Signaldrähte aus goldbedampftem Wolfram und die 120 μ m bzw. 80 μ m dicken potentialbildenden Drähte aus goldbeschichtetem Aluminium so angeordnet, dass eine Struktur von 7104 hexagonalen Driftzellen entsteht. Die Kammer wird mit einem Gasgemisch aus Helium und Isobutan mit einem Mischverhältnis von 4:1 betrieben, welches zu kurzen Driftzeiten bei minimalem Materialeinsatz führt und somit eine gute Auflösung bei der Orts– und Energieverlustmessung ermöglicht.

Im Idealfall, d. h. bei Teilchen, welche die Kammer komplett durchfliegen, erhält man 40 Positionsmesswerte mit einer Ortsauflösung von ca. 140 μ m. Für transversale

2.3. Der Detektor

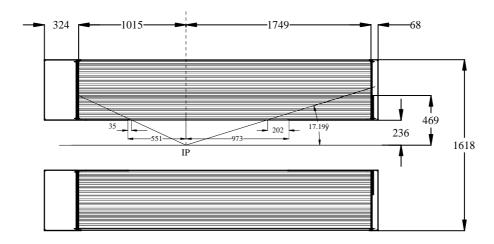


Abbildung 2.4: Aufbau der Driftkammer (Längenmaße in mm)

Impulse im Bereich $0.2\,\mathrm{GeV}/c < p_t < 2.8\,\mathrm{GeV}/c$ ergibt sich hiermit die relative Impulsauflösung zu

$$\sigma_{p_t}/p_t = 0.21\% + 0.14\% \cdot p_t [\text{GeV/}c].$$

Der konstante Anteil rührt hierbei von Vielfachstreuungen der Teilchen her.

2.3.3 Der Čerenkov-Detektor (DIRC)

Das Funktionsprinzip dieses Detektors beruht auf dem Čerenkov–Effekt. Dieser führt dazu, dass geladene Teilchen, welche sich in einem Medium mit Brechungsindex n bewegen, dessen Atome zur Abstrahlung von kohärenten, elektromagnetischen Wellen anregen, wenn die Teilchengeschwindigkeit v größer als die Lichtgeschwindigkeit $c_n = c_0/n$ in diesem Medium ist. In diesem Fall schließt die Wellenfrontnormale der abgestrahlten Wellen mit der Bewegungsrichtung des Teilchens den Čerenkovwinkel

$$\Theta_C = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right)$$

ein.

Der die Driftkammer umgebende Čerenkov-Detektor stellt im Gegensatz zu den anderen Komponenten ein neuartiges Detektorkonzept dar. Als Radiator dient eine Struktur aus 144 Quarzstäben mit dem Brechungsindex n=1,472, welche in Form eines zwölfseitigen Polygons zylindrisch um die Strahlachse angeordnet sind (siehe Abbildung 2.2). Die beim Durchtritt eines geladenen Teilchens erzeugten Čerenkovphotonen werden durch Totalreflektion in die am rückwärtigen Ende des Detektors platzierte Auswerteeinheit (stand-off-box) transportiert, um dort mit ca. 11000 Photomultipliern nachgewiesen zu werden. Um auch die in Vorwärtsrichtung erzeugten Photonen nachweisen zu können, sind die vorderen Stirnflächen der

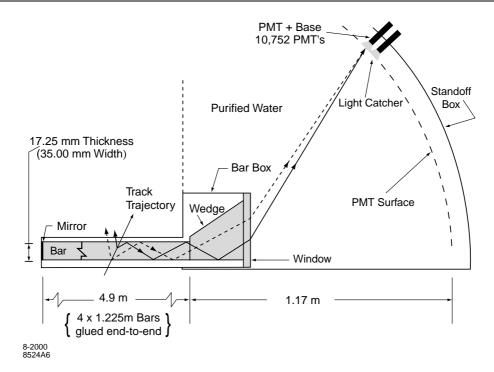


Abbildung 2.5: Funktionsprinzip des Čerenkov-Detektors.

Quarzstäbe verspiegelt. Diese dienen dabei sowohl als aktives Detektormaterial, als auch als Transportmedium. Der Lichttransport erfolgt hierbei winkelerhaltend, was eine extrem hohe Qualität der Oberflächen erfordert, da bereits kleinste Unebenheiten die Auflösung verschlechtern. Aus den in der Auswerteeinheit erzeugten Mustern und dem sich daraus ergebenden Öffnungswinkel des Lichtkegels kann direkt die Geschwindigkeit der durchtretenden Teilchen bestimmt werden. Eine grafische Darstellung des Funktionsprinzips findet sich in Abbildung 2.5.

Aufgrund der durch das Magnetfeld hervorgerufenen Bahnkrümmung geladener Teilchen benötigen diese einen Mindestimpuls $p>0.25~{\rm GeV/}c$ um den Detektor zu erreichen. Die Winkelauflösung für ein einzelnes Čerenkov–Photon beträgt ca. 9 mrad, die geforderte Auflösung von 2 mrad für die Trennung von Pionen und Kaonen mit Impulsen von 4 ${\rm GeV/}c$ kann aber trotzdem durch die Kombination mehrerer Photonen erreicht werden. Dieser Detektor stellt damit das wichtigste Instrument zur Identifikation geladener Teilchen mit hohen Impulsen dar.

2.3.4 Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC)

Die primäre Aufgabe des Kalorimeters besteht im Nachweis von Photonen, Elektronen und Positronen. Beim Eintritt derartiger Teilchen in das Material des Kalorimeters deponieren diese nahezu ihre gesamte Energie in Form eines elektromagnetischen Schauers, d.h. einer Photon-Elektron-Kaskade. Einziger Unterschied ist die den Schauer auslösende Wechselwirkung. Bei Photonen ist dies die Erzeugung ei-

2.3. Der Detektor

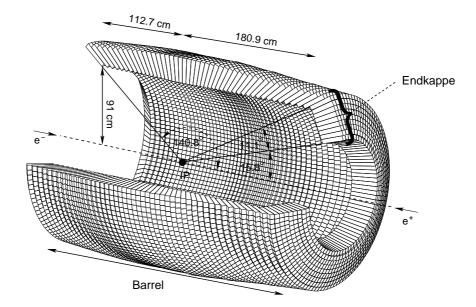


Abbildung 2.6: Perspektivische Darstellung der Kristallanordnung des elektromagnetischen Kalorimeters.

nes Elektron-Positron-Paares im elektrischen Feld der Atome, bei Elektronen bzw. Positronen, welche im Gegensatz zu den massiveren, geladenen Teilchen aufgrund ihres hohen Ladungs- zu Massenverhältnises kaum durch Ionisation wechselwirken, die Abstrahlung eines Bremsstrahl-Photons.

Die mittels des Kalorimeters zugänglichen Messgrößen sind zum einen die Energiedeposition, zum anderen die Richtung des wechselwirkenden Teilchens. Das Kalorimeter ist aus einem zylinderförmigen Barrel bestehend aus 5760 Szintillationskristallen und einer in Vorwärtsrichtung montierten, konisch geformten Endkappe, welche aus 820 Kristallen aufgebaut ist, zusammengesetzt (Abb. 2.6). Das gewählte Szintillationsmaterial ist mit Thallium dotiertes Cäsiumiodid; die einzelnen Kristalle haben eine Länge zwischen 29,5 cm und 32,5 cm, was 16 - 17,5 Strahlungslängen X_0 in diesem Material entspricht.

Das Messintervall bezüglich der Energie der Teilchen deckt etwa den Bereich zwischen $10\,\mathrm{MeV}$ und $10\,\mathrm{GeV}$ ab, wobei die Auflösung für Teilchen mit Trajektorien senkrecht zur Strahlachse durch

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1\%}{\sqrt[4]{E[\text{GeV}]}} \oplus 1.2\%$$

gegeben ist. Die Winkelauflösung ist unter anderem durch die Granularität des Kalorimeters und den Abstand der Kristalle zum Wechselwirkungspunkt begrenzt und beträgt

$$\sigma_{\theta,\phi} = \frac{3 \text{ mrad}}{\sqrt{E[\text{ GeV}]}} + 2 \text{ mrad}.$$

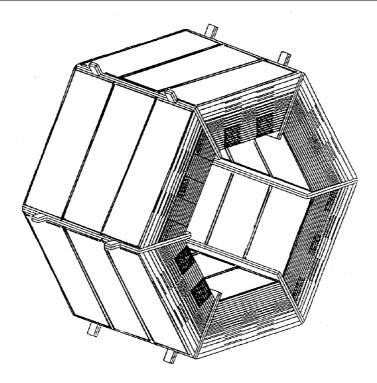


Abbildung 2.7: Das Barrel des instrumentierten Eisenjochs

Neben der Messung der hier genannten Größen diente das Kalorimeter auch als Triggersystem.

2.3.5 Das instrumentierte Eisenjoch (IFR)

Hauptsächlich dient das Eisenjoch der Flussrückführung des Magnetfeldes, welches vom weiter innen lokalisierten Solenoid erzeugt wird. Damit dieses Instrument darüber hinaus noch zur Messung von Teilcheneigenschaften eingesetzt werden kann, ist das Eisen in Lagen unterteilt, zwischen welchen aktive Detektorkomponenten in Form von Resistive Plate Chambers platziert sind. Diese, mit einem Gasgemisch gefüllten Kammern liefern beim Durchtritt eines geladenen Teilchens Signale, aus welchen der Ort einzelner Teilchen und die geometrische Struktur von hadronischen Schauern bestimmt werden kann. Damit fungiert dieses System als Detektor für Myonen und neutrale Hadronen.

Das Eisenjoch besteht aus einem hexagonalen Barrel (Abb. 2.7) und zwei, an Vorderund Rückseite angebrachten Endkappen. Barrel und Endkappen bestehen aus jeweils 18 Eisenlagen, deren Dicke zwischen 2 cm bei den inneren Lagen, bis hin zu 10 cm an den äusseren Lagen variiert. In den 3 cm breiten Zwischenräumen sind die aktiven Kammern untergebracht, welche pro Lage in mehrere Module aufgeteilt sind. Die Nachweiseffizienz beträgt für Myonen bei Impulsen von $p > 0.8 \, \text{GeV}/c$ ca. 90%, bei Impulsen um $p \approx 0.65 \, \text{GeV}/c$ etwa 50%.

Kapitel 3

Rekonstruktion

Eines der Ziele der vorliegenden Arbeit ist die Messung des relativen Verzweigungsverhältnisses (3.1). Dazu ist es notwendig neben der Rekonstruktion des eigentlichen Signalkanals $D_s^\pm \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ zur Bestimmung der Anzahl der Signalzerfälle zusätzlich einen Referenzkanal zu rekonstruieren, da die ursprüngliche Produktionsrate von D_s^\pm -Mesonen bei Energien jenseits der $D_s^+ D_s^-$ -Massenschwelle nicht genau bestimmt werden kann. Der Grund liegt darin, dass im Gegensatz zur Produktion von B-Mesonen keine Resonanz angeregt wird, welche in ein entsprechendes Mesonenpaar zerfällt sondern die D_s^\pm -Mesonen hauptsächlich in der $c\bar{c}$ -Fragmentation entstehen, sodass praktisch keine assoziierte Produktion von $D_s^+ D_s^-$ -Paaren stattfindet.

Als Referenzkanal bietet sich der Zerfall $D_s^\pm \to \phi \pi^\pm$ an, da dessen Verzweigungsverhältnis bereits absolut gemessen wurde [Ar96], und welcher mit hoher Effizienz relativ sauber zu selektieren ist. Die hier gemessene Größe ist demzufolge das relative Verzweigungsverhältnis

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \,\pi^+\pi^-\pi^{\pm})}{\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \,\pi^{\pm})}.$$
(3.1)

Die $\phi(1020)$ -Resonanz wurde dabei ausschließlich im Kanal $\phi(1020) \to K^+K^-$ rekonstruiert.

Die Rekonstruktion zweier unterschiedlicher Zerfallskanäle führt in der Regel auch zu verschiedenen Selektionskriterien bzw. –strategien. In diesem speziellen Fall ist es jedoch so, dass die Rekonstruktionen der Zerfälle $D_s^\pm \to \phi \, \pi^\pm$ und $D_s^\pm \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ in technischer Hinsicht sehr ähnlich sind. Die in den folgenden Abschnitten diskutierten Selektionsverfahren gelten demnach generell für beide hier betrachteten Zerfälle, Unterschiede werden im Text explizit aufgeführt.

3.1 Daten

Die die Resonanzstruktur des Zerfalls $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ betreffenden Ergebnisse der vorliegenden Arbeit basieren auf der gesamten Datenmenge, welche vom BABAR–Detektor im Zeitraum zwischen Februar 2000 und Juni 2002 aufgenommen wurde. Die Datennahme erfolgte dabei zu ca. 90% bei der der $\Upsilon(4S)$ –Resonanz entsprechenden Schwerpunktsenergie von 10,58 GeV, der Rest wurde zum Zwecke von Untergrundstudien bei einer um 40 MeV niedrigeren Energie aufgenommen. Die gesamte integrierte Luminosität der untersuchten Daten beträgt 92,7 fb⁻¹, was einer ungefähren Anzahl von $1,2\cdot 10^8$ $c\bar{c}$ –Fragmentationsereignissen entspricht.

Die Bestimmung der für die Analysen notwendigen Rekonstruktionseffizienzen und Akzeptanzen erfolgt mittels Simulationsereignissen für die Signalkanäle $D_s^\pm \to \phi \, \pi^\pm$ und $D_s^\pm \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^\pm$, wobei sich die jeweiligen Anzahlen in Tabelle 3.1 wiederfinden. Zur Produktion dieser Monte–Carlo–Daten werden aus $c\bar{c}$ –Ereignissen solche herausgefiltert, welche ein D_s^\pm Meson mit einem Schwerpunktsimpuls von mindestens 1,5 MeV/c beinhalten. Bei diesen wird der Zerfall in den korrespondierenden Signalkanal erzwungen.

Für die Bestimmung des relativen Verzweigungsverhältnisses werden nur die zwischen Februar 2001 und Februar 2002 aufgezeichneten Daten verwendet, wobei diese Datenmenge einer integrierten Luminosität von 44,6 fb⁻¹ entspricht. Der Grund ist technischer Natur und liegt darin, dass für eine Messung mit hoher Präzision Signal-Monte-Carlo-Daten benötigt werden, welche exakt die im korrespondierenden Zeitraum der Datennahme gültigen Messbedingungen¹ simulieren. Diese lagen für die benötigten Kanäle nur für den oben angegebenen Zeitraum vor.

Die Daten des BABAR-Experimentes, d. h. sowohl Mess- als auch Simulationsdaten liegen in zwei unterschiedlichen Datenformaten vor, zum einen in Form einer Objectivity-Datenbank, zum anderen in dem auf ROOT basierenden KanGA-Format². Bei ROOT handelt es sich um ein am CERN entwickeltes, objektorientiertes Analyse-Framework, welches schnelle Algorithmen zur Verarbeitung großer Datenmengen bereitstellt [Ro02]. Bei der hier vorgestellten Analyse wurde ausschließlich mit Daten im KanGA-Format gearbeitet, da dieses deutliche Vorteile bezüglich der Verarbeitungsgeschwindigkeit bietet.

¹Die sogenannten *Conditions*, das sind detaillierte Informationen über z. B. Strahlenergien, Detektoralignment, Beamspot etc., werden während des Messvorgangs in einer dafür vorgesehenen Datenbank abgelegt und können dementsprechend später zur Generierung von Simulationsereignissen wieder abgerufen werden.

²Kind and Gentle Analysis

Kanal	Anzahl Ereignisse
$D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$	160 000
$D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$	148 000
$D^{\pm} \to K^{+}K^{-}\pi^{+}\pi^{-}\pi^{\pm}$	50 000

Tabelle 3.1: Übersicht der Monte-Carlo-Daten

3.2 Selektionsmethode

Die Selektion der D_s^{\pm} -Kandidaten lässt sich grob in zwei Teilschritte untergliedern: die Vorselektion und die Optimierung. Zur Vorselektion müssen zunächst die ca. $6 \cdot 10^8$ aufgezeichneten Ereignisse³ nach potentiellen Signalereignissen durchsucht werden. Dazu werden gemessene Teilchenkandidaten mittels Teilchen- und Spurselektoren ausgewählt, welche dann anschließend zu D_s^{\pm} -Kandidaten kombiniert werden. Diese werden dann groben Selektionskriterien unterworfen und unter Umständen kinematisch angepasst. All jene Kandidaten, welche die Forderungen erfüllen, werden in einem n-Tupel⁴ in Form eines ROOT-Trees gespeichert. Dies alles wird von einem C++-Programm, einem sogenannten Modul, unter Benutzung des BETA-Frameworks erledigt. Bei BETA handelt es sich um die von der BABAR-Kollaboration entwickelte und empfohlene Analyse-Umgebung, welche hochentwickelte Werkzeuge wie Spur- und Teilchenselektoren, sowie Routinen zur kinematischen Anpassung und Rekonstruktion von Zerfallsvertizes zur Verfügung stellt. Der unmittelbare Vorteil der Benutzung solcher Module liegt in ihrer zentralen Wartbarkeit, sodass die Routinen gut 'debugged' und daher weitgehend fehlerfrei sind.

Die anschließende Optimierung der Selektionskriterien basiert auf dem oben erwähnten ROOT-Tree und wurde bei der vorliegenden Analyse mit Hilfe einer evolutionären Strategie durchgeführt. Im Gegensatz zur Optimierung 'per Hand' können bei diesem Verfahren alle Selektionskriterien simultan optimiert werden. Dies erhöht insbesondere für korrelierte Größen die Wahrscheinlichkeit das globale Optimum aufzufinden.

³Dies entspricht allein für das KanGA-Format einem Speicherplatz von ca. 5 Terabyte!

⁴Ein n-Tupel entspricht im Wesentlichen einer Tabelle, in welcher zu jedem Ereignis bzw. Teilchenkandidaten eine Zeile mit Informationen abgelegt wird, wobei in den Spalten der Tabelle die einzelnen Größen wie z.B. invariante Masse, Impuls, Ladung, usw. enthalten sind. Der Name ist aus der Mathematik entliehen, wobei genau genommen je eine Zeile der Tabelle einem n-Tupel im mathematischen Sinne entspricht.

3.3 Vorselection

Zur Vorselektion werden vom Analysemodul die Ereignisse sequentiell aus dem Eventstore⁵ gelesen. Für jedes dieser Ereignisse wird die folgende Sequenz durchlaufen:

- Selektion auf dem TAG-Level (Kap. 3.3.1)
- Auswahl der Spuren und der Pionkandidaten (Kap. 3.3.2)
- Auswahl der Kaonenkandidaten (Kap. 3.3.3)
- Erzeugung der D_s^{\pm} -Kandidaten. Vorauswahl mittels eines Massen- und Impulsfensters (Kap. 3.3.4)
- Kinematische Anpassung der Kandidaten unter der Hypothese eines gemeinsamen Zerfallsvertex. Verwerfen jener Kandidaten mit resultierender Wahrscheinlichkeit P = 0 (Kap. 3.3.5)
- Speicherung aller den Anforderungen genügenden Kandidaten in eine *ROOT*-basierte *n*-Tupel-Datei.

Detaillierte Informationen zu den einzelnen Auswahlkriterien finden sich in den jeweils oben referenzierten Abschnitten.

3.3.1 Selektion auf dem TAG-Level

Wie in der Hochenergiephysik üblich liegen auch bei *BABAR* die aufgezeichneten Daten in mehreren Stufen (*levels*) unterschiedlicher Abstraktionsgrade vor [Be99]. Diese sind typischerweise wie folgt strukturiert:

- **RAW** Dieser Rohdaten-Level enthält die tatsächlich aufgezeichneten Informationen der Front-End-Elektronik (sogenannte digis), d. h. Signale von den Einzeldrähten der Driftkammer, der Kristalle des Kalorimeters usw.
- RECO Hierbei handelt es sich um bereits prozessierte Daten, welche aus den Rohdaten und den Daten der Kalibration erzeugt bzw. berechnet werden. Es werden Spuren geladener Teilchen angepasst und parametrisiert, Cluster im Kalorimeter ermittelt und damit grundlegende physikalische Objekte wie geladene und neutrale Kandidaten generiert.

⁵Beim *BaBar*–Experiment stehen der Micro–Level und der TAG–Level (siehe Kap. 3.3.1) der gesamten Daten auf Festplatte zur Verfügung. Der RAW–Level wird auf Magnetbänder gespeichert und nur bei Bedarf in den Plattenspeicher zurückgeschrieben.

3.3. Vorselektion 25

ESD, Mini-DST ⁶ Event Summary Data. Das ESD stellt eine reduzierte und kompaktere Form des RECO-Levels dar. Es enthält beispielsweise keine digis mehr, es kann also nicht nachträglich kalibriert werden. Wohl aber können auf dieser Stufe z. B. noch Teilchentrajektorien aus den Ortsmesswerten der Driftkammer nachträglich mit eigenen Algorithmen neu ermittelt werden.

- AOD, Micro-DST Analysis Object Data. Dies ist der bevorzugte Datenlevel für physikalische Analysen. Er enthält Vierervektoren, Informationen über die verschiedenen Teilchenhypothesen, Vertizes und stark komprimierte Eigenschaften für die Teilchenkandidaten wie z. B. die im Kalorimeter deponierte Gesamtenergie, aber keine Informationen mehr zu einzelnen Kristallen des Kalorimeters oder Drähten der Driftkammer.
- TAG, Nano-DST Der TAG-Level beinhaltet nur noch sehr begrenzte Daten zu einzelnen Ereignissen wie z. B. die Anzahl der geladenen und neutralen Objekte, Gesamtenergie des Ereignisses, Anzahl der Elektronen-, Myonen-, Kaonen- und Protonenkandidaten usw.

Diese unterschiedlichen Kompressionsgrade spiegeln sich direkt in der Menge des benötigten Speicherplatzes pro Ereignis wider. Der Unterschied beträgt dabei vom RECO–Level⁷ zum TAG–Level zwei bis drei Größenordungen. Aus technischer Sicht bedeutet das, dass sich eine Analyse umso schneller durchführen lässt, je mehr Ereignisse bereits auf dem TAG–Level eliminiert werden können.

Für die vorgestellte Analyse wurde an die Daten die einfache Forderung gestellt, dass die Anzahl der im Ereignis gefundenen geladenen Kaonenkandidaten

$$N_{K^{\pm}} > 1 \tag{3.2}$$

sein muss. Der Kaonselektor ist dabei mit der Einstellung loose⁸ verwendet worden. Bei diesem Schritt werden etwa 92% der Ereignisse verworfen, die Signalereignisse werden dabei mit einer hohen Effizienz beibehalten.

⁶Data Summary Tape. Die Bezeichnung *tape* stammt dabei noch aus der Zeit als Experimentdaten ausschließlich auf Magnetbänder geschrieben wurden.

⁷Bei BABAR stehen zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit nur AOD und TAG in handhabbarer Form zur Verfügung. Es ist aber zukünftig geplant, zusätzlich auch den ESD–Level bereitzustellen.

⁸Die von dem Analyse–Framework *BETA* bereitgestellten Selektoren verfügen üblicherweise über mehrer Einstellmöglichkeiten, welche sich durch die von dem Selektor erreichte Reinheit und Effizienz unterscheiden. Diese Einstellungen tragen die Bezeichnungen *very loose*, *loose*, *tight* und *very tight*, wobei erstere zur höchsten Selektionseffizienz, letztere zur höchsten Selektionsreinheit führt.

3.3.2 Die Spurselektion

Die beim BABAR-Experiment beobachteten Teilchen decken einen großen dynamischen Impuls- sowie Winkelbereich ab. Dies hat zur Folge, dass sich rekonstruierte Spuren bezüglich ihrer Qualität stark unterscheiden können. So erzeugen Teilchen mit niedrigem Impuls wenige oder eventuell sogar keine Messwerte in der Driftkammer und demzufolge sind deren relative Impulsunsicherheiten größer als bei Teilchen mit hohem Transversalimpuls. Das Analyse-Framework BETA stellt verschiedene Standardselektoren bereit, welche die Auswahl von Spuren in Abhängigkeit von verschiedenen Qualitätsmerkmalen ermöglichen.

Für die vorliegende Analyse wird zur Minimierung der systematischen Fehler sowie zur Maximierung der Akzeptanz eine nur sehr niedrige Mindestqualität gefordert. Verwendet werden alle geladenen Kandidaten, welche die folgenden GoodTracksLoose-Kriterien [Va02]

- Impuls p < 10 GeV/c im Laborsystem
- Kleinster Abstand zu $(x,y) = (0,0) : \Delta_{x,y} < 1.5$ cm
- Kleinster Abstand zu $z=0: |\Delta_z|<10~\mathrm{cm}$
- Transversalimpuls $p_t > 100 \text{MeV}/c^2$
- Anzahl der Driftkammersignale $N_{\rm DCH} \geq 12$

erfüllen. Die Größen $\Delta_{x,y}$ und Δ_z bezeichnen dabei die sogenannte distance of closest approach, das ist der kleinstmögliche Abstand, den die durch eine Helix parametrisierte Spur zu den gewünschten Koordinaten aufweist. Der Koordinatenursprung (x, y, z) = (0, 0, 0) entspricht dabei dem primären Wechselwirkungspunkt.

Die durch obige Kriterien ausgewählten Kandidaten werden als die zur Rekonstruktion der D_s^{\pm} -Kandidaten benötigten Pion-Kandidaten herangezogen, d. h. auf eine spezielle Identifikation von Pionen wird verzichtet.

3.3.3 Selektion von Kaonen

Die Selektion von geladenen Kaonen bei BABAR basiert im Wesentlichen auf Informationen des Silizium-Vertex-Detektors (SVT), der Driftkammer (DCH) und des Čerenkov-Detektors (DIRC) (siehe Kapitel 2.3). Hierbei liefern die beiden erstgenannten Komponenten Messwerte des spezifischen Energieverlustes dE/dx, die letztgenannte den Čerenkovwinkel einer nachgewiesenen Teilchenspur. Für jede dieser Komponenten wird eine Likelihood $\mathcal L$ berechnet, sodass für jede Teilchenhypothese H eine Gesamt-Likelihood gemäß

$$\mathcal{L}_{H} = \mathcal{L}_{H,\text{SVT}} \cdot \mathcal{L}_{H,\text{DCH}} \cdot \mathcal{L}_{H,\text{DIRC}}$$
(3.3)

3.3. Vorselektion 27

berechnet werden kann, wobei H für Elektron e, Myon μ , Pion π , Kaon K oder Proton p einzusetzen ist [Roo02]. Die einzelne Likelihood ist dabei der Funktionswert einer entsprechenden Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion an der Stelle des Messwertes. Um diese Funktion zu bestimmen braucht man zunächst den sogenannten Pull Δ_H des Messwertes. Dieser ergibt sich am Beispiel des spezifischen Energieverlustes zu

$$\Delta_H = \frac{dE/dx_{\text{gemessen}} - dE/dx_{\text{berechnet}}}{\sigma_{dE/dx}}.$$
 (3.4)

Im Falle des Vertex–Detektors und der Driftkammer lässt sich der theoretische Energieverlust mittels der Bethe–Bloch Gleichung bestimmen. Da die Messwerte in willkürlichen Einheiten aufgenommen werden, verwendet man hier passende Parametrisierungen um den erwarteten Wert ermitteln zu können. Für den Vertex–Detektor führt das zu den folgenden Ausdrücken für den erwarteten Wert $-dE/dx_{\rm SVT}$ und dessen Fehler $\sigma_{\rm SVT}$:

$$-dE/dx_{SVT} = a_1 \cdot \beta^{-a_2} \cdot (\beta \gamma)^{a_3} \quad \text{mit } \beta \gamma := 40 \text{ , falls } \beta \gamma > 40$$
 (3.5)

und

$$\sigma_{\text{SVT}} = b_1 \cdot \frac{(\beta \gamma / b_2)^{-b_3}}{dE/dx_{\text{SVT}}} + b_4. \tag{3.6}$$

Hierbei ist $\beta \gamma = p/m$, die Parameter a_1, \ldots, a_3 und b_1, \ldots, b_4 werden mittels einer Kalibration bestimmt. Im Gegensatz zur Driftkammer wird die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Vertex-Detektors asymmetrisch modelliert, d. h. es werden unterschiedliche Parametersätze für $\sigma_{\rm SVT}$ verwendet, je nachdem, ob der Messwert größer oder kleiner als der erwartete Wert ist. Die korrespondierende Wahrscheinlichkeitsdichte ist dann ein Bifurcated Gaussian, also ein Gauß mit zwei unterschiedlichen Varianzen für Werte kleiner oder größer als der Mittelwert.

Die entsprechenden Ausdrücke für die Driftkammer lauten

$$-dE/dx_{\text{DCH}} = a_1 \cdot \frac{a_2 - \beta^{a_3} - \ln(a_4 + (\beta \gamma)^{a_5})}{\beta^{a_3}}$$
(3.7)

und

$$\sigma_{\rm DCH} = b_1 \cdot (N_{\rm DCH}/40)^{b_2} \cdot (p/p_t)^{b_3} \cdot (1 + b_4/p_t^2), \tag{3.8}$$

wobei $p_t = p \sin \theta$ der Transversalimpuls und $N_{\rm DCH}$ die Anzahl der dE/dx-Messwerte des Teilchenkandidaten ist. Auch hier werden die Parameter durch eine Kalibration bestimmt. Mittels der durch die Gleichungen (3.5) – (3.8) berechneten Werte kann man aus Gleichung (3.4) den Pull bestimmen, sodass sich z. B. für die Driftkammer für die Hypothese H der Likelihoodwert aus einer Gaußverteilung zu

$$\mathcal{L}_{H,\text{DCH}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{DCH}}} \cdot \exp(-\frac{\Delta_H^2}{2})$$
 (3.9)

ergibt. Den entsprechenden Wert $\mathcal{L}_{H,\mathrm{SVT}}$ erhält man auf analoge Weise.

Der Wert $\mathcal{L}_{H,\mathrm{DIRC}}$ für den Čerenkov-Detektor lässt sich auf diese Weise nicht berechnen, da die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung des Čerenkovwinkels signifikant von einer Gaußverteilung abweicht. Hier greift man auf eine diskrete Verteilung in Form einer Lookup-Tabelle zurück, welche mit Hilfe von Monte-Carlo-Daten erzeugt wurde.

Da man nun die Werte der einzelnen Likelihoods kennt, können die Werte der Gesamt-Likelihood gemäß (3.3) für die verschiedenen Teilchenhypothesen $H=e,\mu,\pi,K,p$ bestimmt werden. Die Selektion einer bestimmten Teilchenart stellt nun Forderungen an bestimmte Verhältnisse dieser Likelihoods. Für den in dieser Analyse verwendeten Selektor PidKaonLHSelector im Modus veryLoose sind das die Folgenden:

• Für Kaon-Kandidaten mit Impuls p < 0.4 GeV/c:

$$\left(\frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_{\pi}} > 0.5\right)$$
 und $\left(\frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_p} > 0.018\right)$

• Für Kaon-Kandidaten mit Impuls $p \ge 0.4 \text{ GeV}/c$:

$$\left(\frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_\pi} > 0.5\right)$$
 und $\left(\frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_p} > 0.018\right)$ und (notAnElectron)

Dabei entspricht der bool'sche Wahrheitswert (notAnElectron) der Forderung, dass der Kandidat vom PidElectronLHSelector [Br02] nicht als Elektron akzeptiert werden darf.

Die in Betracht gezogenen Kaonenkandidaten werden für die Analyse dabei aus den im Abschnitt 3.3.2 selektierten Spuren ausgewählt.

3.3.4 Massen– und Impulsfenster

Die in den Abschnitten 3.3.2 und 3.3.3 ausgewählten Pion- bzw. Kaonkandidaten werden nun zu entsprechenden D_s^{\pm} -Kandidaten kombiniert. Dies geschieht mittels einer einfachen Addition der Vierervektoren. Im Falle von $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$ werden dazu die Vierervektoren aller möglichen Kombinationen von zwei unterschiedlich geladenen Kaonkandidaten zu dem Vierervektor eines jeden Pionkandidaten addiert, für den Zerfall $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ wird das Kaonpaar mit jeder möglichen Drei-Pionkombination kombiniert, dessen Gesamtladung Q=1 ist. Hierbei sind zwei Dinge besonders zu beachten:

1. Da aufgrund des zuvor durchgeführten Auswahlverfahrens die Menge der Kaonkandidaten eine Untermenge der Pionkandidaten darstellt, muss sichergestellt werden, dass nicht derselbe Kandidat unter den verschiedenen Massen3.3. Vorselektion 29

hypothesen
9 $m=m_K$ bzw. $m=m_\pi$ zur Konstruktion eines D_s^\pm –Kandidaten herangezogen wurde.

2. Von den jeweils zwei D_s^{\pm} -Kandidaten, welche sich nur durch die Vertauschung der Reihenfolge der beiden gleichnamig geladenen Pionenkandidaten unterscheiden, darf nur einer berücksichtig werden.

Die so gefundenen Vierervektoren werden nun auf dieser Stufe der Vorselektion den Kriterien

- $1.75 \text{ GeV}/c^2 < m_{D_s^{\pm}\text{-Kand.}} < 2.10 \text{ GeV}/c^2$
- $p_{D_s^{\pm}\text{-Kand.}}^* > 2.8 \text{ GeV}/c^2$

unterworfen. Hierbei bezeichnet $m_{D_s^\pm\text{-Kand.}}$ die invariante Masse des D_s^\pm -Kandidaten, also $m(K^+K^-\pi^\pm)$ bzw. $m(K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm)$ für den Kanal $D_s^\pm\to\phi\pi^\pm$ bzw. $D_s^\pm\to\phi\pi^+\pi^-\pi^\pm$. Das Massenfenster ist hierbei ausreichend groß gewählt, um später eine adäquate Anpassung der Untergrundverteilung vornehmen zu können. Diese ist für eine möglichst exakte Extraktion der Anzahl der Signalereignisse unabdingbar.

Die Größe $p_{D_s^{\pm}-\mathrm{Kand.}}^*$ entspricht dem Impuls der jeweiligen Kandidaten im $\Upsilon(4S)$ –System. Letzeres Kriterium hat sich als sehr effektives Mittel zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes herausgestellt, welcher zu kleineren Impulswerten einen exponentiellen Anstieg zeigt, während die Verteilung für Signal–Monte–Carlo–Daten ein klares Maximum bei etwa 3,5 GeV/c aufweist.

3.3.5 Kinematische Anpassung

Bei der Rekonstruktion von Zerfallsbäumen ist die Auflösung von Größen des resultierenden zusammengesetzten Teilchenkandidaten in erster Linie begrenzt durch die Messunsicherheit bestimmter Größen der Einzelkandidaten. Dies gilt zum Beispiel für die invariante Masse oder den Impuls von zusammengesetzten Kandidaten wie dem D_s^{\pm} . Sind die einzelnen Messgrößen jedoch korreliert, bzw. erzwingt man eine Korrelation durch die Einführung geeigneter Nebenbedingungen, dann kann das Auflösungsvermögen durch eine kinematische Anpassung im Rahmen der Messfehler bei Gültigkeit der durch die Nebenbedingungen gegebenen Hypothese unter Umständen verbessert werden.

Dies kann bei der vorliegenden Analyse durch die Forderung, dass zur Rekonstruktion der Zerfälle $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ und $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$ alle fünf bzw. drei Teilchenspuren

 $^{^9}$ Für geladene Teilchen ist beim BABAR-Experiment im Allgemeinen nur der Impuls, welcher durch den Krümmungsradius im Magnetfeld ermittelt wird, eine messbare Größe. Um Zugang zum korrespondierenden Vierervektor zu bekommen nimmt man eine bestimmte Teilchenmasse (z. B. $m=m_\pi$) an und berechnet die Energie des Teilchens gemäß $E=\sqrt{(mc^2)^2+(pc)^2}$.

sich in einem bestimmmten Punkt, dem Zerfallsort des D_s^{\pm} , im Rahmen der Fehler schneiden müssen, ausgenutzt werden.

Das übliche Verfahren ist in diesem Zusammenhang die Methode der Lagrangeschen Multiplikatoren¹⁰ zur Anpassung mittles kleinster quadratischer Abweichungen [Br92].

Zur Erläuterung des Prinzips betrachte man $\vec{\eta} = (\eta_1, \dots, \eta_n)^T$ als den Vektor der n messbaren Größen. Die tatsächlich gemessenen Größen $\vec{y} = (y_1, \dots, y_n)^T$, zum Beispiel die Spurparameter, weichen um die Fehler $\vec{\delta} = (\delta_1, \dots, \delta_n)^T$ von $\vec{\eta}$ ab, wobei angenommen wird, dass die Fehler δ_i normalverteilt sind. Außerdem sei $\vec{x} = (x_1, \dots, x_r)^T$ der Vektor der r unbekannten, noch zu bestimmenden Größen, beispielsweise der gesuchte Zerfallsvertex. Die Vektoren \vec{x} und $\vec{\eta}$ sind verknüpft durch m Nebenbedingungen der Form

$$\vec{f} = (f_1, \dots, f_m), \quad f_k(\vec{x}, \vec{\eta}) = f_k(\vec{x}, \vec{y} + \vec{\delta}) = 0$$
 (3.10)

Unter der Annahme, dass diese Bedingungsgleichungen an der Stelle $(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)$ durch

$$\vec{f}(\vec{x}, \vec{\eta}) = \vec{f}(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) + \frac{\partial \vec{f}}{\partial (\vec{x}, \vec{\eta})} (\vec{x} - \vec{x}_0, \vec{\eta} - \vec{\eta}_0)$$
(3.11)

linearisiert werden können, ist die Lösung mit der kleinsten quadratischen Abweichung bestimmt durch die Bedingung

$$\mathcal{L} \equiv \chi^2 = \vec{\delta}^T \mathbf{V}^{-1} \vec{\delta} + 2\vec{\lambda}^T \left[\mathbf{A} \vec{\xi} + \mathbf{B} \vec{\delta} + \vec{f} (\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) \right] = \text{min.}$$
 (3.12)

Dabei ist V die symmetrische $n \times n$ -Kovarianzmatrix, $\vec{\lambda} = (\lambda_1, \dots, \lambda_m)$ der Vektor der Lagrange-Multiplikatoren, $\vec{\xi} = \vec{x} - \vec{x}_0$ und $\vec{\delta} = \vec{\eta} - \vec{\eta}_0$. Die Matrizen A und B enthalten die Ableitungen der Nebenbedingungen bezüglich \vec{x} bzw. $\vec{\eta}$ an der Stelle $(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)$, also

$$a_{kl} = \left(\frac{\partial f_k}{\partial x_l}\right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0}, \quad \mathbf{A} = \begin{pmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1r} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m1} & \cdots & a_{mr} \end{pmatrix}$$
(3.13)

bzw.

$$b_{kl} = \left(\frac{\partial f_k}{\partial \eta_l}\right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0}, \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} b_{11} & \cdots & b_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ b_{m1} & \cdots & b_{mn} \end{pmatrix}$$
(3.14)

Durch Umformen ergeben sich für $\vec{\xi}$ und $\vec{\delta}$ die Ausdrücke

$$\vec{\xi} = -\left(\mathbf{A}^T \mathbf{G}_B \mathbf{A}\right)^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{G}_B \vec{f}(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)$$

$$\vec{\delta} = -\mathbf{V} \mathbf{B}^T \mathbf{G}_B \left(\vec{f}(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) + \mathbf{A} \vec{\xi}\right)$$
(3.15)

¹⁰Eine Alternative hierzu ist die sogenannte *Methode der Elemente*. Dabei werden die Nebenbedingungen nicht benutzt um eine zu minimierende Lagrangefunktion aufzustellen, sondern um einige der messbaren Größen zu eliminieren. Dieses Verfahren ist jedoch zur automatischen Behandlung wenig geeignet, da es eine willkürliche Auswahl der zu entfernenden Größen erfordert.

3.3. Vorselektion 31

wobei die Matrix G_B durch die Gleichung

$$\boldsymbol{G}_{B} = \left(\boldsymbol{B}^{T} \boldsymbol{V} \boldsymbol{B}\right)^{-1} \tag{3.16}$$

gegeben ist. Das Minimum von (3.12) berechnet sich damit zu

$$\chi_{\min}^2 = \vec{\delta}^T \left(\mathbf{B}^T \mathbf{G}_B \mathbf{B} \right) \vec{\delta} \tag{3.17}$$

und stellt ein Maß für die Güte der Anpassung dar. Dies ist auch bereits das Endergebnis, falls die Nebenbedingungen (3.10) tatsächlich linear sind. Andernfalls werden die Schritte (3.11) bis (3.15) iteriert, bis ein definiertes Konvergenzkriterium erfüllt ist, wobei die Vektoren \vec{x}_0 und $\vec{\eta}_0$ durch die neu bestimmten Werte \vec{x} und $\vec{\eta}$ ersetzt werden.

Da der Wert χ^2 von der Anzahl der Freiheitsgrade abhängt, betrachtet man statt dessen oft das sogenannte Konfidenzniveau (engl.: Confidence Level) um die Signifikanz einer Hypothese zu überprüfen. Dieses ergibt sich bei n Freiheitsgraden zu

$$CL = \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{x^{n/2 - 1} e^{-x/2}}{2^{n/2} \Gamma(n/2)} dx \qquad , \tag{3.18}$$

wobei $\Gamma(x) := \int_0^\infty e^{-t}t^{x-1}\,dt$ die sogenannte Gammafunktion ist. Der Wertebereich dieser Größe liegt im Interval [0,1]. Für Ereignisse, welche der Hypothese genügen, ergibt sich eine Gleichverteilung. Bei Ereignissen, welche der Hypothese widersprechen führt dies zu Werten von (3.18) nahe Null.

Die in BETA enthaltenen Pakete VtxGeoKin und BtaGeoConstraint stellen genau die oben beschriebene Funktionalität zum kinematischen und geometrischen Anpassen von Spuren unter der Hypothese eines gemeinsamen Produktionsvertex zur Verfügung. Die dazu benutzen Nebenbedingungen für den i-ten von n Kandidaten mit Berücksichtigung der Spurkrümmung im Magnetfeld des Solenoids sind

$$f_{1,i} = \frac{1}{p_{\perp,i}} \left[\Delta y_i p_{x,i} - \Delta x_i p_{y,i} \right] - \frac{a_i}{2p_{\perp,i}} \left[(\Delta y_i)^2 + (\Delta x_i)^2 \right]$$
(3.19)

$$f_{2,i} = \Delta z_i - \frac{p_{z,i}}{a_i} \arcsin \left[\frac{a_i}{p_{\perp,i}^2} (\Delta x_i p_{x,i} + \Delta y_i p_{y,i}) \right]$$
(3.20)

wobei $p_{\perp,i} = \sqrt{p_{x,i}^2 + p_{y,i}^2}$ der Transversalimpuls des *i*-ten Kandidaten ist, $\Delta x_i = x - x_i$, $\Delta y_i = y - y_i$ und $\Delta z_i = z - z_i$. Der Punkt (x, y, z) entspricht dabei der unbekannten, zu bestimmenden Vertexposition. Der Parameter $a_i = -c \cdot B \cdot q_i/1000$ dient zur Berücksichtigung der Spurkrümmung. Dabei ist q_i die Ladung des Teilchens und B die magnetische Feldstärke in Tesla.

Im Rahmen dieser Analyse wird für jeden der in Abschnitt 3.3.4 konstruierten D_s^{\pm} -Kandidaten, welcher den dort angegebenen Kriterien genügt, eine solche Vertex-Anpassung vorgenommen.

Die zur Auswertung von (3.11) notwendigen Startkoordinaten werden zu $\vec{\eta}_0 = \vec{y}$ gewählt, \vec{x}_0 wird mit dem Primärvertex initialisiert. Das Konvergenzkriterium für den oben beschriebenen Iterationsprozess ist dadurch gegeben, dass entweder der Wert von (3.17) für zwei aufeinanderfolgende Iterationen sich um weniger als 0,005 ändert, oder die Anzahl von sechs Iterationen überschritten wird. Typische Werte des Abstands vom so gefundenen Vertex zum Primärvertex sind in der Größenordnung von 100–150 μ m, welche somit ungefähr dem zu erwartenden Wert $c\tau=147\mu$ m für D_s^\pm -Mesonen entsprechen.

Die Anzahl der Freiheitsgrade für diese Anpassung ist gegeben durch $n_{df} = m - r$, d. h. für den Zerfall $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ ergibt sich $n_{df} = 10 - 3 = 7$, für $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$ $n_{df} = 6 - 3 = 3$.

Akzeptiert werden auf der Stufe der Vorselektion nur solche Kandidaten, welche ein Konfidenzniveau verschieden von Null aufweisen. Für diese wird anschließend noch eine separate Anpassung des ϕ -Kandidaten bezüglich des zur Konstruktion des D_s^{\pm} -Kandidaten betrachteten K^+K^- -Paares durchgeführt, um einen kinematisch optimierten ϕ -Kandidaten unabhängig von der D_s^{\pm} -Hypothese zu erhalten.

3.4 Optimierung

3.4.1 Signifikanz

Ziel einer Optimierung sollte es in der Regel immer sein, die Bestimmung der Messgrößen so durchzuführen, dass das angestrebte Endergebnis die größtmögliche Signifikanz $G/\Delta G$ aufweist. Die Signifikanz ist dabei der Kehrwert des relativen Fehlers.

Angewendet auf die vorliegende Analyse würde dies bedeuten, das die Rekonstruktion und Selektion der beiden Signalkanäle $D_s^\pm \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ und $D_s^\pm \to \phi \, \pi^\pm$ derart erfolgen müsste, dass der relative Fehler des zu bestimmenden Verzweigungsverhältnisses möglichst klein ist. Dies ist aus technischen, sowie zeitlichen Gründen nicht ohne weiteres zu realisieren. So wird statt dessen die maximale Signifikanz des D_s^\pm -Signals im Massenspektrum für den phasenraumunterdrückten Zerfall $D_s^\pm \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ als Optimierungsziel festgelegt.

Ein untergrundbehaftetes Massenspektrum besteht in der Regel aus einer Anzahl von N_S Signalereignissen als eine mehr oder weniger gaußförmige¹¹ Erhöhung auf einem Sockel von N_B Untergrundereignissen innerhalb eines bestimmten Massenintervalls, im Folgenden Signalregion genannt. In dieser befinden sich demnach insgesamt $N = N_S + N_B$ Einträge.

Wäre die Zahl N_S direkt zugänglich, so ergäbe sich bei Erwartung einer rein sta-

 $^{^{11}\}mathrm{Im}$ Falle einer im Vergleich zum Auflösungvermögen des Detektors kleinen, natürlichen Linienbreite der Resonanz

tistischen Schwankung $\sqrt{N_S}$ [Br92] die Signifikanz zu $N_S/\sqrt{N_S}=\sqrt{N_S}$. Im oben geschilderten Fall ist aber die Zahl N_B der Untergrundereignisse ebenfalls einer statistischen Schwankung unterworfen. Man erwartet in der gesamten Signalregion eine statistische Unsicherheit von \sqrt{N} . Kann nun eine von N unabhängige Schätzung für N_B unter Verwendung von sich neben der Signalregion befindlichen Massenfenstern (den Seitenbändern) gemacht werden, so ergibt sich als Schätzung für die Anzahl N_S der Signalereignisse und deren Fehler ΔN_S

$$N_S = N - N_B \quad \text{und} \tag{3.21}$$

$$N_S = N - N_B \text{ und}$$
 (3.21)
 $\Delta N_S = \sqrt{(\Delta N)^2 + (\Delta N_B)^2} = \sqrt{N + N_B}$ (3.22)

Die gesuchte Signifikanz ist damit

$$S = \frac{N - N_B}{\sqrt{N + N_B}} = \frac{N_S}{\sqrt{N + N_B}} \tag{3.23}$$

und wird so als Zielkriterium der Optimierung verwendet.

Die im Rahmen dieser Optimierung gefundenen Selektionskriterien werden zur Unterdrückung systematischer Fehler auch für den Zerfallskanal $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$ angewandt, für welchen damit wahrscheinlich nicht die größtmögliche Signifikanz erreicht wird. Die größere Akzeptanz und Rate in diesem Kanal lässt jedoch einen kleineren statistischen Fehler erwarten.

3.4.2Evolutionäre Strategie

Das Auffinden des globalen Optimums in einem mehrdimensionalen Parameterraum ist im Falle von Korrelationen zwischen den einzelnen Parametern oftmals ein schwieriges Problem. Die in der Teilchenphysik übliche Methode ist hier eine Optimierung 'per Hand', d. h. eine sequentielle und oft iterierte Variation von einzelnen Selektionskriterien, welche mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht zur optimalen Lösung führen.

In Anlehnung an [Sc02] und [De02] wird in der vorliegenden Arbeit statt dessen auf eine automatisierte Version dieser Art von Selektionsoptimierung mit Hilfe einer evolutionären Strategie zurückgegriffen. Bei dieser Methode ist es möglich, ohne großen technischen, sowie mathematischen Aufwand die Selektionskriterien für alle Parameter simultan zu optimieren. Der entscheidende Vorteil gegenüber Gradientenabstiegsverfahren ist dabei die deutlich geringere Gefahr, ein lokales Optimum statt des globalen Optimums zu erreichen, da innerhalb der Fitness-Topologie¹² mehrere Suchpfade gleichzeitig verfolgt werden.

 $^{^{12}}$ Denkt man sich an jedem Punkt des unter Umständen hochdimensionalen Parameterraumes die Güte, im Bezug auf evolutionäre Strategien bzw. genetische Algorithmen auch Fitness genannt, zu dem entprechenden Satz von Parameterwerten aufgetragen, so ergibt sich eine Struktur mit Maxima und Minima, welche in diesem Zusammenhang üblicherweise als Fitness-Topologie oder auch Fitness-Landschaft bezeichnet wird.

Die generelle Idee der von Rechenberg und Holland entwickelten evolutionären Programmierung basiert darauf, natürliche Evolutionsprozesse wie Mutation, Selektion und Fortpflanzung auf technische Probleme anzuwenden [He94, Ob98]. Die für eine evolutionäre Strategie benötigten Strukturen sind dabei

- ein Tupel $S = (g_1, \ldots, g_n)$ von Genen g_i (zu optimierende Parameter),
- die zu jedem g_i gehörige Menge der Allele¹³ \mathcal{A}_i (Wertebereich für Gen g_i),
- \bullet die Population P= $\{\chi^1,\dots,\chi^m\}$ (Menge der Individuen) mit

$$\chi^k \in \mathcal{A}_1 \times \cdots \times \mathcal{A}_n, \quad \forall k \in \{1, \dots, m\},$$

wobei jedes Individuum χ^k eine sogenannte Instanz von S ist,

- die Menge $\Omega = \{\omega_1, \dots, \omega_l\}$ der genetischen Operatoren (Mutation, Selektion, Crossing Over) und
- eine Fitnessfunktion $f: \mathcal{A}_1 \times \cdots \times \mathcal{A}_n \to \mathbb{R}$, welche die Güte $f(\chi^k)$ des Individuums χ^k bewertet.

Im Bezug auf die hier durchgeführte Optimierung entsprechen die Gene den einzelnen Selektionskriterien, die Menge der Allele eines Kriteriums ist durch einen vorher festgelegten Wertebereich von Fließkommazahlen gegeben. Die Population entspricht demnach einem ganzen Ensemble von Sätzen von Selektionskriterien, die Fitnessfunktion ist durch die im vorherigen Kapitel 3.4.1 abgeleitete Signifikanz (3.23) gegeben.

Bei der im Rahmen von [Sc02] durchgeführten Implementierung wurde auf eine am Massachusetts Institute of Technology entwickelte Programmbibliothek [Wa00] zurückgegriffen.

Der Algorithmus selbst stellt sich folgendermaßen dar:

- 1. Initialisierung aller Individuen der Population mit aus den entsprechenden Wertebereichen stammenden Zufallszahlen.
- 2. Erzeugung einer temporären Population halber Größe mit Kind-Individuen, wobei jedes aus der Kreuzung zweier zufällig gewählter Eltern-Individuen generiert wird, welche aus der ursprünglichen Population stammen. Dazu wird jeder Parameter mit einem Wert belegt, welcher aus dem durch die Parameterwerte der Eltern-Individuen aufgespannten Intervall stammt. Die Wahrscheinlichkeit als Elternteil ausgewählt zu werden ist gleichverteilt.

¹³Der Begriff Allel stammt aus der Biologie und bezeichnet eine mögliche Ausprägung für ein Gen, wobei das Gen selbst den Bereich innerhalb des Chromosoms spezifiziert. So gibt es beispielsweise für das beim Menschen für die Augenfarbe verantwortliche Gen Allele, welche zu braunen Augen führen, und solche, welche zu blauen Augen führen. Mathematisch gesprochen handelt es sich bei Allelen um die Menge der verschiedenen Belegungen für eine Variable.

- 3. Mutation der Parameterwerte der im vorhergehenden Schritt erzeugten Individuen durch Addition eines mittels einer Lorentzverteilung generierten Zufallswertes. Die Breite der Verteilung ist dem korrespondierenden Wertebereich angepasst. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Wert mutiert wird, kann zur Laufzeit modifiziert werden, um einer zu großen Homogenität der gesamten Population entgegenzuwirken.
- 4. Bewertung der so enstandenen Individuen und Einordung derselben in die ursprüngliche Population. Anschließende Sortierung aller Individuen nach ihrer Fitness.
- 5. Reduktion der Populationsgröße auf den ursprünglichen Wert durch Verwerfen derjenigen Individuen mit zu kleinen Fitnesswerten.
- 6. Wiederholung des Vorgangs ab Schritt 2, falls das Abbruchkriterium noch nicht erfüllt ist.

Im konkreten Fall wird eine Populationsgröße von m=400 Individuen gewählt. Der Algorithmus wird beendet, falls entweder die maximale Fitness über 100 Iterationsschritte identisch bleibt, oder die Zahl von 1000 Iterationen überschritten wird. Die Parameterwerte des besten Individuums, welches in der finalen Population zu finden ist, werden dann als Bedingungen für die entgültige Selektion benutzt.

Um den Einfluss systematischer Fehler zu minimieren, werden nur einige wenige Bedingungen optimiert, welche im Folgenden aufgeführt sind:

• Die minimale Wahrscheinlichkeit P_{fit} , mit der die kinematische Anpassung (Kap. 3.3.5) der Hypothese entspricht:

$$P_{fit} > x_0 \qquad \text{mit } x_0 \in [0; 0,2]$$
 (3.24)

• Der minimale Impuls $p_{D_s^{\pm}-\text{Kand.}}^*$ des $D_s^{\pm}-\text{Kandidaten}$ im Schwerpunktsystem (Kap. 3.3.4):

$$p_{D_s^{\pm}-\text{Kand.}}^* > x_1 \,\text{GeV}/c \qquad \text{mit } x_1 \in [2,8; 3,5]$$
 (3.25)

• Die maximale Abweichung der invarianten K^+K^- -Masse von der nominalen $\phi(1020)$ -Masse, welche von der Particle Data Group angegeben wird:

$$\left| m(K^+K^-) - m_{\phi(PDG)} \right| < x_2 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{mit } x_2 \in [1; 100]$$
 (3.26)

Diese Bedingungen sind für die Selektion der D_s^{\pm} -Kandidaten beider betrachteter Zerfallskanäle gleichermaßen anwendbar.

3.4.3 Bestimmung der Fitness

Eine besondere Gefahr bei jeder Art von Optimierung, die direkt auf den Messdaten basiert (dies gilt genauso für automatisierte sowie 'per Hand' Verfahren), ist die Folgende: Wie in Kapitel 3.4.1 erwähnt, unterliegen die Messdaten gewissen statistischen Schwankungen. Hat man bei einem bestimmten Parameter bei einer nur sehr kleinen Änderung des Wertes zufällig eine Fluktuation, welche das Signal scheinbar erhöht oder den Untergrund scheinbar vermindert, so wird die berechnete Güte aufgrund dieser statistischen Fluktuation besser sein, obwohl aus rein statistischen Sicht durch diese kleine Wertänderung bei glatten Wahrscheinlichkeitsdichten keine signifikante Änderung hätte zustande kommen dürfen. Da man es aber bei konkreten Problemstellungen oft mit Zählstatistiken und damit mit diskret manifestierten Stichproben (z. B. in Form eines Histogramms) zu tun hat, besteht diese Gefahr durchaus. Es ist demnach möglich, aus einer statistischen Schwankung einen systematisch falschen Wert zu 'züchten'. Dies gilt jedoch nur, wenn man das Messergebnis aus denselben Daten ableitet, welche bereits zur Optimierung verwendet wurden.

Zur Verhinderung dieses Effektes wird üblicherweise auf simulierte Signalereignisse, sowie sogenannte generische Monte-Carlo-Ereignisse, welche auf der gesamten verfügbaren Information über hadronische Fragmentation von $q\overline{q}$ -Systemen basieren, zurückgegriffen. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass insbesondere die $c\overline{c}$ -Fragmentation bei Energien weit über resonanter Produktion gebundener $c\overline{c}$ -Systeme nicht besonders genau bekannt ist. Desweiteren muss bei dieser Methode eine Annahme über das Verzweigungsverhältnis des gesuchten Signalkanals gemacht werden, das ermittelte Optimum gilt dann nur für genau diesen Wert. In der Regel ist es aber gerade diese Größe, welche man messen möchte. Aufgrund der genannten Nachteile wurde hier ein anderer, eher phänomenologischer Weg gewählt.

Da zur Bestimmung der Signifikanz die Seitenbänder benutzt werden sollen, müssen die Daten noch entsprechend vorbereitet werden, wie Abbildung 3.1a verdeutlicht. Gezeigt ist das Spektrum der invarianten Masse $m(K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm)$ nach der Vorselektion. Neben dem Signal des Zerfalls $D_s^{\pm} \to K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ ist ein Signal des Zerfalls $D^{*+}(2010) \to D^0\pi^+$ mit dem Subzerfall $D^0 \to K^+K^-\pi^+\pi^-$ und dem ladungskonjugierten Pendant zu sehen. Damit die Form des Untergrundes unter dem Signalbereich aus den neben dem Signal liegenden Massenregionen abgeschätzt werden kann, wird zunächst dieses $D^{*\pm}$ -Signal durch das Massendifferenzkriterium

$$\Delta m \equiv m(K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm) - m_{1/2}(K^+K^-\pi^+\pi^-) > 155 \,\text{MeV}/c^2$$
 (3.27)

für die beiden möglichen $K^+K^-\pi^+\pi^-$ -Kombinationen entfernt (Abbildung 3.1b). Diese Forderung hat eine Effizienz von nahezu 100% bei vollständiger Unterdrückung des störenden $D^{*\pm}$ -Signals. In Abbildung 3.1b ist die Massendifferenz (3.27) gegen die invariante $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Masse aufgetragen. Das $D^{*\pm}$ ist als deutliche Überhöhung in der rechten, unteren Ecke des Histogrammes zu erkennen, während

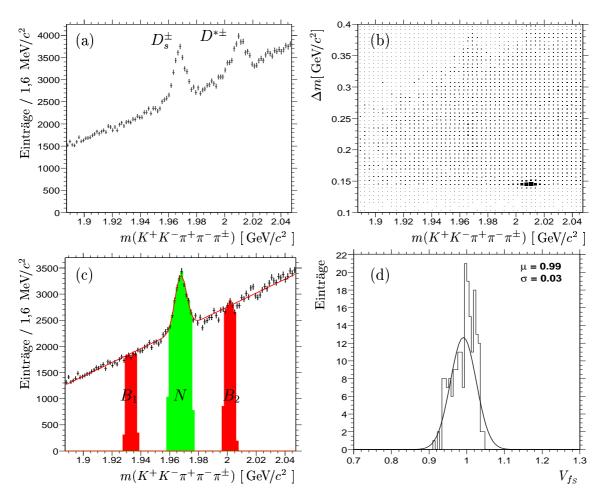


Abbildung 3.1: (a) $m(K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm)$ nach der Vorselektion, (b) Das $D^{*\pm}$ in Δm vs. $m(K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm)$, (c) $m(K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm)$, wobei das $D^{*\pm}$ entfernt wurde, (d) Verhältnis V_{f_S} für einige Individuen während der Optimierung.

das D_s^{\pm} selbst nur als schwaches, von Δm unabhängiges Band auftritt.

Der entscheidende Punkt ist nun die Bestimmung der Signifikanz für eine bestimmte Selektionseinstellung. Diese wird unter der Zuhilfenahme von simulierten Signalereignissen realisiert. Die Idee ist dabei, die unter dem D_s^{\pm} -Signal liegende Zahl von Untergrundereignissen N_B aus den Seitenbändern der Messdaten zu interpolieren, die Zahl N_S jedoch aus dem Spektrum der invarianten Masse von Simulationsereignissen abzuschätzen.

Zur Interpolation des Untergrundes ist zunächst eine Definition der Signalregion nötig, um damit gleichzeitig die Breite der Seitenbänder festzulegen. Dazu wird an die Verteilung der invarianten Masse als Modellfunktion die Superposition einer Gaußkurve zur Beschreibung der Signalform¹⁴ und einer Gerade zur Untergrund-

 $^{^{14}}$ Bei Zerfällen von Teilchen, deren natürliche Linienbreite Γ deutlich unter der Impulsauflösung des Detektors liegt, beobachtet man nur letztere, welche sich normalerweise zufriedenstellend mittels einer oder der Superposition mehrerer Gaußkurven beschreiben lässt.

abschätzung

$$f(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right] + a_0 + a_1 x \tag{3.28}$$

angepasst. Die Signalregion wird anschließend so gewählt, dass sie einem 2σ -Intervall um den Zentralwert μ der Gaußkurve entspricht, also $\mu - 2\sigma < m < \mu + 2\sigma$.

Da, wie Abb. 3.1c verdeutlicht, eine Gerade die Form des Untergrundes zufriedenstellend beschreibt, kann der Untergrund unter dem Signal durch die Summe der Ereigniszahlen zweier, rechts und links vom Signal liegender, in dunkelgrau dargestellter, Massenfenster abgeschätzt werden. Die Breite einer Seitenbandregion entspricht jeweils der halben Breite der Signalregion. Die Anpassung (3.28) an das Massenspektrum in Abbildung 3.1c ergab eine Varianz von $\sigma=4,3~{\rm MeV}/c^2$ und einen Schwerpunkt $\mu=1967,4~{\rm MeV}/c^2$. Das Massenfenster der Signalregion ist demnach gegeben durch das Kriterium

$$\left| m(K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm) - 1967,4 \text{ MeV}/c^2 \right| < 2 \cdot 4,3 \text{ MeV}/c^2$$
, (3.29)

die Ereignisse in den Seitenbändern werden durch die Kriterien

$$\left| m(K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm) - 1967,4 \,\text{MeV}/c^2 \right| > 30 \,\text{MeV}/c^2 \quad \text{und}$$
 (3.30)

$$\left| m(K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm) - 1967,4 \,\text{MeV}/c^2 \right| < (30 + 2 \cdot 4,3) \,\text{MeV}/c^2$$
 (3.31)

selektiert. Der Mittelwert und die Varianz zur Definition dieser Massenfenster entsprechen den in der Tabelle 3.4 angegebenen Werten. Eine Schätzung für die Zahl der Signalereignisse innerhalb der Signalregion ist damit durch die Differenz

$$N_{Daten} = N - N_{B1} - N_{B2} (3.32)$$

gegeben, wobei N die Gesamtzahl der Ereignisse in der Signalregion repräsentiert. N_{B1} und N_{B2} bezeichnen die entsprechenden Ereigniszahlen in den beiden Seitenbandregionen. Zur Vermeidung der oben erwähnten Fluktuationen wird dieser aus den Daten ermittelte Wert jedoch nicht direkt zur Bestimmung der Signifikanz herangezogen. Vielmehr soll diese mit Hilfe der Monte-Carlo-Daten ermittelt werden.

Dazu benötigt man die Anzahl der rekonstruierten Signalereignisse in den Simulationsdaten. Da bei diesen eine Überprüfung der Monte–Carlo–Wahrheit durchgeführt wird, d. h. nur diejenigen D_s^{\pm} –Kandidaten betrachtet werden, zu welchen ein korrektes Pendant in der ursprünglich vom Ereignisgenerator generierten Teilchenliste existiert, muß hier keine Untergrundsubtraktion durchgeführt werden, die Zahl N_{MC} ergibt sich direkt aus der Zahl der Ereignisse in der entsprechenden 2σ –Signalregion im Spektrum der invarianten $\phi \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ –Masse (siehe Abbildung 3.3c). Die notwendigen Effizienzkorrekturen bezüglich der Spurrekonstruktion und der Teilchenidentifikation (siehe Kap. 4.2.1) werden berücksichtigt.

Bestimmt man nun einen Skalierungsfaktor

$$f_S = \frac{N_{Daten}}{N_{MC}} \quad , \tag{3.33}$$

3.5. Ergebnisse 39

so ist zu erwarten, dass dieser unabhängig von einer bestimmten Wahl von Selektionskriterien konstant ist, falls die simulierten Signalereignisse ausreichende Konsistenz zu den Messdaten ausweisen. Dies ist deutlich einfacher zu gewährleisten, als den kombinatorischen Untergrund ebenfalls korrekt zu simulieren. Für den Prozess der Optimierung bedeutet das, dass anstatt den Wert N_S aus den Messdaten zu bestimmen, dieser mittels

$$N_S(x_0, \dots, x_m) = f_S \cdot N_{MC}(x_0, \dots, x_m)$$
 (3.34)

für jeden Satz von Parameterwerten x_0, \ldots, x_m für die Selektionskriterien abgeschätzt werden kann. Im konkret vorliegenden Fall wird der Faktor f_S dabei zunächst vor der Optimierung, d. h. direkt aus den nach der Vorselektion vorliegenden Massenspektren bestimmt. Danach wird der Optimierungsalgorithmus für einige Iterationen gestartet und für jedes auftretende Individuum dieser Faktor bestimmt. Das arithmetische Mittel all dieser Werte ergibt den endgültigen Skalierungsfaktor f_S , mit welchem die Optimierung durchgeführt wird. Zur Kontrolle der Gültigkeit dieser Methode wurde neben der Abschätzung von $N_S = f_S \cdot N_{MC}$ aus den Simulationsereignissen zusätzlich die Zahl der Signalereignisse N_{Daten} aus den Messdaten selbst durch die oben beschriebene Seitenbandsubtraktion bestimmt. Das Verhältnis dieser beiden Zahlenwerte sollte im Idealfall immer 1 betragen.

Abbildung 3.1d zeigt eine Verteilung dieses Verhältnisses

$$V_{f_S} = \frac{N_{Daten}(x_0, x_1, x_2)}{f_S \cdot N_{MC}(x_0, x_1, x_2)}$$

für die Parameterbelegungen x_0, x_1, x_2 einer Untermenge der bei der Optimierung erzeugten Individuen. Wie man sieht, ist der Mittelwert tatsächlich gut mit V = 1 verträglich, mit einer relativ kleinen Schwankung von ca. 3%. Die Streuung des Faktors f_S selbst ist dabei implizit in der in Abbildung 3.1d dargestellten Verteilung enthalten und wird aus diesem Grund nicht separat ermittelt.

An dieser Stelle sei hervorgehoben, dass selbst wenn der Wert f_S fehlerbehaftet ist, kein systematischer Fehler für das eigentliche Endergebnis zu erwarten ist. Der einzige Effekt eines fehlerhaften Optimierungsprozesses wäre eine nicht optimale Selektion bezüglich der Signifikanz, was zu einem größeren relativen Fehler führen würde. Der zu messende Wert für das Verzweigungsverhältnis muss selbstverständlich unabhängig von einer spezifischen Wahl von Selektionskriterien sein.

3.5 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die durch die im vorangehenden Kapitel vorgestellten Optimierung erreichten Ergebnisse der Rekonstruktion vorgestellt. In Tabelle 3.2 finden

Selektionskriterium	Parameterwert	
$P_{fit} > x_0$	$x_0 = 0$	
$p_{D_s^{\pm}-\mathrm{Kand.}}^* > x_1 \mathrm{GeV}/c$	$x_1 = 2.8$	
$\left \left m(K^+K^-) - m_{\phi(\text{PDG})} \right < x_2 \text{MeV}/c^2 \right $	$x_2 = 11,3$	

Tabelle 3.2: Die durch die Optimierung gefundenen Parameterwerte für die in Kap. 3.4.2 aufgestellten Selektionsbedingungen.

sich die gefundenen Parameterwerte für die in Abschnitt 3.4.2 genannten Selektionskriterien, welche zur größtmöglichen Signifikanz des D_s^{\pm} -Signals im Spektrum der invarianten $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^{\pm}$ -Masse geführt haben. Es fällt auf, dass das auf die invariante K^+K^- -Masse angewandte einzelne Kriterium offensichtlich ausreichend ist, um eine optimale Signifikanz zu ermöglichen, da die zwei anderen Kriterien nicht verschärft wurden.

Die resultierenden Spektren der invarianten Massen der beiden rekonstruierten Zerfälle $D_s^\pm \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ und $D_s^\pm \to \phi \, \pi^\pm$ sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

Wie sich herausstellt ist insbesondere beim Zerfall $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$ eine einfache Gaußverteilung nicht in der Lage, die Signalform angemessen zu beschreiben. Zur ge-

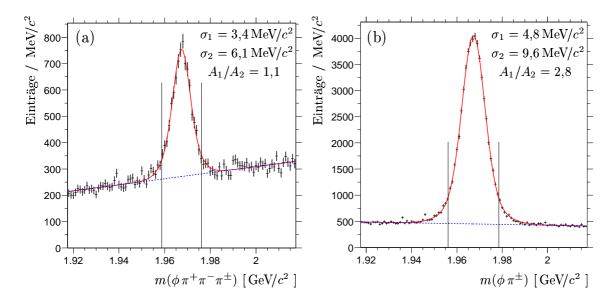


Abbildung 3.2: Resultierende Spektren der invarianten Massen $m(\phi \pi^+\pi^-\pi^\pm)$ (a) und $m(\phi \pi^\pm)$ (b). Die durchgzogene Linie repräsentiert jeweils die Anpassung einer Funktion der Form (3.35), die gestrichelte Linie die daraus resultierende Untergrundverteilung.

3.5. Ergebnisse 41

Zerfallskanal	Zahl der Signalereignisse	
$D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$	4845 ± 120	
$D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$	46509 ± 258	

Tabelle 3.3: Zahl der rekonstruierten Signalereignisse der beiden Zerfallskanäle.

naueren Modellierung der Verteilungen wird daher statt dessen eine Überlagerung zweier Gaußkurven gewählt, deren Schwerpunkte auf einen gemeinsamen Wert μ fixiert sind. Da eine Gerade zur Beschreibung der Untergrundverteilung weiterhin angemessen ist, hat die anzupassende Funktion die Form

$$f(x) = \frac{A_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma_1}\right)^2\right] + \frac{A_2}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma_2}\right)^2\right] + a_0 + a_1 x \quad .$$

$$(3.35)$$

Da nun zwei Varianzen σ_1^2 und σ_2^2 in diesem Modell auftreten, ist die Bestimmung einer konsistenten Definition einer Signalregion aus diesem Modell nicht trivial. Eine Möglichkeit wäre die Wahl einer symmetrisch um den Schwerpunkt μ gewählten, einem 2σ -Intervall entsprechenden Region, in welcher das Integral über das Signal wie bei einer Gaußverteilung 95,44% der Gesamtfläche enthält. Dadurch entsteht jedoch eine nicht zu vernachlässigende Modellabhängigkeit, da insbesondere im Falle eines gegenüber dem anderen deutlich größeren σ_i die daraus resultierende Breite des Fensters unangemessen groß werden kann, was einen Vergleich der Anpassungen an die Verteilungen beider Zerfallskanäle erschwert. Zur Festlegung der Signalregion wird deshalb weiterhin auf das Modell (3.28) mit der einfachen Gaußkurve zurückgegriffen, zur Messung der Untergrundform ist jedoch die Form (3.35) besser geeignet, da mit einer genaueren Anpassung der Signalform auch die Form des Untergrundes und damit insbesondere die Zahl N_B der Untergrundereignisse besser bestimmt werden kann. Die tatsächlichen Zahlenwerte für die Streuungen σ_1 und σ_2 spielen hier, sowie in den folgenden Kapiteln eine untergeordnete Rolle und sind deshalb nur exemplarisch für die in Abbildung 3.2 dargestellten Verteilungen angegeben.

Die Anzahl der Signale N_S ergibt sich dabei aus der Differenz der in der Signalregion befindlichen Zahl der Ereignisse N und dem Integral über die Untergrundfunktion innerhalb der Signalregion, also

$$N_S = N - \frac{1}{B} \int_{\mu - 2\sigma}^{\mu + 2\sigma} (a_0 + a_1 x) \ dx = N - N_B \quad \text{mit}$$
 (3.36)

$$\Delta N_S = \sqrt{N + N_B} \tag{3.37}$$

wobei B die Binbreite des betrachteten Histogrammes repräsentiert. Die so ermittelten Werte für die Zahl der rekonstruierten Signalereignisse sind in Tabelle 3.3 aufgeführt.

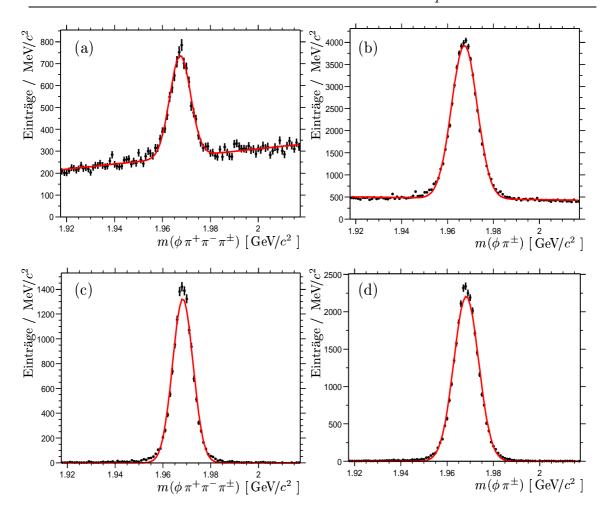


Abbildung 3.3: Vergleich der Verteilungen der invarianten Massen. (a) $m(\phi \pi^+ \pi^- \pi^\pm)$ (Daten), (b) $m(\phi \pi^\pm)$ (Daten), (c) $m(\phi \pi^+ \pi^- \pi^\pm)$ (Monte–Carlo), (d) $m(\phi \pi^\pm)$ (Monte–Carlo). In den Diagrammen (a) und (b) wurde dabei eine Kurve der Form (3.28) angepasst, die Anpassung an die Diagramme (c) und (d) erfolgte mittels einer Gaußverteilung ohne Untergrundfunktion.

Verteilung	$\mu \ [{ m MeV}/c^2]$	$\sigma [\mathrm{MeV}/c^2]$
$D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm} (\mathrm{Daten})$	1967,4	4,3
$D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm} (\text{Simulation})$	1968,3	4,3
$D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm} ({\rm Daten})$	1967,3	5,6
$D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm} (\text{Simulation})$	1968,3	5,4

Tabelle 3.4: Parameterwerte der Anpassung einer Gaußverteilung an die Spektren der invarianten Masse in den Mess- und Simulationsdaten.

3.5. Ergebnisse 43

Zur Ermittelung der später benötigten Rekonstruktionseffizienz mittels Simulationsdaten ist es besonders wichtig, die Gültigkeit dieser Bestimmungsmethode zu gewährleisten. Entscheidender Punkt hierbei ist, dass die so für Simulationsdaten, sowie für Messdaten definierten Signalregionen den gleichen Anteil des Gesamtsignals beinhalten. Bei einer für beide Fälle konsistenten Form des Signals ist dieser Umstand erfüllt. In Abbildung 3.3 sind daher die Spektren der invarianten Masse beider Zerfallskanäle für Simulations— sowie Messdaten mit der jeweiligen Anpassung einer einfachen Gaußkurve dargestellt. Tabelle 3.4 enthält die dazugehörigen Mittelwerte bzw. Varianzen der Anpassungen. Man beobachtet eine hervorragende Konsistenz bezüglich der Verteilungsbreiten. Die unterschiedlichen, in Simulations— und Messdaten gefundenen Werte für den Massenschwerpunkt μ finden bei der Definition der jeweiligen Signalregion Berücksichtigung. Dies ist für die im nachfolgenden Kapitel durchgeführte Messung der Rekonstruktionseffizienz von besonderer Bedeutung, da diese zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses benötigt wird.

Kapitel 4

Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses

4.1 Messmethode

Würde eine perfekte Übereinstimmung zwischen den gemessenen und simulierten Daten vorliegen, so ließe sich das gesuchte Verzweigungsverhältnis mittels der einfachen Beziehung

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \,\pi^+ \pi^- \pi^{\pm})}{\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \,\pi^{\pm})} = \frac{N_1}{\varepsilon_1} \cdot \frac{\varepsilon_2}{N_2} \tag{4.1}$$

bestimmen, wobei N_1 und N_2 die Anzahl der aus den Messdaten ermittelten Signalereignisse für die Zerfälle $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ bzw. $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$ repräsentieren, ε_1 und ε_2 bezeichnen die entsprechenden, mittels Simulationsereignissen ermittelten, Rekonstruktionseffizienzen. Die Effizienz ε selbst ist dabei definiert als das Verhältnis aus der Zahl N_r der rekonstruierten Signalereignisse und der Zahl N_0 der Simulationsereignisse, welche ursprünglich generiert wurden. Selbst wenn die Verteilungen für Simulations- und Messdaten in einer bestimmten Größe voneinander abweichen, würde dies nicht unbedingt zu einem systematischen Fehler führen, solange die Rekonstruktionseffizienz unabhängig von dieser Größe ist. Ist dieser Umstand jedoch nicht erfüllt, dann ist das Auftreten einer systematischen Abweichung nicht auszuschließen.

Eine in diesem Zusammenhang empfindliche Größe im Bezug auf die durchzuführende Analyse ist der Schwerpunktsimpuls $p_{D_s^{\pm}}^*$ der D_s^{\pm} -Kandidaten. Wie im Kap. 3.4 bereits angedeutet, ist die korrekte Simulation der $c\overline{c}$ -Fragmentation bei der beim BABAR-Experiment vorliegenden Schwerpunktsenergie ein schwieriges, von vielen Parametern abhängendes, Problem, wobei oben genannter Impuls eine entscheidene kinematische Kenngröße darstellt. Wird dieser mit einer von den gemessenen Daten abweichenden Verteilung generiert, so führt die in Kap. 4.2.2 diskutierte, impulsabhängige Effizienz zu einem fehlerhaften Ergebnis. Vermeiden läßt sich diese Pro-

blematik, indem die Messung impulsabhängig durchgeführt wird, d. h. der gesamte Impulsbereich in genügend kleine Abschnitte unterteilt wird, in denen die Effizienz als konstant angenommen werden kann. Der gesamte betrachtete Impulsbereich

$$2.8 \text{ GeV}/c < p_{D_s^{\pm}}^* < 4.8 \text{ GeV}/c$$
 (4.2)

wird dazu in 20 Unterbereiche mit einer Breite von jeweils 0,1 GeV/c zerlegt.

Werden für jedes Interval die Werte N_1 , N_2 , sowie die Effizienzen ε_1 und ε_2 bestimmt, so ergeben sich nun 20 Werte der Form (4.1) für das Verzweigungsverhältnis. Nach der Durchführung notwendiger Korrekturen ergibt der Mittelwert dieser Werte dann den endgültigen Wert und spiegelt die Statistik der gesamten betrachteten Datenmenge wider.

4.2 Rekonstruktionseffizienz

4.2.1 Korrekturen

Obwohl die im Rahmen des BABAR-Experiments generierten Monte-Carlo-Daten von sehr hoher Qualität sind, bedarf es dennoch einiger Korrekturen, um eine noch exaktere Übereinstimmung von Simulations- und Messdaten zu erreichen. Dies gilt insbesondere für Analysen, deren Ergebnisse Messgenauigkeiten im Prozentbereich oder besser aufweisen sollen.

Ein Bereich, in dem typischerweise Diskrepanzen auftreten, sofern man es mit geladenen Teilchen zu tun hat, ist die Spurrekonstruktion. Desweiteren weisen die Selektoren zur Teilchenidentfikation, welche auf Messgrößen einer ganzen Reihe von Detektorkomponenten basieren, Unterschiede in der Nachweiseffizienz auf.

4.2.1.1 Spurrekonstruktion

Aufgrund des günstigen Umstands, dass der BABAR-Detektor mit der Driftkammer und dem Silizium-Vertex-Detektor zwei Instrumente zur Spurmessung besitzt, ist es möglich, die Effizienzen beider Geräte unabhängig voneinander zu bestimmen. Dazu dient ein Instrument dem jeweils anderen als Trigger bei einer unabhängigen Spurrekonstruktion. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Analyse basiert auf dem im Kap. 3.3.2 erläuterten GoodTracksLoose-Spurkriterium (GTL), welches mindestens 12 Messwerte in der Driftkammer fordert, sodass hier nur die Effizienz letzterer eine Rolle spielt.

Man geht dabei von einer gemessene Spur im Silizium-Vertex-Detektor aus und bestimmt dann wie oft eine korrespondierende Spur in der Driftkammer beobachtet wird [Va02]. Gemessen wird dabei die relative Effizienz

$$\varepsilon = \frac{\text{Anzahl der GoodTracksLoose}}{\text{Anzahl der GoodTracksVeryLoose}} \quad , \tag{4.3}$$

wobei die GoodTracksVeryLoose-Selektion (GTVL) nur die ersten drei der in Kap. 3.3.2 angegebenen Kriterien fordert.

Zusätzlich besteht die Möglichkeit sich den Zerfall $D^0 \to K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ zunutze zu machen. Das Verhältnis der Effizienzen $R_\varepsilon = \varepsilon_{\rm GTL}/\varepsilon_{\rm GTVL}$ ist dabei gegeben durch die Zahl der in diesem Kanal rekonstruierten Zerfälle, in denen alle Spuren das GTL-Kriterium erfüllen, geteilt durch die Zahl der Zerfälle, in denen drei der vier Spuren als GTL klassifiziert werden. Die vierte, auch Testspur genannt, muss nur das GTVL-Kriterium erfüllen. Die Unsicherheiten in der Beschreibung der Signalform und der Subtraktion des Untergrundes schlagen sich dabei in einem systematischen Fehler von 0.8% pro Spur nieder.

Da die Effizienz des schwächeren Spurkriteriums GTVL in Mess- und Monte-Carlo-Daten konsistent ist, kann eine relative Korrektur abgeleitet werden, indem man das Verhältnis der entsprechenden Werte von (4.3) für Mess- und Monte-Carlo-Daten bestimmt. Die Ergebnisse werden dabei abhängig vom Transversalimpuls p_t , den Winkeln θ und ϕ der Spuren, sowie der Ereignismultiplizität, d. i. die Gesamtzahl der rekonstruierten Teilchenkandidaten im betreffenden Ereignis, tabelliert und können während der Analyse abgefragt werden. Technisch wird dabei jeder Spur i eines Simulationsereignisses ein Korrekturfaktor ε_i zugeordnet, womit für zusammengesetzte Monte-Carlo-Kandidaten, das sind im vorliegenden Fall die D_s^{\pm} -Kandidaten der Zerfälle $D_s^{\pm} \to K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ und $D_s^{\pm} \to K^+ K^- \pi^\pm$, die Korrekturen durch die Produkte

$$\varepsilon_{D_s^{\pm} \to K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}} = \varepsilon_{K^+} \cdot \varepsilon_{K^-} \cdot \varepsilon_{\pi^+} \cdot \varepsilon_{\pi^-} \cdot \varepsilon_{\pi^{\pm}} \tag{4.4}$$

und

$$\varepsilon_{D_s^{\pm} \to K^+ K^- \pi^{\pm}} = \varepsilon_{K^+} \cdot \varepsilon_{K^-} \cdot \varepsilon_{\pi^{\pm}}. \tag{4.5}$$

gegeben sind. Der Korrekturwert für eine einzelne Spur liegt im Mittel bei $\varepsilon=0,99$. Bei der Messung einer Zahl von Kandidaten in den simulierten Signalereignissen wird dementsprechend nicht die tatsächliche Anzahl, sondern die Summe der so ermittelten Gewichtungsfaktoren bestimmt.

Da sich all diese tabellierten Effizienzen natürlich nur auf die Spurparameter der simulierten Spuren beziehen, muss zur Gültigkeit dieser Korrekturmethode sichergestellt sein, dass die jeweiligen Verteilungen der Simulationsdaten denen der Messdaten entsprechen. In den Abbildungen 4.1-4.4 sind die Verteilungen des Impulses p bzw. des Winkels $\cos(\theta)$ der Einzelteilchen im Laborsystem dargestellt, wobei die fehlerbehafteten Werte den Messdaten, die durchgezogenen Linien den Simulationsdaten entsprechen.

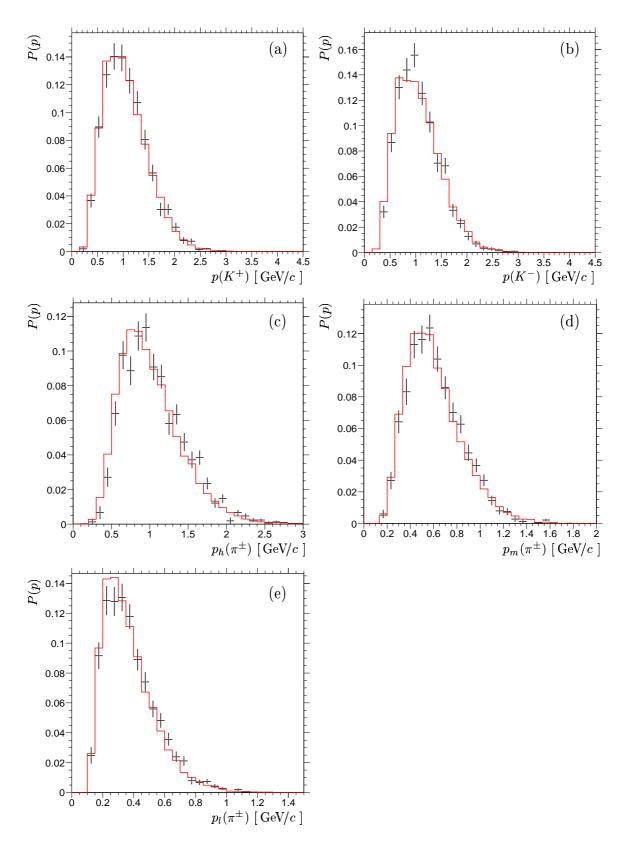


Abbildung 4.1: Die Spektren der Laborimpulse der Einzelkandidaten für den Kanal $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$: (a) $p(K^+)$, (b) $p(K^-)$, (c) $p_h(\pi^{\pm})$ (höchster Impuls), (d) $p_m(\pi^{\pm})$ (mittlerer Impuls), (e) $p_l(\pi^{\pm})$ (kleinster Impuls).

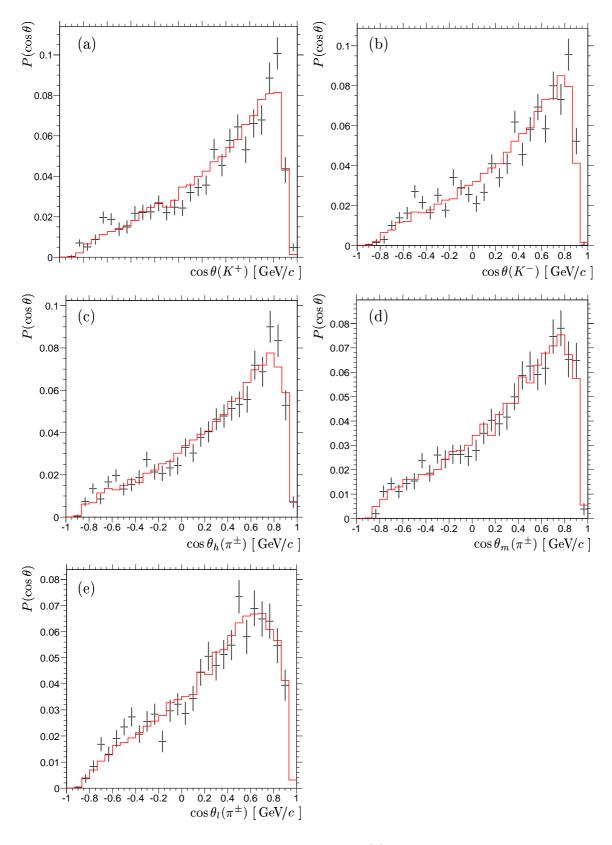


Abbildung 4.2: Die Spektren des Polarwinkels $\cos(\theta)$ der Einzelkandidaten für den Kanal $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$: (a) $\cos \theta(K^+)$, (b) $\cos \theta(K^-)$, (c) $\cos \theta_h(\pi^{\pm})$ (höchster Impuls), (d) $\cos \theta_m(\pi^{\pm})$ (mittlerer Impuls), (e) $\cos \theta_l(\pi^{\pm})$ (kleinster Impuls).

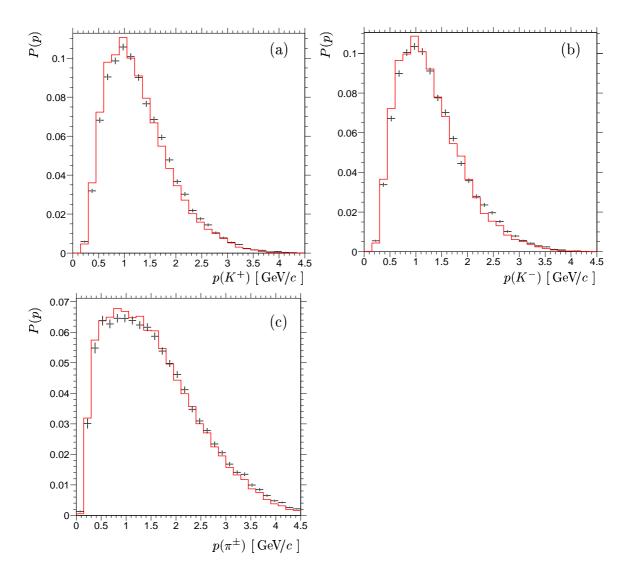


Abbildung 4.3: Die Spektren der Laborimpulse der Einzelkandidaten für den Kanal $D_s^\pm \to \phi \, \pi^\pm$: (a) $p(K^+)$, (b) $p(K^-)$, (c) $p(\pi^\pm)$.

Zur Bestimmung der Verteilungen der Messdaten wurde eine Seitenbandsubtraktion durchgeführt, d. h. es wurde die Differenz der Verteilung der Ereignisse in der durch (3.29) definierten Signalregion und der Verteilung in den Seitenbändern (3.30) und (3.31) gebildet. Die Spektren sind dabei zur besseren Vergleichbarkeit jeweils auf eine Fläche von 1 normiert.

Die Abbildungen 4.1a – 4.1e zeigen die Impulsverteilungen der zwei Kaonen bzw. drei Pionen des Zerfallskanals $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$. Dabei sind die Pionkandidaten nach ihren Impulsbeträgen sortiert, d. h. p_h bezeichnet den höchsten gefundenen Pionimplus im Zerfallsbaum des entsprechenden D_s^{\pm} -Kandidaten, p_m bezeichnet den mittleren und p_l den kleinsten Pionimpuls. In Abbildung 4.2 sind die entprechenden Verteilungen des Winkels $\cos \theta$ für diesen Zerfall dargestellt. Die Abbildungen 4.3a – 4.3c zeigen die korrespondierenden Impulsspektren, die Abbildungen 4.4a – 4.4c die

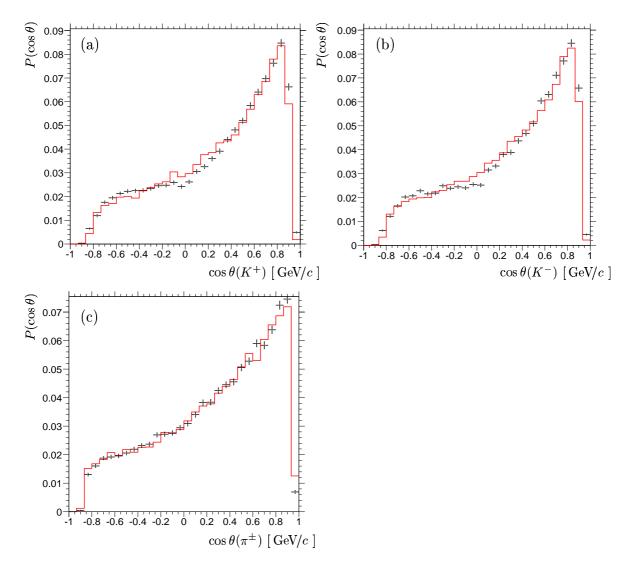


Abbildung 4.4: Die Spektren des Polarwinkels $\cos(\theta)$ der Einzelkandidaten für den Kanal $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$: (a) $\cos \theta(K^+)$, (b) $\cos \theta(K^-)$, (c) $\cos \theta(\pi^{\pm})$.

cos θ–Spektren für die Einzelkandidaten der rekonstruierten $D_s^\pm \to \phi \pi^\pm$ –Zerfälle. Wie man sieht besteht eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Daten, sodass man von einer gültigen Korrektur ausgehen kann. Der mittlere Korrekturfaktor für den Kanal $D_s^\pm \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ hat den Wert $\varepsilon_{\phi 3\pi} = 0.94 \pm 0.03$ pro D_s^\pm –Kandidat, für den Kanal $D_s^\pm \to \phi \pi^\pm$ ergibt sich eine mittlere Korrektur von $\varepsilon_{\phi \pi} = 0.97 \pm 0.01$.

Aufgrund der weitgehenden Übereinstimmung der gezeigten Impuls- und Winkelverteilungen der Kaonen in beiden Zerfallskanälen tragen nur die mit den Pionen verknüpften systematischen Fehler der Spurrekonstruktion von 0,8% pro Spur bei, sodass sich der gesamte systematische Fehler in diesem Bereich zu $\Delta \mathcal{B}_{track} = 4 \cdot 0,8\% = 3,2\%$ als relativer Fehler für das Verzweigungsverhältnis ergibt.

4.2.1.2 Teilchenidentifikation

Da im Rahmen dieser Analyse ein Teilchenselektor zur Selektion geladener Kaonen eingesetzt wird, ist es notwendig, einen möglichen Unterschied in dessen Akzeptanz bezüglich Simulations- und Messdaten in Betracht zu ziehen und gegebenenfalls eine Korrektur anzubringen. Die Vorgehensweise ist dabei verglichen mit obiger Methode eine vollständig andere.

Zunächst ist es notwendig, den Akzeptanzunterschied zwischen Mess– und Simulationsdaten für den betreffenden Selektor zu bestimmen. Dazu wird der besonders untergrundfrei zu selektierende Zerfall $D^0 \to K^+\pi^-$ ausgenutzt. Rekonstruiert man diesen einmal komplett ohne Teilchenidentifikation und einmal mit Hilfe des zu kalibrierenden Selektors zur Identifikation des Kaons im Endzustand, dann ergibt sich aus dem Verhältnis der jeweils beobachteten Anzahl der Zerfälle die Effizienz dieses Selektors. Wird dies für simulierte, sowie gemessene Daten durchgeführt, kann man daraus den Akzeptanzunterschied des entsprechenden Selektors bestimmen. Auch hier werden die Ergebnisse abhängig vom Impuls p, sowie den Winkeln θ und ϕ der Flugrichtung des Teilchens in Tabellen zusammengefasst, welche zur Laufzeit des Analysemoduls zur Korrektur herangezogen werden.

Anstatt jedoch den einzelnen Monte-Carlo-Kandidaten wie in Kap. 4.2.1.1 diese Effizienzwerte zuzuordnen, werden hier die Kandidaten mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit verworfen, weshalb diese Methode den Namen PID-Killing trägt [Yu02]. Technisch gesprochen wird der Umstand ausgenutzt, dass das Analysemodul sich auf sogenannte Teilchenlisten stützt, d. h. sollen Kaonkandidaten mit dem Kaon-LikelihoodSelektor im veryLoose-Modus selektieren werden, so wird die Kaon-LHVeryLoose-Liste angefordert. Der PID-Killing-Algorithmus läuft dabei für jedes Simulationsereignis über die gesamte Liste der geladenen Kandidaten und wählt jene aus, welche als Kaonen generiert wurden. Diese werden nur dann der entsprechenden Liste eines Selektors hinzugefügt, wenn ein zwischen 0 und 1 gewürfelter Zufallswert kleiner als die tabellierte relative Effizienz dieses Selektors ist.

In der hier präsentierten Analyse wird diese Methode für das in beiden Zerfällen vorkommende Kaonpaar zur Korrektur angewandt. Eventuell auftretende, mit diesem Verfahren verknüpfte systematische Fehler sind für beide Kanäle stark korreliert, da sowohl der Impuls als auch der Winkel θ der einzelnen Kaonkandidaten (siehe Abbildungen 4.1-4.4 jeweils (a) und (b)) sehr ähnliche Verteilungen aufweisen. Entsprechend wird davon ausgegangen, dass sich systematische Fehler bei der Bestimmung des relativen Verzweigungsverhältnisses gegenseitig aufheben.

4.2.2 Bestimmung der Effizienz

Um das gewünschte Verzweigungsverhältnis bestimmen zu können, ist es zunächst erforderlich, die Akzeptanz bzw. Effizienz der durchgeführten Rekonstruktion und Selektion zu ermitteln. Dies geschieht mit Hilfe von simulierten Signalereignissen, wobei die in den vorangehenden Kapiteln erläuterten Korrekturen zu berücksichtigen sind.

Die Effizienz ε ist gegeben durch das Verhältnis

$$\varepsilon = \frac{N_r}{N_0} \quad , \tag{4.6}$$

wobei N_r die Zahl der rekonstruierten Signale und N_0 die Zahl der generierten Signalereignisse ist. Zur exakten Bestimmung von N_r ist es dabei notwendig einen sogenannten Monte-Carlo-Truth-Match durchzuführen. Hierbei handelt es sich um eine Überprüfung, ob der Zerfallsbaum eines rekonstruierten D_s^{\pm} -Kandidat tatsächlich aus denselben Teilchen zusammengesetzt ist, welche vom Monte-Carlo-Generator für den Zerfall eines D_s^{\pm} -Mesons in dem korrekten Zerfallsmodus erzeugt worden sind. Ohne diese Überprüfung ergeben sich untergrundbehaftete Spektren, da sich in einem simulierten Ereignis neben dem gewünschten Zerfall auch noch Spuren anderer Zerfälle befinden, welche zu einem kombinatorischen Untergrund führen.

Damit gestaltet sich die Bestimmung der Effizienz derart, dass die Schwerpunktsimpulsverteilung der rekonstruierten Ereignisse binweise durch die korrespondierende Verteilung der ursprünglich erzeugten D_s^{\pm} -Signalereignisse geteilt wird.

Auf diese Weise erhält man die in Abbildung 4.5a und 4.5b gezeigten Verteilungen für $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ und $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$. In der Tat zeigt sich in beiden Zerfalls-

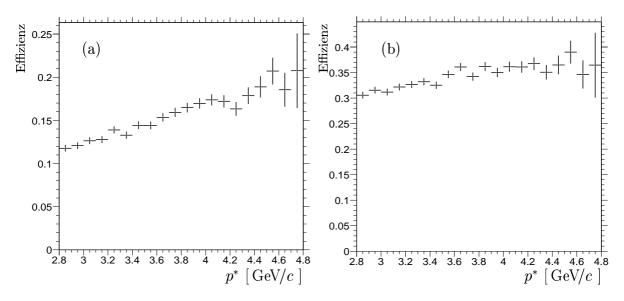


Abbildung 4.5: Die vom Schwerpunktsimpuls $p_{D_s^{\pm}}^*$ abhängige Rekonstruktionseffizienz für den Zerfall $D_s^{\pm} \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ (a) und $D_s^{\pm} \to \phi \, \pi^{\pm}$ (b).

kanälen eine Impulsabhängigkeit dieser Größe. Der Grund dafür dürfte darin zu finden sein, dass ein größerer Schwerpunktsimpuls höhere Laborimpulse der Tochterteilchen impliziert und die Nachweiseffizienz der spurdetektierenden Driftkammer mit wachsenden Impulsen steigt.

4.3 Impulsverteilung

Der wichtigste Schritt bei der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses ist die Extraktion der Verteilung der Schwerpunktsimpulse p^* der D_s^{\pm} -Mesonen. Im Prinzip wäre es möglich, diese mittels einer Seitenbandsubtraktion zu ermitteln, indem die Impulsverteilung der Kandidaten in den in Abb. 3.1 definierten Seitenbändern von der der Signalregion abgezogen werden.

Um jedoch eine möglichst genaue Messung durchzuführen, soll hier statt dessen für jede der in Kap. 4.1 erwähnten Impulsintervalle separat die Zahl der Einträge im jeweiligen D_s^{\pm} -Signal bestimmt werden, da bei dieser Extraktion eine höhere Sensitivität auf eine sich eventuell mit dem Impuls p^* ändernde Signalform gegeben ist. Dabei wird für jedes der 20 Intervalle

$$2.8 \,\text{GeV}/c + i \cdot 0.1 \,\text{GeV}/c < p_{D_s^{\pm}}^* < 2.8 \,\text{GeV}/c + (i+1) \cdot 0.1 \,\text{GeV}/c \qquad (4.7)$$

für $i=0,\ldots,19$ das Spektrum der invarianten Masse bestimmt und an dieses ein Modell der Form (3.35) angepasst, wobei die Zahl der Signale durch die Differenz (3.36) gegeben ist. Trägt man die so gemessenen Zahlen in ein Histogramm an der Stelle des entsprechenden Impulses ein, so erhält man gerade die gesuchte Verteilung. Dieser Prozess ist für beide rekonstruierten Kanäle durchgeführt worden, die Resultate sind in Abbildung 4.6a und 4.6b zu sehen.

Zur Kontrolle, dass das angepasste Modell für jedes der Impulsintervalle eine gute Beschreibung der Daten darstellt, wurde die kumulative Pull-Verteilung der Anpassung bestimmt. Dazu wurde für jedes Intervall eines jeden Massenhistogramms die auf den statistischen Fehler normierte Differenz zwischen der angepassten Funktion f(m) und der Zahl der Einträge in diesem Intervall N(m)

$$Pull = \frac{f(m) - N(m)}{\Delta N(m)}$$
(4.8)

berechnet und in ein Histogramm eingetragen. Die erwartete Verteilung ist eine Gaußverteilung um den Mittelwert 0 und der Varianz 1. Die in Abbildung 4.7 gezeigten Pull-Verteilungen für beide Kanäle sind gut mit einer solchen Hypothese verträglich, sodass von einer angemessenen Wahl des Modells ausgegangen werden kann.

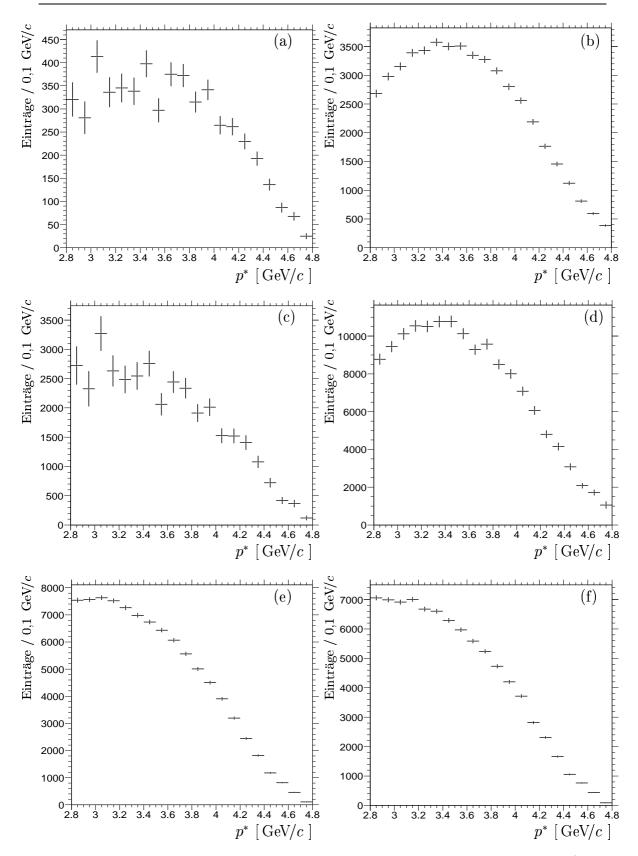


Abbildung 4.6: Die vom Impuls $p_{D_s^{\pm}}^*$ abhängigen Zählraten für die Zerfälle $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ (a) und $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$ (b), sowie die entsprechenden effizienzkorrigierten Spektren (c) und (d) und die Monte-Carlo-Verteilungen (e) und (f).

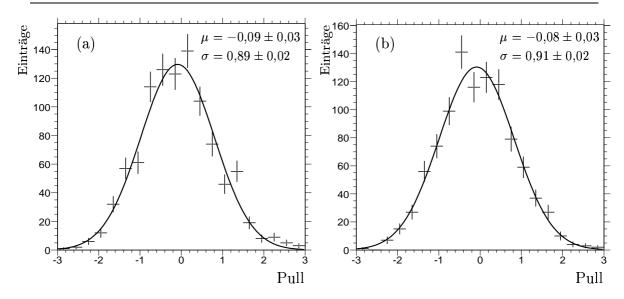


Abbildung 4.7: Die kummulative Pull-Verteilung der abschnittsweisen Anpassung des Spektrums der invarianten Masse von $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ (a) und $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$ (b).

Indem die so extrahierten Impulsspektren anschließend intervallweise durch das entsprechende in Abbildung 4.5 gezeigte Effizienzspektrum geteilt werden, erhält man für beide Kanäle die effizienzkorrigierten Impulsspektren. Dabei ergibt sich der i-te Wert zu

$$N_i' = \frac{N_i}{\varepsilon_i} \quad \text{mit} \quad \Delta N_i' = \sqrt{\frac{\varepsilon_i^2 \Delta N_i^2 + N_i^2 \Delta \varepsilon^2}{\varepsilon_i^4}} \quad .$$
 (4.9)

Die Spektren finden sich in Abbildung 4.6c und 4.6d. Da es sich dabei um die wahren, bei der $c\overline{c}$ -Fragmentation auftretenden Impulsverteilungen handelt, können diese direkt mit den entprechenden Spektren der generierten Simulationsereignisse verglichen werden (Abbildung 4.6e und 4.6f). Man beobachtet eine signifikante Abweichung von Simulations- und Messdaten, insbesondere im unteren Impulsbereich $p^* < 3.5~{\rm GeV}/c$. Da das Verzweigungsverhältnis jedoch in jedem der 20 Impulsintervalle separat ermittelt wird, führt dieser Umstand nicht zu einem Fehler, da die Spektren in Abbildung 4.6e und 4.6f nur zur Bestimmung der Effizienz benutzt werden.

4.4 Die $\phi(1020)$ -Resonanz / Peaking Background

Um den Wert des Verzweigungsverhältnisses (3.1) korrekt ermitteln zu können muss sichergestellt sein, dass das im Endzustand auftretende Kaonenpaar tatsächlich aus dem Zerfall der $\phi(1020)$ -Resonanz stammt. Das einzige Kriterium ist bis zu dieser Stelle die Anforderung an die invariante K^+K^- -Masse, in dem in Kap. 3.4 festgelegten Massenbereich zu liegen. Der in diesem Bereich befindliche kombinatorische Untergrund stellt kein Problem dar, da sich derselbe in der invarianten $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ -

bzw. $K^+K^-\pi^{\pm}$ -Masse ebenfalls nur in der Untergrundverteilung niederschlägt.

Es besteht aber prinzipiell die Möglichkeit, dass es Zerfälle des D_s^\pm -Mesons gibt, welche zwar zum gleichen Endzustand führen, aber nicht über die intermediäre Produktion einer $\phi(1020)$ -Resonanz zerfallen. Solche würden ebenso im D_s^\pm -Signal auftauchen, falls die invariante K^+K^- -Masse in das durch die Optimierung gefundene Massenfenster fällt. Dies wäre z. B. der Fall bei einem nichtresonanten Zerfall des D_s^\pm in denselben Endzustand. Dies mag vielleicht nicht besonders wahrscheinlich sein, falls das Isobarmodell¹ zutrifft, kann aber auch nicht ausgeschlossen werden. Deshalb muss dieser sogenannte peaking background, d. i. der Teil des D_s^\pm -Signals, welcher nicht durch ϕ -Zerfälle zustande kommt, bestimmt werden, damit eine entsprechende Korrektur durchgeführt werden kann.

Es muss dafür zunächst die Verteilung der invarianten K^+K^- -Masse für die Signalereignisse ermittelt werden. Dies geschieht auf die gleiche Art, wie im vorhergehenden Kapitel die Impulsverteilung der D_s^\pm -Kandidaten extrahiert wurde, d. h. der betrachtete Massenbereich wird in Unterabschnitte aufgeteilt, und für jeden dieser Abschnitte wird aus dem Spektrum der invarianten $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ - bzw. $K^+K^-\pi^\pm$ -Masse die Zahl der Signalereignisse mittels einer Anpassung des Modells (3.35) und Berechnen der Differenz (3.36) bestimmt.

An diese sich so ergebende K^+K^- -Massenverteilung wird ein möglichst genaues Modell angepasst, welches in der Lage ist, die Linienform der $\phi(1020)$ -Resonanz zu beschreiben und damit die Abschätzung eines nichtkohärenten Untergrundes zu ermöglichen. Da im speziellen Fall des $\phi(1020)$ die natürliche Linienbreite in derselben Größenordnung liegt wie das Auflösungsvermögen des Detektors, ist hier das relativ komplizierte Modell einer Faltung zweier Funktionen notwendig, wobei die eine die natürliche Linienform beschreibt, die andere der Modellierung der Detektorauflösung dient.

Da die $\phi(1020)$ -Resonanz nur knapp oberhalb der K^+K^- -Massenschwelle liegt, führt die nahe dieser Schwelle auftretende Phasenraumunterdrückung zu einer asymmetrischen, natürlichen Linienform. Ein geeignetes Modell zur Beschreibung einer solchen ist eine relativistische Breit-Wigner-Verteilung [Go65], wobei die folgende Parametrisierung gewählt wird:

$$BW(m) = A \frac{m \cdot m_0 \cdot \Gamma(m)}{(m_0^2 - m^2)^2 + m_0^2 \cdot \Gamma^2(m)} \quad \text{mit}$$
 (4.10)

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2l+1} \frac{m_0}{m} \frac{W_l^2(q)}{W_l^2(q_0)} . \tag{4.11}$$

Hierbei bezeichnen die Parameter m_0 und Γ_0 die nominelle Masse und Breite der Resonanz, q = q(m) und $q_0 = q(m_0)$ sind die Aufbruchimpulse der Tochterteilchen

¹Beim Isobarmodell wird davon ausgegangen, dass der Zerfall jedes Teilchens bzw. jeder Resonanz mit beliebiger Multiplizität im Endzustand immer durch sukzessive Zweikörperzerfälle realisiert ist.

im $\phi(1020)$ –System an den Stellen m bzw. m_0 , W_l steht für den Blatt–Weisskopf–Faktor [Bl63], welcher die Drehimpulsbarriere darstellt. Der Parameter l entspricht dem relativen Bahndrehimpuls der Zerfallsteilchen. Da bei den weiter unten betrachteten Zerfallskanälen des $\phi(1020)$ als Wert des Bahndrehimpulses nur l=1 erlaubt ist, muss als entsprechender Blatt–Weisskopf–Faktor

$$W_1(q(m)) = \sqrt{\frac{2}{1 + (r \cdot q(m))^2}}$$
(4.12)

gewählt werden. Der Parameter r bezeichnet dabei einen Skalenparameter, welcher der Reichweite der Wechselwirkung entspricht. Der Aufbruchimpuls q(m), d. i. der Impuls der Zerfallsprodukte im System des $\phi(1020)$, ist abhängig von den Massen der Tochterteilchen und ist gegeben durch

$$q(m) = \frac{\sqrt{(m^2 - (m_1 + m_2)^2) \cdot (m^2 - (m_1 - m_2)^2)}}{2m} \quad , \tag{4.13}$$

wobei m die Masse der zerfallenden Resonanz, m_1 und m_2 die Massen der Tochterteilchen bezeichnen.

Obwohl das $\phi(1020)$ nur im Zerfallskanal K^+K^- rekonstruiert wird, haben auch die anderen Zerfallskanäle dieser Resonanz einen Einfluß auf die Linienform. Dies liegt daran, dass der Wert der Wechselwirkungskonstante α_s nahe 1 ist und somit Feynmandiagramme höherer Ordnung kaum unterdrückt sind. Aus diesem Grund werden hier die drei stärksten Zerfallsmoden

$$\phi(1020) \rightarrow K^+K^- \tag{4.14}$$

$$\phi(1020) \rightarrow K_S^0 K_L^0 \tag{4.15}$$

$$\phi(1020) \rightarrow \rho(770) \pi \rightarrow \pi^{+} \pi^{-} \pi^{0}$$
 (4.16)

berücksichtigt, welche bereits 98% aller Zerfälle des $\phi(1020)$ ausmachen. Dies führt dazu, dass (4.11) durch eine gemittelte dynamische Breite

$$\Gamma(m) \to \frac{0.492 \cdot \Gamma_{K^+K^-}(m) + 0.337 \cdot \Gamma_{K_S^0 K_L^0}(m) + 0.155 \cdot \Gamma_{\rho(770) \pi}(m)}{0.492 + 0.337 + 0.155}$$
(4.17)

ersetzt werden muss, wobei die konstanten Werte den in [PDG02] angebenen Partialbreiten für die korrespondierenden Kanäle entsprechen. Die dynamischen Anteile $\Gamma_{K^+K^-}(m)$, $\Gamma_{K^0_SK^0_L}(m)$ und $\Gamma_{\rho(770)\,\pi}(m)$ sind dabei durch die vorherige Form (4.11) gegeben, in welche jeweils der Aufbruchimpuls (4.13) des entsprechenden Kanals eingeht.

Die Modellierung der Detektorauflösung erfolgt mittels einer Gaußverteilung G(m), der im K^+K^- -Massenfenster befindliche Untergrund wird mit einem Polynom dritten Grades $p_3(m)$ beschrieben. Die an die Verteilung anzupassende Gesamtfunktion ist damit durch

$$f_{K^+K^-}(m) = \int_{-\infty}^{\infty} BW(m') \cdot G(m - m') \, dm' + p_3(m)$$
 (4.18)

gegeben. Die zur Berechnung der Faltungsfunktion erforderliche Integration wird dabei numerisch von -5σ bis 5σ um den Wert m durchgeführt, wobei σ die Varianz der Gaußverteilung bezeichnet. Aus technischen Gründen wird die Anpassung in zwei Schritten durchgeführt. Zunächst werden die Parameter m_0 und Γ_0 auf die in [PDG02] publizierten Werte fixiert, um die Varianz σ der Auflösungsfunktion anzupassen. Danach wird der so gefundene Wert σ fixiert, um m_0 und Γ_0 zu bestimmen.

Nach Anpassung dieser Funktion an das Massenspektrum ist es möglich, den Anteil der $\phi(1020)$ –Zerfälle an der Gesamtzahl der im Massenfenster befindlichen Einträge zu bestimmen. Dieser ist durch das Verhältnis

$$c = \frac{\int_{m_u}^{m_o} f_{K^+K^-}(m) - p_3(m) \, dm}{\int_{m_u}^{m_o} f_{K^+K^-}(m) \, dm}$$
(4.19)

gegeben, wobei $m_u=(1019,456-11,3)~{\rm MeV}/c^2$ und $m_o=(1019,456+11,3)~{\rm MeV}/c^2$ die untere und obere Grenze des im Optimierungsprozess gefundenen Massenbereiches bezeichnen. Damit resultiert aus einer Zahl von N beobachteten Zerfällen in dem D_s^\pm -Signal eine Zahl von $N\cdot c$ Zerfällen, welche über die $\phi(1020)$ -Resonanz stattgefunden haben. Bestimmt man für beide Zerfallskanäle diese Faktoren $c_{\phi3\pi}$ und $c_{\phi\pi}$, dann ergibt sich

$$\mathcal{B} = \frac{N_{\phi 3\pi}}{N_{\phi \pi}} \cdot \frac{c_{\phi 3\pi}}{c_{\phi \pi}} = \mathcal{B}' \cdot f_{\phi} \qquad , \tag{4.20}$$

wobei $f_{\phi} = c_{\phi 3\pi}/c_{\phi\pi}$ dem Korrekturfaktor entspricht, mit welchem der vorher nur durch die Einschränkung der K^+K^- -Masse ermittelte Wert \mathcal{B}' zu multiplizieren ist, um das tatsächliche Verzweigungsverhältnis zu erhalten.

Die Ergebnisse der Anpassung der Funktion (4.18) an die Spektren der invarianten K^+K^- -Masse der beiden Zerfallskanäle $D_s^\pm \to \phi \pi^+\pi^-\pi^\pm$ und $D_s^\pm \to \phi \pi^\pm$ finden sich in Abbildung 4.8, wobei zur Extraktion der Spektren der betrachtete Massenbereich in 30 Unterabschnitte eingeteilt wurde. Die graue Linie entspricht dem Gesamtmodell, die schwarze Linie der sich daraus ergebende Verteilung des Untergrundes. In beiden Fällen wird die gemessene Verteilung hervorragend durch das Modell beschrieben.

Um eine Abschätzung für den systematischen Fehler dieser Methode zu erhalten, wird das K^+K^- -Massenspektrum pro Zerfallskanal viermal mit einer unterschiedlichen Zahl von Einteilungen extrahiert, an welche dann jeweils das Modell angepasst wird. Die Ergebnisse dieser Anpassungen sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Auch hier ist eine gute quantitative Übereinstimmung der angepassten Werte m_0 und Γ_0 mit den publizierten Werten, insbesondere für den Zerfallskanal $D_s^\pm \to \phi \, \pi^\pm$, festzustellen. Der Wert c für den mit einer deutlich höheren Statistik rekonstruierten Kanal $D_s^\pm \to \phi \, \pi^\pm$ ist sehr stabil für die unterschiedlichen Intervallzahlen, für den Kanal $D_s^\pm \to \phi \, \pi^+\pi^-\pi^\pm$ zeigen sich stärkere Schwankungen in dieser Größe.

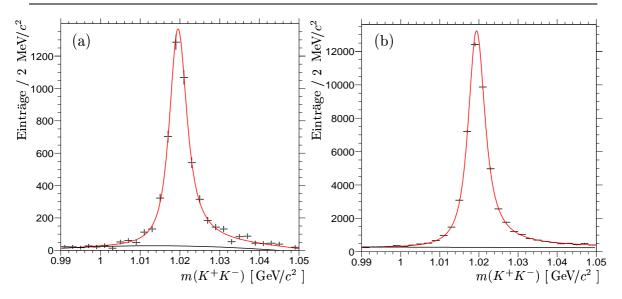


Abbildung 4.8: Die Spektren der invarianten K^+K^- –Masse für die Zerfälle D_s^\pm \to $\phi \, \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ (a) und $D_s^\pm \to \phi \, \pi^\pm$ (b). Die graue Linie ist die Anpassung des Gesamtmodells (4.18), die schwarze Linie spiegelt die Anpassung des Untergrundes wider.

Der entgültige Korrekturfaktor f_{ϕ} wird abgeleitet, indem zunächst die arithmetischen Mittelwerte $\hat{c}_{\phi 3\pi}$ und $\hat{c}_{\phi\pi}$ und deren Varianzen aus den jeweils vier, mit verschiedener Zahl von Unterteilungen ermittelten Einzelwerten (siehe Tab. 4.1) berechnet werden. Die Varianz wird dabei als statistischer Fehler des Korrekturfaktors aufgefasst, die Abschätzungen für die systematischen Unsicherheiten ist jeweils durch die größte Differenz des Mittelwertes zu einem der Einzelwerte gegeben. Dadurch ergeben sich die Werte

$$c_{\phi 3\pi} = 0.944 \pm 0.003 \text{ (stat.)}^{+0.007}_{-0.010} \text{ (syst.)}$$
 (4.21)
 $c_{\phi \pi} = 0.937 \pm 0.001 \text{ (stat.)}^{+0.000}_{-0.001} \text{ (syst.)}$. (4.22)

$$c_{\phi\pi} = 0.937 \pm 0.001 \text{ (stat.)} ^{+0.000}_{-0.001} \text{ (syst.)}$$
 (4.22)

Das Verhältnis

$$f_{\phi} = \frac{c_{\phi 3\pi}}{c_{\phi \pi}} = 1,007 \pm 0,004 \text{ (stat.)} ^{+0,007}_{-0,010} \text{ (syst.)}$$
 (4.23)

entspricht dem gesuchten Korrekturfaktor.

An dieser Stelle soll hervorgehoben werden, dass sich all diese Überlegungen nur auf einen inkohärenten Untergrund beziehen. Eine mögliche Interferenz der $\phi(1020)$ -Resonanz mit einer eventuell vorhandenen skalaren Welle, welche im hier betrachteten Massenbereich höchstwahrscheinlich auch eine flache Verteilung aufweisen würde, aber trotzdem zu signifikanten Schwankungen der im D_s^{\pm} -Zerfall auftretenden Amplitude des $\phi(1020)$ führen könnte, wurde nicht berücksichtigt. Zur Bestimmung einer solchen Interferenz wäre eine Partialwellenanalyse das geeignete Mittel, wobei jedoch die Durchführung einer solchen mit der zur Verfügung stehenden Zahl von Signalereignissen kaum zu signifikanten Ergebnissen führen würde.

Kanal	Intervalle	$m_0 \; [\; \mathrm{MeV}/c^2 \;]$	$\Gamma_0 \ [\mathrm{MeV}/c^2]$	$\sigma \; [\; {\rm MeV}/c^2 \;]$	c
PDG		$1019,\!456\pm0,\!020$	$4,26 \pm 0,05$	_	
$\phi \pi^+ \pi^- \pi^\pm$	15	$1019,\!61 \pm 0,\!09$	$4,65 \pm 0,21$	0,68	0,951
	20	$1019{,}62 \pm 0{,}07$	$4,\!47\pm0,\!21$	0,84	0,951
	25	$1019,61 \pm 0,08$	$4,44 \pm 0,20$	0,76	0,934
	30	$1019{,}61 \pm 0{,}07$	$4,54 \pm 0,20$	0,83	0,940
$\phi \pi^{\pm}$	15	$1019,\!44 \pm 0,\!02$	$4,43 \pm 0,05$	0,80	0,938
	20	$1019,\!45\pm0,\!02$	$4,38 \pm 0,05$	0,87	0,938
	25	$1019,\!48 \pm 0,\!02$	$4,43 \pm 0,05$	0,82	0,938
	30	$1019,\!46\pm0,\!02$	$4,40 \pm 0,05$	0,80	0,937

Tabelle 4.1: Ergebnisse der Anpassung von (4.18) an die mit unterschiedlicher Anzahl von Intervallen extrahierten K^+K^- -Massenverteilungen für die beiden Zerfallskanäle $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ und $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$. In der obersten Zeile sind die in [PDG02] publizierten Wert der Masse m_0 und der Breite Γ_0 des $\phi(1020)$ angegeben.

Ergebnisse 4.5

Der noch bezüglich des peaking backgrounds zu korrigierende Wert \mathcal{B}' für das relative Verzweigungsverhältnis aus Gleichung (4.20) wird ermittelt, indem für jedes Impulsintervall separat das Verhältnis der Einträge in den in Abbildung 4.6c und 4.6d dargestellten Histogrammen berechnet wird. Der Wert und der zugehörige Fehler für einen bestimmten Impuls p^* ergeben sich dabei zu

$$\mathcal{B}(p^*) = \frac{N_{\phi 3\pi}(p^*)}{N_{\phi \pi}(p^*)} \quad \text{und}$$
 (4.24)

$$\mathcal{B}(p^*) = \frac{N_{\phi 3\pi}(p^*)}{N_{\phi \pi}(p^*)} \quad \text{und}$$

$$\Delta \mathcal{B}(p^*) = \sqrt{\frac{(\Delta N_{\phi 3\pi}(p^*))^2 \cdot N_{\phi \pi}^2(p^*) + (\Delta N_{\phi \pi}(p^*))^2 \cdot N_{\phi 3\pi}^2(p^*)}{N_{\phi \pi}^4(p^*)}}$$
(4.24)

Die sich so ergebenden Werte sind in Abbildung 4.9a dargestellt. Wie erwartet sind diese gut mit einer konstanten, nicht vom Impuls abhängigen Funktion verträglich, weshalb eine solche an die Verteilung angepasst wird. Man beobachtet jedoch insbesondere im niedrigen Impulsbereich $p^* < 3.2 \,\mathrm{GeV}/c$, sowie im hohen Impulsbereich $p^* > 4.5 \,\mathrm{GeV/}c$, signifikante Abweichungen von dieser Konstanten, welche nicht ohne weiteres einer rein statistischen Schwankung zugeschrieben werden können. Ein Hinweis auf die nichtstatistische Natur ist der Wert $\chi^2/n_{DF}=1.73$, welcher deutlich größer 1 ist, sodass der aus der Anpassung bestimmte Fehler des Wertes

$$\mathcal{B}' = 0.241 \pm 0.0055 \tag{4.26}$$

den wahren Fehler möglicherweise unterschätzt.

Eine genauere Bestimmung des Fehlers ermöglicht die in [PDG02] beschriebene Methode, welche von der Particle Data Group verwendet wird, um Messergebnisse 4.5. Ergebnisse

verschiedener Experimente zu mitteln und den zugehörigen Fehler dieser Mittelung durch eine möglicherweise notwendige Skalierung anzupassen.

Bei dieser Methode wird zunächst der gewichtete Mittelwert der Messwerte x_i samt seinem Fehler

$$\hat{x} \pm \Delta \hat{x} = \frac{\sum_{i} w_i x_i}{\sum_{i} w_i} \pm \left(\sum_{i} w_i\right)^{-1/2} \tag{4.27}$$

berechnet, wobei sich die Gewichte

$$w_i = 1/(\Delta x_i)^2 \tag{4.28}$$

aus den Messfehlern Δx_i ergeben. Anschließend wird der Wert $\chi^2 = \sum w_i (\hat{x} - x_i)^2$ mit der Zahl der Freiheitsgrade n_{DF} (Number of Degrees of Freedom) verglichen (bei N Messwerten unter der Anpassung einer Konstanten ergibt sich $n_{DF} = N-1$). Ist der Wert $\chi^2/(N-1)$ kleiner oder gleich 1, dann unterschätzt der in (4.27) angegebene Fehler den wahren nicht. Im Falle $\chi^2/(N-1) > 1$ wird der Fehler $\Delta \hat{x}$ mit dem Skalierungsfaktor

$$S = \sqrt{\frac{\chi^2}{N - 1}} \tag{4.29}$$

multipliziert. Der Begründung hierfür ist die folgende: Der zu große Wert von χ^2 läßt vermuten, dass mindestens einer der Fehler Δx_i den wahren Fehler unterschätzt. Da nicht bekannt ist, welcher Wert x_i einen zu kleinen Fehler Δx_i angibt, wird angenommen, dass alle Fehler um den Faktor S unterschätzt sind. Die Skalierung aller Fehler $\Delta x_i \to \Delta x_i \cdot S$ führt dann zu $\chi^2 = N-1$, was einer den Daten angemessen Anpassung entspricht.

Auf den vorliegenden Fall angewandt ergibt sich ein Skalierungsfaktor S=1,316 welcher zu dem Wert $\mathcal{B}' \pm \Delta \mathcal{B}_{\text{gesamt}} = 0,241 \pm 0,0073$ führt. Der Gesamtfehler $\Delta \mathcal{B}_{\text{gesamt}}$ kann noch in einen statistischen und einen systematischen Anteil zerlegt werden. Dabei ergibt deren quadratische Addition den Gesamtfehler, während der statistische Anteil dem ursprünglichen Wert des Fehlers in Gleichung (4.26) entspricht, also

$$\mathcal{B}' \pm \Delta \mathcal{B}_{\text{stat}} \pm \Delta \mathcal{B}_{p^*} = 0.241 \pm 0.0055 \pm 0.0047 \qquad . \tag{4.30}$$

Ordnet man jedem in Abbildung 4.9a dargestellten Wert eine Gaußverteilung um den Mittelwert (4.24) mit einer Streuung (4.25) zu, dessen Höhe proportional zu dem Gewicht $1/\Delta\mathcal{B}(p^*)$ ist, dann ergibt sich das in Abbildung 4.9b gezeigte Ideogramm als Superposition all diese Verteilungen. Der eingezeichnete graue Balken entspricht dem Bereich des skalierten Fehlerwertes. Diese Darstellung dient als qualitative, visuelle Kontrollmöglichkeit für die Güte der Anpassung.

Um den endgültigen Wert für das Verzweigungsverhältnis zu bestimmen, muss nun noch die im Kap. 4.4 abgeleitete Korrektur durchgeführt und der in Kap. 4.2.1.1 angesetzte systematische Fehler der Spurrekonstruktion von 3,2% berücksichtigt werden. Die Fehler des Verzweigungsverhältnisses

$$\mathcal{B} = \mathcal{B}' \cdot f_{\phi} \tag{4.31}$$

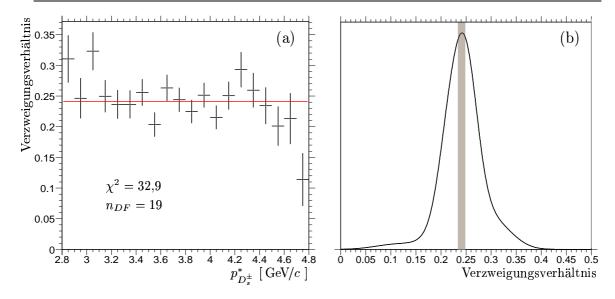


Abbildung 4.9: (a) Das abhängig vom Impuls $p_{D_s^{\pm}}^*$ dargestellte, sich aus dem Verhältnis der Impulsspektren ergebene, nicht bezüglich des peaking background korrigierte Verzweigungsverhältnis \mathcal{B} ' mit einer angepassten konstanten Funktion, (b) das Ideogramm mit dem in grau eingezeichneten Fehlerbalken.

werden mittels der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung getrennt für den statistischen und systematischen Anteil bestimmt, wobei die systematischen Fehler bezüglich des Faktors f_{ϕ} und des Impulses p^* dazu so kombiniert werden, dass der resultierende kombinierte systematische Fehler maximal ist, d. h. für die positive Abweichung ergibt sich

$$\Delta \mathcal{B}^{+} = \sqrt{(f_{\phi} \cdot \Delta \mathcal{B}_{p^{*}}^{+})^{2} + (\Delta f_{\phi}^{+} \cdot \mathcal{B}_{p^{*}})^{2}} \quad , \tag{4.32}$$

für die negative Abweichung der analoge Wert mit den negativen Einzelfehlern.

Insgesamt ergibt sich

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \,\pi^+\pi^-\pi^{\pm})}{\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \,\pi^{\pm})} = 0.243 \pm 0.006_{\text{stat}} \pm 0.005_{\phi,p^*} \pm 0.008_{\text{track}}$$
(4.33)

als Wert für das relative Verzweigungsverhältnis. Die letzten beiden Fehlerwerte sind systematischer Art, wobei der eine dem kombinierten Fehler bezüglich der Korrektur des peaking backgrounds und der Mittelungsmethode (ϕ, p^*) , der andere dem systematischen Fehler der Spurrekonstruktion (track) entspricht. Mittels quadratischer Addition können diese beiden noch zu einem systematischen Gesamtfehler zusammengefasst werden, womit sich der Wert

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \,\pi^+\pi^-\pi^{\pm})}{\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \,\pi^{\pm})} = 0.243 \pm 0.006_{\text{stat}} \pm 0.009_{\text{syst}}$$
(4.34)

ergibt. Aus diesem und dem publizierten Wert für das absolute Verzweigungsverhältnis

$$\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \,\pi^{\pm}) = (3.6 \pm 0.9)\%$$
 (4.35)

4.5. Ergebnisse

Exp.	Jahr	\mathcal{B}	$\Delta \mathcal{B}$ (stat.)	$\Delta \mathcal{B}$ (syst.)	$\Delta \mathcal{B} \text{ (gesamt)}$
ARG	1985	1,11	0,37	0,28	0,46
E691	1988	0,42	0,13	0,07	0,15
E687	1992	0,58	0,21	0,10	0,23
E687	1997	0,28	0,06	0,1	0,06
FOCUS	2002	0,249	0,024	0,021	0,032
BABAR	2003	0,243	0,006	0,009	0,011

Tabelle 4.2: Publizierte Messwerte des relativen Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm})/\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm})$ im Vergleich zum hier bestimmten Wert.

kann desweiteren der Wert für das absolute Verzweigungsverhältnis mit dem Ergebnis

$$\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \,\pi^+\pi^-\pi^{\pm}) = (0.88 \pm 0.22)\% \tag{4.36}$$

abgeleitet werden. Der Fehler ergibt sich mittels Fehlerfortpflanzung aus dem in (4.35) angegebenen Fehler und dem Gesamtfehler von (4.34), welcher durch quadratische Addition des systematischen und statistischen Einzelfehlers gemäß (4.37) gegeben ist. Die Größe des Fehlers von (4.36) ist im Wesentlichen durch die große Unsicherheit des absoluten Verzweigungsverhältnisses (4.35) bedingt.

Tabelle 4.2 zeigt die bisher publizierten und in [PDG02] tabellierten Werte des relativen Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^{\pm})/\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \, \pi^{\pm})$ zusammen mit dem im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Wert. Die aufgeführten Gesamtfehler sind dabei durch die quadratische Addition

$$\Delta \mathcal{B}_{gesamt} = \sqrt{(\Delta \mathcal{B}_{stat})^2 + (\Delta \mathcal{B}_{syst})^2}$$
 (4.37)

ermittelt worden. Neben Abweichungen im Mittelwert zeigen sich ebenso deutliche Schwankungen in der jeweiligen Genauigkeit der Messungen. Die in Abbildung 4.10 gezeigte grafische Darstellung der Werte gegen den Zeitpunkt der Messung verdeutlicht dies. Die zu jedem Wert eingezeichneten Fehlerbalken zeigen den statistischen, sowie den Gesamtfehler der jeweiligen Messung.

Gegenüber der bisher genauesten Messung, welche von der FOCUS-Kollaboration im November 2002 veröffentlicht wurde [Lin02], konnte der Gesamtfehler auf ein Drittel, der statisischen Fehler sogar auf ein Viertel der dort publizierten Werte reduziert werden. Der Mittelwert stimmt dabei hervorragend mit dem hier vorgestellten Wert überein, beide Werte sind im Rahmen der statistischen Fehler miteinander kompatibel.

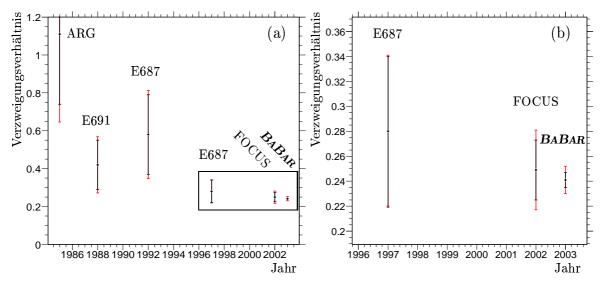


Abbildung 4.10: (a) Grafische Darstellung der bisher publizierten Werte des Verzweigungsverhältnisses im Vergleich zum hier abgeleiteten Wert, (b) der vergrößerte im Kasten von (a) gezeigte Bereich.

4.6 Der Zerfall $D^{\pm} \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^{\pm}$

Neben der Publikation einiger bereits gemessener Verzweigungsverhältnisse umfasst die Veröffentlichung [Lin02] der FOCUS-Kollaboration auch die erstmalige Beobachtung des Cabibbo-unterdrückten Zerfalls $D^{\pm} \to K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$.

Da bei diesem Zerfall derselbe Endzustand wie bei dem im Rahmen dieser Arbeit untersuchten D_s^{\pm} –Zerfall vorliegt, ist es naheliegend zu überprüfen, ob sich die Ergebnisse von FOCUS bestätigen lassen. Da das in der Vorselektion gewählte Kriterium zur Einschränkung der invarianten $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ –Masse (Kap. 3.3.4) den Massenbereich des D^\pm –Mesons umfasst, sollte das entsprechende Signal im Spektrum der invarianten Masse zu finden sein. Auf die Einschränkung der invarianten K^+K^- –Masse zur Selektion des $\phi(1020)$ wurde verzichtet.

Abbildung 4.11b zeigt die Verteilung der invarianten Masse $m(K^+K^-\pi^\pm)$. Neben dem Signal des D_s^\pm ist ein sehr deutliches D^\pm -Signal an der Stelle m=1,87 GeV/c zu sehen. In Abbildung 4.12b ist ein möglicher Feynman-Graph des Zerfalls $D^\pm \to K^+K^-\pi^\pm$ dargestellt. Obwohl dieser Zerfall Cabibbo-unterdrückt ist, d. h. an einem Vertex ein Nichtdiagonal-Element der CKM-Matrix die Zerfallsamplitude unterdrückt (dieser Vertex ist in der Abbildung durch einen ausgefüllten Kreis markiert), beobachtet man eine große Anzahl rekonstruierter Signalereignisse. Dies deutet darauf hin, dass die im Kontinuum erzeugte Rate von D^\pm -Mesonen von ähnlicher Größenordnung ist wie die Rate der D_s^\pm -Mesonen.

Ein dementsprechender Feynman-Graph, welcher den Zerfall $D^{\pm} \to K^{+}K^{-}\pi^{+}\pi^{-}\pi^{\pm}$ beschreibt ist in Abbildung 4.12a zu sehen. Aufgrund der Änhlichkeit dieser beiden Feynman-Diagramme (falls diese dominant zur Zerfallsamplitude beitragen) ist im

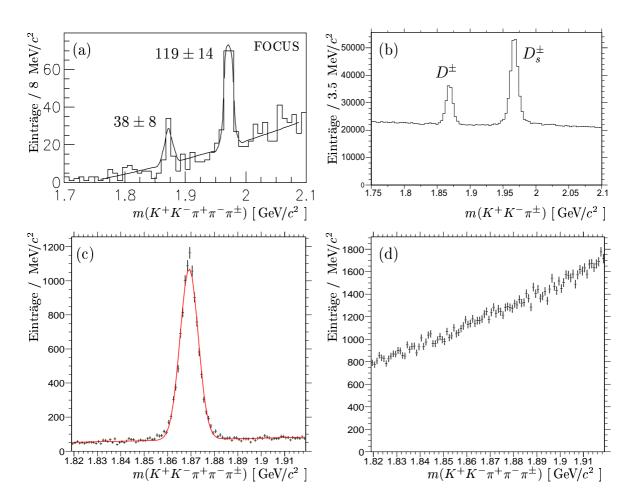


Abbildung 4.11: (a) Das von der FOCUS–Kollaboration veröffentlichte Spektrum der invarianten $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ –Masse, (b) das D^\pm im $K^+K^-\pi^\pm$ –Massenspektrum, (c) Rekonstruktion des Zerfalls $D^\pm \to K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ aus Simulationsdaten, (d) die invariante $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ –Masse in demselben Massenbereich für Messdaten.

Kanal $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ ein signifikantes D^\pm -Signal zu erwarten. Abbildung 4.11a zeigt das Spektrum der invarianten $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Masse, welches beim FOCUS-Experiment aufgenommen wurde. Das D^\pm -Signal hat mit $N=38\pm 8$ Ereignissen eine Signifikanz von $N/\Delta N=4,75$.

Trotz der höheren Ereigniszahlen und damit größeren Senstivität der beim BABAR– Experiment gemessenen Spektren lässt sich dort kein Signal des Zerfalls $D^\pm \to K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ rekonstruieren, wie das Massenspektrum in Abbildung 4.11d zeigt. Dort ist ein Massenbereich von 100 MeV/ c^2 symmetrisch um die nominelle D^\pm – Masse m=1,869 GeV/ c^2 dargestellt. Dass dies nicht auf einen Akzeptanzeffekt zurückzuführen ist, wird durch das in Abbildung 4.11c dargestellte Spektrum der invarianten Masse von Signal–Monte–Carlo–Daten belegt, in denen der Zerfall $D^\pm \to K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ nichtresonant generiert wurde. Der in der dargestellten Verteilung

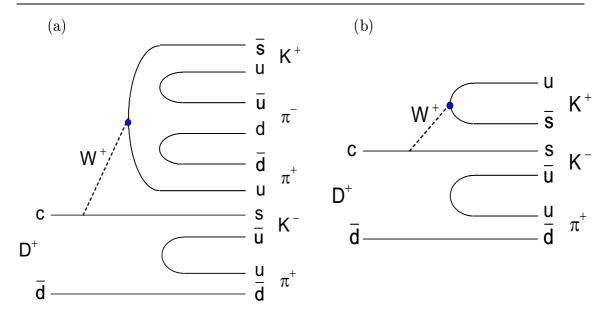


Abbildung 4.12: Mögliche Feynman–Diagramme der Zerfälle $D^{\pm} \to K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^{\pm}$ (a) und $D^{\pm} \to K^+K^-\pi^{\pm}$ (b).

auftretende Untergrund rührt daher, dass dort kein Monte–Carlo–Truth–Match durchgeführt wurde, d. h. es handelt sich dabei um aus Signal–Ereignissen stammenden, kombinatorischen Untergrund. Zur Bestimmung der Zahl der rekonstruierten Signalereignisse und der Auflösung wurde deshalb eine Funktion der Form (3.28) angepasst. Die Varianz von $\sigma=4.8\,$ MeV/ c^2 ist kompatibel mit den in Tabelle 3.4 angegebenen Werten für die entsprechenden Zerfälle des D_s^\pm . Die Rekonstruktionseffizienz beträgt 16,3%. Bei ähnlicher Kinematik des in der Natur vorkommenden Zerfalls $D^\pm \to K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ mit einer relativen Stärke zum entsprechenden D_s^\pm –Zerfall, welche sich im von FOCUS gemessenen Spektrum widerspiegelt, wäre ein sichtbares Signal zu erwarten gewesen.

Insgesamt kann zu diesem Zeitpunkt der in [Lin02] publizierte Nachweis des D^{\pm} –Zerfalls nicht bestätigt werden.

Kapitel 5

Resonanzstruktur des Zerfalls $D_s^\pm o K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$

Neben der im vorhergehenden Kapitel durchgeführten Bestimmung des relativen Verzweigungsverhältnisses ist die Suche nach weiteren Zerfallskanälen des D_s^{\pm} in den Endzustand $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ von Interesse. Der einfachste Zugang zu dieser Fragestellung ist das Studium der Spektren invarianter Massen anderer Kombinationen von Endzustandsteilchen als der des Kaonenpaares. Da in der Vorselektion auf ein K^+K^- –Massenkriterium verzichtet wurde, stehen diese ohne kinematische Beschränkung zur Verfügung. Die einzige Einschränkung ist das Vertex–Kriterium, welches die Zerfälle langlebiger Teilchen wie z. B. $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ ausschließt, da solche nicht mit einem gemeinsamen Zerfallsvertex aller Endzustandsteilchen vereinbar sind. Da die Ergebnisse in diesem Kapitel eher qualitativer Natur sind, wird hier wie in Kap. 3.1 erwähnt der gesamte Messdatensatz benutzt, welcher einer integrierten Luminosität von 92,7 fb $^{-1}$ entspricht.

5.1 Resonanzen im Endzustand $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^{\pm}$

Die in K^+K^- auftretende $\phi(1020)$ -Resonanz ist schon in Kap. 4.4 ausführlich diskutiert worden. Die Frage ist, ob auch noch andere Resonanzen beim Zerfall des D_s^{\pm} in den Endzustand $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ auftreten. Als erster Schritt liegt es nahe die invarianten Massen von anderen Kombinationen der Endzustandsteilchen zu untersuchen. Im Falle des Auftretens einer Resonanz erwartet man eine Überhöhung im Spektrum bei der Masse derselben, während die Kombination von unkorreliert erzeugten Teilchen, welche nicht aus dem Zerfall einer Resonanz entstanden sind, nicht zu einer solchen Überhöhung führt.

Betrachtet werden dazu die neutralen Kombinationen von zwei Pionen $(\pi^+\pi^-)$ bzw. eines Pions und eines Kaons $(K^{\pm}\pi^{\mp})$, sowie die Kombination aller drei im End-

zustand auftretenden Pionen $(\pi^+\pi^-\pi^\pm)$. Da das Spektrum der invarianten Massen der $D_s^\pm \to K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Kandidaten im Signalbereich untergrundbehaftet ist, wird zur Extraktion der auf Signalereignissen basierenden Verteilungen der $\pi^+\pi^-$, $K^\pm\pi^\mp$ und $\pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Masse eine Seitenbandsubtraktion durchgeführt. Wie in den vorangehenden Kapiteln sind die Seitenbänder durch die Kriterien (3.30) und (3.31) definiert, die Signalregion ist durch das Kriterium (3.29) gegeben. Eine grafische Darstellung dieser Massenfenster findet sich in Abbildung 3.1c. Die Annahme ist dabei, dass die aus den Seitenbändern projezierten Verteilungen bis auf den geringen Unterschied im zugänglichen Phasenraum im Wesentlichen mit den Verteilungen übereinstimmen, welche dem sich unter dem Signal befindlichen Untergrund entsprechen. Dies gilt, neben dem rein kombinatorischen Untergrund von Teilchen, welche unkorreliert erzeugt wurden, auch für unkorreliert erzeugte Resonanzen, welche zwar aus den richtigen Teilchen rekonstruiert wurden aber nicht aus dem Signalzerfall des D_s^\pm -Mesons stammen.

Abbildung 5.1 zeigt für jede der oben genannten Teilchenkombinationen jeweils die aus der Signalregion (schwarz) und den Seitenbändern (dunkelgraue Quadrate) erhaltenen Verteilungen in der linken Spalte, in der rechten Spalte deren Differenz.

Die Verteilung der invarianten $\pi^+\pi^-$ -Masse findet sich in den Abbildungen 5.1a und 5.1b. Es ist dabei zu beachten, dass hier die Superposition der Spektren beider möglichen neutralen $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen dargestellt ist. Auf den ersten Blick zeigt weder das Spektrum der Seitenbänder noch das der Signalregion einen deutlichen Hinweis auf die Präsenz einer Resonanz. In der Differenz in Abbildung 5.1b ist jedoch eine signifikante Erhöhung im Massenbereich um 650 MeV/ c^2 gegenüber der Form der Verteilung im Seitenband zu beobachten. Dies deutet auf eine Beteiligung der $\rho^0(770)$ -Resonanz mit einer Masse von $m_\rho = (769.3 \pm 0.8) \,\text{MeV}/c^2$ hin, wobei hier aufgrund des begrenzten Phasenraumes nur ein Teil der Linienform sichtbar wird und damit das Maximum der Überhöhung zu einer niedrigeren Masse verschoben ist. Handelt es sich tatsächlich um die $\rho(770)$ -Resonanz, so bleibt die Frage offen, ob der Zerfall $D_s^\pm \to \phi \rho^0 \pi^\pm$ direkt stattfindet oder das ρ^0 und das π^\pm aus einem weiteren Zerfall $X^\pm \to \rho^0 \pi^\pm$ stammen.

Die Abbildungen 5.1c und 5.1d zeigen die entsprechenden Verteilungen der invarianten $K^{\pm}\pi^{\mp}$ -Masse. Zu sehen ist die Superposition der drei verschiedenen $K^{\pm}\pi^{\mp}$ -Kombinationen, welche sich innerhalb des Endzustands ergeben. Hier ist offensichtlich auf der steil absteigenden Flanke sowohl im Histogramm der Signalregion, als auch in dem der Seitenbänder eine Überhöhung in Form einer Stufe bei ca. 900 MeV/ c^2 zu erkennen. Wahrscheinlich handelt es sich dabei um die Rekonstruktion des relativ häufig vorkommenden Zerfalls $K^{*0}(892) \to K^{\pm}\pi^{\mp}$. Diese Überhöhung ist im entsprechenden Differenzhistogramm 5.1d nicht oder nur sehr schwach zu finden. Der D_s^{\pm} -Zerfall in den Endzustand $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ findet damit weitestgehend ohne Beteiligung des $K^{*0}(892)$ statt.

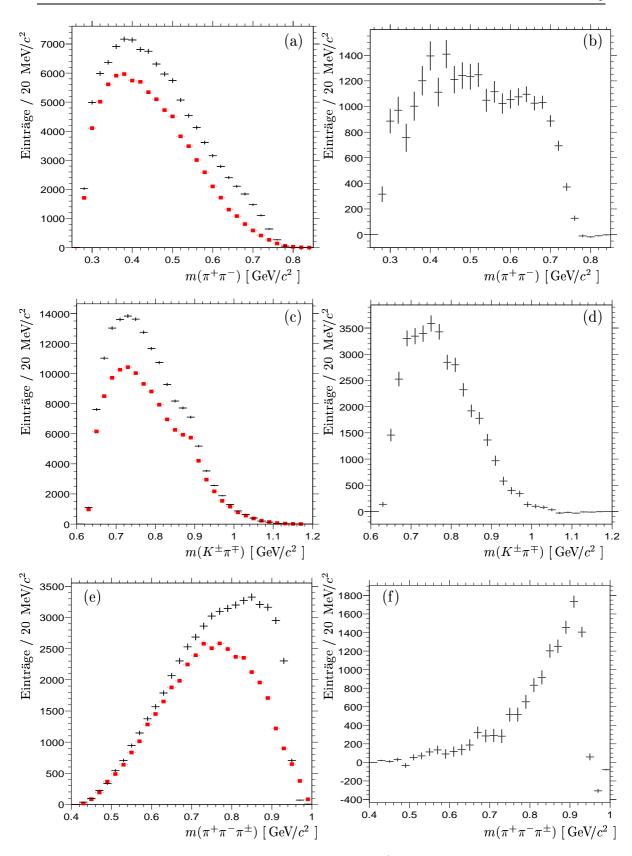


Abbildung 5.1: Invariante Massen im $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ -System. Gezeigt sind die Verteilung im Signal-, sowie Seitenband und deren Differenz für $m(\pi^+\pi^-)$ (a),(b), $m(K^\pm\pi^\mp)$ (c),(d) und $m(\pi^+\pi^-\pi^\pm)$ (e),(f).

Als letztes soll an dieser Stelle die Verteilung der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^{\pm}$ -Masse diskutiert werden (Abbildungen 5.1e und 5.1f). Besonders auffällig bei Betrachtung der Spektren in 5.1e sind die qualitativ sehr unterschiedlichen Linienformen. Findet sich in der $m(\pi^+\pi^-\pi^\pm)$ -Verteilung der Seitenbänder das Maximum bei ca. 750 MeV/ c^2 , so liegt dieser Wert für das zur Signalregion gehörige Spektrum um ungefähr 100 MeV/c^2 höher, wobei das Spektrum selbst am oberen Phasenraumlimit durch eine viel steilere Flanke begrenzt wird. Die in 5.1f dargestellte Differenz zeigt einen noch deutlicheren Unterschied zu der Verteilung der in den Seitenbändern befindlichen Ereignisse. Die negativen Einträge einiger Bins des Histogramms am Ende des Spektrums rühren von den unterschiedlich großen Phasenraumvolumina der Signalregion (3.29) und den Seitenbändern (3.30) und (3.31) her. Die starke Erhöhung am Ende des Spektrums ist ein sehr deutlicher Hinweis darauf, dass hier eine resonante Produktion der drei Pionen im Endzustand $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ stattfindet. Es ist allerdings schwierig auf die Masse dieser möglichen Resonanz zu schließen und diese damit zu identifizieren, da die Phasenraumgrenze die natürliche Linienform der Resonanz verzerrt. Sollte die mittlere Masse der Resonanz deutlich höher sein als das Phasenraumlimit von etwa 1 GeV/ c^2 , dann muss deren Breite entsprechend groß sein um eine Produktion weit unterhalb der Schwelle zu erlauben.

Zusammen mit den aus der Verteilung der $\pi^+\pi^-$ -Masse gewonnenen Erkenntnissen kann gefolgert werden, dass hier möglicherweise der Zerfall

$$D_s^{\pm} \to \phi(1020) \, X^{\pm} \to \phi(1020) \, \rho^0(770) \, \pi^{\pm}$$
 (5.1)

mit dem Subzerfall $X^\pm\to \rho^0(770)\,\pi^\pm$ auftritt, wobei das X^\pm vermutlich eine relative große natürliche Linienbreite Γ und eine Masse von $m>1~{\rm GeV}/c^2$ hat. Zum Zweck einer Klärung wird das Drei-Pion-System einer weitergehenden Untersuchung unterzogen.

5.2 Der Dalitzplot

Die Kinematik von Drei-Körper-Zerfällen läßt sich bei Invarianz des Systems gegenüber Drehungen im Raum vollständig mittels zweier unabhängiger Größen beschreiben. In einem Dalitzplot werden diese Größen so gewählt, dass deren Darstellung eine konstante Phasenraumdichte aufweist. Die am häufigsten anzutreffende Form des Dalitzplots ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Hierbei werden die Quadrate der invarianten Massen zweier der drei möglichen Zwei-Teilchen-Kombinationen des Drei-Teilchen-Systems gegeneinander aufgetragen. Der in der Abbildung gezeigte schattierte Bereich deutet den kinematisch zugänglichen Phasenraum des Systems an. Sind die Ereignisse phasenraumverteilt, d. h. treten keine Zwei-Teilchen-Resonanzen auf, dann ist die sich ergebende Verteilung flach über diesen schattierten

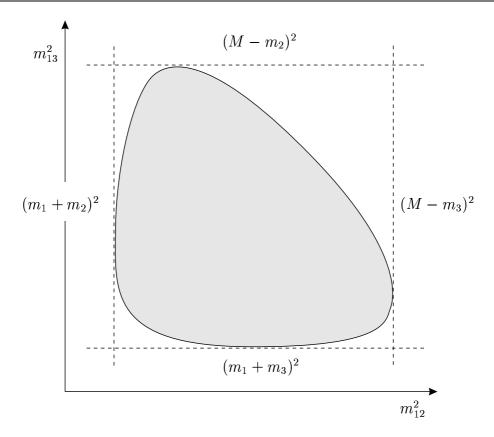


Abbildung 5.2: Dalitzplots basierend auf Quadraten invarianter Massen mit den zugehörigen Phasenraumgrenzen.

Bereich verteilt. Dies folgt aus der Form des Wirkungsquerschnitts

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{32}{M^3} |\mathcal{M}|^2 dm_{ij}^2 dm_{jk}^2$$
 (5.2)

mit den Dalitzplot-Variablen m_{ij} und m_{jk} der Teilchen i, j und k bei einem drehinvarianten Anfangszustand (dies ist z. B. bei einem skalaren Zustand trivialerweise erfüllt) der Masse M. Ist das invariante Matrixelement \mathcal{M} konstant, so auch $d\Gamma$ für ein Phasenraumelement der Größe $dm_{ij}^2dm_{jk}^2$.

Das Vorhandensein von intermediären Resonanzen manifestiert sich im Allgemeinen durch das Auftreten von bandartigen Strukturen, welche parallel zu den Achsen bzw. senkrecht zur Hauptdiagonalen des Dalitzplots orientiert sind. Die Quadrate der invarianten Massen sind dabei über die Beziehung

$$m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{23}^2 = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 (5.3)$$

miteinander verknüpft, wobei M die Ruhemasse des Mutterteilchens, m_1 , m_2 und m_3 die Ruhemassen der Endzustandsteilchen bezeichnen.

Neben der Position und Breite der Bänder, aus denen sich die Massen und Breiten der Resonanzen direkt ablesen lassen, spielt auch die Dichteverteilung innerhalb

eines Bandes eine Rolle, da sich aus dieser der Spin einer Resonanz bestimmten läßt. So deutet eine konstante Dichte auf eine Resonanz mit Spin 0 hin, eine parabelförmige Dichteverteilung auf Spin 1 usw. Diese Winkelverteilungen können im Allgemeinen durch die Kugelflächenfunktionen Y_0^J beschrieben werden.

Im Fall der Auftragung der invarianten Massen zweier ununterscheidbarer Zwei-Teilchen-Kombinationen m_{12} und m_{23} wird jedes Ereignis zweimal eingetragen, und zwar an den Stellen (m_{12}^2, m_{23}^2) und (m_{23}^2, m_{12}^2) . Es ergibt sich ein symmetrisierter Dalitzplot

5.3 Das 3π -System

Sollte der Zerfall $D_s^\pm \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ tatsächlich in der Form (5.1) über einen Zwischenzustand ablaufen, welcher in den 3π -Endzustand zerfällt, dann eignet sich der in vorhergehenden Kapitel beschriebene Dalitzplot um das 3π -Rückstoß-System zu untersuchen. Da der Spin der hypothetischen Resonanz nicht bekannt ist, ist die Aussagekraft des Dalitzplots jedoch eingeschränkt. Die Positionen und Breiten möglicher Bänder geben zwar Auskunft über Masse und Breite der Resonanz, aus der Dichteschwankung der Bänder läßt sich jedoch nicht auf die Winkelverteilung und damit auf den Spin derselben schließen. Der Grund dafür liegt in der möglicherweise nicht vorhandenen Invarianz gegenüber Drehungen im Raum, falls der Gesamtdrehimpuls J des 3π -Systems größer 0 ist und eine Spinausrichtung bevorzugt auftritt.

Die Selektionseinstellungen für die betrachteten Messdaten entsprechen den in der Optimierung in Kap. 3.4 gefundenen. Das bedeutet insbesondere, dass im Gegensatz zum Kap. 5.1 das K^+K^- -Massenkriterium wieder zum Tragen kommt.

5.3.1 Dalitzplots des 3π -Systems

Die Konstanz der Phasenraumdichte innerhalb des Dalitzplots gilt streng genommen nur für genau eine bestimmte Masse M der Mutter der drei betrachteten Teilchen, da für die Quadrate der invarianten Massen die Beziehung (5.3) gilt. Die Wahl eines sehr breiten Massenfensters für die Größe M führt zu einer deutlichen Verschmierung der kinematischen Phasenraumgrenze. Deswegen wurde der Bereich der invarianten 3π -Masse, welcher sich von ca. 0,4 GeV/ c^2 bis 1,0 GeV/ c^2 erstreckt in mehrere, ausreichend kleine Unterbereiche mit einer Breite von jeweils 80 MeV/ c^2 aufgeteilt. Die grafische Darstellung dieser Aufteilung findet sich in Abbildung 5.3a, wobei die Nummerierung (c)-(f) direkt auf den zugehörigen Dalitzplot in Abbildung 5.3 hinweist. Gegeneinander aufgetragen sind jeweils die Quadrate der beiden invarianten $\pi^+\pi^-$ -Massen. Dies wurde für die Signalregion und die Seitenbänder separat durchgeführt und anschließend der Differenzplot gebildet. Es ist an dieser Stelle an-

zumerken, dass das Bilden der Differenz ebenfalls zu einer Verschmierung entlang der Phasenraumbegrenzung führt, da hier Dalitzplots mit unterschiedlich großem, kinematischem Bereich voneinander abgezogen werden. Für die qualitative Berurteilung der resultierenden Verteilungen ist diese Methode allerdings ausreichend. Die in den einzelnen Dalitzplots angegebene Zahl N entspricht dabei der Zahl der Einträge des jeweiligen Histogrammes.

Die Effizienzverteilung für den gesamten 3π -Massenbereich ist in Abbildung 5.3b zu finden. Neben einigen kleineren Schwankungen im kinematischen Grenzbereich lassen sich keine nennenswerten Strukturen in der Dichteverteilung des Effizienzplots erkennen.

Die Dalitzplots in Abbildung 5.3c und 5.3d, welche sich auf D_s^{\pm} -Kandidaten mit einer invarianten 3π -Masse von bis zu 800 MeV/ c^2 stützen, zeigen im Wesentlichen eine flache, strukturlose Dichteverteilung.

Bei dem Dalitzplot, welcher in Abbildung 5.3e zu sehen ist, läßt sich bereits feststellen, dass in der unteren, linken Ecke eine niedrigere Belegungsdichte zu beobachten ist, sodass insgesamt eine breite, diagonal verlaufende Struktur erkennbar ist.

Der Plot in Abbildung 5.3f, welcher sich auf den Massenbereich

$$880 \text{ MeV}/c^2 < m(\pi^+\pi^-\pi^\pm) < 960 \text{ MeV}/c^2$$
 (5.4)

bezieht, zeigt hingegen eine signifikante Abweichung von einer flachen Dichteverteilung. Trotz des eingeschränkten Phasenraumes lassen sich zwei Bänder, ein horizontales und ein vertikales Band bei $m^2(\pi^+\pi^-)\approx 500~{\rm MeV}/c^2$ erkennen. Dieser 3π –Massenbereich umfasst gerade das Maximum des in Abbildung 5.1f gezeigten Histogrammes.

Betrachtet man die Dalitzplots der Signalregion und des Seitenbandes separat (siehe Abbildungen 5.4a und 5.4b), so wird deutlich, dass die beobachtbaren Strukturen ausschließlich auf Signalereignisse zurückzuführen sind. Ein kinematischer Effekt, welcher zu der Bänderstruktur führen könnte, kann so gut wie ausgeschlossen werden, da weder der Dalitzplot der generierten Simulationsereignisse in Abbildung 5.4c noch der Dalitzplot in Abbildung 5.4d, welcher die Dichteverteilung der rekonstruierten Simulationsdaten zeigt, eine solche Struktur aufweist. Die betrachteten Simulationsdaten wurden dabei nichtresonant generiert.

In Abbildung 5.4f ist die Projektion der invarianten $\pi^+\pi^-$ -Masse des Dalitzplots in Abbildung 5.3f dargestellt. Diese weist eine deutliche Überhöhung im Massenbereich um ca. 700 MeV/ c^2 auf. Da sich diese am Limit des zugänglichen Phasenraums befindet, kann nicht unmittelbar auf die Masse der zugrundeliegenden Resonanz geschlossen werden. Ähnlich der Argumentation in Kap. 5.1 bezüglich der Verteilung der invarianten 3π -Masse ist es hier durchaus möglich, dass der Massenschwerpunkt dieser Resonanz oberhalb der Phasenraumgrenze liegt, und die Resonanz eine relativ große, natürliche Linienbreite aufweist.

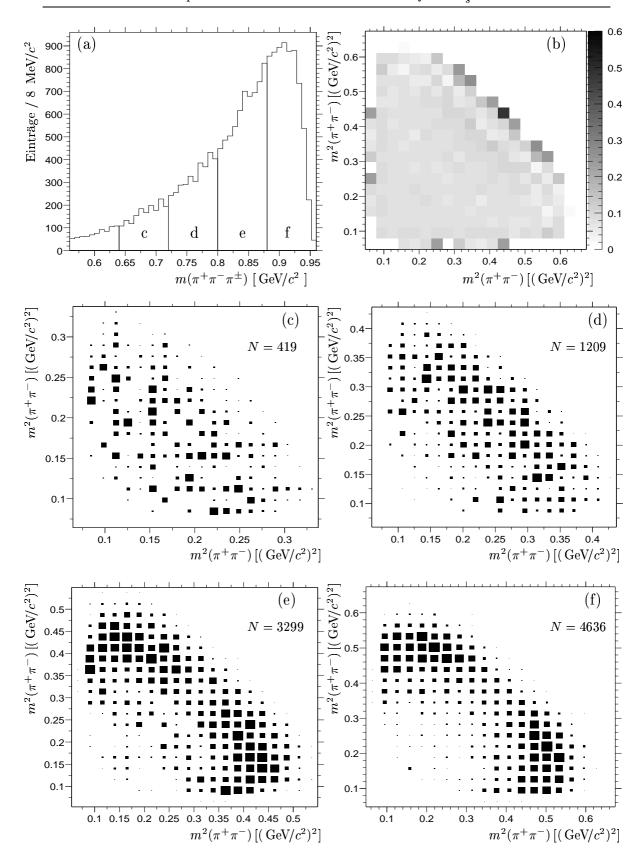


Abbildung 5.3: Dalitzplots (c-f) für die in (a) gezeigten Bereiche der invarianten 3π -Masse, (b) zeigt die Effizienzverteilung für den gesamten Massenbereich.

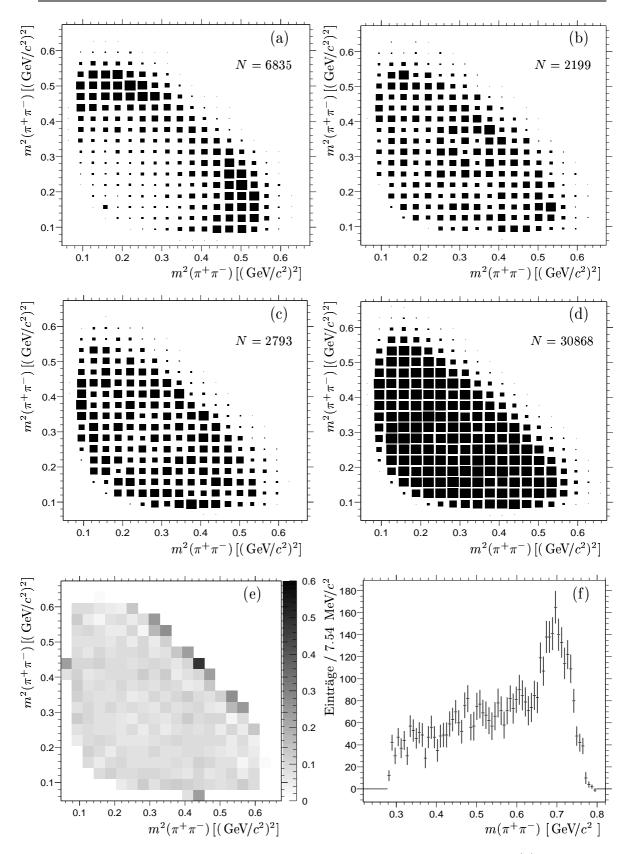


Abbildung 5.4: Für Abbildung 5.3f die Dalitzplots der Signalregion (a), der Seitenbänder (b), rekonstruierte Monte-Carlo-Daten (c), Monte-Carlo-Truth (d), Effizienz (e) und die Projektion von 5.3f (f).

Ein naheliegender Kandidat ist das $\rho(770)^0$, welches vorwiegend in zwei geladene Pionen zerfällt. Mit einer natürlichen Zerfallsbreite von $\Gamma=149.2\pm0.7~\text{MeV}/c^2$ wäre auch eine Produktion dieses Zustands unter der Massenschwelle möglich.

5.3.2 Winkelverteilung

Falls die drei Pionen im Zerfall $D_s^\pm \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ tatsächlich aus dem Zerfall einer Zwischenresonanz stammen, ist es möglich, aus der Verteilung des Zerfallswinkels des $\phi(1020)$ etwas über den Spin dieser Resonanz zu erfahren.

Bezüglich der Quantenzahlen J^{PC} entpricht der Zerfall $D_s^\pm \to \phi \, \pi^\pm$ dem Übergang

$$0^{-+} \to 1^{--} \quad 0^{-+} \qquad . \tag{5.5}$$

Es lässt sich schließen, dass der Zerfall nur mit einem relativen Bahndrehimpuls von l=1 realisiert werden kann, da es nur so möglich ist, den Bahndrehimpuls L und den Eigendrehimpuls S der $\phi(1020)$ -Resonanz zu einem Gesamtdrehimpuls J=0zu koppeln, was aufgrund der Drehimpulserhaltung gefordert ist. Im System des D_s^{\pm} steht der Bahndrehimpuls notwendigerweise senkrecht zu den Impulsvektoren beider Teilchen, d. h. dessen Projektion auf diese Vektoren verschwindet. Das $\phi(1020)$ selbst hat grundsätzlich mehrere Einstellmöglichkeiten bezüglich der Quantenzahl M (der z-Komponente J_z des Drehimpulses), d.h. für die Wellenfunktion ergibt sich im Prinzip eine Überlagerung der Zustände $|J,M\rangle=|1,0\rangle$ und $|1,\pm 1\rangle$. Aufgrund der Erhaltung des Drehimpulses J trägt jedoch nur der Zustand $|1,0\rangle$ zur Wellenfunktion des $\phi(1020)$ in diesem Zerfall bei. Man spricht dabei auch davon, dass das $\phi(1020)$ longitudinal polarisiert ist, da die Besetzungen der drei möglichen Zustände nicht gleich wahrscheinlich sind. Der Winkelanteil dieser Wellenfunktion, welcher weitestgehend von der Kugelflächenfunktion $Y_{1,0}(\theta,\varphi) = \sqrt{3/(4\pi) \cdot \cos \theta}$ bestimmt wird, führt damit zu einer Verteilung des Zerfallswinkels des $\phi(1020)$, welche proportional zu $\cos^2 \theta$ ist.

Dieser Winkel lässt sich messen, indem man zunächst eine Lorentztransformation aller Vierervektoren der Endzustandsteilchen in das System des D_s^\pm durchführt. Dort haben das $\phi(1020)$ und das Rückstoß–Teilchen — beim Zerfall $D_s^\pm \to \phi \pi^\pm$ ist dies das Pion — Impulse gleichen Betrags mit unterschiedlichem Vorzeichen. Transformiert man nun mittels einer zweiten Lorentztransformation von diesem System in das $\phi(1020)$ –System, dann sind die Impulse des D_s^\pm und des Rückstoß–Teilchens parallel, die Impulsrichtungen der beiden aus dem $\phi(1020)$ stammenden Kaonen haben entgegengesetzte Richtung und die Projektion des Bahndrehimpulses L auf die Impulsrichtung verschwindet in diesem System. Der Winkel zwischen dem Impulsvektor eines der beiden Kaonen und dem Impulsvektor des D_s^\pm entspricht dem gesuchten Zerfallswinkel des $\phi(1020)$. Eine schematische Darstellung zur Bestimmung dieses Winkels findet sich in Abbildung 5.5.

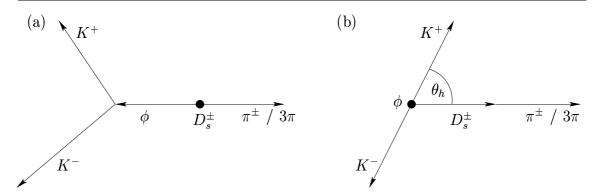


Abbildung 5.5: Bestimmung des Zerfallswinkels des $\phi(1020)$. (a) Im Ruhesystem des D_s^\pm bewegen sich das $\phi(1020)$ und das Rückstoß–Teilchen in entgegengesetzter Richtung mit dem gleichen Impulsbetrag. (b) Nach einer Lorentz–Transformation in das Ruhesystem des $\phi(1020)$ haben die Kaonen Impulse gleichen Betrags in entgegengesetzter Richtung. Der Zerfallswinkel θ ist der Winkel zwischen der Impulsrichtung eines Kaons und der Impulsrichtung des Rückstoß–Teilchens.

Abbildung 5.6 zeigt die Verteilung dieses Winkels für beide Zerfallskanäle, in der linken Spalte für $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$, in der rechten Spalte für $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$. Um die Winkelverteilung für Signalereignisse zu extrahieren wird wieder die Methode der Seitenbandsubtraktion angewendet, wobei die Signalregion und die Seitenbänder wieder durch (3.30) und (3.31) selektiert werden. Die Abbildungen 5.6a und 5.6b zeigen dabei die Verteilungen für die Signalregion (schwarze Fehlerbalken) und das Seitenband (graue Kreise) getrennt, 5.6c und 5.6d die entsprechende Differenz der oberen Verteilungen. In den Abbildungen 5.6e und 5.6f sind die vom Zerfallswinkel abhängigen Rekonstruktionseffizienzen gezeigt, welche mit Hilfe von Monte-Carlo-Daten bestimmt werden. Für beide Zerfallskanäle ergibt sich eine konstante Effizienz, welche somit die Form der Winkelverteilung nicht beeinflusst.

Die für den Zerfall $D_s^\pm \to \phi \pi^\pm$ in Abbildung 5.6d dargestellte Winkelverteilung entspricht genau dem, was man nach obiger Ableitung erwarten würde, nämlich einer parabolischen Verteilung in $\cos \theta$. Der konstante Sockel, welcher dazu führt, dass die Verteilung bei $\cos \theta = 0$ nicht die Abzisse berührt, rührt wahrscheinlich von den wenigen Untergrundzerfällen des D_s^\pm in den Endzustand $K^+K^-\pi^\pm$ her, welche in diesem K^+K^- -Massenbereich ohne Bildung einer intermediären $\phi(1020)$ -Resonanz ablaufen.

Der Zerfall $D_s^\pm \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ führt zu einer vollständig anderen Zerfallswinkelverteilung des $\phi(1020)$, wie Abbildung 5.6c zeigt. Da die statistischen Schwankungen in den einzelnen Intervallen des Histogramms relativ groß sind, lässt sich hier keine so prägnante Form wie im Fall von $D_s^\pm \to \phi \, \pi^\pm$ erkennen. Aufgrund des unbekannten Spins des 3π -Systems kann auch kein Modell für die beobachtete Form angegeben werden, denn hier können mehrere Zustände $|J,M\rangle$ mit unterschiedlichen Besetzungswahrscheinlichkeiten beitragen, was zu einer komplizierten Winkelverteilung

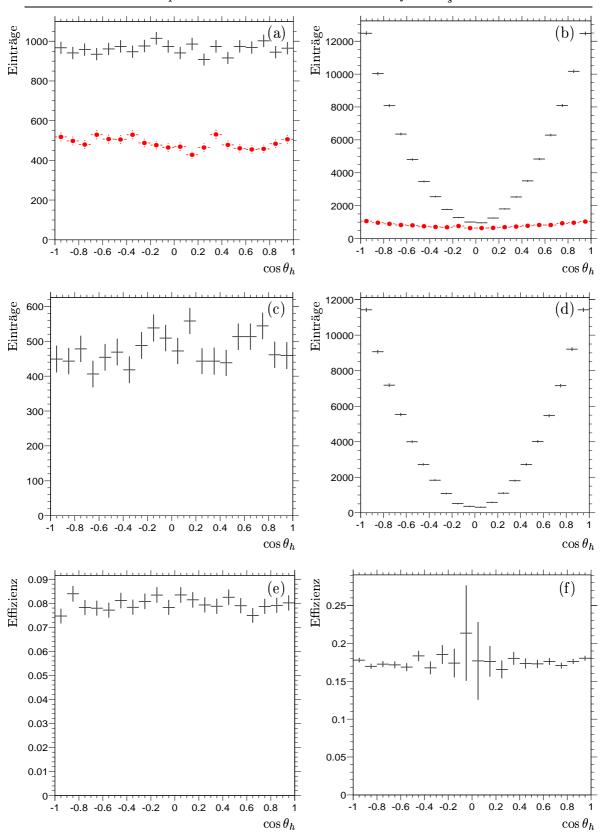


Abbildung 5.6: Verteilung des $\phi(1020)$ –Zerfallswinkels, links für den Zerfallskanal $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$, rechts für $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$. (a),(b): Verteilung von $\cos \theta_h$ für Signalregion und Seitenbänder, (c),(d): Differenz, (e),(f): Aus Simulationsdaten ermittelte Effizienzverteilungen.

führen kann. Es kann allerdings geschlossen werden, dass das 3π -Rückstoß-System sich anders verhält, als das Pion des Zerfalls $D_s^\pm \to \phi \, \pi^\pm$. Wenn die drei Pionen aus einer Resonanz stammen, dann hat diese einen von Null verschiedenen Spin, also S>0, da anderenfalls auch hier eine Polarisation des $\phi(1020)$ vorliegen müsste. Dies gilt sowohl für $J^P=0^-$ als auch für $J^P=0^+$ eines resonanten 3π -Systems.

5.4 Diskussion der Ergebnisse

Das Ziel war es, die Resonanzstruktur des Zerfalls $D_s^\pm \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ und insbesondere die Natur des Drei-Pion-Systems zu klären.

Wie die Abbildungen in Kap. 5.1 deutlich machen, ist neben der $\phi(1020)$ -Resonanz, welche die D_s^{\pm} -Zerfälle in den betrachteten Endzustand dominiert, mit großer Wahrscheinlichkeit eine Resonanz beteiligt, welche in den Endzustand $\pi^+\pi^-$ zerfällt. Die in Abbildung 5.3f dargestellte Projektion favorisiert dabei die $\rho(770)^0$ -Resonanz, deren Masse knapp oberhalb der Phasenraumgrenze liegt, da deren Breite mit $\Gamma=(149.2\pm0.7)~{\rm MeV}/c^2$ groß genug ist, um eine Produktion unterhalb der Massenschwelle zu erlauben.

Aufgrund der Verteilung der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Masse, welche sich von einer Phasenraumverteilung signifikant unterscheidet, kann ebenfalls von dem Beitrag eines resonanten 3π -Systems ausgegangen werden.

Die in Kap. 5.3 durchgeführten Untersuchungen dieses Systems, insbesondere die in Abbildung 5.3f gezeigte Dichteverteilung im Dalitzplot weisen darauf hin, dass diese 3π -Resonanz dominant in $\rho(770)^0\pi^\pm$ zerfällt. Die Masse der 3π -Resonanz kann dabei nicht genau bestimmt werden, da das Maximum der Massenverteilung am Phasenraumlimit lokalisiert ist. Die Form des Spektrums der invarianten Masse lässt vermuten, dass man es mit einer sehr großen, natürlichen Linienbreite zu tun hat.

Die im Kap. 5.3.2 gezeigten Verteilungen des Zerfallswinkels des $\phi(1020)$ im Zerfall $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ fordern einen Eigendrehimpuls eines resonanten 3π -Systems von J > 0.

Obwohl die meisten der oben aufgeführten Ergebnisse qualitativer Natur sind, bestärken sie die Vermutung, dass man tatsächlich die Zerfallskette

$$D_s^{\pm} \to \phi(1020) \, a_1(1260)^{\pm} \to \phi(1020) \, \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$$
 (5.6)

beobachtet, da die $a_1(1260)^{\pm}$ -Resonanz mit einer mittleren Masse von $m=(1230\pm 40)~{\rm MeV}/c^2$ und einer natürlichen Linienbreite von $\Gamma=(250\dots 600)~{\rm MeV}/c^2$ alle oben aufgeführten Kriterien erfüllt. Die Dalitzplots der verschiedenen 3π -Massenregionen, sowie die Form des Spektrums der invarianten 3π -Masse selbst legen zudem nahe, dass der Zerfallskanal (5.6) den dominanten Anteil der D_s^{\pm} -Zerfälle in

den Endzustand $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^{\pm}$ ausmacht.

Ein expliziter Nachweis des a_1^{\pm} , insbesondere für dessen Produktion unterhalb der Massenschwelle, ist hingegen schwierig, da mit der vorliegenden Zahl von rekonstruierten Signalereignissen eine vollständige Partialwellenanalyse mit einem signifikanten Ergebnis nicht durchführbar ist.

5.4.1 Test des Vektor-Dominanz-Modells

Um die Voraussage des Vektor-Dominanz-Modelles in den schwachen Zerfällen schwerer Quarks überprüfen zu können, ist es notwendig, den Wert von

$$\left[D_s^{\pm} \phi \, a_1\right] = \frac{\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \, a_1^{\pm})}{\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \, \rho^{\pm})} \cdot \frac{\Phi(D_s^{\pm} \to \phi \, \rho^{\pm})}{\Phi(D_s^{\pm} \to \phi \, a_1^{\pm})}$$
(5.7)

zum Vergleich mit den in Kap. 1.3.2 gegebenen Werten von $[ifa_1]$ für die verschiedenen Zerfallsmodi zu bestimmen. Die Größen $\Phi(D_s^\pm \to \phi \, \rho^\pm)$ und $\Phi(D_s^\pm \to \phi \, a_1^\pm)$ bezeichnen die noch zu bestimmenden Phasenraumfaktoren für die beiden betrachteten Zerfälle.

Das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \, a_1^{\pm})$ wird durch die Rechnung

$$\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \, a_1^{\pm}) = \frac{\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \, a_1^{\pm} \to \phi \, \pi^{+} \pi^{-} \pi^{\pm})}{\mathcal{B}(a_1^{\pm} \to \pi^{+} \pi^{-} \pi^{\pm})} = \frac{(0.88 \pm 0.22)\%}{0.5} = (1.76 \pm 0.44)\%$$
(5.8)

abgeschätzt. Dies geschieht unter den Annahmen, dass der in dieser Arbeit rekonstruierte Zerfall $D_s^\pm \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ durch die Zerfallskette (5.6) dominiert wird, und das a_1^\pm ausschließlich in $\rho(770)\,\pi$ hadronisiert [Al94, Lin02]. Dies führt bei der Hälfte der a_1^\pm -Zerfälle über die Zerfallskette $\rho^0\,\pi^- \to \pi^+\pi^-\pi^\pm$ in den gewünschten Endzustand dreier geladener Pionen. Die andere Hälfte dieser Zerfälle erfolgt über $\rho(770)^\pm\,\pi^0 \to \pi^\pm\pi^0\pi^0$ in einen Endzustand, welcher nicht rekonstruiert wurde und demnach auch nicht beobachtet werden konnte.

Der Phasenraumfaktor Φ für den Zweikörperzerfall ist gegeben durch

$$\Phi = \frac{1}{8\pi} \cdot \frac{q}{2M^2} \quad , \tag{5.9}$$

wobei M die Masse des zerfallenden Teilchens und q der Aufbruchimpuls eines beliebigen der beiden Tochterteilchen im Schwerpunktsystem (d. i. das System, in dem M ruht) ist. Der Wert von q wird mittels Gleichung (4.13) bestimmt, der konstante Faktor $1/(8\pi \cdot 2M^2)$ wird im weiteren vernachlässigt, da an dieser Stelle nur das Verhältnis zweier Phasenraumfaktoren von Interesse ist.

Für Teilchen mit einer sehr geringen Gesamtbreite Γ , wie z. B. das π^{\pm} im Zerfall $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$, ist der Phasenraum tatsächlich nur durch den Aufbruchimpuls $q(m_{\pi})$

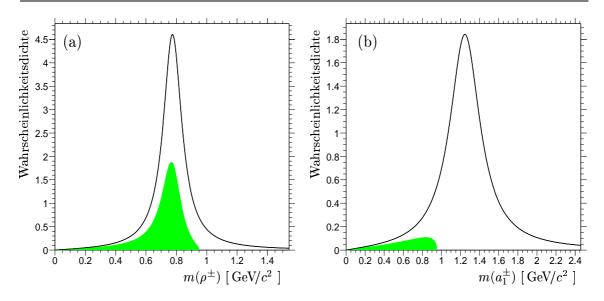


Abbildung 5.7: Die durchgezogenen Linien zeigen die auf eine Gesamtfläche von 1 normierten Breit-Wigner-Verteilungen des (a) $\rho(770)^{\pm}$ und (b) $a_1(1260)^{\pm}$. Die Fläche des jeweiligen schattierten Bereiches entspricht dem Phasenraumintegral (5.10) für den betrachteten Zerfall $D_s^{\pm} \to \phi \rho^{\pm}$ bzw. $D_s^{\pm} \to \phi a_1^{\pm}$.

gegeben¹, wobei $m_{\pi} = 139.5$ MeV die nominelle Pion-Masse darstellt. Bei breiten Resonanzen wie dem $a_1(1260)^{\pm}$ und $\rho(770)^{\pm}$ muss der feste Wert q durch das massenabhängige q(m) ersetzt werden. Als Phasenraumfaktor ergibt sich damit der mit der entsprechenden Massenverteilung (=Linienform) gewichtete Wert

$$\Phi = \int_{0}^{m_{D_s^{\pm}} - m_{\phi}} BW(m) \cdot q(m) \, dm \tag{5.10}$$

des Aufbruchimpulses, wobei die Breit-Wigner-Verteilung

$$BW(m) = n_0 \cdot \frac{m \cdot \Gamma_0}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma_0^2}$$
 (5.11)

in diesem Fall als Gewichtsfunktion bzw. Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion fungiert und deswegen mittels des Normierungsfaktors n_0 auf die Gesamtfläche 1 normiert wird. Als obere Grenze des Integrals wird der kinematische Grenzwert $m_{D_s^\pm} - m_\phi$ gewählt, da oberhalb dieser Masse kein Zerfall in den betrachteten Kanal mehr möglich ist. In Abbildung 5.7a und 5.7b zeigen die durchgezogenen Kurven die Linienformen des $\rho(770)^\pm$ bzw. $a_1(1260)^\pm$, die Flächen der schattierten Bereiche entsprechen den aus Gleichung (5.10) ermittelten Phasenraumintegralen für die Zerfälle $D_s^\pm \to \phi \rho^\pm$ und $D_s^\pm \to \phi a_1^\pm$.

¹Die Breite $\Gamma_{\phi} = 4.26 \pm 0.05$ MeV des $\phi(1020)$ wird bei den Berechnungen vernachlässigt.

²Die angegebene Breit-Wigner-Verteilung ist nicht integrabel, d.h. das Integral $\int_{-\infty}^{+\infty} BW(m) dm$ ist unendlich. Deswegen wird es an dieser Stelle innerhalb angemessener Grenzen numerisch ausgewertet.

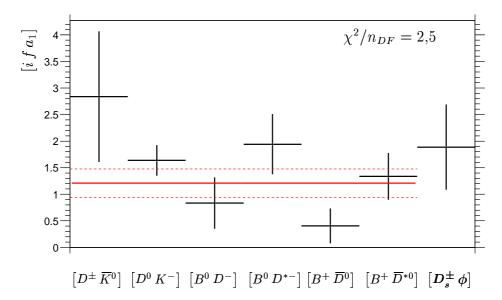


Abbildung 5.8: Vergleich des hier bestimmten Wertes $[D_s^{\pm} \phi a_1]$ mit den in Kap. 1.3.2 angegebenen Werten $[i f a_1]$. Die horizontal eingezeichneten Linien zeigen den Mittelwert innerhalb des Fehlerintervalls (gestrichelt).

Mittels der so bestimmten Phasenraumfaktoren, des in [PDG02] publizierten Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(D_s^\pm \to \phi \, \rho^\pm) = (6.7 \pm 2.3)\%$ sowie des durch Gleichung (5.8) abgeschätzten Wertes für $\mathcal{B}(D_s^\pm \to \phi \, a_1^\pm)$ ergibt sich aus Gleichung (5.7) der Wert

$$\left[D_s^{\pm} \phi \, a_1\right] = 1.9 \pm 0.8 \quad . \tag{5.12}$$

Zum Vergleich wird aus den in Kapitel 1.3.2 angegebenen Werten $[i\,f\,a_1]$ der gewichtete Mittelwert gebildet, welcher sich zu

$$\overline{[i\,f\,a_1]} = 1.2 \pm 0.3\tag{5.13}$$

berechnet.

Innerhalb ihrer Fehler sind diese Werte miteinander verträglich, wie Abbildung 5.8 verdeutlicht. In dem gezeigten Diagramm sind die einzelnen Werte für die verschiedenen Anfangs- und Endzustände $[i\,f]$ dargestellt, der Mittelwert (5.13) inklusive des Fehlerintervalls ist grau eingezeichnet. Man erkennt einen deutlichen Überlapp der Fehlerintervalle mit dem hier ermittelten Wert.

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt ergibt sich daher die Schlussfolgerung, dass der in diesem Kapitel bestimmte Wert (5.12) die im Rahmen des Vektor-Dominanz-Modelles formulierte Hypothese (1.8) quantitativ bestätigt.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte das relative Verzweigungsverhältnis der Zerfälle $D_s^\pm \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ und $D_s^\pm \to \phi \, \pi^\pm$ mit sehr hoher Präzision gemessen werden. Desweiteren konnte erstmalig eine Analyse der Resonanzstruktur des Zerfalls $D_s^\pm \to K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ auf qualitativer Basis durchgeführt werden. Eine Nachweis des von der FOCUS–Kollaboration beobachteten Zerfalls $D^\pm \to K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ konnte nicht bestätigt werden.

Die hier durchgeführte Analyse basiert auf Daten, welche mit Hilfe des BABAR–Detektors im Zeitraum von Februar 2000 und Juni 2002 aufgenommen wurden. Die Optimierung der Selektion der beiden Zerfallskanäle erfolgte mittels der Anwendung einer evolutionären Strategie. Es konnten mehr als 4700 Ereignisse des Zerfalls $D_s^\pm \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ rekonstruiert werden.

Zur Minimierung der systematischen Fehler wurde das oben angegebene Verzweigungsverhältnis impulsabhängig extrahiert. Der Einfluss von Zerfällen, welche nicht über die intermediäre Produktion der $\phi(1020)$ -Resonanz ablaufen wurde durch eine Analyse der Spektren der invarianten K^+K^- -Masse berücksichtigt.

Für das relative Verzweigungsverhältnis ergab sich der Wert

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \,\pi^+ \pi^- \pi^{\pm})}{\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \,\pi^{\pm})} = 0.243 \pm 0.006 \text{ (stat.) } \pm 0.009 \text{ (syst.)}$$

Der statistische Fehler konnte dabei um einen Faktor vier, der Gesamtfehler um einen Faktor drei gegenüber der bisher genauesten Messung der FOCUS–Kollaboration verbessert werden, wobei der Mittelwert in hervorragender Übereinstimmung mit dem von FOCUS gemessenen Wert ist. Mittels des publizierten Wertes des absoluten Verzweigungsverhältnisses des Kanals $D_s^\pm \to \phi \, \pi^\pm$ ergibt sich als Wert für das absolute Verzweigungsverhältnis

$$\mathcal{B}(D_s^{\pm} \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}) = (0.88 \pm 0.22)\%$$

Die Analyse des Drei–Pion–Systems im Zerfall $D_s^\pm \to \phi \, \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ ergab starke Hin-

weise auf eine dominante Beteiligung der $a_1(1260)^{\pm}$ -Resonanz, was die im Rahmen des Vektor-Dominanz-Modells erwartete Existenz des Zerfalls

$$D_s^{\pm} \to \phi(1020) \, a_1(1260)^{\pm}$$

erhärtet. Dabei konnten zum ersten Mal ein Dalitzplot des Drei-Pion-Systems, die Verteilung der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Masse, sowie die Winkelverteilung der $\phi(1020)$ -Resonanz in diesem Zerfall extrahiert und qualitativ analysiert werden.

Der zum Test der Vektor–Dominanz–Modells der schwachen Zerfälle schwerer Quarks ermittelte Wert

$$\left[D_s^{\pm} \, \phi \, a_1 \right] = 1.9 \pm 0.8$$

ist konsistent mit dem Mittelwert der bis dato gemessenen Werte aus anderen Zerfällen und bestätigt somit die Modell-Hypothese.

Weiterführend wäre eine vollständige Partialwellenanalyse des Zerfallskanals $D_s^\pm \to K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ denkbar, um die Resonanzstruktur dieses Kanals komplett zu erforschen. Die dazu erforderliche Zahl von Signalereignissen, welche um ungefähr eine Größenordnung höher als die bislang rekonstruierte sein müsste, wird in absehbarer Zukunft im Rahmen des BABAR-Experimentes allerdings nicht zur Verfügung stehen. Um das Modell der Vektordominanz in schwachen Zerfällen darüberhinaus zu überprüfen, ist der Nachweis von Zerfällen wie $D^\pm \to K^{*0}\,a_1^\pm$ oder $D^0 \to K^{*\pm}a_1^\mp$ mit einer möglichst hohen Präzision denkbar.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Feynman–Graphen der Zerfälle $D_s^\pm \to \phi \pi^\pm$ und $D_s^\pm \to \phi a_1^\pm$	9
2.1	Der PEP-II-Speicherring	13
2.2	Der BABAR-Detektor	14
2.3	Der Vertex-Detektor	16
2.4	Aufbau der Driftkammer	17
2.5	Funktionsprinzip des Čerenkov–Detektors	18
2.6	Perspektivische Darstellung der Kristallanordnung des elektromagnetischen Kalorimeters	19
2.7	Das Barrel des instrumentierten Eisenjochs	20
3.1	Abbildungen zur Optimierung	37
3.2	Massenspektren von $m(\phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm})$ und $m(\phi \pi^{\pm})$	40
3.3	Vergleich der Massenspektren für Simulations- und Messdaten	42
4.1	Impulse der Einzelkandidaten für MC und Daten für den Kanal $D_s^\pm \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^\pm$	47
4.2	Der Polarwinkel $\cos(\theta)$ der Einzelkandidaten für MC und Daten für den Kanal $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$	48
4.3	Impulse der Einzelkandidaten für MC und Daten für den Kanal $D_s^\pm \to \phi \pi^\pm$	49
4.4	Der Polarwinkel $\cos(\theta)$ der Einzelkandidaten für MC und Daten für den Kanal $D_s^\pm \to \phi \pi^\pm$	50
4.5	Rekonstruktionseffizienz für $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ und $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$	52
4.6	Impulsverteilung für $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ und $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$	54
4.7	Pull der Anpassung von $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ und $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$	55

4.8	K^+K^- -Massenspektren für $D_s^{\pm} \to \phi \pi^+\pi^-\pi^{\pm}$ und $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$	59
4.9	Das Verzweigungsverhältnis	62
4.10	Vergleich mit vorherigen Messungen.	64
4.11	Der Zerfall $D^{\pm} \to K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^{\pm} \dots \dots \dots \dots \dots$	65
4.12	Feynman–Graphen für $D^\pm \to K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ und $D^\pm \to K^+K^-\pi^\pm$	66
5.1	Invariante Massen des $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ –Systems	69
5.2	Prinzip des Dalitzplots	71
5.3	Dalitzplots des 3π –Systems	74
5.4	Dalitzplots des 3π –Systems für hohe 3π –Masse	75
5.5	Schematische Darstellung des $\phi(1020)$ –Zerfallswinkels	77
5.6	Verteilung des $\phi(1020)$ –Zerfallswinkels für die Zerfälle $D_s^\pm \to \phi \pi^+ \pi^- \pi^\pm$	
	und $D_s^{\pm} \to \phi \pi^{\pm}$	78
5.7	Phasenraumintegrale für die Zerfälle $D_s^\pm \to \phi \rho^\pm$ und $D_s^\pm \to \phi a_1^\pm$	81
5.8	Die Werte $[i f a_1]$ im Vergleich mit dem bestimmten Wert $[D^{\pm} \phi a_1]$.	82

Tabellenverzeichnis

1.1	Verzweigungsverhältnisse für D -Zerfälle in Vektor-Dominanz-Kanäle.	7
3.1	Übersicht der Monte-Carlo-Daten	23
3.2	Ergebnisse der Selektionsoptimierung	40
3.3	Rekonstruierte Signalereignisse	41
3.4	Signalformen in Simulation— und Messdaten	42
4.1	Ergebnisse der $\phi(1020)$ -Anpassungen	60
4.2	Vergleich mit vorherigen Messungen.	63

Literaturverzeichnis

- [Ac97] OPAL-Kollaboration, K. Ackerstaff et al., A Measurement of the Hadronic Decay Current and the v_{τ} Helicity in $\tau^- \to \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_{\tau}$, Z. Phys. C **75** 593 (1997)
- [Al94] CLEO-Kollaboration, M. S. Alam et al., Exclusive Hadronic B-Decays to Charm and Charmonium Final States, Phys. Rev. D 50 43 (1994)
- [An92] A. Ando et al., Experimental Study of the Axial-Vector Resonances $a_1(1260)$ and $h_1(1170)$ in the π^-p Charge Exchange Reaction, Phys. Lett. B **291** 496 (1992)
- [Ar96] CLEO-Kollaboration, M. Artuso et al., Phys. Lett. B 378 364 (1996)
- [Au02] BABAR-Kollaboration, B. Aubert et al., Measurement of the CP Asymmetry Amplitude $\sin 2\beta$, Phys. Rev. Lett. 89 201802 (2002)
- [Au03] BABAR–Kollaboration, B. Aubert et al., Observation of a Narrow Meson Decay to $D_s^{\pm}\pi^0$ at a Mass of 2.32 GeV/ c^2 , hep-ex/0304021
- [Ba03] T. Barnes et al., Implication of a DK Molecule at 2.32 GeV, hep-ph/0305025
- [Be03] Rüdiger Berlich, Applying Evolutionary Methods to Automated Parameter Optimization in Physics Research, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, unveröffentlicht
- [Be99] Sascha Berger, Suche nach B-Mesonen mittels Datenbank, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum (1999)
- [Bl63] John M. Blatt, Victor F. Weiskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, Wiley (1963)
- [Bo98] D. Boutigny et al., BABAR Technical Design Report, SLAC-R-95-457 (1995)
- [Br02] Thorsten Brandt, Likelihood Based Electron Identification http://pktw01.phy.tu-dresden.de/~tbrandt/electronid/

- [Br92] Sigmund Brandt, Datenanalyse, BI Wissenschaftsverlag (1992)
- [De02] Thomas Deppermann, Resonanzstruktur des Zerfalls $D_s^{\pm} \to \pi^+\pi^-\pi^{\pm}$, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (2002)
- [Fr97] P. L. Frabetti et al., Phys. Lett. B **401** 131 (1997)
- [Fr00] H. Frauenfelder, E. Henley, Teilchen und Kerne, Oldenbourg Verlag (1999)
- [Ge98] N. Geddes, BETA: A Package For Analysis Access to Reconstructed Data http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Computing/Environment/ NewUser/htmlbug/node38.html
- [Go65] Marvin L. Goldberger, Kenneth M. Watson, *Collision Theory*, Wiley (1965)
- [Gr96] David Griffith, Einführung in die Elementarteilchenphysik, Akademie Verlag (1996)
- [He94] J. Heistermann, Genetische Algorithmen, Teubner (1994)
- [Ha84] F. Halzen, A. Martin, Quarks and Leptons, Wiley (1984)
- [Lin02] FOCUS Collaboration, J. M. Link et al., Study of Hadronic Five-Body Decays of Charmed Mesons, hep-ex/0211056v2 (2003)
- [Lip01] Harry J. Lipkin, Systematics of Large Axial Vector Meson Production in Heavy Weak Decays, hep-ph/0011228v5 (2001)
- [Lip02] Harry J. Lipkin, Puzzles in Hyperon, Charm and Beauty Physics, hep-ph/0210166v1 (2002)
- [Lip03] Harry J. Lipkin, Experimental Challenges for QCD The past and the future, hep-ph/0212407v2 (2003)
- [Le71] J. Leite Lopes, Weak Interactions and the Vector Dominance Model, Nucl. Phys. B **38** 555 (1972)
- [Ma01] F. Martinez-Vidal (Editor), *The BABAR Vertexing*, *BABAR* Analysis Document 102 (2001), unveröffentlicht
- [Ob98] Marek Obitko, Introduction to Genetic Algorithms, http://cs.felk.cvut.cz/~xobitko/ga/
- [PDG02] Particle Data Group, Eur. Phys. J. C 15 (2002)
- [Ro02] The ROOT System Homepage, http://root.cern.ch

- [Roo02] A. Roodman, A short description of the LH selectors
 http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/
 Hadrons/Description of the LH selectors.html
- [Sa69] J. J. Sakurai, Vector-Meson Dominance and High-Energy Electron-Proton Inelastic Scattering, Phys. Rev. Lett. 22 981 (1969)
- [Sc02] Helmut Schmücker, Resonanzstruktur des Zerfalls $D_s^{\pm} \to K_S^0 K_S^0 \pi^{\pm}$, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (2002)
- [Sp01] S. Spanier, G. Mancinelli, Kaon Selection at the BABAR Experiment, BABAR Analysis Document 116 (2001), unveröffentlicht
- [Va02] E. Varnes et al., Measurement of the GoodTracksLoose efficiency using SVT tracks, BABAR Analysis Document 157 (2002), unveröffentlicht
- [Wa00] Matthew Wall, A C++ Library of Genetic Algorithm Components, http://lancet.mit.edu/ga/
- [Yu02] F. Yumiceva, PID Killing and Tables,
 http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/PidKilling/PidKilling.html

Lebenslauf

Name: Klaus Götzen

Geburtstag: 24. Dezember 1972

Geburtsort: Herdecke

Eltern: Werner Götzen

Ilse Götzen, geb. Bushoff

Schulbildung:

1979 – 1983 Brenschenschule, Witten 1983 – 1992 Ruhr–Gymnasium, Witten

Abschluss: Abitur

Zivildienst:

1992 – 1993 Obdachlosen– und Zigeunerseelsorge in der

Kirchengemeinde St. Pius, Witten

Studium:

seit 1993 Studium der Physik an der Ruhr-Universität Bochum

1997 Diplom-Vorprüfung

2000 Abschluss des Hauptstudiums mit der Diplomarbeit zum Thema

"Teilchenidentifikation in BABAR mit unüberwacht trainierten Neuronalen Netzen" am Institut für Experimentalphysik I

der Ruhr-Universität Bochum

seit 2000 Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am

Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum

Danksagung

An dieser Stelle soll all jenen gedankt werden, welche zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle möchte ich mich bei meinem Themensteller Prof. Dr. Helmut Koch bedanken, welcher mir die Möglichkeit zur Promotion in seinem Institut gegeben hat und stets als Ansprechpartner zur Verfügung stand.

Herrn HD Dr. Klaus Peters sei gedankt für seine ständige Bereitschaft, meine Einsicht in die Teilchenphysik zu vertiefen, und für die vielen Gespräche rund um die sowie abseits der Physik.

Bei Dr. Andrea Wilms und Dr. Bernd Lewandowski möchte ich mich besonders für deren moralische Unterstützung und das zuweilen vorzügliche Unterhaltungsprogramm während der Mittagspausen bedanken.

Ein großes Dankeschön geht an Dipl.-Phys. Marc Pelizäus für seine Diskussionsbereitschaft, und dafür, dass er sich auch durch ständiges Fragen nicht aus der Ruhe bringen ließ.

Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. Matthias Steinke, dem Beantworter von Fragen aller Art, sowie bei Dr. Helmut Schmücker, welcher mir einen angenehmen Einstieg in die Analysesoftware PAF und das Softwarepaket XBlast bereitet hat.

Darüber hinaus sei auch allen anderen Mitarbeitern des Lehrstuhls für das überaus angenehme Arbeitsklima gedankt.

Ganz besonders möchte ich bei meiner Familie bedanken, welche mich zu jeder Zeit motiviert hat und dabei unterstützt hat, meine Ziele zu erreichen.