

**Study of the Systems  $Ds^+ \pi^+ \pi^+$ ,  $Ds^+ \pi^-$  And  $Ds^+ \pi^+$   
in C Anti-C Fragmentation**

Marc Pelizaeus

SLAC-R-866

Prepared for the Department of Energy  
under contract number DE-AC02-76SF00515

Printed in the United States of America. Available from the National Technical Information Service, U.S. Department of Commerce, 5285 Port Royal Road, Springfield, VA 22161.

This document, and the material and data contained therein, was developed under sponsorship of the United States Government. Neither the United States nor the Department of Energy, nor the Leland Stanford Junior University, nor their employees, nor their respective contractors, subcontractors, or their employees, makes an warranty, express or implied, or assumes any liability of responsibility for accuracy, completeness or usefulness of any information, apparatus, product or process disclosed, or represents that its use will not infringe privately owned rights. Mention of any product, its manufacturer, or suppliers shall not, nor is it intended to, imply approval, disapproval, or fitness of any particular use. A royalty-free, nonexclusive right to use and disseminate same of whatsoever, is expressly reserved to the United States and the University.

Ruhr-Universität Bochum  
Institut für Experimentalphysik I



Untersuchung der Systeme  
 $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ ,  
 $D_s^+ \pi^-$  und  $D_s^+ \pi^+$   
in  $c\bar{c}$ -Fragmentationsereignissen

Dissertation zur Erlangung des Grades  
**Doktor der Naturwissenschaften**  
am Institut für Experimentalphysik  
der Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von  
**Marc Pelizäus**  
geb. in Bochum

Bochum, im März 2005

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Koch
2. Gutachter: Prof. Dr. W. Meyer



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Das Standardmodell . . . . .	1
1.2	Quantenchromodynamik . . . . .	2
1.3	Das Spektrum der $c\bar{s}$ -Mesonen . . . . .	4
1.4	Die Zustände $D_{sJ}^*(2317)^+$ und $D_{sJ}(2460)^+$ . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Das <i>BABAR</i>-Experiment</b>	<b>8</b>
2.1	<b>Zielsetzung des Experiments</b> . . . . .	8
2.1.1	Die Beschleunigeranlage . . . . .	9
2.2	Der Detektor . . . . .	10
2.2.1	Der Vertexdetektor . . . . .	11
2.2.2	Die Driftkammer . . . . .	12
2.2.3	Der Čerenkov-Detektor . . . . .	14
2.2.4	Das elektromagnetische Kalorimeter . . . . .	15
2.2.5	Der Magnet und das instrumentierte Eisenjoch . . . . .	16
2.3	Datenverarbeitung . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Rekonstruktion</b>	<b>20</b>
3.1	Daten . . . . .	20
3.1.1	Daten . . . . .	20
3.1.2	Monte-Carlo-Ereignisse . . . . .	20
3.2	Selektionsmethode . . . . .	22
3.3	Vorselektion . . . . .	23
3.3.1	Selektion auf dem TAG-Level . . . . .	23
3.3.2	Spurselektion . . . . .	24
3.3.3	Teilchenidentifizierung . . . . .	25
3.3.4	Selektion von $D_s^+$ -Zerfällen . . . . .	29
3.3.5	Selektion des Systems $D_s^+\pi^+\pi^-$ . . . . .	33
3.3.6	Selektion der Systeme $D_s^+\pi^-\pi^+$ und $D_s^+\pi^+$ . . . . .	34
3.4	Optimierung . . . . .	35
3.4.1	Optimierung der $D_s^+$ -Selektion . . . . .	35
3.4.2	Optimierung des Systems $D_s^+\pi^+\pi^-$ . . . . .	38
3.4.3	Optimierung der Systeme $D_s^+\pi^-\pi^+$ und $D_s^+\pi^+$ . . . . .	43
3.5	Ergebnisse . . . . .	47

<b>4</b>	<b>Untersuchung des Systems <math>D_s^+ \pi^+ \pi^-</math></b>	<b>51</b>
4.1	Missidentifikation . . . . .	51
4.2	Anpassung an die Messdaten . . . . .	53
4.2.1	Maximum-Likelihood-Methode . . . . .	54
4.2.2	Bestimmung der Signal-Linienform . . . . .	57
4.2.3	Anpassung an die Messdaten . . . . .	60
4.3	Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse . . . . .	62
4.3.1	Methode . . . . .	62
4.3.2	Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz . . . . .	63
4.3.3	Effizienzkorrektur der Messdaten . . . . .	68
4.3.4	Systematische Fehler . . . . .	70
4.3.5	Die Systeme $D_s^+ \pi^0$ und $D_s^+ \pi^0 \gamma$ . . . . .	77
4.3.6	Ergebnisse . . . . .	81
<b>5</b>	<b>Untersuchung der Systeme <math>D_s^+ \pi^-</math> und <math>D_s^+ \pi^+</math></b>	<b>87</b>
5.1	Bestimmung der oberen Grenze . . . . .	87
5.1.1	Methode . . . . .	87
5.1.2	Parametrisierung der Signal-Linienform . . . . .	88
5.1.3	Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz . . . . .	89
5.1.4	Anpassung an die Messdaten . . . . .	90
5.1.5	Ergebnisse . . . . .	92
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>97</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>100</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>102</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>103</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt den fundamentalen Aufbau der Materie aus Elementarteilchen und deren Wechselwirkung untereinander [Gr96]. Der Begriff Elementarteilchen bezieht sich hier auf punktförmige Teilchen, welche keine innere Struktur mehr aufweisen. Es sind vier fundamentale Wechselwirkungen bekannt: Die starke, die elektromagnetische, die schwache und die gravitative Wechselwirkung. Auf Grund ihrer geringen Kopplungsstärke im mikroskopischen Bereich der Elementarteilchen spielt die Gravitation nur eine untergeordnete Rolle und wird daher im Standardmodell der Elementarteilchen nicht berücksichtigt.

Die fundamentalen Bausteine der Materie sind Leptonen und Quarks. Da es sich bei diesen Teilchen um Fermionen handelt, werden diese zusammenfassend auch als fundamentale Fermionen bezeichnet. Es gibt sechs Leptonen, die nach ihrer Ladung  $Q$ , Elektronzahl  $L_e$ , Myonzahl  $L_\mu$  und Tauonzahl  $L_\tau$  klassifiziert werden können und sich, wie in der Tabelle 1.1 zu sehen ist, in drei Generationen gliedern. Zu jedem der sechs Leptonen gibt es ein entsprechendes Antilepton, welches das umgekehrte Vorzeichen der Ladung  $Q$  und der Leptonzahlen  $L_e$ ,  $L_\mu$  und  $L_\tau$  aufweist. Die Quarks liegen in sechs verschiedenen Sorten, den so genannten *Flavours*, vor. Die Quarks der verschiedenen Flavours können nach Ladung  $Q$ , *Strangeness*  $S$ , *Charmness*  $C$ , *Bottomness*  $B$  und *Topness*  $T$  klassifiziert werden. Jedes Quark kann einen von den drei möglichen Werten *rot*, *grün* und *blau* der starken Farbladung annehmen. Korrespondierend zu den Leptonen können die Quarks ebenfalls in drei Generationen gegliedert werden (vgl. Tab. 1.1). Wie bei den Leptonen existiert zu jedem Quark ein entsprechendes Antiquark.

Sämtliche fundamentalen Fermionen unterliegen der schwachen Wechselwirkung. Die geladenen Leptonen und die Quarks wechselwirken zudem noch elektromagnetisch. Nur die Quarks sind Träger der starken Farbladung und unterliegen daher zusätzlich noch der starken Wechselwirkung. Im Standardmodell der Teilchenphysik werden diese fundamentalen Wechselwirkungen durch Eichtheorien beschrieben. Die Kraft, die ein Elementarteilchen auf ein anderes ausübt, wird dabei durch den Austausch von Vektorbosonen vermittelt. Die Eigenschaften dieser Austauscheteilchen bestimmen die Charakteristik der jeweiligen

Gen.	Leptonen						Quarks						
	$l$	$Q/e$	$L_e$	$L_\mu$	$L_\tau$	Masse [MeV/c <sup>2</sup> ]	$q$	$Q/e$	$S$	$C$	$B$	$T$	Masse [MeV/c <sup>2</sup> ]
1	$\nu_e$	0	1	0	0	$< 3 \cdot 10^{-6}$	$u$	$\frac{2}{3}$	0	0	0	0	1,5-4
1	$e$	-1	1	0	0	0,511	$d$	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	0	4-8
2	$\nu_\mu$	0	0	1	0	$< 0,19$	$c$	$\frac{2}{3}$	0	1	0	0	1150-1350
2	$\mu$	-1	0	1	0	106	$s$	$-\frac{1}{3}$	-1	0	0	0	80-130
3	$\nu_\tau$	0	0	0	1	$< 18,2$	$t$	$\frac{2}{3}$	0	0	0	1	174300
3	$\tau$	-1	0	0	1	1777	$b$	$-\frac{1}{3}$	0	0	-1	0	4100-4400

Tabelle 1.1: Klassifizierung und Massen der fundamentalen Fermionen

Wechselwirkung. So sind die masselosen Photonen für die unendliche Reichweite der elektromagnetischen und die massiven Eichbosonen  $W^+$ ,  $W$  und  $Z^0$  für die kurze Reichweite der schwachen Kraft verantwortlich. Die starke Wechselwirkung wird durch die ebenfalls masselosen Gluonen übertragen. Die kurze Reichweite der starken Wechselwirkung erklärt sich dadurch, dass die Gluonen ebenfalls Träger der starken Farbladung sind und somit selbst der Wechselwirkung unterliegen, die sie vermitteln. Dies führt, wie im Folgenden näher erläutert werden soll, zu einigen Besonderheiten der starken Wechselwirkung gegenüber den anderen Wechselwirkungen.

## 1.2 Quantenchromodynamik

Die starke Wechselwirkung kann derzeit mit der so genannten Quantenchromodynamik (QCD) am besten beschrieben werden. Diese Theorie wurde in Analogie zu der sehr erfolgreichen Quantenelektrodynamik (QED) entwickelt, mit der sich die elektromagnetische Kraft außerordentlich präzise beschreiben läßt. Im Gegensatz zur QED, einer Eichtheorie mit nur einem Eichboson – dem Photon – existieren in der QCD acht verschiedene Gluonen, die an die starke Farbladung der Quarks koppeln. Dabei sind die Gluonen selbst Träger der starken Farbladung. Anders als das Photon in der QED unterliegen somit die Eichbosonen der starken Wechselwirkung der Wechselwirkung, die sie selber vermitteln. Diese Selbstwechselwirkung der Gluonen hat weitreichende Konsequenzen für die Eigenschaften der starken Kraft, die sich erheblich von denen der elektromagnetischen Wechselwirkung unterscheiden.

Betrachtet man zunächst in der QED eine Testladung im Vakuum, beispielsweise ein freies Elektron, so emittiert diese bedingt durch die Energie-Zeit-Unschärfe Photonen. Diese können ihrerseits in virtuelle Elektron-Positron-Paare übergehen. Infolge der elektromagnetischen Wechselwirkung wird die entstehende Ladungswolke der Elektron-Positron-Paare derart polarisiert, dass die Testladung nach außen hin abgeschirmt wird. Die effektive Ladung der Testladung ist daher abhängig vom Abstand zu dieser und nimmt mit zunehmendem Abstand ab. Im Grenzfall kleiner Energien bzw. großer Abstände von der Testladung ergibt sich für die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwir-

kung ein Wert von  $1/137$ . Dies gestattet es, im Rahmen der QED störungstheoretische Methoden anzuwenden.

Betrachtet man analog dazu in der QCD ein Quark, so ist dies von einer Wolke aus Gluonen und virtuellen Quark-Antiquark-Paaren umgeben. Auf Grund der Selbstwechselwirkung der Gluonen können diese aber nicht nur virtuelle Quark-Antiquark-Paare, sondern auch virtuelle Gluon-Gluon-Paare erzeugen. Die Quark- und Gluonpolarisation zusammen bewirken, dass die effektive Farbladung des Quarks bei Annäherung an dieses abnimmt. Die so genannte *laufende Kopplungskonstante* der QCD nimmt also im Grenzfall hoher Energien bzw. kleiner Abstände  $d \ll 1$  fm kleine Werte an. In diesem Bereich der asymptotischen Freiheit können zwei wechselwirkende Teilchen quasi als freie Teilchen betrachtet und es kann die QCD im Rahmen von störungstheoretischen Methoden behandelt werden (perturbative QCD). Im Grenzfall großer Abstände, die für die starke Wechselwirkung in der Größenordnung von 1 fm liegen, ist hingegen eine sehr starke Kopplung zwischen zwei wechselwirkenden Teilchen vorhanden. Die Konstituenten gebundener hadronischer Systeme bei kleiner Energie besitzen gerade einen solchen Abstand zueinander, so dass störungstheoretische Methoden hier nicht anwendbar sind.

Aus der Zunahme der Kopplungskonstanten mit wachsendem Abstand resultiert eine wichtige Eigenschaft der starken Wechselwirkung. Versucht man ein Quark aus einem gebundenen hadronischen System zu entfernen, so wird die Energiedichte im Feld der starken Kraft mit zunehmenden Abstand zwischen dem betrachteten Quark und dem Hadronrest so groß, dass ein neues Quark-Antiquark-Paar erzeugt wird. Dieses Phänomen wird als *Confinement* bezeichnet und stellt eine qualitative Erklärung für den Sachverhalt dar, dass in der Natur keine einzelnen Quarks, sondern nur Color-Singulett-Zustände, also hadronische Systeme, die nach außen hin keine Farbladung tragen, beobachtet werden.

Die Anzahl der erlaubten Bindungszustände zwischen Quarks, Antiquarks und Gluonen wird durch die Forderung, dass diese Color-Singulett-Zustände sind, erheblich eingeschränkt. Die erlaubten Zustände lassen sich mit Hilfe der Gruppentheorie der QCD ermitteln. Die zugrunde liegende Symmetrie ist dabei die  $SU(3)_{\text{color}}$ . Neben den konventionellen Mesonen und Baryonen, welche aus einem Quark-Antiquark-Paar bzw. drei Quarks bestehen, werden von der QCD auch so genannte exotische Zustände postuliert:

- Gluonenbälle beinhalten keine konstituierenden Quarks und sind ausschließlich aus Gluonen aufgebaut. Experimentell wurden Kandidaten für einen solchen Zustand beobachtet, doch steht die eindeutige Identifizierung dieser als Gluonenball noch aus [K103].
- Hybride sind Systeme, bei denen das bindende Gluonfeld konventioneller Mesonen bzw. Baryonen angeregt ist. Diese Zustände werden im Rahmen der QCD als ein gebundenes System aus einem Quark-Antiquark-Paar bzw. drei Quarks und mindestens einem konstituierenden Gluon beschrieben. Für diese Zustände wurden ebenfalls Kandidaten beobachtet, deren Klassifizierung als Hybrid bislang noch aussteht [K103].
- Multiquark-Zustände sind gebundene Systeme, die aus mehreren Quarks  $q$  bzw. Antiquarks  $\bar{q}$  bestehen. Allgemein sind Zustände  $(q\bar{q})^n(qqq)^m$  mit  $n + m > 1$  erlaub-

te Color-Singulett-Zustände. Die Ergebnisse mehrerer Experimente deuten auf die Existenz eines Zustands  $\theta(1540)^+$  hin, der mit einem Quarkinhalt von  $uu\bar{d}d$  einen solchen darstellen würde [PG04]. Neben Multiquark-Zuständen ohne innere Struktur sind auch so genannte Molekül-Zustände denkbar. Ein Kandidat für ein mögliches  $DK$ -Molekül ist der Zustand  $D_{sJ}^*(2317)^+$ , welcher unter anderem Gegenstand der in dieser Arbeit angestellten Untersuchungen ist.

Durch den zweifelsfreien Nachweis eines exotischen Zustands würden die theoretischen Vorhersagen der QCD im nicht-perturbativen Bereich direkt bestätigt werden. Bislang konnten jedoch nur Zustände im Bereich der konventionellen Hadronen eindeutig klassifiziert werden. Wie bereits erwähnt wurde, können gebundene hadronische Systeme im Rahmen der QCD nicht mit störungstheoretischen Ansätzen beschrieben werden, so dass unterschiedliche Modelle entwickelt wurden, die eine zufriedenstellende Beschreibung des Hadronenspektrums zum Ziel haben. Neben der Suche nach neuen hadronischen Zuständen ist somit eine exakte Vermessung der Massen, Breiten sowie der Quantenzahlen und der relativen Verzweigungsverhältnisse aller bekannten Hadronen wichtig, um den nicht-perturbativen Bereich der QCD zu erhellen.

### 1.3 Das Spektrum der $c\bar{s}$ -Mesonen

Das vollständige Verständnis der Spektren der schweren  $D$ - und  $D_s$ -Mesonen sowie der noch schwereren  $B$ - und  $B_s$ -Mesonen ist für das Verständnis der QCD im nicht-perturbativen Bereich von grundlegendem Interesse. Diese Systeme sind aus einem schweren Quark ( $c, b$ ) und einem leichten Quark aufgebaut. Auf Grund der großen Masse  $m_Q$  des schweren Quarks können Impulsüberträge infolge der starken Wechselwirkung zwischen dem leichten und dem schweren Quark auf das schwere Quark vernachlässigt werden. Im Grenzfall  $m_Q \rightarrow \infty$  kann daher im Schwerpunktsystem des Mesons das schwere Quark als ruhend angesehen werden, so dass – in Analogie zum Wasserstoffatom in der QED – das schwere Quark eine statische Quelle des Felds der starken Wechselwirkung darstellt. Die Eigenschaften des Mesons sind in diesem Fall durch die Kinematik des leichten Quarks bestimmt [Is91]. Für ein solches System koppelt der Spin  $s_l$  des leichten Quarks zusammen mit dem Bahndrehimpuls  $L$  zum Spin  $j_l$ , welcher eine Erhaltungsgröße darstellt. Zusammen mit dem Spin des schweren Quarks koppelt dieser zum Gesamtspin  $J$  des Systems. Zur Klassifizierung der Zustände der Spektren solcher Mesonen ist die Nomenklatur  $^j L_J$  gebräuchlich.

Von den vorhergesagten Zuständen wurden bisher nur die Grundzustände sowie wenige der angeregten Zustände experimentell nachgewiesen. Für die  $B_s$ -Mesonen ist bislang nur der Grundzustand beobachtet worden. Ziel der Spektroskopie dieser Mesonen ist es, fehlende Zustände des Spektrums nachzuweisen, sowie die beobachteten Zustände eindeutig zu klassifizieren.

Im Sektor der  $c\bar{s}$ -Mesonen, welche Gegenstand der weiteren Diskussion sind, wird das

$D_s^+$ -Meson<sup>1</sup>, welches eine Spin-Parität von  $J^P = 0^-$  besitzt, mit dem Grundzustand  $^{1/2}S_0$  identifiziert [PG04]. Die Spin-Parität der Resonanz  $D_s^*(2112)^+$  ist auf Grund der beobachteten Zerfallsmoden konsistent mit  $J^P = 1^-$ , so dass dieser als der Zustand  $^{1/2}S_1$  interpretiert wird. Mit den Resonanzen  $D_{s1}(2536)^+$  und  $D_{s2}(2573)^+$  liegen zwei weitere, angeregte Zustände vor, denen eine Spin-Parität von  $J^P = 1^+$  bzw.  $J^P = 2^+$  zugeordnet wird. Aus dem vorher gesagten ergeben sich für die angeregten Zustände mit einem Bahndrehimpuls von  $L = 1$  insgesamt vier Zustände, die über einen Drehimpuls von  $j = 1/2$  bzw.  $j = 3/2$  und positive Parität verfügen. Durch Kombination mit dem Spin des schweren Quarks erhält man für  $j = 1/2$  ein Dublett mit  $J^P = 1^+$  und  $J^P = 0^+$  und für  $j = 3/2$  ein weiteres Dublett mit  $J^P = 2^+$  und  $J^P = 1^+$ . Für die Zustände mit  $j = 3/2$  wird eine geringe und für die Zustände mit  $j = 1/2$  eine große intrinsische Breite erwartet [Go91]. Daher werden die beobachteten, schmalen Resonanzen  $D_{s1}(2536)^+$  und  $D_{s2}(2573)^+$  mit den Zuständen mit  $J^P = 1^+$  und  $J^P = 2^+$  des Dubletts mit  $j = 3/2$  identifiziert. Da der Zustand  $^{3/2}P_1$  über dieselben Quantenzahlen  $J^P$  wie der Zustand  $^{1/2}P_1$  verfügt, kann der beobachtete Zustand  $D_{s1}(2536)^+$  eine Beimischung des Zustands  $^{1/2}P_1$  beinhalten. Für die fehlenden Zustände des Dubletts mit  $j = 1/2$  sagen Rechnungen im Rahmen von Potentialmodellen typischerweise eine Masse im Bereich zwischen  $2400 \text{ MeV}/c^2$  und  $2600 \text{ MeV}/c^2$  voraus [Go91], [Go85], [Di01]. In Abbildung 1.1 sind die Massen der experimentell beobachteten Resonanzen zusammen mit den vorhergesagten Zuständen gegen die Spin-Parität aufgetragen, wobei die Massen der vorhergesagten Zustände aus [Go91] entnommen wurden. Die vorhergesagten Massen sind in Übereinstimmung mit den beobachteten Massen der Zustände  $D_s^+$ ,  $D_s^*(2112)^+$ ,  $D_{s1}(2536)^+$  und  $D_{s2}(2573)^+$  (gefüllte Kreise in Abb. 1.1).

## 1.4 Die Zustände $D_{sJ}^*(2317)^+$ und $D_{sJ}(2460)^+$

Im April 2003 wurde von der *BABAR*-Kollaboration im Spektrum der invarianten  $D_s^+\pi^0$ -Masse ein Signal beobachtet, welches mit dem Zerfall der bis dahin nicht beobachteten Resonanz  $D_{sJ}^*(2317)^+$  assoziiert wird [Au03]. Kurze Zeit später, im Mai 2003, wurde von der *CLEO*-Kollaboration nicht nur die Beobachtung dieser Resonanz bestätigt, sondern auch im System  $D_s^*(2112)^+\pi^0$  mit der Resonanz  $D_{sJ}(2460)^+$  ein weiterer neuer Zustand entdeckt [Be03]. Dieser wurde wiederum später von der *BABAR*-Kollaboration bestätigt [Au04]. Beide Zustände wurden ebenfalls von der *Belle*-Kollaboration beobachtet [Mi04]. Neben der Produktion der Zustände in  $c\bar{c}$ -Fragmentationsereignissen wurde die Produktion dieser Zustände auch in Zerfällen von  $B$ -Mesonen nachgewiesen [Kr03], [Au04a]. Insgesamt können die gefundenen Resonanzen als etablierte Zustände angesehen werden. Da die von den verschiedenen Experimenten beobachtete Breiten der Signale der Zustände kompatibel mit der Detektorauflösung sind, wird davon ausgegangen, dass beide Resonanzen eine geringe intrinsische Breite aufweisen. Von der *Particle Data Group* wird für die Masse des Zustands  $D_{sJ}^*(2317)^+$  ein Wert von  $(2317,4 \pm 0,9) \text{ MeV}/c^2$  und für die intrinsische Breite eine obere Grenze von  $\Gamma < 4,6 \text{ MeV}/c^2$  und für die entsprechenden Werte der Resonanz  $D_{sJ}(2460)^+$   $(2459,3 \pm 1,3) \text{ MeV}/c^2$  und  $\Gamma < 5,5 \text{ MeV}/c^2$  angegeben [PG04]. Die Spin-Parität der Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$  und  $D_{sJ}(2460)^+$  ist konsistent mit  $J^P = 0^+$  bzw.  $J^P = 1^+$ .

<sup>1</sup>Durch diese Notation sind hier und im Folgenden ebenfalls die ladungskonjugierten Zustände einbezogen.

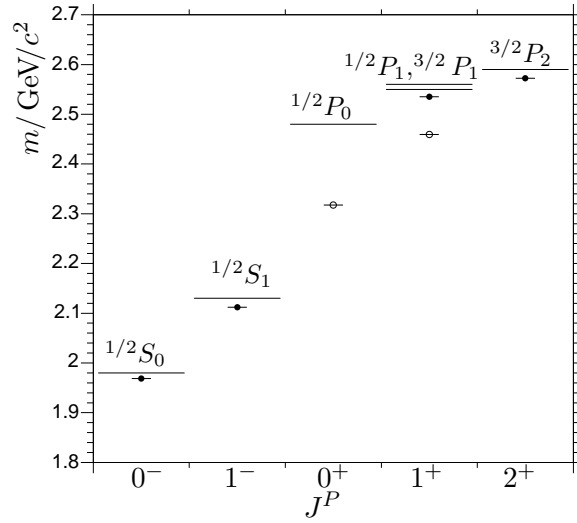


Abbildung 1.1: Termschema der  $c\bar{s}$ -Mesonen. Neben den vorhergesagten Massen (durchgezogene Linien) sind die Massen der experimentell beobachteten Zustände gegen die Spin-Parität  $J^P$  aufgetragen. Die Massen der Zustände  $D_s^+$  ( $J^P = 0^-$ ),  $D_s^*(2112)^+$  ( $J^P = 1^-$ ),  $D_{s1}(2536)^+$  ( $J^P = 1^+$ ) und  $D_{s2}(2573)^+$  ( $J^P = 2^+$ ) – in der Abbildung durch gefüllte Kreise markiert – sind in Übereinstimmung mit den vorhergesagten Massen. Weiterhin sind die Massen der Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$  ( $J^P = 0^+$ ) und  $D_{sJ}(2460)^+$  ( $J^P = 1^+$ ) eingetragen (offene Kreise). Für diese Zustände weichen die vorhergesagten Massen von den experimentell beobachteten Massen ab.

Auf Grund der Spin-Parität der Resonanzen ist es naheliegend, diese als die fehlenden  $c\bar{s}$ -Zustände des Dubletts mit  $j = 1/2$  zu interpretieren. Allerdings weichen die Massen der beobachteten Zustände deutlich von den vorhergesagten Massen der Zustände dieses Dubletts ab (vgl. Abb. 1.1). Insbesondere liegt der Zustand  $D_{sJ}^*(2317)^+$  unterhalb der  $DK$ -Schwelle und der Zustand  $D_{sJ}(2460)^+$  unterhalb der  $D^*K$ -Schwelle, was ebenfalls im Widerspruch zu den Vorhersagen steht. Die starken, isospin-erhaltenden Zerfälle in die Zustände  $DK$  und  $D^*K$  sind für die beobachteten Resonanzen kinematisch nicht möglich. Für diese Zerfälle würde eine große Breite erwartet. Im Gegensatz dazu sind die beobachteten Zerfälle  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0$  und  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^*(2112)^+ \pi^0$  isospin-verletzend, was eine geringe Breite nach sich zieht. Somit stellt die Tatsache, dass die Masse der beide Resonanzen unterhalb der jeweiligen Schwelle liegt, eine natürliche Erklärung für die geringe Breite der Zustände dar.

Um die Interpretation der Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$  und  $D_{sJ}(2460)^+$  als die fehlenden Zustände des Dubletts mit  $j = 1/2$  zu stützen, wurden bereits bestehende Modelle zur Beschreibung des  $c\bar{s}$ -Systems modifiziert bzw. deren Eingangsparameter an die aktuellen Messdaten angepasst. Zwar stimmen die Vorhersagen dieser Modelle besser mit den experimentellen Werten überein, doch ist unklar, welche physikalischen Prozesse die Modifikationen der Modelle nötig machen [Co04].

Eine weitere, diskutierte Möglichkeit zur Interpretation der Zustände, die sich auf die Tatsache stützt, dass die Massen der beobachteten Resonanzen unterhalb der  $DK$ - bzw.



$D^*K$ -Schwelle liegen, ist die Interpretation dieser Zustände als  $DK$ - bzw.  $D^*K$ -Moleküle. Der Zustand  $D_{sJ}^*(2317)^+$  liegt etwa  $40 \text{ MeV}/c^2$  unterhalb der  $DK$ -Schwelle. Fasst man die beobachtete Resonanz als ein  $DK$ -Molekül auf, so entspräche diese Energie gerade der Bindungsenergie zwischen dem konstituierenden  $D$  und  $K$  der Substruktur des Moleküls. Die Größenordnung dieser Bindungsenergie stimmt mit den erwarteten Bindungsenergien von Molekülzuständen von etwa  $50 \text{ MeV}/c^2$  bis  $100 \text{ MeV}/c^2$  überein [Ba03]. Prinzipiell können  $DK$ -Bindungszustände mit einem Isospin von  $I = 0$  oder  $I = 1$  existieren. Der Zustand mit  $I = 0$  wird als möglicher Bindungszustand favorisiert, wobei dieser allerdings eine Beimischung des Zustands mit  $|I, I_3\rangle = |1, 0\rangle$  enthalten kann [Ba03]. Sollte es sich bei der Resonanz  $D_{sJ}^*(2317)^+$  entgegen dieser Annahme um einen Molekül-Zustand mit  $I = 1$  handeln, so wird erwartet, dass die doppelt geladenen und neutralen Partner-Zustände mit  $|I, I_3\rangle = |1, \pm 1\rangle$  mit ähnlichen Zerfallsraten in  $D_s^+\pi^+$  bzw.  $D_s^+\pi^-$  zerfallen wie der Zustand  $|I, I_3\rangle = |1, 0\rangle$  in  $D_s^+\pi^0$ . Weiterhin sind die Produktionsraten für die drei Zustände mit  $I = 1$  in  $e^+e^-$ -Annihilationsereignissen gleich groß, da der gesamte Endzustand solcher hadronischer Ereignisse einen Isospin von  $I = 0$  aufweist. Somit sollten die Zustände mit  $|I, I_3\rangle = |1, \pm 1\rangle$  mit einer etwa gleich großen Ereignisrate beobachtbar sein wie der Zustand  $|I, I_3\rangle = |1, \pm 0\rangle$ . Die Beobachtung eines Signals im System  $D_s^+\pi^-$  und  $D_s^+\pi^+$  wäre ein wichtiger Hinweis auf die Existenz eines  $DK$ -Moleküls mit einem Isospin von  $I = 1$ .

Da die Verzweigungsverhältnisse radiativer Zerfälle eines Molekülzustands Anomalien gegenüber den erwarteten Verzweigungsverhältnissen für ein konventionelles  $c\bar{s}$ -Meson aufweisen sollten [Ba03], spielt die Messung dieser zur Identifikation eines Molekülzustands gegenüber einem konventionellen Meson eine weitere wichtige Rolle.

Die in der vorliegenden Arbeit angestellten Untersuchungen der Systeme  $D_s^+\pi^+\pi^-$ ,  $D_s^+\pi^-$  und  $D_s^+\pi^+$  stehen in engem Zusammenhang mit der Messung der relativen Verzweigungsverhältnisse von radiativen und weiteren Zerfallsmoden der Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$  und  $D_{sJ}(2460)^+$ , die derzeit im Rahmen des *BABAR*-Experiments durchgeführt wird. Die durchgeführten Untersuchungen der verschiedenen Zerfallsmoden können zur Klärung der Frage nach der Natur der Resonanzen  $D_{sJ}^*(2317)^+$  und  $D_{sJ}(2460)^+$  beitragen. In der vorliegenden Arbeit wird die Messung der relativen Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  und  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$ , sowie der Zerfälle  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  und  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0\gamma$  vorgestellt. Von der Belle-Kollaboration wurde der Zustand  $D_{s1}(2536)^+$  erstmals in seinem Zerfall in den Zustand  $D_s^+\pi^+\pi^-$  nachgewiesen. Durch die Untersuchung des Systems  $D_s^+\pi^+\pi^-$  mit der vom *BABAR*-Experiment aufgezeichneten Datenmenge ist eine erstmalige Bestätigung dieser Beobachtung möglich.

Weiterhin wird im Rahmen dieser Arbeit im System  $D_s^+\pi^-$  bzw.  $D_s^+\pi^+$  nach möglichen neutralen und doppelt geladenen Partner-Zuständen eines  $DK$ -Molekülzustands mit einem Isospin von  $I = 1$  gesucht. Dabei wird angenommen, dass diese Partner-Zustände wie der beobachtete Zustand  $D_{sJ}^*(2317)^+$  eine geringe intrinsische Breite aufweisen.

## Kapitel 2

# Das *BABAR*-Experiment

Die Untersuchung der eingangs angesprochenen Zerfallskanäle basiert auf Daten, die mit Hilfe des *BABAR*-Detektors aufgezeichnet wurden. Daher sollen im Folgenden kurz das *BABAR*-Experiment und dessen Zielsetzungen beschrieben werden. Dabei werden insbesondere die Instrumentierung des Detektors sowie wichtige Aspekte der Datenspeicherung und -verarbeitung des Experiments erläutert.

### 2.1 Zielsetzung des Experiments

Die schwache Wechselwirkung ist die einzige der vier fundamentalen Wechselwirkungen, welche eine Asymmetrie bezüglich grundlegender Operationen aufweist. So wurde durch eine Reihe von Experimenten in den fünfziger Jahren des letzten Jahrhunderts nachgewiesen, dass die schwache Wechselwirkung sowohl hinsichtlich der Paritäts-Operation  $P$  (Spiegelung am Koordinatenursprung) als auch bezüglich der Teilchen-Antiteilchen-Konjugation  $C$  nicht invariant ist. Im Jahre 1964 wurde für das System der neutralen Kaonen gezeigt, dass die bis dahin angenommene Symmetrie hinsichtlich der kombinierten Operation  $CP$  ebenfalls in der schwachen Wechselwirkung nicht erhalten ist. Bis heute sind die Gründe für diese Verletzung nicht verstanden. Im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik erfolgt eine quantitative Beschreibung der  $CP$ -Verletzung in der schwachen Wechselwirkung durch die *Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix* (CKM-Matrix) [PG04]. Demnach ergeben sich die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung aus Linearkombinationen der Quark-Eigenzustände der starken Wechselwirkung. Die Koeffizienten der Linearkombinationen sind dabei durch die Matrixelemente der CKM-Matrix gegeben. Aus der notwendigen Unitarität der Matrix folgt, dass die einzelnen Elemente nicht alle unabhängig voneinander sind. In der so genannten Standard-Parametrisierung der Matrix werden diese durch drei reelle Größen und eine Phase festgelegt. Die Phase bestimmt dabei das Maß der  $CP$ -Verletzung. Bei einer Phase von 0 bzw.  $\pi$  sind alle Elemente der CKM-Matrix reell und es liegt keine  $CP$ -Verletzung vor.

Für das System der neutralen  $B$ -Mesonen wurde erwartet, dass dieses stärkere  $CP$ -verletzende Effekte aufweist, als dies für das System der neutralen Kaonen der Fall ist.

Der Nachweis und die systematische Untersuchung der  $CP$ -Verletzung im System der  $B$ -Mesonen motivierte den Aufbau so genannter  $B$ -Fabriken. Eine dieser  $B$ -Fabriken stellt die asymmetrische Elektron-Positron-Speicherring-Anlage PEP-II zusammen mit dem *BABAR*-Detektor am *Stanford Linear Accelerator Center (SLAC)* dar. Dabei werden Elektronen mit einer Energie von 9 GeV und Positronen mit einer Energie von 3,1 GeV zur Kollision gebracht. Die Energie der kollidierenden Teilchen ist so gewählt, dass gerade die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz mit einer Masse von  $10,58 \text{ GeV}/c^2$  angeregt werden kann. Dieser Zustand zerfällt zu über 96% [PG04] in ein kohärentes  $B\bar{B}$ -Paar, wobei etwa jeweils die Hälfte der erzeugten Paare  $B^0\bar{B}^0$ - bzw.  $B^+B^-$ -Paare sind. Infolge der unterschiedlichen Energie der kollidierenden Teilchen wird die Resonanz nicht in Ruhe, sondern in einem gegenüber dem Laborsystem bewegten Bezugssystem erzeugt. Dadurch wird die zur Messung der  $CP$ -Verletzung notwendige Trennung der Zerfallsvertizes der erzeugten  $B$ -Mesonen ermöglicht. Eine weitere  $B$ -Fabrik wurde mit dem Belle-Experiment in Japan errichtet. Von beiden Experimenten wurde inzwischen die  $CP$ -Verletzung im System der neutralen  $B$ -Mesonen nachgewiesen [Au01, Ab01]. Über den Nachweis der  $CP$ -Verletzung im System der  $B$ -Mesonen hinaus ermöglichen die beiden Experimente die Messung weiterer, eng mit den Elementen der CKM-Matrix verknüpften Größen. Dadurch wird eine Überbestimmung der Matrixelemente und letztlich eine selbstkonsistente Überprüfung des im Standardmodell erfolgten Beschreibungsansatzes zur  $CP$ -Verletzung ermöglicht.

Mit dem *BABAR*-Experiment sind aufgrund der hervorragenden Instrumentierung des Detektors neben der Untersuchung von  $B$ -Mesonen weitere Themenbereiche der Teilchenphysik zugänglich. Dies schließt vor allem Fragestellungen auf dem Gebiet der  $\tau$ -,  $\gamma\gamma$ - und der Charm-Physik ein. Dabei bietet gerade die Möglichkeit zur Untersuchung charmhaltiger Mesonen die Grundlage für die vorliegende Arbeit.

### 2.1.1 Die Beschleunigeranlage

In der Linearbeschleunigeranlage am SLAC werden Elektronen auf eine Energie von 9 GeV und Positronen auf eine Energie von 3,1 GeV beschleunigt und getrennt voneinander in die beiden Speicherringe der PEP-II-Anlage eingespeist. Die in entgegengesetzte Richtungen umlaufenden Teilchen werden in der Wechselwirkungszone, um die herum der *BABAR*-Detektor aufgebaut ist, zur Kollision gebracht (Abb. 2.1).

Die Strahlenergien sind so gewählt, dass die Schwerpunktsenergie von 10,58 GeV gerade ausreicht, um die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erzeugen zu können. Dieser aus einem  $b$ - und einem  $\bar{b}$ -Quark bestehende Zustand zerfällt zu über 96% in ein  $B\bar{B}$ -Paar. Aufgrund der unterschiedlichen Strahlenergie erfolgt die Erzeugung der Resonanz nicht in Ruhe, sondern in einem mit einem Lorentz-Boost von  $\beta\gamma = 0,56$  gegenüber dem Laborsystem bewegten Schwerpunktsystem. Neben der resonanten Erzeugung von  $B$ -Mesonen ist bei der Anihilation von Elektronen und Positronen ebenfalls eine nicht resonante Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren möglich, die aus den leichteren  $u$ -,  $d$ -,  $s$  und  $c$ -Quarks und den entsprechenden Antiquarks bestehen. Die hadronischen Wirkungsquerschnitte für die Elektron-Positron-Anihilation bei einer Schwerpunktsenergie von 10,58 GeV sind in Tabelle 2.1 angegeben.

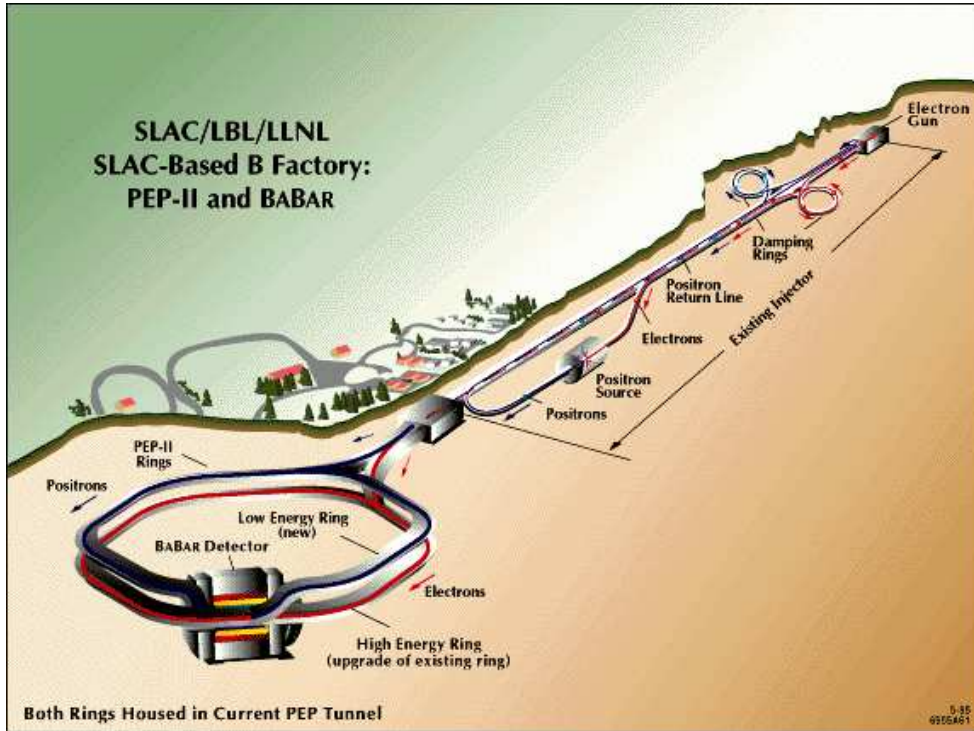


Abbildung 2.1: Schematischer Lageplan der PEP-II-Anlage und des Linearbeschleunigers am Stanford Linear Accelerator Center.

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

Tabelle 2.1: Hadronische Wirkungsquerschnitte bei der Elektron-Positron-Annihilation bei einer Energie von 10,58 GeV.

Das *BABAR*-Experiment hat seit seiner Inbetriebnahme im Jahr 1999 eine Datenmenge aufgezeichnet, die einer integrierten Luminosität von über  $240 \text{ fb}^{-1}$  entspricht. Die maximal erzielte Luminosität der PEP-II-Anlage betrug dabei über  $9 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

## 2.2 Der Detektor

Die eingangs erwähnten Ziele des Experiments erfordern einen Detektor, der eine präzise Spurrekonstruktion geladener Teilchen sowie eine genaue Identifikation der Teilchenart über einen weiten Impulsbereich ermöglicht. Weiterhin ist der effiziente Nachweis von Photonen, neutralen Hadronen und Myonen erforderlich. Der *BABAR*-Detektor besteht aus

einzelnen, für diesen Zweck optimierten und aufeinander abgestimmten Detektorkomponenten, die zylindersymmetrisch um die Wechselwirkungszone angeordnet sind (s. Abb. 2.2). Vom Wechselwirkungspunkt nach außen sind dies:

- ein Vertexdetektor,
- eine Driftkammer,
- ein Čerenkov-Detektor,
- ein elektromagnetisches Kalorimeter,
- eine supraleitende Spule und
- ein instrumentiertes Eisenjoch.

Die Detektorkomponenten einschließlich des Kalorimeters sind in ein homogenes Magnetfeld mit einer Flussdichte von 1,5 T eingebettet, welches durch die supraleitende Spule erzeugt wird. Im Folgenden sollen die genannten Komponenten kurz beschrieben werden. Eine detaillierte Beschreibung des *BABAR*-Detektors und seiner Subsysteme findet sich in [Au02].

### 2.2.1 Der Vertexdetektor

Der das Strahlrohr dicht umschließende Vertexdetektor besteht aus fünf Lagen doppelseitig auslesbarer Siliziumstreifen-Detektoren mit insgesamt 150000 Auslesekanälen. Die inneren Lagen bestehen aus jeweils sechs Detektormodulen, die konzentrisch um die Strahlachse angeordnet sind. Die äußeren beiden Lagen, bestehend aus 16 bzw. 18 Detektormodulen, laufen an den Enden konisch zusammen, um so den Akzeptanzbereich zu erhöhen (Abb. 2.3). Insgesamt deckt der Vertexdetektor 91% des gesamten Raumwinkels im Schwerpunktsystem ab.

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Vertexdetektor können infolge der Ionisation des aktiven Detektormaterials bis zu fünf Positionsmesswerte mit einer Auflösung von etwa  $15\ \mu\text{m}$  aufgezeichnet werden, aus denen sich die Trajektorie des Teilchens rekonstruieren läßt. Durch Extrapolation der rekonstruierten Spuren in den Bereich der Wechselwirkungszone lassen sich Zerfallsvertices von nahe am Wechselwirkungspunkt zerfallenden Teilchen mit einer Auflösung von etwa  $90\ \mu\text{m}$  rekonstruieren. Für geladene Teilchen mit Transversalimpulsen unterhalb von  $100\ \text{MeV}/c$  ist eine Spurrekonstruktion nur auf Basis der Messwerte des Vertexdetektors möglich, da diese Teilchen aufgrund ihrer Bahnkrümmung im Magnetfeld nicht die Driftkammer erreichen können. Weiterhin trägt der Vertexdetektor durch die Messung des spezifischen Energieverlusts  $dE/dx$ , den ein geladenes Teilchen im aktiven Material des Detektors erleidet, zur Teilchenidentifikation bei. Der spezifische Energieverlust kann dabei mit einer relativen Auflösung von etwa 14% gemessen werden.

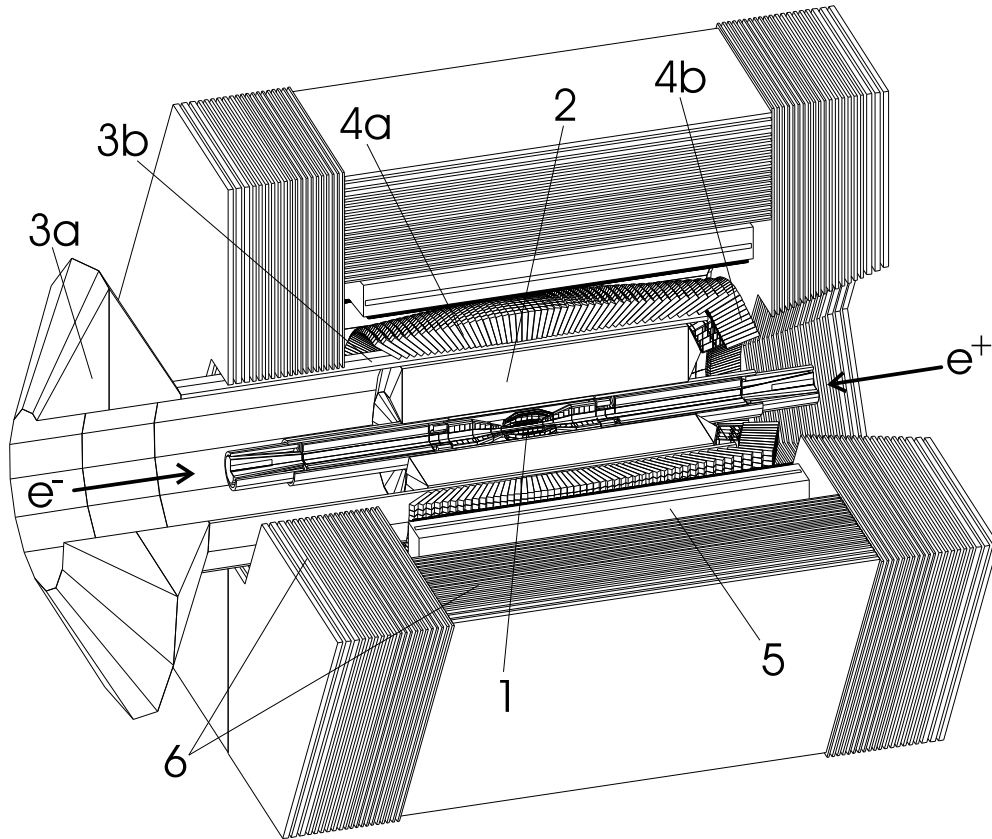


Abbildung 2.2: Der *BABAR*-Detektor mit seinen Subsystemen: 1) Vertex-Detektor, 2) Driftkammer, 3a) Ausleseeinheit und 3b) Quarzstäbe des Čerenkov-Detektors, 4a) Barrel und 4b) Endkappe des elektromagnetischen Kalorimeters, 5) supraleitende Spule und 6) instrumentiertes Eisenjoch.

### 2.2.2 Die Driftkammer

Den Vertexdetektor umgibt eine zylinderförmige Driftkammer mit einem Innenradius von 22,5 cm und einen Außenradius von 80 cm. Die Kammer weist eine Länge von 280 cm auf, wobei ihr Mittelpunkt gegenüber dem Wechselwirkungspunkt um etwa 37 cm in Richtung des Positron-Strahls verschoben ist, um so den Akzeptanzbereich in Vorwärtsrichtung zu erhöhen (Abb. 2.4). Im Inneren der Driftkammer bilden 7024 Signaldrähte aus goldbedampften Wolfram mit einer Dicke von  $20\ \mu\text{m}$  zusammen mit etwa 22000 Potenzialdrähten aus goldbedampften Aluminium mit einem Durchmesser von  $80\ \mu\text{m}$  bzw.  $120\ \mu\text{m}$  hexagonale Driftzellen, die in 40 Lagen konzentrisch um die Zylinderachse angeordnet sind. Die Kammer wird mit einem Gasgemisch aus Helium und Isobutan in einem Mischungsverhältnis von 4:1 betrieben. Um die Massenbelegung der inaktiven Bauelemente gering zu halten, sind die Kammerwände aus Kohlenstoff und Beryllium gefertigt. Weiterhin erfolgt aus diesem Grunde die Auslese der Signaldrähte an der rückwärtigen Detektorseite.

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Driftkammer können zur Spurrekonstruktion bis zu 40 Positionsmesswerte mit einer Auflösung von etwa  $140\ \mu\text{m}$  gewonnen

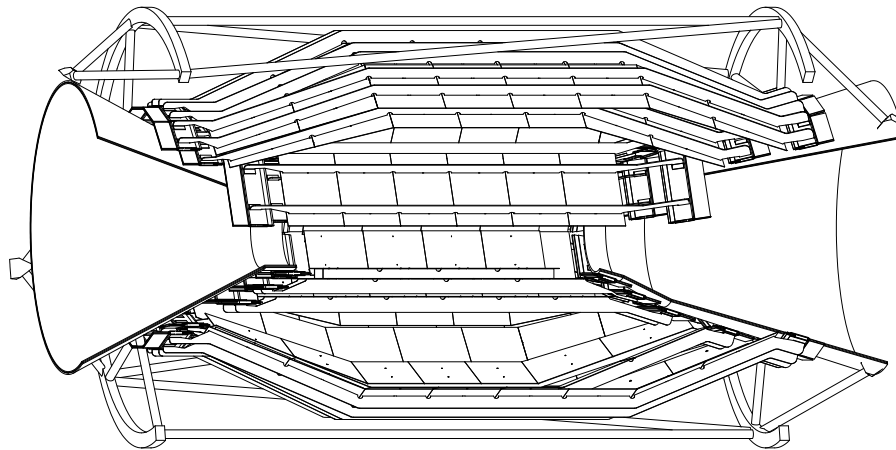


Abbildung 2.3: Der Vertexdetektor

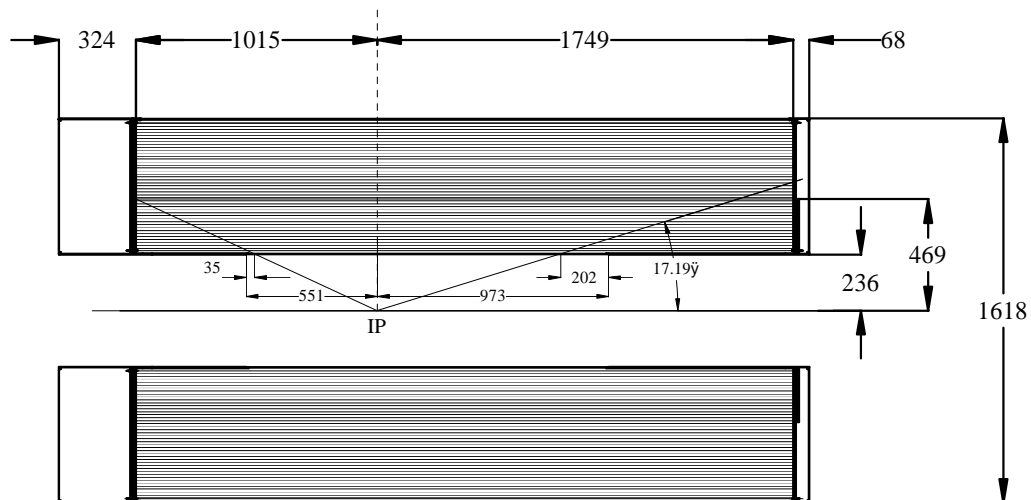


Abbildung 2.4: Die Driftkammer. Alle Abmessungen sind in mm angegeben.

werden. Da geladene Teilchen aufgrund der Ablenkung im Magnetfeld eine helixförmige Bahn beschreiben, lässt sich aus dem Krümmungsradius der Bahn der Teilchenimpuls bestimmen. Zur Spurrekonstruktion werden die mit dem Vertex-Detektor und der Driftkammer gewonnenen Messwerte kombiniert. So wird für die Messung des Transversalimpulses von geladenen Teilchen mit einem Transversalimpuls von  $1 \text{ GeV}/c$  eine relative Auflösung von  $0,47\%$  erzielt.

Aus den gemessenen Pulshöhen an den Signaldrähten lässt sich weiterhin der spezifische Energieverlust  $dE/dx$  ermitteln, den ein geladenes Teilchen beim Durchgang durch die Kammer erfährt. Dabei wird eine relative Auflösung von  $7,5\%$  erreicht, wodurch insbesondere eine gute Separation von niederenergetischen Pionen und Kaonen ermöglicht wird.

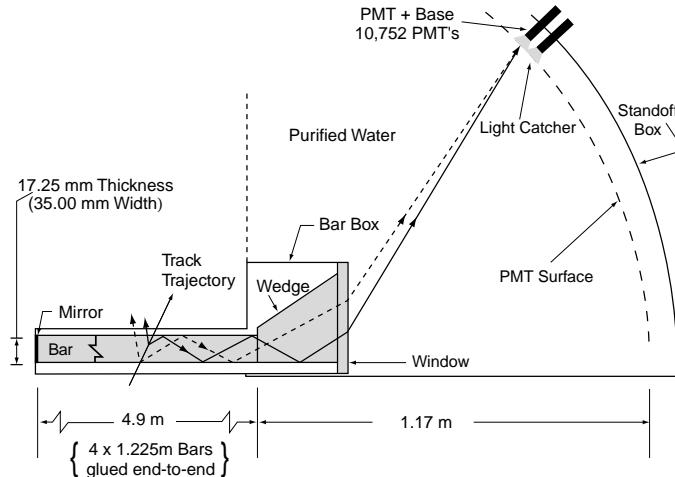


Abbildung 2.5: Das Funktionsprinzip des Čerenkov-Detektors

### 2.2.3 Der Čerenkov-Detektor

Im Gegensatz zu den übrigen Detektorkomponenten wurde mit dem Čerenkov-Detektor ein neuartiges, auf dem Čerenkov-Effekt basierendes Detektorkonzept zur Teilchenidentifikation verwirklicht. Die Driftkammer wird von insgesamt 144 Quarzstäben mit einer Querschnittsfläche von ungefähr  $35 \times 17 \text{ mm}^2$  und einer Länge von 4,9 m umgeben, die in Form eines zwölfseitigen Polygons angeordnet sind (Abb.2.2).

Durchdringt ein geladenes Teilchen diese Stäbe mit einer Geschwindigkeit  $v \geq c/n$ , wobei  $n = 1,473$  der Brechungsindex der Quarzstäbe und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ist, so wird von den Atomen des durchquerten Materials Čerenkov-Licht emittiert. Dabei schließt die Wellenfrontnormale des emittierten Lichts mit der Teilchenbahn einen Winkel von

$$\theta_C = \arccos \frac{c}{n \cdot v}$$

ein. Durch Totalreflexion an den Oberflächen der Quarzstäbe wird das Licht unter Erhaltung dieser Winkelinformation in eine Ausleseeinheit geleitet, die sich an der rückwärtigen Detektorseite befindet. In Vorwärtsrichtung emittiertes Čerenkov-Licht wird dabei zunächst an den verspiegelten, vorderen Stirnflächen der Quarzstäbe reflektiert und anschließend in die Ausleseeinheit geleitet. Zum Nachweis des Čerenkov-Lichts ist die mit Wasser befüllte Ausleseeinheit mit etwa 11000 Photomultipliern bestückt. Das Funktionsprinzip des Čerenkov-Detektors ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

Durch Kombination der in der Ausleseeinheit gewonnenen Winkel- und Zeitinformationen der einzelnen Čerenkov-Photonen läßt sich der Öffnungswinkel  $\theta_C$  mit einer Auflösung von 2,5 mrad ermitteln. Aus diesem kann in Verbindung mit dem gemessenen Teilchenimpuls die Identität eines geladenen Teilchens ermittelt werden. Der Čerenkov-Detektor ist das wichtigste System zur Identifikation geladener Hadronen mit hohen Impulsen. So ermöglicht die bei der Messung des Winkels  $\theta_C$  erzielte Auflösung eine Separation von hochenergetischen Pionen und Kaonen mit Impulsen von bis zu 4 GeV/c. Aufgrund



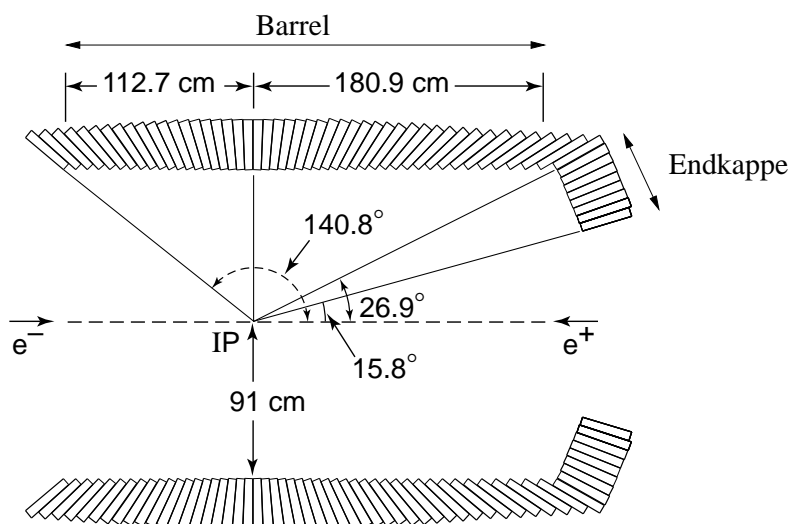


Abbildung 2.6: Das elektromagnetische Kalorimeter.

ihrer gekrümmten Bahn im Magnetfeld erreichen geladene Teilchen allerdings erst den Čerenkov-Detektor, wenn ihr Transversalimpuls mindestens  $250 \text{ MeV}/c$  beträgt.

#### 2.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter ist mit insgesamt 6580 Szintillations-Kristallen bestückt, welche aus mit Thallium dotiertem Cäsium-Jodid bestehen. Dabei sind 5760 Kristalle in 48 konzentrischen Ringen um die Strahlachse angeordnet. Dem so gebildeten Fass (*Barrel*) mit einem Innenradius von etwa 90 cm schließt sich in Vorwärtsrichtung eine kegelförmige Endkappe, bestehend aus neun Kristallringen mit insgesamt 820 Kristallen, an (Abb. 2.6). Die Kristalle sind in Form eines Pyramidenstumpfes gefertigt, wobei ihre Frontflächen auf den Wechselwirkungspunkt hin ausgerichtet sind. Sie besitzen je nach Position im Kalorimeter eine Länge zwischen 29,6 und 32,4 cm.

Hochenergetische Photonen lösen im Kalorimeter einen elektromagnetischen Schauer aus. Dabei wird im elektrischen Feld der Atome des getroffenen Kristalls ein Elektron-Positron-Paar gebildet. Die erzeugten Elektronen bzw. Positronen können Bremsstrahlungs-Photonen abstrahlen, die wiederum neue Elektron-Positron-Paare erzeugen können. Der so entstehende Schauer endet, wenn die Energie der emittierten Bremsstrahlungs-Photonen nicht mehr ausreicht, um neue Elektron-Positron-Paare erzeugen zu können. Ein solcher Schauer kann ebenfalls durch ein in das Kalorimeter einfallendes Elektron induziert werden, wenn die Energie des dabei emittierten Bremsstrahlungs-Photons ausreicht, den eben beschriebenen Prozess auszulösen. Ein elektromagnetischer Schauer breitet sich kugelförmig im Kalorimeter aus. Dabei ist die Ausdehnung in longitudinaler Richtung durch die materialabhängige Strahlungslänge und in transversaler Richtung durch den ebenfalls materialabhängigen Molière-Radius charakterisiert. In einem unendlich ausgedehnten Kalorimeter deponiert das primär einfallende Teilchen 99% seiner Energie in einem Zylinder-

volumen von 16 Strahlungslängen und 3 Molière-Radien [Gr93]. Die verwendeten Kristalle besitzen eine Strahlungslänge von 1,85 cm und einen Molière-Radius von 3,8 cm. Da die Kristalle eine Länge zwischen 16 und etwa 17,5 Strahlungslängen aufweisen, wird fast die gesamte Energie des einfallenden Teilchens im Kalorimeter deponiert. Dabei wird von den Kristallen Szintillationslicht emittiert, welches mittels Photodioden an den Kristallrückseiten ausgelesen wird und dessen Menge proportional zu der in den Kristallen deponierten Energie ist. Mit Hilfe des Kalorimeters kann somit die Energie des einfallenden Teilchens bestimmt werden.

Neben der Energie von einfallenden Photonen kann auch deren Azimutal- und Polarwinkel gemessen werden, was die Rekonstruktion neutraler Teilchen in ihren neutralen Zerfallsmoden, wie beispielsweise  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , ermöglicht. Für Photonen mit einer Energie  $E = 1 \text{ GeV}$  wird eine relative Energieauflösung von 3% und eine Winkelauflösung von 3,9 mrad erzielt.

### 2.2.5 Der Magnet und das instrumentierte Eisenjoch

Die äußerste Komponente des BABAR-Detektors wird durch ein instrumentiertes Eisenjoch mit einem Gewicht von 870 t gebildet. Zwischen diesem und dem Kalorimeter befindet sich eine supraleitende Spule aus Niob-Titan, welche mit Hilfe eines sie umgebenden Kryostaten gekühlt wird. Die Spule wird mit einer Stromstärke von etwa 4600 A betrieben und erzeugt ein homogenes Magnetfeld mit einer Flussdichte von 1,5 T. Auftretende Inhomogenitäten innerhalb des durch die Driftkammer gegebenen Volumens betragen weniger als 2%, was zum Erreichen der notwendigen Impulsauflösung bei der Spurrekonstruktion erforderlich ist.

Neben der Flussrückführung des Magnetfelds dient das Eisenjoch dem Nachweis von Myonen und neutralen Hadronen. Dazu ist das Eisenjoch aus plattenförmigen Eisenabsorbern aufgebaut, die in 19 Lagen in Form eines hexagonalen Fasses (*Barrel*) mit einer Länge von 4,05 m und einem Außendurchmesser von 6,55 m angeordnet sind. In Vorwärts- und Rückwärtsrichtung wird das Barrel durch jeweils eine Endkappe mit 18 Lagen von Absorberplatten abgeschlossen. Das Barrel und die Endkappen des instrumentierten Eisenjochs sind in Abbildung 2.7 zu sehen. Die Stärke der Absorberplatten nimmt von den inneren zu den äußeren Lagen von 2 auf 10 cm zu. Die Zwischenräume von etwa 3 cm der einzelnen Absorberlagen sind zum Nachweis von Myonen mit 774 Detektormodulen in Form von so genannten *Resistive Plate Chambers* (RPCs) instrumentiert. Hadronen können in den Absorberplatten des Eisenjochs einen hadronischen Schauer auslösen, der mit Hilfe der RPCs nachgewiesen werden kann. So wird durch das instrumentierte Eisenjoch der Nachweis von neutralen Hadronen ermöglicht. Zusätzlich zu den Modulen des Barrels und der Endkappen sind weitere 32 RPCs zylinderförmig in zwei Lagen zwischen dem Kalorimeter und dem Kryostaten der Spule angeordnet. Insgesamt stellen die RPCs weitere 53000 Auslesekanäle des BABAR-Detektors bereit.

Da die mittlere Nachweiseffizienz der RPCs für Myonen im Laufe der Zeit auf etwa 40% abgenommen hat, wurde ein Teil der RPCs des Barrels im Sommer 2004 durch so genannte *Limited Streamer Tubes* ersetzt. Weitere Module sollen im Sommer 2005 ausgetauscht

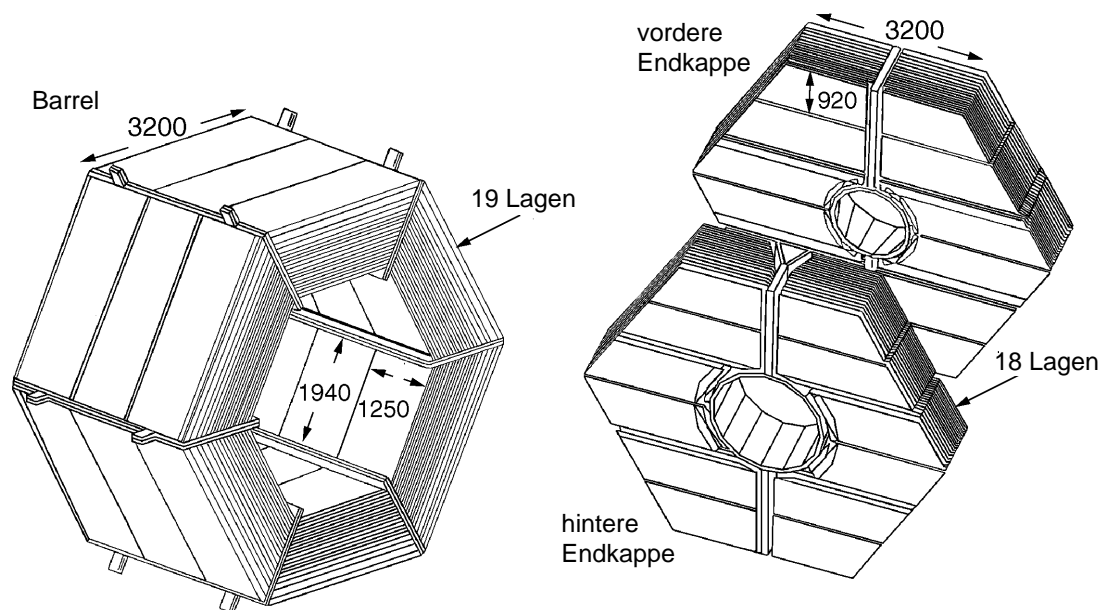


Abbildung 2.7: Das Barrel und die beiden Endkappen des instrumentierten Eisenjochs. Alle Abmessungen sind in mm angegeben.

werden. Da die Datennahme der im Rahmen dieser Arbeit analysierten Daten mit dem oben beschriebenen Detektoraufbau erfolgte, soll an dieser Stelle nicht auf die *Limited Streamer Tubes* eingegangen werden. Eine nähere Beschreibung zu diesen findet sich in [Lu04].

## 2.3 Datenverarbeitung

Die digitalisierten Signale der einzelnen Auslesekanäle des *BABAR*-Detektors durchlaufen ein zweistufiges Trigger-System, welches aus einem Hardware-Trigger und einem Software-Filter besteht. Dabei werden Ereignisse hinsichtlich physikalischer Fragestellungen selektiert und klassifiziert. Mit dem Hardware-Trigger werden die Messwerte der Driftkammer, des elektromagnetischen Kalorimeters und des instrumentierten Eisenjochs ausgewertet. Für akzeptierte Ereignisse wird eine partielle Rekonstruktion der Ereignisse auf Basis der Messwerte der Driftkammer und des Kalorimeters durchgeführt. Unter Verwendung dieser Ergebnisse erfolgt eine Selektion und Klassifikation der Ereignisse mit Hilfe des Software-Filters. Die endgültige Rekonstruktion der Ereignisse unter Verwendung der Informationen sämtlicher Subsysteme des Detektors erfolgt nach einer weiteren Auswahl von Ereignissen durch Software-Filter mit Hilfe einer Rechnerfarm.

Für akzeptierte Ereignisse werden die Messdaten der einzelnen Detektorkomponenten abgespeichert. Weiterhin werden aus den rekonstruierten Daten durch Reduktion des Informationsgehalts Daten generiert, die in so genannten Daten-Leveln unterschiedlichen Abstraktionsgrads abgespeichert werden. Mit den so genannten *ESD*-Daten (*Event Summary*

*Data*) stehen beispielsweise detaillierte Informationen über die rekonstruierten Spuren geladener Teilchen und die ermittelten Cluster im Kalorimeter zur Verfügung. Mit diesem Daten-Level ist so z. B. ein Zugriff auf die kalibrierten Detektorsignale möglich, die bei der Rekonstruktion der Spur eines geladenen Teilchens herangezogen wurden. Aufgrund des relativ hohen Speicherbedarfs der ESD-Daten wird bei der Analyse dieser Daten nur eine geringe Verarbeitungsgeschwindigkeit erzielt. Für eine Analyse, die eine größere Datenmenge einschließt, sind diese Daten daher nicht brauchbar. Für die Auswertung der Daten hinsichtlich physikalischer Fragestellungen werden bevorzugt die so genannten *AOD*-Daten (*Analysis Object Data*) und *TAG*-Daten herangezogen. Die *AOD*-Daten beinhalten beispielsweise die Vierervektoren nachgewiesener Teilchen und für die Teilchenidentifizierung relevante Informationen der einzelnen Detektorkomponenten. Auf diesem Daten-Level ist z. B. die von einem Teilchen im Kalorimeter deponierte Energie verfügbar, aber nicht mehr die in den Einzelkristallen deponierte Energie. Auf dem *TAG*-Level werden Informationen eines Ereignisses zusammengefasst. Die *TAG*-Daten beinhalten beispielsweise die Anzahl der in einem Ereignis nachgewiesenen geladenen Teilchen oder die Gesamtenergie aller in einem Ereignis detektierten Teilchen. Neben den mit dem Detektor aufgezeichneten Daten werden ebenfalls Daten simulierter Monte-Carlo-Ereignisse gespeichert. Für diese Ereignisse wird ein weiterer, als *TRU* (*Monte Carlo Truth*) bezeichneter Daten-Level eingeführt, der Informationen zu den in den Simulationsereignissen generierten Teilchen umfasst.

In der ursprünglichen Konzeption zur Datenverarbeitung des Experiments wurden die Daten der genannten Daten-Level in einer objektorientierten Datenbank abgelegt. Bei der Analyse der Daten wurde allerdings, bedingt durch relativ hohe Zugriffszeiten auf die Daten, eine geringe Verarbeitungsgeschwindigkeit erzielt. Um die Zugriffszeit auf die bevorzugt für die Analyse verwendeten Daten zu verringern, wurde das so genannte *KanGA*-Datenformat entwickelt. Dieses Format basiert auf den Ein- und Ausgaberroutinen von *ROOT* [Br04], ein objektorientiertes Framework zur Datenanalyse in der Teilchenphysik. Ausschließlich die *AOD*- und *TAG*-Daten sowie ein Teil der *TRU*-Daten, welcher für die Analyse von Monte-Carlo-Ereignissen verwendet wird, wurde in diesem Datenformat gespeichert. Aufgrund der guten Erfahrungen mit dem *KanGA*-Datenformat werden seit Oktober 2003 sämtliche Daten nicht mehr in einer objektorientierten Datenbank abgelegt, sondern in einem Datenformat abgespeichert, welches ebenfalls auf den Ein- und Ausgaberroutinen von *ROOT* basiert. Alle bereits aufgezeichneten Daten wurden in das neue Format konvertiert. Dabei wurden die eingangs angesprochenen Daten-Level zum Teil neu strukturiert und deren Inhalte neu definiert. Da im Rahmen dieser Arbeit Daten dieses Formats nicht analysiert wurden, soll hier nur auf eine detaillierte Beschreibung der neuen Datenstruktur in [Ka04] verwiesen werden.

Der Großteil der *BABAR*-Software zur Verarbeitung der Daten ist in der objektorientierten Programmiersprache C++ programmiert. Für die Analyse der Daten wurde das Programmpaket *BETA* entwickelt. Dabei wird ein für den Benutzer einheitlich gestalteter Zugriff auf die in verschiedenen Datenformaten und -leveln vorliegenden Daten ermöglicht. Weiterhin stellt *BETA* sogenannte Module in Form von C++ Klassen für die Datenanalyse zur Verfügung. Dies sind beispielsweise standardisierte Algorithmen zur Spurselektion, zur Teilchenidentifizierung oder zur kinematischen Anpassung von Zerfallsbäumen. Mit Hilfe eines Frameworks können einzelne Module miteinander zu einer Sequenz verknüpft wer-

---

den, deren Module der Reihe nach ausgeführt werden. Dabei kann ein Modul der Sequenz abhängig vom Ausgabewert des vorherigen Moduls aufgerufen werden oder nicht. So ist es beispielsweise möglich, die Module als Ereignis-Filter einzusetzen. Weiterhin können über das Framework Ein- und Ausgabedaten von Modulen ausgetauscht werden. Durch die *BABAR*-Software wird ein Framework mit Standardmodulen, z. B. für den Datenzugriff, zur Spurselektion oder zur Teilchenidentifikation zur Verfügung gestellt, welches leicht vom Benutzer konfiguriert und um eigene Module erweitert werden kann.

Ein weiteres, für die Analyse wichtiges Konstrukt von BETA ist die Bereitstellung von so genannten Kandidaten in Form von C++ Objekten. Diese Kandidaten beinhalten Informationen sowohl zu den direkt nachgewiesenen Teilchen als auch zu Teilchen, die aus diesen rekonstruiert werden. Ein Kandidat stellt dabei den Vierervektor, die Kovarianzmatrix, die Helixparameter der Spur eines geladenen Teilchens bzw. die Trefferkoordinaten im Kalorimeter eines Photons sowie Verweise auf Töchter- bzw. Mutterteilchen und auf Informationen der verschiedenen Detektorsysteme zur Verfügung.

## Kapitel 3

# Rekonstruktion

### 3.1 Daten

Im Folgenden werden die mit dem Detektor aufgezeichneten Daten und die Daten simulierter Monte-Carlo-Ereignisse vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit analysiert wurden. In diesem Zusammenhang soll insbesondere die Generierung der herangezogenen Signal-Monte-Carlo-Ereignisse näher erläutert werden.

#### 3.1.1 Daten

In der vorliegenden Arbeit wurden sämtliche Daten analysiert, die im Zeitraum zwischen Februar 2000 und Juni 2003 mit dem *BABAR*-Detektor aufgezeichnet wurden. Der Großteil der Datennahme erfolgte bei einer der Masse der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz entsprechenden Schwerpunktsenergie von 10,58 GeV. Ein Anteil von etwa 10% der Daten wurde bei einer um 40 MeV niedrigeren Schwerpunktsenergie aufgezeichnet. Dieser Teil der Daten wird bei der Studie von  $B$ -Zerfällen für Untergrunduntersuchungen benötigt. Die analysierte Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von etwa  $125 \text{ fb}^{-1}$ .

Wie schon im vorherigen Kapitel erwähnt, wurden für die Analyse ausschließlich die im KanGA-Format vorliegenden Daten herangezogen, da dieses Format deutliche Vorteile hinsichtlich der Verarbeitungsgeschwindigkeit bietet.

#### 3.1.2 Monte-Carlo-Ereignisse

Für die Bestimmung der relativen Verzweungsverhältnisse ist es wichtig, die Rekonstruktionseffizienz der untersuchten Zerfallskanäle zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurden für die Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$ ,  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  Signal-Monte-Carlo-Ereignisse mit ihren Zerfällen nach  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$  produziert. Für die Suche nach einem neutralen Partner des  $D_{sJ}^*(2317)^+$  im System  $D_s^+ \pi^-$  wurde in der Simulation der Zustand  $D_{sJ}^*(2317)^0$  eingeführt, welcher in den Zustand  $D_s^+ \pi^-$  zerfällt. Wie im Folgenden erläutert wird, konnten keine Signal-Monte-Carlo-Ereignisse für den Zerfall des doppelt geladenen Partners des  $D_{sJ}^*(2317)^+$  in  $D_s^+ \pi^+$  generiert werden.

Bei der Simulation werden mit Hilfe der *BABAR*-Software  $c\bar{c}$ -Fragmentationsereignisse generiert, in denen der zu untersuchende Anfangszustand produziert werden kann. Enthält das generierte Ereignis nicht den betreffenden Anfangszustand, so wird es verworfen und erneut ein Ereignis generiert. Tritt der betreffende Anfangszustand in einem generierten Ereignis auf, so zerfällt dieser gemäß einer definierten Zerfallskette in den Endzustand  $K^+K^-\pi^+\pi^+\pi^-$  bzw.  $K^+K^-\pi^+\pi^-$ . Dabei erfolgt der Zerfall über den Zwischenzustand  $D_s^+\pi^+\pi^-$  bzw.  $D_s^+\pi^-$ , wobei die Impulse der Zerfallsprodukte eine Phasenraumverteilung aufweisen. Die in dieser Simulation produzierten  $D_s^+$ -Mesonen zerfallen zu 50% über den Zwischenzustand  $\phi\pi^+$  und zu 47,5% über den Zwischenzustand  $\bar{K}^{*0}K^+$  in den Endzustand  $K^+K^-\pi^+$ . Dabei wurde für die Zerfälle  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  und  $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$  die auftretende Winkelverteilung der Zerfallsprodukte berücksichtigt (vgl. Abschn. 3.4.1). Ein Anteil von 2,5% der  $D_s^+$ -Mesonen zerfällt nicht resonant in den Endzustand  $K^+K^-\pi^+$ , wobei die Impulse der Zerfallsprodukte phasenraumverteilt sind. Für die Endzustandsteilchen des gesamten generierten Ereignisses werden sodann Wechselwirkungsprozesse mit dem Material des Detektors simuliert. Auf diese Weise erhält man für die Auslesekkanäle des Detektors simulierte Signale. Um beispielsweise die von den umlaufenden Strahlen emittierte Synchrotron-Strahlung und andere Untergrundquellen bei der Simulation zu berücksichtigen, werden den simulierten Ereignissen gemessene Signale aus Untergrundereignissen beigemischt, welche mit Hilfe des Trigger-Systems für diesen Zweck ausgewählt wurden. Die so gemischten Ereignisse werden anschließend der Rekonstruktion unterzogen.

In Tabelle 3.1 sind neben der Anzahl der generierten Ereignisse die in der Simulation verwendete Masse  $m_0$  und die angenommene intrinsische Breite  $\Gamma$  der Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$ ,  $D_{sJ}(2460)^+$ ,  $D_{s1}(2536)^+$  und  $D_{sJ}^*(2317)^0$  aufgeführt. Die Zustände wurden mit einem Linienprofil in Form einer Breit-Wigner-Kurve  $\mathcal{BW}(m)$  generiert:

$$\mathcal{BW}(m) \propto \frac{1}{(m - m_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (3.1)$$

Da es der zur Generierung von  $c\bar{c}$ -Fragmentationsereignissen verwendete Ereignisgenerator *JetSet* [Sj01] nur erlaubt, hadronische Zustände in Form von Mesonen und Baryonen zu erzeugen, wurde der Zustand  $D_{sJ}^*(2317)^0$  als mesonischer Zustand aufgefasst. Für den Zerfall des doppelt geladenen Zustands  $D_{sJ}^*(2317)^{++}$  in  $D_s^+\pi^+$  wurden keine Signal-Monte-Carlo-Ereignisse produziert, da sich dieser Zerfall mit Hilfe von *JetSet* nur unter Verletzung grundlegender Erhaltungssätze realisieren ließe. Bei einem hypothetischen Zerfall eines mesonischen Zustands in  $D_s^+\pi^+$  wäre die Erhaltung der Ladung verletzt, ein hypothetischer Zerfall eines baryonischen Zustands in  $D_s^+\pi^+$  widerspräche der Baryonenzahlerhaltung. Zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz des Zerfalls  $D_{sJ}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+\pi^-$  werden die generierten, phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignisse herangezogen. Legt man für den Zerfall  $D_{sJ}^*(2317)^{++} \rightarrow D_s^+\pi^+$  ebenfalls eine Phasenraumverteilung für die Impulse der Zerfallsteilchen zu Grunde, so unterscheiden sich die beiden Zerfälle nur hinsichtlich der Ladung des produzierten Pions. Auf Grund der gleichen Kinematik der beiden Zerfälle wird die Effizienzkorrektur der erhaltenen Ergebnisse für den Zerfall  $D_{sJ}^*(2317)^{++} \rightarrow D_s^+\pi^+$  mit Hilfe des Ergebnisses der Effizienzbestimmung für die Rekonstruktion des Zerfalls  $D_{sJ}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+\pi^-$  durchgeführt.

Zustand	$m_0 / \text{MeV}/c^2$	$\Gamma / \text{MeV}/c^2$	Zerfallskanal	Anzahl der Ereignisse
$D_{sJ}^*(2317)^+$	2317,30	0,1	$D_s^+ \pi^+ \pi^-$	120000
$D_{sJ}(2460)^+$	2458,00	0,1	$D_s^+ \pi^+ \pi^-$	214000
$D_{s1}(2536)^+$	2535,35	1,0	$D_s^+ \pi^+ \pi^-$	236000
$D_{sJ}^*(2317)^0$	2317,30	0,1	$D_s^+ \pi^-$	60000

Tabelle 3.1: In der Simulation verwendete Masse  $m_0$  und Breite  $\Gamma$  der Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$ ,  $D_{sJ}(2460)^+$ ,  $D_{s1}(2536)^+$  und  $D_{sJ}^*(2317)^0$ . Weiterhin ist der betrachtete Zerfallskanal des jeweiligen Zustands und die Anzahl der generierten Ereignisse aufgeführt.

Neben Signal-Monte-Carlo-Ereignissen werden zur Optimierung von Selektionskriterien ebenfalls simulierte Untergrundereignisse benötigt, in denen keine der untersuchten Zerfälle auftreten. Zu diesem Zweck wurden  $239 \cdot 10^6$  simulierte  $c\bar{c}$ -Fragmentationsereignisse analysiert. Weiterhin wurden insgesamt  $403 \cdot 10^6$   $s\bar{s}$ -,  $u\bar{u}$ - und  $d\bar{d}$ -Fragmentationsereignisse verwendet, wobei die in Tabelle 2.1 angegebenen Wirkungsquerschnitte bei der Produktion der einzelnen Reaktionstypen berücksichtigt wurden. Um dem Untergrund aus den Reaktionen der Art  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$  Rechnung zu tragen, werden insgesamt  $560 \cdot 10^6$  simulierte Ereignisse mit den Reaktionen  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$  und  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$  analysiert. Dabei wird angenommen, dass die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu jeweils 50% in ein  $B^+B^-$ - und ein  $B^0\bar{B}^0$ -Paar zerfällt. Da das Verhältnis, in dem die einzelnen Untergrundereignisse zueinander stehen, nicht dem Verhältnis der in Tabelle 2.1 angegebenen Wirkungsquerschnitte entspricht, werden die Untergrundereignisse nach der Selektion einer entsprechenden Wichtung unterzogen.

## 3.2 Selektionsmethode

Die Rekonstruktion der untersuchten Zerfallskanäle gliedert sich in die Vorselektion und die Optimierung von Kriterien zur weiteren Selektion. Für die Vorselektion der Daten wird das bestehende Framework der *BABAR*-Software um zwei benutzerdefinierte BETA-Module erweitert. Ein erstes Modul liest den TAG-Level eines Ereignisses ein. Auf Basis bestimmter, noch näher zu erläuternder Kriterien wird das betreffende Ereignis verworfen oder der weiteren Analyse unterzogen. Für akzeptierte Ereignisse wird dann der AOD-Level ausgelesen. Anschließend werden durch Module zur Spur- und Teilchenselektion Kaon- und Pionkandidaten ausgewählt. Mit Hilfe des zweiten benutzerdefinierten Moduls werden Ereignisse mit potenziellen Zerfällen der zu untersuchenden Anfangszustände rekonstruiert. Dabei werden zunächst  $D_s^+$ -Zerfälle aus ihren Endzuständen  $K^+K^-\pi^+$  selektiert. Dazu werden die zuvor gebildeten Kaon- und Pionkandidaten entsprechend zu  $D_s^+$ -Kandidaten kombiniert. Diese Kandidaten werden groben Selektionskriterien unterworfen und einer kinematischen Anpassung unterzogen. Akzeptierte  $D_s^+$ -Kandidaten werden mit weiteren Pionkandidaten zu  $D_s^+\pi^+\pi^-$ - bzw.  $D_s^+\pi^-$ - und  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten kombiniert, für die ebenfalls eine kinematische Anpassung durchgeführt wird. Die mit den AOD-Daten abgespeicherten Vierervektoren der Kaonkandidaten wurden bei der Spurrekonstruktion unter



Pionmassen-Hypothese ermittelt. Bei der Rekonstruktion der Spur wird der spezifische Energieverlust des zugehörigen Teilchens im Material des Detektors berücksichtigt. Da dieser von der Teilchenmasse abhängig ist, sind die Impulse der Kaonkandidaten infolge der unterschiedlichen Energieverluste von Pionen und Kaonen nicht korrekt. Daher wird für die Vierervektoren der Kaonkandidaten eine Korrektur durchgeführt, die diesem Effekt Rechnung trägt. Die Vierervektoren und aus diesen ermittelte Größen der  $D_s^+$ -,  $D_s^+\pi^+\pi^-$  und  $D_s^+\pi^-$  bzw.  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten werden unter Verwendung der korrigierten Vierervektoren der Kaonkandidaten neu berechnet. Die für die weitere Analyse relevanten Informationen zu den gebildeten  $D_s^+$ -,  $D_s^+\pi^+\pi^-$  und  $D_s^+\pi^-$  bzw.  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten und deren Töchter werden in N-Tupeln in Form von *ROOT-Trees* abgespeichert.

Die Optimierung weiterer Selektionskriterien erfolgt wie alle weiteren Untersuchungen in dieser Arbeit auf Basis der abgespeicherten N-Tupeln. Zunächst wird durch Anwendung weiterer Selektionskriterien ein möglichst untergrundfreier Satz von  $D_s^+$ -Kandidaten gebildet. Anschließend werden weitere Kriterien zur Selektion der Systeme  $D_s^+\pi^+\pi^-$ ,  $D_s^+\pi^-$  und  $D_s^+\pi^+$  optimiert, wobei ausschließlich Monte-Carlo-Ereignisse verwendet werden.

### 3.3 Vorselektion

#### 3.3.1 Selektion auf dem TAG-Level

Der erste Schritt zur Vorselektion der Daten erfolgt unter Verwendung der TAG-Daten. Diese beinhalten, wie bereits erwähnt wurde, nur zusammengefasste Informationen zu einem Ereignis. Eine hohe Verarbeitungsgeschwindigkeit bei der Vorselektion der Daten kann erzielt werden, wenn bereits auf dem TAG-Level für die weitere Selektion nicht in Frage kommende Ereignisse verworfen werden, so dass für diese Ereignisse nicht mehr der AOD-Level ausgelesen werden muss.

Für die Selektion der betrachteten Zerfälle werden nur Ereignisse herangezogen, die durch den *BGMMultiHadron*-Filter als hadronisches Ereignis klassifiziert worden sind. Diese Klassifikation erfolgt vor der vollständigen Rekonstruktion der Ereignisse auf Basis der partiell rekonstruierten Ereignisse. Wie bereits erwähnt wurde, werden bei der partiellen Rekonstruktion der Ereignisse mit Hilfe des Software-Filters des Trigger-Systems die Spuren geladener Teilchen ausschließlich unter Verwendung der Driftkammer-Messwerte rekonstruiert. Aus den so rekonstruierten Impulsen der geladenen Teilchen eines Ereignisses wird die Größe  $R_2 = H_2/H_0$  berechnet, die durch das Verhältnis der *Fox-Wolfram-Momente* [Fo79]

$$H_l = \sum_{ij} \frac{|\vec{p}_i||\vec{p}_j|}{E^2} P_l(\cos \theta_{ij}) \quad (3.2)$$

mit  $l = 0$  und  $l = 2$  gegeben ist. Dabei sind die Größen  $\vec{p}_i$  und  $\vec{p}_j$  die Impulse des  $i$ -ten und  $j$ -ten Teilchens eines Ereignisses, welche den Winkel  $\theta_{ij}$  einschließen. Die Größe  $E$  bezeichnet die Gesamtenergie der nachgewiesenen, geladenen Teilchen eines Ereignisses. Zur Berechnung der Größe  $R_2$  wird diese nicht benötigt. Die auftretenden Legendre-Polynome  $P_l$  für  $l = 0, 2$  sind durch

$$P_0(x) = 1 \quad \text{und} \quad P_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2 - 1) \quad (3.3)$$

gegeben. Die Größe  $R_2$  stellt ein wichtiges Kriterium zur Klassifikation der Ereignisse dar. Sie nimmt Werte im Intervall  $[0; 1]$  an. Für Ereignisse mit Reaktionen  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  oder  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  nimmt  $R_2$  Werte nahe Eins an. Für ein idealisiertes Ereignis mit einer isotropen Impulsverteilung der Reaktionsprodukte nimmt  $R_2$  hingegen einen Wert von Null an. Die infolge eines Zerfalls der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz entstehenden Reaktionsprodukte weisen eine Impulsverteilung auf, welche im Schwerpunktsystem einer isotropen Verteilung ähnelt. Die Verteilung der Größe  $R_2$  nimmt für diese Ereignisse ein Maximum bei etwa 0,2 an. In Fragmentationsereignissen breiten sich die entstehenden Reaktionsprodukte im Wesentlichen entlang der Impulsrichtung des ursprünglich erzeugten Quarks bzw. Antiquarks in so genannten *Jets* aus. Für diese Ereignisse nimmt die  $R_2$ -Verteilung ihr Maximum bei etwa 0,35 an. Sowohl Fragmentationsereignisse als auch Ereignisse, die infolge eines Zerfalls der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz entstehen, können somit durch die Bedingung  $R_2 < 0,98$  und die Forderung, dass ein Ereignis über mindestens drei rekonstruierte Spuren verfügt, von Ereignissen mit Reaktionen  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  oder  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  unterschieden werden. Erfüllt ein Ereignis diese Kriterien, so wird es durch den *BGFMMultiHadron*-Filter als hadronisches Ereignis klassifiziert.

Weiterhin wurden zur Vorselektion der vollständig rekonstruierten Daten folgende Kriterien herangezogen:

- $R_2 < 0,9$
- Anzahl nachgewiesener, geladener Teilchen:  $N \geq 3$
- Anzahl als Kaon identifizierter Teilchen:  $N_K \geq 2$

Die angeführten Größen werden bei der Rekonstruktion eines Ereignisses ermittelt und mit den TAG-Daten abgespeichert. Im Gegensatz zu der partiellen Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen mit Hilfe des Software-Filters werden hier die Messwerte sämtlicher Detektorkomponenten berücksichtigt. Die Größe  $R_2$  ergibt sich demnach gemäß der oben angeführten Definition aus den Impulsen der geladenen Teilchen des vollständig rekonstruierten Ereignisses. Da die Rekonstruktion der betrachteten Zustände über die Rekonstruktion des Zerfalls  $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$  erfolgt, wird gefordert, dass in einem Ereignis mehr als drei geladene Teilchen nachgewiesen wurden ( $N \geq 3$ ), wovon mindestens zwei als Kaon identifiziert wurden ( $N_K \geq 2$ ).

Durch die angewandten Selektionskriterien auf dem TAG-Level wird die Datenmenge um etwa 92% reduziert, wobei die Selektion von Signal-Monte-Carlo-Ereignissen mit einer hohen Effizienz erfolgt.

### 3.3.2 Spurselektion

Die mit dem *BABAR*-Detektor nachgewiesenen geladenen Teilchen decken einen weiten Impuls- und Winkelbereich ab. Dies hat zur Folge, daß sich die Qualität der rekonstruierten Spurparameter je nach Impuls- bzw. Winkelbereich stark unterscheiden kann. So können etwa Teilchen mit niedrigen Transversalimpulsen nur wenige oder sogar keine Signale in

der Driftkammer hinterlassen. Die relative Impulsaufösung dieser Teilchen ist geringer als für Teilchen mit höheren Transversalimpulsen, die einen größeren Bereich der Kammer durchqueren und infolge dessen mehr Signale in der Kammer hinterlassen können. Durch BETA werden Module zur Verfügung gestellt, welche Teilchenkandidaten abhängig von bestimmten Qualitätsmerkmalen der rekonstruierten Spuren auswählen.

Alle zur Rekonstruktion der untersuchten Zerfallskanäle herangezogenen Kandidaten sollen die im Folgenden aufgelisteten *GoodTracksLoose*-Kriterien erfüllen:

- Impuls im Laborsystem:  $p < 10 \text{ GeV}/c$
- Kleinster Abstand zu  $(x, y) = (0, 0)$ :  $\Delta_{x,y} < 1,5 \text{ cm}$
- Kleinster Abstand zu  $z = 0$ :  $\Delta_z < 10 \text{ cm}$
- Transversalimpuls:  $p_T > 100 \text{ MeV}/c$
- Anzahl der Driftkammersignale:  $N \geq 12$

Dabei bezeichnet die Größe  $\Delta_{x,y}$  den Abstand, den die durch eine Helix parametrisierte Spur eines Teilchens im Punkte der kleinsten Annäherung an die  $z$ -Achse ( $(x, y) = (0, 0)$ ) zu dieser aufweist. Der Koordinatenursprung  $(x, y, z) = (0, 0, 0)$  wird dabei in den nominalen Wechselwirkungspunkt gelegt. Die  $z$ -Achse liegt parallel zum Magnetfeld und weist in Richtung des Elektronenstrahls. Die Größe  $\Delta_z$  bezeichnet den Abstand, den die Spur im Punkte der kleinsten Annäherung an die  $xy$ -Ebene mit  $z = 0$  zu dieser hat.

Die angeführten Kriterien stellen verhältnismäßig schwache Anforderungen an die Qualität der Spuren. Sie wurden in Hinblick auf eine möglichst gute Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds sowie einer möglichst hohen Rekonstruktionseffizienz ausgewählt. Weiterhin sind die systematischen Korrekturen, die infolge der Spurselektion auftreten und zur korrekten Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz notwendig sind, für die genannten Kriterien gut untersucht (vgl. Abschn. 4.3.2 u. 5.1.3).

### 3.3.3 Teilchenidentifizierung

Die Identifikation von geladenen Kaonen und Pionen basiert auf Messwerten des Vertex-Detektors (SVT), der Driftkammer (DCH) und des Čerenkov-Detektors (DIRC). BETA stellt standardisierte Algorithmen zur Identifizierung von Kaonen und Pionen in Form von Modulen zur Verfügung. Mit Hilfe dieser Module werden aus den Kandidaten, welche die im vorhergehenden Abschnitt erläuterten Kriterien zur Spurselektion erfüllen, Kaon- und Pionkandidaten ausgewählt. Eine wichtige Größe, die dabei Verwendung findet, ist die so genannte *Likelihood*, welche aus den Messwerten der genannten Detektorkomponenten berechnet wird. Im Folgenden sollen die Berechnung der Likelihood sowie die Selektionskriterien der verwendeten Module erläutert werden.

### 3.3.3.1 Identifikation von Kaonen

Die Likelihood eines zu identifizierenden Teilchens wird unter der Hypothese  $H$  ermittelt, dass das betreffende Teilchen ein Elektron ( $H = e$ ), Myon ( $H = \mu$ ), Pion ( $H = \pi$ ), Kaon ( $H=K$ ) oder Proton ( $H = p$ ) ist. Diese Likelihood-Werte werden für jede der drei genannten Detektor-Komponenten ermittelt. Zur Berechnung der Likelihood-Werte  $\mathcal{L}_{\text{SVT},H}$  und  $\mathcal{L}_{\text{DCH},H}$  aus dem mit Hilfe des Vertex-Detektors bzw. der Driftkammer gemessenen spezifischen Energieverlusts  $dE/dx$  wird zunächst der sogenannte *Pull*

$$\Delta_H = \frac{dE/dx - dE/dx_H}{\sigma} \quad (3.4)$$

ermittelt. Dabei ist die Größe  $dE/dx_H$  der für ein Teilchen der Sorte  $H$  erwartete Energieverlust, der gemäß der Bethe-Bloch-Gleichung berechnet werden kann. Der Fehler des Werts  $dE/dx_H$  ist durch die Größe  $\sigma$  gegeben. Aus dem Pull ergibt sich die Likelihood aus dem Funktionswert der Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2} \cdot \Delta_H^2} \quad (3.5)$$

an der Stelle  $dE/dx$ . Zur Berechnung der Likelihood  $\mathcal{L}_{\text{SVT},H}$  werden die Größen  $dE/dx_H$  und deren Fehler  $\sigma$  durch die Parametrisierungen

$$-dE/dx_H = a_1 \cdot \beta^{-a_2} \cdot (\beta\gamma)^{a_3} \quad \text{mit} \quad \beta\gamma = 40 \quad \text{für} \quad \beta\gamma > 40 \quad (3.6)$$

und

$$\sigma = b_1 \cdot \frac{(\beta\gamma/b_2)^{-b_3}}{(dE/dx)_H} + b_4 \quad (3.7)$$

bestimmt. Die auftretende Größe  $\beta\gamma = p/m_H$  ergibt sich aus dem gemessenen Impuls  $p$  des zu identifizierenden Teilchens und der zur Hypothese  $H$  gehörenden Teilchenmasse  $m_H$ . Die Konstanten  $a_1, \dots, a_3$  und  $b_1, \dots, b_4$  werden empirisch ermittelt und als Kalibrationskonstanten in einer Datenbank gespeichert. Dabei wird für Messwerte  $dE/dx$  ober- und unterhalb des Mittelwerts der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ein unterschiedlicher Parametersatz  $b_i$  definiert, so dass die aus (3.5) resultierende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion asymmetrisch bezüglich des Mittelwerts ist. Zur Berechnung der Likelihood  $\mathcal{L}_{\text{DCH},H}$  werden die entsprechenden Größen  $dE/dx_H$  und  $\sigma$  aus den für die Driftkammer ermittelten Parametrisierungen

$$-dE/dx_H = a_1 \cdot \frac{a_2 - \beta^{a_3} - \ln(a_4 + (\beta\gamma)^{a_5})}{\beta^{a_3}} \quad (3.8)$$

und

$$\sigma = b_1 \cdot (N/40)^{b_2} \cdot (p/p_T)^{b_3} \cdot (1 + b_4/p_T^2) \quad (3.9)$$

bestimmt, wobei  $p_T$  der gemessene Transversalimpuls und  $N$  die Anzahl der Driftkammertreffer des zu identifizierenden Teilchens sind. Die Größe  $\beta\gamma = p/m_H$  ist wie im Falle des Vertex-Detektors definiert. Die auftretenden Konstanten werden ebenfalls empirisch ermittelt und zur Berechnung der Likelihood einer Datenbank entnommen. Im Gegensatz zur Parametrisierung (3.7) der Größe  $\sigma$  für den Fall des Vertex-Detektors wird nur ein

Satz von Parametern  $b_i$  herangezogen, so dass die aus (3.5) resultierende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion symmetrisch zum Mittelwert ist.

Die Berechnung der Likelihood  $\mathcal{L}_{\text{DIRC},H}$  aus den Messwerten des Čerenkov-Detektors erfolgt auf eine andere Weise. Zur Berechnung werden hier die Winkel- und Zeitinformationen der einzelnen, nachgewiesenen Čerenkov-Photonen herangezogen. Aus diesen wird zunächst für das gesamte Ereignis eine Likelihood unter Einbeziehung sämtlicher, rekonstruierter Spuren des Ereignisses ermittelt. Dazu wird unter der Hypothese, dass das zu identifizierende Teilchen ein Teilchen der Sorte  $H$  ist, für die restlichen Spuren des Ereignisses eine Hypothese gesucht, für die der Likelihood-Wert des Ereignisses maximal wird. Die für ein Teilchen ermittelte Likelihood hängt dabei von den für die übrigen Teilchen verwendeten Hypothesen ab. Die Likelihood  $\mathcal{L}_{\text{DIRC},H}$  ist durch die resultierende Likelihood des zu identifizierenden Teilchens gegeben.

Zur Selektion von Kaonkandidaten wird das Modul *PidKaonMicroSelector* verwendet. Dabei werden zunächst aus den für einen Kandidaten ermittelten Likelihood-Werten die Verhältnisse

$$\frac{\mathcal{L}_{\text{SVT},K}}{\mathcal{L}_{\text{SVT},K} + \mathcal{L}_{\text{SVT},\pi}}, \quad \frac{\mathcal{L}_{\text{DCH},K}}{\mathcal{L}_{\text{DCH},K} + \mathcal{L}_{\text{DCH},\pi}} \quad \text{und} \quad \frac{\mathcal{L}_{\text{DIRC},K}}{\mathcal{L}_{\text{DIRC},K} + \mathcal{L}_{\text{DIRC},\pi}} \quad (3.10)$$

gebildet. Zusammen mit dem gemessenen Impuls des zu selektierenden Kandidaten werden diese sodann der Bewertung durch ein neuronales Netz unterzogen, welches in Form eines so genannten *Feed Forward Netzes* realisiert ist [Bi97]. Das Netz liefert als Ausgabe wert  $X_{\text{NN}}$  eine reelle Zahl im Wertebereich  $[0; 1]$ . Mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen wurde das Netz so trainiert, dass die Bewertung von Kaonen einen Ausgabewert nahe Eins und die Bewertung anderer Teilchensorten Werte nahe der Null ergibt. Das Modul stellt dem Benutzer zur Selektion von Kaonkandidaten verschiedene Selektionseinstellungen zur Verfügung, die sich hinsichtlich des geforderten Mindestwerts für die Größe  $X_{\text{NN}}$  unterscheiden. In der verwendeten Einstellung *tight* müssen Kandidaten die Bedingung

$$X_{\text{NN}} > 0,62 \quad (3.11)$$

erfüllen, um als Kaonkandidaten für die weitere Selektion akzeptiert zu werden.

### 3.3.3.2 Identifikation von Pionen

Zur Bestimmung der eingangs erwähnten relativen Verzweungsverhältnisse werden die Zerfallskanäle  $D_{s,J}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0$  und  $D_{s,J}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \gamma \pi^0$  herangezogen. Diese Zerfälle wurden bereits im Rahmen des *BABAR*-Experiments untersucht, so dass die dabei erzielten Ergebnisse zur Bestimmung der relativen Verzweungsverhältnisse verwendet werden. Da die Algorithmen zur Teilchenidentifizierung im Allgemeinen eine unterschiedliche Selektionseffizienz für Messdaten und Monte-Carlo-Daten aufweisen, müssen zur Bestimmung der relativen Verzweungsverhältnisse die aus Signal-Monte-Carlo-Ereignissen ermittelten Rekonstruktionseffizienzen korrigiert werden (vgl. Abschn. 4.3.2 und 5.1.3). Durch eine konsistente Selektion von Kaon- und Pionkandidaten bei der Rekonstruktion der  $D_s^+$ -Zerfälle entfällt diese Korrektur. Als Pionkandidaten werden daher zur Re-

konstruktion der  $D_s^+$ -Zerfälle Kandidaten herangezogen, welche nicht mit den im vorhergehenden Abschnitt erläuterten Kriterien als Kaon identifiziert werden. Dieses Kriterium wurde ebenfalls bei der Rekonstruktion der Zerfälle  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0$  und  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \gamma \pi^0$  zur Pionidentifikation verwendet.

Für Pionkandidaten, welche zur weiteren Rekonstruktion der Systeme  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ ,  $D_s^+ \pi^-$  und  $D_s^+ \pi^+$  herangezogen werden, ist diese Korrektur zur Bestimmung der relativen Verzweigungsverhältnisse hingegen erforderlich, da in den Zerfallskanälen  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0$  und  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \gamma \pi^0$  neben dem Pion aus dem  $D_s^+$ -Zerfall keine weiteren geladenen Pionen produziert werden. Daher werden die zur weiteren Rekonstruktion der Systeme  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ ,  $D_s^+ \pi^-$  und  $D_s^+ \pi^+$  verwendeten Pionkandidaten mit Hilfe eines Moduls zur Identifizierung von Pionen selektiert. Die notwendigen Korrekturen sind für die dabei angewandten Selektionskriterien gut untersucht.

Mit dem verwendeten Modul *PidPionLHSelector* zur Pionidentifikation erfolgt die Auswahl von Pionkandidaten durch Vergleich der unter den verschiedenen Hypothesen  $H$  ermittelten Likelihood-Werten eines zu identifizierenden Teilchens. Dazu wird das Produkt

$$\mathcal{L}_H = \mathcal{L}_{\text{SVT},H} \cdot \mathcal{L}_{\text{DCH},H} \cdot \mathcal{L}_{\text{DIRC},H} \quad (3.12)$$

der aus den Messwerten der einzelnen Detektorkomponenten ermittelten Likelihood-Werte gebildet. Die Berechnung der Likelihood-Werte  $\mathcal{L}_{\text{SVT},H}$  und  $\mathcal{L}_{\text{DCH},H}$  erfolgt nach der im vorherigen Abschnitt erläuterten Methode. Zur Bestimmung der Likelihood  $\mathcal{L}_{\text{DIRC},H}$  wird jedoch direkt der mit der Spur des zu identifizierenden Teilchens assoziierte Čerenkov-Winkel verwendet, welcher bei der Rekonstruktion eines Ereignisses aus den Orts- und Zeitinformationen der detektierten Čerenkov-Photonen ermittelt wird. Weiterhin wird noch die Anzahl der mit der Teilchenspur assoziierten Čerenkov-Photonen zur Bestimmung der Likelihood benutzt. Dabei wird die für ein Teilchen der Hypothese  $H$  erwartete Anzahl an Čerenkov-Photonen mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen ermittelt und in Form einer *Lookup*-Tabelle gespeichert. Insgesamt resultiert daraus eine diskrete Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung, aus der die Likelihood berechnet wird.

Aus den ermittelten Werten  $\mathcal{L}_H$  für die verschiedenen Teilchenhypothesen  $H$  werden die Verhältnisse  $\mathcal{L}_K/\mathcal{L}_\pi$  und  $\mathcal{L}_p/\mathcal{L}_\pi$  gebildet. Durch bestimmte Forderungen an diese Verhältnisse lassen sich mit Hilfe des Moduls Pionkandidaten selektieren. Dabei bietet das Modul *PidPionLHSelector* ebenfalls verschiedene Einstellungen, die unterschiedliche Kriterien an die gebildeten Verhältnisse stellen. In der verwendeten Einstellung *loose* sind dies:

$$(\mathcal{L}_K/\mathcal{L}_\pi) < 0,82 \quad \text{und} \quad (\mathcal{L}_p/\mathcal{L}_\pi) < 0,98. \quad (3.13)$$

Weiterhin soll in dieser Selektionseinstellung ein Pionkandidat nicht als Elektron identifiziert werden. Die Identifikation von Elektronen erfolgt dabei auf ähnliche Weise unter Verwendung von Likelihood-Werten. Neben den Messwerten der Driftkammer und des Čerenkov-Detektors sind dabei Informationen des elektromagnetischen Kalorimeters wichtig. Kann dem zu identifizierenden Teilchen ein im Kalorimeter ausgelöster Schauer zugeordnet werden, so kann anhand der im Kalorimeter deponierten Energie und der Form des Schauers zwischen einem durch ein Elektron induzierten elektromagnetischen Schauer und einem durch ein Hadron ausgelösten hadronischen Schauer unterschieden werden.

### 3.3.4 Selektion von $D_s^+$ -Zerfällen

Zur Rekonstruktion der Systeme  $D_s^+\pi^+\pi^-$ ,  $D_s^+\pi^-$  und  $D_s^+\pi^+$  werden zunächst  $D_s^+$ -Kandidaten aus  $D_s^+$ -Zerfällen in den Endzustand  $K^+K^-\pi^+$  rekonstruiert. Die Rekonstruktion der  $D_s^+$ -Kandidaten soll im Folgenden beschrieben werden.

#### 3.3.4.1 Massenfenster

Im ersten Schritt zur Rekonstruktion der  $D_s^+$ -Zerfälle werden aus den gebildeten Kaon- und Pionkandidaten  $K^+K^-\pi^+$ -Kandidaten geformt. Dabei werden als Pionkandidaten alle Kandidaten herangezogen, die nicht mit den in 3.3.3 aufgeführten Kriterien zur Kaonselektion als Kaon identifiziert wurden. In einem Ereignis werden alle möglichen Kombinationen von jeweils zwei entgegengesetzt geladenen Kaonkandidaten und einem weiteren Pionkandidaten untersucht. Die invariante Masse  $m(K^+K^-\pi^+)$  dieser zusammengesetzten Kandidaten, die durch Addition der Vierervektoren der Töchter ermittelt wird, soll in das Massenfenster

$$1,90 \text{ GeV}/c^2 < m(K^+K^-\pi^+) < 2,05 \text{ GeV}/c^2 \quad (3.14)$$

fallen. Kandidaten, deren Masse nicht in dieses Fenster fällt, werden verworfen. Für akzeptierte Kandidaten wird eine kinematische Anpassung durchgeführt, die im folgenden Abschnitt beschrieben wird. Durch die Auswahl der Kandidaten über das Massenfenster wird erreicht, dass diese rechenzeitintensive Prozedur nur für einen geringen Teil der gebildeten Kombinationen eines Ereignisses erfolgt.

#### 3.3.4.2 Kinematische Anpassung

Bei der Rekonstruktion des Zerfalls  $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$  wird die Auflösung der invarianten Masse und des Impulses des zusammengesetzten  $D_s^+$ -Kandidaten in erster Linie durch die Messungenauigkeiten der Spurparameter der Einzelkandidaten bestimmt. Sind diese Größen durch vorgegebene Nebenbedingungen nicht alle unabhängig voneinander, so kann die Auflösung durch eine kinematische Anpassung an die durch die Nebenbedingungen aufgestellte Hypothese verbessert werden. Dabei werden die einzelnen Messgrößen im Rahmen ihrer Fehler so angepasst, dass die Nebenbedingungen erfüllt sind. Für die Rekonstruktion des Zerfalls  $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$  wird gefordert, dass sich die Spuren der drei Einzelkandidaten im Rahmen ihrer Fehler in einem Punkt, also dem  $D_s^+$ -Zerfallsvertex, schneiden. Die Anpassung der Messwerte an diese Nebenbedingung erfolgt nach der Methode der kleinsten quadratischen Abweichungen unter Verwendung von Lagrange Multiplikatoren. Dieses Verfahren soll im Folgenden kurz erläutert werden, eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Br92].

Betrachtet man den Vektor der  $n$  messbaren Größen  $\vec{\eta} = (\eta_1, \dots, \eta_n)$ , so weichen die tatsächlich gemessenen Werte, etwa die Spurparameter der Einzelkandidaten,  $\vec{y} = (y_1, \dots, y_n)$  von diesen Werten infolge ihrer Messunsicherheiten  $\vec{\delta} = (\delta_1, \dots, \delta_n)$  ab. Für die weitere Betrachtung wird angenommen, dass die Fehler  $\vec{\delta}$  normalverteilt sind. Weiterhin sei  $\vec{x} = (x_1, \dots, x_r)$  ein Vektor  $r$  weiterer, unbekannter Größen, die bei der Anpassung

noch zu bestimmen sind. Bei der Anpassung des  $D_s^+$ -Zerfalls sind dies die zunächst unbekanntesten Koordinaten des  $D_s^+$ -Zerfallsvertexes. Die Vektoren  $\vec{x}$  und  $\vec{\eta}$  sind durch die  $m$  Nebenbedingungen

$$\vec{f} = (f_1, \dots, f_m) = 0 \quad \text{mit } f_k(\vec{x}, \vec{\eta}) = f_k(\vec{x}, \vec{y} + \vec{\delta}) \quad (3.15)$$

verknüpft. Lassen sich diese an der Stelle  $(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)$  durch

$$\vec{f}(\vec{x}, \vec{\eta}) = \vec{f}(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) + \frac{\partial \vec{f}}{\partial (\vec{x}, \vec{\eta})} (\vec{x} - \vec{x}_0, \vec{\eta} - \vec{\eta}_0) \quad (3.16)$$

linearisieren, so kann die gesuchte Lösung durch den Ansatz

$$\chi^2 = \vec{\delta}^T \mathbf{V}^{-1} \vec{\delta} + 2\vec{\lambda}^T (\mathbf{A}\vec{\xi} + \mathbf{B}\vec{\delta} + \vec{f}(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)) \quad (3.17)$$

ermittelt werden, wobei die Größe  $\chi^2$  ein Minimum annehmen soll. Dabei ist  $\mathbf{V}$  die symmetrische Kovarianz-Matrix der  $n$  Messwerte  $\vec{y}$  und  $\vec{\lambda} = (\lambda_1, \dots, \lambda_m)$  der Vektor der Lagrange-Multiplikatoren. Die Größen  $\vec{\xi}$  und  $\vec{\delta}$  sind durch die Ausdrücke  $\vec{x} - \vec{x}_0$  und  $\vec{\eta} - \vec{\eta}_0$  gegeben. Die Matrizen  $\mathbf{A}$  und  $\mathbf{B}$  enthalten die Ableitungen der  $m$  Nebenbedingungen nach den Größen  $\vec{x}$  und  $\vec{\eta}$  an der Stelle  $(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)$ , wobei

$$a_{kl} = \left( \frac{\partial f_k}{\partial x_l} \right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0}, \quad \mathbf{A} = \begin{pmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1r} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m1} & \cdots & a_{mr} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

und

$$b_{kl} = \left( \frac{\partial f_k}{\partial \eta_l} \right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0}, \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} b_{11} & \cdots & b_{1r} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ b_{m1} & \cdots & b_{mr} \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

gilt.

Aus der Bedingung, dass  $\chi^2$  ein Minimum annehmen soll, können die Größen  $\vec{\xi}$  und  $\vec{\delta}$  in (3.17) bestimmt werden:

$$\vec{\xi} = -(\mathbf{A}^T \mathbf{G} \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{G} \vec{f}(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) \quad (3.20)$$

$$\vec{\delta} = -\mathbf{V} \mathbf{B}^T \mathbf{G} (\vec{f}(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) + \mathbf{A} \vec{\xi}). \quad (3.21)$$

Dabei ist die Matrix  $\mathbf{G}$  durch

$$\mathbf{G} = (\mathbf{B}^T \mathbf{V} \mathbf{B})^{-1} \quad (3.22)$$

gegeben. Mit diesen Werten ergibt sich das gesuchte Minimum der Gleichung (3.17) zu:

$$\chi_{\min}^2 = \vec{\delta}^T (\mathbf{B}^T \mathbf{G} \mathbf{B}) \vec{\delta}. \quad (3.23)$$

Falls die Bedingungsgleichungen (3.15) linear sind, stellen die ermittelten Werte  $\vec{\xi}$  und  $\vec{\delta}$  eine exakte Lösung der Anpassung dar. Da im Allgemeinen die Bedingungsgleichungen nicht linear sind, wird die gesuchte Lösung ausgehend von (3.16) in einem iterativen Verfahren angenähert. Dabei werden die Werte  $\vec{x}_0$  und  $\vec{\eta}_0$  durch die mit Hilfe der Gleichung



(3.20) neu bestimmten Werte  $\vec{x}$  und  $\vec{\eta}$  ersetzt. Die Iteration wird abgebrochen, falls ein vorgegebenes Konvergenzkriterium erreicht wird.

Die Größe  $\chi_{\min}^2$  stellt ein Maß für die Güte der Anpassung dar. Da diese jedoch von der Anzahl der Freiheitsgrade  $l = m - r$  abhängt, wird das Konfidenzniveau  $CL$  (*Confidence Level*) als Gütekriterium verwendet, welches sich aus dem Wert  $\chi_{\min}^2$  und der Anzahl der Freiheitsgrade ergibt:

$$CL = \int_{\chi_{\min}^2}^{\infty} \frac{x^{l/2-1} e^{-x/2}}{2^{l/2} \Gamma(l/2)} dx. \quad (3.24)$$

Das Konfidenzniveau nimmt Werte im Intervall  $[0; 1]$  an. Bei erfolgreicher Anpassung an die Hypothese sind die Werte gleichverteilt. Für nicht erfolgreich angepasste Ereignisse hingegen nimmt das Konfidenzniveau Werte nahe der Null an.

BETA stellt mit dem Modul *VtxGeoKin* einen Algorithmus zur Verfügung, mit dem eine kinematische Anpassung nach dem soeben beschriebenen Verfahren ermöglicht wird. Die Anpassung der Einzelkandidaten aus dem Zerfall  $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$  erfolgt dabei unter der Hypothese, dass diese einen gemeinsamen Produktionsvertex besitzen. Dazu werden für jeden Einzelkandidaten die Nebenbedingungen

$$f_{1,i} = \frac{1}{p_{T_i}} [\Delta y_i p_{x,i} - \Delta x_i p_{y,i}] - \frac{aBq_i}{2p_{T_i}} [(\Delta y_i)^2 + (\Delta x_i)^2] = 0 \quad (3.25)$$

$$f_{2,i} = \Delta z_i - \frac{p_{z,i}}{aBq_i} \arcsin \left[ \frac{a_i}{p_{T_i}^2} (\Delta x_i p_{x,i} + \Delta y_i p_{y,i}) \right] = 0 \quad (3.26)$$

aufgestellt. Dabei bezeichnen  $p_{T_i} = \sqrt{p_{x,i}^2 + p_{y,i}^2}$  den Transversalimpuls,  $p_{z,i}$  die  $z$ -Komponente des Impulses und  $q_i$  die Ladung des  $i$ -ten Kandidaten, die Größe  $B$  bezeichnet das Magnetfeld und  $a$  ist eine empirisch ermittelte Konstante. Weiterhin gilt  $\Delta x_i = x - x_i$ ,  $\Delta y_i = y - y_i$  und  $\Delta z_i = z - z_i$ , wobei die Koordinaten  $(x, y, z)$  die Koordinaten des bei der Anpassung zu bestimmenden  $D_s^+$ -Zerfallsvertex und  $x_i, y_i$  und  $z_i$  die Koordinaten der Spur des  $i$ -ten Kandidaten im Punkte der kleinsten Annäherung an diesen sind.

Zur Initialisierung des Algorithmus werden die Größen  $\vec{x}_0$  und  $\vec{\eta}_0$  in Gleichung (3.16) mit einem primären Vertex und den gemessenen Spurparametern der Einzelkandidaten belegt. Die Iteration wird abgebrochen, falls sich der Wert der Größe  $\chi_{\min}^2$  für zwei aufeinander folgende Iterationschritte um weniger als 0,005 geändert hat, oder die Anzahl von sechs Iterationen überschritten wurde.

Mit Hilfe der Gleichung (3.24) wird aus dem ermittelten Wert  $\chi_{\min}^2$  das Konfidenzniveau  $CL$  ermittelt. Die Anzahl der Freiheitsgrade bei der Anpassung der drei Kandidaten aus dem Zerfall  $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$  an einen gemeinsamen Vertex beträgt dabei  $l = m - r = 6 - 3 = 3$ . Nur  $D_s^+$ -Kandidaten, für die das Konfidenzniveau der Anpassung der Bedingung

$$CL > 0,1\% \quad (3.27)$$

genügt, werden zur weiteren Selektion herangezogen.

### 3.3.4.3 Impulsfenster

Als sehr effektives Mittel zur weiteren Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds hat sich das Selektionskriterium

$$p^*(D_s^+) > 2,5 \text{ GeV}/c \quad (3.28)$$

erwiesen. Die Größe  $p^*(D_s^+)$  bezeichnet dabei den Impuls der  $D_s^+$ -Kandidaten im Schwerpunktsystem der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz. Die Impuls-Verteilung der  $D_s^+$ -Mesonen in Signal-Monte-Carlo-Ereignissen weist ein Maximum bei etwa  $3 \text{ GeV}/c$  auf, während der kombinatorische Untergrund exponentiell zu kleineren Impulsen hin anwächst.

### 3.3.4.4 Energieverlust-Korrektur

Bei der Rekonstruktion der Spur eines geladenen Teilchens wird der spezifische Energieverlust, den dieses beim Durchgang durch Materie erfährt, berücksichtigt. Da der Energieverlust abhängig von der Teilchenmasse ist, wird die Spur unter verschiedenen Massenhypothesen rekonstruiert. Um Speicherplatz zu sparen, wird allerdings nur das Ergebnis der Rekonstruktion für die Pionmassen-Hypothese im AOD-Level abgespeichert. Infolge dessen sind die Vierervektoren der Kaonkandidaten nicht korrekt. Um diesem Effekt Rechnung zu tragen, wird für die Kaonkandidaten eine Energieverlust-Korrektur durchgeführt, die Energieverluste eines Teilchens im Material des Strahlrohrs und des Detektors zwischen Wechselwirkungspunkt und Driftkammer berücksichtigt. Dabei wird mit Hilfe einer *Lookup*-Tabelle abhängig vom Betrag des Teilchenimpulses und des Eintrittswinkels des Teilchens in das betrachtete Material ein Korrekturterm  $\delta p$  ermittelt, der zum Betrag des unter Pionmassen-Hypothese ermittelten Impulses  $\vec{p}$  addiert wird. Die korrigierten Impulse  $\vec{p}_c$  der Kaonkandidaten sind durch

$$\vec{p}_c = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \cdot (|\vec{p}| + \delta p) \quad (3.29)$$

gegeben. Die Energie des Kandidaten wird aus der Kaonmasse  $m_K$  und dem korrigierten Impuls berechnet:

$$E_c = \sqrt{p_c^2 c^2 + m_K^2 c^4} \quad (3.30)$$

Zur Erstellung der verwendeten Tabelle mit den Korrekturtermen  $\delta$  werden zunächst für Kaonen und Pionen mit vorgegebenen Anfangsimpulsen die Energieverluste im durchlaufenen Material berechnet. Dabei werden der Energieverlust im Material des Strahlrohrs, des Vertex-Detektors und der inneren Ummantelung der Driftkammer durch den gemittelten Ionisationsverlust minimal ionisierender Teilchen im jeweiligen Material bestimmt. Der Energieverlust im Gasgemisch der Driftkammer wird mit Hilfe der Bethe-Bloch-Gleichung berechnet. Neben vereinfachenden Annahmen über die geometrische Anordnung der einzelnen Materialien wird zur weiteren Vereinfachung der Rechnung die Krümmung der Teilchenspur in der  $xy$ -Ebene nicht berücksichtigt. Die Berechnung wird für die beiden Werte  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 70^\circ$  des Polarwinkels  $\theta$  des einfallenden Teilchens durchgeführt. Dabei ist der im Material zurückgelegte Weg für einfallende Teilchen mit  $\theta = 0^\circ$  minimal und

für  $\theta = 70^\circ$  maximal. Zwischen diesen Werten nimmt der Weg durch das Material gemäß  $1/\cos(\theta)$  zu, so dass die Ergebnisse für Winkel zwischen  $0^\circ$  und  $70^\circ$  durch Interpolation gewonnen werden können. Aus dem berechneten Energieverlust und dem Anfangsimpuls eines Teilchens läßt sich der Impuls des betrachteten Teilchens nach Durchlaufen des Materials bestimmen. Dieser wird zusammen mit dem Anfangsimpuls tabelliert. Betrachtet man nun den unter Pionmassenhypothese rekonstruierten Impuls  $\vec{p}$  eines Teilchens, so kann aus der Tabelle mit den ermittelten Werten des Energieverlusts für Pionen der Anfangsimpuls des Teilchens vor Durchlaufen des Materials bestimmt werden. Aus der Tabelle mit den Werten für den Energieverlust von Kaonen kann aus diesem sodann der Impuls vor Durchlaufen des Materials ermittelt werden. Der Betrag des ermittelten Impulses entspricht gerade dem gesuchten, korrigierten Impulsbetrag  $\vec{p}_c$ . Der für die Korrektur-Tabelle benötigte Korrekturterm  $\delta$  ergibt sich somit zu:

$$\delta p = |\vec{p}_c| - |\vec{p}|. \quad (3.31)$$

Unter Verwendung der korrigierten Viererimpulse der Kaonkandidaten werden die Vierervektoren der  $D_s^+$ -Kandidaten neu berechnet. Ebenso werden die Vierervektoren der für die weitere Selektion verwendeten  $K^+K^-$ - und  $K^-\pi^+$ -Kandidaten, welche aus den Einzelkandidaten eines  $D_s^+$ -Kandidaten gebildet werden können, neu berechnet.

### 3.3.5 Selektion des Systems $D_s^+\pi^+\pi^-$

In diesem Abschnitt wird die Rekonstruktion des Systems  $D_s^+\pi^+\pi^-$  erläutert. Zur Selektion des Systems werden die  $D_s^+$ -Kandidaten herangezogen, deren Einzelkandidaten erfolgreich unter der Hypothese eines gemeinsamen Vertex angepasst werden konnten und die über den geforderten Mindestimpuls  $p^*(D_s^+)$  von  $2,5 \text{ GeV}/c$  verfügen (Abschn. 3.3.4.2 u. 3.3.4.3). Die in Abschnitt 3.3.4.4 beschriebene Energieverlust-Korrektur für Kaonkandidaten wird für diese  $D_s^+$ -Kandidaten zunächst außer Acht gelassen.

Die in einem Ereignis akzeptierten  $D_s^+$ -Kandidaten werden mit jeweils zwei weiteren, entgegengesetzt geladenen Pionkandidaten des Ereignisses zu  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten kombiniert. Als Pionkandidaten werden dabei Kandidaten herangezogen, welche die in Abschnitt 3.3.3.2 erläuterten Selektionskriterien des Moduls *PidPionLHSelector* erfüllen. Bei der Bildung der  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten ist zu berücksichtigen, dass keiner der beiden Pionkandidaten bereits zur Rekonstruktion des  $D_s^+$ -Kandidaten des betreffenden  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten herangezogen wurde. Eine dahingehende Überprüfung der Kandidaten ist erforderlich, da die Menge der mit Hilfe des Moduls *PidPionLHSelector* selektierten Pionkandidaten und die Menge der vom Modul *PidKaonMicroSelector* akzeptierten Kaonkandidaten keine disjunkten Mengen bilden. Ein Kandidat, welcher also beispielsweise mit Hilfe des Moduls *PidKaonMicroSelector* als Kaon identifiziert wird, kann ebenfalls als Pionkandidat vom Modul *PidPionLHSelector* akzeptiert werden. Ebenso sind die Menge der zur Rekonstruktion der  $D_s^+$ -Kandidaten herangezogenen Pionkandidaten und die Menge der mit Hilfe des Moduls *PidPionLHSelector* ausgewählten Pionkandidaten nicht unbedingt disjunkt. Alle  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten, welche auf diese Weise in einem Ereignis gebildet werden können, werden zur weiteren Selektion herangezogen.

Um das Auflösungsvermögen der invarianten Masse der  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten zu verbessern, wird für die Einzelkandidaten des rekonstruierten Endzustands  $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$  eine kinematische Anpassung durchgeführt. Mit Hilfe des bei der Rekonstruktion des Zerfalls  $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$  verwendeten Algorithmus zur kinematischen Anpassung können nicht nur Zerfälle einzelner Teilchen, sondern auch komplexe Zerfallsbäume kinematisch angepasst werden. Bei der Anpassung der Einzelkandidaten der  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten wird ein gemeinsamer Vertex der Einzelkandidaten der  $D_s^+$ -Kandidaten sowie ein gemeinsamer Produktionsvertex des  $D_s^+$ -Kandidaten und der beiden Pionkandidaten gefordert. Dabei soll die Position des ermittelten Produktionsvertexes in der  $xy$ -Ebene kompatibel mit dem so genannten Beam Spot sein. Dieser ist durch die Mittelwerte der Koordinaten des mit Hilfe von Reaktionen der Art  $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$  und  $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$  ermittelten  $e^+ e^-$ -Wechselwirkungspunkts und den Fehlern dieser Koordinaten gegeben. Für die Anpassung wird daher für die  $x$ - und  $y$ -Koordinate des Produktionsvertex die Bedingungsgleichung

$$(x - x_{BS})^2 + (y - y_{BS})^2 = 0 \quad (3.32)$$

aufgestellt, die unter Berücksichtigung der Fehler der Koordinaten  $x_{BS}$  und  $y_{BS}$  des Beam Spots erfüllt sein muss. Nur  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten, für die die kinematische Anpassung konvergiert, werden zur weiteren Selektion herangezogen.

Für die Kaonkandidaten der  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten wird die in Abschnitt 3.3.4.4 erläuterte Energieverlust-Korrektur durchgeführt. Unter Verwendung der korrigierten Viererimpulse werden die Viererimpulse der  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten neu berechnet.

Um die Auflösung der invarianten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse weiterhin zu verbessern, wird die Energiekomponente  $E_{D_s^+}$  des Viererimpulses der  $D_s^+$ -Kandidaten aus dem Impuls  $\vec{p}_{D_s^+}$  der  $D_s^+$ -Kandidaten und der  $D_s^+$ -Masse  $m_{D_s^+}$  mit Hilfe der Energie-Impuls-Beziehung

$$E_{D_s^+} = \sqrt{m_{D_s^+}^2 c^4 + \vec{p}_{D_s^+}^2 c^2} \quad (3.33)$$

berechnet. Die invariante  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse  $m(D_s^+ \pi^+ \pi^-)$  wird unter Verwendung der Größe  $E_{D_s^+}$  gemäß der Gleichung

$$m(D_s^+ \pi^+ \pi^-) = \sqrt{(E_{D_s^+} + E_{\pi^+} + E_{\pi^-})^2 / c^4 - (\vec{p}_{D_s^+} + \vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-})^2 / c^2} \quad (3.34)$$

berechnet, wobei

$$E_{\pi^+} = \sqrt{m_{\pi^+}^2 c^4 + \vec{p}_{\pi^+}^2 c^2} \quad \text{und} \quad (3.35)$$

$$E_{\pi^-} = \sqrt{m_{\pi^-}^2 c^4 + \vec{p}_{\pi^-}^2 c^2} \quad (3.36)$$

gilt. Die Größen  $\vec{p}_{\pi^+}$  und  $\vec{p}_{\pi^-}$  bezeichnen die Impulse der beiden Pionkandidaten und  $m_{\pi^\pm}$  die Pionmasse. Zur weiteren Untersuchung des Systems  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$  wird die gemäß der Gleichung (3.34) berechnete invariante Masse der  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten verwendet.

### 3.3.6 Selektion der Systeme $D_s^+ \pi^-$ und $D_s^+ \pi^+$

Im Folgenden soll die Rekonstruktion der beiden Systeme  $D_s^+ \pi^-$  und  $D_s^+ \pi^+$  beschrieben werden. Analog zur Rekonstruktion des Systems  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$  werden die akzeptierten  $D_s^+$ -

Kandidaten eines Ereignisses mit den weiteren Pionkandidaten zu  $D_s^+\pi^-$ - und  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten kombiniert. Die Auswahl der  $D_s^+$ -Kandidaten und der Pionkandidaten erfolgt dabei wie im vorherigen Abschnitt beschrieben.

Für die Einzelkandidaten der  $D_s^+\pi^-$ - und  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten wird ebenfalls eine kinematische Anpassung unter der Hypothese eines gemeinsamen Vertexes der Einzelkandidaten der  $D_s^+$ -Kandidaten sowie eines gemeinsamen Produktionsvertexes der  $D_s^+$ -Kandidaten und der Pionkandidaten durchgeführt, wobei die Position des ermittelten Produktionsvertexes in der  $xy$ -Ebene kompatibel mit dem Beam Spot sein soll. Nur  $D_s^+\pi^-$ - bzw.  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten, deren Einzelkandidaten erfolgreich an diese Nebenbedingungen angepasst werden konnten (Konfidenzniveau  $CL > 0$ ), werden zur weiteren Selektion herangezogen. Für die Kaonkandidaten der akzeptierten Kandidaten wird die in Abschnitt 3.3.4.4 beschriebene Energieverlust-Korrektur durchgeführt.

Analog zur Rekonstruktion des Systems  $D_s^+\pi^+\pi^-$  wird zur weiteren Untersuchung der beiden Systeme die invariante Masse der  $D_s^+\pi^-$ - bzw.  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten gemäß der Gleichung

$$m(D_s^+\pi^\pm) = \sqrt{(E_{D_s^+} + E_{\pi^\pm})^2/c^4 - (\vec{p}_{D_s^+} + \vec{p}_{\pi^\pm})^2/c^2} \quad (3.37)$$

berechnet, wobei die Energiekomponente  $E_{D_s^+}$  des Vierervektors der  $D_s^+$ -Kandidaten aus dem Impuls  $\vec{p}_{D_s^+}$  der  $D_s^+$ -Kandidaten mit Hilfe der Energie-Impuls-Beziehung (3.33) bestimmt wird. Die Größe  $E_{\pi^\pm}$  wird aus dem Impuls  $\vec{p}_{\pi^\pm}$  der Pionkandidaten unter Verwendung der Gleichung (3.35) ermittelt.

## 3.4 Optimierung

### 3.4.1 Optimierung der $D_s^+$ -Selektion

Das Spektrum der invarianten Masse der  $D_s^+$ -Kandidaten, welche die Kriterien der Vorselektion erfüllen, ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Neben dem deutlichen  $D_s^+$ -Signal bei einer invarianten  $K^+K^-\pi^+$ -Masse von etwa  $1968 \text{ MeV}/c^2$  ist eine Überhöhung im Bereich der  $D^{*+}$ -Masse zu erkennen. Dieses Signal rührt von rekonstruierten  $D^*$ -Zerfällen her. Dabei kann ein  $D^*$ -Meson über die Zerfallskette  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$  ebenfalls in den Endzustand  $K^+K^-\pi^+$  zerfallen. Die invariante  $K^+K^-$ -Masse  $m(K^+K^-)$  in Abbildung 3.1b) zeigt ein deutliches Signal im Bereich der  $D^0$ -Masse, welches von rekonstruierten Zerfällen  $D^0 \rightarrow K^+K^-$  herrührt. Durch die Forderung des  $D^0$ -Vetos

$$m(K^+K^-) < 1,84 \text{ GeV}/c^2 \quad (3.38)$$

läßt sich die Rekonstruktion des  $D^{*+}$ -Zerfalls unterdrücken (Abb. 3.1a)).

Zur Reduktion des relativ hohen kombinatorischen Untergrunds im  $D_s^+$ -Massenspektrum läßt sich die Tatsache ausnutzen, dass der Großteil von  $D_s^+$ -Zerfällen in den Endzustand  $K^+K^-\pi^+$  über die resonanten Zwischenzustände  $\phi\pi^+$  und  $\bar{K}^{*0}K^+$  erfolgt. Die Selektion von  $D_s^+$ -Kandidaten aus den Zerfällen  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  und  $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$  erfolgt durch Auswahl von  $K^+K^-$ -Kandidaten in einem Massenfenster um die  $\phi$ -Masse

$$|m(K^+K^-) - 1019,46 \text{ MeV}/c^2| < 10 \text{ MeV}/c^2 \quad (3.39)$$

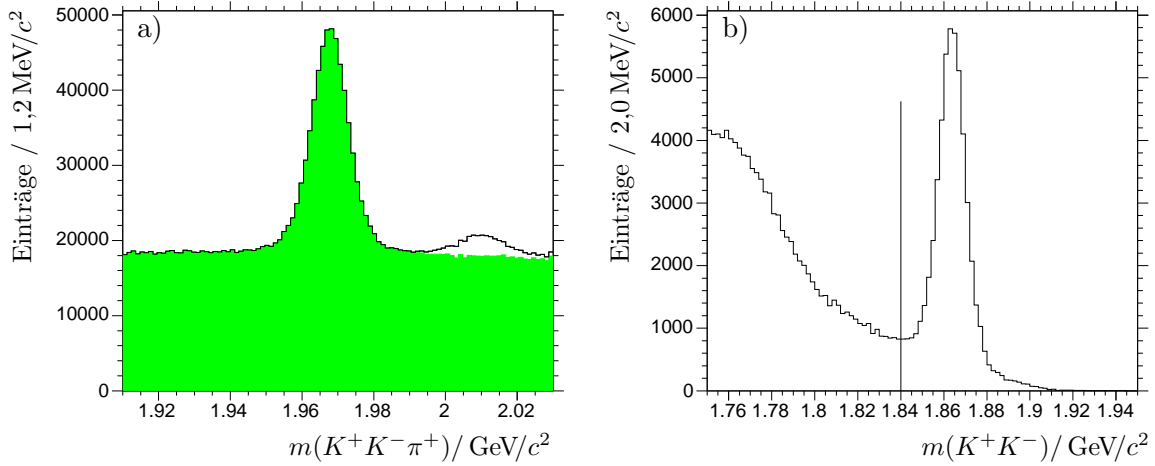


Abbildung 3.1: a) Verteilung der invarianten  $K^+K^-\pi^+$ -Masse nach Anwendung der Vorselektionskriterien und nach zusätzlicher Anwendung des  $D^0$ -Vetos (grau). b) Invariante  $K^+K^-$ -Masse nach Anwendung der Vorselektionskriterien. Die Linie markiert die für das  $D^0$ -Veto geforderte obere Schranke.

bzw. durch Auswahl von  $K^-\pi^+$ -Kandidaten mit einer invarianten Masse  $m(K^-\pi^+)$  in einem Massenfenster um die  $K^{*0}$ -Masse

$$|m(K^-\pi^+) - 896,10 \text{ MeV}/c^2| < 50 \text{ MeV}/c^2. \quad (3.40)$$

Die Verteilungen der invarianten  $K^+K^-$ - und  $K^-\pi^+$ -Massen sind in Abbildung 3.2 gezeigt, wobei die vertikalen Linien die Grenzen der angeführten Massenfenster markieren.

Zur Selektion der  $D_s^+$ -Zerfälle über die Zwischenzustände wird weiterhin ausgenutzt, dass es sich um Zerfälle eines Anfangszustands ( $D_s^+$ ) mit einem Drehimpuls  $J = 0$  in eine Resonanz ( $\phi$  bzw.  $\bar{K}^{*0}$ ) mit einem Drehimpuls  $J = 1$  und ein geladenes Pion bzw. Kaon mit einem Drehimpuls  $J = 0$  handelt. Aus der Drehimpulserhaltung folgt, dass der Zerfall nur mit einem Bahndrehimpuls von  $L = 1\hbar$  möglich ist. Im System des  $D_s^+$ -Mesons steht der Bahndrehimpuls notwendigerweise senkrecht auf den Impulsvektoren der beiden Zerfallsprodukte, so dass seine Projektion auf diese Vektoren verschwindet. Die  $\phi$ - und  $\bar{K}^{*0}$ -Resonanzen besitzen generell drei Einstellungsmöglichkeiten bezüglich der Komponente  $J_z$  des Drehimpulses  $J$ , die durch die Quantenzahl  $M = 0, \pm 1$  beschrieben werden. Im allgemeinen sind die betrachteten Resonanzen also eine Überlagerung der Zustände  $|J, M\rangle$  mit  $|1, 0\rangle$  und  $|1, \pm 1\rangle$ . Da nach dem eben Gesagten neben dem Drehimpuls ebenso die Helizität, also die Projektion des Drehimpulses  $J$  auf die Ausbreitungsrichtung des Teilchens, eine Erhaltungsgröße ist, trägt in den betrachteten  $D_s^+$ -Zerfällen nur die Komponente  $|1, 0\rangle$  der  $\phi$ - bzw.  $\bar{K}^{*0}$ -Resonanz bei. Man spricht in diesem Fall von longitudinaler Polarisation der Resonanz. Der Winkelanteil des Zustands  $|1, 0\rangle$  wird durch die Kugelfunktion  $Y_1^0(\theta, \varphi) = \sqrt{3/4\pi} \cdot \cos\theta$  beschrieben. Der beobachtete Zerfallswinkel  $\theta$  der beiden Resonanzen weist somit eine Verteilung auf, die proportional zu  $\cos^2\theta$  ist.

Der Zerfallswinkel ergibt sich aus der Messung des Winkels zwischen der Flugrichtung

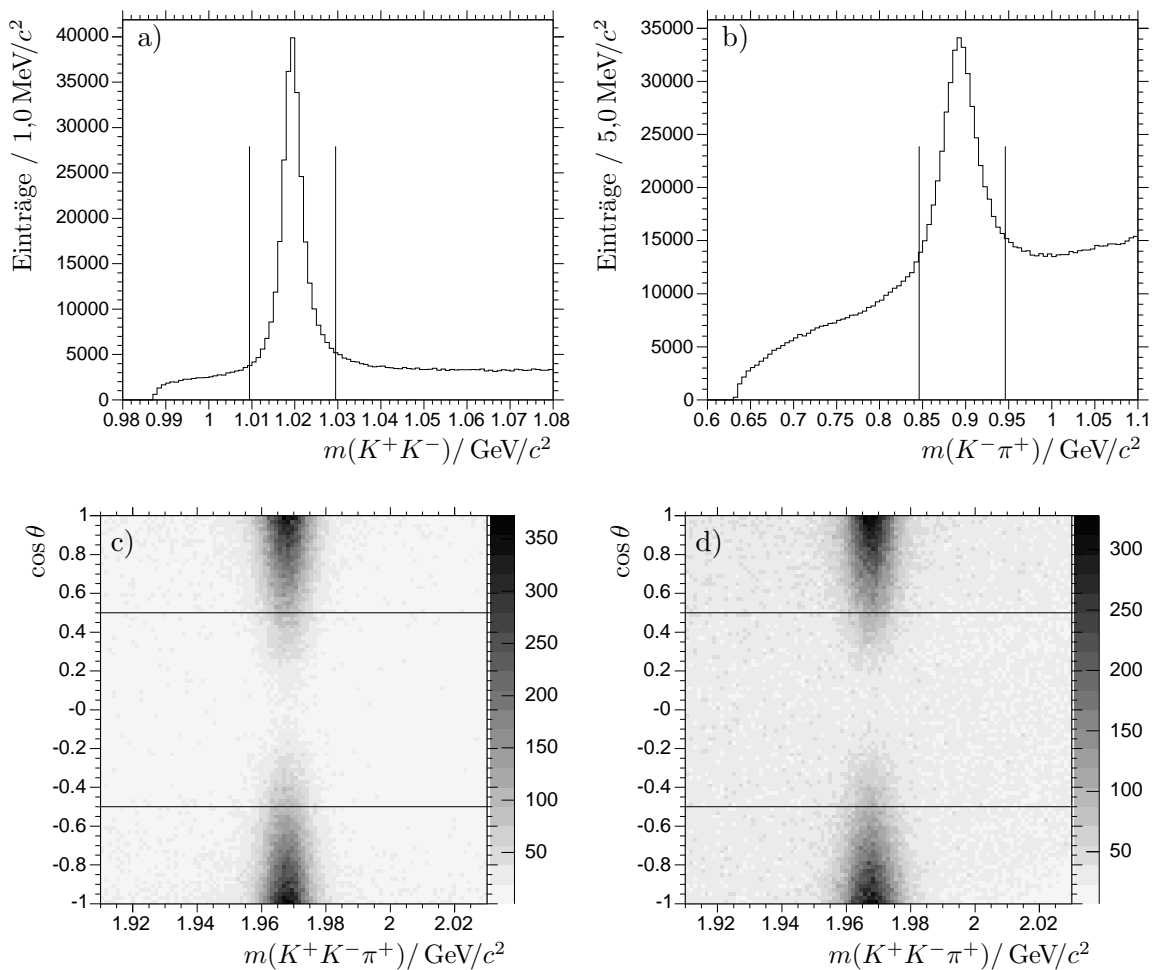


Abbildung 3.2: Verteilungen der invarianten a)  $K^+K^-$ -Masse und b)  $K^-\pi^+$ -Masse. Die Linien markieren die Grenzen der benutzten Massenfenster. In c-d) ist die Größe  $\cos\theta$  gegen die invariante  $K^+K^-\pi^+$ -Masse für den rekonstruierten Zerfall c)  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  und d)  $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$  aufgetragen.

der Resonanz im System des  $D_s^+$ -Mutterteilchens und der Flugrichtung eines Tochterteilchens der  $\phi$ - bzw.  $\bar{K}^{*0}$ -Resonanz im System dieser Resonanz. In Abbildung 3.2 ist die für die beiden Zerfallskanäle  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  und  $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$  gemessene Größe  $\cos\theta$  gegen die invariante  $K^+K^-\pi^+$ -Masse aufgetragen. In beiden Fällen zeigt die Verteilung im Bereich der  $D_s^+$ -Masse eine deutliche Überhöhung, die zu Werten  $|\cos\theta| = 1$  hin anwächst. Dies entspricht der erwarteten, zu  $\cos^2\theta$  proportionalen Verteilung, der eine Verteilung aus Untergrundereignissen überlagert ist. Wie aus der Verteilung außerhalb des Bereichs der  $D_s^+$ -Masse zu sehen ist, weist dabei der kombinatorische Untergrund eine flache Verteilung auf. Dieser kann mit Hilfe des Kriteriums

$$|\cos\theta| > 0,5 \quad (3.41)$$

reduziert werden.

Insgesamt wird durch die Selektion der  $D_s^+$ -Kandidaten aus den Zerfällen  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  und  $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$  der kombinatorische Untergrund auf etwa 1/8 reduziert. Die resultierenden Spektren der invarianten  $K^+K^-\pi^+$ -Massen sind in Abbildung 3.3 für die beiden rekonstruierten  $D_s^+$ -Zerfallsmoden zu sehen. Ebenso ist die Summe dieser beiden Spektren gezeigt. Für die weitere Analyse werden eine  $D_s^+$ -Signalregion und zum Zwecke von Untergrundstudien zwei  $D_s^+$ -Seitenbandregionen definiert. Die invariante Masse der  $D_s^+$ -Kandidaten der Signalregion soll im Massenfenster

$$1.954 \text{ GeV}/c^2 < m(K^+K^-\pi^+) < 1.981 \text{ GeV}/c^2 \quad (3.42)$$

liegen, während Kandidaten der  $D_s^+$ -Seitenbandregionen in eins der beiden Massenfenster

$$\begin{aligned} 1.912 \text{ GeV}/c^2 < m(K^+K^-\pi^+) < 1.934 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{oder} \\ 1.998 \text{ GeV}/c^2 < m(K^+K^-\pi^+) < 2.020 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned} \quad (3.43)$$

fallen sollen. Auf die  $D_s^+$ -Signalregion des addierten Spektrums entfallen ungefähr 248000 Einträge, während die beiden  $D_s^+$ -Signalregionen zusammen etwa 80000 Einträge aufweisen.

### 3.4.2 Optimierung des Systems $D_s^+\pi^+\pi^-$

In diesem Abschnitt wird die weitere Selektion des Systems  $D_s^+\pi^+\pi^-$  erläutert. Dazu werden zunächst die optimierten  $D_s^+$ -Selektionskriterien auf die in der Vorselektion gebildeten  $D_s^+$ -Kandidaten angewandt und Kandidaten ausgewählt, deren invariante Masse in das Massenfenster der definierten  $D_s^+$ -Signalregion fällt. Das Spektrum der invarianten Masse der akzeptierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Im Bereich der  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Masse ist eine leichte Struktur über einem hohen kombinatorischen Untergrund zu erkennen. Um den kombinatorischen Untergrund zu reduzieren, werden weitere Kriterien zur Selektion der untersuchten Zerfälle  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$ ,  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  und  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  optimiert.

Ähnlich wie bei der Selektion von  $D_s^+$ -Kandidaten kann der kombinatorische Untergrund im Spektrum der invarianten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Masse erheblich durch die Forderung eines Mindestimpulses für die  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten im Schwerpunktsystem unterdrückt werden. Ein weiteres Kriterium zur Unterdrückung des Untergrunds stellt die Forderung eines Mindestimpulses im Schwerpunktsystem für die beiden Pion-Kandidaten eines  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten, welche nicht aus einem  $D_s^+$ -Zerfall stammen, dar. Bei der Optimierung der Kriterien

$$\begin{aligned} p^*(D_s^+\pi^+\pi^-) &> P_{\min}^* \quad \text{und} \\ p^*(\pi^+) &> p_{\min}^* \quad \text{und} \\ p^*(\pi^-) &> p_{\min}^* \end{aligned} \quad (3.44)$$

wird nach geeigneten Schwellenwerten  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$  für den Impuls der  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten bzw. der beiden Pion-Kandidaten gesucht.



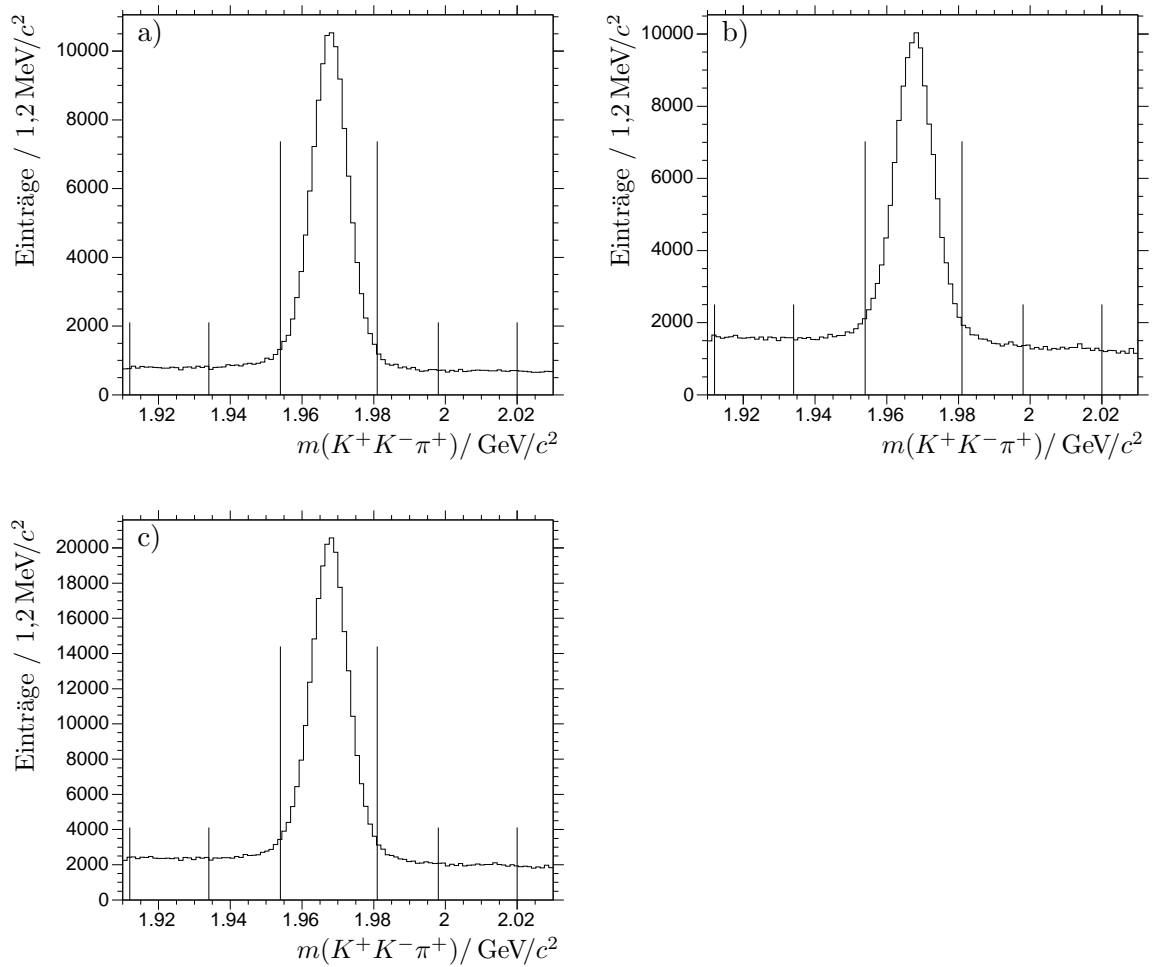


Abbildung 3.3: Invariante Masse der aus dem Zerfall a)  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  und b)  $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$  selektierten  $D_s^+$ -Kandidaten. c) Summe der Spektren in a)-b). Die Linien markieren die Grenzen der definierten  $D_s^+$ -Signalregion und  $D_s^+$ -Seitenbandregionen.

Dabei wird im durch die beiden Schwellenwerte gegebenen Parameterraum ein maximaler Wert der Größe  $Q = S/\sqrt{B}$  gesucht. Die Optimierung erfolgt unter der Annahme, dass nur ein schwaches Signal der betrachteten Zerfallskanäle über einem hohen Untergrund zu beobachten ist. In diesem Fall kann die Größe  $Q$  aus dem Kehrwert des relativen Fehlers der Signaleinträge abgeleitet werden. Betrachtet man dazu in einem Massenspektrum eine durch ein Massenfenster definierte Signalregion, so beobachtet man in dieser Region eine Anzahl von  $N$  Einträgen. Diese setzt sich im Allgemeinen aus der Anzahl  $S$  der Signaleinträge und einer Anzahl  $B$  von Einträgen aus dem Untergrund innerhalb der Signalregion zusammen. Der statistische Fehler der Größe  $S$  ist durch  $\sqrt{S+B}$  gegeben. Unter der Annahme, dass nur ein schwaches Signal vorhanden ist ( $S \ll B$ ), ergibt sich für den Kehrwert des relativen Fehlers  $Q = S/\sqrt{B}$ . Die Anzahl  $S$  der Signaleinträge und die Anzahl  $B$  der Untergrundeinträge wird bei der Optimierung mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt. Da nur die Position des Maximums im gegebenen Parameterraum

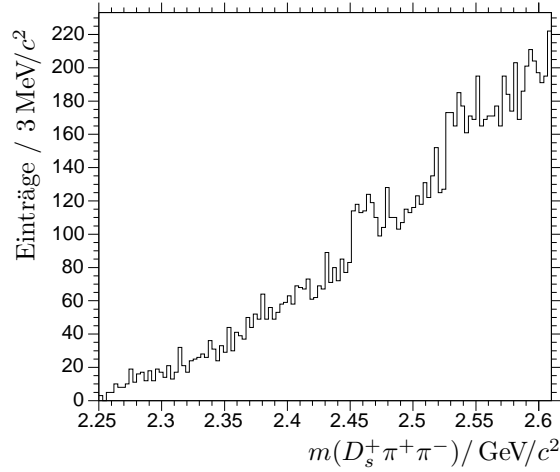


Abbildung 3.4: Verteilung der invariante Masse der  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten, welche aus den Messdaten rekonstruiert wurden. Dabei wurden neben den Kriterien der Vorselektion die optimierten  $D_s^+$ -Selektionskriterien auf die  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten angewandt. Die  $D_s^+$ -Kandidaten wurden aus der definierten Signalregion selektiert. Im Bereich der  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Masse ist eine leichte Struktur über einem hohen kombinatorischen Untergrund zu erkennen.

gesucht wird und der absolute Wert dieses Maximums nicht von weiterem Interesse ist, kann die Skalierung zwischen den aus Signal- und Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen ermittelten Größen  $S$  und  $B$  beliebig gewählt werden. So müssen keine Annahmen über die Produktionsraten der untersuchten Zustände und deren Zerfallswahrscheinlichkeiten in die betrachteten Zerfallskanäle gemacht werden.

Die Anzahl  $S$  der Signal-Einträge wird aus rekonstruierten Signal-Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt, die denselben Selektionskriterien unterzogen wurden wie die mit dem Detektor aufgezeichneten Daten. Da die simulierten Ereignisse nicht nur Zerfälle der betrachteten Zustände, sondern auch Zerfälle anderer Teilchen und beigemischte Untergrundeignisse beinhalten, weist das Massenspektrum der aus diesen Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten einen kombinatorischen Untergrund auf. Um die Anzahl der rekonstruierten Signal-Ereignisse korrekt zu ermitteln, werden daher nur  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten betrachtet, deren Endzustandsteilchen  $K^+ K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  bei der Simulation tatsächlich in Folge der zur Rekonstruktion der  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten herangezogenen Zerfallskette

$$D_{sJ}^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^- \rightarrow \phi \pi^+ \pi^+ \pi^- \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad (3.45)$$

bzw.

$$D_{sJ}^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^- \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+ \pi^+ \pi^- \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad (3.46)$$

produziert wurden. Die untersuchten Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$ ,  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  werden hier zusammenfassend als  $D_{sJ}^+$  bezeichnet. Um zu überprüfen, ob die Kandidaten des Endzustands tatsächlich einem Zerfall des Anfangszustands  $D_{sJ}^+$  zugeordnet werden können, stellt BETA dem Benutzer einen so genannten *Associator* zur Verfügung. Mit

diesem ist eine Zuordnung zwischen einem rekonstruierten Kandidaten eines Simulations-Ereignisses und dem in der Simulation generierten Teilchen möglich. Für die generierten Teilchen stehen Informationen über deren Identität sowie Verweise auf deren Mutterteilchen und Töchter zur Verfügung. Somit kann für jeden der fünf Kandidaten des Endzustands die Identität des zugehörigen, generierten Teilchens ermittelt werden. Über den Zugriff auf die Mutterteilchen kann wiederum deren Identität ermittelt werden. Für ein generiertes Teilchen kann so festgestellt werden, aus welchem Zerfall dieses stammt. Auf diese Weise kann die gesamte Zerfallskette bis zum ursprünglich generierten Mutterteilchen  $D_{sJ}^+$  zurückverfolgt werden. Letztlich ist es also möglich zu überprüfen, ob die rekonstruierten Kandidaten des Endzustands  $K^+K^-\pi^+\pi^+\pi^-$  infolge eines Zerfalls des generierten Mutterteilchens produziert wurden. Mit Hilfe dieses so genannten *Truth-Matches* für die rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten erhält man ein Massenspektrum, welches frei von kombinatorischem Untergrund ist.

In Abbildung 3.5a) ist das auf diese Weise von kombinatorischen Untergrund befreite  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum rekonstruierter Signal-Monte-Carlo-Ereignisse für den Zustand  $D_{sJ}^*(2317)^+$  zu sehen. Zur Bestimmung der bei der Optimierung benötigten Anzahl  $S$  der Signal-Einträge wird eine Signalregion mit

$$|m(D_s^+\pi^+\pi^-) - \bar{m}| < 2 \cdot \sigma \quad (3.47)$$

definiert, wobei  $m(D_s^+\pi^+\pi^-)$  die invariante Masse der  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten bezeichnet. Der Mittelwert  $\bar{m}$  des Massenfensters entspricht dabei dem Mittelwert des  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Signals, welcher mit Hilfe einer an die Verteilung der invarianten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Masse angepassten Gaußkurve ermittelt wird (Abb. 3.5a)). Die Breite des Fensters wird zu  $\pm 2\sigma$  gewählt, wobei  $\sigma$  die Standardabweichung der angepassten Kurve ist. Die ermittelten Werte  $\bar{m}$  und  $\sigma$  sind in Tabelle 3.2 angegeben. Zur Bestimmung der Anzahl  $B$  der Untergrund-Ereignisse wird ebenfalls das in (3.47) definierte Massenfenster verwendet. Das Massenspektrum der aus Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten ist in Abbildung 3.5b) zu sehen.

Zur Optimierung wird das in (3.44) angegebene Selektionskriterium auf die  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten angewandt. Dabei wird der Wert für  $P_{\min}^*$  ausgehend von 2,5 GeV/c in 50 Schritten auf 4,5 GeV/c erhöht. Ebenso wird der Wert für  $p_{\min}^*$  in 50 Schritten von 0 GeV/c auf 0,34 GeV/c erhöht. Für ein gegebenes Wertepaar  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$  wird aus den erhaltenen Spektren für Signal- und Untergrund-Monte-Carlo-Ereignisse die Anzahl  $S$  bzw. die Anzahl  $B$  der Einträge bestimmt, die auf das Massenfenster (3.47) entfallen. Die daraus ermittelte Größe  $Q$  ist in Abbildung 3.5c) in Abhängigkeit von  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$  aufgetragen.

Diese Methode wird ebenfalls zur Optimierung der Selektion der Zerfälle  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  und  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  angewandt. Die Verteilungen der invarianten Masse der aus Signal- und Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten sind in den Abbildungen 3.6a-b) und 3.7a-b) zu sehen. Zur Bestimmung des Mittelwerts und der Breite des Massenfensters (3.47) wird ebenfalls eine Gaußkurve an das  $D_{sJ}(2460)^+$ - bzw.  $D_{s1}(2536)^+$ -Signal angepasst. Die ermittelten Werte  $\bar{m}$  und  $\sigma$  sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Zur Optimierung der Selektion der beiden Zerfälle werden die Anzahl  $S$  und  $B$  in Abhängigkeit von den Parametern  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$  des Selektionskriteriums

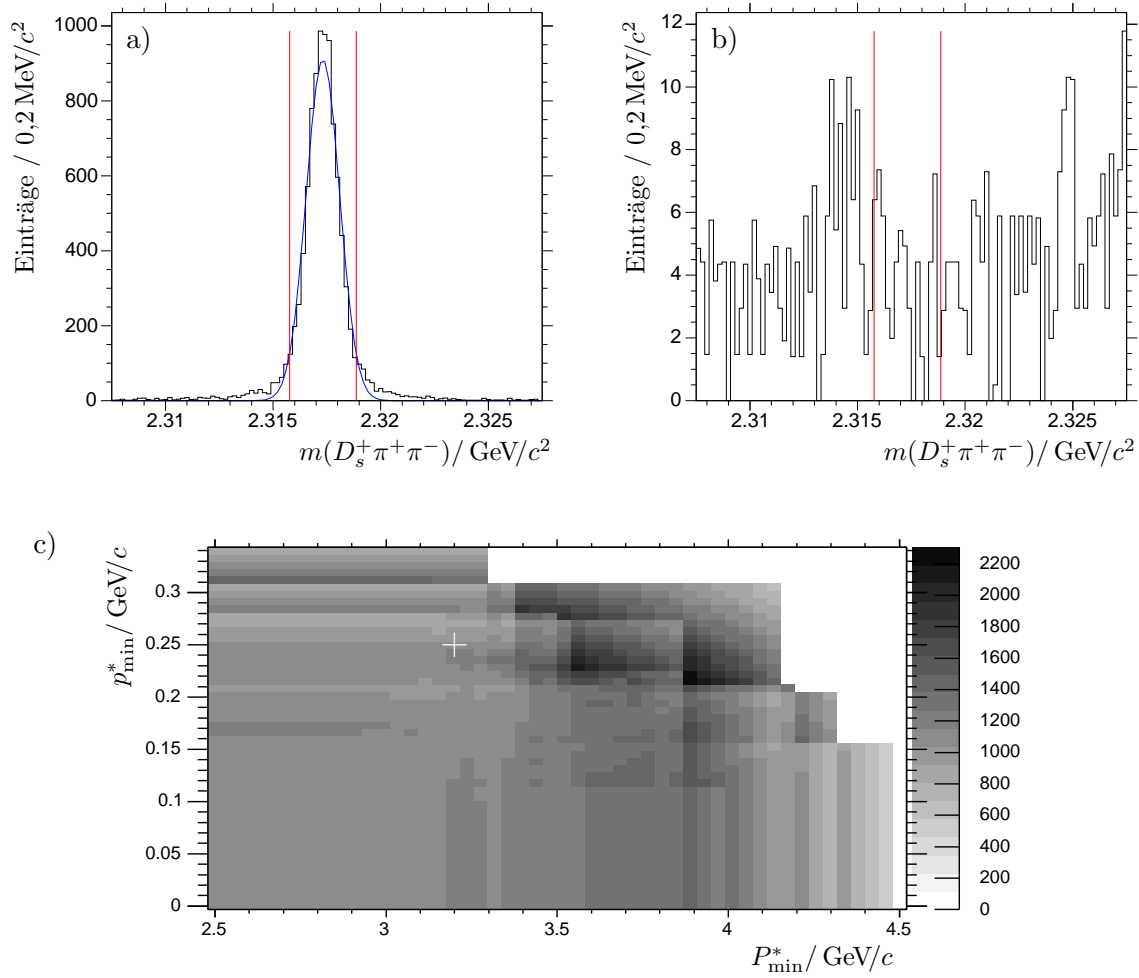


Abbildung 3.5: Invariante Masse rekonstruierter  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten aus a)  $D_{s,J}^*(2317)^+$ -Monte-Carlo-Ereignissen und b) Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen. Die vertikalen Linien markieren die Grenzen des für die Optimierung verwendeten Massenfensters. Der Mittelwert und die Breite des Fensters werden aus der an das Spektrum in a) angepassten Gaußkurve ermittelt. c) Verteilung der Größe  $Q$  in Abhängigkeit von den Parametern  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$ . Das Kreuz markiert die gewählten Parameter.

(3.44) ermittelt. Dabei wird der Wert des Parameters  $P_{\min}^*$  von  $2,5 \text{ GeV}/c$  auf  $4,25 \text{ GeV}/c$  in 50 Schritten erhöht. Zur Optimierung der Selektion des Zerfalls  $D_{s,J}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  wird der Wert  $p_{\min}^*$  ausgehend von  $0 \text{ GeV}/c$  in 50 Schritten auf  $0,55 \text{ GeV}/c$  erhöht, während zur Optimierung der Selektion des  $D_{s1}(2536)^+$ -Zerfalls dieser Wert ausgehend von  $0 \text{ GeV}/c$  auf  $0,6 \text{ GeV}/c$  in 50 Schritten erhöht wird. Die resultierenden Verteilungen der Größe  $Q$  sind in den Abbildungen 3.6c) und 3.7c) zu sehen.

Die mit Hilfe von  $D_{s1}(2536)^+$ -Monte-Carlo-Ereignissen ermittelte Verteilung der Größe  $Q$  zeigt für Werte von  $p_{\min}^*$  zwischen  $0,12 \text{ GeV}/c$  und  $0,3 \text{ GeV}/c$  eine Überhöhung. Entlang dieses Bands nimmt die Größe  $Q$  zu höheren Werten von  $P_{\min}^*$  zu und erreicht bei etwa  $3,9 \text{ GeV}/c$  ein Maximum (Abb. 3.7c)). Die Verteilung der Größe  $Q$  für  $D_{s,J}(2460)^+$ -Monte-

Zustand	$\bar{m}$ / MeV/c <sup>2</sup>	$\sigma$ / MeV/c <sup>2</sup>
$D_{sJ}^*(2317)^+$	2317,31	0,81
$D_{sJ}(2460)^+$	2458,03	1,54
$D_{s1}(2536)^+$	2535,31	2,40

Tabelle 3.2: Bei der Optimierung verwendete Parameter zur Definition der Signalregion. Mit Hilfe einer an das  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -,  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Signal angepassten Gaußkurve wird der Mittelwert  $\bar{m}$  des Signals bestimmt. Die Standardabweichung  $\sigma$  der Kurve wird zur Ermittlung der Breite der Signalregion verwendet.

Carlo-Ereignisse nimmt im Bereich  $P_{\min}^* \in [3,7 \text{ GeV}/c; 4 \text{ GeV}/c]$  und  $p_{\min}^* \in [0,2 \text{ GeV}/c; 0,3] \text{ GeV}/c$  ebenfalls ein Maximum an (Abb. 3.6c)). Die Überhöhung bei  $P_{\min}^* \approx 4,1 \text{ GeV}$  und  $p_{\min}^* \approx 0,42 \text{ GeV}/c$  tritt infolge der limitierten Anzahl von Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen auf und wird daher außer Acht gelassen. Für  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Monte-Carlo-Ereignisse erkennt man in der Verteilung der Größe  $Q$  ebenso eine Überhöhung für Werte  $p_{\min}^*$  in einem Band zwischen  $0,23 \text{ GeV}/c$  und  $0,26 \text{ GeV}/c$ .

Aufgrund der in allen drei Verteilungen der Größe  $Q$  erkennbaren Struktur in einem durch  $p_{\min}^*$  definierten Band bei Werten von etwa  $0,25 \text{ GeV}/c$  wird zur weiteren Untersuchung der Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$ ,  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  für das Selektionskriterium (3.44) ein einheitlicher Schwellenwert  $p_{\min}^* = 0,25 \text{ GeV}/c$  verwendet. Ebenso wird zur weiteren Selektion der drei Zustände ein einheitlicher Schwellenwert für den Impuls  $p^*(D_s^+\pi^+\pi^-)$  verwendet. Da sich für  $D_{s1}(2536)^+$ -Monte-Carlo-Ereignisse die beobachtete Überhöhung entlang des durch  $p_{\min}^* \approx 0,25 \text{ GeV}/c$  gegebenen Bands vom Maximum bis hin zu Werten von etwa  $3,2 \text{ GeV}/c$  erstreckt, wird der Wert  $P_{\min}^* = 3,2 \text{ GeV}/c$  für das Kriterium (3.44) gewählt.

### 3.4.3 Optimierung der Systeme $D_s^+\pi^-$ und $D_s^+\pi^+$

Im Folgenden wird die weitere Selektion der Zerfälle  $D_{sJ}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+\pi^-$  und  $D_{sJ}^*(2317)^{++} \rightarrow D_s^+\pi^+$  beschrieben. Zunächst werden die in Abschnitt 3.4.1 erläuterten  $D_s^+$ -Selektionskriterien auf die bei der Vorselektion gebildeten  $D_s^+$ -Kandidaten angewendet und  $D_s^+$ -Kandidaten aus der definierten  $D_s^+$ -Signalregion (3.42) selektiert. Die anschließende Optimierung weiterer Kriterien zur Selektion der Systeme  $D_s^+\pi^-$  und  $D_s^+\pi^+$  erfolgt nach der im vorherigen Abschnitt erläuterten Methode. Wie bei der Optimierung des Systems  $D_s^+\pi^+\pi^-$  stellt dabei die Forderung eines Mindestwerts für den Impuls  $p^*(D_s^+\pi^\pm)$  der  $D_s^+\pi^-$  bzw.  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten im Schwerpunktsystem ein geeignetes Kriterium zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds dar. Weiterhin kann dieser durch die Forderung eines Mindestwerts für den Impuls  $p^*(\pi^\pm)$  der Pionkandidaten, welche nicht zur Rekonstruktion der  $D_s^+$ -Kandidaten herangezogen wurden, im Schwerpunktsystem reduziert werden. Bei der Optimierung des Selektionskriteriums

$$\begin{aligned}
 p^*(D_s^+\pi^\pm) &> P_{\min}^* \quad \text{und} \\
 p^*(\pi^\pm) &> p_{\min}^*
 \end{aligned}
 \tag{3.48}$$

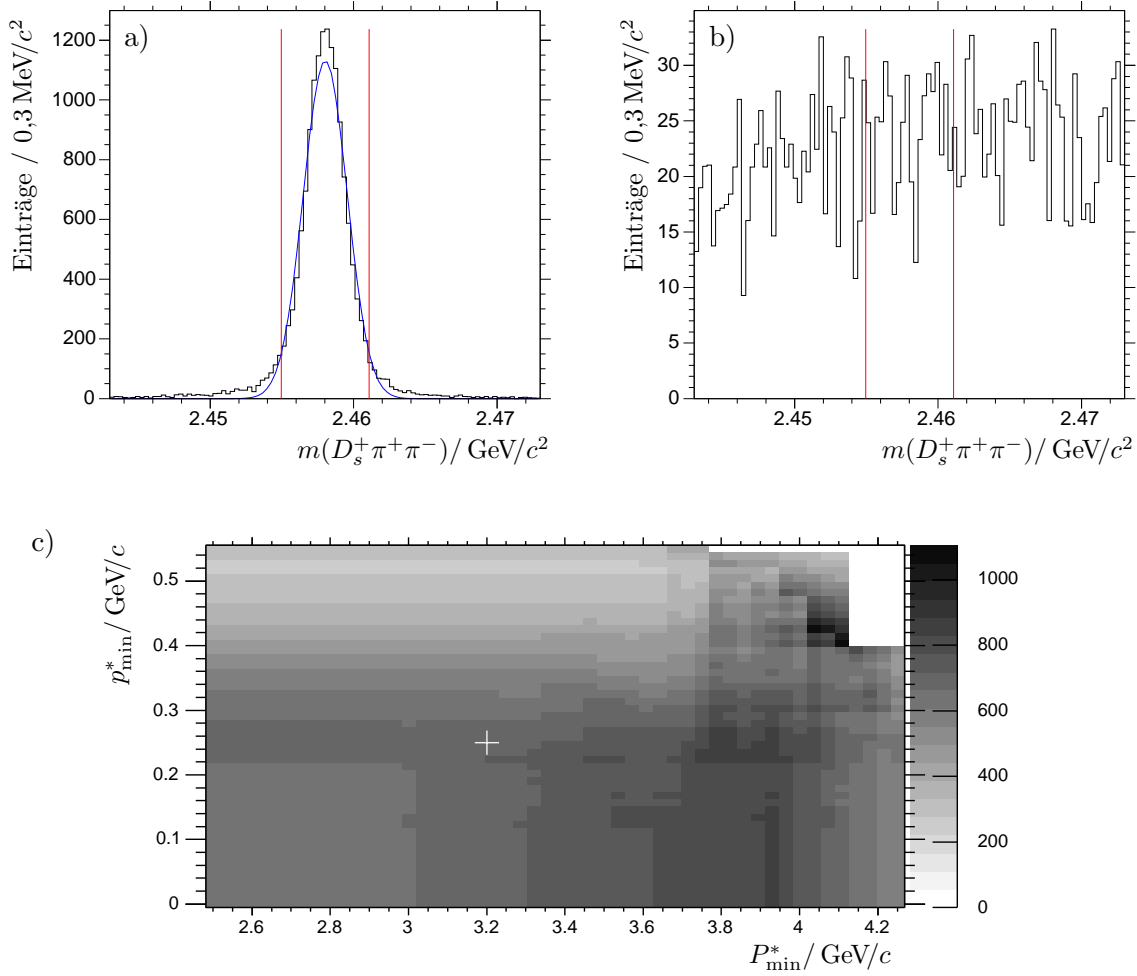


Abbildung 3.6: Invariante Masse rekonstruierter  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten aus a)  $D_{s,J}(2460)^+$ -Monte-Carlo-Ereignissen und b) Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen. Die vertikalen Linien markieren die Grenzen des für die Optimierung verwendeten Massenfensters. Der Mittelwert und die Breite des Fensters werden aus der an das Spektrum in a) angepassten Gaußkurve ermittelt. c) Verteilung der Größe  $Q$  in Abhängigkeit von den Parametern  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$ . Das Kreuz markiert die gewählten Parameter.

wird das Maximum der im vorhergehenden Abschnitt definierten Größe  $Q = S/\sqrt{B}$  im Parameterraum gesucht, welcher durch die Größen  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$  gegeben ist.

Zur Optimierung der Selektion des Zerfalls  $D_{s,J}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$  wird zunächst die Signalregion

$$|m(D_s^+ \pi^-) - \bar{m}| < 2 \cdot \sigma \quad (3.49)$$

definiert, wobei  $m(D_s^+ \pi^-)$  die invariante Masse der  $D_s^+ \pi^-$ -Kandidaten bezeichnet. Der Mittelwert  $\bar{m}$  und die Breite der Signalregion von  $\pm 2\sigma$  werden mit Hilfe einer Gaußkurve ermittelt, die an die Verteilung der invarianten Masse der aus  $D_{s,J}^*(2317)^0$ -Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+ \pi^-$ -Kandidaten angepasst wird. Dabei wird für die rekon-

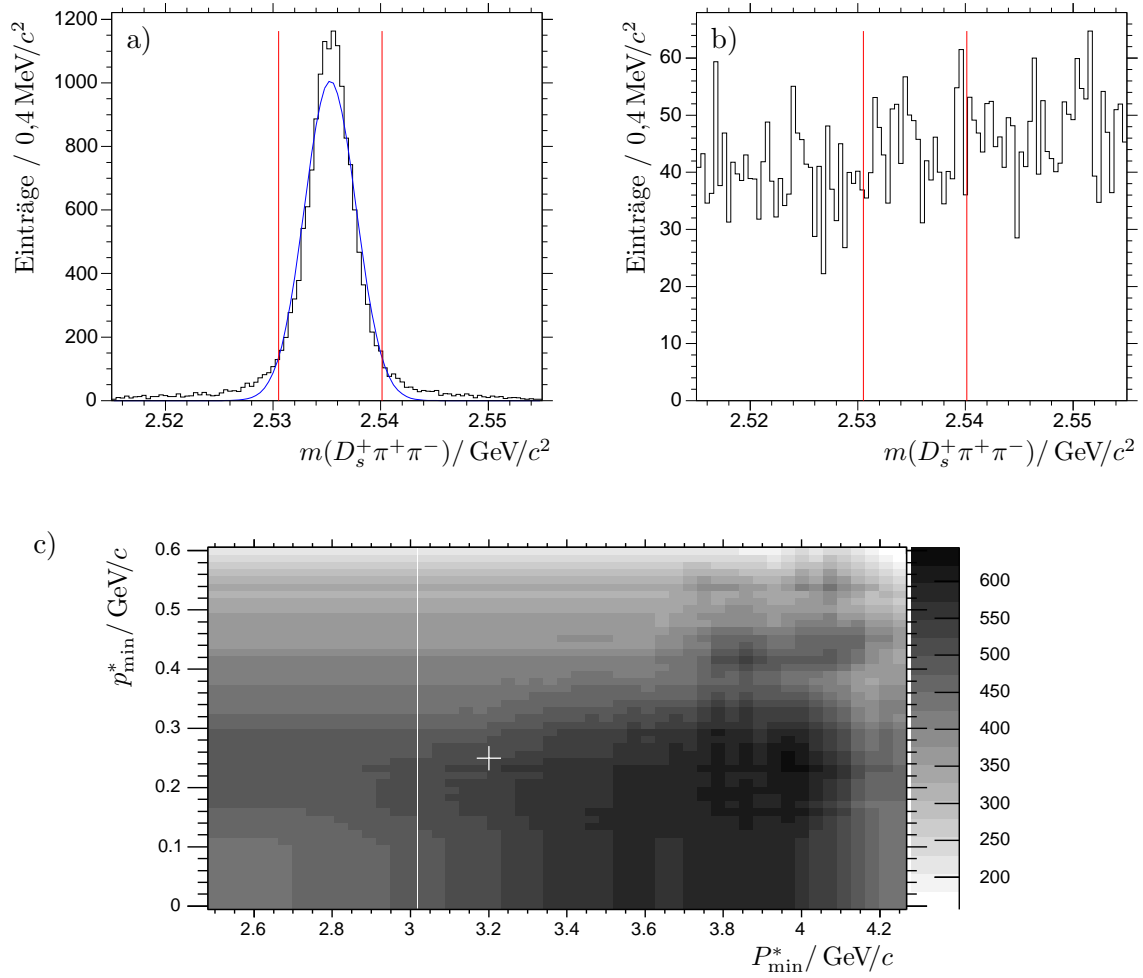


Abbildung 3.7: Invariante Masse rekonstruierter  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten aus a)  $D_{s1}(2536)^+$ -Monte-Carlo-Ereignissen und b) Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen. Die vertikalen Linien markieren die Grenzen des für die Optimierung verwendeten Massenfensters. Der Mittelwert und die Breite des Fensters werden aus der an das Spektrum in a) angepassten Gaußkurve ermittelt. c) Verteilung der Größe  $Q$  in Abhängigkeit von den Parametern  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$ . Das Kreuz markiert die gewählten Parameter.

struierten  $D_s^+ \pi^-$ -Kandidaten gefordert, dass die Kandidaten des rekonstruierten Endzustands  $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$  bei der Simulation gemäß der zur Rekonstruktion herangezogenen Zerfallskette

$$D_{sJ}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+ \pi^- \rightarrow \phi \pi^+ \pi^- \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \quad (3.50)$$

bzw.

$$D_{sJ}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+ \pi^- \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+ \pi^- \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \quad (3.51)$$

erzeugt wurden. Die dazu verwendete Methode des *Truth-Matches* wurde bereits im vorhergehenden Abschnitt erläutert. Die Verteilung der invarianten  $D_s^+ \pi^-$ -Masse und die an das  $D_{sJ}^*(2317)^0$ -Signal angepasste Kurve sind in Abbildung 3.8a) zu sehen. Aus der

Anpassung ergibt sich für den Mittelwert und die Standardabweichung der Gaußkurve  $\bar{m} = 2317,29 \text{ MeV}/c^2$  und  $\sigma = 1,15 \text{ MeV}/c^2$ . Das Massenspektrum der  $D_s^+\pi^-$ -Kandidaten, welche aus Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruiert wurden, ist in Abbildung 3.8b) zu sehen.

Unter Anwendung des Selektionskriteriums (3.48) wird nun die Anzahl  $S$  der aus  $D_{s,J}^*(2317)^0$ -Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+\pi^-$ -Kandidaten bestimmt, welche in das Massenfenster (3.49) fallen. Dabei wird der Wert für  $P_{\min}^*$  in 50 Schritten ausgehend von  $2,5 \text{ GeV}/c$  auf  $4,25 \text{ GeV}/c$  erhöht. Ebenso wird der Wert für  $p_{\min}^*$  in 50 Schritten von  $0 \text{ GeV}/c$  auf  $0,6 \text{ GeV}/c$  erhöht. Auf diese Weise wird ebenfalls die Anzahl  $B$  der in das Massenfenster (3.49) fallenden Einträge im Spektrum der  $D_s^+\pi^-$ -Masse ermittelt, welches sich aus der Selektion von Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen ergibt. Aus den für ein Wertepaar  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$  ermittelten Werten  $S$  und  $B$  wird die Größe  $Q$  berechnet. Die resultierende Verteilung der Größe  $Q$  ist in Abbildung 3.8d) in Abhängigkeit von  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$  gezeigt.

Für die Optimierung der Selektion des Zerfalls  $D_{s,J}^*(2317)^{++} \rightarrow D_s^+\pi^+$  stehen, wie eingangs erläutert wurde, keine Signal-Monte-Carlo-Ereignisse zur Verfügung. Da sich der Zerfall  $D_{s,J}^*(2317)^{++} \rightarrow D_s^+\pi^+$  kinematisch nicht vom Zerfall  $D_{s,J}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+\pi^-$  unterscheiden sollte, wird zur Bestimmung der Größe  $Q$  die in Abhängigkeit von den Parametern  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$  für  $D_{s,J}^*(2317)^0$ -Monte-Carlo-Ereignisse ermittelte Größe  $S$  verwendet. Die Bestimmung von  $B$  erfolgt unter Verwendung der aus Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten. Das Spektrum der invarianten Masse dieser Kandidaten ist in Abbildung 3.8c) zu sehen. Auf die  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten wird das Selektionskriterium (3.48) angewandt. Dabei werden die Parameter  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$  wie bei der Optimierung der Selektion des  $D_{s,J}^*(2317)^0$ -Zerfalls in 50 Schritten von  $2,5 \text{ GeV}/c$  auf  $4,25 \text{ GeV}/c$  bzw. von  $0 \text{ GeV}/c$  auf  $0,6 \text{ GeV}/c$  erhöht. Für ein gegebenes Wertepaar  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$  wird die Anzahl der Einträge im Massenfenster

$$|m(D_s^+\pi^+) - \bar{m}| < 2 \cdot \sigma \quad (3.52)$$

bestimmt, wobei  $m(D_s^+\pi^+)$  die invariante Masse der  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten bezeichnet und die für das Massenfenster (3.49) ermittelten Werte  $\bar{m}$  und  $\sigma$  verwendet werden. Aus den erhaltenen Größen  $S$  und  $B$  wird die Größe  $Q$  berechnet und in Abhängigkeit von  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$  aufgetragen (Abb. 3.8e)).

Die ermittelte Verteilung der Größe  $Q$  für die Optimierung der Selektion des  $D_{s,J}^*(2317)^0$ -Zerfalls weist eine Überhöhung bei den Werten  $P_{\min}^* \approx 3,4 \text{ GeV}/c$  und  $p_{\min}^* \approx 0,24 \text{ GeV}/c$  auf (Abb. 3.8d)). Die Verteilung der Größe  $Q$  für die Optimierung der Selektion des  $D_{s,J}^*(2317)^{++}$ -Zerfalls zeigt ebenfalls für  $P_{\min}^* \approx 3,4 \text{ GeV}/c$  und  $p_{\min}^* \approx 0,3 \text{ GeV}/c$  eine Überhöhung (Abb. 3.8e)). Die beobachtete Struktur erstreckt sich in beiden Fällen bis hin zu Werten von  $P_{\min}^* \approx 3,1 \text{ GeV}/c$ . Für die weitere Untersuchung der beiden Zerfallskanäle wird daher ein einheitlicher Wert von  $3,2 \text{ GeV}/c$  für den Schwellenwert  $P_{\min}^*$  des Selektionskriteriums (3.49) gewählt. Für den Parameter  $p_{\min}^*$  wird ein Wert von  $0,3 \text{ GeV}/c$  gewählt. Das gewählte Wertepaar  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$  liegt für beide Verteilungen der Größe  $Q$  innerhalb der beobachteten, breiten Struktur.



### 3.5 Ergebnisse

Die in den beiden vorhergehenden Abschnitten erläuterten optimierten Selektionskriterien werden nun auf die aus Daten rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ ,  $D_s^+\pi^-$  und  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten angewandt. Bevor in den nächsten beiden Kapiteln die weitere Untersuchung der betrachteten Zerfälle vorgestellt wird, sollen in diesem Abschnitt die erzielten Ergebnisse der Selektion der Systeme  $D_s^+\pi^+\pi^-$  und  $D_s^+\pi^-$  bzw.  $D_s^+\pi^+$  zusammengefasst werden.

Zur Selektion der Systeme  $D_s^+\pi^+\pi^-$ ,  $D_s^+\pi^-$  und  $D_s^+\pi^+$  wurden zunächst  $D_s^+$ -Kandidaten aus dem Endzustand  $K^+K^-\pi^+$  rekonstruiert und anschließend  $D_s^+\pi^+\pi^-$ ,  $D_s^+\pi^-$  und  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten gebildet. Zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds werden die  $D_s^+$ -Kandidaten durch Anwendung weiterer Kriterien aus den Zerfällen  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  und  $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$  selektiert. Für akzeptierte  $D_s^+$ -Kandidaten werden für die weitere Selektion eine Signalregion (3.42) und, zum Zweck von Untergrundstudien, zwei Seitenbandregionen (3.43) definiert. Im Spektrum der invarianten Masse der  $D_s^+$ -Kandidaten entfallen auf die Signalregion etwa 248000 und auf die Seitenbandregionen etwa 80000 Einträge.

Zur Selektion der Zerfälle  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$ ,  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  und  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  wurden neben den Kriterien zur Selektion der  $D_s^+$ -Kandidaten weitere Kriterien angewandt, die mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen optimiert wurden. Zur Untersuchung der drei Zerfälle wird das bei der Optimierung ermittelte Selektionskriterium

$$\begin{aligned} p^*(D_s^+\pi^+\pi^-) &> 3,2 \text{ GeV}/c \quad \text{und} \\ p^*(\pi^+) &> 0,25 \text{ GeV}/c \quad \text{und} \\ p^*(\pi^-) &> 0,25 \text{ GeV}/c \end{aligned} \tag{3.53}$$

herangezogen. Dieses Kriterium wird nun auf die aus Daten rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten angewandt. Werden dabei die  $D_s^+$ -Kandidaten aus der Signalregion (3.42) selektiert, so erhält man das in Abbildung 3.9a) gezeigte Spektrum der invarianten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Masse. Es werden ein  $D_{sJ}(2460)^+$ - und ein  $D_{s1}(2536)^+$ -Signal beobachtet. Ein Signal im Bereich der  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Masse ist nicht zu erkennen. Vergleicht man das Spektrum mit der in Abbildung 3.4 gezeigten Verteilung der invarianten Masse der  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten, auf die nur die Kriterien der Vorselektion sowie die optimierten  $D_s^+$ -Selektionskriterien angewandt wurden, so erkennt man, dass erst durch die Anwendung der optimierten Selektionskriterien das  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Signal beobachtet werden können. Der kombinatorische Untergrund wird durch Anwendung der optimierten Selektionskriterien im Bereich des  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Signals um einen Faktor von etwa 3 reduziert.

Werden die  $D_s^+$ -Kandidaten aus den Seitenbandregionen (3.42) ausgewählt, so erhält man die in Abbildung 3.9a) grau unterlegte Verteilung der invarianten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Masse. Dabei wird durch Wichtung dieser Verteilung die Breite der Seitenbandregionen auf die Breite der Signalregion skaliert. Es ist kein Signal im Bereich der  $D_{sJ}^*(2317)^+$ ,  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Masse zu erkennen. Dies zeigt, dass die beobachteten Signale mit den selektierten  $D_s^+$ -Zerfällen assoziiert werden können. Mit Hilfe von Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen, die keine Zerfälle der betrachteten Zustände enthalten, kann weiterhin überprüft werden, ob die beobachteten Signale Reflexionen von Resonanzen sind, die

in den Endzustand  $K^+K^-\pi^+\pi^+\pi^- + X$  zerfallen, wobei das Teilchen  $X$  bei der Rekonstruktion der betrachteten Endzustände  $K^+K^-\pi^+\pi^+\pi^-$  nicht berücksichtigt wurde. Die Massenspektren der aus Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten sind in Abbildung 3.9b) zu sehen. Dabei werden die  $D_s^+$ -Kandidaten aus der  $D_s^+$ -Signalregion und den  $D_s^+$ -Seitenbandregionen ausgewählt. Durch Wichtung der Verteilung für die  $D_s^+$ -Seitenbandregionen wird die Breite der  $D_s^+$ -Seitenbandregionen auf die Breite der  $D_s^+$ -Signalregion skaliert. Die resultierende Verteilung ist in Abbildung 3.9b) grau unterlegt dargestellt. In den beiden Massenspektren wird kein Signal im Bereich der  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Masse beobachtet. Die analysierten Untergrund-Monte-Carlo-Ereignisse sind daher ein weiterer wichtiger Hinweis dafür, dass die Signale infolge der Rekonstruktion der Zerfälle  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  bzw.  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  beobachtet werden.

Zur Rekonstruktion der Zerfälle  $D_{sJ}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+\pi^-$  und  $D_{sJ}^*(2317)^{++} \rightarrow D_s^+\pi^+$  wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen weitere Selektionskriterien optimiert (vgl. Abschn. 3.4.3). Zur Untersuchung der Zerfälle wird das optimierte Selektionskriterium

$$\begin{aligned} p^*(D_s^+\pi^\pm) &> 3,2 \text{ GeV}/c \quad \text{und} \\ p^*(\pi^\pm) &> 0,3 \text{ GeV}/c \end{aligned} \tag{3.54}$$

herangezogen. Wird dieses Kriterium auf die aus Daten rekonstruierten  $D_s^+\pi^-$ - und  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten angewandt, so erhält man die in Abbildung 3.10 gezeigten Massenspektren. Neben den Verteilungen, welche sich bei der Selektion der  $D_s^+$ -Kandidaten aus der  $D_s^+$ -Signalregion ergeben, sind zum Vergleich ebenfalls die resultierenden Spektren abgebildet, wenn die  $D_s^+$ -Kandidaten aus den  $D_s^+$ -Seitenbandregionen selektiert werden. In den Spektren der invarianten  $D_s^+\pi^-$ - und  $D_s^+\pi^+$ -Masse ist kein Signal im Bereich der  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Masse zu erkennen.

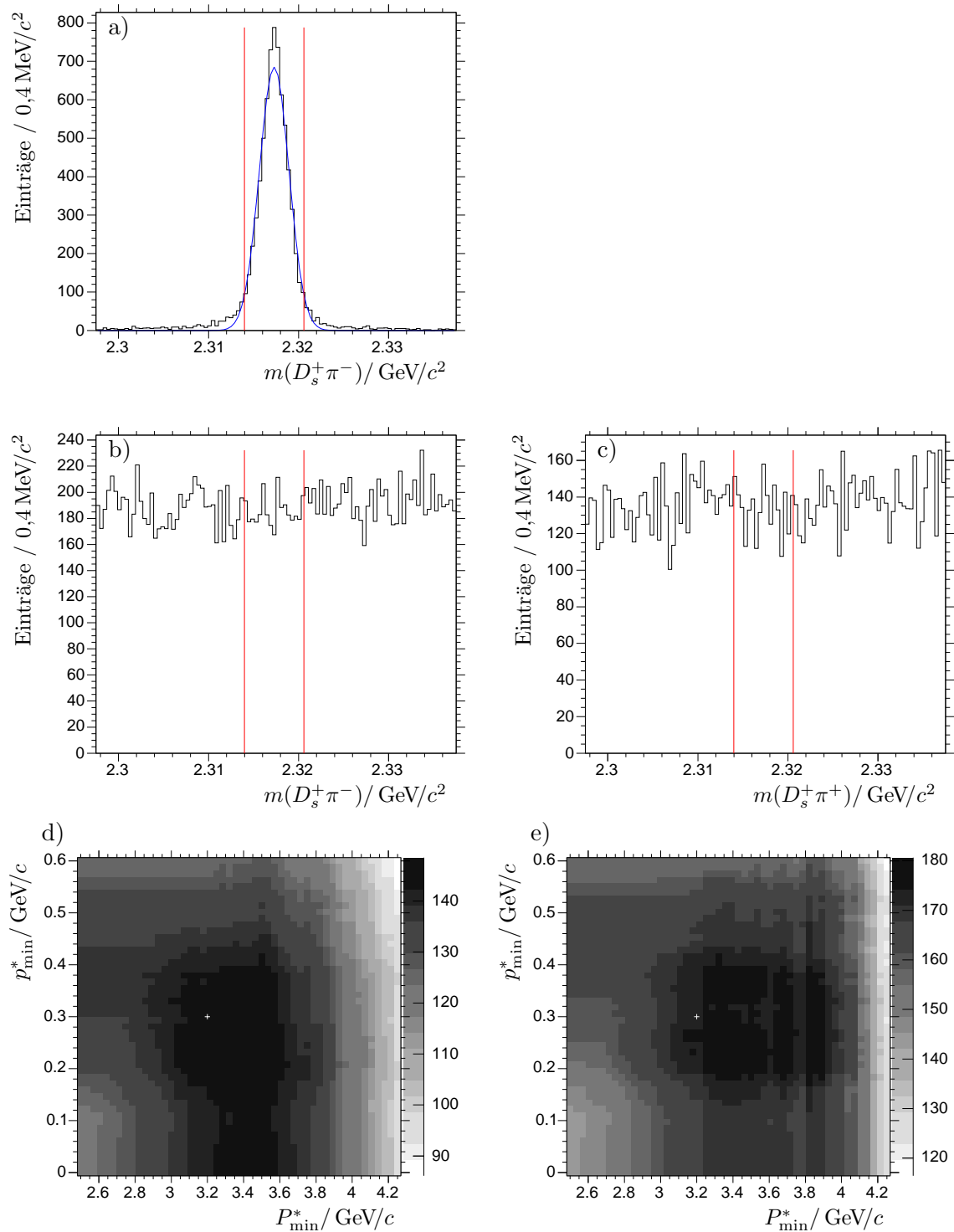


Abbildung 3.8: a) Invariante Masse der aus  $D_{sJ}^*(2317)^0$ -Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+ \pi^-$ -Kandidaten mit der angepassten Gaußkurve. b) Invariante Masse der aus Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten b)  $D_s^+ \pi^-$ - und c)  $D_s^+ \pi^+$ -Kandidaten. Die Linien markieren die Grenzen der bei der Optimierung verwendeten Massenfenster. Weiterhin sind die Verteilungen für die Größe  $Q$  gezeigt, welche zur Optimierung der Selektion des d)  $D_{sJ}^*(2317)^0$ - und e)  $D_{sJ}^*(2317)^{++}$ -Zerfalls herangezogen werden. Die Kreuze markieren die gewählten Werte für die Parameter  $P_{\min}^*$  und  $p_{\min}^*$ .

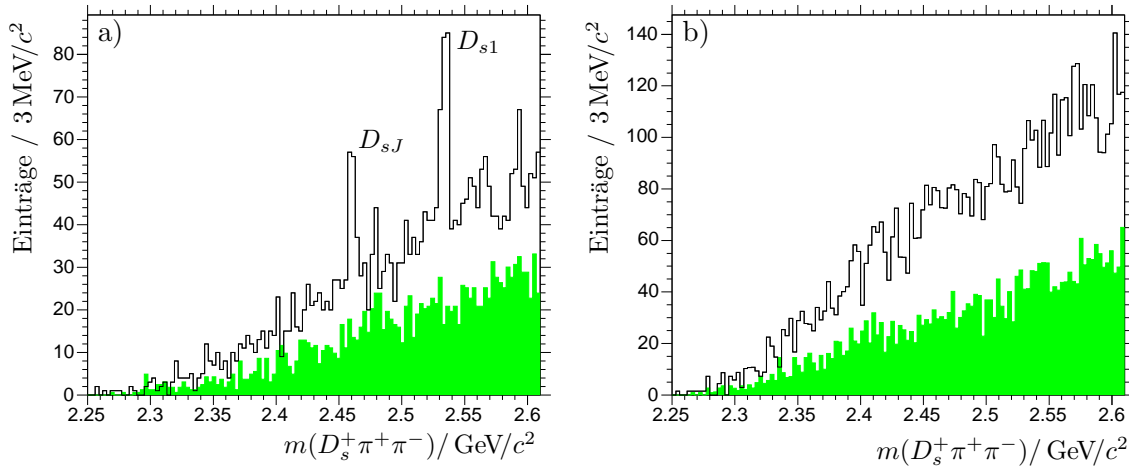


Abbildung 3.9: Verteilung der invarianten Masse der  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten, welche aus a) Daten und b) Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruiert wurden. Es sind jeweils die Verteilungen gezeigt, die sich ergeben, wenn die  $D_s^+$ -Kandidaten aus der  $D_s^+$ -Signalregion und den  $D_s^+$ -Seitenbandregionen selektiert werden. Die resultierenden Spektren für die  $D_s^+$ -Seitenbandregionen sind grau unterlegt. Im Spektrum für die  $D_s^+$ -Signalregion in a) sind ein  $D_{sJ}(2460)^+$ - und ein  $D_{s1}(2536)^+$ -Signal zu erkennen.

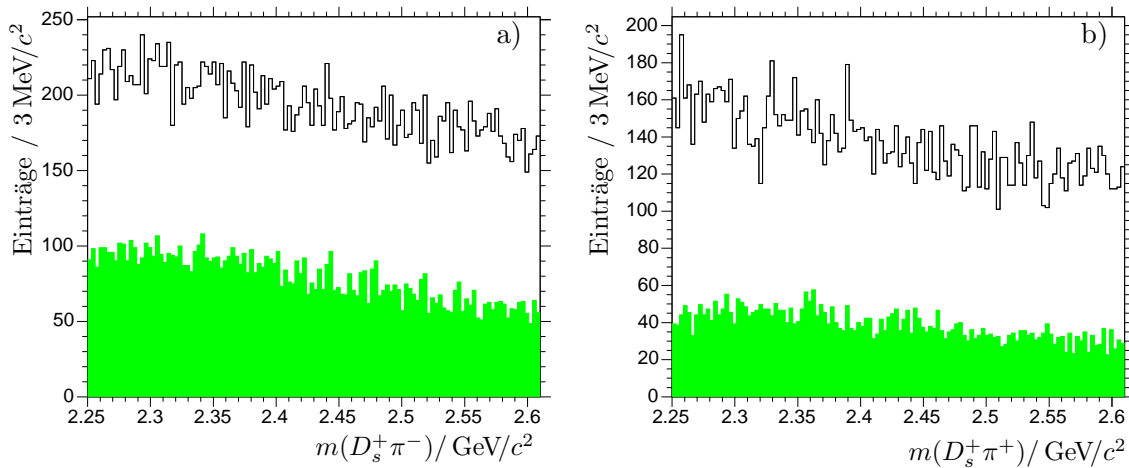


Abbildung 3.10: Verteilung der invarianten Masse der aus Daten rekonstruierten a)  $D_s^+ \pi^-$  und b)  $D_s^+ \pi^+$ -Kandidaten. Es sind jeweils die Verteilungen gezeigt, die sich ergeben, wenn die  $D_s^+$ -Kandidaten aus der  $D_s^+$ -Signalregion und den  $D_s^+$ -Seitenbandregionen selektiert werden. Die resultierenden Spektren für die  $D_s^+$ -Seitenbandregionen sind grau unterlegt.

## Kapitel 4

# Untersuchung des Systems

## $D_s^+ \pi^+ \pi^-$

In diesem Kapitel soll die weitere Untersuchung des Systems  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$  vorgestellt werden. Es wird zunächst ein weiterer Test durchgeführt, um zu überprüfen, ob das beobachtete  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Signal mit den rekonstruierten Zerfällen  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  bzw.  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  assoziiert ist. Weiterhin wird aus einer Anpassung an die Verteilung der invarianten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse unter Verwendung der so genannten *Maximum-Likelihood-Methode* die Anzahl der rekonstruierten  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Zerfälle bestimmt. Bei der Anpassung an die Messdaten wird ebenfalls ein hypothetisches  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Signal berücksichtigt und die Anzahl der Signaleinträge ermittelt. Nach einer Effizienzkorrektur der Messdaten, wird die obere Grenze für das relative Verzweigungsverhältnis der Zerfälle  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  und  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0$  sowie das relative Verzweigungsverhältnis der Zerfälle  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  und  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0 \gamma$  bestimmt. Ebenso wird das Verhältnis

$$\frac{\sigma(D_{s1}(2536)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)}{\sigma(D_{sJ}(2460)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)}$$

ermittelt, wobei  $\sigma(D_{sJ}(2460)^+)$  und  $\sigma(D_{s1}(2536)^+)$  die Wirkungsquerschnitte zur Produktion der Zustände  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  in den untersuchten Ereignissen darstellen.

### 4.1 Missidentifikation

Im vorherigen Kapitel wurden zwei Tests vorgestellt, die wichtige Hinweise dafür darstellen, dass die  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Signale tatsächlich infolge der Zerfälle  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  und  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  beobachtet werden. So weist das Spektrum der invarianten Masse der  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten, deren  $D_s^+$ -Kandidaten aus den  $D_s^+$ -Seitenbandregionen ausgewählt werden, kein Signal auf. Dies zeigt, dass die beobachteten Signale mit den rekonstruierten  $D_s^+$ -Zerfällen assoziiert sind. Die Abwesenheit eines Signals im Spektrum der invarianten Masse der aus Untergrund-Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten ist ein wichtiger Hinweis dafür, dass die Signale nicht

Reflexionen von Zerfällen anderer Resonanzen sind. In diesem Abschnitt soll ein weiterer Test vorgestellt werden, der durchgeführt wurde, um zu untersuchen, ob die Signale nicht Folge einer möglichen Missidentifikation der Endzustandsteilchen bei der Selektion von Kaon- und Pionkandidaten sind.

Dazu sei beispielsweise der hypothetische Zerfall einer schweren Baryon-Resonanz in den Endzustand  $pK^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  betrachtet. Wird das in diesem Zerfall produzierte Proton bei der Rekonstruktion des  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Systems als Kaonkandidat ausgewählt, so kann der betrachtete Zerfall der Resonanz als Endzustand  $K^+ K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  rekonstruiert worden sein. Infolge des unter Kaonmassen-Hypothese bestimmten Viererimpulses des Protons wird dabei die invariante Masse des Endzustands  $pK^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  nicht korrekt berechnet. Dies könnte zur Folge haben, dass in der Verteilung der invarianten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse eine Überhöhung im Bereich der  $D_{sJ}(2460)^+$ - bzw.  $D_{s1}(2536)^+$ -Masse auftritt. Um das System  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$  auf einen solchen Effekt hin zu untersuchen, wird der rekonstruierte Endzustand  $K^+ K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  als ein Endzustand

$$pK^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad (4.1)$$

interpretiert. Dazu werden die Viererimpulse der Kaonkandidaten  $K^+$  mit Hilfe der Energie-Impuls-Beziehung aus den gemessenen Impulsen der Kandidaten und der Protonmasse ermittelt. Aus diesen Viererimpulsen und den Viererimpulsen der übrigen Kandidaten der  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten kann die invariante Masse  $m(pK^- \pi^+ \pi^+ \pi^-)$  des hypothetischen Endzustands (4.1) berechnet werden. Zur Untersuchung des rekonstruierten  $D_{sJ}(2460)^+$ -Zerfalls werden die  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten aus einer Signalregion ausgewählt, die durch das Massenfenster

$$|m(D_s^+ \pi^+ \pi^-) - 2461,00 \text{ MeV}/c^2| < 8 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.2)$$

definiert wird. Für die ausgewählten Kandidaten wird das Spektrum der invarianten Masse  $m(pK^- \pi^+ \pi^+ \pi^-)$  auf ein Signal hin untersucht. Um mögliche Strukturen in der Verteilung besser identifizieren zu können wird eine Seitenbandsabstraktion durchgeführt. Dazu werden die  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten aus den Seitenbandregionen

$$|m(D_s^+ \pi^+ \pi^-) - 2437,00 \text{ MeV}/c^2| < 12 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{und} \quad (4.3)$$

$$|m(D_s^+ \pi^+ \pi^-) - 2485,00 \text{ MeV}/c^2| < 12 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.4)$$

ausgewählt. Die resultierende Verteilung der invarianten Masse  $m(pK^- \pi^+ \pi^+ \pi^-)$  wird durch Wichtung mit dem Verhältnis der Breite der Signalregion und der Seitenbandregionen auf die Breite der Signalregion skaliert und anschließend von der Verteilung für die Signalregion subtrahiert. Die Verteilungen der invarianten Masse  $m(pK^- \pi^+ \pi^+ \pi^-)$  für die Signalregion, die Seitenbandregionen und die seitenbandsabstrahierte Signalregion sind in Abbildung 4.1a) zu sehen. In den Spektren ist kein Signal zu erkennen, welches auf den Zerfall einer Resonanz in den Endzustand  $pK^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  schließen ließe.

Ebenso können die in hypothetischen Zerfällen einer Resonanz in den Endzustand  $K^+ \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$  produzierten Antiprotonen bei der Rekonstruktion des Systems  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$  als Kaonkandidaten  $K^-$  identifiziert werden. Weiterhin ist neben einer möglichen Missidentifikation von Protonen bzw. Antiprotonen eine Identifikation von Kaonen als Pionen und umgekehrt die Identifizierung von Pionen als Kaonen möglich. Diese Betrachtungen führen

zu den in Tabelle 4.1 aufgeführten Interpretationen des Endzustands  $K^+K^-\pi^+\pi^-$ . Analog zu der eben erläuterten Methode für den hypothetischen Endzustand (4.1) werden die invarianten Massen der in der Tabelle angegebenen Endzustände berechnet und die seitenbandsubtrahierten Spektren für die  $D_{sJ}(2460)^+$ -Signalregion untersucht. Die Spektren sind in Abbildung 4.1 zu sehen. Es wird kein Signal beobachtet, aus dem man auf einen Zerfall einer Resonanz in die betrachteten, hypothetischen Endzustände schließen könnte.

Das  $D_{s1}(2536)^+$ -Signal wird ebenfalls auf diese Weise untersucht. Dazu wird eine Signalregion durch das Massenfenster

$$|m(D_s^+\pi^+\pi^-) - 2534,50 \text{ MeV}/c^2| < 8 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.5)$$

und zwei Seitenbandregionen durch die Massenfenster

$$|m(D_s^+\pi^+\pi^-) - 2510,50 \text{ MeV}/c^2| < 12 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{und} \quad (4.6)$$

$$|m(D_s^+\pi^+\pi^-) - 2558,50 \text{ MeV}/c^2| < 12 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.7)$$

definiert. Die Verteilungen der invarianten Masse der betrachteten, hypothetischen Endzustände für die  $D_{s1}(2536)^+$ -Signalregion und die  $D_{s1}(2536)^+$ -Seitenbandregionen sind in Abbildung 4.2 gezeigt. Die Verteilungen weisen keine Struktur auf, die auf einen Zerfall einer Resonanz in die untersuchten, hypothetischen Endzustände hindeutet.

Aufgrund der angestellten Untersuchungen zur Missidentifikation von Protonen, Antiprotonen, Kaonen und Pionen bei der Selektion von Kaon- und Pionkandidaten und der Ergebnisse der durchgeführten Tests, die in Abschnitt 3.5 vorgestellt wurden, kann gefolgert werden, dass die beiden Signale im Spektrum der invarianten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Masse tatsächlich infolge der Zerfälle  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  und  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  beobachtet werden.

## 4.2 Anpassung an die Messdaten

Um die Anzahl der rekonstruierten Zerfälle  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  und  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  zu bestimmen, wird eine Funktion zur Beschreibung der Linienform der Signale und der Form des kombinatorischen Untergrunds an die Verteilung der invarianten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Masse angepasst. Dabei wird das auf ROOT basierende Programmpaket *RooFit* [Ki01] verwendet, mit dessen Hilfe eine Anpassung nach der so genannten *Maximum-Likelihood-Methode* vorgenommen werden kann. Das Verfahren dieser Methode wird in Abschnitt 4.2.1 kurz erläutert. Für das Spektrum der invarianten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Masse wird im Bereich der  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Masse kein Signal beobachtet. Dies kann mit der Bestimmung einer oberen Grenze für das relative Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-)/\mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0)$  quantitativ erfasst werden. Daher wird bei der Anpassung an die Messdaten neben den Funktionen zur Parametrisierung der  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Signal-Linienform ebenfalls eine Funktion zur Beschreibung der Linienform des  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Signals berücksichtigt, um die Anzahl der Einträge des hypothetischen  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Signals bestimmen zu können. Die Funktionen zur Beschreibung der Signal-Linienform werden mit Hilfe einer Anpassung an die Verteilung der invarianten Masse der

Signal	Hypothetischer Endzustand	Abbildung
$D_{sJ}(2460)^+$	$pK^-\pi^+\pi^+\pi^-$	4.1a)
	$K^+\bar{p}\pi^+\pi^+\pi^-$	4.1b)
	$\pi^+K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	4.1c)
	$K^+\pi^-\pi^+\pi^+\pi^-$	4.1d)
	$K^+K^-\pi^+K^+\pi^-$	4.1e)
	$K^+K^-\pi^+\pi^+K^-$	4.1f)
	$K^+K^-K^+\pi^+\pi^-$	4.1g)
$D_{s1}(2536)^+$	$pK^-\pi^+\pi^+\pi^-$	4.2a)
	$K^+\bar{p}\pi^+\pi^+\pi^-$	4.2b)
	$\pi^+K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	4.2c)
	$K^+\pi^-\pi^+\pi^+\pi^-$	4.2d)
	$K^+K^-\pi^+K^+\pi^-$	4.2e)
	$K^+K^-\pi^+\pi^+K^-$	4.2f)
	$K^+K^-K^+\pi^+\pi^-$	4.2g)

Tabelle 4.1: Die angegebenen hypothetischen Endzustände können durch eine Missidentifikation von Protonen, Antiprotonen, Kaonen und Pionen bei der Selektion von Kaon- und Pionkandidaten bei der Rekonstruktion des Systems  $D_s^+\pi^+\pi^-$  als Endzustand  $K^+K^-\pi^+\pi^+\pi^-$  rekonstruiert werden. Die Spektren der invarianten Masse dieser hypothetischen Endzustände werden für  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten, die aus der definierten  $D_{sJ}(2460)^+$ - bzw.  $D_{s1}(2536)^+$ -Signalregion ausgewählt werden, auf ein mögliches Signal hin untersucht. Die resultierenden Spektren sind in den angeführten Abbildungen zu sehen.

aus Signal-Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten bestimmt (Abschn. 4.2.2). Die Anpassung an die Messdaten unter Verwendung dieser Funktionen wird in Abschnitt 4.2.3 beschrieben.

#### 4.2.1 Maximum-Likelihood-Methode

Im Folgenden soll kurz das bei der Anpassung an die Messdaten verwendete Prinzip der Maximum-Likelihood-Methode erläutert werden. Weitere Einzelheiten zu diesem Verfahren finden sich beispielsweise in [Ba89].

Betrachtet man die Messung einer Messgröße  $x$ , so erhält man aus  $N$  Messungen für diese Messgröße die Messwerte  $x_1, \dots, x_N$ . Für die Messwerte wird die Hypothese aufgestellt, dass diese gemäß einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion verteilt sind, die durch die Funktion  $f(x_i; \vec{\theta})$  parametrisiert werden kann. Die  $m$  unbekannt Parameter  $\vec{\theta} = (\theta_1, \dots, \theta_m)$  dieser Funktion sollen bei der Anpassung an die Messwerte bestimmt werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass der Messwert  $x_i$  in einem Intervall  $[x_i; x_i + dx_i]$  der Funktion  $f(x_i; \vec{\theta})$  liegt, ist durch  $f(x_i; \vec{\theta})dx_i$  gegeben. Somit ergibt sich die Gesamtwahrscheinlichkeit, dass die Messwerte gemäß der aufgestellten Hypothese verteilt sind, zu

$$P = \prod_{i=1}^N f(x_i; \vec{\theta})dx_i. \quad (4.8)$$



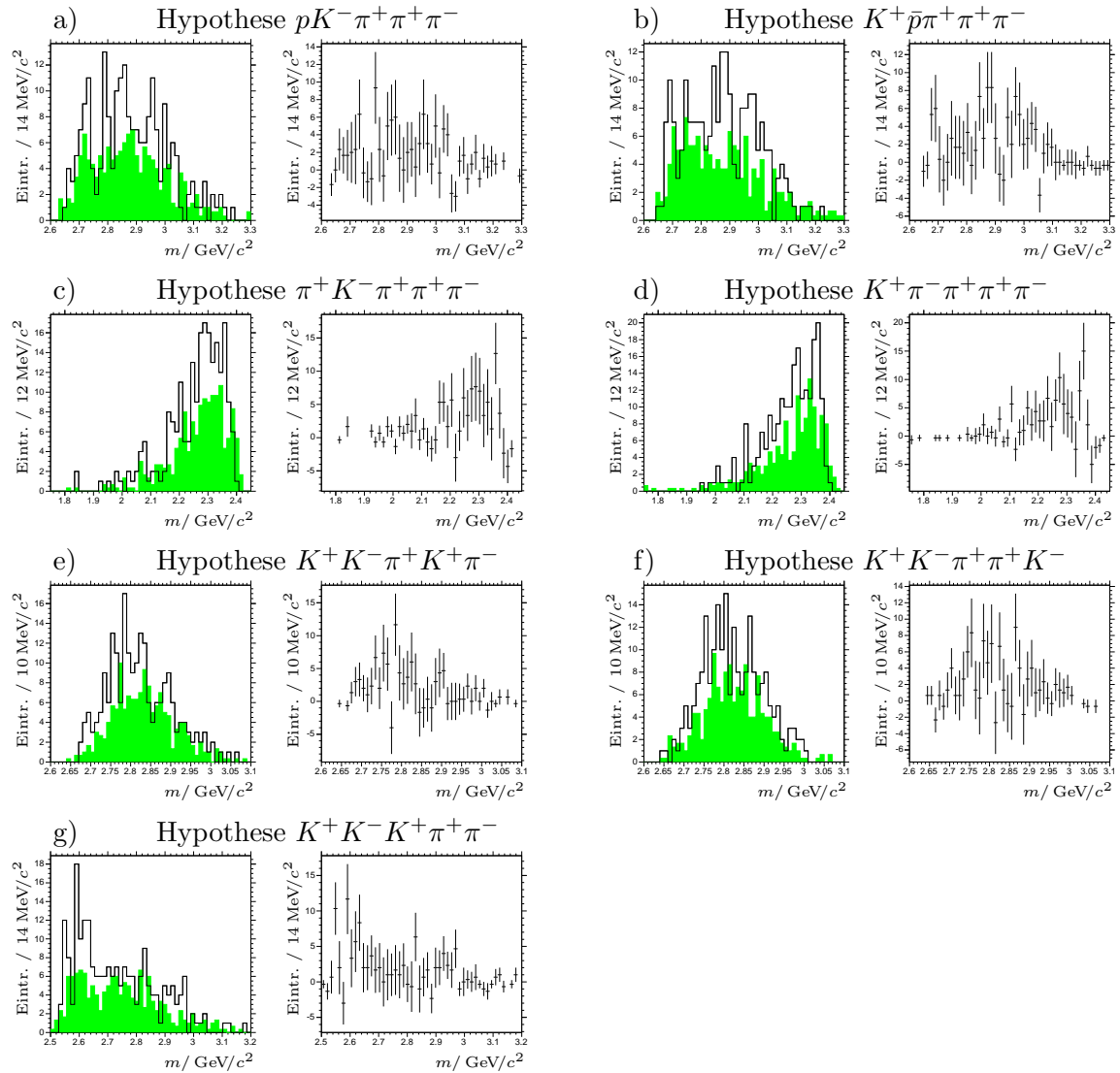


Abbildung 4.1: Untersuchung des Zerfalls  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$ . Durch Missidentifikation bei der Selektion von Kaon- und Pionkandidaten können die angegebenen hypothetischen Endzustände als Endzustand  $K^+ K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  rekonstruiert worden sein. Die Spektren zeigen die Verteilung der invarianten Masse dieser hypothetischen Endzustände. Für jede der Teilabbildungen a) - g) sind jeweils auf der linken Seite die Spektren für die  $D_{sJ}(2460)^+$ -Signalregion und die  $D_{sJ}(2460)^+$ -Seitenbandregionen (grau) gezeigt. Auf der rechten Seite ist das jeweils resultierende seitenbandsubtrahierte Spektrum für die  $D_{sJ}(2460)^+$ -Signalregion zu sehen. In den Verteilungen sind keine Strukturen zu erkennen, die auf einen Zerfall einer Resonanz in die angegebenen Endzustände hindeuten.

Wird die den Messwerten zugrunde liegende Wahrscheinlichkeitsdichte gut durch  $f(x_i; \vec{\theta})$  parametrisiert, so nimmt die Wahrscheinlichkeit  $P$  einen hohen Wert an. Beschreibt die Parametrisierung die Verteilung der Messwerte hingegen nur ungenügend, so nimmt  $P$  kleinere Werte an. Da die einzelnen  $dx_i$  unabhängig von den Parametern  $\vec{\theta}$  sind, gilt diese

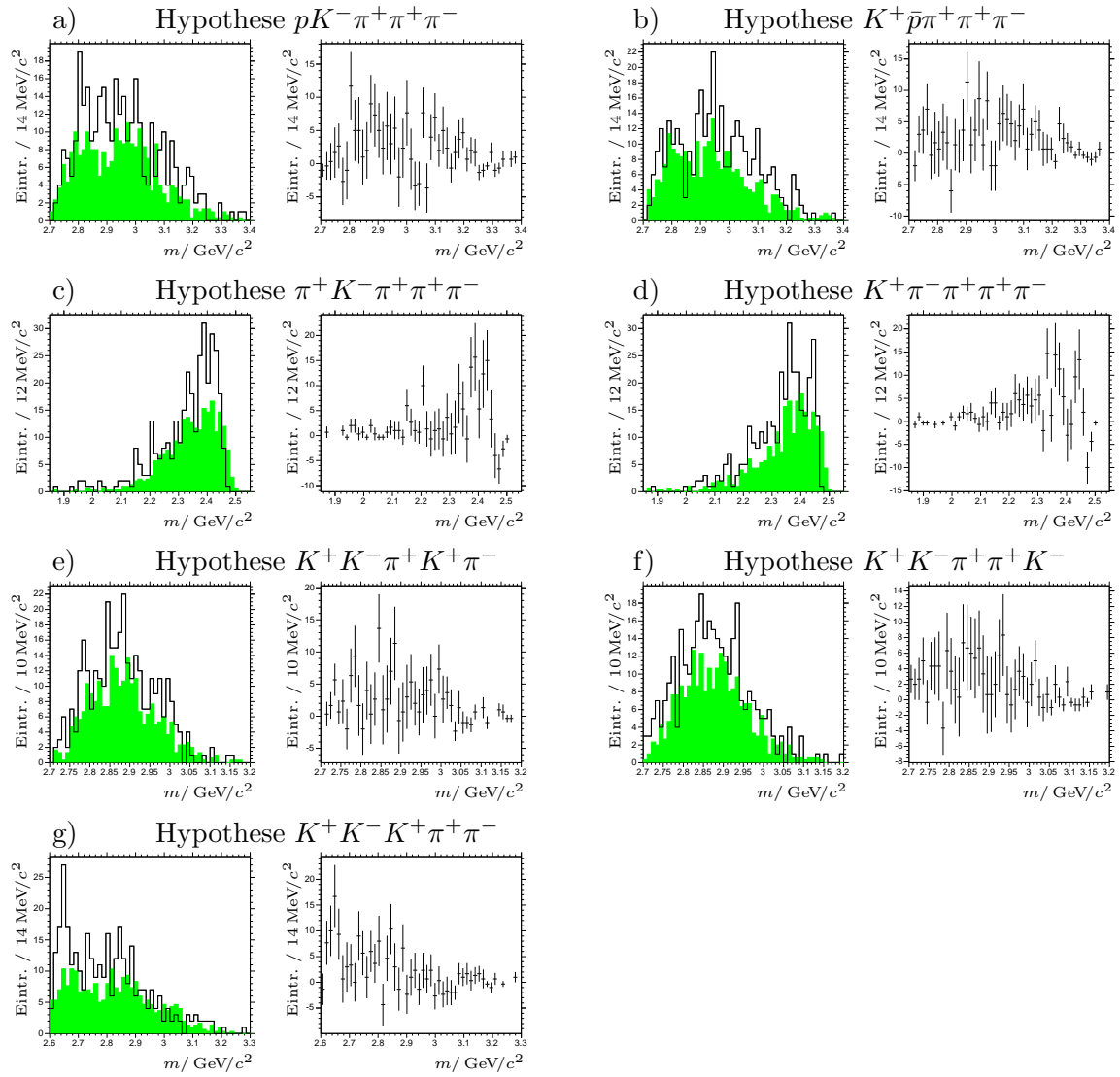


Abbildung 4.2: Untersuchung des Zerfalls  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$ . Durch Missidentifikation bei der Selektion von Kaon- und Pionkandidaten können die angegebenen hypothetischen Endzustände als Endzustand  $K^+ K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  rekonstruiert worden sein. Die Spektren zeigen die Verteilung der invarianten Masse dieser hypothetischen Endzustände. Für jede der Teilabbildungen a) - g) sind jeweils auf der linken Seite die Spektren für die  $D_{s1}(2536)^+$ -Signalregion und die  $D_{s1}(2536)^+$ -Seitenbandregionen (grau) gezeigt. Auf der rechten Seite ist das jeweils resultierende seitenbandsubtrahierte Spektrum für die  $D_{s1}(2536)^+$ -Signalregion zu sehen. In den Verteilungen sind keine Strukturen zu erkennen, die auf einen Zerfall einer Resonanz in die angegebenen Endzustände schließen ließe.

Überlegung auch für die so genannte *Likelihood-Funktion*

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N f(x_i; \vec{\theta}). \quad (4.9)$$

Ziel der Anpassung ist es, die Werte der Parameter so zu bestimmen, dass die Likelihood-

Funktion ein Maximum annimmt. Da das Produkt aus den einzelnen Werten  $f(x_i; \vec{\theta})$  für eine große Anzahl von Messwerten  $N$  sehr kleine Werte annehmen kann, die mit numerischen Methoden kaum von Null zu unterscheiden sind, wird bei der Anpassung der natürliche Logarithmus der Größe  $\mathcal{L}$  betrachtet. Üblicherweise wird statt des maximalen Werts der Größe  $\ln \mathcal{L}$  das Minimum der Größe

$$-\ln \mathcal{L} = -\sum_{i=1}^N \ln f(x_i; \vec{\theta}) \quad (4.10)$$

bestimmt.

Die der Likelihood-Funktion zu Grunde liegende Funktion  $f(x_i; \theta)$  wird üblicherweise für das bei der Anpassung betrachtete Intervall der Messgröße  $x$  normiert. Soll bei der Anpassung der Funktion  $f(x_i, \vec{\theta})$  an die Messwerte die unter der aufgestellten Hypothese erwartete Anzahl  $N_e$  der Ereignisse ermittelt werden, muss die Likelihood-Funktion um die Poisson-Wahrscheinlichkeit erweitert werden, dass  $N_e$  Ereignisse aus  $N$  Ereignissen beobachtet werden. Mit dieser Erweiterung ergibt sich der Logarithmus der Likelihood-Funktion zu

$$-\ln \mathcal{L} = -\sum_{i=1}^N \ln f(x_i; \theta) - \ln \left( e^{-N_e} \left( \frac{N_e^N}{N!} \right) \right). \quad (4.11)$$

Bei der Suche nach dem Minimum dieser Funktion kann der konstante Faktor  $N!$  vernachlässigt werden, so dass das Minimum der so genannten *Extended-Likelihood-Funktion*

$$-\ln \mathcal{L} = -\sum_{i=1}^N \ln f(x_i; \theta) + N_e - N \ln N_e \quad (4.12)$$

$$= -\sum_{i=1}^N N_e f(x_i; \theta) + N_e \quad (4.13)$$

ermittelt wird. Die Anzahl  $N_e$  geht dabei als zusätzlicher freier Parameter in die Anpassung ein.

#### 4.2.2 Bestimmung der Signal-Linienform

Um bei der Anpassung an die Messdaten die Linienform des  $D_{sJ}^*(2317)^{+-}$ ,  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$ -Signals unabhängig von den Messdaten parametrisieren zu können, wird die Linienform der Signale mit Hilfe von Signal-Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt.

Die beobachtete Linienform eines Signals ist durch die Faltung der intrinsischen Linienform des betrachteten Zustands mit einer Funktion gegeben, mit der das Auflösungsvermögen des Detektors beschrieben wird. Kann das Auflösungsvermögen des Detektors beispielsweise mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt werden, so kann prinzipiell für ein beobachtetes Signal die intrinsische Linienform ermittelt werden. Aufgrund der geringen Anzahl der aus den Messdaten rekonstruierten Zerfälle kann diese für die Zustände  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  nicht mit Hilfe der hier vorliegenden Analyse bestimmt werden. Daher wird zur Parametrisierung der Linienform der Signale ein Modell verwendet, welches die beobachtete Signal-Linienform der Simulationsdaten gut beschreibt, die intrinsische Linienform der Zustände aber nicht explizit berücksichtigt.

Betrachtet man die in den Abbildungen 3.5a), 3.6a) und 3.7a) gezeigten Spektren der invarianten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse und die angepassten Gaußkurven, so wird deutlich, dass eine einfache Gaußverteilung nicht in der Lage ist, die Linienform der Signale adäquat zu beschreiben. Dieses Modell reicht zwar aus, um den Mittelwert und die Breite der bei der Optimierung herangezogenen Massenfenster zu definieren, für die weitere Untersuchung ist jedoch ein Modell nötig, welches die Verteilung der invarianten Masse besser beschreibt. Um die Form des Signals im Bereich des Mittelwerts und für Werte der invarianten Masse, welche größere Abweichungen zum Mittelwert des Signals aufweisen, besser beschreiben zu können, wird statt einer einfachen Gaußfunktion die Summe aus drei Gaußfunktionen verwendet. Dabei sollen die einzelnen Gaußfunktionen über einen gemeinsamen Mittelwert, aber unterschiedliche Breiten verfügen:

$$\begin{aligned} f_k(m) &= r_{k1} \cdot g_{k1}(m; \mu_k, \sigma_{k1}) \\ &+ r_{k2} \cdot g_{k2}(m; \mu_k, \sigma_{k2}) \\ &+ (1 - r_{k1} - r_{k2}) \cdot g_{k3}(m; \mu_k, \sigma_{k3}) \end{aligned} \quad (4.14)$$

mit

$$g_{kl}(m; \mu_k, \sigma_{kl}) = C \cdot e^{-\left(\frac{(m-\mu_k)^2}{2\sigma_{kl}^2}\right)} \quad (l = 1, 2, 3). \quad (4.15)$$

Der Index  $k$  mit  $k = 1, 2, 3$  bezeichnet dabei das  $D_{sJ}^*(2317)^{+-}$ ,  $D_{sJ}(2460)^{+-}$  und  $D_{s1}(2536)^{+-}$ -Signal und die Größe  $\mu_k$  den gemeinsamen Mittelwert der drei Gaußkurven  $g_{k1}$ ,  $g_{k2}$  und  $g_{k3}$ , deren Varianzen durch die Größen  $\sigma_{k1}$ ,  $\sigma_{k2}$  und  $\sigma_{k3}$  gegeben sind. Die Konstante  $C$  dient der Normierung der Gaußkurven. Die Faktoren  $r_{k1}$  und  $r_{k2}$  bezeichnen die relativen Anteile der Funktionen  $g_{k1}$  und  $g_{k2}$  am Integral der Funktion  $f_k$ . Aus der Normierungsbedingung für die Funktion  $f_k(m)$  ergibt sich für die Funktion  $g_{k3}$  ein relativer Anteil von  $(1 - r_{k1} - r_{k2})$ .

Mit Hilfe der Maximum-Likelihood-Methode wird die Funktion  $f_k(m)$  an die Verteilung der invarianten Masse der aus Signal-Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten angepasst. Dabei sollen die Kandidaten die im vorhergehenden Kapitel erläuterten Selektionskriterien erfüllen. Weiterhin wird der in Abschnitt 3.4.2 beschriebene Truth-Match für die rekonstruierten Kandidaten gefordert, so dass die Verteilung der invarianten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse frei von kombinatorischem Untergrund ist. Auf diese Weise ist bei der Anpassung an die Simulationsdaten nur eine Parametrisierung des Signals nötig. Die Spektren der invarianten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse sind in Abbildung 4.3 zusammen mit der angepassten Kurve zu sehen. Die ermittelten Parameter der Funktion  $f_k(m)$  sind in Tabelle 4.2 angeführt.

Die Form der Signale wird jeweils durch die Summe zweier schmaler und einer breiten Gaußkurve beschrieben. Für die Parametrisierung des  $D_{sJ}^*(2317)^{+-}$  und  $D_{sJ}(2460)^{+-}$ -Signals beträgt der Anteil der Fläche der beiden schmalen Kurven zusammen über 95% der Gesamtfläche und für die Parametrisierung des  $D_{s1}(2536)^{+-}$ -Signals etwa 90%. Um die Breiten der Funktionen  $f_k(m)$  besser vergleichen zu können, ist in der Tabelle jeweils die volle Breite  $\Gamma$  bei halber Höhe der Kurve angegeben. Bei der Simulation der Ereignisse sind die Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$  und  $D_{sJ}(2460)^+$  mit einer intrinsischen Breite von  $0,1 \text{ MeV}/c^2$  und der Zustand  $D_{s1}(2536)^+$  mit einer intrinsischen Breite von  $1 \text{ MeV}/c^2$  generiert worden.

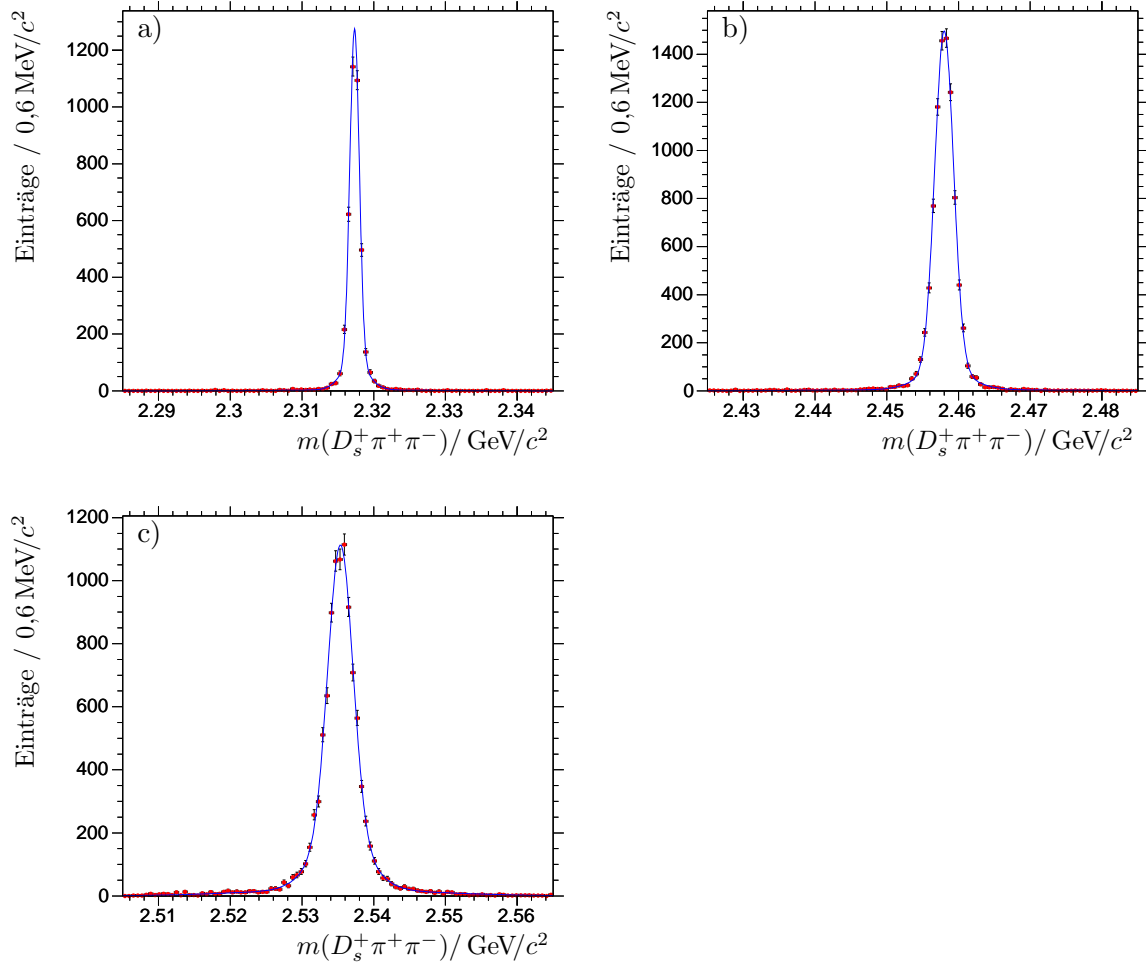


Abbildung 4.3: Verteilung der invarianten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse für a)  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -, b)  $D_{sJ}(2460)^+$ - und c)  $D_{s1}(2536)^+$ -Signal-Monte-Carlo-Ereignisse. Zur Parametrisierung der Signal-Linienform werden die Funktionen  $f(m; \mu_k)$  mit Hilfe der Maximum Likelihood Methode an die Verteilungen angepasst. Die angepassten Kurven sind zusammen mit den Verteilungen gezeigt. Wie man sieht, wird die Linienform der Signale gut durch die Summe zweier schmaler Gaußfunktionen und einer breiten Gaußfunktion beschrieben, die über denselben Mittelwert verfügen.

Vergleicht man diese Breiten mit den angegebenen Werten  $\Gamma$ , so ist ersichtlich, dass die Breite der Signale im Wesentlichen durch die Detektorauflösung bestimmt wird. Daher ist die Annahme des Modells  $f_k(m)$  zur Parametrisierung der Signal-Linienform, welches die intrinsische Linienform nicht explizit berücksichtigt, gerechtfertigt.

Wie man der Tabelle 4.2 entnimmt, stimmen die bei der Anpassung bestimmten Mittelwerte  $\mu_k$  der Verteilungen der invarianten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse gut mit den in der Simulation verwendeten Massen der Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$ ,  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  überein. So liegen die in der Simulation verwendeten Massen der Zustände  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  innerhalb der Fehlergrenzen des Mittelwerts des  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -

		$D_{sJ}^*(2317)^+$ ( $k = 1$ )	$D_{sJ}(2460)^+$ ( $k = 2$ )	$D_{s1}(2536)^+$ ( $k = 3$ )
<b>Monte-Carlo-Daten</b>	<b>Parameter</b>			
	$\mu_k / \text{MeV}/c^2$	$2317,33 \pm 0,01$	$2458,01 \pm 0,02$	$2535,35 \pm 0,02$
	$r_{k1}$	$0,80 \pm 0,03$	$0,84 \pm 0,02$	$0,66 \pm 0,05$
	$r_{k2}$	$0,17 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,02$	$0,24 \pm 0,04$
	$\sigma_{k1} / \text{MeV}/c^2$	$0,66 \pm 0,02$	$1,31 \pm 0,03$	$1,73 \pm 0,06$
	$\sigma_{k2} / \text{MeV}/c^2$	$1,83 \pm 0,15$	$3,49 \pm 0,36$	$3,63 \pm 0,31$
	$\sigma_{k3} / \text{MeV}/c^2$	$10,2 \pm 0,9$	$17,4 \pm 2,4$	$12,6 \pm 0,6$
	<b>Breite</b>			
	$\Gamma / \text{MeV}/c^2$	1,6	3,2	4,5
<b>Messdaten</b>	<b>Parameter</b>			
	$\mu_k / \text{MeV}/c^2$	2317,33 (fixiert)	$2460,11 \pm 0,34$	$2534,34 \pm 0,38$
	$N_k$	$0,6 \pm 1,8$	$66,9 \pm 11,4$	$123,9 \pm 17,8$

Tabelle 4.2: Ergebnisse der Anpassung an die Verteilung der invarianten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse für Signal-Monte-Carlo-Ereignisse und Messdaten. Aus der Anpassung an die Simulationsdaten werden die in der Tabelle angegebenen Parameter der Funktionen  $f_k(m)$  bestimmt. Neben den ermittelten Werten ist die volle Breite  $\Gamma$  bei halber Höhe der Kurven aufgeführt. Bei der Anpassung der Funktion  $F(m)$  an die Messdaten werden die Werte der Parameter mit Ausnahme des Mittelwerts des  $D_{sJ}(2460)^+$ - und des  $D_{s1}(2536)^+$ -Signals ( $\mu_2, \mu_3$ ) auf die bei der Anpassung an die Simulationsdaten ermittelten Werte fixiert. Die bei der Anpassung an die Messdaten bestimmten Mittelwerte und die Anzahl  $N_k$  der rekonstruierten Zerfälle der betrachteten Zustände sind ebenfalls angegeben.

Signals. Ebenso weist der Mittelwert des  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Signals keine signifikante Abweichung zu der in der Simulation verwendeten Masse des Zustands  $D_{sJ}^*(2317)^+$  auf.

### 4.2.3 Anpassung an die Messdaten

Unter Verwendung der ermittelten Funktionen  $f_k(m)$  zur Parametrisierung der Signal-Linienform kann nun aus einer Anpassung an die Messdaten die Anzahl der rekonstruierten  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -,  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Zerfälle bestimmt werden. Zur Beschreibung der Form des Untergrunds wird dabei ein Polynom dritten Grads verwendet. Insgesamt wird somit die Funktion

$$F(m) = \sum_{k=1}^3 N_k \cdot f_k(m) + N_B \cdot \sum_{j=1}^3 a_j m^j \quad (4.16)$$

an die Messdaten angepasst. Dabei bezeichnet die Größe  $N_k$  die Anzahl der Signaleinträge des  $k$ -ten Signals und  $N_B$  die Anzahl der Untergrundeinträge. Diese Größen und die Koeffizienten  $a_j$  des Polynoms werden bei der Anpassung an die Messdaten bestimmt. Für die Anzahl  $N_1$  der  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Signaleinträge werden auch negative Werte zugelassen. Eine Beschränkung auf den Wertebereich  $N_1 \geq 0$  würde zu einer nicht-gaußförmigen Verteilung

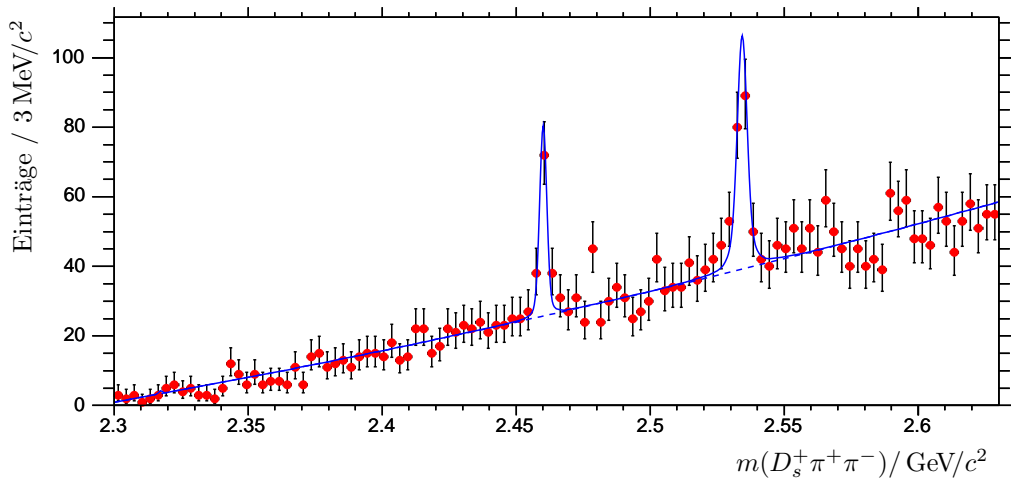


Abbildung 4.4: Verteilung der invarianten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse für Messdaten und die daran mit Hilfe der Maximum-Likelihood-Methode angepasste Funktion  $F(m)$  zur Parametrisierung der Form der Signale und des Untergrunds. Der Anteil der Funktion zur Parametrisierung des Untergrunds ist im Bereich des  $D_{s,J}(2460)^+$ - und des  $D_{s1}(2536)^+$ -Signals als gestrichelte Linie eingezeichnet. Man erkennt, dass die mit Hilfe von Signal-Monte-Carlo-Ereignissen ermittelte Linienform das beobachtete  $D_{s,J}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Signal adäquat beschreibt. Bei der Anpassung wurde ebenfalls eine Funktion zur Beschreibung der  $D_{s,J}^*(2317)^+$ -Signal-Linienform berücksichtigt.

des Fehlers dieser Größe führen, wodurch die zu ermittelnde obere Grenze für das relative Verzweigungsverhältnis systematisch zu höheren Werten hin verschoben würde. Die Form der Signale wird durch die Funktionen  $f_k(m)$  parametrisiert, wobei die Breiten  $\sigma_{kl}$  und die relativen Anteile  $r_{kl}$  auf die in der Tabelle 4.2 angegebenen Werte fixiert werden. Der Mittelwert  $\mu_1$  des  $D_{s,J}^*(2317)^+$ -Signals wird ebenfalls auf den in der Tabelle angegebenen Wert fixiert, während die Mittelwerte des  $D_{s,J}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Signals als freie Parameter bei der Anpassung bestimmt werden.

Die Funktion  $F(m)$  wird mit Hilfe der Maximum-Likelihood-Methode an die Verteilung der invarianten Masse der aus den Messdaten rekonstruierten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten angepasst. Das Spektrum der invarianten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse ist zusammen mit der angepassten Funktion in Abbildung 4.4 zu sehen. Die ermittelte Anzahl der Signaleinträge und die erhaltenen Mittelwerte des  $D_{s,J}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Signals sind in Tabelle 4.2 angegeben.

Der bei der Anpassung bestimmte Mittelwert  $\mu_2 = (2460,11 \pm 0,34) \text{ MeV}/c^2$  für das  $D_{s,J}(2460)^+$ -Signal weicht um etwa  $2 \text{ MeV}/c^2$  von den für Signal-Monte-Carlo-Ereignissen bestimmten Mittelwert ab (vgl. Tabelle 4.2). Durch die Analyse des Systems  $D_s^+ \pi^0 \gamma$  (vgl. Abschn. 4.3.5) wurde für die  $D_{s,J}(2460)^+$ -Masse ein Wert von  $(2459,1 \pm 1,3 \text{ (stat.)} \pm 1,2 \text{ (sys.)}) \text{ MeV}/c^2$  [Pa04] ermittelt. Der bei der Anpassung an die invariante  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse bestimmte Mittelwert des  $D_{s,J}(2460)^+$ -Signals stimmt gut mit diesem Wert überein. Weiterhin sind beide Werte in guter Übereinstimmung mit dem von der *Particle Data*

Group für die  $D_{sJ}(2460)^+$ -Masse angegebenen Wert von  $(2459,3 \pm 1,3) \text{ MeV}/c^2$  [PG04]. Die beobachteten Werte zeigen, dass für die Simulation der  $D_{sJ}(2460)^+$ -Zerfälle der verwendete Wert der  $D_{sJ}(2460)^+$ -Masse als zu niedrig angenommen wurde. Eine Änderung der in der Simulation verwendeten  $D_{sJ}(2460)^+$ -Massen um die beobachtete Differenz sollte allerdings keinen Einfluss auf die ermittelte Linienform des Signals und die Rekonstruktionseffizienz haben. Daher wurden die Signal-Monte-Carlo-Ereignisse nicht erneut mit einem korrigierten Wert für die  $D_{sJ}(2460)^+$ -Masse produziert. Ebenso wurde die für den Zerfall  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  simulierten Ereignisse nicht erneut produziert. Die beobachtete Abweichung des Mittelwerts des  $D_{sJ}(2460)^+$ -Signals zu dem in der Simulation verwendeten Wert beträgt hier etwa  $1 \text{ MeV}/c^2$ .

Aus der Anpassung an die Messdaten ergibt sich die Anzahl der Signaleinträge des hypothetischen  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Signals zu  $N_1 = 1 \pm 2$ . Die Anzahl der rekonstruierten  $D_{sJ}(2460)^+$ - bzw.  $D_{s1}(2536)^+$ -Zerfälle ergibt sich zu  $N_2 = 67 \pm 11$  bzw.  $N_3 = 124 \pm 18$ .

## 4.3 Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse

### 4.3.1 Methode

Würde die Simulation der untersuchten Zerfallskanäle die Messdaten der rekonstruierten Zerfälle exakt wiedergeben, so ließe sich das relative Verzweigungsverhältnis eines Zustands in die beiden Endzustände 1 und 2 durch die einfache Beziehung

$$\frac{\mathcal{B}(1)}{\mathcal{B}(2)} = \frac{N_1}{N_2} \cdot \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \quad (4.17)$$

ermitteln. Dabei sind  $N_1$  und  $N_2$  die Anzahl der für die Zerfallskanäle in die Endzustände 1 und 2 rekonstruierten Zerfälle. Die Größen  $\epsilon_1$  und  $\epsilon_2$  bezeichnen die Effizienz zur Rekonstruktion der betrachteten Zerfallskanäle. Zur Ermittlung der Rekonstruktionseffizienz wird die Anzahl der aus Signal-Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten Kandidaten ermittelt. Aus dem Verhältnis dieser Anzahl und der Anzahl der ursprünglich in den Simulationsereignissen generierten Ereignisse erhält man die Rekonstruktionseffizienz.

Weichen allerdings die Simulationsdaten für eine bestimmte Messgröße von den Messdaten ab, so ist das Auftreten eines systematischen Fehlers bei der Bestimmung des relativen Verzweigungsverhältnisses nicht auszuschließen, wenn die Rekonstruktionseffizienz von eben dieser Größe abhängt. Bei der beim *BABAR*-Experiment vorliegenden Schwerpunktsenergie ist die korrekte Simulation von  $c\bar{c}$ -Fragmentationsereignissen ein schwieriges und von vielen Parametern abhängiges Problem. Dabei stellt der Impuls der generierten Zustände im Schwerpunktsystem eine wichtige kinematische Größe dar. Abweichungen zwischen der Impulsverteilung für Simulations- und Messdaten sind daher nicht auszuschließen. Da, wie im Folgenden noch zu zeigen ist, die Rekonstruktionseffizienz vom Impuls  $p^*$  der rekonstruierten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten im Schwerpunktsystem abhängt, würde eine von den Messdaten abweichende Impulsverteilung der Simulationsdaten zu einem fehlerhaften Ergebnis für das Verzweigungsverhältnis führen. Dieses Problem läßt sich lösen, indem die Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit vom Impuls  $p^*$  bestimmt wird.



Die Bestimmung der impulsabhängigen Effizienz  $\epsilon(p^*)$  wird in Abschnitt 4.3.2 erläutert. Dabei werden die bereits angesprochenen Korrekturen (vgl. Abschn. 3.3.2 u. 3.3.3) angebracht, um den Unterschieden in der Effizienz zwischen Simulations- und Messdaten bei der Spurrekonstruktion und der Identifikation von Pionkandidaten Rechnung zu tragen. Um die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle zu bestimmen, wird die Verteilung der invarianten Masse der aus den Messdaten rekonstruierten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten mit dem reziproken Wert der impulsabhängigen Effizienz gewichtet und mit Hilfe einer Anpassung an die gewichteten Messdaten die Anzahl der Signaleinträge bestimmt (Abschn. 4.3.3). Für die ermittelten Werte werden anschließend systematische Fehler untersucht (Abschn. 4.3.4).

Die obere Grenze für das relative Verzweigungsverhältnis

$$\frac{\mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0)} \quad (4.18)$$

und das relative Verzweigungsverhältnis

$$\frac{\mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0 \gamma)} \quad (4.19)$$

werden unter Verwendung der Zerfallskanäle  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0$  und  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0 \gamma$  bestimmt, die bereits im Rahmen des *BABAR*-Experiments untersucht wurden. Die bei dieser Analyse erzielten Ergebnisse werden in Abschnitt 4.3.5 vorgestellt. Aus der effizienzkorrigierten Anzahl der rekonstruierten Zerfälle können unter Berücksichtigung der statistischen und systematischen Fehler mit Hilfe der Gleichung (4.17) das relative Verzweigungsverhältnis (4.19) und die obere Grenze für das relative Verzweigungsverhältnis (4.18) ermittelt werden (Abschn. 4.3.6). Weiterhin kann aus der effizienzkorrigierten Anzahl der rekonstruierten Zerfälle  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  und  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  das Verhältnis

$$\frac{\sigma(D_{s1}(2536)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)}{\sigma(D_{sJ}(2460)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)} \quad (4.20)$$

bestimmt werden, wobei  $\sigma(D_{s1}(2536)^+)$  und  $\sigma(D_{sJ}(2460)^+)$  die integrierten Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Zustände  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  oberhalb eines Impulses  $p^*$  von  $3,2 \text{ GeV}/c$  im Schwerpunktsystem in  $e^+e^-$ -Annihilationsereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von  $10,58 \text{ GeV}$  bezeichnen.

### 4.3.2 Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz

Im Folgenden soll die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz für die betrachteten Zerfälle erläutert werden. Wie bereits erwähnt wurde, müssen einige Korrekturen angebracht werden, um eine bessere Übereinstimmung zwischen den Simulationsdaten und den Messdaten zu erzielen und so eine korrekte Bestimmung der Effizienz zu ermöglichen. Da eine der angebrachten Korrekturen aus technischen Gründen bereits vor der eigentlichen Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz auf die Simulationsdaten angewandt werden muß, werden die durchgeführten Korrekturen zuerst besprochen. Anschließend wird erläutert, wie die impulsabhängige Rekonstruktionseffizienz bestimmt wird.

### 4.3.2.1 Korrekturen

Obwohl die mit Hilfe der *BABAR*-Simulationssoftware gewonnen Monte-Carlo-Daten von hoher Qualität sind, müssen einige Korrekturen angebracht werden, um eine noch bessere Übereinstimmung zwischen diesen und den Messdaten zu erzielen. Diskrepanzen zwischen Simulations- und Messdaten treten zum einen in der Nachweiseffizienz bei der Rekonstruktion der Spuren von geladenen Teilchen auf. Weiterhin zeigen sich Unterschiede in der Akzeptanz der zur Teilchenidentifikation verwendeten Selektions-Algorithmen, da hier typischerweise die Messwerte mehrerer Detektorkomponenten ausgewertet werden.

Die obere Grenze für das relative Verzweigungsverhältnis (4.18) und das relative Verzweigungsverhältnis (4.19) werden unter Verwendung der Ergebnisse der bereits im Rahmen des *BABAR*-Experiments durchgeführten Analyse der Zerfälle  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  und  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0\gamma$  bestimmt. Dabei wurden bei der Rekonstruktion der  $D_s^+$ -Kandidaten dieselben Kriterien zur Selektion der Kaon- und Pionkandidaten angewandt, die auch bei der Rekonstruktion der  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten zur Selektion der  $D_s^+$ -Kandidaten angewandt wurden. Durch die konsistente Selektion der Kaon- und Pionkandidaten bei der Rekonstruktion der  $D_s^+$ -Kandidaten heben sich bei der Bestimmung der relativen Verhältnisse (4.18), (4.19) und (4.20) mögliche Diskrepanzen zwischen Simulations- und Messdaten auf. Daher werden die im Folgenden zu erläuternden Kriterien nur auf die Pionkandidaten der rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten angewandt, die nicht zur Rekonstruktion der  $D_s^+$ -Kandidaten der betreffenden  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten herangezogen wurden.

#### 4.3.2.1.1 Spurrekonstruktion

Die Effizienz bei der Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen läßt sich mit Hilfe von Ereignissen ermitteln, für die die Anzahl der geladenen Endzustandsteilchen genau bekannt ist [A104]. Betrachtet man dazu Ereignisse, für die beispielsweise aufgrund der Kinematik der Ereignisse sicher gestellt ist, dass diese tatsächlich  $n$  geladene Endzustandsteilchen umfassen, so kann die Nachweiseffizienz  $\epsilon$  für eins der Endzustandsteilchen durch die Beziehung

$$\epsilon A = \frac{N_n}{N_{n-1} + N_n} \quad (4.21)$$

ermittelt werden. Dabei ist die Größe  $A$  die geometrische Akzeptanz des Detektors,  $N_n$  ist die Anzahl der Ereignisse, in denen tatsächlich  $n$  Spuren nachgewiesen werden konnten und  $N_{n-1}$  ist die Anzahl der Ereignisse, für die nur  $n - 1$  Spuren gefunden werden konnten. Bestimmt man die Größe  $\epsilon A$  für Monte-Carlo-Ereignisse und Messdaten, so ergibt sich der für die weitere Betrachtung benötigte Korrekturfaktor zwischen Simulations- und Messdaten zu

$$\Delta = 1 - \frac{\epsilon_D A}{\epsilon_{MC} A} = 1 - \frac{\epsilon_D}{\epsilon_{MC}}, \quad (4.22)$$

wobei  $\epsilon_{MC}$  und  $\epsilon_D$  die für Simulations- und Messdaten ermittelten Effizienzen sind. Die geometrische Akzeptanz des Detektors kürzt sich bei der Bildung des Verhältnisses heraus.

Zur Ermittlung des Korrekturfaktors werden Ereignisse mit Reaktionen der Art  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  herangezogen. Es werden Ereignisse untersucht, bei denen eins der  $\tau$ -Leptonen

gemäß der Reaktion  $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- h^+ \nu_\tau$  oder  $\tau^+ \rightarrow \rho h^+ \nu_\tau \rightarrow \pi^+ \pi^- h^+ \nu_\tau$  zerfällt, wobei das Teilchen  $h^+$  ein geladenes Kaon oder Pion ist. Das entgegengesetzt geladene Lepton soll für diese Ereignisse gemäß der Reaktion  $\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$  zerfallen. Weiterhin werden Ereignisse untersucht, für die das eine  $\tau$ -Lepton gemäß der Zerfallskette  $\tau^+ \rightarrow \rho h^+ \nu_\tau \rightarrow \pi^+ \pi^- h^+ \nu_\tau$  und das andere  $\tau$ -Lepton gemäß der Reaktion  $\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$  zerfällt. Für diese drei Ereignistypen liegen gerade  $n = 4$  geladene Teilchen im Endzustand vor. Die betrachteten Ereignisse können mit Hilfe der Messwerte des nachgewiesenen Elektrons bzw. Myons und des nachgewiesenen Pionpaares sauber selektiert werden. Unter Forderung der *GoodTracksLoose*-Kriterien für die Spur des Teilchens  $h^+$  wird die Anzahl der Ereignisse ermittelt, in denen  $n = 4$  Spuren bzw.  $n - 1 = 3$  Spuren gefunden werden. Aus der für die Simulations- und Messdaten ermittelten Anzahl der Ereignisse mit vier bzw. drei nachgewiesenen geladenen Teilchen wird unter Verwendung des Ausdrucks (4.21) der Korrekturfaktor  $\Delta$  bestimmt. Die Größe  $\Delta$  wird dabei für jeden der drei untersuchten Ereignistypen bestimmt. Der gesuchte Korrekturfaktor ist durch den Mittelwert der ermittelten Einzelwerte gegeben. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wird die Differenz zwischen jeweils zwei Einzelwerten gebildet. Als systematischer Fehler wird die betragsmäßig größte Differenz herangezogen.

Für die in dieser Analyse herangezogene Datenmenge wird eine Korrektur von  $-0,8\%$  pro Spur ermittelt, die mit einem systematischen Fehler von  $\pm 1,3\%$  pro Spur verknüpft ist. Da die Korrektur der Simulationsdaten für die beiden Pionkandidaten der  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten durchgeführt werden muss, ergibt sich für die zu ermittelnde Effizienz insgesamt ein Korrekturfaktor von

$$c_{\text{trk}} = (100\% - 0,8\%)^2 = 0,984 \quad (4.23)$$

und ein systematischer Fehler für die Effizienz von

$$\Delta c_{\text{trk}} = 2 \cdot (\pm 1,3\%) = \pm 2,6\%. \quad (4.24)$$

#### 4.3.2.1.2 Pionidentifikation

Bei der Rekonstruktion der  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten wurde zur Selektion der beiden Pionkandidaten das Modul *PidPionLHSelector* verwendet. Für die verwendeten Selektionskriterien wurden Unterschiede in der Akzeptanz bei der Selektion von Pionen zwischen Simulations- und Messdaten festgestellt [Yu03], die für eine korrekte Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz korrigiert werden müssen.

Um Unterschiede in der Akzeptanz zwischen Monte-Carlo-Daten und Messdaten zu untersuchen, wird der sehr sauber zu selektierende Zerfall  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  betrachtet. Dieser wird einmal ohne die Forderung der Selektionskriterien zur Pionidentifikation und einmal unter Anwendung dieser Kriterien selektiert. Anschließend wird jeweils die Anzahl der rekonstruierten Zerfälle bestimmt. Aus dem Verhältnis der ermittelten Anzahl ergibt sich die Selektionseffizienz. Der Unterschied in der Akzeptanz ist durch das Verhältnis der für Simulations- und Messdaten ermittelten Effizienz gegeben. Diese relativen Effizienzen werden in Abhängigkeit vom Impulsbetrag sowie vom Polar- und Azimutalwinkel der Flugrichtung der rekonstruierten Pionkandidaten bestimmt und tabelliert.

Mit Hilfe der erstellten Tabellen kann die Akzeptanz für die Selektion der Pionkandidaten der aus Signal-Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten korrigiert werden. Technisch gesehen geschieht dies wie folgt: Bei der Selektion von Pionkandidaten werden die vom Modul *PidPionLHSelector* akzeptierten Kandidaten in einer Liste gespeichert, auf die bei der späteren Rekonstruktion der  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten zurückgegriffen wird. Um die benötigten Korrekturen vorzunehmen, wird das Framework um ein zusätzliches Modul erweitert, mit dessen Hilfe die tabellierten relativen Effizienzen in Abhängigkeit vom Impuls und Flugrichtung der Kandidaten der erstellten Liste ausgelesen werden. Dabei werden nur Pionkandidaten berücksichtigt, die bei der Produktion der Signal-Monte-Carlo-Ereignisse auch tatsächlich als Pion generiert wurden. Wenn für einen Kandidaten die bestimmte relative Effizienz kleiner als eine aus dem Intervall  $[0; 1]$  ermittelte Zufallszahl ist, wird der betreffende Kandidat aus der vom Modul *PidPionLHSelector* erstellten Liste entfernt und somit nicht zur weiteren Rekonstruktion der  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten herangezogen.

Die mit dieser Methode durchgeführte Korrektur muss zur Laufzeit des Analysemoduls zur Rekonstruktion der betrachteten Zerfälle durchgeführt werden. Daher ist diese Korrektur in allen durchgeführten Schritten, die in diesem Kapitel besprochen werden, enthalten.

#### 4.3.2.2 Parametrisierung der Rekonstruktionseffizienz

Um die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle bestimmen zu können, müssen zunächst die zugehörigen Rekonstruktionseffizienzen bestimmt werden. Diese werden, wie bereits gesagt wurde, in Abhängigkeit vom Impuls  $p^*$  der rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten im Schwerpunktsystem ermittelt. Auf diese Weise können systematische Fehler, die durch eventuell auftretende Abweichungen in der  $p^*$ -Verteilung zwischen Simulations- und Messdaten auftreten, bei der Bestimmung der Effizienz ausgeschlossen werden.

Die Effizienz für die Rekonstruktion der einzelnen Zerfallskanäle wird mit Hilfe der für die betrachteten Zerfälle der Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$ ,  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  generierten Signal-Monte-Carlo-Ereignisse bestimmt. Die Effizienz ist prinzipiell durch das Verhältnis

$$\epsilon = \frac{N_r}{N_g} \quad (4.25)$$

gegeben, wobei  $N_g$  die Anzahl der für einen bestimmten Zerfallskanal generierten Ereignisse und  $N_r$  die Anzahl der aus diesen Ereignissen rekonstruierten Zerfälle sind. Zur Bestimmung der Anzahl  $N_r$  der rekonstruierten Zerfälle wird für die rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten der in Abschnitt 3.4.2 erläuterte Truth-Match gefordert.

Zur Rekonstruktion der  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten wurden die beiden  $D_s^+$ -Zerfallskanäle  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  und  $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$  herangezogen, wobei die Effizienz zur Rekonstruktion dieser Zerfallskanäle unterschiedlich ist. Um bei der Effizienzkorrektur der Messdaten eine Anpassung an den gesamten Datensatz der rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten vornehmen zu können, wird – wie im Folgenden erläutert wird – die kombinierte Rekonstruktionseffizienz zur Selektion der  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten unter Einbeziehung der beiden  $D_s^+$ -Zerfallskanäle bestimmt. Da das bei der Generierung der Signal-Monte-Carlo-Ereignisse

$D_s^+$ -Zerfall	$i$	Wichtungsfaktor $w_i$
$D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$	1	0,901
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$	2	1,105
$D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$	3	1

Tabelle 4.3: Wichtungsfaktoren für die angeführten  $D_s^+$ -Zerfallsmoden zur Bestimmung der durch Gleichung (4.26) definierten Effizienz.

verwendete Verhältnis der Verzweigungsverhältnisse der beiden  $D_s^+$ -Zerfallsmoden nicht mit dem für Daten beobachteten Verhältnis übereinstimmt, muss dabei eine entsprechende Wichtung der Simulationsdaten vorgenommen werden. Die notwendigen Wichtungsfaktoren wurden bei der Analyse der Zerfallskanäle  $D_{s,J}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  und  $D_{s,J}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0\gamma$  mit Hilfe der rekonstruierten Zerfälle  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  und  $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$  bestimmt [Pa04]. Bei der Simulation dieser Zerfälle wurde dasselbe  $D_s^+$ -Zerfallsmodell verwendet, welches zur Generierung der im Rahmen dieser Arbeit analysierten Monte-Carlo-Ereignisse herangezogen wurde (vgl. Abschn. 3.1.2). Somit können die dort ermittelten Wichtungsfaktoren zur Bestimmung der kombinierten Rekonstruktionseffizienz der  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten verwendet werden. Unter Verwendung der ermittelten Wichtungsfaktoren wird die in Gleichung (4.25) definierte Effizienz erweitert zu:

$$\epsilon = \frac{\sum_{i=1}^2 w_i N_{ri}}{\sum_{i=1}^3 w_i N_{gi}}. \quad (4.26)$$

Dabei bezeichnet die Größe  $N_{gi}$  die Anzahl der in der Simulation generierten Zerfälle, wobei die in den betrachteten Zerfällen produzierten  $D_s^+$ -Mesonen in den Zwischenzustand  $\phi\pi^+$  ( $i = 1$ ),  $\bar{K}^{*0}K^+$  ( $i = 2$ ) und nicht-resonant in den Endzustand  $K^+K^-\pi^+$  ( $i = 3$ ) zerfallen. Die Größe  $N_{ri}$  bezeichnet die Anzahl der aus diesen Ereignissen rekonstruierten Zerfälle. Da nur die beiden resonanten  $D_s^+$ -Zerfallsmoden zur Rekonstruktion herangezogen werden, läuft die Summe im Zähler nur bis  $i = 2$ . Die Wichtungsfaktoren  $w_i$  für die verschiedenen  $D_s^+$ -Zerfallsmoden sind in Tabelle 4.3 angegeben. Der Faktor zur Wichtung der Anzahl der generierten, nicht-resonant zerfallenden  $D_s^+$ -Mesonen wurde dabei willkürlich zu Eins gesetzt. Daher entspricht die unter Verwendung der kombinierten Rekonstruktionseffizienz (4.26) ermittelte, effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle nicht der tatsächlichen Anzahl der in der analysierten Datenmenge auftretenden Zerfälle. Bei der Bestimmung der oberen Grenze für das relative Verzweigungsverhältnis (4.19) hebt sich dieser Unterschied bei der Bildung des Verhältnisses der effizienzkorrigierten Anzahl der beiden Zerfälle  $D_{s,J}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  und  $D_{s,J}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  gerade auf. Somit kann die unter Verwendung der Gleichung (4.26) ermittelte, effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle zur Bestimmung der oberen Grenze des relativen Verzweigungsverhältnisses verwendet werden. Dies gilt ebenso für die Bestimmung der Verhältnisse (4.19) und (4.20).

Die durch Gleichung (4.26) definierte Effizienz wird in Abhängigkeit vom Impuls  $p^*$  bestimmt. Dazu wird die mit den Faktoren  $w_i$  gewichtete  $p^*$ -Verteilung der rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten durch die ebenfalls gewichtete, korrespondierende  $p^*$ -Verteilung der

	$D_{sJ}^*(2317)^+$	$D_{sJ}(2460)^+$	$D_{s1}(2536)^+$
<b>Parameter</b>			
$a_0$	$0,03 \pm 0,09$	$2,65 \pm 0,72$	$0,78 \pm 0,07$
$a_1/\text{GeV}/c$	$0,0005 \pm 0,05$	$1,89 \pm 0,57$	$0,38 \pm 0,04$
$a_2/(\text{GeV}/c)^2$	$0,006 \pm 0,006$	$0,43 \pm 0,15$	$0,04 \pm 0,01$
$a_3/(\text{GeV}/c)^3$	-	$0,03 \pm 0,01$	-
<b>Mittelwert</b>			
$\bar{\epsilon}$	0,053	0,068	0,068

Tabelle 4.4: Parametrisierung der Effizienz  $\epsilon(p^*) = \sum_i a_i(p^*)^i$  für die Rekonstruktion der Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$ ,  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  in Abhängigkeit von  $p^*$ . Weiterhin sind die für die impulsabhängigen Effizienzverteilungen bestimmten Mittelwerte  $\bar{\epsilon}$  angegeben.

generierten Zustände dividiert. Die gewichteten  $p^*$ -Verteilungen für die in den Simulations-Ereignissen generierten Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$ ,  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  sowie die korrespondierenden  $p^*$ -Verteilungen der rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten sind in Abbildung 4.5 zu sehen. Ebenso ist die aus diesen Verteilungen resultierende Verteilung der Effizienz 4.5 in Abhängigkeit vom Impuls  $p^*$  gezeigt. Man erkennt, dass die Effizienz für die rekonstruierten Zerfälle in der Tat eine Impulsabhängigkeit aufweist. Die Effizienz nimmt dabei zu höheren Impulsen hin zu. Eine mögliche Ursache dafür ist, dass größere Schwerpunktsimpulse der Mutterteilchen höhere Laborimpulse der Endzustandsteilchen implizieren und die Nachweiseffizienz bei der Spurrekonstruktion mit wachsenden Impulsen zunimmt. Zur Parametrisierung der Effizienz in Abhängigkeit vom Impuls  $p^*$  wird die Funktion  $\epsilon(p^*)$  an die ermittelten Verteilungen angepasst. Zur Anpassung an die Verteilung für  $D_{sJ}^*(2317)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Signal-Monte-Carlo-Ereignisse wird eine Parabel und zur Anpassung an die Verteilung für  $D_{sJ}(2460)^+$ -Signal-Monte-Carlo-Ereignisse ein Polynom dritten Grads verwendet. Die angepasste Funktion ist zusammen mit den Effizienzverteilungen in Abbildung 4.5 gezeigt. Die bei der Anpassung ermittelten Parameter der Funktion  $\epsilon(p^*)$  sind in Tabelle 4.4 angegeben.

Aus Gründen, die im Folgenden noch erläutert werden, wird für die ermittelten Verteilungen der impulsabhängigen Effizienz der Mittelwert  $\bar{\epsilon}$  bestimmt. Die ermittelten Werte für die einzelnen Verteilungen sind in Tabelle 4.4 angeführt.

### 4.3.3 Effizienzkorrektur der Messdaten

Durch Wichtung der Verteilung der invarianten Masse der aus den Messdaten rekonstruierten  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten mit der mittleren Rekonstruktionseffizienz  $\bar{\epsilon}/\epsilon(p^*)$  kann nun die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle bestimmt werden. Dazu wird die Funktion  $F(m)$  unter Verwendung der Maximum-Likelihood-Methode an die gewichtete Verteilung der Messdaten angepasst und die Anzahl der Signaleinträge ermittelt. Die Messdaten werden nicht direkt mit dem reziproken Funktionswert der ermittelten Funktion  $\epsilon(p^*)$  zur Parametrisierung der Rekonstruktionseffizienz gewichtet, da bei einer Wichtung

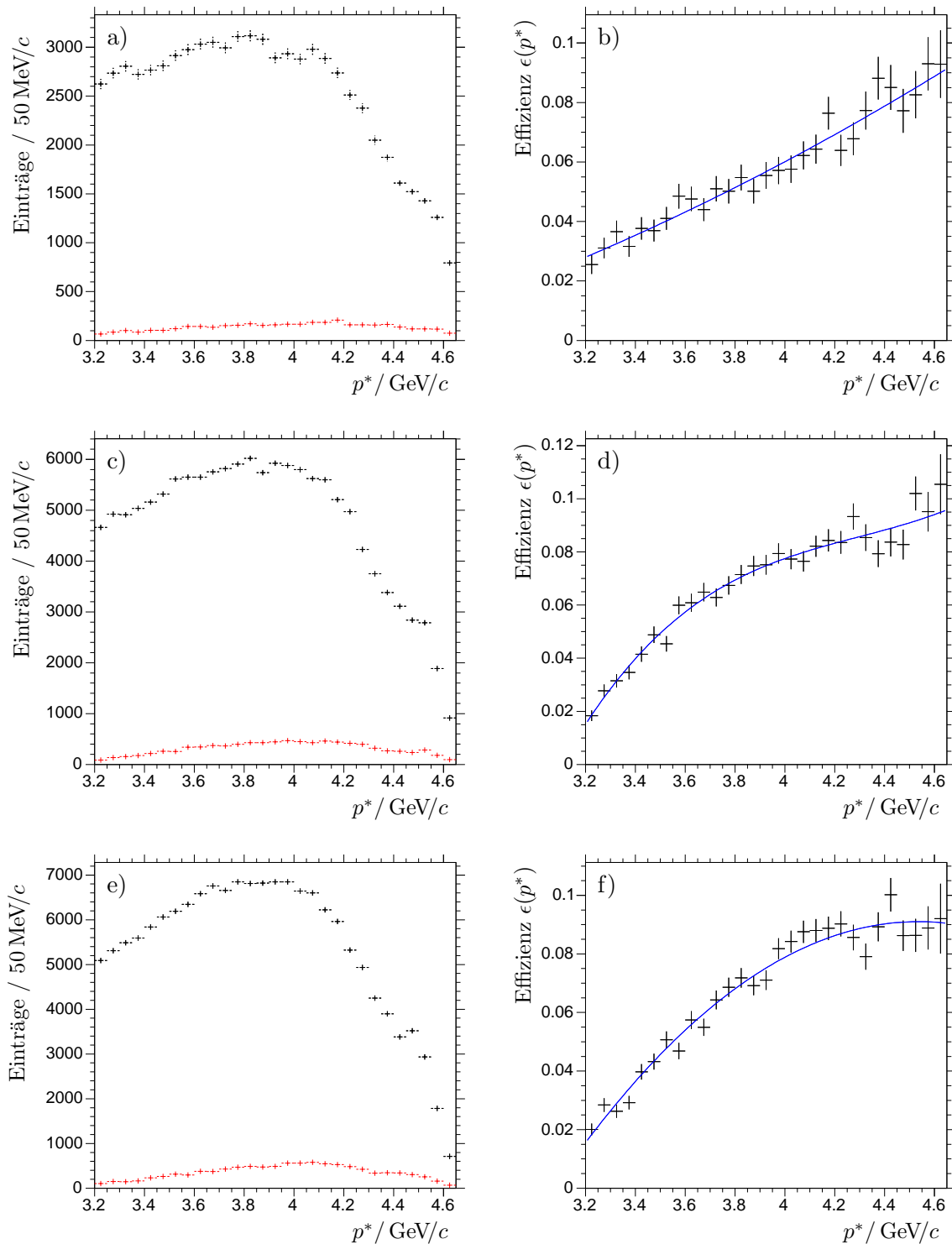


Abbildung 4.5: Gewichtete Verteilung des Schwerpunktimpulses  $p^*$  für a)  $D_{sJ}^*(2317)^{+-}$ , c)  $D_{sJ}(2460)^{+-}$  und e)  $D_{s1}(2536)^{+}$ -Signal-Monte-Carlo-Ereignisse. Dabei entspricht das jeweils obere Spektrum der Verteilung für die generierten und das untere Spektrum der Verteilung für die rekonstruierten Impulse. Durch Division der Verteilung der rekonstruierten Impulse und der Verteilung der generierten Impulse ergibt sich die Verteilung der Effizienz für die Rekonstruktion der Zerfälle der Zustände b)  $D_{sJ}^*(2317)^{+-}$ , d)  $D_{sJ}(2460)^{+-}$  und f)  $D_{s1}(2536)^{+}$ . Zusammen mit der Effizienzverteilung ist die angepasste Funktion  $\epsilon(p^*)$  zur Parametrisierung der Effizienz gezeigt.

	$D_{sJ}^*(2317)^+$ ( $k = 1$ )	$D_{sJ}(2460)^+$ ( $k = 2$ )	$D_{s1}(2536)^+$ ( $k = 3$ )
$N_k$	$-0,05 \pm 1,82$	$66,68 \pm 12,35$	$120,63 \pm 18,19$
$N'_k = \frac{N_k}{\bar{\epsilon}c_{\text{trk}}}$	$-0,96 \pm 34,73$	$989,84 \pm 183,34$	$1792,31 \pm 270,31$

Tabelle 4.5: Die bei der Anpassung an die mit der relativen Effizienz  $\bar{\epsilon}/\epsilon(p^*)$  gewichteten Messdaten ermittelte Anzahl  $N_k$  der Signaleinträge und die daraus ermittelte effizienzkorrigierte Anzahl  $N'_k$  der rekonstruierten Zerfälle.

der anzupassenden Daten mit Faktoren, die eine große Abweichung zu Eins aufweisen die Gefahr besteht, dass die bei der Anpassung unter Verwendung der Maximum-Likelihood-Methode ermittelten statistischen Fehler für die Anzahl der Signaleinträge nicht korrekt ermittelt wird [Fr79]. Durch die Wichtung der Messdaten mit der mittleren Effizienz  $\bar{\epsilon}/\epsilon(p^*)$  wird erreicht, dass die Wichtungsfaktoren für das anzupassende Signal Werte nahe Eins annehmen.

Bei der Anpassung der Funktion  $F(m)$  an die gewichteten Messdaten werden die Parameter  $\sigma_{kl}$  und  $r_{kl}$  der Funktion  $f_k(m)$  zur Parametrisierung der Signal-Linienform auf die in Tabelle 4.2 angegebenen Werte fixiert. Der Mittelwert des  $D_{sJ}(2460)^+$ - und des  $D_{s1}(2536)^+$ -Signals werden auf die Mittelwerte fixiert, die bei der Anpassung an die ungewichtete Verteilung der  $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Masse ermittelt wurden (vgl. Abschnitt 4.2.3). Der Mittelwert des  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Signals wird auf den bei der Anpassung an die Signal-Monte-Carlo-Daten ermittelten Mittelwert des Signals fixiert (s. Tabelle 4.2). Die Anzahl der Signaleinträge und die Parameter der Funktion zur Beschreibung des Untergrunds werden als freie Parameter bei der Anpassung ermittelt.

In Tabelle 4.5 sind die bei der Anpassung an die gewichteten Messdaten bestimmte Anzahl  $N_k$  der Signaleinträge aufgeführt. Zur Bestimmung der effizienzkorrigierten Anzahl der rekonstruierten Ereignisse müssen diese durch den Mittelwert  $\bar{\epsilon}$  der Effizienzverteilung dividiert werden. Weiterhin muss die in Abschnitt 4.3.2.1.1 erläuterte Korrektur für die ermittelte Effizienz  $\epsilon(p^*)$  durchgeführt werden, um die Unterschiede in der Effizienz bei der Spurrekonstruktion für Simulations- und Messdaten zu korrigieren. Da hierzu die Effizienz mit dem konstanten Faktor  $c_{\text{trk}}$  zu multiplizieren ist, ergibt sich die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle zu:

$$N'_k = \frac{N_k}{\bar{\epsilon} \cdot c_{\text{trk}}}. \quad (4.27)$$

Für die Anzahl der aus dem hypothetischen  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Zerfall rekonstruierten Ereignisse ergibt sich  $N'_1 = -1 \pm 35$ . Die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Zerfälle wird zu  $N'_2 = 990 \pm 183$  bzw.  $N'_3 = 1776 \pm 267$  ermittelt.

#### 4.3.4 Systematische Fehler

Für die ermittelte, effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle wird nun der systematische Fehler bestimmt, der infolge der angebrachten Korrektur zur Spurrekon-



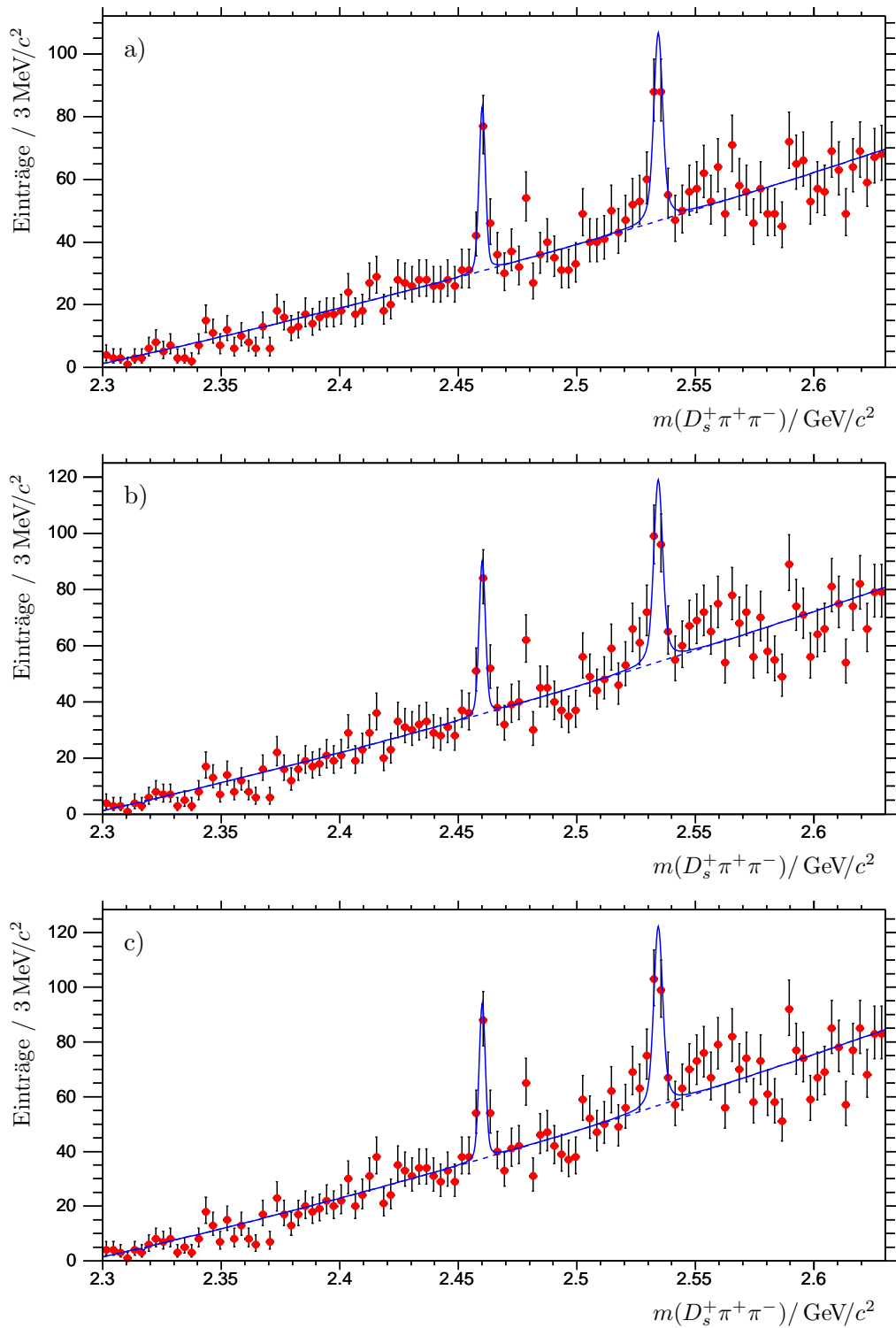


Abbildung 4.6: Die Abbildung zeigt die Verteilungen der invarianten Masse der aus den Messdaten rekonstruierten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten. Die Verteilungen wurden mit der für die Rekonstruktion des betrachteten a)  $D_{sJ}^*(2317)^+$ - b)  $D_{sJ}(2460)^+$  und c)  $D_{s1}(2536)^+$ -Zerfalls ermittelten relativen Effizienz  $\bar{\epsilon}/\epsilon(p^*)$  gewichtet. Die jeweils an die gewichteten Messdaten angepassten Funktionen  $F(m)$  sind ebenfalls in den Abbildungen zu sehen.

struktion und der verwendeten Parametrisierung der Form der Signale sowie des kombinatorischen Untergrunds auftritt.

#### 4.3.4.1 Spurrekonstruktion

Wie bereits in Abschnitt 4.3.2.1.1 diskutiert wurde, ist die angebrachte Korrektur, um Unterschiede in der Effizienz bei der Spurrekonstruktion zwischen Simulations- und Messdaten zu korrigieren, mit einem relativen systematischen Fehler von  $\Delta_{c_{\text{trk}}} = \pm 2,6\%$  verknüpft. Für die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle resultiert daraus ein systematischer Fehler von

$$\Delta_{\text{trk}} N'_k = N'_k \cdot \left( \frac{|\Delta_{c_{\text{trk}}}|}{1 + \Delta_{c_{\text{trk}}}} \right) = N'_k \cdot 2,67\%. \quad (4.28)$$

Als konservative Abschätzung für den systematischen Fehler wird dabei der Wert  $\Delta_{c_{\text{trk}}} = -2,6\%$  verwendet, da dieser zu einem größeren Wert von  $\Delta_{\text{trk}} N'_k$  führt als der Wert  $\Delta_{c_{\text{trk}}} = +2,6\%$ .

#### 4.3.4.2 Parametrisierung der Signal-Linienform

Um die Anzahl der Signaleinträge  $N_k$  für das  $D_{sJ}^*(2317)^+-$ ,  $D_{sJ}(2460)^+-$  und  $D_{s1}(2536)^+-$  Signal zu ermitteln, wurde die Funktion  $F(m)$  an die mit der relativen Rekonstruktionseffizienz  $\bar{\epsilon}/\epsilon(p^*)$  gewichteten Messdaten angepasst (vgl. Abschnitt 4.3.3). Dabei wurde die Linienform der Signale durch die Funktionen  $f_k(m)$  (mit  $k = 1, 2, 3$ ) parametrisiert, deren Parameter  $\mu_k$ ,  $\sigma_{kl}$ ,  $r_{k1}$  und  $r_{r2}$  mit Hilfe von Signal-Monte-Carlo-Ereignissen bzw. bei der Anpassung an die ungewichteten Messdaten bestimmt wurden. Bei der Anpassung an die gewichteten Messdaten wurden die genannten Parameter zur Beschreibung der Signal-Linienform auf die in Tabelle 4.2 angegebenen Werte fixiert. Da die ermittelten Werte dieser Parameter statistischen Fehlern unterliegen, soll im Folgenden der systematische Fehler für die Anzahl der Signaleinträge abgeschätzt werden, der infolge der verwendeten Parametrisierung zur Beschreibung der Signal-Linienform auftritt.

Für die folgenden Betrachtungen werden die Parameter  $\mu_k$ ,  $\sigma_{kl}$ ,  $r_{k1}$  und  $r_{r2}$  zusammenfassend als  $p_{kj}$  und deren statistische Fehler als  $\delta_{kj}$  bezeichnet. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wird die in Abschnitt 4.3.3 beschriebene Anpassung an die gewichteten Messdaten wiederholt, wobei jeweils einer der Parameter  $p_{kj}$  um  $\pm \delta_{kj}$  variiert wird. Die bei der Anpassung mit den Parameterwerten  $p_{kj} + \delta_{kj}$  und  $p_{kj} - \delta_{kj}$  ermittelte Anzahl der Signaleinträge, im Folgenden als  $N_{kj,+\delta}$  bzw.  $N_{kj,-\delta}$  bezeichnet, sind in Tabelle 4.6 aufgeführt. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wird zunächst die Differenz

$$\Delta_{kj,+\delta} = N_{kj,+\delta} - N_k \quad \text{und} \quad (4.29)$$

$$\Delta_{kj,-\delta} = N_{kj,-\delta} - N_k \quad (4.30)$$

dieser Werte zu den in Abschnitt 4.3.3 ermittelten Werten  $N_k$  bestimmt und die erhaltenen Differenzwerte gemäß

$$\Delta_{kj,+} = \Delta_{kj,+\delta} \quad \text{falls} \quad \Delta_{kj,+\delta} > 0 \quad (4.31)$$

$$\Delta_{kj,-} = \Delta_{kj,-\delta} \quad \text{falls} \quad \Delta_{kj,-\delta} < 0 \quad (4.32)$$

bzw.

$$\Delta_{kj,+} = \Delta_{kj,-\delta} \quad \text{falls} \quad \Delta_{kj,-\delta} > 0 \quad (4.33)$$

$$\Delta_{kj,-} = \Delta_{kj,+\delta} \quad \text{falls} \quad \Delta_{kj,+\delta} < 0. \quad (4.34)$$

gruppiert. Weisen die für den  $j$ -ten Parameter ermittelten Abweichungen  $\Delta_{kj,+\delta}$  und  $\Delta_{kj,-\delta}$  dasselbe Vorzeichen auf, so wird als konservative Abschätzung für den systematischen Fehler der betragsmäßig größere Wert der beiden Werte herangezogen:

$$\Delta_{kj,+} = \Delta_{kj,+\delta}, \Delta_{kj,-} = -\Delta_{kj,+\delta} \quad \text{falls} \quad |\Delta_{kj,+\delta}| > |\Delta_{kj,-\delta}| \quad (4.35)$$

$$\Delta_{kj,+} = -\Delta_{kj,-\delta}, \Delta_{kj,-} = \Delta_{kj,-\delta} \quad \text{falls} \quad |\Delta_{kj,-\delta}| > |\Delta_{kj,+\delta}|. \quad (4.36)$$

Aus den einzelnen Werten  $\Delta_{kj,\pm\delta}$  wird die Quadratsumme

$$\Delta_{k,\pm} = \sqrt{\sum_j (\Delta_{kj,\pm})^2} \quad (4.37)$$

gebildet. Die ermittelten Differenzen  $\Delta_{kj,\pm}$  und die resultierende quadratische Summe sind in Tabelle 4.6 angegeben. Der systematische Fehler  $\Delta_S N'_k$  für die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle wird gemäß der Gleichung

$$\Delta_S N'_k = \frac{\Delta_{k,\pm}}{\bar{\epsilon} \cdot c_{\text{trk}}} \quad (4.38)$$

berechnet, wobei als konservative Abschätzung für den Fehler der größere der beiden Werte  $\Delta_{k,+}$  und  $\Delta_{k,-}$  herangezogen wird. In der Tabelle 4.6 ist neben dem ermittelten systematischen Fehler ebenfalls der relative systematische Fehler  $\Delta_S N'_k / N'_k$  aufgeführt.

Für die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten  $D_{sJ}(2460)^{+-}$  und  $D_{s1}(2536)^{+-}$  Zerfälle ergibt sich ein relativer systematischer Fehler von etwa 4% bzw. 6%. Der relative systematische Fehler für die Anzahl der Einträge des hypothetischen  $D_{sJ}^*(2317)^{+-}$  Signals beträgt 88%.

#### 4.3.4.3 Parametrisierung der Untergrundform

Bei der in Abschnitt 4.3.3 beschriebenen Anpassung der Funktion  $F(m)$  an die mit der relativen Effizienz gewichteten Messdaten wurde ein Polynom dritten Grads zur Beschreibung der Form des Untergrunds verwendet, wobei die Koeffizienten des Polynoms bei der Anpassung an die gewichteten Messdaten bestimmt wurden. Um den systematischen Fehler für die Anzahl der Signaleinträge  $N_k$  abzuschätzen, der infolge der verwendeten Funktion zur Beschreibung der Form des Untergrunds auftritt, wird die Anpassung an die Messdaten wiederholt. Dabei wird einmal eine Parabel und einmal ein Polynom vierten Grads zur Beschreibung der Untergrundform verwendet. Es stellt sich heraus, dass der Untergrund nicht adäquat mit einer Parabel beschrieben werden kann und die Anpassung an die Messdaten in diesem Fall nicht konvergiert. Daher wird der systematische Fehler mit Hilfe der Ergebnisse bestimmt, die bei der Anpassung unter Verwendung des Polynoms vierter Ordnung ermittelt werden.

$D_{sJ}^*(2317)^+ (k = 1)$						
Parameter	$N_{ki,-\delta}$	$N_{ki,+\delta}$	$\Delta_{ki,+}$	$\Delta_{ki,+}/N_k$	$\Delta_{ki,-}$	$\Delta_{ki,-}/N_k$
$\mu_k (j = 1)$	-0,042	-0,067	0,009	-16,93%	-0,017	33,78%
$\sigma_{k1} (j = 2)$	-0,009	-0,050	0,042	-82,97%	$-5 \cdot 10^{-6}$	0,01%
$r_{k1} (j = 3)$	-0,059	-0,050	$1 \cdot 10^{-4}$	-0,16%	-0,0087	17,32%
$\sigma_{k2} (j = 4)$	-0,060	-0,048	0,003	-5,46%	-0,0095	18,91%
$r_{k2} (j = 5)$	-0,039	-0,068	0,011	-21,81%	-0,018	35,86%
$\sigma_{k3} (j = 6)$	-0,055	-0,054	0,0045	-8,96%	-0,0045	8,96%
Quadratische Summe			<b>0,044</b>	<b>88,07%</b>	0,028	56,26%
$\Delta_S N'_k$						<b>0,85</b>
$\Delta_S N'_k /  N'_k $						<b>88,07%</b>
$D_{sJ}(2460)^+ (k = 2)$						
Parameter	$N_{ki,-\delta}$	$N_{ki,+\delta}$	$\Delta_{ki,+}$	$\Delta_{ki,+}/N_k$	$\Delta_{ki,-}$	$\Delta_{ki,-}/N_k$
$\mu_k (j = 1)$	64,62	67,95	1,27	1,91%	-2,05	-3,08%
$\sigma_{k1} (j = 2)$	65,85	67,48	0,81	1,21%	-0,82	-1,23%
$r_{k1} (j = 3)$	68,25	65,14	1,58	2,36%	-1,53	-2,30%
$\sigma_{k2} (j = 4)$	66,22	67,02	0,34	0,52%	-0,46	-0,69%
$r_{k2} (j = 5)$	67,17	66,17	0,50	0,74%	-0,50	-0,76%
$\sigma_{k3} (j = 6)$	66,64	66,72	0,04	0,06%	-0,03	-0,05%
Quadratische Summe			2,26	3,39%	<b>2,77</b>	<b>4,16%</b>
$\Delta_S N'_k$						<b>41,19</b>
$\Delta_S N'_k /  N'_k $						<b>4,16%</b>
$D_{s1}(2536)^+ (k = 3)$						
Parameter	$N_{ki,-\delta}$	$N_{ki,+\delta}$	$\Delta_{ki,+}$	$\Delta_{ki,+}/N_k$	$\Delta_{ki,-}$	$\Delta_{ki,-}/N_k$
$\mu_k (j = 1)$	121,75	118,01	1,12	0,93%	-2,62	-2,17%
$\sigma_{k1} (j = 2)$	119,35	121,96	1,33	1,10%	-1,28	-1,06%
$r_{k1} (j = 3)$	127,03	114,64	6,40	5,31%	-5,99	-4,96%
$\sigma_{k2} (j = 4)$	118,82	122,28	1,65	1,37%	-1,81	-1,50%
$r_{k2} (j = 5)$	124,25	117,12	3,62	3,00%	-3,51	-2,91%
$\sigma_{k3} (j = 6)$	120,41	120,81	0,18	0,15%	-0,22	-0,19%
Quadratische Summe			7,738	6,41%	<b>7,744</b>	<b>6,42%</b>
$\Delta_S N'_k$						<b>115,07</b>
$\Delta_S N'_k /  N'_k $						<b>6,42%</b>

Tabelle 4.6: Die Tabelle gibt die unter Variation des Parameters  $p_{kj}$  um  $\pm\delta_{kj}$  aus der Anpassung an die mit der mittleren Effizienz gewichteten Messdaten ermittelte Anzahl  $N_{k,j\pm\delta}$  der Signaleinträge an. Ebenfalls ist die Differenz  $\Delta_{kj,\pm}$  dieser Werte zu der in Tabelle 4.5 angegebenen Anzahl  $N_k$  der Signaleinträge aufgeführt. Aus der quadratischen Summe dieser Differenzwerte wird der systematische Fehler  $\Delta_S N'_k$  ermittelt, wobei der größere der beiden Werte der Quadratsumme (in Fettdruck hervorgehoben) herangezogen wird.

	$D_{sJ}^*(2317)^+$ ( $k = 1$ )	$D_{sJ}(2460)^+$ ( $k = 2$ )	$D_{s1}(2536)^+$ ( $k = 3$ )
$N_{4k}$	$0,044 \pm 1,82$	$63,19 \pm 12,21$	$109,64 \pm 17,97$
$\Delta_B N'_k = \frac{ N - N_{4k} }{\bar{\epsilon} \cdot c_{\text{trk}}}$	0,12	51,83	163,26
$\Delta_B N'_k /  N'_k $	12,09%	5,24%	9,11%

Tabelle 4.7: Ergebnisse der Anpassung an die mit der relativen Effizienz  $\bar{\epsilon}/\epsilon(p^*)$  gewichteten Messdaten unter Verwendung eines Polynoms vierten Grads zur Beschreibung der Form des kombinatorischen Untergrunds. Aus der Differenz zwischen der ermittelten Anzahl  $N_4$  der Signaleinträge und der in Tabelle 4.5 angegebenen Anzahl  $N_k$  wird der systematische Fehler  $\Delta_B N'_k$  ermittelt.

In Abbildung 4.7 sind die mit der relativen Effizienz gewichteten Verteilungen der invarianten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Masse zusammen mit der jeweils angepassten Funktion  $F(m)$  unter Verwendung eines Polynoms vierter Ordnung zur Beschreibung des Untergrunds zu sehen. Die bei der Anpassung ermittelte Anzahl der Signaleinträge  $N_{4k}$  sind in Tabelle 4.7 angeführt. Aus der Differenz der bei dieser Anpassung ermittelten Anzahl der Signaleinträge  $N_{4k}$  und der in Abschnitt 4.3.3 ermittelten Anzahl der Signaleinträge  $N_k$  läßt sich der systematische Fehler für die Größe  $N'_k$  gemäß der Gleichung

$$\Delta_B N'_k = \frac{|N_k - N_{4k}|}{\bar{\epsilon} \cdot c_{\text{trk}}} \quad (4.39)$$

bestimmen. Die ermittelten systematischen Fehler sind ebenfalls in Tabelle 4.7 angegeben. Für die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Zerfälle ergibt sich ein relativer systematischer Fehler von etwa 5% bzw. 9%. Der relative systematische Fehler für die Anzahl der Einträge des hypothetischen  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Signals beträgt etwa 12%.

#### 4.3.4.4 Gesamtfehler

Die in den vorherigen Abschnitten ermittelten systematischen Fehler sind in Tabelle 4.8 zusammengefasst. Aus den angegebenen Werten kann der insgesamt resultierende systematische Fehler für die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle gemäß der Gleichung

$$\Delta_{\text{sys}} N'_k = \sqrt{(\Delta_{\text{trk}} N'_k)^2 + (\Delta_S N'_k)^2 + (\Delta_B N'_k)^2} \quad (4.40)$$

bestimmt werden. Der resultierende systematische Fehler ist ebenfalls in Tabelle 4.8 angegeben. Für die effizienzkorrigierte Anzahl  $N'_k$  der Einträge des hypothetischen  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Signals ergibt sich insgesamt ein relativer systematischer Fehler von etwa 89%. Der relative systematische Fehler für die effizienzkorrigierte Anzahl der  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Zerfälle beträgt etwa 7% bzw. 11%.

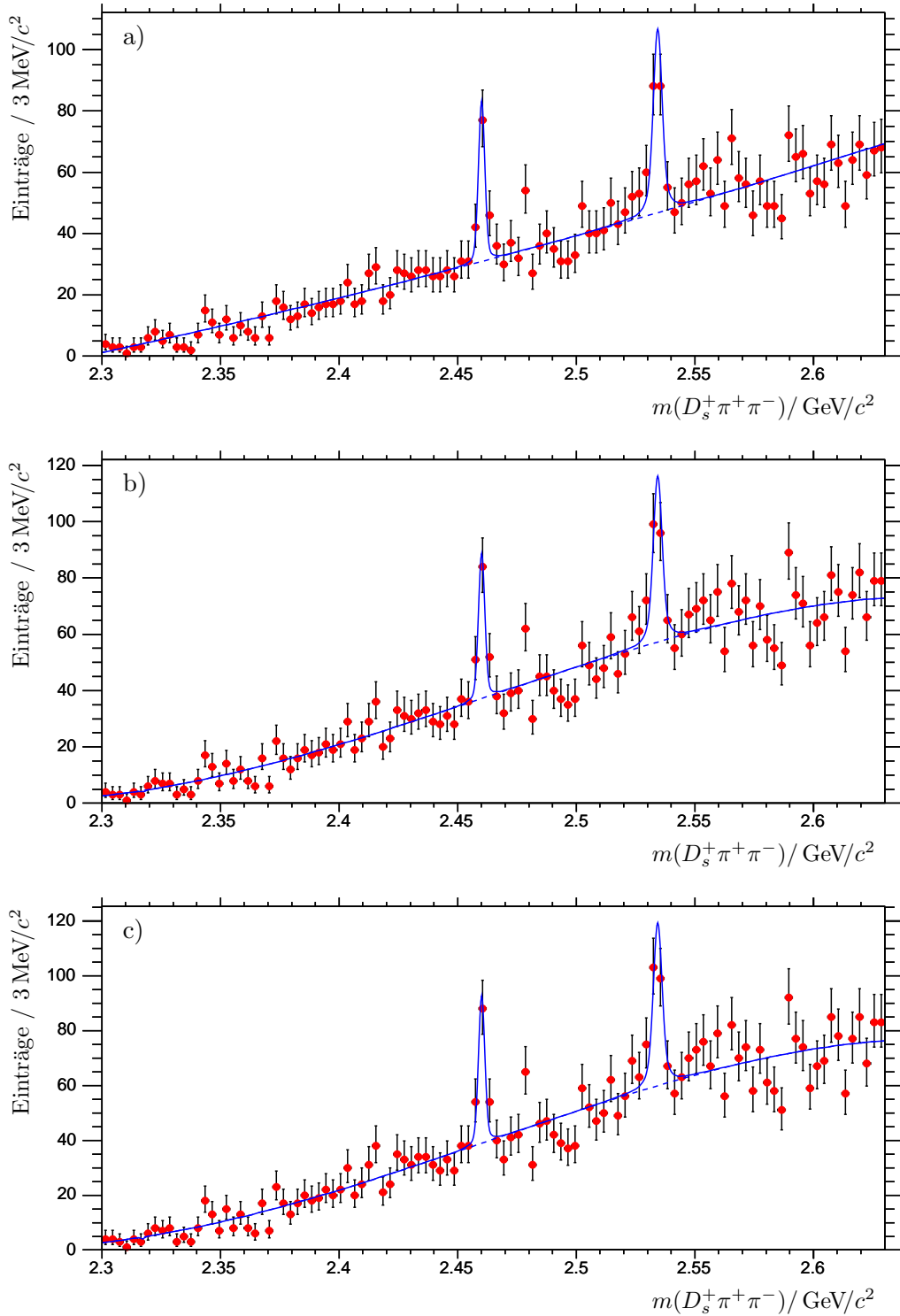


Abbildung 4.7: Die Abbildung zeigt die Verteilungen der invarianten Masse der aus den Messdaten rekonstruierten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten. Die Verteilungen wurden mit der für die Rekonstruktion des betrachteten a)  $D_{sJ}^{*}(2317)^+$ - b)  $D_{sJ}(2460)^+$  und c)  $D_{s1}(2536)^+$ -Zerfalls ermittelten relativen Effizienz  $\bar{\epsilon}/\epsilon(p^*)$  gewichtet. Die an die gewichteten Messdaten angepasste Funktion  $F(m)$  unter Verwendung eines Polynoms vierter Ordnung ist ebenfalls in der Abbildung zu sehen. Im Bereich des  $D_{sJ}(2460)^+$ - und des  $D_{s1}(2536)^+$ -Signals ist die Funktion zur Beschreibung der Form des Untergrunds als unterbrochene Linie eingezeichnet.

	$D_{sJ}^*(2317)^+$		$D_{sJ}(2460)^+$		$D_{s1}(2536)^+$	
	abs.	rel.	abs.	rel.	abs.	rel.
$\Delta_{\text{trk}}N'_k$	0,026	2,67%	26,42	2,67%	47,84	2,67%
$\Delta_S N'_k$	0,85	88,07%	41,19	4,16%	115,07	6,42%
$\Delta_B N'_k$	0,12	12,09%	51,83	5,24%	163,26	9,11%
$\Delta_{\text{sys}}N'_k$	0,86	88,95%	71,28	7,20%	205,38	11,46%

Tabelle 4.8: Die Tabelle fasst die einzelnen systematischen Fehler für die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle zusammen. Aus der quadratischen Summe der einzelnen Werte ergibt sich der gesamte systematische Fehler  $\Delta_{\text{sys}}N'_k$ . Neben den absoluten Werten sind jeweils die relativen systematischen Fehler aufgeführt.

### 4.3.5 Die Systeme $D_s^+\pi^0$ und $D_s^+\pi^0\gamma$

Die Bestimmung der oberen Grenze für das Verzweigungsverhältnis (4.18) und die Bestimmung des relativen Verzweigungsverhältnisses (4.19) erfolgt unter Verwendung der Zerfallskanäle  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  bzw.  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0\gamma$ . Beide Zerfallskanäle wurden bereits im Rahmen des *BABAR*-Experiments untersucht, wobei dieselbe Datenmenge analysiert wurde, die bei der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse herangezogen wurde. Daher können die dort erzielten Ergebnisse direkt zur Bestimmung der relativen Verzweigungsverhältnisse verwendet werden. Im Folgenden soll kurz die Rekonstruktion der Systeme  $D_s^+\pi^0$  und  $D_s^+\pi^0\gamma$  erläutert und die in Hinblick auf die Bestimmung der oberen Grenze für das relative Verzweigungsverhältnis (4.18) und die Bestimmung des relativen Verzweigungsverhältnisses (4.19) relevanten Ergebnisse vorgestellt werden. Weitere Details zu den durchgeführten Untersuchungen finden sich in [Pa04] und [Pa03].

#### 4.3.5.1 Rekonstruktion der Systeme $D_s^+\pi^0$ und $D_s^+\pi^0\gamma$

Zur Rekonstruktion der Systeme  $D_s^+\pi^0$  und  $D_s^+\pi^0\gamma$  werden  $D_s^+$ -Kandidaten aus den Zerfallsketten  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$  und  $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$  selektiert. Die Rekonstruktion von  $\pi^0$ -Kandidaten erfolgt über den Zerfall  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Dabei werden jeweils zwei Photonkandidaten, die über eine Mindestenergie von 100 MeV verfügen, zu  $\pi^0$ -Kandidaten kombiniert. Als Photonkandidaten werden dabei Kandidaten herangezogen, die bei der Rekonstruktion der Ereignisse mit einem im elektromagnetischen Kalorimeter ermittelten Cluster assoziiert werden. Dabei sollen die ermittelten Cluster keinem geladenen Teilchen eines Ereignisses zugeordnet worden sein. Weiterhin soll durch eine Analyse der Form des zugehörigen Schauers, der ausgelöste Schauer als elektromagnetischer Schauer identifiziert worden sein. Die invariante Masse der gebildeten  $\pi^0$ -Kandidaten soll in einem Bereich zwischen  $122 \text{ MeV}/c^2$  und  $148 \text{ MeV}/c^2$  liegen. Der Impuls der Kandidaten soll im Laborsystem mindestens  $150 \text{ MeV}/c$  betragen.

Die gebildeten  $D_s^+$ -Kandidaten eines Ereignisses werden zunächst mit den akzeptierten  $\pi^0$ -Kandidaten kombiniert. Für jede  $D_s^+\pi^0$ -Kombination werden die Photonkandidaten der  $\pi^0$ -Kandidaten einer kinematischen Anpassung unterzogen, wobei die invarian-

te Masse der  $\pi^0$ -Kandidaten durch eine entsprechende Bedingungsgleichung auf die  $\pi^0$ -Masse festgesetzt wird. Die Vierervektoren der beiden Photonkandidaten werden dabei aus den gemessenen Energieeinträgen im Kalorimeter unter der Hypothese berechnet, dass der unbekannte  $\pi^0$ -Zerfallsvertex durch den Durchstoßpunkt der Flugrichtung der rekonstruierten  $D_s^+$ -Kandidaten mit dem Beamspot gegeben ist. Kandidaten für die das Konfidenzniveau der Anpassung weniger als 2% beträgt werden verworfen. Im Allgemeinen können aus einem  $D_s^+$ -Kandidaten und den  $\pi^0$ -Kandidaten eines Ereignisses mehrere solcher  $D_s^+\pi^0$ -Kandidaten gebildet werden. Für diese Menge der gebildeten  $D_s^+\pi^0$ -Kandidaten wird zur Reduktion des kombinatorischen Untergrunds gefordert, dass jeweils zwei der zu dieser Menge gehörende  $D_s^+\pi^0$ -Kandidaten nicht über denselben Photonkandidaten verfügen sollen. Zur Rekonstruktion des Endzustands  $D_s^+\pi^0\gamma$  werden die akzeptierten  $D_s^+\pi^0$ -Kandidaten mit weiteren Photonkandidaten, welche nicht zur Rekonstruktion eines  $D_s^+\pi^0$ -Kandidaten der genannten Menge herangezogen wurden, zu  $D_s^+\pi^0\gamma$ -Kandidaten kombiniert.

#### 4.3.5.2 Ergebnisse für den Zerfall $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$

Bei der Selektion des Zerfalls  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  wird zur Reduktion des kombinatorischen Untergrunds für die  $D_s^+\pi^0$ -Kandidaten ein Mindestimpuls im Schwerpunktsystem von  $3,2 \text{ GeV}/c$  und für die  $\pi^0$ -Kandidaten ein Mindestimpuls im Laborsystem von  $350 \text{ MeV}/c$  gefordert. Das Spektrum der invarianten Masse der aus den Messdaten rekonstruierten  $D_s^+\pi^0$ -Kandidaten ist in Abbildung 4.8a) zu sehen.

Infolge des rekonstruierten Zerfalls  $D_s^*(2112)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  weist die Verteilung der invarianten  $D_s^+\pi^0$ -Masse nahe der Schwelle ein schmales Signal auf. Weiterhin ist im Spektrum der invarianten  $D_s^+\pi^0$ -Masse ein deutliches  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Signal zu erkennen, während im Bereich der  $D_{sJ}(2460)^+$ -Masse kein Signal zu sehen ist. Um die Anzahl der rekonstruierten Zerfälle  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  zu bestimmen, wird eine Anpassung an die Verteilung der invarianten  $D_s^+\pi^0$ -Masse mit Hilfe der Maximum-Likelihood-Methode durchgeführt. Die Beschreibung der Linieform des  $D_s^*(2112)^+$ - und des  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Signals erfolgt mit einer Funktion, die mit Hilfe von Signal-Monte-Carlo-Ereignissen ermittelt wurde. Bei der Anpassung an die Messdaten wird ebenfalls ein Signal aus dem hypothetischen Zerfall  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  berücksichtigt. Die an die Messdaten angepasste Funktion ist in Abbildung 4.8a) zu sehen.

Zur korrekten Beschreibung des Untergrunds müssen bei der Anpassung an die Messdaten neben dem kombinatorischen Untergrund zwei Reflexionen berücksichtigt werden, die infolge der Zerfallskette  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_{sJ}^*(2317)^+\gamma \rightarrow D_s^+\pi^0\gamma$  und des Zerfalls  $D_s^*(2112)^+ \rightarrow D_s^+\gamma$  auftreten.

Die Ursache der infolge der betrachteten Zerfallskette des Zustands  $D_{sJ}(2460)^+$  hervorgerufenen Reflexion kann durch eine Betrachtung der Kinematik des  $D_{sJ}(2460)^+$ -Zerfalls erklärt werden. Für die folgenden Überlegungen wird für die  $D_{sJ}(2460)^+$ -Masse ein Wert von  $2458 \text{ MeV}/c^2$  angenommen. In Abbildung 4.8b) ist die invariante  $D_s^+\pi^0$ -Masse gegen die invariante  $D_s^+\gamma$ -Masse der Teilchen des Endzustands  $D_s^+\pi^0\gamma$  aufgetragen. Die grau unterlegte Fläche entspricht dem Phasenraumvolumen, welches den drei Teilchen



des Endzustands zur Verfügung steht, wenn der Zustand  $D_{sJ}(2460)^+$  nicht-resonant in den betrachteten Endzustand zerfällt. Zerfällt der Zustand  $D_{sJ}(2460)^+$  hingegen über den resonanten Zwischenzustand  $D_s^*(2112)^+\pi^0$ , so fällt die invariante  $D_s^+\pi^0$ -Masse aufgrund des zugänglichen Phasenraumvolumens in ein Massenfenster mit einer Breite von etwa  $41 \text{ MeV}/c^2$ . Wie man der Abbildung entnehmen kann liegt dieses Massenfenster gerade im Bereich der  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Masse. Die auf diese Weise hervorgerufene Reflexion in der Verteilung der invarianten  $D_s^+\pi^0$ -Masse ist somit direkt dem  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Signal unterlegt. Zur Bestimmung der Anzahl der rekonstruierten  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Zerfälle ist es wichtig diese Reflexion korrekt zu beschreiben. Die Form der Reflexion kann unter Berücksichtigung der Effizienzverteilung über das betrachtete Phasenraumvolumen und der Detektorauflösung mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt werden. Die ermittelte Funktion ist in Abbildung 4.8a) zu sehen.

Eine weitere Reflexion tritt in der Verteilung der invarianten  $D_s^+\pi^0$ -Masse infolge des Zerfalls  $D_s^*(2112)^+ \rightarrow D_s^+\gamma$  auf. Photonen aus diesem Zerfall können bei der Rekonstruktion des Systems  $D_s^+\pi^0$  als Photonkandidat ausgewählt und zusammen mit weiteren Photonkandidaten des Ereignisses  $\pi^0$ -Kandidaten bilden, die den geforderten Kriterien zur Selektion der  $D_s^+\pi^0$ -Kandidaten genügen. In Abbildung 4.8c) ist die invariante Masse der aus den Messdaten rekonstruierten  $D_s^+\pi^0$ -Kandidaten gegen die invariante Masse der zugehörigen  $D_s^+\gamma$ -Kandidaten aufgetragen. Dabei wurden für jede  $D_s^+\pi^0$ -Kombination die beiden möglichen  $D_s^+\gamma$ -Kombinationen in das Histogramm eingetragen. In der Abbildung sind vier Bänder zu erkennen. Die beiden vertikalen Bänder im Bereich der  $D_s^*(2112)^+$ - und  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Masse entsprechen den rekonstruierten  $D_s^*(2112)^+$ - bzw.  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Zerfällen in den Endzustand  $D_s^+\pi^0$ . Das horizontale Band im Bereich der  $D_s^*(2112)^+$ -Masse und das dazu schräg verlaufende Band treten infolge des Zerfalls  $D_s^*(2112)^+ \rightarrow D_s^+\gamma$  auf. Das horizontale Band wird durch  $D_s^+\gamma$ -Kombinationen hervorgerufen, für die sowohl die  $D_s^+$ -Kandidaten als auch die Photonkandidaten aus dem betrachteten  $D_s^*(2112)^+$ -Zerfall stammen. Die Einträge der invarianten Masse der jeweiligen anderen  $D_s^+\gamma$ -Kombinationen, für die zwar die  $D_s^+$ -Kandidaten, nicht aber die Photonkandidaten aus dem betrachteten  $D_s^*(2112)^+$ -Zerfall stammen, bilden das schräg verlaufende Band. Wie man der Abbildung entnimmt, erhält man für die entstehende Reflexion eine Verteilung der invarianten  $D_s^+\pi^0$ -Masse, die mit abnehmender invarianter  $D_s^+\pi^0$ -Masse zunimmt, im Bereich von etwa  $2160 \text{ MeV}/c^2$  ein Maximum annimmt und anschliessend abrupt abfällt. Die verwendete Funktion zur Beschreibung der Form dieser Reflexion ist ebenfalls in Abbildung 4.8a) dargestellt.

Aus der Anpassung an die Messdaten ergibt sich eine Anzahl von  $1674 \pm 55$  rekonstruierten  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Zerfällen. Um die effizienzkorrigierte Anzahl der  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Zerfälle zu ermitteln, werden die Messdaten analog zu der in Abschnitt 4.3.3 beschriebenen Methode mit der relativen Effizienz zur Rekonstruktion des Zerfalls  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  gewichtet. Aus der bei der Anpassung an die gewichteten Messdaten bestimmten Anzahl der Signaleinträge ergibt sich die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Zerfälle zu:

$$N(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0) = 30320 \pm 1035 \text{ (stat.)} \pm 1720 \text{ (sys.)}. \quad (4.41)$$

Der systematische Fehler berücksichtigt dabei unter anderem Unsicherheiten in der Parametrisierung der Reflexion aus dem Zerfall  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0\gamma$ , der Beschreibung der

Signallinienform und einer Korrektur, die durchgeführt wird, um der unterschiedlichen Selektionseffizienz bei der Rekonstruktion der  $\pi^0$ -Kandidaten zwischen Simulations- und Messdaten Rechnung zu tragen.

#### 4.3.5.3 Das System $D_s^+ \pi^0 \gamma$

Für die Selektion des Systems  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0 \gamma$  wird zur Reduktion des kombinatorischen Untergrunds für die  $D_s^+ \pi^0 \gamma$ -Kandidaten ein Mindestimpuls im Schwerpunktsystem von  $3,2 \text{ GeV}/c$  sowie für die Photonkandidaten eine Mindestenergie von  $135 \text{ MeV}$  und für die  $\pi^0$ -Kandidaten ein Impuls im Laborsystem von mindestens  $400 \text{ MeV}/c$  gefordert. Zur weiteren Selektion des Systems wird ausgenutzt, dass der Zerfall des Zustands  $D_{sJ}(2460)^+$  in den Zustand  $D_s^+ \pi^0 \gamma$  über die beiden resonanten Zwischenzustände  $D_{sJ}^*(2317)^+ \gamma$  und  $D_s^*(2112)^+ \pi^0$  erfolgen kann.

Der Zerfall über den Zwischenzustand  $D_s^*(2112)^+ \pi^0$  kann durch die Forderung rekonstruiert werden, dass die invariante  $D_s^+ \gamma$ -Masse in ein Massenfenster mit einer gewissen Breite um die  $D_s^*(2112)^+$ -Masse fällt. Betrachtet man andererseits den Zerfall des Zustands  $D_{sJ}(2460)^+$  in den Zwischenzustand  $D_{sJ}^*(2317)^+ \gamma$ , so ist die invariante  $D_s^+ \gamma$ -Masse auf Grund des zugänglichen Phasenraumvolumens auf ein relativ enges Massenfenster im Bereich der  $D_s^*(2112)^+$ -Masse beschränkt (vgl. Abb. 4.8b)). Durch die Forderung, dass die invariante  $D_s^+ \gamma$ -Masse des rekonstruierten Systems  $D_s^+ \pi^0 \gamma$  in ein Massenfenster von  $\pm 20 \text{ MeV}/c^2$  fällt, lassen sich beide Zerfallsmoden selektieren.

Die Verteilung der invarianten Masse der aus den Messdaten rekonstruierten  $D_s^+ \pi^0 \gamma$ -Kandidaten ist in Abbildung 4.9a) zu sehen. Es ist ein deutliches  $D_{sJ}(2460)^+$ -Signal zu erkennen. Um die Anzahl der rekonstruierten  $D_{sJ}(2460)^+$ -Zerfälle zu bestimmen, wird unter Verwendung der Maximum-Likelihood-Methode eine Anpassung an die Messdaten durchgeführt. Die an die Messdaten angepasste Funktion ist ebenfalls Abbildung 4.9a) zu sehen. Die Linienform des  $D_{sJ}(2460)^+$ -Signals wurde mit Hilfe von Signal-Monte-Carlo-Ereignissen ermittelt. Zur Beschreibung des Untergrunds müssen neben dem kombinatorischen Untergrund zwei Reflexionen berücksichtigt werden, die infolge der Zerfälle  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0$  und  $D_s^*(2112)^+ \rightarrow D_s^+ \gamma$  auftreten.

In Abbildung 4.9b) ist für die aus Messdaten rekonstruierten  $D_s^+ \pi^0 \gamma$ -Kandidaten die invariante  $D_s^+ \gamma$ -Masse gegen die invariante  $D_s^+ \pi^0 \gamma$ -Masse aufgetragen. Um die auftretenden Reflexionen identifizieren zu können, wird zur Erstellung des Histogramms keine Forderung an die invariante Masse der  $D_s^+ \gamma$ -Kandidaten gestellt. Man erkennt ein deutliches, horizontal verlaufendes Band im Bereich der  $D_s^*(2112)^+$ -Masse, welches mit der Selektion von  $D_s^+$ -Kandidaten und Photonkandidaten aus dem Zerfall  $D_s^*(2112)^+ \rightarrow D_s^+ \gamma$  assoziiert ist. Dieses Band wird von einem schräg verlaufenden Band bei einer invarianten  $D_s^+ \pi^0 \gamma$ -Masse im Bereich der  $D_{sJ}(2460)^+$ -Masse geschnitten. Das schräg verlaufende Band entsteht durch die Kombination von  $D_s^+ \pi^0$ -Kandidaten, welche aus dem Zerfall  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0$  stammen, mit weiteren Photonkandidaten des Ereignisses zu  $D_s^+ \pi^0 \gamma$ -Kandidaten. Dieses Band führt im Bereich der  $D_{sJ}(2460)^+$ -Masse zu einer Überhöhung der Verteilung der invarianten  $D_s^+ \pi^0 \gamma$ -Masse. Die entstehende Reflexion ist somit dem  $D_{sJ}(2460)^+$ -Signal unterlegt und muss zur Bestimmung der Anzahl der rekonstruierten  $D_{sJ}(2460)^+$ -Zerfälle

korrekt beschrieben werden. Die mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen bestimmte Funktion zu Beschreibung der Reflexion ist in Abbildung 4.9a) eingetragen.

Die zweite Reflexion, die bei der Anpassung zur Beschreibung des Untergrunds berücksichtigt werden muss, ist Folge des Zerfalls  $D_s^*(2112)^+ \rightarrow D_s^+\gamma$ . Wie bereits erläutert wurde, können durch Kombination der  $D_s^+\gamma$ -Kandidaten aus diesen Zerfällen mit weiteren Photonkandidaten eines Ereignisses  $D_s^+\pi^0$ -Kandidaten gebildet werden, wodurch eine Reflexion im Spektrum der invarianten  $D_s^+\pi^0$ -Masse entsteht. Diese  $D_s^+\pi^0$ -Kandidaten können bei der Rekonstruktion des Systems  $D_s^+\pi^0\gamma$  mit weiteren Photonkandidaten des Ereignisses zu  $D_s^+\pi^0\gamma$ -Kandidaten kombiniert werden, die den geforderten Selektionskriterien genügen. Trägt man die invariante  $D_s^+\gamma$ -Masse gegen die invariante  $D_s^+\pi^0\gamma$ -Masse dieser Kandidaten auf, erhält man in Abbildung 4.9b) ein weiteres schräg verlaufendes Band, welches das horizontale Band bei einer invarianten  $D_s^+\pi^0\gamma$ -Masse von etwa  $2320 \text{ MeV}/c^2$  schneidet. Die Funktion zur Beschreibung der dadurch entstehenden Reflexion ist in Abbildung 4.9a) dargestellt.

Aus der Anpassung an die Messdaten wird eine Anzahl von  $308 \pm 29$   $D_{sJ}(2460)^+$ -Signaleinträgen ermittelt. Nach der durchgeführten Effizienzkorrektur der Messdaten ergibt sich für die korrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0\gamma$ :

$$N(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0\gamma) = 12210 \pm 1320 (\text{stat.}) \pm 1350 (\text{sys.}). \quad (4.42)$$

Der angegebene systematische Fehler tritt unter anderem infolge der Beschreibung der Signal-Linienform, der Reflexion aus dem Zerfall  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  und einer Korrektur auf, die durchgeführt wurden, um Unterschiede in der Nachweeffizienz von Photonen sowie in der Effizienz bei der Rekonstruktion der  $\pi^0$ -Kandidaten zwischen Simulations- und Messdaten zu berücksichtigen.

### 4.3.6 Ergebnisse

In diesem Abschnitt sollen die erzielten Ergebnisse für die untersuchten Zerfallskanäle zusammengefasst und unter Verwendung dieser die obere Grenze des relativen Verzweigungsverhältnisses (4.18), das relative Verzweigungsverhältnis (4.19) sowie das Verhältnis (4.20) bestimmt werden. Abschließend werden die ermittelten Ergebnisse mit bereits publizierten Werten verglichen.

Für den Zerfall  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  wird im Bereich der  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Masse kein Signal beobachtet. Die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten, hypothetischen  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Zerfälle wird unter Einbeziehung des statistischen sowie des systematischen Fehlers zu

$$N(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-) = -1 \pm 35 (\text{stat.}) \pm 1 (\text{sys.}) \quad (4.43)$$

ermittelt. Mit Hilfe der effizienzkorrigierten Anzahl

$$N(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0) = 30320 \pm 1035 (\text{stat.}) \pm 1720 (\text{sys.}) \quad (4.44)$$

der rekonstruierten Zerfälle  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  kann die obere Grenze des relativen Verzweigungsverhältnisses (4.18) bestimmt werden. Bezeichnen die Größen  $N_1$  und  $N_2$  die

korrigierte Anzahl der betrachteten Zerfälle, die Größen  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$  die entsprechenden statistischen Fehler und die Größen  $\delta_1$  und  $\delta_2$  die zugehörigen systematischen Fehler, so kann für das Verhältnis  $R = N_1/N_2$  der statistische Fehler  $\Delta$  und der systematische Fehler  $\delta$  gemäß Gauß'scher Fehlerfortpflanzung berechnet werden:

$$\Delta = |R| \sqrt{\left(\frac{\Delta_1}{N_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_2}{N_2}\right)^2} \quad (4.45)$$

$$\delta = |R| \sqrt{\left(\frac{\delta_1}{N_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta_2}{N_2}\right)^2}. \quad (4.46)$$

Zur Berechnung der oberen Grenze für das relative Verzweigungsverhältnis werden zur Ermittlung des gesamten Fehlers  $\delta R$  der statistische und der systematische Fehler quadratisch addiert:

$$\delta R = \sqrt{\Delta^2 + \delta^2}. \quad (4.47)$$

Als obere Grenze für das relative Verzweigungsverhältnis wird das einseitige 95% Konfidenzintervall der Größe  $R$  angegeben, welches durch den Wert  $R + 1,96\delta R$  gegeben ist. Aus der effizienzkorrigierten Anzahl  $N(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)$  und  $N(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0)$  ergibt sich demnach die obere Grenze für das relative Verzweigungsverhältnis zu:

$$\frac{\mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0)} < 2 \cdot 10^{-3} \quad (CL = 95\%). \quad (4.48)$$

Für den Zerfall  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  wird ein Signal mit  $67 \pm 11$  Einträgen beobachtet. Nach der durchgeführten Effizienzkorrektur der Messdaten ergibt sich die Anzahl der rekonstruierten Zerfälle zu:

$$N(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-) = 990 \pm 183 \text{ (stat.)} \pm 71 \text{ (sys.)}. \quad (4.49)$$

Zusammen mit der effizienzkorrigierten Anzahl

$$N(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0 \gamma) = 12210 \pm 1320 \text{ (stat.)} \pm 1350 \text{ (sys.)} \quad (4.50)$$

der rekonstruierten Zerfälle  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0 \gamma$  kann das relative Verzweigungsverhältnis (4.19) bestimmt werden. Der statistische und der systematische Fehler für das Verhältnis werden gemäß der Gleichungen (4.45) und (4.46) ermittelt. Das relative Verzweigungsverhältnis ergibt sich insgesamt zu:

$$\frac{\mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0 \gamma)} = 0,081 \pm 0,017 \text{ (stat.)} \pm 0,011 \text{ (sys.)}. \quad (4.51)$$

Für den Zerfall  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  wird ebenfalls ein Signal beobachtet. Die Anzahl der Signaleinträge wird zu  $124 \pm 18$  ermittelt. Die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Zerfälle ergibt sich zu:

$$N(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-) = 1792 \pm 270 \text{ (stat.)} \pm 205 \text{ (sys.)}. \quad (4.52)$$

Unter Verwendung des Ergebnisses für den Zerfall  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  kann das Verhältnis (4.20) bestimmt werden, wobei der statistische und der systematische Fehler gemäß der Gleichungen (4.45) und (4.46) berechnet wird. Es ergibt sich:

$$\frac{\sigma(D_{s1}(2536)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)}{\sigma(D_{sJ}(2460)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)} = 1,81 \pm 0,43 \text{ (stat.)} \pm 0,24 \text{ (sys.)}. \quad (4.53)$$

Die obere Grenze für das relative Verzweigungsverhältnis

$$\frac{\mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0)} \quad (4.54)$$

wurde zuerst von der CLEO-Kollaboration bestimmt [Be03]. Es wird ein Wert von 0,019 bei einem Konfidenzniveau von 90% angegeben. Von der Belle-Kollaboration wird für dieses Verhältnis eine obere Grenze von 0,004 [Mi04] bei einem Konfidenzniveau von 90% angegeben. Durch den im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Wert von 0,002 bei einem Konfidenzniveau von 95% wird somit die obere Grenze für das relative Verzweigungsverhältnis weiter nach unten korrigiert.

Der Zerfall  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  wurde bisher nur von der Belle-Kollaboration nachgewiesen [Mi04]. Es werden  $60 \pm 12$  rekonstruierte Zerfälle beobachtet. Das Verzweigungsverhältnis dieses Zerfalls wird relativ zu dem Verzweigungsverhältnis des Zerfalls  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^*(2112)^+ \pi^0$  bestimmt:

$$\frac{\mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^*(2112)^+ \pi^0)} = 0,14 \pm 0,04 \text{ (stat.)} \pm 0,02 \text{ (sys.)}. \quad (4.55)$$

Unter der Annahme, dass der  $D_{sJ}(2460)^+$ -Zerfall in den Zustand  $D_s^+ \pi^0 \gamma$  ausschließlich über den Zerfall  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^*(2112)^+ \pi^0$  erfolgt, kann dieses Ergebnis mit dem in der vorliegenden Arbeit bestimmten relativen Verzweigungsverhältnis (4.51) verglichen werden. In diesem Fall überschneiden sich die kombinierten statistischen und systematischen Fehler der beiden Werte, so dass die Ergebnisse statistisch kompatibel miteinander sind. Eine Messung des relativen Verzweigungsverhältnisses

$$\frac{\mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^*(2112)^+ \gamma)}{\mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0 \gamma)} \quad (4.56)$$

ist zu einem weiteren Vergleich der Ergebnisse erforderlich.

Der Zerfall  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  wurde bisher ebenfalls nur von der Belle-Kollaboration nachgewiesen [Mi04]. Es wird ein Signal mit  $57 \pm 13$  Einträgen beobachtet. Das Verhältnis (4.20) wird angegeben zu:

$$\frac{\sigma(D_{s1}(2536)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)}{\sigma(D_{sJ}(2460)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)} = 1,05 \pm 0,32 \text{ (stat.)} \pm 0,06 \text{ (sys.)}. \quad (4.57)$$

Im Rahmen des Belle-Experiments werden ebenfalls Elektron-Positron-Annihilationsergebnisse bei einer Schwerpunktsenergie von 10,58 GeV untersucht. Bei der Rekonstruktion der  $D_{sJ}(2460)^+$ - und  $D_{s1}(2536)^+$ -Zerfälle in den Zustand  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$  wird ein Mindestimpuls im Schwerpunktsystem von 3,5 GeV/c für die rekonstruierten  $D_s^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten

gefordert. Da in der vorliegenden Arbeit für die rekonstruierten Kandidaten ein Schwerpunktsimpuls von mindestens  $3,2 \text{ GeV}/c$  gefordert wird, können die beiden Ergebnisse aufgrund der unbekanntenen Produktionsquerschnitte  $\sigma(D_{s1}(2536)^+)$  und  $\sigma(D_{sJ}(2460)^+)$  nicht direkt miteinander verglichen werden. Unter der Annahme, dass die impulsabhängigen Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Zustände  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  in den untersuchten Elektron-Positron-Annihilationsereignissen gleich sind, kürzen sich diese für die Ausdrücke (4.53) und (4.57) gerade heraus. Mit dieser Annahme können die Verhältnisse (4.53) und (4.57) miteinander verglichen werden. Die kombinierten statistischen und systematischen Fehler der angegebenen Werte weisen dabei eine Überschneidung auf, so dass die Ergebnisse statistisch kompatibel miteinander sind. Eine impulsabhängige Messung der Produktionsquerschnitte der Zustände  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  ist zur weiteren Interpretation der Ergebnisse unabdingbar.

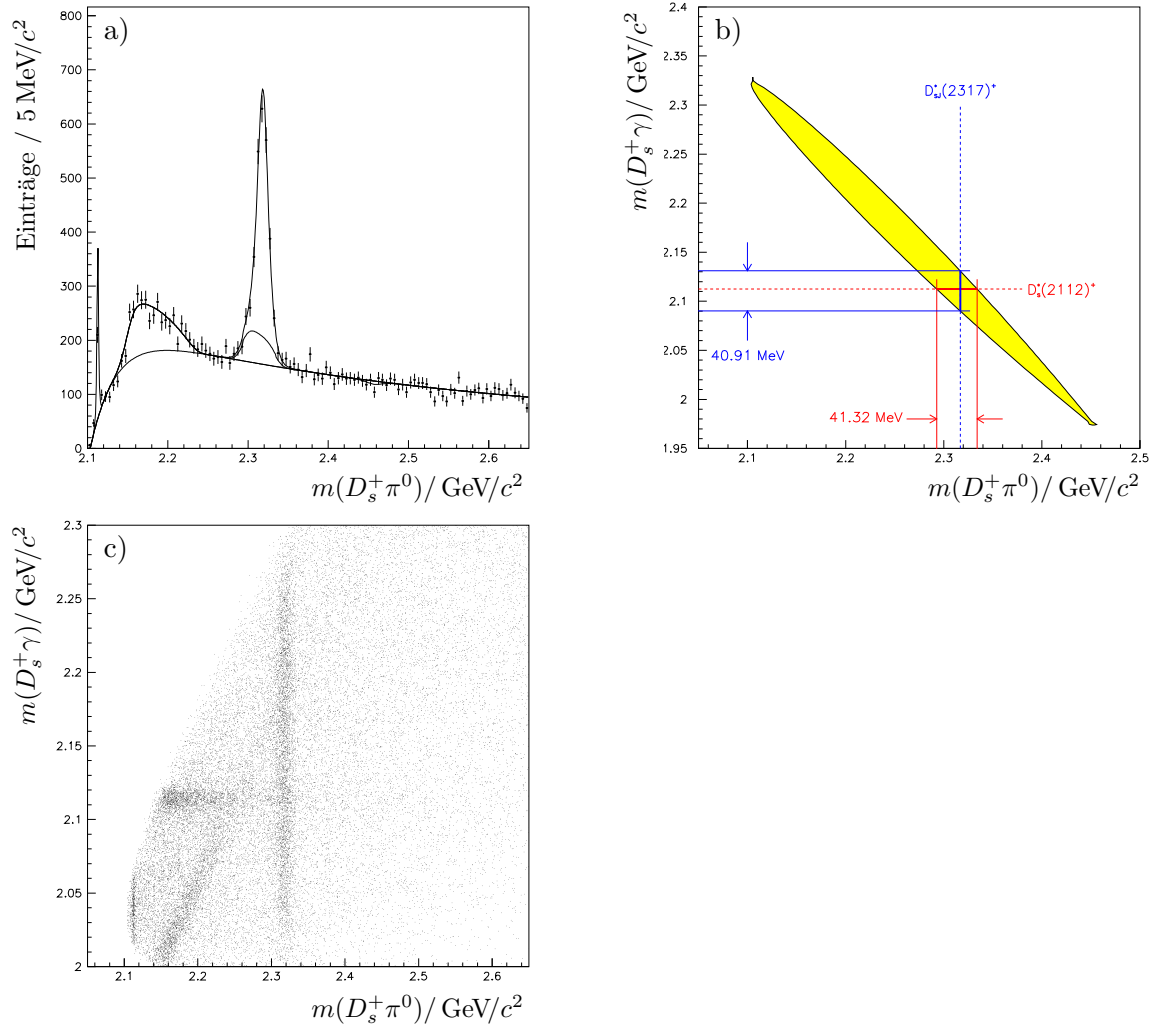


Abbildung 4.8: In Abbildung a) ist die Verteilung der invarianten  $D_s^+ \pi^0$ -Masse zu sehen. Neben dem  $D_s^*(2112)^+$ - und dem  $D_{s,J}^*(2317)^+$ -Signal ist im Bereich von  $2160 \text{ MeV}/c^2$  die aus dem Zerfall  $D_s^*(2112)^+ \rightarrow D_s^+ \gamma$  entstehende Reflexion zu erkennen. Im Bereich der Signale und der Reflexion wurde die Funktion zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds als durchgezogene Linie eingetragen. Die Funktion zur Beschreibung der Reflexion im Bereich des  $D_{s,J}^*(2460)^+$ -Signals ist ebenfalls eingezeichnet. Wie man der Abbildung b) entnehmen kann, entsteht diese Reflexion auf Grund des zugänglichen Phasenraumvolumens des Zerfalls  $D_{s,J}^*(2460)^+ \rightarrow D_s^*(2112)^+ \pi^0$ . In Abbildung c) ist die invariante  $D_s^+ \gamma$ -Masse gegen die invariante  $D_s^+ \pi^0$ -Masse der  $D_s^+ \pi^0$ -Kandidaten aufgetragen. Neben den vertikalen Bändern im Bereich der  $D_s^*(2112)^+$  und  $D_{s,J}^*(2317)^+$ -Masse erkennt man ein horizontales und ein schräg dazu verlaufendes Band, welche infolge des Zerfalls  $D_s^*(2112)^+ \rightarrow D_s^+ \gamma$  auftreten. Die Abbildungen wurden aus [Pa04] entnommen.

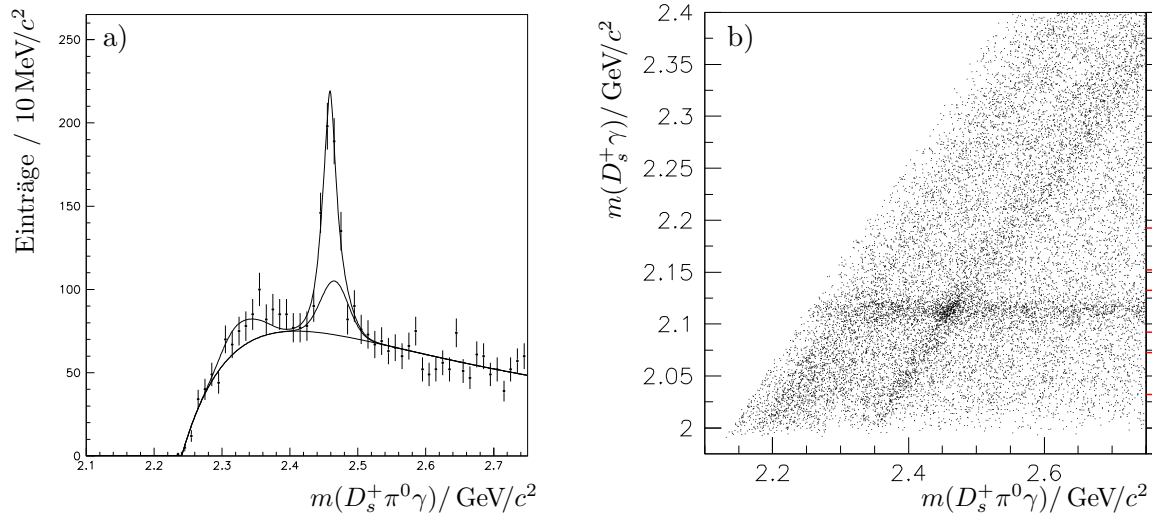


Abbildung 4.9: In Abbildung a) ist die Verteilung der invarianten  $D_s^+\pi^0\gamma$ -Masse zu sehen. Neben dem  $D_{s,J}(2460)^+$ -Signal ist eine Überhöhung im Bereich von  $2320\text{ MeV}/c^2$  infolge der aus dem Zerfall  $D_{s,J}^*(2112)^+ \rightarrow D_s^+\gamma$  hervorgerufenen Reflexion zu erkennen. Im Bereich der Reflexion und des Signals ist die Funktion zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds als durchgezogene Linie eingetragen. Im Bereich des Signals ist weiterhin die Funktion zur Beschreibung der Reflexion aus dem Zerfall  $D_{s,J}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  eingetragen. In Abbildung b) ist die invariante  $D_s^+\gamma$ -Masse gegen die invariante  $D_s^+\pi^0\gamma$ -Masse der  $D_s^+\pi^0\gamma$ -Kandidaten aufgetragen. Neben dem horizontal verlaufende Band erkennt man zwei schräg dazu verlaufende Bänder, die das horizontale Band bei einer invarianten Masse von  $2320\text{ MeV}/c^2$  und im Bereich der  $D_{s,J}(2460)^+$ -Masse schneiden und so zu einer Überhöhung im Spektrum der invarianten  $D_s^+\pi^0\gamma$ -Masse in diesen Bereichen führen. Die Abbildungen wurden aus [Pa04] entnommen.



## Kapitel 5

# Untersuchung der Systeme $D_s^+\pi^-$ und $D_s^+\pi^+$

Im Spektrum der invarianten Masse der aus den Messdaten rekonstruierten  $D_s^+\pi^-$ - und  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten wurde im Bereich der  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Masse kein Signal beobachtet (vgl. Abschn. 3.5). Dieser Sachverhalt kann durch die Angabe einer oberen Grenze für die Verhältnisse

$$\frac{\sigma(D_{sJ}^*(2317)^0) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+\pi^-)}{\sigma(D_{sJ}^*(2317)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0)} \quad (5.1)$$

und

$$\frac{\sigma(D_{sJ}^*(2317)^{++}) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^{++} \rightarrow D_s^+\pi^+)}{\sigma(D_{sJ}^*(2317)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0)} \quad (5.2)$$

quantitativ erfasst werden. Die Größen  $\sigma(D_{sJ}(2460)^+)$ ,  $\sigma(D_{sJ}^*(2317)^0)$  und  $\sigma(D_{sJ}^*(2317)^{++})$  bezeichnen dabei die integrierten Produktionswirkungsquerschnitte des Zustands  $D_{sJ}(2460)^+$  und der hypothetischen Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^0$  und  $D_{sJ}^*(2317)^{++}$  oberhalb eines Schwerpunktsimpulses von 3,2 GeV/c in Elektron-Positron-Annihilationsereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von 10,58 GeV. Die Bestimmung der oberen Grenze für die angegebenen Verhältnisse soll im Folgenden beschrieben werden.

### 5.1 Bestimmung der oberen Grenze

#### 5.1.1 Methode

Die Ermittlung der oberen Grenze für die Verhältnisse (5.1) und (5.2) erfolgt im Wesentlichen analog zu der Methode, die bei der Bestimmung der oberen Grenze für das relative Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-)/\mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0)$  bei der Untersuchung des Systems  $D_s^+\pi^+\pi^-$  angewandt wurde. Ein wichtiger Unterschied dabei ist, dass für die Massen der hypothetischen Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^0$  und  $D_{sJ}^*(2317)^{++}$  eine Annahme gemacht werden muss. Daher wird für das Verhältnis (5.1) bzw. (5.2) das einseitige 95% Konfidenzintervall unter der Annahme verschiedener Massen aus einem noch

zu definierenden Intervall für die hypothetischen Zustände  $D_{s,J}^*(2317)^0$  und  $D_{s,J}^*(2317)^{++}$  bestimmt. Die obere Grenze für die beiden Verhältnisse ist dann durch das Maximum der ermittelten Größe  $R + 1,96\delta R$  in den jeweils betrachteten Intervallen gegeben.

Wie eingangs erläutert wurde, konnten für den hypothetischen Zerfall  $D_{s,J}^*(2317)^{++} \rightarrow D_s^+\pi^+$  keine Signal-Monte-Carlo-Ereignisse generiert werden. Da sich die betrachteten Zerfälle  $D_{s,J}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+\pi^-$  und  $D_{s,J}^*(2317)^{++} \rightarrow D_s^+\pi^+$  kinematisch nicht unterscheiden und bei der Rekonstruktion der beiden Zerfälle dieselben Selektionskriterien angewandt werden, kann bei der Anpassung an die Messdaten zur Beschreibung der Linienform des hypothetischen  $D_{s,J}^*(2317)^{++}$ -Signals die mit Hilfe von  $D_{s,J}^*(2317)^0$ -Monte-Carlo-Ereignissen ermittelte Funktion verwendet werden. Ebenso kann die aus  $D_{s,J}^*(2317)^0$ -Monte-Carlo-Ereignissen bestimmte Rekonstruktionseffizienz zur Effizienzkorrektur der Messdaten bei der Untersuchung des Systems  $D_s^+\pi^+$  herangezogen werden.

### 5.1.2 Parametrisierung der Signal-Linienform

Bei der Anpassung an die Messdaten wird die Linienform der hypothetischen Signale mit Hilfe einer Funktion parametrisiert, deren Parameter mit Hilfe von Signal-Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt werden. Zur Beschreibung der Linienform des  $D_{s,J}^*(2317)^0$ -Signals wird die Summe dreier Gaußkurven  $g_l(m; \mu, \sigma_l)$  (mit  $l = 1, 2, 3$ ), die über einen gemeinsamen Mittelwert  $\mu$ , aber über unterschiedliche Varianzen  $\sigma_l$  verfügen, gewählt:

$$\begin{aligned} f(m) &= r_1 \cdot g_1(m; \mu, \sigma_1) \\ &+ r_2 \cdot g_2(m; \mu, \sigma_2) \\ &+ (1 - r_1 - r_2) \cdot g_3(m; \mu, \sigma_3) \end{aligned} \quad (5.3)$$

mit

$$g_l(m; \mu, \sigma_l) = C \cdot e^{-\left(\frac{(m-\mu)^2}{2\sigma_l^2}\right)} \quad (l = 1, 2, 3). \quad (5.4)$$

Dabei bezeichnen die Größen  $r_l$  die Anteile der Funktion  $g_l$  am Integral der Funktion  $f(m)$ . Die Parameter dieser Funktion werden durch eine Anpassung unter Verwendung der Maximum-Likelihood-Methode an die Verteilung der invarianten Masse der aus den  $D_{s,J}^*(2317)^0$ -Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+\pi^-$ -Kandidaten ermittelt. Dabei wird für die rekonstruierten Kandidaten der in 3.4.3 erläuterte Truth-Match gefordert. Das Spektrum der invarianten  $D_s^+\pi^-$ -Masse und die angepasste Funktion zur Beschreibung der Signal-Linienform sind in Abbildung 5.1 zu sehen. Die ermittelten Parameter der Funktion sind in Tabelle 5.1 angeführt. Die Signal-Linienform wird durch zwei schmale Gaußfunktionen, deren Anteil am Integral der Funktion  $f(m)$  etwa 97% beträgt, und eine breite Gaußfunktion beschrieben. Die volle Breite  $\Gamma$  bei halber Höhe der Kurve beträgt  $3,3 \text{ MeV}/c^2$ . In der Simulation wurde der Zustand  $D_{s,J}^*(2317)^0$  mit einer Breite von  $0,1 \text{ MeV}/c^2$  generiert, so dass die beobachtete Linienform des Signals im Wesentlichen durch das Auflösungsvermögen des Detektors bestimmt wird.

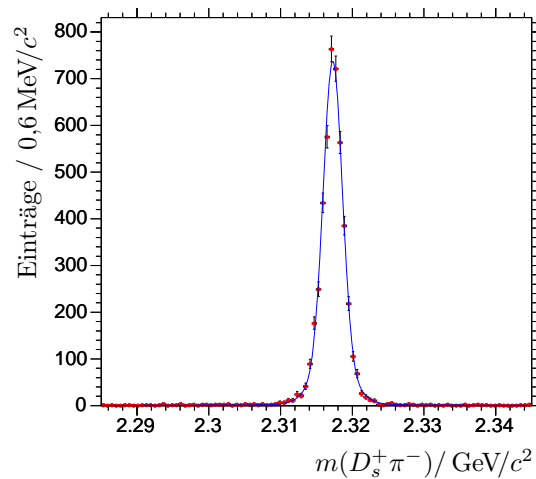


Abbildung 5.1: Invariante Masse der aus  $D_{s,J}^*(2317)^0$ -Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+ \pi^-$ -Kandidaten. Zur Parametrisierung der Signal-Linienform wird die Funktion  $f(m)$  mit Hilfe der Maximum-Likelihood-Methode an die Verteilung der invarianten Masse angepasst. Wie man sieht, wird die beobachtete Linienform gut durch die Summe zweier schmaler Gaußkurven und einer breiten Gaußkurve, die über einen gemeinsamen Mittelwert verfügen, beschrieben.

<b>Parameter</b>	
$\mu / \text{MeV}/c^2$	$2317,28 \pm 0,02$
$r_1$	$0,78 \pm 0,07$
$r_2$	$0,19 \pm 0,07$
$\sigma_1 / \text{MeV}/c^2$	$1,13 \pm 0,06$
$\sigma_2 / \text{MeV}/c^2$	$2,67 \pm 0,34$
$\sigma_3 / \text{MeV}/c^2$	$17,7 \pm 3,0$
<b>Breite</b>	
$\Gamma / \text{MeV}/c^2$	$3,3$

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Anpassung der Funktion  $f(m)$  an die Verteilung der invarianten  $D_s^+ \pi^-$ -Masse für Signal-Monte-Carlo-Ereignisse. Neben den bei der Anpassung ermittelten Werten für die Parameter der Funktion ist die volle Breite  $\Gamma$  bei halber Höhe der Kurve aufgeführt.

### 5.1.3 Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz

Die Bestimmung der impulsabhängigen Effizienz  $\epsilon(p^*)$  zur Rekonstruktion des Zerfalls  $D_{s,J}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$  erfolgt analog zu der in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Methode. Die dort erläuterten Korrekturen, die durchgeführt wurden, um der unterschiedlichen Effizienz zwischen Simulations- und Messdaten bei der Spurrekonstruktion und der Identifikation der Pionkandidaten Rechnung zu tragen, sind hier auf die Pionkandidaten der rekonstruierten  $D_s^+ \pi^-$ -Kandidaten anzuwenden, welche nicht zur Rekonstruktion der  $D_s^+$ -Kandidaten

herangezogen wurden. Die zuletzt genannte Korrektur wird aus den erwähnten technischen Gründen vor der eigentlichen Bestimmung der Effizienz auf die Simulationsdaten angewandt (vgl. Abschn. 4.3.2.1.2). Daher ist diese Korrektur für die im Folgenden zu bestimmende Rekonstruktionseffizienz bereits berücksichtigt. Da bei der Rekonstruktion der  $D_s^+\pi^-$ -Kandidaten für die zugehörigen Spuren der betrachteten Pionkandidaten die GoodTracksLoose-Kriterien gefordert wurden, folgt aus der in Abschnitt 4.3.2.1.1 angegebenen Korrektur für die Rekonstruktionseffizienz des betrachteten Zerfalls ein Korrekturfaktor von

$$c_{\text{trk}} = (100\% - 0,8\%) = 99,2\%, \quad (5.5)$$

der mit einem systematischen Fehler von

$$\Delta c_{\text{trk}} = \pm 1,3\% \quad (5.6)$$

verknüpft ist. Diese Korrektur wird bei der Effizienzkorrektur der Messdaten berücksichtigt (s. Abschn. 5.1.4).

Zur Bestimmung der impulsabhängigen Effizienz  $\epsilon(p^*)$  wird die durch Gleichung (4.21) definierte Effizienz in Abhängigkeit vom Schwerpunktsimpuls  $p^*$  der rekonstruierten  $D_s^+\pi^-$ -Kandidaten ermittelt. Durch Wichtung der Impulsverteilung der in den Simulationsereignissen generierten Zustände  $D_{s,J}^*(2317)^0$  und der korrespondierenden Impulsverteilung der aus diesen Ereignissen rekonstruierten  $D_s^+\pi^-$ -Kandidaten mit den in Tabelle 4.3 angegebenen Wichtungsfaktoren erhält man die in Abbildung 5.2a) gezeigten Verteilungen des Schwerpunktsimpulses. Durch Division dieser beiden Verteilungen ergibt sich direkt die gesuchte Verteilung der Effizienz in Abhängigkeit vom Impuls  $p^*$  (Abb. 5.2b)). Zur Parametrisierung der impulsabhängigen Rekonstruktionseffizienz wird ein Polynom dritten Grads  $\epsilon(p^*) = \sum_{i=0}^3 a_i \cdot (p^*)^i$  an die erhaltene Verteilung angepasst. Die angepasste Funktion ist in Abbildung 5.2b)) zu sehen. Bei der Anpassung werden die Koeffizienten des Polynoms zu  $a_0 = (-4,80 \pm 0,02)$ ,  $a_1 = (3,576 \pm 0,007)/\text{GeV}/c$ ,  $a_2 = (-0,866 \pm 0,002)/(\text{GeV}/c)^2$  und  $a_3 = (7 \pm 0,03) \cdot 10^{-2}/(\text{GeV}/c)^3$  ermittelt. Der Mittelwert der Effizienzverteilung wird zu  $\bar{\epsilon} = 0,12$  bestimmt.

#### 5.1.4 Anpassung an die Messdaten

Zur Ermittlung der effizienzkorrigierten Anzahl der rekonstruierten, hypothetischen Zerfälle werden die Messdaten zunächst mit der mittleren Effizienz  $\bar{\epsilon}/\epsilon(p^*)$  gewichtet. Aus einer Anpassung an die gewichteten Messdaten wird unter Verwendung der Maximum-Likelihood-Methode die Anzahl der Signaleinträge  $N$  bestimmt. Dabei wird zur Beschreibung des Signals die aus Signal-Monte-Carlo-Ereignissen bestimmte Parametrisierung  $f(m)$  und zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds ein Polynom dritten Grads verwendet:

$$F(m) = N \cdot f(m) + N_B \cdot \sum_{j=1}^3 a_j m^j. \quad (5.7)$$

Die Anzahl  $N$  der Signaleinträge, die Anzahl  $N_B$  der Untergrundeinträge und die Parameter  $a_j$  des Polynoms werden als freie Parameter bei der Anpassung bestimmt. Aus der

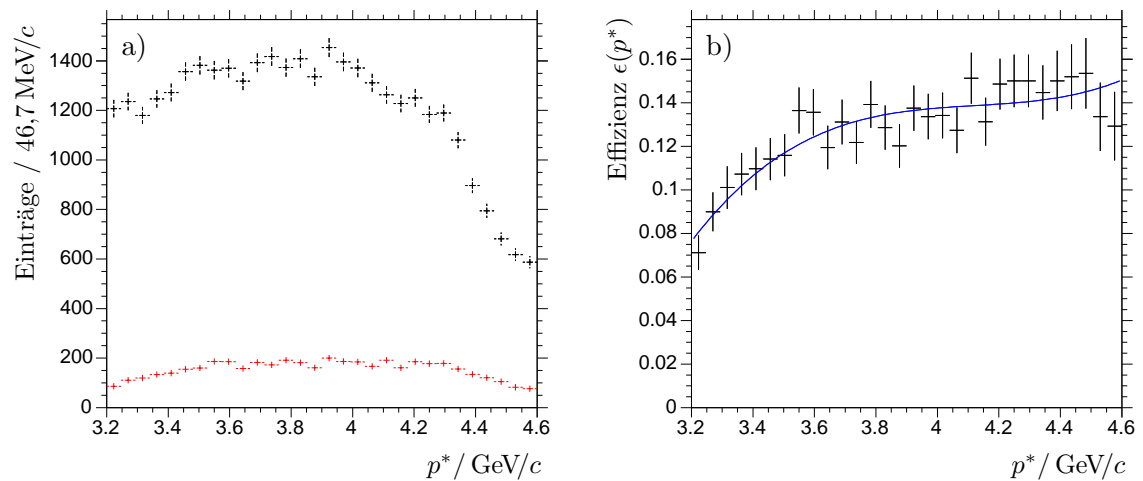


Abbildung 5.2: Die Abbildung a) zeigt die gewichtete Verteilung des Schwerpunktsimpulses der generierten Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^0$  (obere Verteilung) für Signal-Monte-Carlo-Ereignisse und die korrespondierende Verteilung der rekonstruierten  $D_s^+\pi^-$ -Kandidaten (untere Verteilung). Durch Division der beiden Verteilungen erhält man die in Abbildung b) gezeigte Verteilung der Rekonstruktionseffizienz. Neben dieser Verteilung ist in b) die angepasste Funktion  $\epsilon(p^*)$  zur Parametrisierung der Rekonstruktionseffizienz gezeigt.

ermittelten Anzahl  $N$  wird die effizienzkorrigierte Anzahl der rekonstruierten, hypothetischen Zerfälle gemäß der Gleichung

$$N' = \frac{N}{\bar{\epsilon} \cdot c_{\text{trk}}} \quad (5.8)$$

bestimmt.

Bei der Anpassung an die Messdaten wird der Mittelwert der Funktion  $f(m)$  in dem symmetrisch um den bei der Anpassung an die Monte-Carlo-Daten bestimmten Mittelwert  $\mu$  gelegenen Intervall  $[2307,28 \text{ MeV}/c^2; 2327,28 \text{ MeV}/c^2]$  variiert. Dabei wurde eine Schrittweite von  $1 \text{ MeV}/c^2$  gewählt. Dieser Wert ist etwas kleiner als die Breite  $\sigma_1$  der schmalen Gaußkurve der Funktion  $f(m)$ .

Die bei der Anpassung bestimmte Anzahl  $N$  und die daraus ermittelte effizienzkorrigierte Anzahl  $N'$  der rekonstruierten, hypothetischen  $D_{sJ}^*(2317)^0$ -Zerfälle ist in Tabelle 5.2 für die verschiedenen Mittelwerte der Funktion  $f(m)$  angegeben. In Abbildung 5.3 sind exemplarisch die Verteilungen der invarianten  $D_s^+\pi^-$ - und  $D_s^+\pi^+$ -Masse zusammen mit der jeweils angepassten Funktion  $F(m)$  mit  $\mu = 2307,28 \text{ MeV}/c^2$  gezeigt. Die unter Verwendung dieses Mittelwerts bestimmte Anzahl  $N'$  führt, wie im Folgenden gezeigt wird, zu der oberen Grenze für das Verhältnis (5.1) bzw. (5.2).

Zur weiteren Bestimmung der oberen Grenze für die Verhältnisse (5.1) und (5.2) müssen für die ermittelten Werte  $N'$  die systematischen Fehler bestimmt werden. Die durchgeführte Korrektur, um die unterschiedliche Effizienz bei der Spurselektion zwischen Simulations-

und Messdaten auszugleichen, zieht einen systematischen Fehler von

$$\Delta_{\text{trk}}N' = N' \cdot \left( \frac{|\Delta c_{\text{trk}}|}{1 + \Delta c_{\text{trk}}} \right) = N' \cdot 1,32\% \quad \text{mit } \Delta c_{\text{trk}} = -1,3\% \quad (5.9)$$

nach sich. Die Bestimmung des systematischen Fehlers  $\Delta_S N'$ , welcher infolge der verwendeten Parametrisierung der Signal-Linienform auftritt, wird analog zu der in Abschnitt 4.3.4.2 beschriebenen Methode durchgeführt. Mit der in Abschnitt 4.3.4.3 beschriebenen Methode wird der systematische Fehler  $\Delta_B N'$ , der aus der verwendeten Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds bei der Anpassung an die Messdaten resultiert, bestimmt. Dazu wird bei der Anpassung der Funktion  $F(m)$  an die Messdaten zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds statt eines Polynoms dritter Ordnung ein Polynom vierten Grads in Gleichung (5.7) verwendet. Bei der Untersuchung des systematischen Fehlers wurde auch eine Anpassung unter Verwendung einer Parabel zur Parametrisierung des Untergrunds vorgenommen. Es stellte sich jedoch heraus, dass eine Parabel nicht in der Lage ist, den kombinatorischen Untergrund adäquat zu beschreiben, so dass die Anpassung an die Messdaten nicht konvergiert. Der gesamte, systematische Fehler für die Anzahl  $N'$  ergibt sich durch die quadratische Addition der genannten systematischen Fehler. Die einzelnen systematischen Fehler und der daraus ermittelte Gesamtfehler sind in Tabelle 5.2 bzw. Tabelle 5.3 angegeben.

Die Bestimmung der oberen Grenze für die Verhältnisse (5.1) und (5.2) erfolgt mit Hilfe der effizienzkorrigierten Anzahl

$$N(D_{s,J}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0) = 30320 \pm 1035 \text{ (stat.)} \pm 1720 \text{ (sys.)} \quad (5.10)$$

der rekonstruierten Zerfälle  $D_{s,J}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  (vgl. Abschn. 4.3.5). Der kombinierte statistische und systematische Fehler  $\delta R$  für das Verhältnis  $R = N'/N(D_{s,J}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0)$  wird gemäß der Gleichungen (4.45)-(4.47) ermittelt. Das 95% Konfidenzintervall der Größe  $R$  ist durch den Wert  $R + 1,96\delta R$  gegeben. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 5.2 für die Untersuchung des Systems  $D_s^+\pi^-$  und in Tabelle 5.3 für die Untersuchung des Systems  $D_{s,J}^*(2317)^{++}$  angegeben.

### 5.1.5 Ergebnisse

Bei der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Anpassung an die Verteilung der invarianten  $D_s^+\pi^-$ - bzw.  $D_s^+\pi^+$ -Masse wurde ein hypothetisches Signal des Zerfalls eines neutralen bzw. doppel geladenen Partners des Zustands  $D_{s,J}^*(2317)^+$  berücksichtigt. In der Simulation wurde angenommen, dass der neutrale Partner  $D_{s,J}^*(2317)^0$  eine ähnliche Masse wie der Zustand  $D_{s,J}^*(2317)^+$  und wie dieser ebenfalls eine geringe intrinsische Breite aufweist. Da zur Parametrisierung des hypothetischen  $D_{s,J}^*(2317)^{++}$ -Signals die mit Hilfe von  $D_{s,J}^*(2317)^0$ -Monte-Carlo-Ereignissen ermittelte Signal-Linienform verwendet wird, gelten diese Annahmen auch für den doppelt geladenen Partner-Zustand. Im untersuchten Bereich zwischen  $2307,28 \text{ MeV}/c^2$  und  $2327,28 \text{ MeV}/c^2$  wurde keine signifikante Struktur in den Messdaten identifiziert, die mit der aufgestellten Hypothese eines Signals infolge des Zerfalls des neutralen bzw. doppelt geladenen Partner-Zustands verträglich ist.

$\mu / \text{MeV}/c^2$	$N$	$N'$	Systematische Fehler					$R + 1,96\delta R$
			$\Delta_{\text{sys}}N'$	$\Delta_{\text{sys}}N'/N'$	$\Delta_{\text{trk}}N'/N'$	$\Delta_{\text{S}}N'/N'$	$\Delta_{\text{B}}N'/N'$	
2307,28	$39,64 \pm 21,30$	$327,94 \pm 176,20$	34,49	10,52%	1,32%	10,35%	1,30%	$22,42 \cdot 10^{-3}$
2308,28	$38,48 \pm 21,55$	$318,37 \pm 178,26$	37,02	11,63%	1,32%	10,70%	4,36%	$22,27 \cdot 10^{-3}$
2309,28	$39,59 \pm 21,32$	$327,47 \pm 176,34$	34,39	10,50%	1,32%	10,34%	1,31%	$22,41 \cdot 10^{-3}$
2310,28	$37,39 \pm 21,22$	$309,31 \pm 175,55$	32,49	10,50%	1,32%	9,63%	3,97%	$21,74 \cdot 10^{-3}$
2311,28	$24,66 \pm 21,29$	$204,04 \pm 176,14$	26,67	13,07%	1,32%	11,83%	5,41%	$18,25 \cdot 10^{-3}$
2312,28	$11,56 \pm 21,42$	$95,61 \pm 177,18$	26,18	27,39%	1,32%	25,01%	11,09%	$14,73 \cdot 10^{-3}$
2313,28	$17,10 \pm 21,37$	$141,42 \pm 176,81$	24,76	17,51%	1,32%	15,94%	7,13%	$16,21 \cdot 10^{-3}$
2314,28	$29,36 \pm 20,90$	$242,92 \pm 172,91$	28,34	11,67%	1,32%	11,25%	2,78%	$19,34 \cdot 10^{-3}$
2315,28	$21,32 \pm 20,74$	$176,39 \pm 171,53$	24,95	14,14%	1,32%	13,44%	4,21%	$17,02 \cdot 10^{-3}$
2316,28	$-8,62 \pm 20,57$	$-71,33 \pm 170,20$	14,12	19,80%	1,32%	15,82%	11,84%	$8,69 \cdot 10^{-3}$
2317,28	$-32,04 \pm 20,07$	$-265,06 \pm 166,02$	26,12	9,85%	1,32%	9,13%	3,46%	$2,12 \cdot 10^{-3}$
2318,28	$-28,97 \pm 19,83$	$-239,68 \pm 164,06$	19,60	8,18%	1,32%	7,20%	3,65%	$2,78 \cdot 10^{-3}$
2319,28	$-14,55 \pm 19,98$	$-120,39 \pm 165,28$	15,48	12,86%	1,32%	11,95%	4,55%	$6,76 \cdot 10^{-3}$
2320,28	$-5,82 \pm 20,22$	$-48,13 \pm 167,27$	12,23	25,40%	1,32%	22,59%	11,55%	$9,25 \cdot 10^{-3}$
2321,28	$-3,97 \pm 20,49$	$-32,84 \pm 169,48$	9,35	28,48%	1,32%	21,55%	18,57%	$9,89 \cdot 10^{-3}$
2322,28	$0,51 \pm 20,67$	$4,19 \pm 170,97$	10,15	241,96%	1,32%	207,51%	124,44%	$11,21 \cdot 10^{-3}$
2323,28	$7,85 \pm 20,53$	$64,97 \pm 169,83$	13,61	20,95%	1,32%	20,01%	6,06%	$13,16 \cdot 10^{-3}$
2324,28	$4,93 \pm 20,39$	$40,78 \pm 168,69$	14,70	36,05%	1,32%	34,65%	9,86%	$12,29 \cdot 10^{-3}$
2325,28	$-10,27 \pm 20,30$	$-84,99 \pm 167,90$	9,77	11,49%	1,32%	10,88%	3,47%	$8,07 \cdot 10^{-3}$
2326,28	$-22,95 \pm 20,01$	$-189,87 \pm 165,55$	16,32	8,60%	1,32%	8,02%	2,80%	$4,49 \cdot 10^{-3}$
2327,28	$-23,32 \pm 19,84$	$-192,91 \pm 164,14$	16,05	8,32%	1,32%	7,85%	2,42%	$4,30 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.2: Ergebnisse der Untersuchung des Systems  $D_s^+\pi^-$ . In der Tabelle sind die bei der Anpassung an die gewichteten Messdaten ermittelte Anzahl  $N$  der Einträge des hypothetischen  $D_{s,J}^*(2317)^0$ -Signals mit einem Mittelwert  $\mu$  und die daraus ermittelte effizienzkorrigierte Anzahl  $N'$  angegeben. Für die Größe  $N'$  sind die relativen systematischen Fehler  $\Delta_{\text{trk}}N'/N'$ ,  $\Delta_{\text{S}}N'/N'$  und  $\Delta_{\text{B}}N'/N'$  sowie der daraus resultierende, kombinierte Fehler  $\Delta_{\text{sys}}N'$  angeführt. Weiterhin ist das 95% Konfidenzniveau  $R + 1,96\delta R$  für das Verhältnis (5.1) angegeben.

$\mu/\text{MeV}/c^2$	$N$	$N'$	Systematische Fehler					$R + 1,96\delta R$
			$\Delta_{\text{sys}}N'$	$\Delta_{\text{sys}}N'/N'$	$\Delta_{\text{trk}}N'/N'$	$\Delta_{\text{S}}N'/N'$	$\Delta_{\text{B}}N'/N'$	
2307,28	$17,73 \pm 18,04$	$146,67 \pm 149,27$	37,97	25,89%	1,32%	7,36%	24,79%	$14,79 \cdot 10^{-3}$
2308,28	$15,77 \pm 17,86$	$130,47 \pm 147,77$	36,14	27,70%	1,32%	8,25%	26,41%	$14,14 \cdot 10^{-3}$
2309,28	$2,93 \pm 17,63$	$24,25 \pm 145,88$	34,36	141,70%	1,32%	22,66%	139,87%	$10,49 \cdot 10^{-3}$
2310,28	$-13,93 \pm 17,13$	$-115,24 \pm 141,71$	37,23	32,31%	1,32%	13,43%	29,36%	$5,67 \cdot 10^{-3}$
2311,28	$-26,47 \pm 16,65$	$-219,01 \pm 137,73$	37,32	17,04%	1,32%	9,25%	14,25%	$2,00 \cdot 10^{-3}$
2312,28	$-30,75 \pm 16,54$	$-254,39 \pm 136,84$	38,14	14,99%	1,32%	9,08%	11,86%	$0,79 \cdot 10^{-3}$
2313,28	$-28,47 \pm 16,18$	$-235,54 \pm 133,83$	37,17	15,78%	1,32%	10,70%	11,53%	$1,21 \cdot 10^{-3}$
2314,28	$-32,43 \pm 16,10$	$-268,30 \pm 133,17$	38,17	14,23%	1,32%	10,22%	9,81%	$0,11 \cdot 10^{-3}$
2315,28	$-40,80 \pm 16,05$	$-337,56 \pm 132,75$	42,96	12,73%	1,32%	10,00%	7,76%	$-2,11 \cdot 10^{-3}$
2316,28	$-43,19 \pm 15,74$	$-357,33 \pm 130,18$	44,61	12,48%	1,32%	10,41%	6,76%	$-2,89 \cdot 10^{-3}$
2317,28	$-42,81 \pm 15,76$	$-354,19 \pm 130,35$	43,98	12,42%	1,32%	10,53%	6,45%	$-2,79 \cdot 10^{-3}$
2318,28	$-42,61 \pm 15,61$	$-352,51 \pm 129,11$	43,71	12,40%	1,32%	10,78%	5,98%	$-2,81 \cdot 10^{-3}$
2319,28	$-46,81 \pm 15,53$	$-387,22 \pm 128,49$	43,52	11,24%	1,32%	9,92%	5,11%	$-4,00 \cdot 10^{-3}$
2320,28	$-50,45 \pm 15,65$	$-417,39 \pm 129,47$	43,36	10,39%	1,32%	9,31%	4,42%	$-4,94 \cdot 10^{-3}$
2321,28	$-43,16 \pm 15,86$	$-357,01 \pm 131,18$	39,82	11,15%	1,32%	9,94%	4,88%	$-2,91 \cdot 10^{-3}$
2322,28	$-28,99 \pm 16,23$	$-239,85 \pm 134,24$	28,50	11,88%	1,32%	9,96%	6,35%	$0,96 \cdot 10^{-3}$
2323,28	$-16,96 \pm 16,67$	$-140,27 \pm 137,94$	22,78	16,24%	1,32%	12,59%	10,17%	$4,41 \cdot 10^{-3}$
2324,28	$-6,87 \pm 17,35$	$-56,79 \pm 143,57$	15,83	27,87%	1,32%	15,35%	23,23%	$7,46 \cdot 10^{-3}$
2325,28	$5,34 \pm 17,48$	$44,17 \pm 144,63$	11,79	26,69%	1,32%	11,93%	23,84%	$10,84 \cdot 10^{-3}$
2326,28	$10,83 \pm 17,60$	$89,58 \pm 145,63$	11,68	13,04%	1,32%	7,06%	10,89%	$12,40 \cdot 10^{-3}$
2327,28	$12,63 \pm 18,33$	$104,50 \pm 151,61$	21,15	20,24%	1,32%	18,26%	8,63%	$13,34 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.3: Ergebnisse der Untersuchung des Systems  $D_s^+\pi^+$ . In der Tabelle sind die bei der Anpassung an die gewichteten Messdaten ermittelte Anzahl  $N$  der Einträge des hypothetischen  $D_{sJ}^*(2317)^{++}$ -Signals mit einem Mittelwert  $\mu$  und die daraus ermittelte effizienzkorrigierte Anzahl  $N'$  angegeben. Für die Größe  $N'$  sind die relativen systematischen Fehler  $\Delta_{\text{trk}}N'/N'$ ,  $\Delta_{\text{S}}N'/N'$  und  $\Delta_{\text{B}}N'/N'$  sowie der daraus resultierende, kombinierte Fehler  $\Delta_{\text{sys}}N'$  angeführt. Weiterhin ist das 95% Konfidenzniveau  $R + 1,96\delta R$  für das Verhältnis (5.2) angegeben.



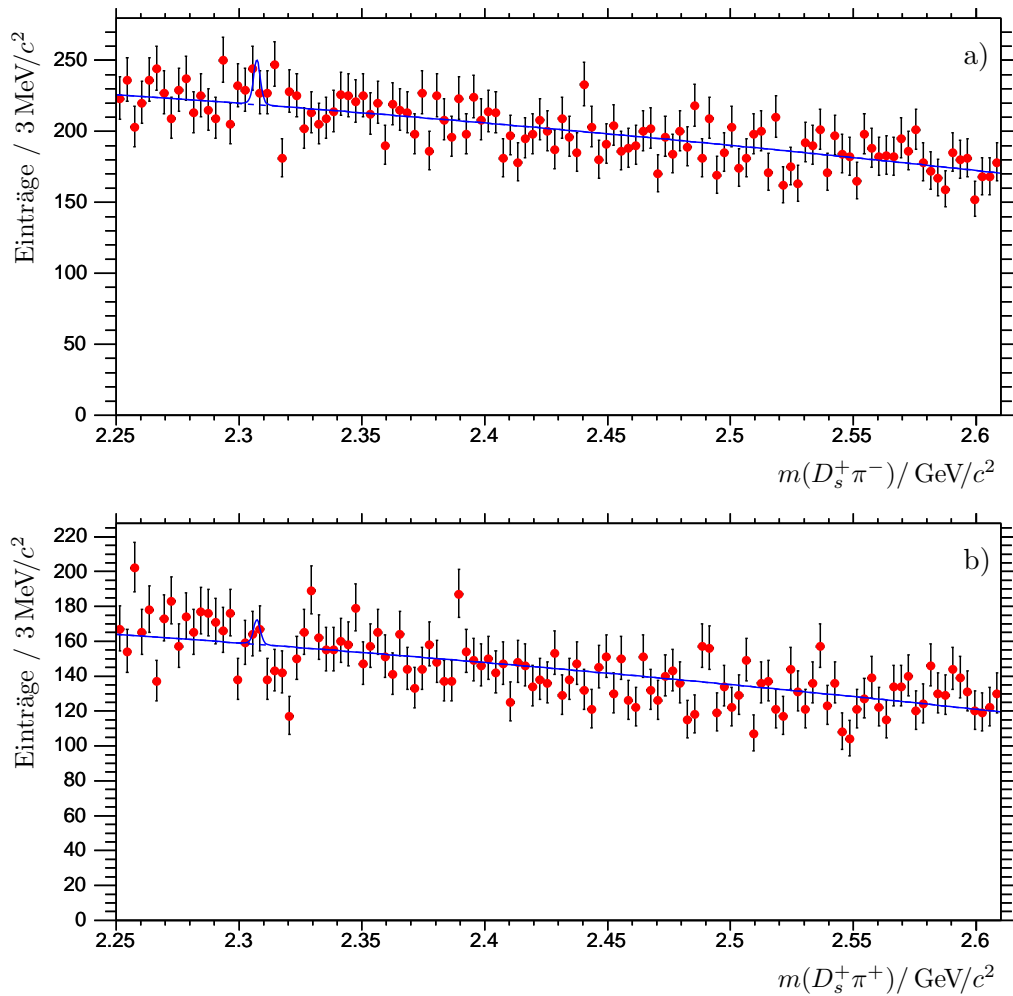


Abbildung 5.3: Die Abbildung zeigt die mit der mittleren Effizienz  $\bar{\epsilon}/\epsilon(p^*)$  gewichteten Verteilung der invarianten Masse der aus den Messdaten rekonstruierten a)  $D_s^+\pi^-$ - und b)  $D_s^+\pi^+$ -Kandidaten. Weiterhin ist die mit Hilfe der Maximum-Likelihood-Methode an die Messdaten angepasste Funktion  $F(m)$  zu sehen. Für das hypothetische  $D_{sJ}^*(2317)^0$ - bzw.  $D_{sJ}^*(2317)^{++}$ -Signal wurde bei der Anpassung ein Mittelwert von  $2307,28 \text{ MeV}/c^2$  angenommen. Der kombinatorische Untergrund wird durch ein Polynom dritter Ordnung parametrisiert. Im Bereich des hypothetischen Signals ist der Anteil dieser Funktion als nicht-durchgezogene Linie eingezeichnet.

Daher kann innerhalb dieses Intervalls für den hypothetischen Zerfall eines neutralen bzw. doppelt geladenen Partner-Zustands des  $D_{sJ}^*(2317)^+$  für die obere Grenze des Verhältnisses (5.1) bzw. (5.2) das Maximum der im betrachteten Intervall bestimmten Größe  $R + 1,96\delta R$  angegeben werden. Die ermittelten Werte  $R + 1,96\delta R$  sind in Abbildung 5.4 in Abhängigkeit von dem bei der Anpassung an die Messdaten verwendeten Mittelwert der Funktion  $f(m)$  aufgetragen. Wie man der Abbildung und auch der Tabelle 5.2 bzw. der Tabelle 5.3 entnehmen kann, ist das Maximum des Werts  $R + 1,96\delta R$  und somit die

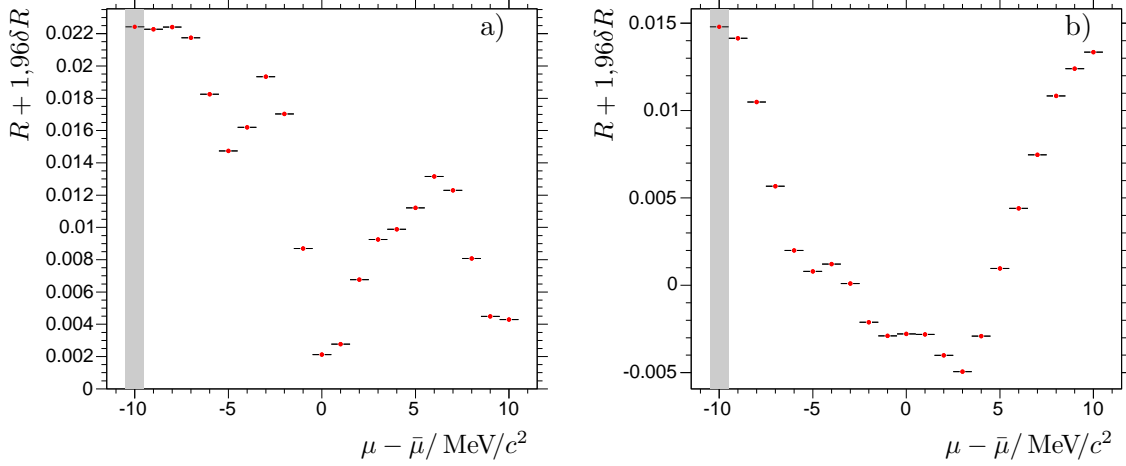


Abbildung 5.4: In der Abbildung ist jeweils die bei der Untersuchung des Systems a)  $D_s^+\pi^-$  und b)  $D_s^+\pi^+$  für die unterschiedlichen Mittelwerte  $\mu$  des hypothetischen Signals ermittelte Größe  $R+1,96\delta R$  gegen die Differenz  $\mu-\bar{\mu}$  mit  $\bar{\mu} = 2317,28 \text{ MeV}/c^2$  aufgetragen. Die obere Grenze für die Verhältnisse (5.1) und (5.2) ist durch das jeweilige Maximum (grau unterlegt) der Größe  $R + 1,96\delta R$  in dem betrachteten Intervall gegeben.

gesuchte obere Grenze der betrachteten Verhältnisse durch

$$\frac{\sigma(D_{sJ}^*(2317)^0) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+\pi^-)}{\sigma(D_{sJ}^*(2317)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0)} < 2 \cdot 10^{-2} \quad (5.11)$$

und

$$\frac{\sigma(D_{sJ}^*(2317)^{++}) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^{++} \rightarrow D_s^+\pi^+)}{\sigma(D_{sJ}^*(2317)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0)} < 1 \cdot 10^{-2} \quad (5.12)$$

gegeben. Bisher wurden noch keine Werte für die angegebenen Verhältnisse publiziert.

## Kapitel 6

# Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Systeme  $D_s^+\pi^+\pi^-$ ,  $D_s^+\pi^-$  und  $D_s^+\pi^+$  untersucht. Die angestellten Untersuchungen können in Zusammenhang mit der Messung relativer Verzweigungsverhältnisse der Resonanzen  $D_{sJ}^*(2317)^+$  und  $D_{sJ}(2460)^+$ , die derzeit durch die BABAR-Kollaboration durchgeführt wird, zur Klärung der Natur dieser Zustände beitragen. Bei der Untersuchung des Systems  $D_s^+\pi^+\pi^-$  wurden die Resonanzen  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  beobachtet. Das relative Verzweigungsverhältnis der Zerfälle  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  und  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0\gamma$  wurde gemessen. Der Zerfall  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  konnte nicht beobachtet werden. Für diesen wurde die obere Grenze des Verzweigungsverhältnis relativ zu dem Zerfall  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  bestimmt. Bei der Untersuchung der Systeme  $D_s^+\pi^-$  und  $D_s^+\pi^+$  konnte ein möglicher neutraler bzw. doppelt geladener Partnerzustand der Resonanz  $D_{sJ}^*(2317)^+$  mit einer geringen intrinsischen Breite im Bereich der  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Masse nicht nachgewiesen werden.

Die vorgestellte Analyse basiert auf Daten, welche mit Hilfe des BABAR-Detektors im Zeitraum zwischen Februar 2000 und Juni 2003 aufgezeichnet wurden. Die Rekonstruktion der untersuchten Systeme erfolgte über die Selektion der  $D_s^+$ -Zerfälle  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$  und  $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ . Nach der Selektion eines sauberen  $D_s^+$ -Signals, wurden weitere Kriterien zur Selektion der betrachteten Systeme unter Verwendung von Monte-Carlo-Ereignissen optimiert.

Der Zerfall  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  wurde nicht beobachtet, was sowohl in Übereinstimmung mit den Beobachtungen der Belle- und CLEO-Kollaboration als auch mit der zugeordneten Spin-Parität des Zustands  $D_{sJ}^*(2317)^+$  von  $J^P = 0^+$  ist. Für die Zerfälle  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  und  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  wurden  $67 \pm 11$  bzw.  $124 \pm 18$  Ereignisse rekonstruiert. Diese Zerfälle wurden bisher nur von der Belle-Kollaboration beobachtet. Die Beobachtung der Zerfälle ist konsistent mit der zugeordneten Spin-Parität der Zustände von  $J^P = 1^+$ .

Für das relative Verzweigungsverhältnis der Zerfälle  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$  und  $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0$  wurde die obere Grenze zu

$$\frac{\mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-)}{\mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^0)} < 2 \cdot 10^{-3} \quad (CL = 95\%)$$

bestimmt. Durch diese Messung konnte der von der Belle-Kollaboration angegebene Wert verbessert werden.

Das relative Verzweigungsverhältnis der Zerfälle  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  und  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0 \gamma$  wurde ermittelt zu:

$$\frac{\mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0 \gamma)} = 0,081 \pm 0,017 \text{ (stat.)} \pm 0,011 \text{ (sys.)}.$$

Unter der Annahme, dass der Zerfall der Resonanz  $D_{sJ}(2460)^+$  in den Zustand  $D_s^+ \pi^0 \gamma$  ausschließlich über den resonanten Zwischenzustand  $D_s^*(2112)^+ \pi^0$  erfolgt, kann dieser Wert mit dem von der Belle-Kollaboration ermittelten relativen Verzweigungsverhältnis der Zerfälle  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-$  und  $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^*(2112)^+ \pi^0$  verglichen werden. Da sich die kombinierten statistischen und systematischen Fehler der beiden Werte überschneiden, sind die Ergebnisse im Rahmen ihrer Fehler miteinander konsistent.

Weiterhin wurde für die Zustände  $D_{sJ}(2460)^+$  und  $D_{s1}(2536)^+$  das Verhältnis

$$\frac{\sigma(D_{s1}(2536)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)}{\sigma(D_{sJ}(2460)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^+ \pi^-)} = 1,81 \pm 0,43 \text{ (stat.)} \pm 0,24 \text{ (sys.)}$$

bestimmt. Von der Belle-Kollaboration wurde dieses Verhältnis für einen höheren Bereich des Schwerpunktsimpulses der beiden Zustände bestimmt. Unter der Annahme, dass die Wirkungsquerschnitte zur Produktion der beiden Resonanzen die gleiche Impulsabhängigkeit aufweisen, können die Ergebnisse direkt miteinander verglichen werden. Der kombinierte statistische und systematische Fehler dieser Messung weist mit dem kombinierten Fehler des von der Belle-Kollaboration bestimmten Werts eine Überschneidung auf, so dass die Ergebnisse im Rahmen ihrer Fehler konsistent miteinander sind. Eine Messung der impulsabhängigen Wirkungsquerschnitte  $\sigma(D_{s1}(2536)^+)$  und  $\sigma(D_{sJ}(2460)^+)$  ist zur weiteren Interpretation der Ergebnisse unabdingbar.

Für die untersuchten Systeme  $D_s^+ \pi^-$  und  $D_s^+ \pi^+$  wurde im Bereich der  $D_{sJ}^*(2317)^+$ -Masse kein schmales Signal beobachtet. Für die Partner-Zustände  $|I, I_3\rangle = |1, \pm 1\rangle$  eines  $DK$ -Molekülzustands mit einem Isospin von  $I = 1$  wurde die obere Grenze der Verhältnisse

$$\frac{\sigma(D_{sJ}^*(2317)^0) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-)}{\sigma(D_{sJ}^*(2317)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0)} < 2 \cdot 10^{-2} \quad (CL = 95\%)$$

und

$$\frac{\sigma(D_{sJ}^*(2317)^{++}) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^{++} \rightarrow D_s^+ \pi^+)}{\sigma(D_{sJ}^*(2317)^+) \cdot \mathcal{B}(D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0)} < 1 \cdot 10^{-2} \quad (CL = 95\%)$$

erstmalig bestimmt. Da die drei Zustände mit  $I = 1$  etwa gleich große Ereignisraten in  $e^+e^-$ -Annihilationsereignissen aufweisen sollten, stützt diese Messung die Interpretation der Resonanz  $D_{sJ}^*(2317)^+$  als ein  $c\bar{s}$ -Zustand oder ein  $DK$ -Molekül mit  $I = 0$ . Ein möglicher Molekülzustand mit  $I = 1$  in dem untersuchten Massebereich wird durch diese Messung nicht ausgeschlossen, da dieser über eine große intrinsische Breite verfügen könnte.

Insgesamt bekräftigen die angestellten Untersuchungen der Systeme die Zuordnung der Spin-Parität der Resonanzen  $D_{sJ}^*(2317)^+$  und  $D_{sJ}(2460)^+$  sowie die Interpretation

---

des Zustands  $D_{sJ}^*(2317)^+$  als iso-skalärer Zustand. Zusammen mit der Messung der Verzweigungsverhältnisse weiterer Zerfallsmoden dieser Zustände, insbesondere der radiativer Zerfälle, liefern die in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Ergebnisse einen wichtigen Beitrag zur Frage der Natur der Zustände  $D_{sJ}^*(2317)^+$  und  $D_{sJ}(2460)^+$ . Das Auffinden der beiden  $c\bar{s}$ -Zuständen mit  $J^P = 0^+$  und  $J^P = 1^+$  des Doublets mit  $j = 1/2$  im vorhergesagten Massenbereich zwischen  $2400 \text{ MeV}/c^2$  und  $2600 \text{ MeV}/c^2$  sowie deren eindeutige Klassifizierung würde die Interpretation der Resonanzen  $D_{sJ}^*(2317)^+$  und  $D_{sJ}(2460)^+$  als Molekülzustände bekräftigen. Da für diese Zustände eine große intrinsische Breite vorausgesagt wird, wird der experimentelle Nachweis dieser Zustände erheblich erschwert.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Termschema der $c\bar{s}$ -Mesonen . . . . .	6
2.1	Die PEP-II-Anlage . . . . .	10
2.2	Der <i>BABAR</i> -Detektor . . . . .	12
2.3	Der Vertexdetektor . . . . .	13
2.4	Die Driftkammer . . . . .	13
2.5	Funktionsprinzip des Čerenkov-Detektors. . . . .	14
2.6	Das elektromagnetische Kalorimeter. . . . .	15
2.7	Die Driftkammer . . . . .	17
3.1	Verteilung der invarianten $K^+K^-\pi^+$ - und $K^+K^-$ -Masse . . . . .	36
3.2	Spektrum der invarianten $K^+K^-$ - und $K^-\pi^+$ -Masse . . . . .	37
3.3	Verteilungen der invarianten $K^+K^-\pi^+$ -Masse . . . . .	39
3.4	Verteilung der invarianten $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Masse . . . . .	40
3.5	Optimierung für den Zerfall $D_{sJ}^*(2317)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$ . . . . .	42
3.6	Optimierung für den Zerfall $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$ . . . . .	44
3.7	Optimierung für den Zerfall $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$ . . . . .	45
3.8	Optimierung für die Zerfälle $D_{sJ}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+\pi^-$ und $D_{sJ}^*(2317)^{++} \rightarrow D_s^+\pi^+$ . . . . .	49
3.9	Verteilung der invarianten $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Masse . . . . .	50
3.10	Verteilung der invarianten $D_s^+\pi^-$ - und $D_s^+\pi^+$ -Masse . . . . .	50
4.1	Untersuchung des Zerfalls $D_{sJ}(2460)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$ . . . . .	55
4.2	Untersuchung des Zerfalls $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D_s^+\pi^+\pi^-$ . . . . .	56
4.3	Parametrisierung der Signal-Linienform . . . . .	59
4.4	Anpassung an die Verteilung der invarianten $D_s^+\pi^+\pi^-$ -Masse für Messdaten	61

---

4.5	Parametrisierung der Rekonstruktionseffizienz . . . . .	69
4.6	Anpassung an die gewichteten Messdaten . . . . .	71
4.7	Anpassung an die gewichteten Messdaten unter Verwendung eines Ploynoms vierter Ordnung . . . . .	76
4.8	Untersuchung des Systems $D_s^+\pi^0$ . . . . .	85
4.9	Untersuchung des Systems $D_s^+\pi^0\gamma$ . . . . .	86
5.1	Anpassung an die Verteilung der invarianten $D_s^+\pi^-$ -Masse für $D_{sJ}^*(2317)^0$ - Signalereignisse . . . . .	89
5.2	Parametrisierung der Rekonstruktionseffizienz für $D_{sJ}^*(2317)^0 \rightarrow D_s^+\pi^-$ . .	91
5.3	Anpassung an die gewichtete Verteilung der invarianten $D_s^+\pi^-$ - und $D_s^+\pi^+$ - Masse für Messdaten . . . . .	95
5.4	$R + 1,96\delta R$ für die Systeme $D_s^+\pi^-$ und $D_s^+\pi^+$ . . . . .	96

# Tabellenverzeichnis

1.1	Fundamentale Fermionen . . . . .	2
2.1	Hadronische $e^+e^-$ -Wirkungsquerschnitte . . . . .	10
3.1	Generierte Signal-Monte-Carlo-Ereignisse . . . . .	22
3.2	Parameter der $D_{sJ}^*(2317)^{+-}$ , $D_{sJ}(2460)^{+-}$ und $D_{s1}(2536)^+$ -Signalregion . . . . .	43
4.1	Untersuchte hypothetische Endzustände . . . . .	54
4.2	Ergebnisse der Anpassung an die Simulations- und Messdaten . . . . .	60
4.3	Wichtungsfaktoren . . . . .	67
4.4	Parametrisierung der Rekonstruktionseffizienz . . . . .	68
4.5	Ergebnisse der Anpassung an die gewichteten Messdaten . . . . .	70
4.6	Systematische Fehler infolge der Parametrisierung der Signal-Linienform . . . . .	74
4.7	Systematische Fehler infolge der Parametrisierung des Untergrunds . . . . .	75
4.8	Summe der systematischen Fehler . . . . .	77
5.1	Ergebnisse der Anpassung an die Simulationsdaten . . . . .	89
5.2	Ergebnisse der Untersuchung des Systems $D_s^+\pi^-$ . . . . .	93
5.3	Ergebnisse der Untersuchung des Systems $D_s^+\pi^+$ . . . . .	94



# Literaturverzeichnis

- [Ab01] Belle-Kollaboration, K. Abe *et al.*, *Observation of Large CP Violation in the Neutral B Meson System*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001)
- [Al04] Th. Allmendinger *et al.*, *Tracking Efficiency Studies in Release 12 and 14*, BABAR Analysis Document 867 (2004), unveröffentlicht
- [Au01] BABAR-Kollaboration, B. Aubert *et al.*, *Observation of CP Violation in the  $B^0$  Meson System*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001)
- [Au02] BABAR-Kollaboration, B. Aubert *et al.*, *The BABAR Detector*, Nucl. Instr. and Methods **A479**, 1 (2002)
- [Au03] BABAR-Kollaboration, B. Aubert *et al.*, *Observation of a Narrow Meson Decaying to  $D_s^+\pi^0$  at a Mass of 2.32 GeV/ $c^2$* , Phys. Rev. Lett. **90**, 242001 (2003)
- [Au04] BABAR-Kollaboration, B. Aubert *et al.*, *Observation of a Narrow Meson Decaying to  $D_s^+\pi^0\gamma$  at a Mass of 2.458 GeV/ $c^2$* , Phys. Rev. **D69**, 031101, (2004)
- [Au04a] BABAR-Kollaboration, B. Aubert *et al.*, *Study of  $B \rightarrow D_{sJ}^{(*)+}\bar{D}^{(*)}$* , Phys. Rev. Lett. **93**, 181801 (2004)
- [Ba89] R. Barlow, *Statistics - A guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences*, Wiley (1989)
- [Ba03] T. Barnes, F. E. Close, H. J. Lipkin, *Implications of a DK Molecule at 2.32 GeV/ $c^2$* , Phys. Rev. **D68**, 054006 (2003)
- [Be03] Cleo-Kollaboration, D. Besson *et al.*, *Observation of a Narrow Resonance of Mass 2.46 GeV/ $c^2$  Decaying to  $D_s^{*+}\pi^0$  and Confirmation of the  $D_{sJ}^{*+}(2317)$  State*, Phys. Rev. **D68**, 032002 (2003)
- [Bi97] C. M. Bishop, *Neural Networks for pattern recognition*, Oxford (1997)
- [Br92] S. Brandt, *Datenanalyse*, BI-Wissenschaftsverlag (1992)
- [Br04] R. Brun, F. Rademakers, *The ROOT System Home Page*, <http://root.cern.ch/>
- [Co04] P. Colangelo, F. De Fazio, R. Ferrandes, *Exited Charm Mesons: Observations, Analyses and Puzzles*, Mod. Phys. Lett. **A19**, 2083-2102 (2004)

- [Di01] M. Di Pierro, E. Eichten, *Exited Heavy-Light Systems and Hadronic Transitions*, Phys. Rev. **D64**, 114004 (2001)
- [Ea88] W. T. Eadie *et al.*, *Statistical methods in experimental physics*, North-Holland (1988)
- [Fo79] G. C. Fox, S. Wolfram, *Event Shapes in  $e^+e^-$ -Annihilation*, Nucl. Phys. **B149**, 413 (1979)
- [Fr79] A. G. Frodesen; O. Skjeggstad; H. Toefte, *Probability and statistics in particle physics*, Universitetsforlaget (1979)
- [Go85] S. Godfrey, N. Isgur, *Mesons in a relativized quark model with chromodynamics*, Phys. Rev. **D32**, 189 (1985)
- [Go91] S. Godfrey, R. Kokoski, *The Properties of Exited P-Wave Mesons With One Heavy Quark*, Phys. Rev. **D43**, 1679, (1991)
- [Gr93] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI-Wissenschaftsverlag (1993)
- [Gr96] D. Griffith, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Akademie Verlag (1996)
- [Is91] N. Isgur, M. B. Wise, *Spectroscopy with Heavy Quark Symmetry*, Phys. Rev. Lett. **66**, 1130 (1991)
- [Ka04] BABAR Computing Group, M. Steinke, *How to build an Event Store - The new Kanga Event Store for BABAR*, Proceedings CHEP 04, Interlaken (2004)
- [Ki01] D. Kirkby *et al.*, *A User's Guide to the RooFitTools Package for Unbinned Maximum Likelihood Fitting*, BABAR Analysis Document 18 (2001), unveröffentlicht
- [Kl03] E. Klempt, *Glueballs, Hybrids, Pentaquarks: Introduction to Hadron Spectroscopy and Review of Selected Topics*, Lectures given at 18th Annual Hampton University Graduate Studies, Jefferson Lab, Newport News, Virginia, 2-20 Jun. 2003 (2003)
- [Kr03] Belle-Kollaboration, P. Krokovny *et al.*, *Observation of the  $D_s(2317)$  and  $D_{sJ}(2457)$  in  $B$  decays*, Phys. Rev. Lett. **91**, 262002 (2003)
- [Lu04] BABAR LST Group, C. Lu, *Limited Streamer Tubes for the BABAR Instrumented Flux Return Upgrade*, Proceedings ICHEP 04, Beijing (2004)
- [Ma04] N. Geddes, *Beta: A package for analysis access to reconstructed data*, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Computing/Environment/NewUser/htmlbug/node37.html>
- [Mi04] Belle-Kollaboration, Y. Mikami *et al.*, *Measurements of the  $D_{sJ}$  Resonance Properties*, Phys. Rev. Lett. **92**, 012002 (2004)
- [Pa03] A. Palano *et al.*, *Observation of a narrow  $D_s(2317) \rightarrow D_s\pi^0$* , BABAR Analysis Document 603 (2003), unveröffentlicht

- [Pa04] A. Palano, D. C. Williams, *Study of  $D_{sJ}$  radiative decays*, BABAR Analysis Document 790 (2004), unveröffentlicht
- [PG04] Particle Data Group, S. Eidelman *et al.*, *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. **B 592**, 1 (2004)
- [Sj01] T. Sjöstrand *et al.*, *High-Energy Physics Event Generation with Pythia 6.1*, Comput. Phys. Commun. **135**, 238 (2001)
- [Yu03] F. Yumiceva, *PID Killing and Tables*, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/PidKilling/PidKilling.html>



# Lebenslauf

**Name:** Marc Pelizäus

**Geburtstag:** 12. Mai 1973

**Geburtsort:** Bochum

**Eltern:** Heinz Pelizäus  
Annegret Pelizäus, geb. Kaminski

**Schulbildung:** 1979-1983  
Gemeinschaftsgrundschule Natorpstraße, Bochum

1983-1992  
Graf-Engelbert-Schule, Bochum  
Erreichter Abschluss: Abitur

**Ersatzdienst:** 1991-1999  
Verpflichtung im Katastrophenschutz

**Studium:** 1992  
Beginn des Studiums der Physik an der Ruhr-Universität Bochum

1995  
Diplom-Vorprüfung

2002  
Abschluss des Hauptstudiums mit der Diplomarbeit zum Thema  
„Nachweis und Untersuchung der Reaktion  $D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ “  
am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum

2002-2004  
Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für  
Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum

2004-2005  
Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Universität  
Dortmund im Rahmen des Graduiertenkollegs „Physik der Elementar-  
tarteilchen an Beschleunigern und im Universum“ der Ruhr-Uni-  
versität Bochum und der Universität Dortmund

seit 2005  
Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für  
Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum



# Danksagung

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

Mein Dank gilt zuallererst meinem Themensteller Prof. Dr. H. Koch, der mir die Gelegenheit gegeben hat im Rahmen des *BABAR*-Experiments zu promovieren und ein großes Interesse am Fortgang dieser Arbeit hatte. Er stand bei allen Fragen stets als Ansprechpartner zur Verfügung.

Eine unschätzbare Hilfe war mir Prof. Dr. K. Peters durch seine fachliche Betreuung, Anregungen und Motivation, die zum Fortgang dieser Arbeit beigetragen haben.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen aktuellen und ehemaligen Mitarbeitern dieses Lehrstuhls für das gute und fruchtbare Arbeitsklima. Insbesondere möchte ich den *Problemlösern* Dr. Matthias Steinke und Dr. Bernd Lewandowski sowie Dr. Miriam Fritsch und Dr. Thomas Held und Dipl.-Phys. Torsten Schröder für zahlreiche, nette Unterhaltungen danken. Mein besonderer Dank gilt Dr. Klaus Götzen, der mir auch außerhalb der Physik ein freundschaftlicher Gesprächspartner geworden ist und mir nicht nur durch das Korrekturlesen dieser Arbeit hilfreich zur Seite stand.

Vor allem möchte ich aber meiner Frau Cathi für ihre liebevolle Unterstützung und ihr großes Verständnis gerade in den letzten Wochen der Fertigstellung dieser Arbeit danken. Nicht zuletzt möchte ich meinen Dank meiner Familie aussprechen, ohne die das alles nicht machbar gewesen wäre, sowie allen Freunden, die den Fortgang meiner Arbeit mit Interesse verfolgt und mich unterstützt haben, sie zu vollenden.