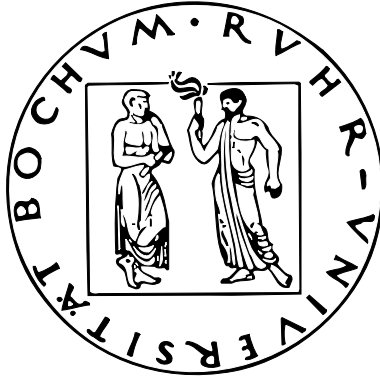


Ruhr-Universität Bochum
Institut für Experimentalphysik I



Resonanzstruktur des Zerfalls

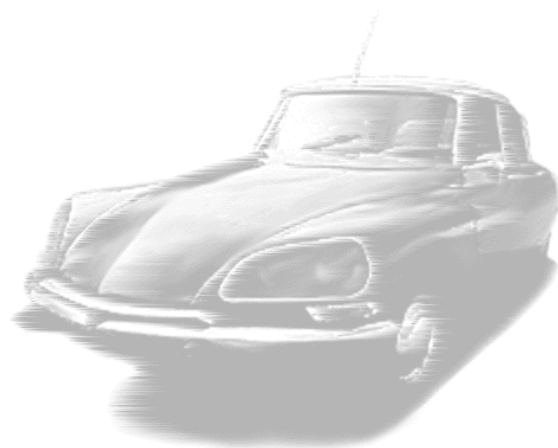
$$D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$$

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
eines Doktors der Naturwissenschaften
in der Fakultät für Physik und Astronomie
der Ruhr-Universität Bochum

von
Thomas Deppermann
aus Wattenscheid

Bochum, 2002

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



Abstract

The high luminosity of PEP-II in combination with the vertexing possibilities of the BABAR-detector offer unique opportunities on light meson spectroscopy. The basic interest in this domain is the search for exotic states. Some of the candidates for exotic mesons are under heavy discussion because of analysis ambiguities and mixing with conventional mesons, and some are only seen in selected reactions. Many ambiguities can be resolved using a clean initial state which restricts the final state to specific quantum numbers, such as weak decays of $D_s^\pm$ -mesons into three pseudoscalars, allowing only a few resonances to occur.

The selection and a partial wave analysis of the decay $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ is presented. This decay is of particular interest for the discussion of the existence and the spin of isoscalar resonances in the mass range around $1.5 \text{ GeV}/c^2$. In this mass region the glueball ground state is conjectured to lie and might mix strongly with other isoscalar $J^{PC} = 0^{++}$ -states.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Das Standardmodell	1
1.2	Quantenchromodynamik	2
1.3	Mesonspektroskopie	4
1.3.1	Symmetriegruppen und Multipletts	4
1.3.2	Exotische Materie	5
2	Das BABAR-Experiment	7
2.1	Die asymmetrische B -Fabrik PEP-II	7
2.2	Der BABAR-Detektor	8
2.2.1	Der Vertex-Detektor (SVT)	9
2.2.2	Die Driftkammer (DCH)	10
2.2.3	Der Cherenkov-Detektor (DIRC)	12
2.2.4	Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC)	13
2.2.5	Die supraleitende Spule (MAG) und das instrumentierte Eisenjoch (IFR)	16
3	Rekonstruktion des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$	18
3.1	Methode	18
3.2	Daten	18
3.3	Vorselektion	19
3.3.1	Tag-Bits	19
3.3.2	Erzeugung der N-Tupel	19
3.3.3	Weitere Vorselektionskriterien	23
3.4	Optimierung der Selektion mit Hilfe einer evolutionären Strategie	25
3.4.1	Anwendung des Algorithmus	28
3.4.2	Die verschiedenen Datensätze	31
4	Dalitz-Plots	41
4.1	Visualisierung von Resonanzen in Drei-Körper-Zerfällen	41
4.2	Dalitz-Plots des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$	42

5	Spin-Paritätsanalyse	47
5.1	Winkelverteilung	48
5.2	Breit-Wigner-Funktionen	49
5.2.1	Flatté-Parametrisierung	50
5.2.2	Mehrdeutigkeiten bei skalaren Wellen	50
5.3	Behandlung des Untergrundes	50
5.4	Partialwellenanalyse des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$	56
5.5	Ergebnisse	61
6	Vergleich mit den Resultaten der E791-Kollaboration	65
6.1	Experimentaufbau	65
6.2	Rekonstruktion der Ereignisse	65
6.3	Dalitz-Plots	67
6.4	Ergebnisse der Partialwellenanalyse	67
7	Zusammenfassung	72
A	Massenspektren der Datensätze D_{03}, D_{15} und D_{30}	74
A.1	Der Datensatz D_{03}	75
A.2	Der Datensatz D_{15}	79
A.3	Der Datensatz D_{30}	83
B	Dalitz-Plots der Datensätze D_{03}, D_{15} und D_{30}	88
C	Das BABAR-Lichtpulsersystem	98
C.1	Überblick	98
C.2	Variation der Lichtintensität	100
C.2.1	Abstandsvariation	101
C.2.2	Hochspannungsänderung	102
C.2.3	Kontinuierlich veränderbares Filter	103
C.3	Test der Abschwächungsmechanismen	104
C.3.1	Labora Aufbau	105
C.3.2	Kalibrierung der Elektronik	107
C.3.3	Messergebnisse	110
C.3.4	Kennlinienmessung	111
C.4	Modifikation des Lichtpulsers am SLAC	112

Kapitel 1

Einleitung

Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit den Gesetzmäßigkeiten der fundamentalen Bausteine der Materie. Zielsetzung ist eine alle vier bekannte Wechselwirkungen (elektromagnetische, schwache, starke und Schwerkraft) umfassende, einheitliche Beschreibung der subatomaren Welt. Während eine Vereinheitlichung der elektromagnetischen und schwachen Kraft bereits gelang, bereitet eine quantenfeldtheoretische Beschreibung der Gravitation grundsätzliche Probleme. Sie ist die schwächste der vier Wechselwirkungen und lediglich auf astrophysikalischen Skalen von Bedeutung. Die Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik. Gemeinsam mit der elektromagnetischen und schwachen Kraft beschreibt sie die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen im sogenannten Standardmodell.

1.1 Das Standardmodell

Das nach heutigem Verständnis gültige erweiterte Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt den Aufbau der Materie aus punktförmigen Elementarteilchen, den Quarks und Leptonen. Die Teilchen beider Klassen sind Fermionen und werden aufgrund ihrer zum Teil um Größenordnungen unterschiedlichen Massen in drei Generationen eingeteilt (s. Tab. 1.1). Alle diese Teilchen tragen schwache und, bis auf die Neutrinos, elektrische Ladung. Die für stark wechselwirkende Teilchen notwendige Farbladung tragen allein die Quarks. Man unterscheidet die sechs Quarkflavours up, down, charm, strange, bottom (oder beauty) und top (oder truth). Die den einzelnen Ladungen entsprechenden Wechselwirkungen zwischen den elementaren Fermionen werden durch Vektorbosonen vermittelt, deren Eigenschaften den Charakter der jeweiligen Wechselwirkung bestimmen. So ist die unendliche Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung ebenso Folge der fehlenden Masse des Photons, wie die massiven Eichbosonen $W^\pm$ und Z^0 die geringe Reichweite der schwachen Kraft bewirken. Die Gluonen als Vektorbosonen der starken Wechselwirkung sind wie das Photon masselos aber selbst farbgeladen, was neben der sehr kurzen Reichweite der Wechselwirkung einige Besonderheiten gegenüber den anderen Wechselwirkungen

	1. Generation		2. Generation		3. Generation	
Quark	u	d	c	s	t	b
el. Ladung	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3
Leptonen	e^-	ν_e	μ^-	ν_μ	τ^-	ν_τ
el. Ladung	1	0	1	0	1	0

Tabelle 1.1: Die drei Teilchengenerationen des Standardmodells

zur Folge hat, auf die im folgenden näher eingegangen werden soll.

1.2 Quantenchromodynamik

In den 30er Jahren fand Chadwick [Ch 73] mit dem Neutron ein, neben dem bereits bekannten Proton, zweites der Gruppe der Hadronen angehörendes, subatomares Teilchen. Heisenberg zeigte daraufhin, daß es sich bei Proton und Neutron um zwei Zustände desselben Teilchens (Nukleon) handelt, die sich durch die Projektion ihres Isospins unterscheiden [He 32]. Der leichte Massenunterschied beider Teilchen lässt sich allein durch ihre unterschiedliche Ladung erklären. Durch Experimente an Teilchenbeschleunigern fand man seit den 50er Jahren weitere Hadronen, die sich nach ihrem Quarkinhalt in die Untergruppen der Mesonen (Zwei-Quark-Systeme) und der Baryonen (Drei-Quark-Systeme) einteilen lassen. Die Tatsache, dass in der Spektroskopie mehrere hundert Hadronen gefunden wurden, liess den Schluss zu, dass diese nicht elementar sein konnten. Das in den 60er Jahren entwickelte Quarkmodell hatte seinen Ursprung in der Systematisierung dieser Vielzahl entdeckter Hadronen [Ge 64.2].

Ein Problem bei der Interpretation der Teilchenspektren stellten u.a. die Δ^{++} - und Ω^- -Resonanzen dar. Beide setzen sich jeweils aus drei Quarks gleichen Flavours [Ge 64.1] zusammen und haben Spin 3/2, was symmetrische Wellenfunktionen für diese Fermionen bedeutete. Um aber dem Pauli-Prinzip genügend antisymmetrische Wellenfunktionen zu gewährleisten, führte man einen weiteren Freiheitsgrad der Quarks ein und nannte ihn Farbe [Gr 64]. Jeder Quarkflavour kann demzufolge in drei verschiedenen Farbladungszuständen vorkommen, Antiquarks tragen die entsprechenden Antifarben. Beobachtbar sind lediglich farbneutrale Kombinationen. Eine experimentelle Verifizierung der Existenz dreier Farbfreiheitsgrade erhält man beispielsweise aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Annihilationsreaktionen $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ und $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Die die Wechselwirkung vermittelnden Vektorbosonen der starken Wechselwirkung, die masselosen Gluonen, sind jedoch im Gegensatz zu den elektroschwachen Vektorbosonen selbst Träger der starken Ladung. Die daraus resultierende Selbstwechselwirkung dieser Bosonen führt zu einer deutlich komplizierteren Na-

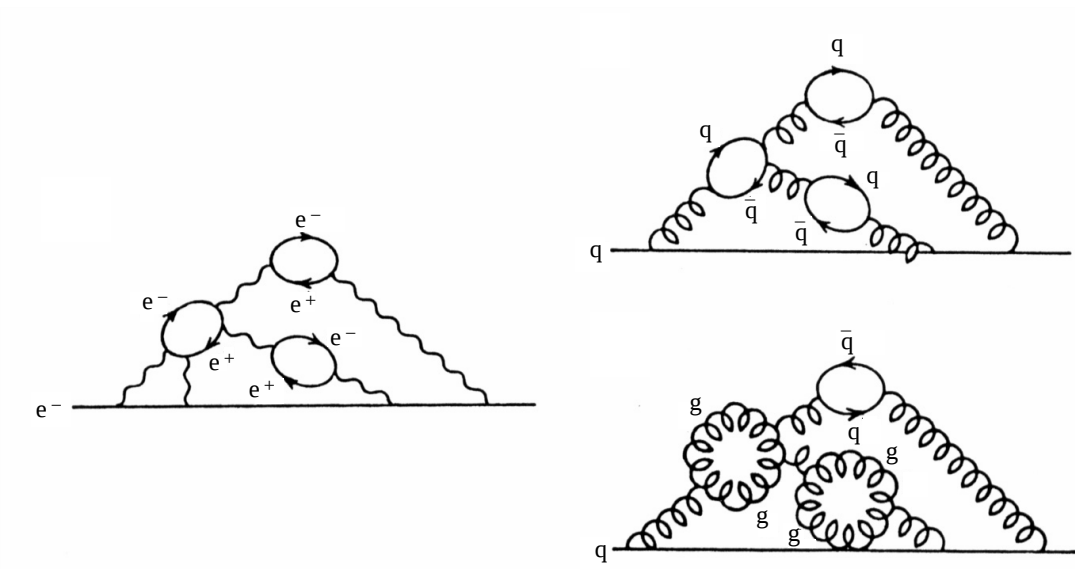


Abbildung 1.1: Charge-Screening (links) und Color-Screening (rechts oben) in QED bzw. QCD. Neben des Screenings eines Fermions durch entsprechende Fermion-Antifermion-Paare in QED und QCD finden in der QCD infolge der Farbladung der Gluonen auch Prozesse unter Beteiligung von Gluonpaaren statt (rechts unten) [Ha 84].

tur der Quantenchromodynamik als die der Quantenelektrodynamik [Fe 61]. In der Quantenfeldtheorie kann ein Elektron aufgrund der Energie-Zeit-Unschärferelation Photonen emittieren, die ihrerseits Elektron-Positron-Paare hervorbringen können (Abb. 1.1, links). Das Elektron ist somit von einer Ladungswolke umgeben (Vakuumpolarisation), die eine Messung der Elektronenladung abstandsabhängig werden läßt. Im Grenzfall kleiner Energien und entsprechend großer Abstände zur Testladung ergibt sich die kleine Kopplungskonstante der QED von $1/137$ und damit die Möglichkeit der Anwendung störungstheoretischer Rechnungen. Die gleichen Überlegungen gelten zunächst für die QCD; auch hier bilden sich um jedes Quark Wolken aus Quark-Antiquarkpaaren. Die farbgeladenen Gluonen erlauben jedoch darüberhinaus die Formierung von Gluonpaaren (Abb. 1.1, rechts unten) mit dem Effekt des Abfalls der starken Kopplungskonstanten bei Annäherung an das Quark (asymptotische Freiheit). Folge dieser Impulsabhängigkeit der Kopplungskonstanten ist die Anwendbarkeit der in der Quantenelektrodynamik üblichen störungstheoretischen Methoden lediglich im hochenergetischen Grenzfall. Die impulsabhängige Kopplungskonstante ist es auch, die trotz masseloser Vektorbosonen die kurze Reichweite der starken Kraft und den beobachteten Einschluss von Quarks und Gluonen in Hadronen zur Folge hat [Gr 73]. Während die Symmetrie der Transformationsgruppe $SU(3)_{flavour}$ aufgrund der unterschiedlichen Quarkmassen gebrochen ist, ist die Symmetrie der $SU(3)_{color}$ exakt. Aus diesem Grunde betrachtet man letztere Transformationsgruppe als Basis der Eichsymmetrie der Quantenchromodynamik

[Po 74]. Die $SU(3)_{color}$ ist eine lokale und in Folge der farbgeladenen Vektorbosonen nicht-abelsche Transformationsgruppe [Ya 54], im Gegensatz zur abelschen Gruppenstruktur $U(1)$ der Quantenelektrodynamik.

1.3 Mesonspektroskopie

Detaillierte Informationen über die innere Struktur von Hadronen erschliessen sich aus der Spektroskopie dieser Teilchen.

Eine Beschreibung der aus schweren Quarks aufgebauten Mesonen ist insofern verhältnismäßig einfach, als sich Charmonium und Bottonium deutlich in ihren Massen unterscheiden und somit deutlich voneinander getrennte Gruppen bilden. D - und B -Mesonen lassen sich ebenfalls anhand von Flavour und Ladung eindeutige $q\bar{q}$ -Kombinationen zuordnen.

Betrachtet man jedoch aus leichteren Quarks aufgebaute Mesonen, so ist deren Interpretation weit weniger offensichtlich. Aufgrund der ähnlichen Massen von up-, down- und strange-Quark lassen sich die leichten Mesonen nicht streng nach Flavour getrennt behandeln. Vielmehr ist mit Mischzuständen aus allen drei leichten Quarksorten zu rechnen und daher eine gemeinsame Beschreibung angeraten.

1.3.1 Symmetriegruppen und Multipletts

Heisenbergs Konzept des Isospins zur Beschreibung der zwei Zustände des Nukleons ist das klassische Beispiel einer inneren Symmetrie. Die beiden Teilchen Proton und Neutron bilden demnach ein Isospinduplett. Die entsprechende Symmetriegruppe ist die Lie-Gruppe $SU(2)$, in Analogie zur Behandlung des Elektronenspins. Im Quarkbild entspricht dies dem Isospinduplett, das u - und d -Quark bilden. Die Zustände lassen sich durch zweizeilige Spaltenvektoren darstellen, die entsprechenden 2×2 -Transformationsmatrizen als Pauli-Matrizen notieren.

Bezieht man in diese Betrachtungen das s -Quark mit ein, so läßt sich dieses Schema erweitern. Ordnet man die gefundenen Zustände nach Strangeness und z -Komponente ihres Isospins, so ordnen sie sich in Nonett-Strukturen an, wobei der Ursprung in der S, I_z -Ebene dreifach besetzt ist (von zwei Oktettmitgliedern und dem entsprechenden Singulettzustand). Von der $SU(2)_{flavour}$ kommt man durch Einbeziehen der Strangeness zur $SU(3)_{flavour}$. Die $SU(3)$ -Zustände werden nun durch dreizeilige Spaltenvektoren, die zugehörigen Operatoren durch 3×3 -Matrizen repräsentiert. Dementsprechend erhält man neun linear unabhängige Gleichungen (Nonett). Die 3×3 -Transformationsmatrizen lassen sich so wählen, dass man neben der Einheitsmatrix (Singulett) acht auf drei Dimensionen verallgemeinerte Pauli-Matrizen mit Spur null (Oktett) erhält.

Für die Vektor- und pseudoskalaren Mesonen mit relativem $q\bar{q}$ -Bahndrehimpuls $L = 0$ ergeben sich die Nonetts in Abb. 1.2. Das Nonett der skalaren Mesonen dagegen ist bis heute nicht eindeutig bestimmt. Mittlerweile sind mehr als neun

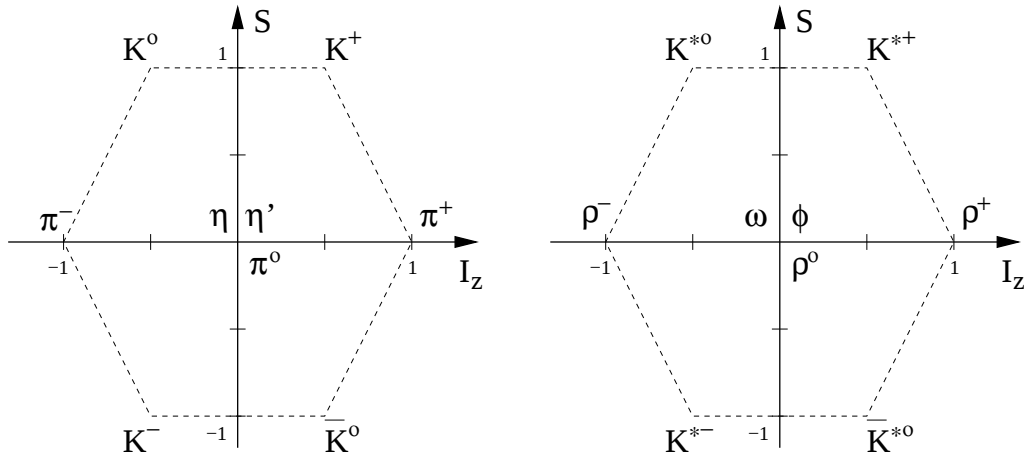


Abbildung 1.2: Nonetts der pseudoskalaren (links) und der Vektormesonen (rechts)

$J^P = 0^+$ -Zustände bekannt, deren jeweilige Einordnung in das Nonett mehr oder weniger umstritten ist.

1.3.2 Exotische Materie

Grundlegendes Ziel der Spektroskopie leichter Mesonen ist neben der Klassifizierung der Spektren konventioneller Mesonen die Suche nach exotischer Materie.

Als exotische Objekte bezeichnet man Hadronen, die sich nicht in die konventionellen Baryon- und Mesonschemata einordnen lassen. Dabei erwartet man die Existenz von rein gluonischen Zuständen, $q\bar{q}g$ -Hybriden und Multiquarkzuständen mit mehreren $q\bar{q}$ -Paaren, allesamt Zustände, die nach den Voraussagen der Quantenchromodynamik auftreten sollten [Ja 77]. Der Nachweis eines Exoten wäre somit eine der wenigen Möglichkeiten die QCD im nicht perturbativ zugänglichen Bereich zu bestätigen.

Viele der experimentell beobachteten Kandidaten für exotische Teilchen sind aufgrund von nicht eindeutigen Interpretationen der Analyseergebnisse, möglicher Mischung der Exoten mit konventionellen Mesonen und nicht zuletzt wegen der unvollständigen Vermessung des skalaren Mesonnonetts Thema aktueller Diskussionen.

Im Falle rein gluonischer Exoten, der Gluonenbälle, erwartet man den Grundzustand in der Massengegend um $1,5 \text{ GeV}/c^2$ mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}$. Dabei handelt es sich um die Quantenzahlen der skalaren Mesonen mit verschwindender z-Komponente des Isospins. Als Folge davon wird der Gluonenballgrundzustand mit diesen Mesonen mischen. Eine genaue Kenntnis des skalaren Mesonnonetts ist für die Suche nach derartigen Exoten daher unbedingte Voraussetzung.

Zur Aufklärung der bestehenden Unsicherheiten kann die Untersuchung der schwachen Zerfälle von B -, D - und D_S -Mesonen in drei Teilchen beitragen, da bei diesen Zerfällen der eindeutige Anfangszustand die Quantenzahlen des Endzustandes vorgibt. Insbesondere bei Zerfällen in drei pseudoskalare Mesonen treten nur wenige

Resonanzen auf, so dass die Analyse eine eindeutige Interpretation der Messergebnisse liefert.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse basiert auf Daten, die mit Hilfe des BABAR-Detektors am e^+e^- -Speicherring PEP-II des Stanford Linear Accelerator Center in Palo Alto, Kalifornien, aufgenommen wurden. Die hohe Luminosität des Beschleunigers in Kombination mit dem hervorragenden Auflösungsvermögen des Detektors bietet beste Voraussetzungen für die Untersuchung derartiger Zerfälle. Es wird die Selektion von $D_S^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Ereignissen und die Partialwellenanalyse dieses Zerfalls vorgestellt. Die Analyse ist, gerade im Zusammenhang mit verwandten Zerfällen wie $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ [Sch 02], von Interesse für die Diskussion der Existenz und des Spins isoskalarer Resonanzen in der Massenregion, in der der Gluonenballgrundzustand erwartet wird [Cr 83].

Kapitel 2

Das BABAR-Experiment

Vorrangiges Ziel des BABAR-Experimentes am PEP-II-Synchrotron des Stanford Linear Accelerator Center ist eine Messung der CP-Verletzung im B -Mesonensystem. Erstes Resultat auf diesem Gebiet war die Bestimmung des Winkels β des Unitaritätsdreiecks [Au 01]. Darüberhinaus erlaubt der BABAR-Detektor die Untersuchung seltener B -Zerfälle sowie Hochstatistikmessungen in der $charm$ -, τ - und $\gamma\gamma$ -Physik.

Aufgrund der hohen Luminosität der B -Fabrik, des großen Wirkungsquerschnitts von e^+e^- -Annihilationen ins $c\bar{c}$ -Kontinuum an der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz (vgl. Tab. 2.1) sowie der sehr guten Möglichkeiten sowohl der Vertexbestimmung als auch der Teilchenidentifizierung des Detektors bietet BABAR zudem hervorragende Möglichkeiten auf dem Gebiet der Spektroskopie leichter Mesonen.

2.1 Die asymmetrische B -Fabrik PEP-II

Der aus dem symmetrischen Synchrotron PEP hervorgegangene asymmetrische Speicherring PEP-II (s. Abb. 2.1) am SLAC besteht aus zwei getrennten Strahlrohren für Elektronen und Positronen. Die beiden Teilchenarten werden im Linearbeschleuniger des SLAC auf unterschiedlich hohe Energien beschleunigt, in den Speicher-

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 der e^+e^- -Annihilation bei der der Masse der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz entsprechenden Energie

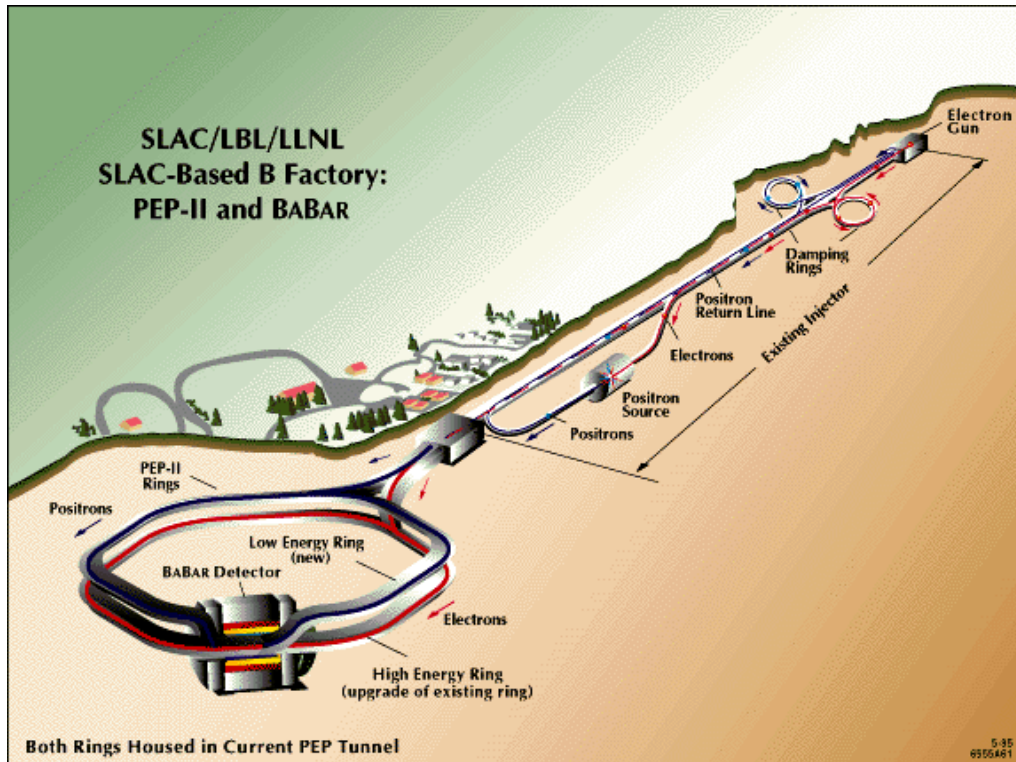


Abbildung 2.1: Der PEP-II-Speicherring sowie der Linearbeschleuniger für Elektronen bzw. Positronen und der BABAR-Detektor

ring eingespeist und am Wechselwirkungspunkt zur Kollision gebracht. Elektronen werden auf eine Energie von $9,0 \text{ GeV}$, Positronen auf $3,1 \text{ GeV}$ beschleunigt. Die Schwerpunktsenergie beträgt $10,58 \text{ GeV}$, entsprechend der Masse des $\Upsilon(4S)$, einer $b\bar{b}$ -Resonanz knapp oberhalb der Schwelle zur $B\bar{B}$ -Mesonpaarproduktion. Die Asymmetrie der Elektron- und Positronenergien ist notwendig, um die B -Mesonen mit einem Lorentz-Boost relativ zum Laborsystem zu erzeugen. Erst diese Art der Resonanzzeugung erlaubt die zur Messung der CP -Verletzung notwendige räumlich wie zeitliche Trennung der B -Zerfallsvertices. Tabelle 2.2 gibt einen Überblick über die wichtigsten Parameter dieses Speicherrings.

2.2 Der BABAR-Detektor

Zylindersymmetrisch um den Wechselwirkungspunkt herum ist der BABAR-Detektor angeordnet. Er liefert präzise Informationen über Zerfallsvertices, Teilchenimpulse, -energien und -arten. Diese werden mit Hilfe der Daten der verschiedenen Subsysteme gewonnen, die in der Reihenfolge vom Wechselwirkungspunkt nach aussen folgendermaßen angeordnet sind (Abb. 2.2):

- Der Silizium-Vertex-Detektor (SVT),
- die Driftkammer (DCH),

PEP-II-Parameter	HER	LER
Schwerpunktenergie	10,580 GeV	
Luminosität	$3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
Luminositätslebensdauer	1,55 h	
Umfang	2219,3 m	
Strahlenergie	9,000 GeV	3,109 GeV
Periodendauer	4,2 ns	
Bündelabstand	1,26 m	
Bündellänge	1,0 cm	
Bündelanzahl	1658	
Teilchenzahl pro Bündel	$2,73 \cdot 10^{10}$	$5,91 \cdot 10^{10}$
Strahlstrom	0,986 A	2,140 A
horizontale Strahlausdehnung	155,0 μm	
vertikale Strahlausdehnung	6,2 μm	

Tabelle 2.2: Parameter des PEP-II-Speicherrings: Parameter, die für den Elektronen-hochenergiering (HER) und den Positronenniederenergiering (LER) unterschiedlich sind, sind getrennt aufgeführt.

- der Cherenkovdetektor (DIRC),
- das elektromagnetische Kalorimeter (EMC),
- die supraleitende Spule (MAG) und
- das instrumentierte Eisenjoch (IFR).

2.2.1 Der Vertex-Detektor (SVT)

Beim SVT handelt es sich um einen Siliziumstreifendetektor zur präzisen Vermessung der Zerfallsvertizes auftretender Teilchen. Dabei erfolgt der Nachweis der Teilchen sowie die Messung ihres Energieverlustes dE/dx mit Hilfe von fünf Lagen doppelseitig ausgelesener Siliziumstreifen. Während die inneren Lagen konzentrisch um die Strahlachse angeordnet sind, laufen die beiden äußersten Lagen konisch zusammen und erhöhen so den Akzeptanzbereich. Die Zerfallsvertizes einzelner Teilchen werden aus Extrapolationen der Durchstoßpunkte in den einzelnen Lagen bestimmt. Durch Messung der Energieverluste, die Teilchen beim Durchdringen des SVT erleiden, trägt diese Detektorkomponente zudem zur Identifizierung insbesondere von niederenergetischen Teilchen bei. Durch die in unmittelbarer Nähe angeordneten Ablenkermagnete zur Strahlführung ist der abgedeckte Raumwinkelbereich auf 91 % begrenzt und stellt die obere Grenze für die Raumwinkelabdeckung des gesamten Detektors dar. Einige Parameter des SVT sind in Tabelle 2.3 zusammengestellt.

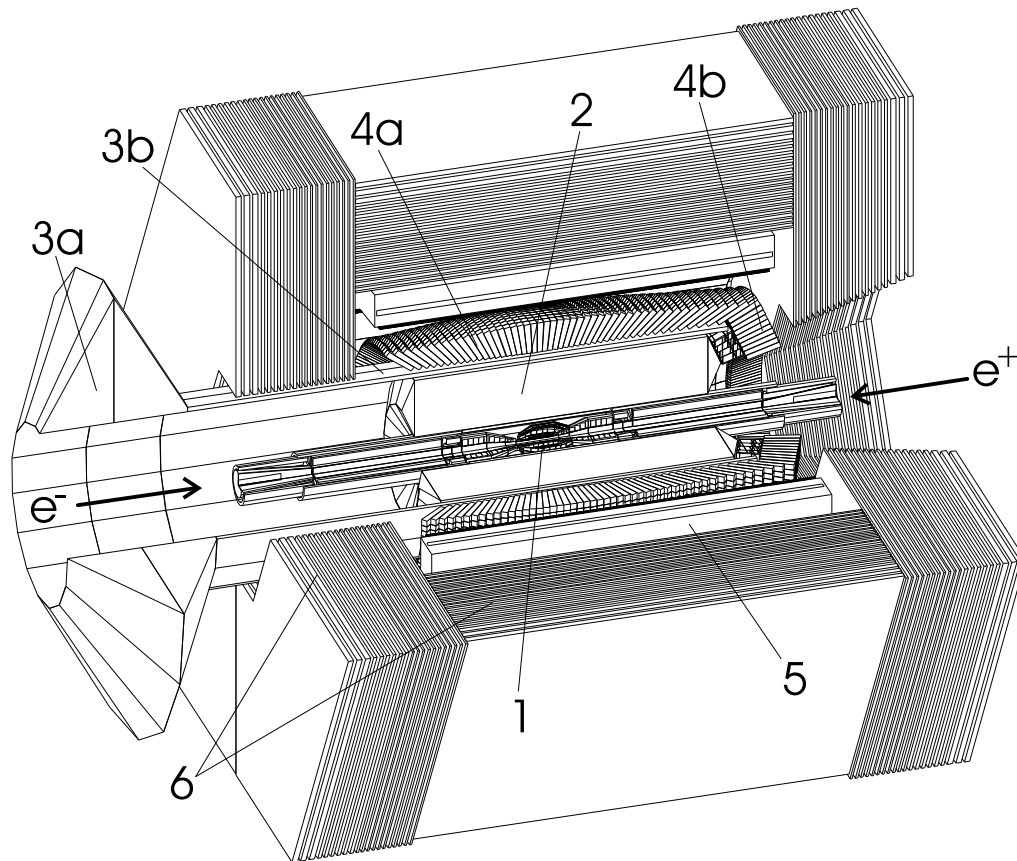


Abbildung 2.2: Der BABAR-Detektor mit seinen Subsystemen:

- (1) Vertexdetektor
- (2) Driftkammer
- (3) Cherenkov-Detektor a) Ausleseseite b) Quarzstäbe
- (4) Kalorimeter a) Barrel b) Endkappe
- (5) supraleitende Spule
- (6) instrumentiertes Eisenjoch

Innenradius	3,2 cm
Außenradius	14,4 cm
Streifen pro Lage	16 – 18
Ortsauflösung	90 μm
Raumwinkelabdeckung	91 %

Tabelle 2.3: Daten des SVT

2.2.2 Die Driftkammer (DCH)

Die Driftkammer ist die wichtigste Komponente des Detektors zur Rekonstruktion geladener Teilchenspuren. Diese verlaufen aufgrund des durch die umgebende Spule verursachten Magnetfeldes auf gekrümmten Bahnen, aus deren Radius sich die Im-

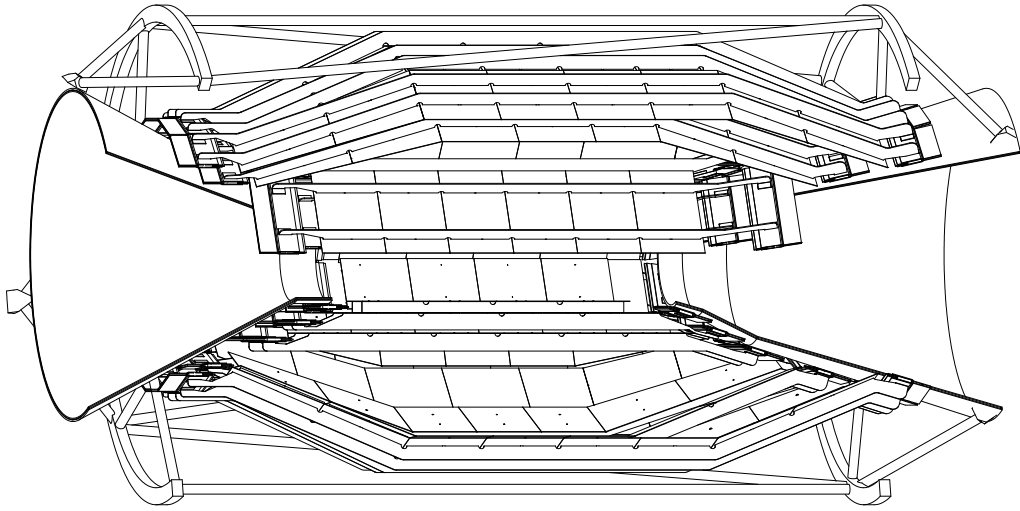


Abbildung 2.3: Der Silizium-Vertex-Detektor

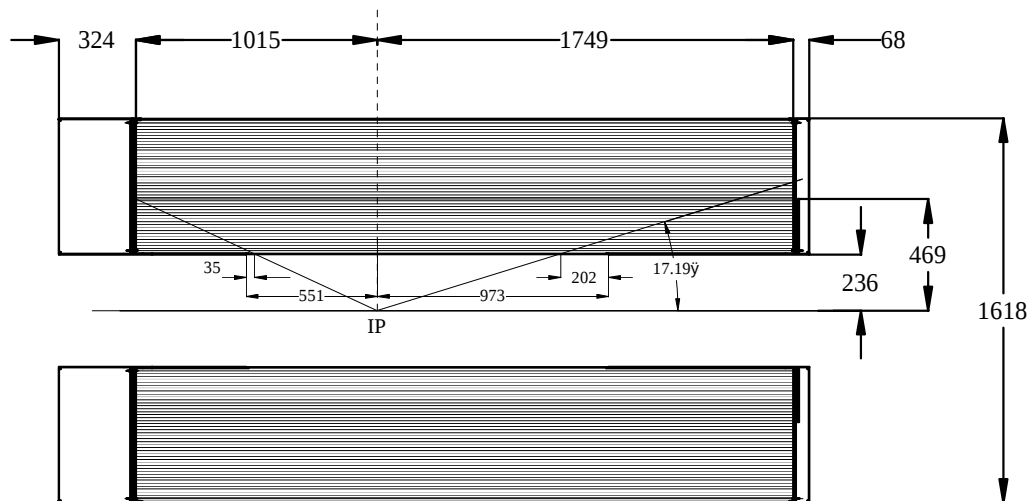


Abbildung 2.4: Seitenansicht der Driftkammer

pulse von Teilchen mit Transversalimpulsen von $p_t > 0,1 \text{ GeV}/c$ bestimmen lassen. Wie im Falle des Vertexdetektors lassen sich mit der Driftkammer Energieverluste der Teilchen beim Durchgang durch den Detektor bestimmen und ebenso zur Teilchenidentifikation heranziehen. Die Kammer stellt darüberhinaus ein Triggersystem für geladene Teilchen dar. Die etwa 7000 Signaldrähte bestehen aus goldbedampften Wolfram und sind jeweils $20 \text{ } \mu\text{m}$ stark, die etwa 45000 Potenzialdrähte sind aus $55 \text{ } \mu\text{m}$ dickem, goldbedampftem Aluminium hergestellt. Ausgelesen wird auf der dem Boost abgewandten Seite, neben der Materialwahl für den Drahtkammerzylinder (Kohlenstofffasern und Beryllium) eine Maßnahme zur Minimierung der Massenbelegung durch inaktive Bauteile im Detektor. Die wichtigsten Parameter der Driftkammer zeigt Tabelle 2.4.

Länge	280 cm
Innenradius	23,6 cm
Außenradius	80,9 cm
Anzahl Signaldrähte	7000
Anzahl Potenzialdrähte	45000
maximale Spurlänge	58 cm
Ortsauflösung	140 μm

Tabelle 2.4: Daten der Driftkammer

Die Kammer wird mit einem Gasgemisch aus Helium und Isobutan im Verhältnis 4 : 1 betrieben. Die relative Impulsauflösung für transversale Impulse zwischen 0,2 GeV/c und 2,6 GeV/c liegt bei

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = 0,21 \% + 0,14 \% \cdot p_t[GeV/c], \quad (2.1)$$

wobei durch den konstanten Term Vielfachstreuungen berücksichtigt werden.

2.2.3 Der Cherenkov-Detektor (DIRC)

Dem Cherenkov-Detektor DIRC liegt ein bisher einmaliges Konzept zugrunde. Herzstück des Detektors ist ein aus 144 Quarzstäben um die Strahlachse aufgebautes zwölfseitiges Polygon (s. Tab. 2.5). Durchqueren geladene Teilchen diese Stäbe, so wird Licht unter dem Cherenkovwinkel

$$\Theta_C(E) = \arccos \frac{1}{\beta n} \quad (2.2)$$

emittiert, das nach vielfacher Reflexion unter Beibehaltung der ursprünglichen Winkelinformation zur rückwärtigen Ausleseseite gelangt. Das Licht wird mit 11000 Sekundärelektronenvervielfachern nachgewiesen, die sich außerhalb des Magnetfeldes befinden. In die der Ausleseseite gegenüberliegende Richtung emittiertes Licht wird durch an jener Seite angebrachte Spiegel, ebenfalls unter Beibehaltung der Winkelinformation, in die entgegengesetzte Richtung zur Ausleseseite reflektiert. Die Quarzstäbe stellen daher sowohl aktives Detektormaterial, wie auch Transportmedium für das Licht dar (s. Abb. 2.5).

Aus dem Öffnungswinkel des Cherenkov-Lichtkegels läßt sich die Geschwindigkeit des jeweiligen Teilchens ermitteln, die zusammen mit Informationen aus anderen Subsystemen zur Teilchenidentifizierung dient. Dadurch ist eine akkurate Trennung geladener Hadronen möglich. Aufgrund ihrer gekrümmten Flugbahn müssen Teilchen allerdings einen Mindestimpuls von 250 MeV/c haben, um vom Cherenkov-Detektor nachgewiesen zu werden.

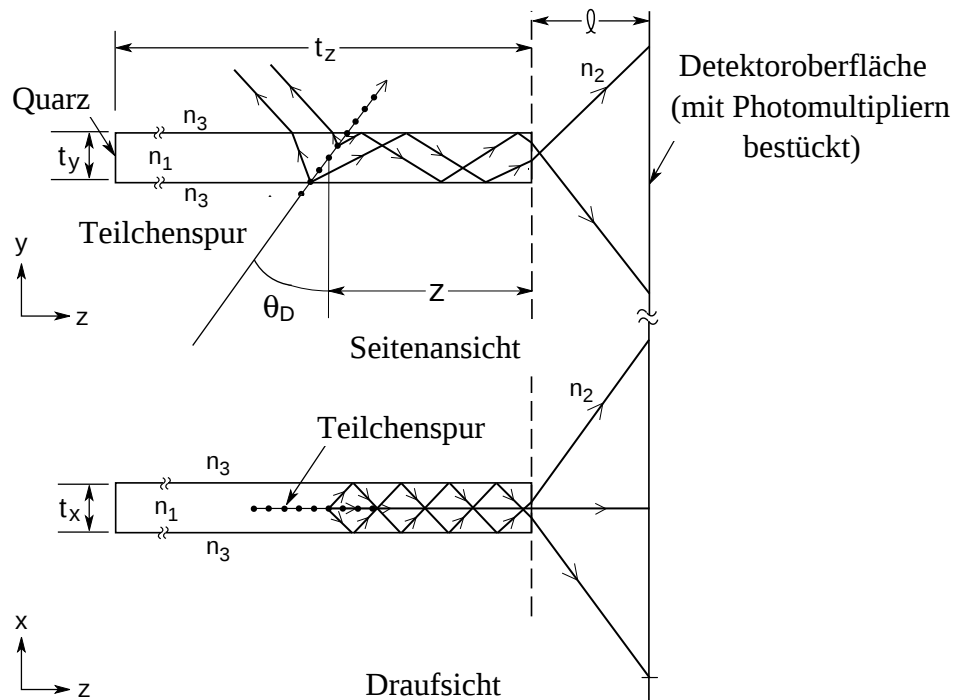


Abbildung 2.5: Das Funktionsprinzip des DIRC

Maße der Quarzstäbe	$1,7 \text{ cm} \times 2,5 \text{ cm} \times 41,0 \text{ cm}$
Länge der Quarzstäbe (zusammengesetzt)	$4,9 \text{ m}$
Brechungsindex Quarz	$1,474$
Durchmesser PMT	$2,4 \text{ cm}$

Tabelle 2.5: Daten des DIRC

2.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC)

Physikalische Anforderungen

Aufgabe des Kalorimeters ist der Nachweis neutraler Teilchen sowie von Elektronen und Positronen. Im Zusammenhang mit der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse des Zerfallskanals $D_s \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ ist der Nachweis von Photonen von entscheidender Bedeutung. Ein wichtiges Kriterium bei der Unterdrückung von Untergrundereignissen in diesem Kanal ist die ausschliessliche Selektion solcher Zerfälle, bei denen die auftretenden D_s -Mesonen ihrerseits aus dem Zerfall eines D_s^* -Mesons stammen. Zu $(94.2 \pm 2.5) \%$ wird neben dem D_s -Meson ein Photon erzeugt, das mit Hilfe des Kalorimeters gemessen und so der Zerfall rekonstruiert werden kann.

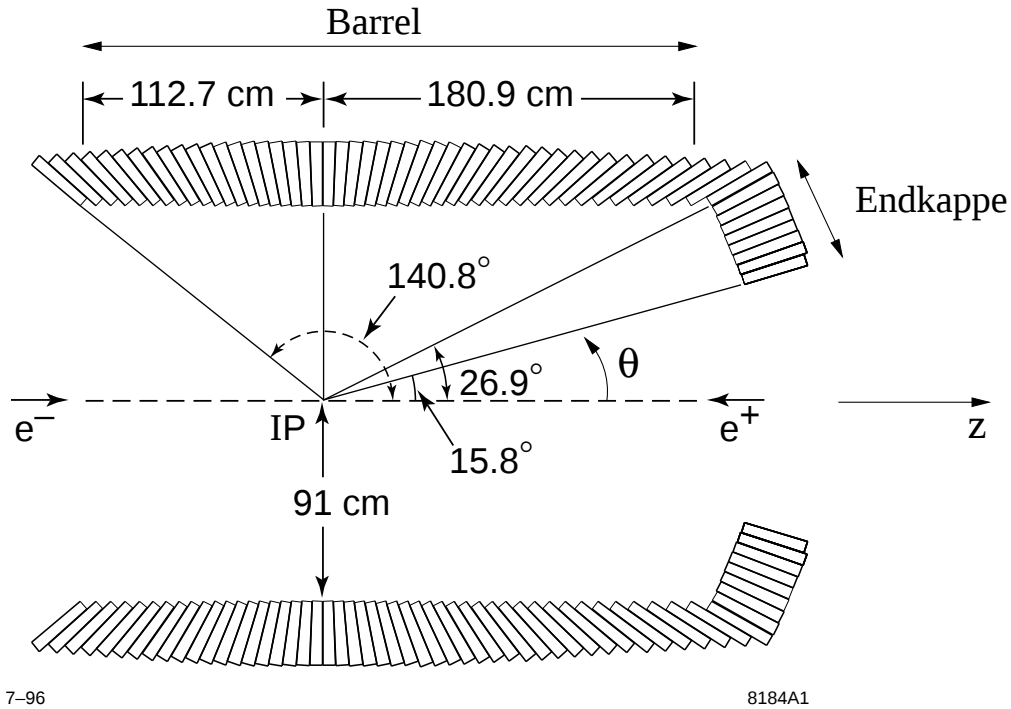


Abbildung 2.6: Querschnitt des Kalorimeters

Aufbau

Das elektromagnetische Kalorimeter schließt sich von außen an den DIRC an. Es besteht aus 6580 CsI(Tl)-Kristallen, die in einem zylindrischen Faß (Barrel) und einer in Boostrichtung liegenden konischen Endkappe angeordnet sind (s. Abb. 2.6).

Das Barrel mit einem inneren Radius von etwa 90 cm besteht aus 5760 Kristallen, 820 Kristalle entfallen auf die in Boostrichtung liegende konische Endkappe. Um die Strahlachse verlaufen in ϕ -Richtung drei je 120 Kristalle fassende, drei je 100 Kristalle fassende und zwei jeweils 80 Kristalle fassende Ringe unterschiedlicher Radien. Das Barrel besteht aus je 18 bzw. 21 Kristalle fassenden Modulen, die pro ϕ -Position zu je 7 Modulen in Richtung Θ angeordnet sind. An jeder Θ -Position umschließen 40 Module die Strahlrichtung.

Die Kristalle von Barrel und Endkappe sind mit ihrer Grundfläche auf den Wechselwirkungspunkt hin ausgerichtet. Die Größen der Kristalle wurden, im Hinblick auf Strahlungslänge und Molière-Radius des CsI(Tl), so gewählt, daß für hinreichend niedrige Schauerverluste bei hohen Energien 16 bis 17,5 CsI(Tl)-Strahlungslängen (aufgrund des Lorentzboosts abhängig von der Θ -Position eines jeden Kristalls) als Kristalllänge, und für die Breite das etwa 1,5-fache des Molière-Radius gewählt wurde. Die gewählten Kristallbreiten von etwa 5 cm garantieren eine ausreichende Granulation des Kalorimeters zur Separation der von Photonen, die aus dem Zerfall hochenergetischer neutraler Pionen stammen, verursachten elektromagnetischen Schauer.

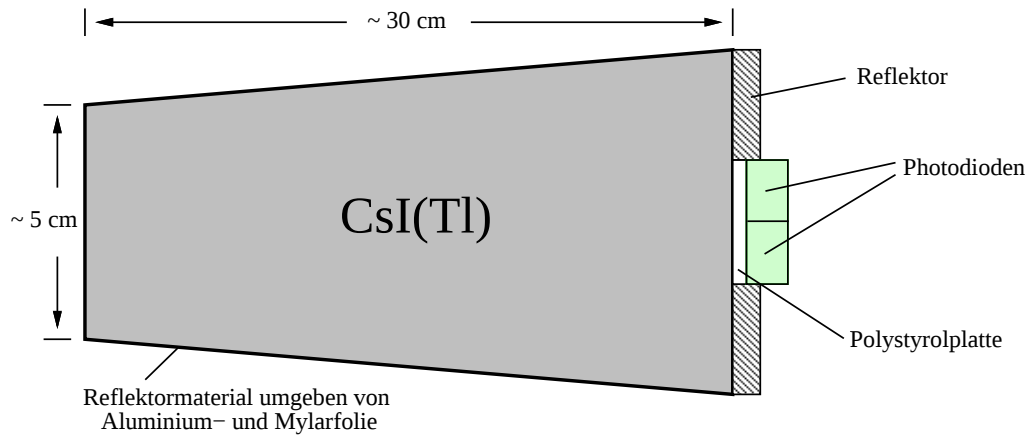


Abbildung 2.7: CsI(Tl)-Kristall des Kalorimeters

Auslese

Das im Kristall emittierte Szintillationslicht breitet sich isotrop aus und wird zum großen Teil an den Kristalloberflächen totalreflektiert (Grenzwinkel der Totalreflektion $\Theta_{tot} = 34^\circ$). Darüberhinaus ist jeder Kristall von Material hoher Reflektivität umgeben, um ausgetretenes Licht in den Kristall zurück zu reflektieren. An der der Wechselwirkungszone abgewandten Seite befinden sich Lichtsensoren, die das an den Kristallwänden vielfach reflektierte Licht nachweisen. Als Sensoren kommen jeweils zwei Photodioden pro Kristall zur Anwendung (s. Abb. 2.7). Im Gegensatz zu den häufig verwendeten Sekundärelektronenvervielfachern ist deren Einsatz innerhalb des durch die supraleitende Spule erzeugten hohen Magnetfeldes problemlos möglich. Diese in ihrer Empfindlichkeit dem Emissionsspektrum von CsI(Tl) angepassten Dioden (Typ Hamamatsu S 2744-08) besitzen eine 2cm^2 große aktive Fläche. Unmittelbar mit den beiden Photodioden eines jeden Kristalls verbunden sind ladungsempfindliche Vorverstärker (Verstärkungsfaktoren 1 bzw. 32), deren Ausgangssignale in den nachgeschalteten CARE¹-Chips gemittelt werden (beim Ausfall einer der beiden Dioden kann der entsprechende Kanal abgeschaltet werden). Die CARE-Chips erlauben die Verstärkung der Diodensignale derart, dass mit den Faktoren 1, 4, 32 oder 256 verstärkte Signale zur Verfügung stehen. Anschließendes Abtasten der Pulsform mit einer Sampling-Frequenz von $3,7\text{ MHz}$ über Flash-ADCs digitalisiert die Signale. Energieinformationen aus einem Bereich von 10 MeV bis 13 GeV werden so mit einer Dynamik von maximal 18 Bit erfaßt.

Kalibrierung

Zur Energiekalibrierung und Monitorierung des elektromagnetischen Kalorimeters werden mehrere Methoden angewandt. Dabei wird zur Kalibrierung der Energieskala vornehmlich auf Bhabha-Ereignisse oder auf Myonen aus Paarerzeugungen bzw. aus

¹Custom Auto Range Encoding [Le 00]

Kalibrierung	Elektronik	Lichtpulser	Quelle	Myonen	Bhabha
Szintillation	nein	nein	lokal	uniform	Schauer
Transmission	nein	ja	ja	ja	ja
Elektronik	ja	ja	ja	ja	ja
Energiebereich	komplett	komplett	einige MeV	200 MeV	8 GeV
absolut	nein	nein	eventuell	nein	ja
Dauer	Minuten	Minuten	Stunden	Wochen	Stunden

Tabelle 2.6: Vergleich der Kalibrierungsmethoden für das elektromagnetische Kalorimeter des *BABAR*-Detektors [Fr 96]

der kosmischen Strahlung zurückgegriffen (s. Tab. 2.6). Einen zusätzlichen Stützpunkt bei niedrigen Energien erhält man aus einer zweiten Methode. Mittels Neutronenbeschuß wird ein Fluorinert über die Reaktion $^{19}\text{F}(n,\alpha)^{16}\text{N}$ aktiviert und vor den Kristallen entlanggepumpt. Das Stickstoffisotop geht über einen β -Zerfall in einen angeregten Zustand des Isotops ^{16}O über, das schließlich über γ -Emission in den Grundzustand übergeht. Die Photonen dieser γ -Strahlung mit Energien von 6,13 MeV werden dann zur Kalibrierung verwendet.

Zur Kalibrierung der Elektronik lassen sich in die Vorverstärker definierte Ladungsmengen einspeisen und so die Ausleseketten beginnend mit den Vorverstärkern kalibrieren. Zur Monitorierung aller Kalorimeterkanäle ist darüberhinaus ein Lichtpulsersystem vorhanden. Untersuchungen zur Möglichkeit der Erweiterung des Systems zur Kennlinienaufnahme der einzelnen Kanäle wurden im Zusammenhang mit dieser Arbeit durchgeführt und sind in Anhang C beschrieben.

2.2.5 Die supraleitende Spule (MAG) und das instrumentierte Eisenjoch (IFR)

Das als Identifikationssystem für Myonen und neutrale Hadronen arbeitende Eisenjoch dient der Rückführung des von der Spule erzeugten Magnetfeldes und stellt die äußerste Schale des Detektors dar (Abb. 2.8 und Tab. 2.7). Ein mit einer supraleitenden Spule aus Niobtitan innerhalb einer Aluminiummatrix ausgestatteter Magnet erzeugt eine Feldstärke von 1,5 T. Die Spule hat einen Durchmesser von 1,40 m, zusammen mit dem sie umgebenden Kryostaten entspricht dies etwa 0,25 bis 0,4 hadronischen Strahlungslängen, was zu einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit für Hadronen im umgebenden Eisenjoch führt. Das Joch der Spule besteht aus mehreren Lagen einzelner Eisenabsorber mit nach außen zunehmenden Dicken. Die einzelnen Absorberlagen haben Abstände von jeweils 3 cm zueinander, in die hochohmige Plattenkammern (RPCs) als aktive Detektorelemente eingesetzt sind. Mit dieser Detektorkomponente ist eine hohe Nachweiseffizienz niederenergetischer Myonen gewährleistet ($> 90\%$ bei $p_\mu > 0,8 \text{ GeV}/c$).

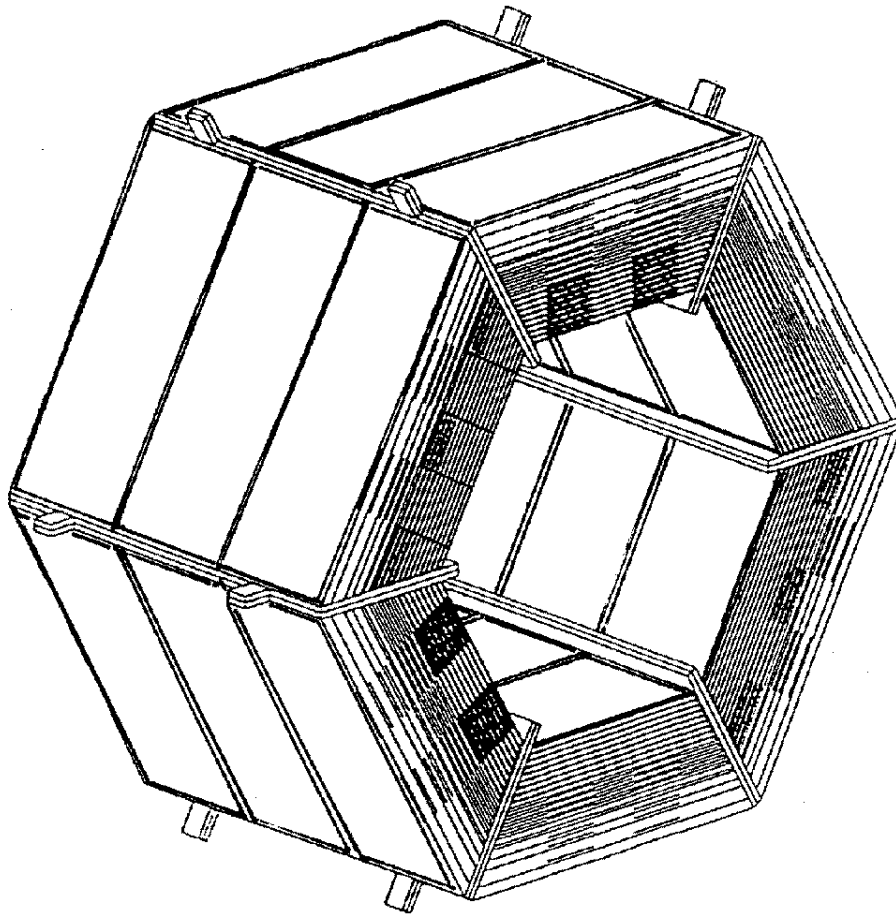


Abbildung 2.8: Das instrumentierte Eisenjoch (Barrel)

Länge der Spule	385 cm
Innenradius der Spule	140 cm
Dicke der Eisenlagen	2 cm bis 5 cm 0,25 bis 0,40 hadronische Strahlungslängen
RPC-Lagen	17 (Barrel) 16 (Endkappe)

Tabelle 2.7: Daten des IFR bzw. der Spule

Als Hadronendetektor wird das Eisenjoch bei der Vermessung der Emissionswinkel langlebiger neutraler Kaonen verwendet. Daneben ist unter Einbeziehung von Informationen aus dem Kalorimeter und der Driftkammer eine ausreichende Pion-Kaon-Trennung im gesamten kinematischen Bereich der zu untersuchenden Zerfälle erreichbar.

Kapitel 3

Rekonstruktion des Zerfalls

$$D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$$

3.1 Methode

Die Selektion von Ereignissen des Reaktionstyps $D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ wurde mit Hilfe zweier Analyse-Frameworks durchgeführt. Zum einen kam das am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum entwickelte Programmpaket *PAF* [Ku 00] bzw. dessen Weiterentwicklung *RHO* [Ku 01] zur Anwendung. Dieses ermöglicht eine schnelle kinematische Vorselektion zur Erzeugung einer Liste potenzieller D_s -Kandidaten. Aus dieser Liste wurden sodann D_s -Kandidaten generiert, die mit Modulen der BABAR-Analysesoftware *BETA* [Ge 98] weiterbearbeitet werden konnten. Dieses Programmpaket ermöglicht unter anderem die Nutzung differenzierterer Rekonstruktionsmodule, Teilchenidentifikatoren sowie Vertex- und kinematischer Fitroutinen. Anschließend wurden die so gewonnenen Daten in Form eines *ROOT*-trees [Ro 02] zur weiteren Bearbeitung herausgeschrieben. Weitere Kriterien zur Verbesserung der Selektion wurden mit Hilfe einer evolutionären Strategie optimiert. Vier verschiedene Datensätze wurden schließlich erzeugt. Diese unterscheiden sich in der Effizienz der Selektion bzw. der Reinheit des resultierenden Signals.

3.2 Daten

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Analyse basiert auf Messdaten, die zwischen Oktober 1999 und Januar 2002 mit Hilfe des BABAR-Detektors aufgenommen wurden. Neben Daten, die bei einer der Masse der $\Upsilon(4s)$ -Resonanz entsprechenden Energie aufgenommen wurden, stützt sich die Analyse auf Daten, die zum Studium des Untergrundes, bei einer niedrigeren Energie aufgenommen wurden (Verhältnis 8,84:1). Der gesamte Datensatz entspricht einer integrierten Luminosität von $62,83 \text{ fb}^{-1}$ und damit einer Anzahl an $c\bar{c}$ -Kontinuumsereignissen von etwa 82 Millionen.

Für die in Kapitel 5 beschriebene Partialwellenanalyse sowie zum Test der Ereignisrekonstruktion wurden etwa 365000 Monte Carlo-Ereignisse des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ generiert. Dazu wurden aus simulierten $c\bar{c}$ -Reaktionen alle Ereignisse herausgefiltert, die D_s -Mesonen mit einem Mindestimpuls von $1,5 \text{ GeV}/c$ im Schwerpunktsystem enthalten. Um ladungsabhängige Rekonstruktionseffizienzen abschätzen zu können, wurden für die beiden möglichen Zerfälle $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ und $D_s^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-$ zu etwa gleichen Teilen separate Datensätze erzeugt. Dazu wurde in einem Falle für die in den Reaktionen auftretenden D_s^+ -Mesonen einzig der gewünschte 3π -Zerfallskanal zugelassen, im anderen Falle für die D_s^- -Mesonen. Die jeweils anders geladenen D_s -Mesonen zerfielen entsprechend der von der Particle Data Group [Pa 00] angegebenen Verzweigungsverhältnisse. Die Simulation des Detektorzustands geschah bei etwa einem Drittel der generierten Monte Carlo-Daten entsprechend den tatsächlich über den Zeitraum der Datennahme vor Ort herrschenden Bedingungen, während die übrigen Simulationsdaten bei fest gewählten Umweltbedingungen erzeugt wurden.

3.3 Vorselektion

3.3.1 Tag-Bits

Bei der Rekonstruktion der vom BABAR-Detektor aufgenommenen Daten werden zur Etikettierung bestimmter Ereignisse Tag-Bits generiert. So werden mit Hilfe des sogenannten D3PS-Moduls [Sch 00] Ereignisse markiert, in denen potenzielle Zerfälle von D - oder D_s -Mesonen in drei pseudoskalare Mesonen auftreten. Der Art der Pseudoskalare im Endzustand wird dabei noch weiter spezifiziert, so dass im ersten Schritt der Vorselektion explizit nach möglichen D_s -Zerfällen in drei geladenen Pionen gesucht werden kann. Von Kandidaten solcher Ereignisse wird gefordert, dass ihre invarianten Massen zwischen $1,6 \text{ GeV}/c^2$ und $2,3 \text{ GeV}/c^2$ liegen. Die Informationen über gefundene Kandidaten werden anschließend in eine 16 bit-Zahl kodiert.

3.3.2 Erzeugung der N-Tupel

Ausgehend von den durch das D3PS-Modul markierten Ereignissen wurden Datensätze zur weiteren Bearbeitung erzeugt und gespeichert.

Zur Selektion der im Endzustand vorkommenden geladenen Pionen wurden im *BETA*-Framework zur Verfügung stehende Teilchenselektoren benutzt. Diese Software-Module verarbeiten Informationen der einzelnen Detektorkomponenten, wie z.B. Energieverlustmessungen in Driftkammer oder Vertexdetektor, und berechnen Wahrscheinlichkeiten verschiedener Teilchenhypothesen. Je nach Anwendungszweck lassen sich die Selektoren in verschiedenen Modi (z.B. "loose" oder "tight") betreiben. Die zur Rekonstruktion des Zerfallskanals $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ herangezogenen

Module waren Spur-, Elektron-, Myon- und Kaonselektoren. Die letzten drei wurden eingesetzt, um für jedes Event eine Liste von Pionkandidaten zu erstellen. Auf eine zuvor erstellte Liste aller geladenen Teilchen im jeweils betrachteten Ereignis wurden sie als Vetoselektoren angewandt.

Der Elektronselektor

Zur Elektronidentifizierung werden in erster Linie Informationen aus dem elektromagnetischen Kalorimeter benötigt. So lassen sich Elektronen anhand der Topologie der von ihnen im Kalorimeter verursachten elektromagnetischen Schauer sowie über ihr Energie-Impuls-Verhältnis E/p ausmachen. Elektronen deponieren im allgemeinen nahezu ihre gesamte Energie im Kalorimeter, so dass ihr E/p -Verhältnis nahe bei c liegt. Hadronen hinterlassen dagegen in dieser Detektorkomponente meist nur Ionisationsspuren, wobei zum einen kein Schauer ausgelöst wird und zum anderen die gemessenen Werte von E/p deutlich kleiner als c ausfallen. Sollten aber doch hadronisch induzierte Schauer auftreten, so kann zwar E/p auch für diese Teilchen gegen c streben, allerdings lassen sich derartige Schauer von elektroninduzierten durch ihre laterale Energieverteilung

$$L = \frac{\sum_{i=3}^N E_i r_i^2}{\sum_{i=3}^N E_i r_i^2 + E_1 r_0^2 + E_2 r_0^2} \quad (3.1)$$

unterscheiden. Dabei sind N die Anzahl der angesprochenen Kristalle, E_i die im jeweiligen Kristall gemessene Energie und E_1 und E_2 die Energien der beiden Kristalle mit den höchsten Energieeinträgen der durch den Schauer angesprochenen Gruppe von Kristallen. r_i ist der Abstand eines Kristalls zum Schauerschwerpunkt und r_0 der mittlere Abstand zweier Kristalle im Kalorimeter (etwa 5 cm, s. Kap. 2.2.4).

Als weiteres Kriterium bei der Elektronidentifizierung kommt beim verwendeten Selektor der spezifische Energieverlust beim passieren der Driftkammer $(dE/dx)_{DCH}$ zum tragen.

Insgesamt lauten die Anforderungen an ein Teilchen, um im gewählten Selektionsmodus ("tight") als Elektron akzeptiert zu werden:

- $0,75 \, c < E/p < 1,3 \, c$
- mindestens drei durch einen Schauer ansprechende Kristalle
- $L < 0,6$
- $500 < (dE/dx)_{DCH} < 1000$ (in Einheiten normierter ADC-Einträge)

Der Myonselektor

Wichtigste Detektorkomponente zum Myonnachweis ist das instrumentierte Eisenjoch (s. Kap. 2.2.5). Kriterien zur Bestimmung der Teilchenidentität im gewählten

“tight”-Modus sind daher zunächst die Anzahl angesprochener RPCs (N_{RPC}) sowie ein Ansprechen oder Nichtansprechen der innersten RPC-Lage. In Abhängigkeit von letztgenanntem Kriterium wird eine Größe T_c definiert, die die Kontinuität einer Teilchenspurrekonstruktion im IFR beschreibt und im Falle einer idealen Detektor-komponente mit Rekonstruktionseffizienz und geometrischer Akzeptanz von jeweils 100 % bei eins läge:

$$T_c = \frac{N_{RPC}}{L_h - F_h + 1}, \quad (3.2)$$

falls die innerste RPC-Lage angesprochen wurde, andernfalls

$$T_c = \frac{N_{RPC}}{L_h - F_h}. \quad (3.3)$$

Dabei bezeichnen F_h und L_h die erste bzw. letzte von der Teilchenspur im IFR angesprochene RPC.

Ein besonders im Hinblick auf die Missidentifizierung eines geladenen Pions als Myon wichtiger Parameter ist die Spurlänge λ , gemessen in Einheiten der Myon-wechselwirkungslänge im IFR sowie deren Differenz $\Delta\lambda$ zum unter Myonhypothese erwarteten Wert λ_{exp} .

Weitere Kriterien sind die mittlere Multiplizität $\bar{m}$ angesprochener Ausleseelektroden pro RPC und ihre Standardabweichung σ_m sowie die auf die Anzahl an Freiheitsgraden normierten Konfidenzniveaus χ_{track}^2 der Anpassung der aus der Driftkammer ins IFR extrapolierten Teilchenspur und χ_{fit}^2 bezüglich eines Polynomfits dritter Ordnung an die Verteilung der Ausgangssignale angesprochener RPC-Elektroden des potenziellen Myonclusters im IFR.

Um vom Selektor im gewählten Modus als Myon akzeptiert zu werden, müssen die entsprechenden Messwerte eines Teilchens folgenden Bedingungen genügen:

- Anzahl angesprochener Kammern $N_{RPC} \geq 2$
- Spurlänge $\lambda > 2,2$
- Spurlängendifferenz $\Delta\lambda < 1$
- Konfidenzniveau der Anpassung an die Teilchenspur $\chi_{track}^2 < 5$
- Konfidenzniveau der Anpassung an die Signalverteilung $\chi_{fit}^2 < 3$
- Multiplizität angesprochener RPC-Elektroden $\bar{m} < 8$
- Standardabweichung der Multiplizität $\sigma_m < 4$

Liegt die Spur des betrachteten Teilchens innerhalb des durch das elektromagnetische Kalorimeter abgedeckten Bereiches, so muss die im Kalorimeter deponierte Energie im Intervall

- $50 \text{ MeV}/c^2 < E_{cal} < 400 \text{ MeV}/c^2$

gelegen haben. Liegt die Teilchenspur des Myonkandidaten innerhalb eines Polarwinkelbereiches von $0,3 \text{ rad} < \Theta < 1,0 \text{ rad}$, so muss für den Wert des Parameters T_c gelten:

- $T_c > 0,3$

Der Kaonselektor

Die vom Kaonselektor zur Unterscheidung der Kaonen von Elektronen, Myonen, Pionen und Protonen verwendeten Größen sind

- der Energieverlust der Teilchen im Vertexdetektor $(dE/dx)_{SVT}$,
- der Energieverlust der Teilchen in der Driftkammer $(dE/dx)_{DCH}$,
- der im DIRC gemessenen Cherenkovwinkel θ_C sowie
- die Anzahl der im DIRC nachgewiesenen Photonen N_γ .

Zur Trennung der Teilchensorten werden aus zuvor errechneten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der vier Messgrößen bezüglich der verschiedenen Arten von Teilchen Gesamtwahrscheinlichkeiten $p_{i,ges}$ unter allen möglichen Teilchenhypothesen i berechnet.

Bei Messung des Cherenkovwinkels θ_C erhält man beispielsweise eine gaußförmige Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$PDF_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\theta_C}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta_C - \Theta_i}{\sigma_{\theta_C}}\right)^2\right), \quad (3.4)$$

wobei σ_{θ_C} der Standardabweichung und Θ_i dem Erwartungswert des Cherenkovwinkels für die Teilchensorte i entspricht. Mit Hilfe dieser Verteilung können aus dem gemessenen Cherenkovwinkel θ_C des jeweiligen Teilchens die Wahrscheinlichkeiten für alle Teilchenhypothesen berechnet werden. Zusammen mit einer Poissonverteilung für die Wahrscheinlichkeit des Nachweises bestimmter Anzahlen von Photonen N_γ für die verschiedenen Teilchenhypothesen i ergibt sich die Wahrscheinlichkeit $p_{i,DIRC}$. Entsprechend erhält man aus Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Energieverlustmessungen in Vertexdetektor und Driftkammer die Wahrscheinlichkeiten $p_{i,SVT}$ und $p_{i,DCH}$.

Unter Verwendung des gewählten Selektionsmodus "tight" werden zur Berechnung der Gesamtwahrscheinlichkeit $p_{i,ges}$, die Wahrscheinlichkeiten $p_{i,SVT}$ und $p_{i,DCH}$ für Teilchen mit Impulsen von unter $0,7 \text{ GeV}/c^2$ betrachtete, während $p_{i,DIRC} = 1$ gesetzt wird. Bei Impulsen größer $0,6 \text{ GeV}/c^2$ wird $p_{i,DIRC}$ allein verwendet und die übrigen Teilwahrscheinlichkeiten als konstant eins angenommen. Die gewünschte Trennung der Pionen von Kaonen erfolgt schließlich mittels des Kriteriums $p_K > x(|\vec{p}|) \cdot p_\pi$, wobei für den impulsabhängigen Faktor x gilt:

- $x=15$ für Teilchenimpulse zwischen $0,5 \text{ GeV}/c$ und $0,7 \text{ GeV}/c$
- $x=1$ für Teilchenimpulse zwischen $0,7 \text{ GeV}/c$ und $2,7 \text{ GeV}/c$
- $x=80$ für Teilchenimpulse größer $2,7 \text{ GeV}/c$

3.3.3 Weitere Vorselektionskriterien

Alle auf diese Weise gefundenen Pionkandidaten eines Ereignisses wurden nun untereinander zu 3-Pion-Systemen kombiniert und auf ihre Masse und ihren Impuls im Schwerpunktsystem hin überprüft. Dazu kam eine einfache Vierervektoraddition zur Anwendung. Die Masse aller so gefundenen Kombinationen musste kleiner als $2,1 \text{ GeV}/c^2$ und größer als $1,8 \text{ GeV}/c^2$ sein, während ihre Schwerpunktsimpulse nicht unter $2,5 \text{ GeV}/c$ liegen durften. Eine untere Grenze für den Impuls war notwendig, da der kombinatorische Untergrund mit fallendem D_s -Impuls exponentiell ansteigt (Abb. 3.1) und bei D_s -Impulsen unterhalb von $2,5 \text{ GeV}/c$ derart hoch ist, dass die Extraktion eines hinreichend sauberen D_s -Signals dort nicht mehr möglich ist. Der Nachweis von $D_s^\pm$ -Mesonen aus sukzessiven B -Mesonzerfällen ist dadurch nahezu vollständig unterdrückt. Alle bis dahin akzeptierten 3-Pion-Kombinationen wurden schließlich mit einem geometrischen Vertexalgorithmus, der vom Programmpaket *RHO* zur Verfügung gestellt wird, auf einen gemeinsamen Ursprungspunkt angepasst. Dabei werden für alle Pionen des jeweiligen D_s -Kandidaten, ausgehend von ihren Impulsen und Abständen zur z-Achse des Detektors, die als kreisförmig angenäherten Projektionen ihrer Helixbahnen in der xy-Ebene des Detektors berechnet. Als Vertexprojektionen aller drei möglichen 2-Pion-Kombinationen wird dann entweder der Schnittpunkt dieser Helixprojektionen mit geringstem Abstand zur z-Achse des Detektors oder, bei fehlendem Überlapp der Kreisflächen, die halbe Distanz der Kreismittelpunkte gewählt. Haben die Spuren aller dieser Pionpaare eines D_s -Kandidaten an der Stelle der entsprechenden xy-Vertexprojektionen einen Abstand in z-Richtung des Detektors von weniger als einem Zentimeter, so wird der entsprechende D_s -Kandidat akzeptiert und einer kinematischen Anpassung unterworfen.

Kinematische Anpassung

Der für die kinematische Anpassung der Messdaten der möglicherweise aus dem Zerfall eines D_s -Mesons stammenden geladenen Pionen an einen gemeinsamen Vertex verwendete Algorithmus wird vom BABAR-Programmpaket *BETA* bereitgestellt.

Da geladene Teilchen im Magnetfeld des Detektors allesamt Helixbahnen durchlaufen, die durch jeweils fünf Parameter bestimmt sind, sind die drei Orts- und Impulskoordinaten eines jeden solchen Teilchens korreliert. Betrachtet man nun den Zerfall eines Teilchens in n geladene Töchter, so erhält man einen $6n$ -komponentigen

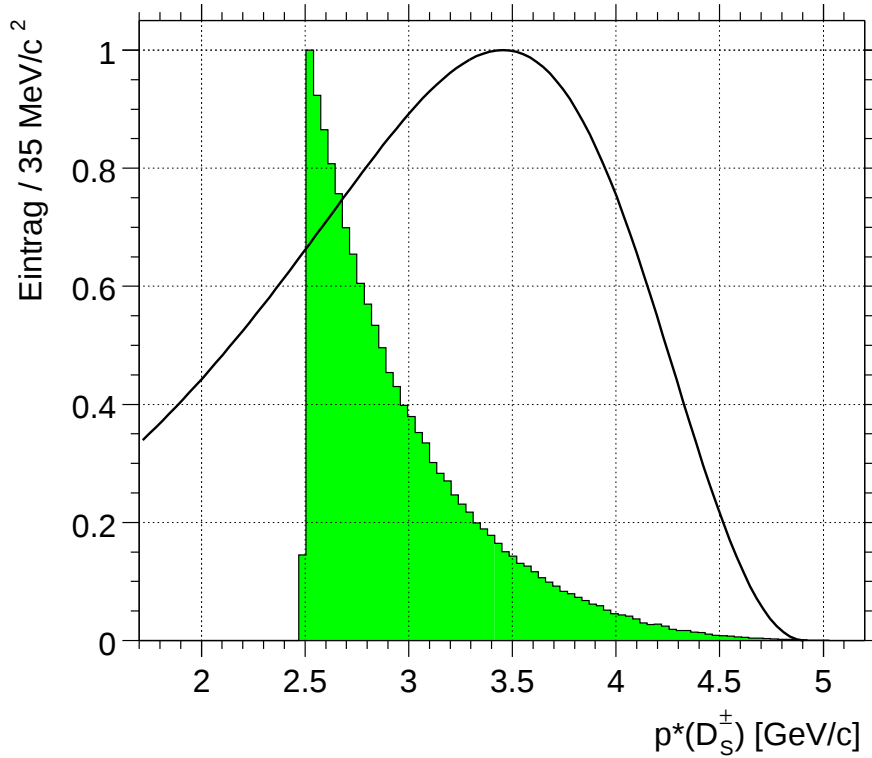


Abbildung 3.1: Normiertes Impulsspektrum der gefundenen $D_s^\pm$ -Kandidaten. Das Histogramm zeigt die exponentielle Zunahme an Ereignissen mit fallendem $D_s^\pm$ -Impuls, die Kurve beschreibt den Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktionen $c\bar{c} \rightarrow D_s^\pm X$ (Petersen-Parametrisierung).

Vektor $\vec{m}$ der Orts- und Impulskoordinaten und $2n$ für die Anpassung nutzbare Nebenbedingungen der Form:

$$a_i = (\vec{v}, \vec{m} + \vec{c}), \quad i = 1 \dots 2n \quad (3.5)$$

Dabei sind $\vec{v}$ der gesuchte gemeinsame Vertex der n Teilchen und $\vec{c}$ der zur Modifizierung der Messdaten im Hinblick auf eine Erfüllung der Bedingungsgleichungen notwendige Korrekturvektor. Letzterer wird unter Berücksichtigung der Messunsicherheiten der gemessenen Orts- und Impulskoordinaten und ihrer Korrelationen mit Hilfe von Lagrange-Multiplikatoren anhand der geringsten quadratischen Abweichungen errechnet [Br 92].

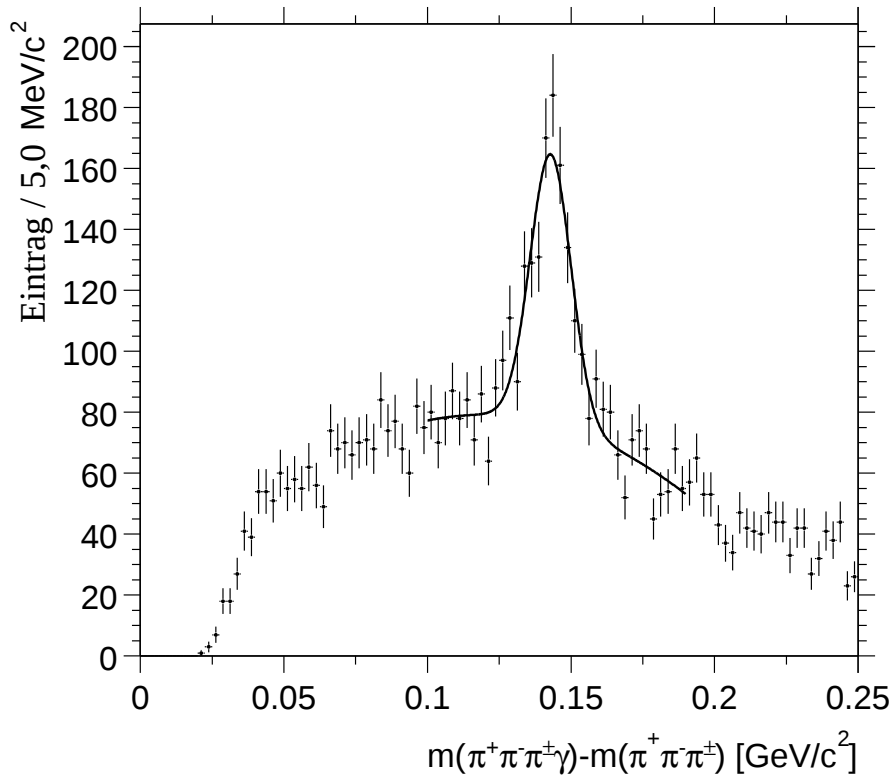
Im Zuge der Vorselektion von 3-Pion-Kandidaten wurden lediglich diejenigen zurückbehalten, für die das Konfidenzniveau der Hypothese, dass die drei Pionen aus einem gemeinsamen Vertex stammen, bei einem Wert größer null lag.

Der Zerfall $D_s^{*\pm} \rightarrow D_s^\pm \gamma$

Zur Reduzierung des hohen Untergrundes in diesem Zerfallskanal wurde eine weitere Bedingung an die bis hierher gefundenen D_s -Kandidaten gestellt: Alle D_s -Mesonen sollen über den Zerfall $D_s^* \rightarrow D_s \gamma$ aus einem D_s^* -Meson hervorgegangen sein. Rund 67 % aller D_s -Mesonen aus der $c\bar{c}$ -Fragmentierung entstehen in diesem Zerfallsprozess. Die Rekonstruktion dieser Zerfallsreaktion geschah in der Weise, dass die bisher akzeptierten D_s -Mesonkandidaten mit allen im jeweiligen Ereignis vor- und in Frage kommenden Photonen zu einem D_s^* -Kandidaten kombiniert wurden. Die Photonen mussten dazu einen Mindestimpuls von 50 MeV/c bzw. 100 MeV/c im Labor- bzw. im Schwerpunktsystem der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz haben. Darüberhinaus wurden Parameter, die den von Teilchen im Kalorimeter verursachten elektromagnetischen Schauer charakterisieren, herangezogen. Zum einen war dies das zweite Schauermoment, das die Varianz der Energieverteilung in einem Schauer beschreibt, zum anderen die Anzahl involvierter Kristalle. So mussten akzeptierte Photonen einen Schauer mit einem Wert für das zweite Moment von kleiner als 0,003 auslösen und der Schauer mindestens drei Kristalle umfassen. Zudem wurde sichergestellt, dass keines der zur Rekonstruktion herangezogenen Photonen aus dem Zerfall eines neutralen Pions stammte. Dazu wurden im Vorfeld der D_s^* -Rekonstruktion π^0 -Mesonkandidaten aus den akzeptierten Photonen rekonstruiert. Bei der D_s^* -Selektion auftretende Photonen wurden dann auf möglichen Überlapp hin geprüft und gegebenenfalls verworfen. In der Regel findet man mit dieser Methode zu jedem D_s -Kandidaten mehrere Photonen mit denen sich ein D_s^* -Kandidat rekonstruieren lässt. Für den jeweiligen D_s -Kandidaten wurde daher stets nur derjenige D_s^* -Kandidat akzeptiert, dessen Massendifferenz zum entsprechenden D_s -Kandidaten am nächsten an dem von der Particle Data Group veröffentlichten Wert von $(143,8 \pm 0,4) MeV/c^2$ lag [Pa 00]. Abbildung 3.2 zeigt das Histogramm der Massendifferenz von D_s^* - und D_s -Kandidaten. Die Anpassung einer Gaussverteilung auf parabolischem Untergrund an das Spektrum resultiert in einem Maximum bei $(142,9 \pm 0,6) MeV/c^2$ und einer Breite von $\sigma = (7,1 \pm 0,9) MeV/c^2$. Dieses Selektionskriterium hat zur Folge, dass die Anzahl an Untergrundereignissen der Reaktion $D^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ sehr stark unterdrückt wird. In den resultierenden Massenspektren ist eine Überhöhung im Bereich der $D^\pm$ -Masse daher, wenn überhaupt, nur noch ansatzweise erkennbar (s. Kap. 3.4.1 und A). Am Ende dieses Selektionsprozesses wurden alle relevanten Daten für die weitere Behandlung in Form eines N-Tupels (*ROOT-TTree*) gespeichert.

3.4 Optimierung der Selektion mit Hilfe einer evolutionären Strategie

Ein Einsatz von neuronalen Netzen zur Optimierung der zur Rekonstruktion des Zerfallskanals notwendigen Kriterien scheitert an der Modellierung des Untergrun-

Abbildung 3.2: $D_s^* - D_s$ -Massendifferenzspektrum

des. Es stehen keine geeigneten Monte Carlo-Daten zum Training derartiger Netze zur Verfügung.

Im Vergleich zu neuronalen Netzen benötigt das Verfahren der evolutionären Strategie keine Informationen aus Monte Carlo-Simulationen. Der Algorithmus arbeitet direkt auf Messdaten.

Die endgültige Optimierung der Selektion des Zerfallskanals $D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ geschah daher mit Hilfe einer evolutionären Strategie, die sich zur Lösung von Optimierungsproblemen an der natürlichen Evolution orientiert. Die optimale Lösung wird dabei in der Weise gesucht, dass gleichzeitig ein ganzes Ensemble von Lösungen betrachtet und manipuliert wird. Die Gesamtheit der Lösungen entspricht dabei einer Population in der Genetik, während die einzelne Lösung ihre Entsprechung im Genom findet. Die einzelnen Lösungen werden von einer vom Anwender zu bestimmen Fitness-Funktion bewertet. Paare von Genomen werden anschliessend mit einer Wahrscheinlichkeit proportional zu ihrer Fitness ausgewählt und gekreuzt, so dass sich die Population hin zu einem Optimum entwickelt.

Die Populationsgröße einer jeden Generation wird konstant gehalten. Dazu wird zunächst eine temporäre Generation halber Populationsgröße erzeugt. Die einzelnen Gene eines jeden Genoms dieser Population werden zufällig aus einem durch die Extremwerte der jeweiligen Gene der beiden zur Kreuzung gebrachten Genome de-

finierten Intervall gewählt. Der Gefahr des Hängenbleibens in lokalen Extrema wird durch Mutationen der temporären Generation vorgebeugt, die nach jeder Kreuzung die Werte des neuen Genoms in gewissem Umfang verschmieren. Aus der Gesamtheit der Genome der temporären und der ursprünglichen Population werden sodann der ursprünglichen Populationsgröße entsprechend viele neue Genome zufällig ausgewählt.

Für die hier vorgestellte Analyse wurde ein sogenannter “steady state”-Algorithmus verwendet [Wa 96]. Die Genome der ersten Generation werden mit zufällig aus vom Anwender bestimmten Intervallen gewählten Startwerten initialisiert (s. Tab. 3.1).

Der Algorithmus wurde auf zwei verschiedene Arten genutzt. Zum einen wurde eine Fitness-Funktion gewählt, die die Dilution δ des D_s -Signals maximiert. Die Dilution entspricht dem Produkt aus der Effizienz der Selektion ϵ und der Reinheit des Signals ρ :

$$\delta = \epsilon \cdot \rho = \frac{N_s}{N_0} \cdot \frac{N_s}{N_u + N_s} \quad (3.6)$$

wobei N_s und N_u die Anzahlen an Signal- bzw. Untergrundereignissen innerhalb eines als Signalregion festgelegten Massenbereiches sind und N_0 die nicht bekannte Gesamtzahl der im untersuchten Datensatz enthaltenen Ereignisse der gesuchten Art bezeichnet.

Maximiert wurde daher das zu δ proportionale Verhältnis

$$D = \frac{N_s^2}{N_u + N_s} = \frac{(N_{sr} - \frac{1}{x}N_{sbr})^2}{N_{sr}}. \quad (3.7)$$

Dabei bezeichnen N_{sr} und N_{sbr} die aus den jeweiligen Massenhistogrammen zugänglichen Ereignisanzahlen in den als Signal- und Seitenbandregionen gewählten Bereichen und x das Verhältnis der Seitenbandbreite zur Breite der Signalregion. Der Verlauf des Untergrundes in den resultierenden Massenhistogrammen kann als näherungsweise linear betrachtet werden, so dass symmetrisch zur Signalregion gewählte Seitenbandregionen verwendet wurden, um die Signal- und Untergrundanteile in der Signalregion abzuschätzen (s. Kap. 3.4.1). Die in den Tabellen in Kap. 3.4.2 und Anhang A gegebenen Werte für die Dilution beziehen sich auf diese in der Optimierung verwendete Größe D .

Der präparierte Datensatz, bei dem die Optimierung im Hinblick auf maximale Dilution erfolgte, entspricht zudem näherungsweise dem statistisch signifikantesten Datensatz. Die Signifikanz S eines Resonanzsignals ist durch das Verhältnis der Signaleinträge N_s und deren Streuung σ_{N_s} gegeben:

$$S = \frac{N_s}{\sigma_{N_s}} \quad (3.8)$$

Übertragen auf die der Messung zugänglichen Größen N_{sr} und N_{sbr} sowie dem im

Vorfeld zu wählenden Verhältnis x ergibt sich

$$S = \frac{N_{sr} - \frac{1}{x}N_{sbr}}{\sqrt{N_{sr} + \frac{1}{x^2}N_{sbr}}} \quad (3.9)$$

Im Falle deutlich höherer Seitenband- als Signalbreite bzw. geringer Unsicherheit der Anzahl an Untergrundereignissen innerhalb der Signalregion $\sqrt{N_{sbr}}/x$, stellt die zu maximierende Größe D ein Maß für das Quadrat der Signifikanz dar:

$$S^2 = \frac{(N_{sr} - \frac{1}{x}N_{sbr})^2}{N_{sr} + \frac{1}{x^2}N_{sbr}} \approx \frac{(N_{sr} - \frac{1}{x}N_{sbr})^2}{N_{sr}} = D \quad (3.10)$$

Eine weitere Fitness-Funktion wurde benutzt, um die Anzahl an Ereignissen im D_s -Signal für ein fest gewähltes Signal zu Untergrund-Verhältnis zu maximieren (s. Kap. 3.4.2). Dabei ist der Funktionswert gleich der Anzahl der Einträge im D_s -Signal, falls das Signal zu Untergrund-Verhältnis der resultierenden Verteilung größer oder gleich dem geforderten Wert ist. Im anderen Fall wird für die Fitness f die Anzahl der Signalereignisse mit einem Faktor gewichtet, der in Abhängigkeit vom Abstand $\Delta(S/N)$ des gemessenen Signal zu Untergrund-Verhältnisses zum geforderten, dem Verlauf einer Gauß-Funktion folgend von eins auf null abnimmt:

$$f = N_s \cdot \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta(S/N)}{\sigma_{S/N}} \right)^2 \right) \quad (3.11)$$

Die Breite $\sigma_{S/N}$ des Abfalls wird dabei alle zehn Generationen aus der Streuung der Signal zu Rausch-Verhältnisse der jeweiligen Population ermittelt.

3.4.1 Anwendung des Algorithmus

Bei Verwendung einer evolutionären Strategie zur Optimierung der Selektionskriterien ist es grundsätzlich denkbar, dass im Laufe des Optimierungsprozesses bevorzugt Kriterien gewählt werden, die aufgrund von Anreicherungen statistischer Fluktuationen in der Signalregion des Massenspektrums zu einem hohen Wert der Dilution bzw. der Anzahl an Signaleinträgen führen. Als Ergebnis der Optimierung erhielt man so eine systematische Verstärkung der Fluktuationen und eine vermeintlich höhere Dilution oder Anzahl an Signaleinträgen.

Um zu testen, inwieweit der Algorithmus statistische Fluktuationen des Untergrundes maximiert, wurde als zu optimierende Signalregion versuchsweise ein Bereich unterhalb des $D_s^\pm$ -Signals im $\pi^+ \pi^- \pi^\pm$ -Massenspektrum gewählt. Da der Untergrund im gesamten Massenfenster annähernd linear verläuft, wurde der in der Signalregion liegende Untergrund dadurch abgeschätzt, dass zwei symmetrisch um das D_s -Signal liegende Seitenbandregionen mit jeweils der Signalregion entsprechender Breite gewählt und entsprechend skaliert subtrahiert wurden. Der Test wurde sowohl mit der Dilution D als zu optimierender Größe als auch unter Forderung

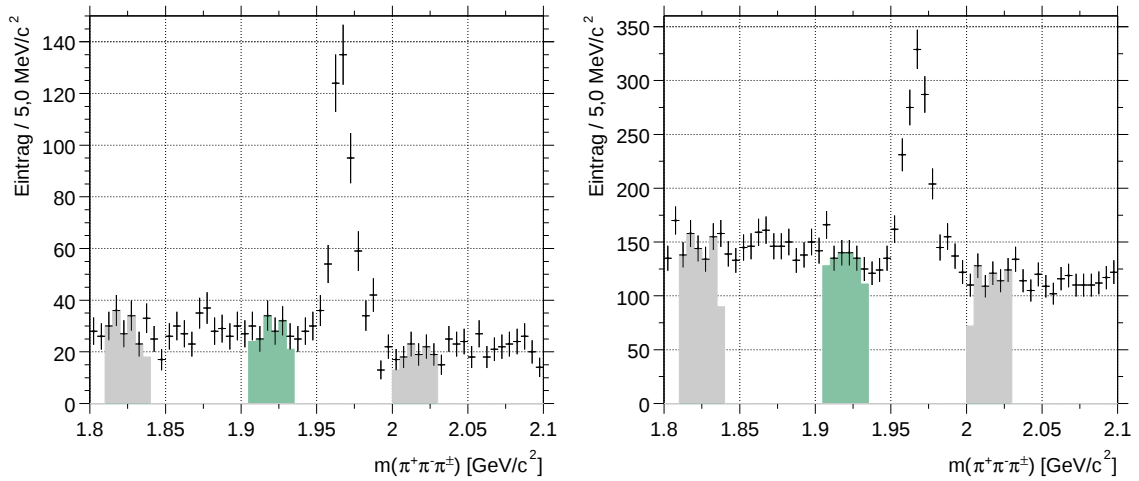


Abbildung 3.3: Massenhistogramm nach testweiser Maximierung der Dilution (links) bzw. der Signaleinträge für ein gefordertes Signal zu Untergrund-Verhältnis von 1,5 (rechts) für einen neben dem D_s -Signal liegenden Bereich. Hervorgehoben sind die dabei gewählten Signalregionen und die symmetrisch um diese liegenden Seitenbandbereiche.

maximaler Signalereignisse bei einem festen Signal zu Untergrund-Verhältnis durchgeführt. Die resultierenden Spektren mit den hervorgehobenen Signal- und Seitenbandregionen zeigt Abbildung 3.3. Es ist keine Anreicherung an Ereignissen über das Untergrundniveau hinaus in dem als Signalregion markierten Bereich erkennbar, wie sie beispielsweise in leichter Form bei einer mit demselben Verfahren durchgeführten Rekonstruktion des Zerfallskanals $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$ [Pe 02] beobachtet werden konnte.

Um aber jegliche Anreicherung von Untergrundereignissen in der Signalregion zu vermeiden, wurden alle Ereignisse der jeweils betrachteten Datensätze zufällig auf je zwei Subdatensätze verteilt. Optimierte wurde dann für beide Subdatensätze getrennt und die resultierenden Selektionskriterien auf die jeweils andere Datenhälfte angewandt. Anreicherungen an Untergrundereignissen in der Signalregion werden, da sie aus genau dem jeweils betrachteten Datensatz im Zusammenhang mit genau den in der jeweiligen Optimierung gefundenen Kriterien resultieren, dadurch vermieden.

Eine simple Trennung des Datensatzes, etwa anhand gerader und ungerader Ereignisnummer, erwies sich allerdings als ungenügend in Bezug auf ausreichende Ähnlichkeit der Signalinhalte beider Subdatensätze. Diese Unterschiede sind Folge der verhältnismäßig geringen Anzahl an Signalereignissen innerhalb des Datensatzes. Bei einem eine weit höheren Anzahl an Ereignissen umfassenden Datensatzes, sollte jede Art der Aufteilung zu in dieser Hinsicht ähnlichen Subdatensätzen führen.

Eine Ähnlichkeit der Subdatensätze ist anzustreben, um auch nach den getrennten Optimierungen ähnliche Anzahlen an Signalereignissen und vergleichbare Un-

tergrundpegel in beiden Subdatensätzen zu erhalten. Erst dann ist eine hinreichend befriedigende Anwendung der Selektionskriterien auf den jeweils anderen Datensatz möglich. Andernfalls ist mit Verlusten an Signalereignissen aufgrund von für die jeweilige Topologie weitab vom Ideal liegenden Kriterien zu rechnen. Ein bereits vor der getrennten Optimierung der Selektionskriterien vorliegendes Ungleichgewicht an Signal- und Untergrundereignissen in den Subdatensätzen wird darüberhinaus bei der anschließenden Optimierung noch weiter verstärkt. Ist die zu optimierende Größe beispielsweise die Anzahl an Signalereignissen bei einem fest vorgegebenen Signal zu Rausch-Verhältnis innerhalb der Signalregion, so werden als Ergebnis der Optimierungen stark unterschiedliche Selektionskriterien resultieren, da in dem Subdatensatz mit der geringeren Anzahl von Signalereignissen der Untergrund zur Erreichung des vorgegebenen Signal zu Rausch-Verhältnisses entsprechend stärker beschnitten werden muss, als es in dem anderen Subdatensatz notwendig ist. Unter diesen Umständen ist nach Anwendung der Kriterien auf den jeweils orthogonalen Subdatensatz mit nicht optimalen Resultaten zu rechnen.

Um derartige Probleme zu vermeiden, wurde daher zunächst eine Optimierung der Selektionskriterien für jeden zu erzeugenden Datensatz auf den gesamten zur Verfügung stehenden Daten durchgeführt. Anschließend wurde der erhaltene Datensatz zufällig in zwei ähnliche Subdatensätze aufgeteilt. Als Maß für die Ähnlichkeit der erzeugten Subdatensätze diente der Abstand der zu den jeweils ausgewählten Subdatensätzen gehörenden Punkte in der Signal-Untergrund-Ebene (s. Abb. 3.4). Dabei beziehen sich die Achsbezeichnungen auf die Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen innerhalb des als Signalregion definierten Bereiches. Dieser Bereich hatte innerhalb jedes aus der entsprechenden Aufteilung gewonnenen Massenhistogramms eine feste Breite von $28 \text{ MeV}/c^2$. Im jeweils betrachteten Histogramm wurde durch Anpassung einer Gauß-Funktion auf linearem Untergrund an die Verteilung der Schwerpunkt des Signalpeaks bestimmt und die Signalregion symmetrisch um diesen ausgerichtet. Zur Abschätzung des Untergrundes innerhalb der Signalregion wurden jeweils zwei Seitenbandregionen links und rechts mit einem Abstand von $7 \text{ MeV}/c^2$ zu den Grenzen der Signalregion und anderthalbfacher Breite der Signalregion gewählt. Die in der Summe um einen Faktor drei höhere Seitenbandbreite wurde gewählt, um den statistischen Fehler der Signal zu Untergrundberechnung zu reduzieren bzw. um im Falle des Datensatzes mit zu maximierender Dilution eine entsprechend bessere Abschätzung der Signifikanz durch die zu optimierende Größe D zu gewährleisten (s. Gl. 3.10), ohne jedoch in Bereiche innerhalb des Massenspektrums zu gelangen, in denen andere Resonanzen liegen. Insbesondere ist der Bereich um $1870 \text{ MeV}/c^2$ als Seitenbandregion zu vermeiden, in dem - je nach in der Optimierung gefundenen Selektionskriterien - noch Ereignisse des durch die Forderung an die D_s -Kandidaten, aus dem Zerfall $D_s^* \rightarrow D_s \gamma$ zu stammen, stark unterdrückten Zerfalls $D^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ auftauchen. Die Abschätzung von Untergrundereignissen innerhalb der Signalregion geschah durch Zählen und Skalieren der Histogrammeinträge in den Seitenbandregionen. Die Bestimmung der Signalereignisse erfolgte

durch Zählen der Einträge in der Signalregion und anschließender Subtraktion der zuvor abgeschätzten Anzahl an Untergrundeignissen.

Da die beiden erzeugten Subdatensätze orthogonal zueinander sind, entspricht das Kriterium des geringsten Abstandes der zu den jeweils ausgewählten Subdatensätzen gehörenden Punkte in der Signal-Untergrund-Ebene gleichzeitig der Minimierung des Abstandes zum Schwerpunkt der Verteilung aller möglichen Subdatensätze in dieser Ebene. Aus der Orthogonalität der Subdatensätze zueinander folgt ebenfalls die Symmetrie der Projektionen der Verteilung auf die Signal- wie auf die Untergrundachse, die lediglich in Folge der vom Schwerpunkt des Signalpeaks abhängigen Position der Signalregion leicht gestört ist. Da bei der Suche nach einer geeigneten Aufteilung der Datensätze jeweils die aus der Optimierung der gesamten zur Verfügung stehenden Daten erhaltenen Selektionskriterien angewandt wurden, erhält man auf diese Weise je zwei repräsentative Subdatensätze des entsprechenden Datensatzes.

Technisch realisiert wurde dieses Verfahren, indem zu jedem Ereignis der gesamten Daten eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 mit einem Pseudozufallszahlengenerator erzeugt wurde. Die Aufteilung der Ereignisse geschah anschließend unter Anwendung des zum jeweils zu erzeugenden Datensatzes gehörenden, aus der Optimierung der gesamten zur Verfügung stehenden Daten stammenden, Selektionskriterien und der Forderung nach der Zugehörigkeit der Zufallszahl entweder in das Intervall $[0; 0,5[$ oder $[0,5; 1]$. Die Zahl zur Initialisierung des Generators wurde bei jeder Aufteilung fortlaufend um 1 erhöht. Die zur Aufteilung des jeweiligen Datensatzes schließlich verwendete Zufallszahlenreihenfolge war diejenige, die aus einer Gesamtheit von 5000 getesteten Verteilungen zu den geringsten Abständen der Punkte der Subdatensätze in der Signal-Untergrund-Ebene führte. Da die Größen Dilution und Signal zu Rausch-Verhältnis Funktionen allein der Anzahl an Signal- und Untergrundeignissen innerhalb der Signalregion sind, liegen auch die den jeweiligen Subdatensätzen entsprechenden Punkte innerhalb der Signal zu Untergrund-Signal- und Dilution-Signal-Ebenen nah beieinander und im Schwerpunkt der entsprechenden Verteilungen, wie Abbildung 3.4 am Beispiel der Präparierung des Datensatzes höchster Signifikanz zeigt.

Die als Ergebnisse der Optimierungen an den so aufgeteilten jeweiligen Datensätzen erhaltenen Anzahlen an Signal- und Untergrundeinträgen innerhalb der entsprechenden Signalregionen stimmen - bis auf die Anzahl an Untergrundeinträgen des aufgeteilten Datensatzes mit gefordertem Signal zu Rausch-Verhältnis von 0,3 - innerhalb einer Standardabweichung überein (s. Kap. 3.4.2 und Anhang A).

3.4.2 Die verschiedenen Datensätze

Zur Abschätzung systematischer Fehler in der Analyse ist es günstig, alle Untersuchungen an mehreren Datensätzen durchzuführen. Zu diesem Zweck wurden vier verschiedene Datensätze präpariert, deren zugrundeliegende Selektionskriterien mit

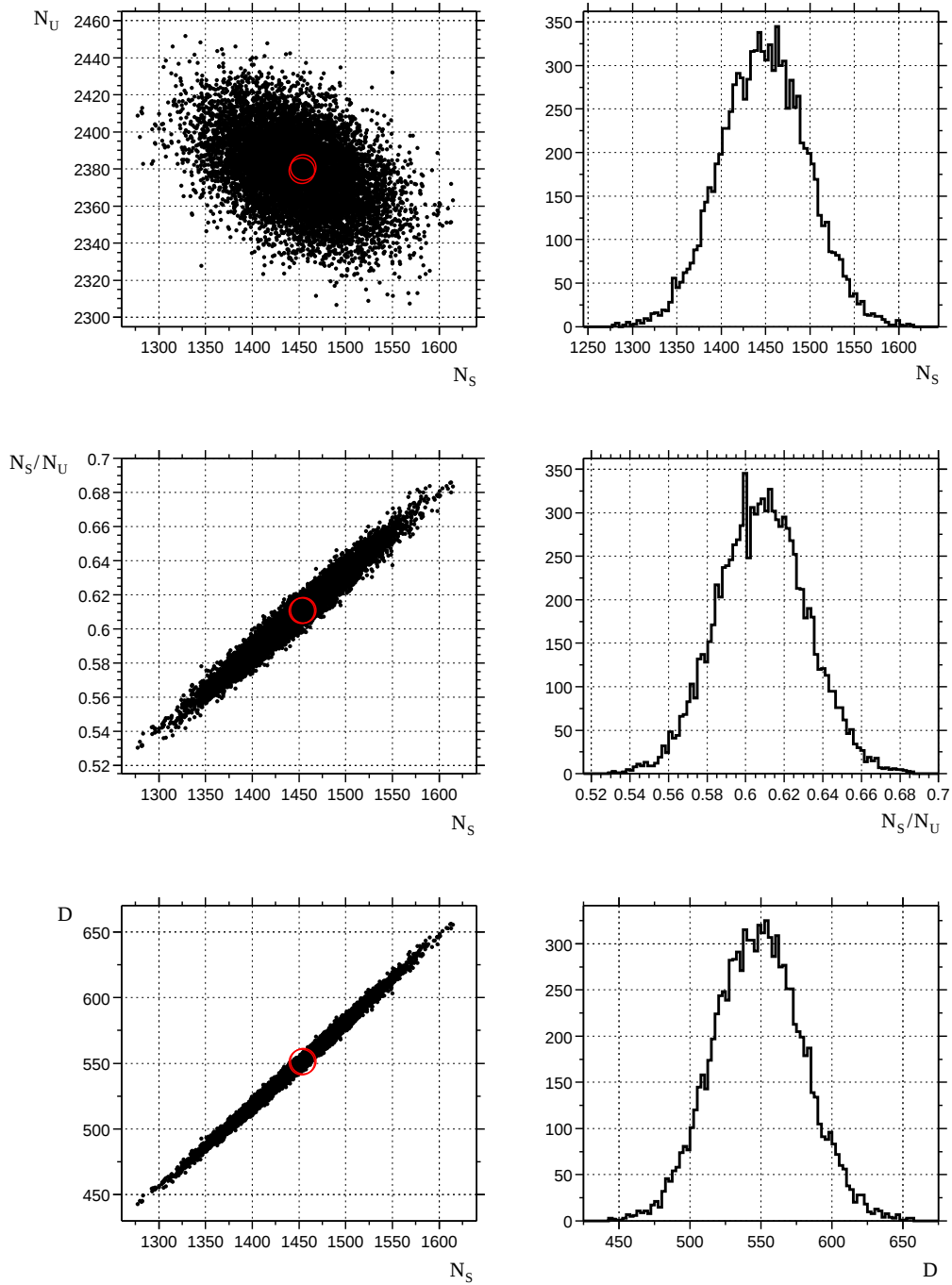


Abbildung 3.4: Plots zur Kontrolle einer gleichmäßigen Aufteilung am Beispiel des Datensatzes höchster Signifikanz: Untergrund- gegen Signalereignisse innerhalb der Signalregion (oben links), Signal zu Untergrund-Verhältnis gegen Signaleinträge (mitte links), Dilution gegen Signaleinträge (unten links), sowie auf der rechten Seite Histogramme von Signaleinträgen (oben), Signal zu Untergrund-Verhältnis (mitte) und Dilution (unten) jeweils für 5000 getestete Aufteilungen. Die bei der schließlich akzeptierten Verteilung erhaltenen Werte für die beiden Subdatensätze sind durch Kreise markiert.

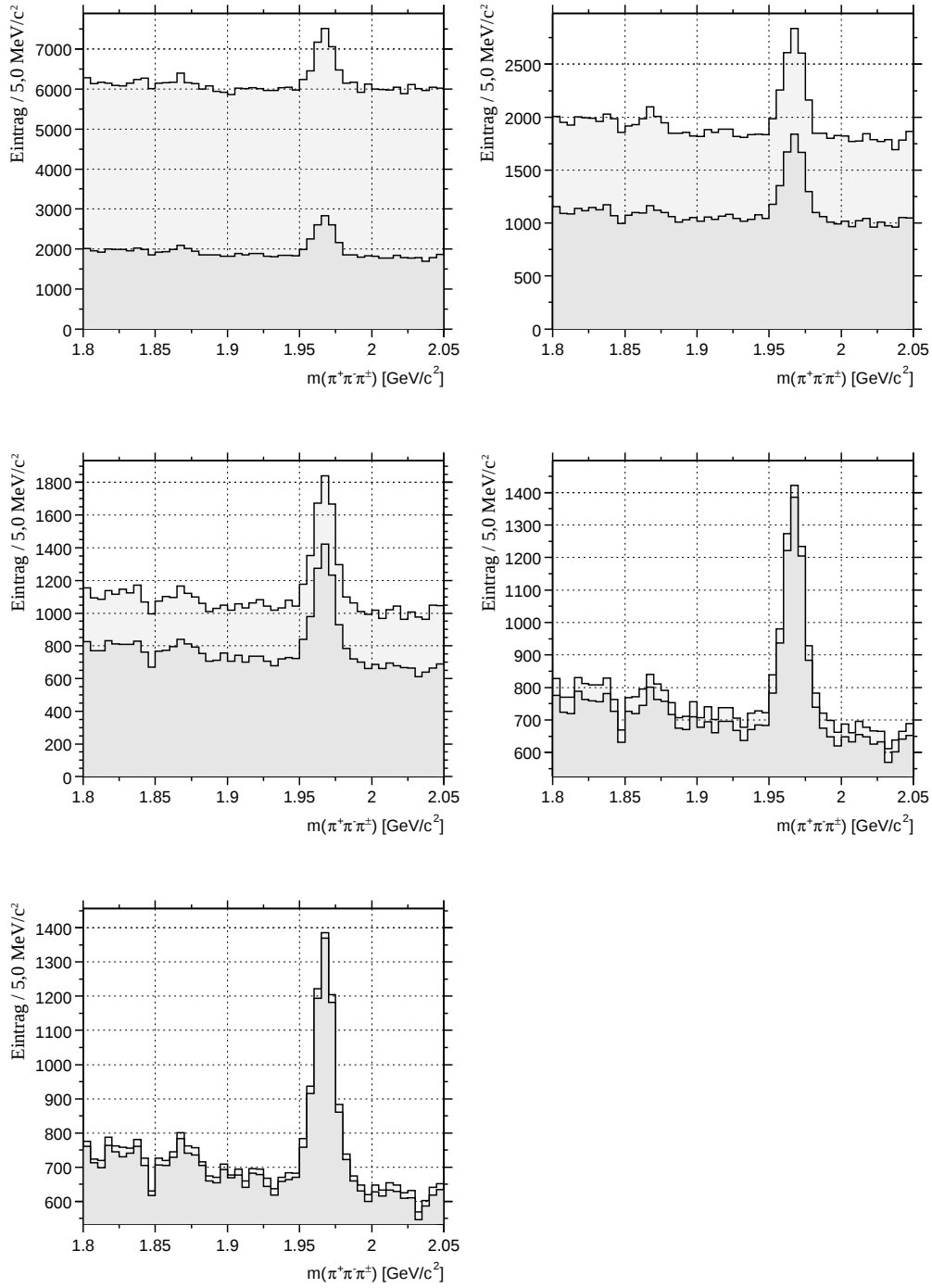


Abbildung 3.5: Entwicklung des Massenhistogramms nach Anwendung der mit Hilfe der evolutionären Strategie optimierten Selektionskriterien am Beispiel des Datensatzes D_{MD} . Die einzelnen Schnitte wurden ihrer Wirkung auf die Unterdrückung des Untergrundes nach geordnet angebracht: $p_{D_s, min}$ (oben links), $m_{max}(D_s^* - D_s)$ (oben rechts), $p_{\pi, min}$ (mitte links), $\pi(DCH)$ (mitte rechts), $m_{DIRC, \pi, max}(p_\pi)$ (unten links).

Hilfe der oben beschriebenen Methode optimiert wurden. Dabei handelt es sich um drei Datensätze, bei denen als zu maximierende Größe die Einträge innerhalb der Signalregionen der entsprechenden Massenhistogramme bei fest vorgegebenen Signal zu Untergrund-Verhältnissen von 0,3, 1,5 und 3,0 gefordert wurden und die im folgenden mit D_{03} , D_{15} und D_{30} bezeichnet werden, während beim vierten erzeugten Datensatz bei der Optimierung maximale Dilution D verlangt wurde und der daher im folgenden die Bezeichnung D_{MD} trägt. Dieser Datensatz beinhaltet damit das statistisch signifikanteste Signal (s. Kap. 3.4). Das Signal zu Untergrund-Verhältnis in der Signalregion des resultierenden Massenhistogramms liegt bei $0,54 \pm 0,02$ (s. Tab. 3.8).

Die zu optimierenden Selektionskriterien, die zur Erstellung aller vier Datensätze benutzt wurden, waren:

- Der Mindestimpuls $p_{D_s, \min}$ eines jeden D_s -Kandidaten im $\Upsilon(4S)$ -System
- Der Mindestimpuls $p_{\pi, \min}$ eines jeden Pion-Kandidaten aus dem Zerfall jedes D_s -Kandidaten im $\Upsilon(4S)$ -System
- Die Forderung/Nichtforderung einer Spur eines jeden Pions des D_s -Kandidaten in der Drifkammer ($\pi(DCH)$)
- Die maximal akzeptierte Massendifferenz $m_{\max}(D_s^* - D_s)$ zwischen D_s^* - und D_s -Kandidat

Für die Datensätze D_{30} und D_{MD} erwies sich noch ein weiteres Kriterium als sinnvoll, das bei Einbeziehen in die Optimierung der übrigen zwei Datensätze keine Verbesserung der Ergebnisse erbrachte:

- Die maximale DIRC-Masse¹ der Pionen in Abhängigkeit von ihrem Impuls $m_{DIRC, \pi, \max}(p_\pi)$

Die Intervalle innerhalb derer die jeweiligen Parameter variiert werden konnten, wurden ausgehend von im Vorfeld grob gewählten Grenzen sukzessive soweit vergrößert, dass die nach der Optimierung erhaltenen Werte hinreichend große Abstände zu diesen hatten. Die einzelnen Bereichsgrenzen sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Die Auswirkung der einzelnen optimierten Selektionskriterien auf die Entwicklung des Massenhistogramms, ausgehend von den die Vorselektion passierten Ereignissen, zeigt Abbildung 3.5 am Beispiel des Datensatzes D_{MD} . Die einzelnen Schnitte sind nach ihrer Effektivität in Bezug auf Untergrundunterdrückung geordnet angebracht worden.

Die Tabellen 3.3 und 3.5 enthalten die in der Optimierung der gesamten Daten bzw. bei nach oben beschriebener Aufteilung in zwei Subdatensätze erhaltenen

¹Die DIRC-Masse ergibt sich aus $m_{DIRC} = \frac{p}{c} \sqrt{n^2 \cos^2 \Theta_c - 1}$, so dass bei Kenntnis des Teilchenimpulses p , die Messung des Cherenkov-Winkels Θ_c eine Identifizierung der Teilchenart erlaubt (n ist der Brechungsindex des verwendeten Quarzes (s. Kap. 2.2.3)).

Selektionsparameter	Intervall
$p_{D_s, min}$	$2.5 \text{ GeV}/c \dots 4 \text{ GeV}/c$
$p_{\pi, min}$	$200 \text{ MeV}/c \dots 650 \text{ MeV}/c$
$\pi(DCH)$	0 oder 1
$m_{max}(D_s^* - D_s)$	$5 \text{ MeV}/c^2 \dots 20 \text{ MeV}/c^2$
$m_{DIRC, \pi, max}(p_\pi)$	$< (0 \dots 0,300) c^{-1} \cdot p_\pi + (0,05 \dots 1,00) \text{ GeV}/c^2$

Tabelle 3.1: Gewählte Intervallgrenzen der zu optimierenden Parameter

Datensatz	Rekonstruktionseffizienz		
	$D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$	$D_s^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-$	$D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$
D_{03}	$(6,96 \pm 0,06) \%$	$(6,97 \pm 0,06) \%$	$(6,97 \pm 0,04) \%$
D_{15}	$(1,81 \pm 0,03) \%$	$(1,81 \pm 0,03) \%$	$(1,81 \pm 0,02) \%$
D_{30}	$(0,55 \pm 0,02) \%$	$(0,57 \pm 0,02) \%$	$(0,56 \pm 0,01) \%$
D_{MD}	$(4,34 \pm 0,05) \%$	$(4,33 \pm 0,05) \%$	$(4,35 \pm 0,03) \%$

Tabelle 3.2: Mit Hilfe von Monte Carlo-Ereignissen abgeschätzte Rekonstruktionseffizienzen der vier präparierten Datensätze

Selektionskriterien des Datensatzes D_{MD} . Die nach Anwendung der Kriterien auf die entsprechenden Datensätze resultierenden Massenhistogramme zeigen die Abbildungen 3.6 bzw. 3.7. Letztgenannte Abbildung enthält zusätzlich die Massenhistogramme, wie sie sich bei Anwendung der in getrennter Optimierung erhaltenen Selektionskriterien auf den jeweils orthogonalen Subdatensatz des Datensatzes D_{MD} ergeben.

Die die Signalregion der jeweiligen Histogramme charakterisierenden Größen Signaleinträge N_s , Untergrundeinträge N_u , Signal zu Untergrundverhältnis N_s/N_u und Dilution D , die sich aus der Anzahl an Ereignissen in Signal- und Untergrundregion ableiten lassen, sowie Schwerpunkt und Breite des D_s -Massenpeaks, die mittels Anpassung einer Gauß-Kurve auf linearem Untergrund an die Massenhistogramme extrahiert wurden, sind für alle Massenhistogramme des Datensatzes D_{MD} in den Tabellen 3.4, 3.6, 3.7 bzw. 3.8 aufgelistet. Entsprechende Darstellungen und Tabellen für die Datensätze D_{03} , D_{15} und D_{30} sind in Anhang A gezeigt. Die angegebenen Unsicherheiten der Größen $N_s, N_u, N_s/N_u$ und D wurden durch Fortpflanzung der statistischen Fehler der Messgrößen N_{sr} und N_{sbr} berechnet, während die Fehlerangaben der D_s -Massenpeakposition und -breite den Resultaten des innerhalb des *ROOT*-Frameworks bereitgestellten Fitalgorithmus entsprechen.

Die durch Anwendung der Vorselektions- und in der jeweiligen Optimierung letztendlich gewonnenen Kriterien auf Monte Carlo-Simulationsdaten (s. Kap. 3.2) abgeschätzten Rekonstruktionseffizienzen der einzelnen Datensätze sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Selektionskriterium	Datensatz D_{MD}
$p_{D_s, min}$	2,92 GeV/c
$p_{\pi, min}$	410 MeV/c
π_{DCH} -Signal	gefordert
$m_{max}(D_s^* - D_s)$	11,71 MeV/c ²
$m_{DIRC, \pi, max}(p_\pi)$	$0,155/c \cdot p_\pi + 0,476$ GeV/c ²

Tabelle 3.3: Als Ergebnis der Optimierung erhaltene Selektionskriterien für den gesamten Datensatz D_{MD}

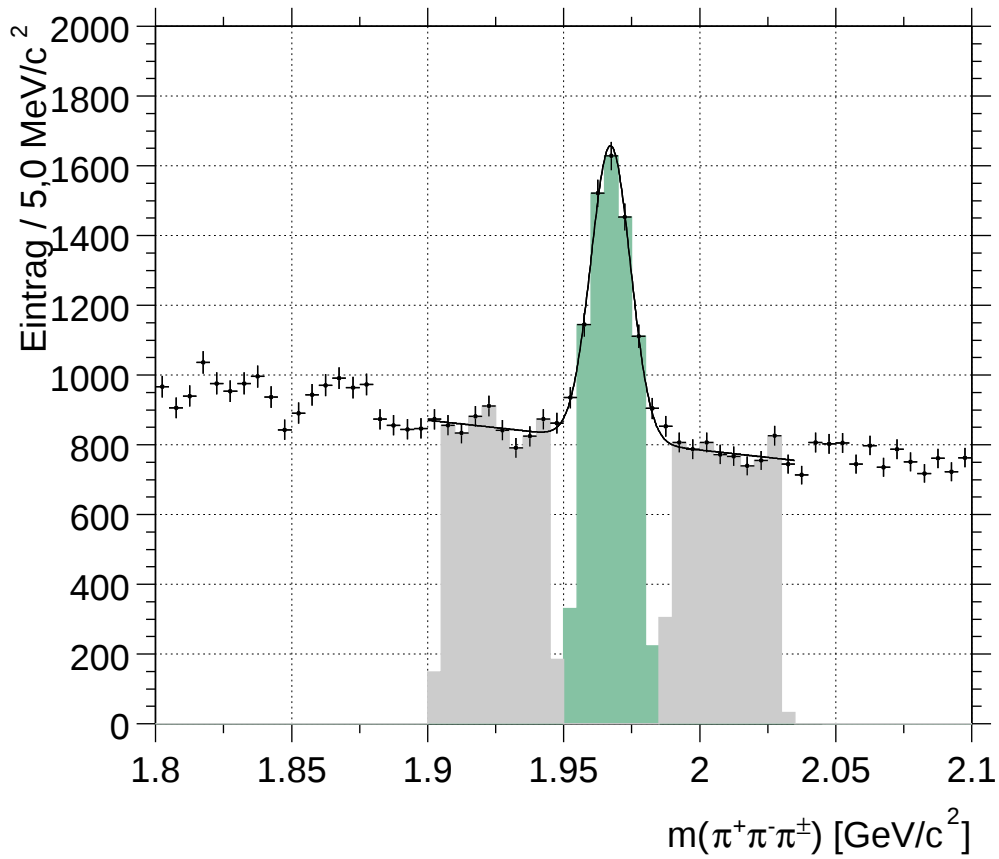


Abbildung 3.6: Massenhistogramm nach Optimierung der Selektionskriterien anhand des gesamten Datensatzes D_{MD}

Datensatz	D_{MD} komplett
N_s	2829 ± 95
N_u	4581 ± 39
N_s/N_u	$0,62 \pm 0,02$
D	1080 ± 61
Schwerpunkt	$(1,96727 \pm 0,00027) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(7,23 \pm 0,30) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 3.4: Charakteristik des Signalpeaks im Massenhistogramm des Datensatzes D_{MD} nach Optimierung der Selektionskriterien anhand der gesamten verfügbaren Daten

Selektionskriterium	Subdatensatz D_{MD} I	Subdatensatz D_{MD} II
$p_{D_s, min}$	$2,89 \text{ GeV}/c$	$2,99 \text{ GeV}/c$
$p_{\pi, min}$	$412 \text{ MeV}/c$	$461 \text{ MeV}/c$
π_{DCH} -Signal	gefordert	gefordert
$m_{max}(D_s^* - D_s)$	$13,13 \text{ MeV}/c^2$	$18,66 \text{ MeV}/c^2$
$m_{DIRC, \pi, max}(p_{\pi})$	$0,183/c \cdot p_{\pi} + 0,476 \text{ GeV}/c^2$	$0,071/c \cdot p_{\pi} + 0,656 \text{ GeV}/c^2$

Tabelle 3.5: Als Ergebnis der Optimierung erhaltene Selektionskriterien für die beiden Subdatensätze des Datensatzes D_{MD}

Datensatz	D_{MD} I para	D_{MD} II para
N_s	1528 ± 71	1564 ± 71
N_u	2654 ± 30	2633 ± 30
N_s/N_u	$0,58 \pm 0,03$	$0,59 \pm 0,03$
D	556 ± 44	583 ± 43
Schwerpunkt	$(1,96752 \pm 0,00038) \text{ GeV}/c^2$	$(1,96695 \pm 0,00039) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(7,14 \pm 0,40) \text{ MeV}/c^2$	$(7,38 \pm 0,45) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 3.6: Charakteristiken der Signalpeaks in den Massenhistogrammen nach getrennter Optimierung der Selektionskriterien an den zur Optimierung herangezogenen Subdatensätzen D_{MD} I und D_{MD} II

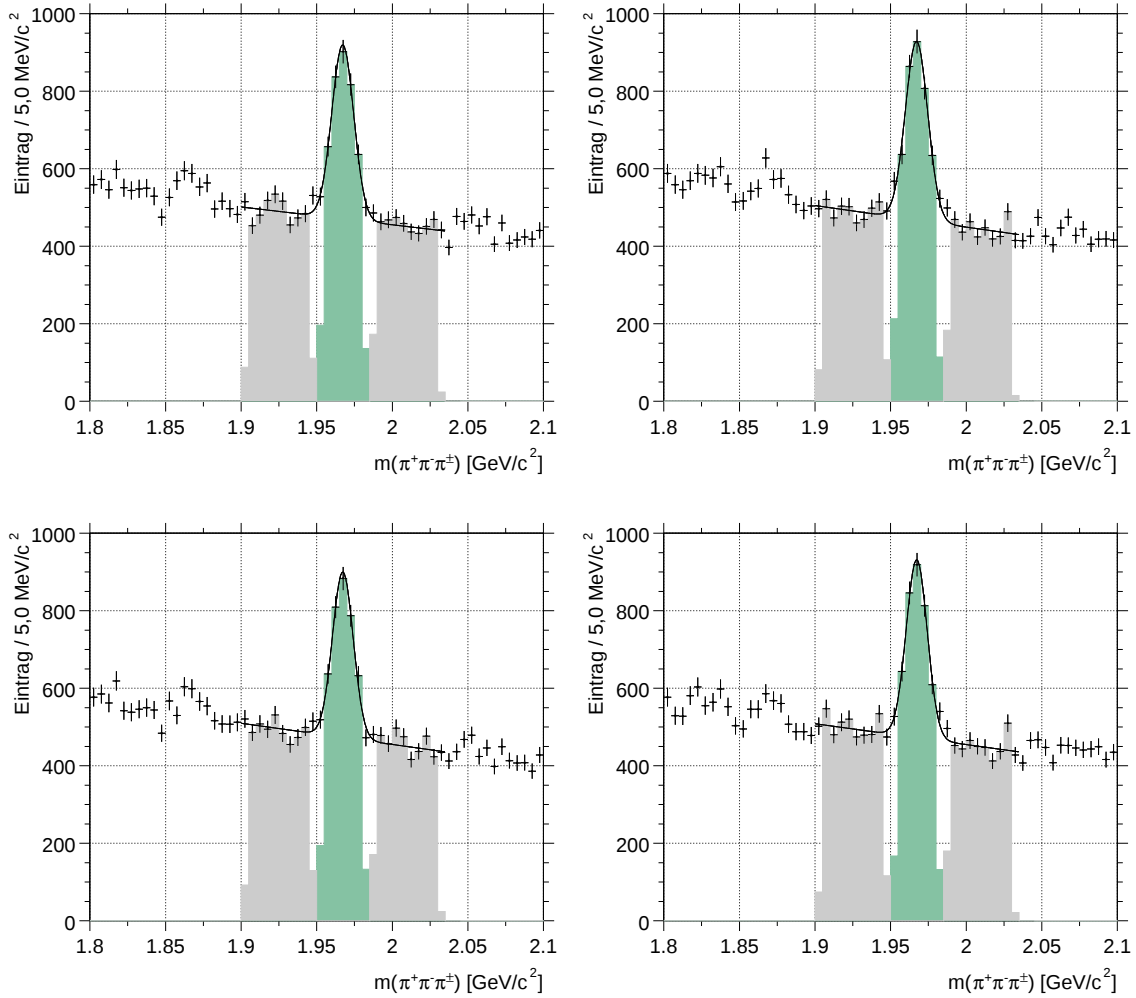


Abbildung 3.7: Massenspektren nach Anwendung der getrennt optimierten Selektionskriterien auf die Subdatensätze D_{MD} I (links) und D_{MD} II (rechts). Die oberen Histogramme resultieren aus der Anwendung der Kriterien auf die zur Optimierung benutzten Subdatensätze, während die unteren Histogramme die Resultate nach Anbringen der Schnitte auf den jeweils orthogonalen Subdatensatz zeigen.

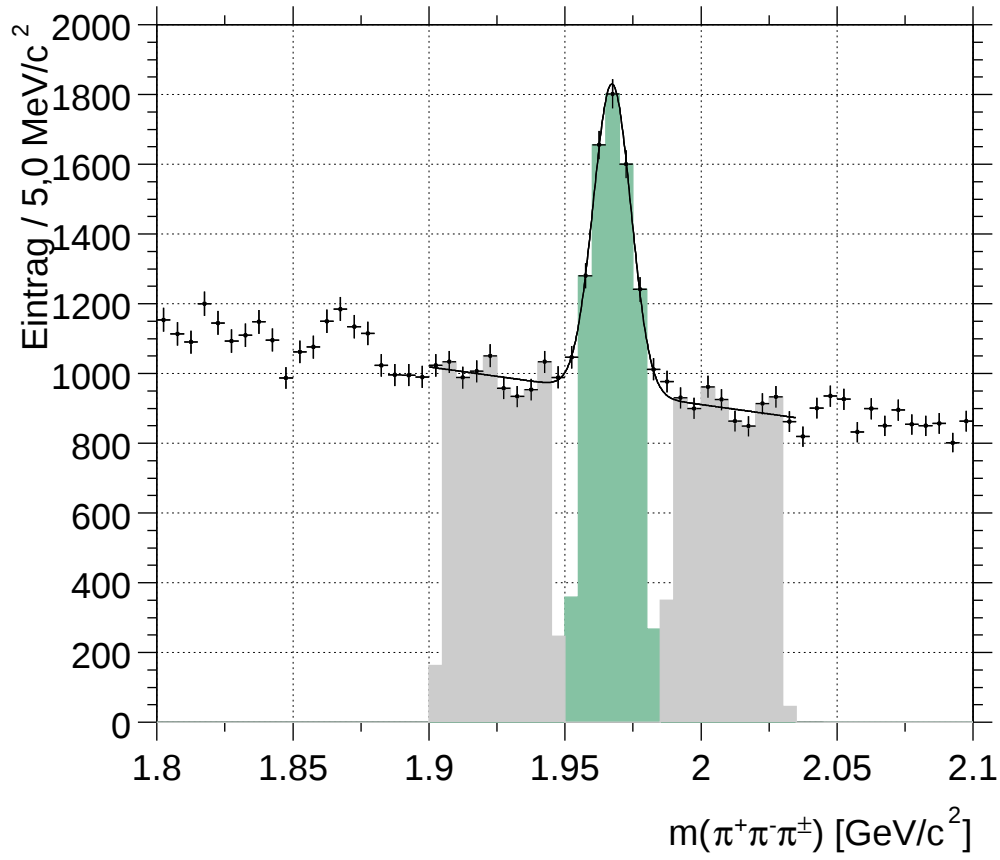


Abbildung 3.8: Summenhistogramm als Resultat der orthogonalen Anwendung der getrennt optimierten Selektionskriterien des Datensatzes D_{MD}

Datensatz	D_{MD} I ortho	D_{MD} II ortho
N_s	1443 ± 70	1441 ± 71
N_u	2645 ± 30	2699 ± 30
N_s/N_u	$0,55 \pm 0,03$	$0,53 \pm 0,03$
D	509 ± 43	502 ± 42
Schwerpunkt	$(1,96753 \pm 0,00039) \text{ GeV}/c^2$	$(1,96704 \pm 0,00038) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(6,89 \pm 0,39) \text{ MeV}/c^2$	$(7,03 \pm 0,42) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 3.7: Charakteristiken der Signalpeaks in den Massenhistogrammen nach orthogonaler Anwendung der Selektionskriterien auf die Subdatensätze D_{MD} I und D_{MD} II

Datensatz	D_{MD} ortho
N_s	2903 ± 100
N_u	5351 ± 42
N_s/N_u	$0,54 \pm 0,02$
D	1021 ± 60
Schwerpunkt	$(1,96729 \pm 0,00027) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(6,98 \pm 0,29) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 3.8: Charakteristik des Signalpeaks im Massenhistogramm des Datensatzes D_{MD} nach orthogonaler Anwendung der bei getrennter Optimierung erhaltenen Selektionskriterien

Kapitel 4

Dalitz-Plots

4.1 Visualisierung von Resonanzen in Drei-Körper-Zerfällen

Die Kinematik eines Drei-Körper-Zustandes ist vollständig mit Hilfe zweier unabhängiger Größen beschreibbar, solange die betrachteten Ereignisse invariant gegenüber Drehungen im Raum sind. Als Dalitz-Plot bezeichnet man Darstellungen von Drei-Körperzerfällen, bei denen die Phasenraumdichte konstant ist. Die verbreitetste Realisierung ist die in Abbildung 4.1 gezeigte Auftragung zweier Quadrate invarianter Zwei-Teilchenmassen gegeneinander. Für rein phasenraumverteilte Ereignisse ist die Verteilung innerhalb des Dalitz-Plot flach bzw. zeigt lediglich ak-

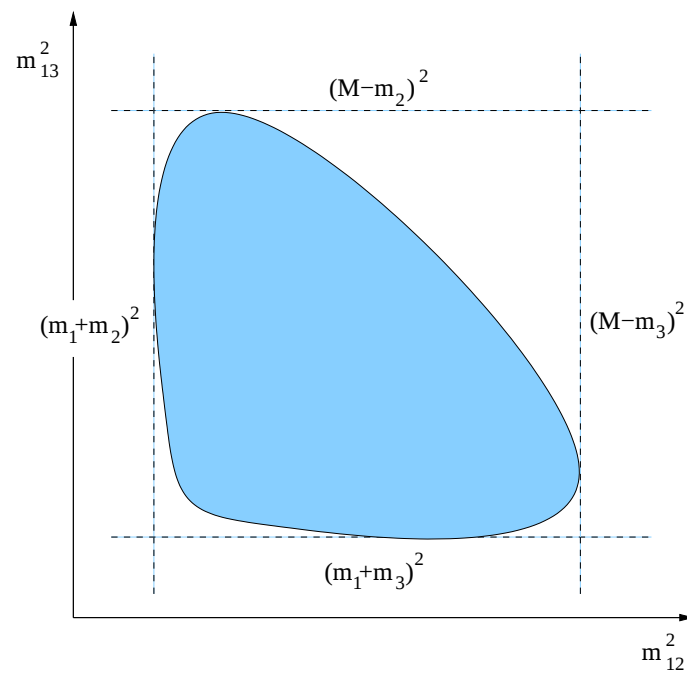


Abbildung 4.1: Dalitz-Plot-Darstellung und kinematisch erlaubter Bereich

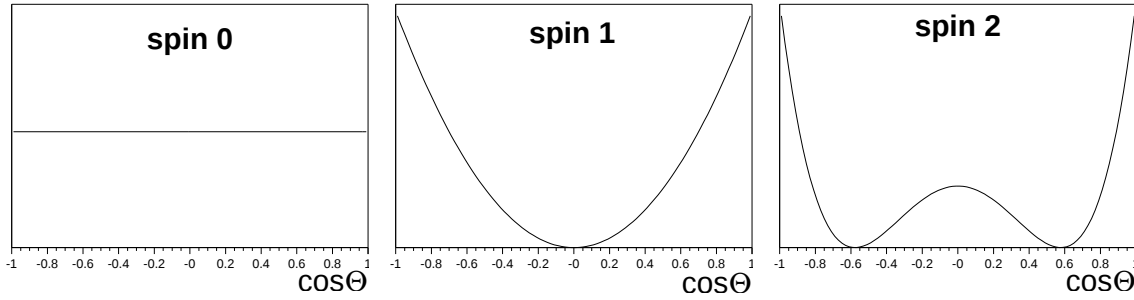


Abbildung 4.2: Winkelverteilungen für verschiedene Spins

zeptanzbedingte Strukturen. Darüberhinausgehende Strukturen rühren von Wechselwirkungen der Endzustandsteilchen her. Resonanzen innerhalb des betrachteten Zerfalls manifestieren sich als Bänder parallel zu den Achsen bzw. senkrecht zur Hauptdiagonalen des Dalitz-Plots. Neben Massen und Breiten solcher Resonanzen lassen sich auch deren Spins aus den Winkelverteilungen anhand der Ereignisdichte entlang der jeweiligen Bänder bestimmen. Abbildung 4.2 zeigt solche Winkelverteilungen für Teilchen mit Spin null, eins und zwei im Vergleich. Bei identischen Teilchen im Endzustand wählt man aufgrund der Vertauschungssymmetrie in der Regel die symmetrische Darstellung mit mehreren Einträge pro Ereignis. Die invarianten Massenquadrate der gegeneinander aufgetragenen Mesonenpaare lassen sich unmittelbar an den Achsen des Dalitz-Plot ablesen. Um aber die Masse des dritten Paares zu erhalten, muss man folgende Beziehung zwischen den invarianten Massenquadraten heranziehen:

$$m_{12}^2 + m_{23}^2 + m_{13}^2 = s + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 = \text{const}, \quad (4.1)$$

wobei s das Quadrat der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem der Reaktion darstellt.

Die einer Diagonalstruktur im Dalitz-Plot entsprechende Masse errechnet sich dann, indem man zunächst den Schnittpunkt dieser Diagonalen mit einer der Achsen, z.B. der m_{13} -Achse, bestimmt. Dort gilt $m_{12} = 0$ und damit

$$m_{23}^2 = C - m_{13}^2. \quad (4.2)$$

4.2 Dalitz-Plots des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$

Im folgenden sind die Dalitz-Plots des Datensatzes D_{MD} , basierend auf 2903 ± 100 rekonstruierten $D_s^\pm$ -Zerfällen, abgebildet, wie sie sich mit der in Kapitel 3 beschriebenen Selektionsmethode aus den Daten ergeben.

Abbildung 4.3 zeigt die Dalitz-Plots sowohl des als Signalregion gewählten Bereiches, als auch entsprechende Darstellungen der für diesen Fall in der Summe gleich breit gewählten Seitenbandregionen. Als Signalregion wurde der Bereich von

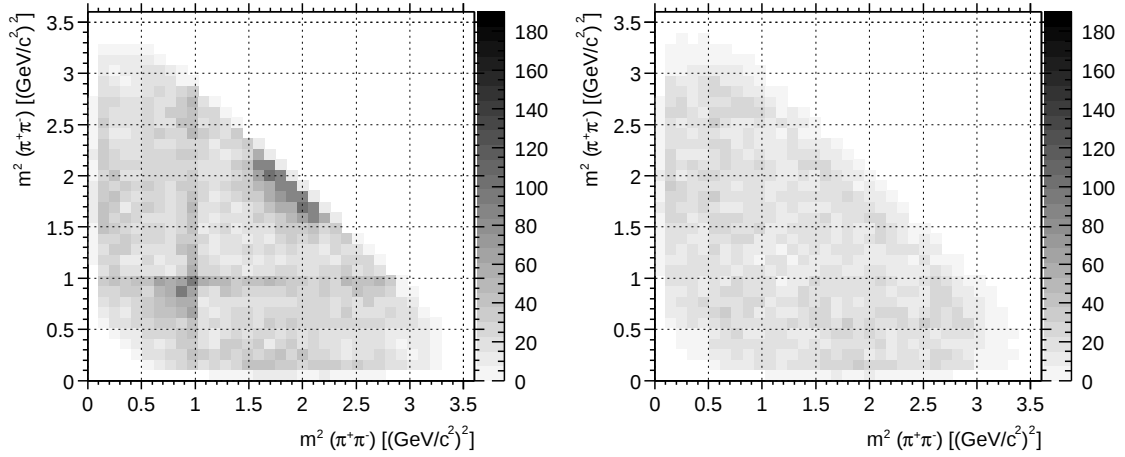


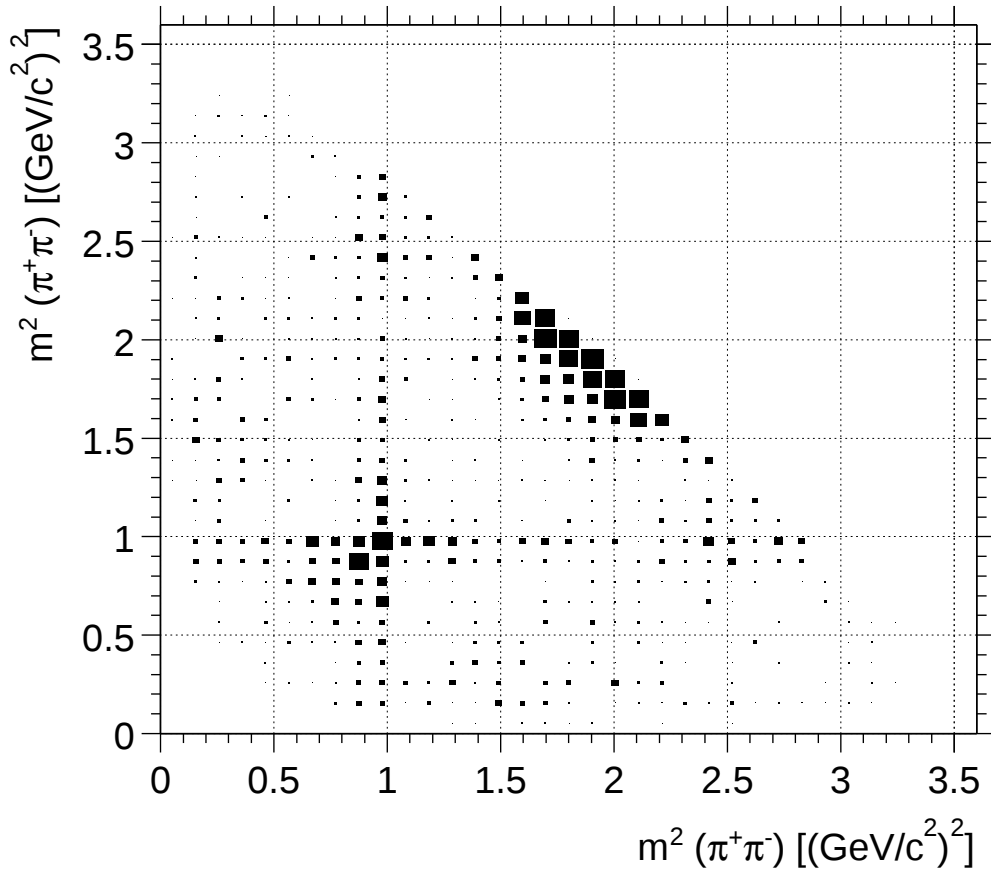
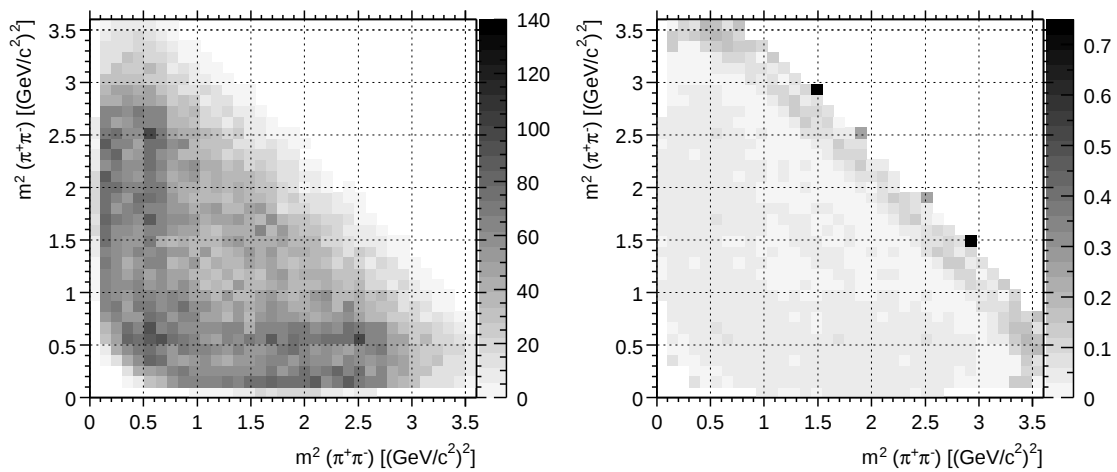
Abbildung 4.3: Dalitz-Plots der Signal- (links) und Seitenbandregion (rechts) des Datensatzes D_{MD}

1,953 MeV/c^2 bis 1,981 MeV/c^2 im $D_s^\pm$ -Massenspektrum festgelegt, während Seitenbandereignisse aus den Bereichen zwischen 1,932 MeV/c^2 und 1,946 MeV/c^2 oder 1,988 MeV/c^2 und 2,002 MeV/c^2 stammen. In Abbildung 4.4 ist das sich aus der Subtraktion der Dalitz-Plots der Signal- und Seitenbandregion ergebende Histogramm angegeben. Diese vergleichsweise simple Abschätzung und Behandlung des Untergrundes innerhalb der Signalregion dient hier lediglich der Darstellung, während bei der Spin-Paritäts-Analyse eine wesentlich differenzierte Untergrundbetrachtung angewandt wurde (s. Kap. 5.3). Auf eine Effizienzkorrektur der Histogramme wurde aufgrund der flachen Verteilungen der aus Monte Carlo-Ereignissen berechneten Rekonstruktionseffizienz (Abb. 4.5) verzichtet. Das Maximum des Effizienzhistogramms ist im Verhältnis der aus den Messdaten rekonstruierten Signaleereignisse, bezogen auf 1 beim Datensatz D_{03} , skaliert.

Alle Dalitz-Plots sind aufgrund der Ununterscheidbarkeit der jeweils doppelt auftretenden Pionen gleicher Ladung symmetrisiert. Die beiden jeweils horizontal und vertikal verlaufenden Bänder stammen von der $f_0(980)$ -Resonanz und zeigen den für Spin 0-Teilchen typischen Verlauf (vgl. Abb. 4.2).

Schliesslich sind in den Abbildungen 4.6, 4.7 bzw. 4.8 die $\pi^+\pi^-$ -, $\pi^+\pi^+$ - bzw. $\pi^-\pi^-$ -Projektionen der Histogramme abgebildet. Im $\pi^+\pi^-$ -Massenhistogramm ist deutlich der Peak des $f_0(980)$ sowie die breite, aus der Diagonalstruktur der Dalitz-Plots resultierende Überhöhung um 1,35 GeV/c^2 erkennbar. Der Frage nach der Ursache dieser Diagonalstruktur wird in Kapitel 5 nachgegangen. Die Massenhistogramme jeweils gleich geladener Pionen zeigen dagegen keine Anzeichen für das Auftreten von Resonanzen mit Isospin $I = 2$ im betrachteten Zerfall.

Entsprechende Histogramme der Datensätze D_{03} , D_{15} und D_{30} mit bei der Optimierung fest vorgegebenem Signal zu Rausch-Verhältnis finden sich in Anhang B.

Abbildung 4.4: Seitenbandsubtrahierter Dalitz-Plot des Datensatzes D_{MD} Abbildung 4.5: Dalitz-Plot der Monte Carlo-Ereignisse des Datensatzes D_{MD} (links) und die Verteilung der entsprechenden Rekonstruktionseffizienz (rechts)

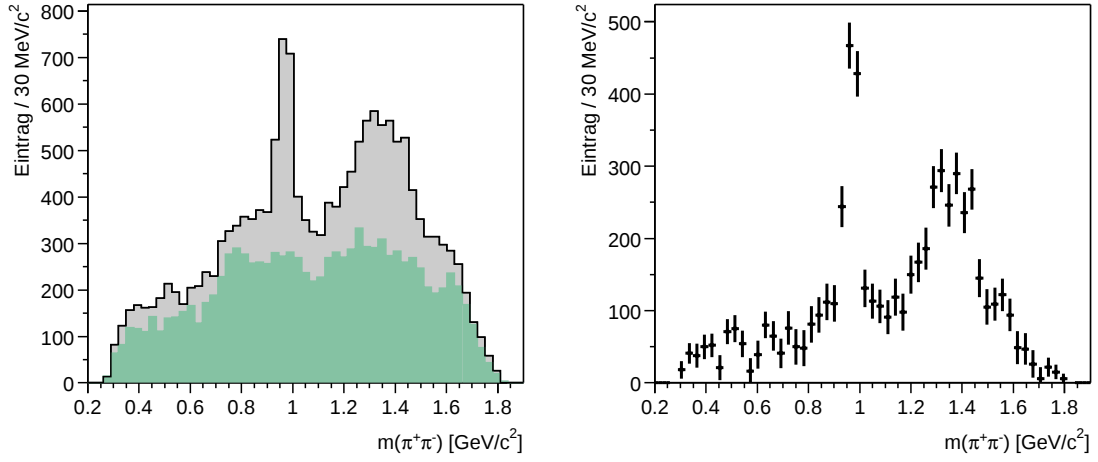


Abbildung 4.6: $\pi^+\pi^-$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{MD} : links die Histogramme der Signal- und Seitenbandeinträge, rechts die seitenbandsabtrahierte Projektion

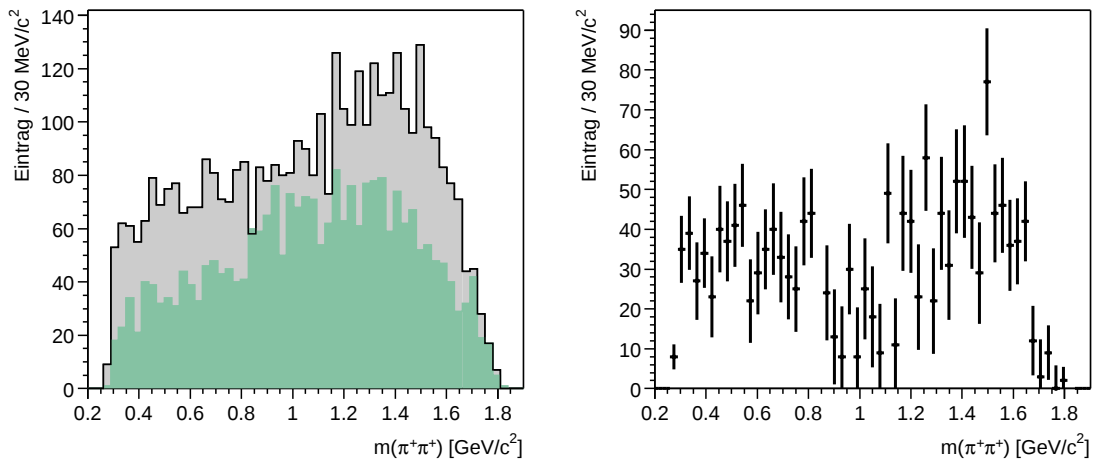


Abbildung 4.7: $\pi^+\pi^+$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{MD} : links die Histogramme der Signal- und Seitenbandeinträge, rechts die seitenbandsabtrahierte Projektion

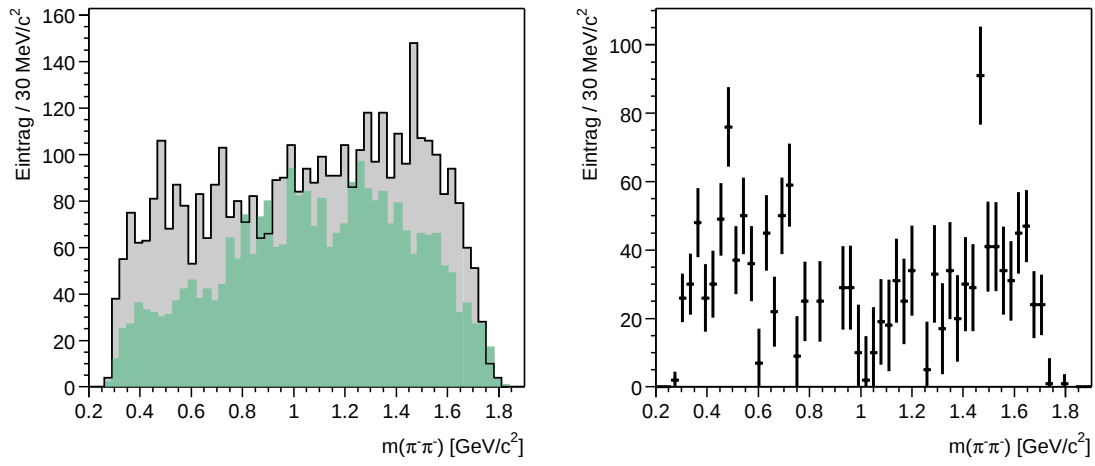


Abbildung 4.8: $\pi^-\pi^-$ -Dalitz-Plotprojektion des Datensatzes D_{MD} : links die Histogramme der Signal- und Seitenbändeinträge, rechts die seitenbandsubtrahierte Projektion

Kapitel 5

Spin-Paritätsanalyse

Die Dynamik der Zerfälle von $D_s^\pm$ -Mesonen in drei Pseudoskalare lässt sich mit Hilfe zweier unabhängiger kinematischer Größen vollständig beschreiben. Ausgehend von den drei Vierervektoren der Pionen im Endzustand des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ lassen sich zehn der zwölf Freiheitsgrade eliminieren. Dies sind zunächst die bekannten Massen der drei Endzustandsteilchen. Energie- und Impulserhaltung reduziert die Anzahl freier Parameter um weitere vier. Da das $D_s^\pm$ -Meson keinen Spin besitzt, ist die Orientierung des Anfangszustands relativ zum Endzustand ohne Bedeutung, so dass drei Euler-Winkel wegfallen. Für die verbleibenden zwei unabhängigen Parameter lassen sich beispielsweise die invarianten Massenquadrate jeweils zweier Teilchenpaare des Endzustands wählen. Dies ist die im Hinblick auf eine Visualisierung des Endzustandes in einem Dalitz-Plot übliche Wahl (s. Kap. 4.1).

Die angewandte Partialwellenanalyse basiert auf dem Isobar-Modell, das beliebige Zerfälle anhand von aufeinanderfolgenden Zwei-Körper-Zerfällen beschreibt. Bei der Reaktion $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ sind grundsätzlich die beiden Zerfallszweige

$$D_s^\pm \rightarrow X^0 \pi^\pm, \quad X^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \quad (5.1)$$

und

$$D_s^+ \rightarrow X^{++} \pi^-, \quad X^{++} \rightarrow \pi^+\pi^+ \quad (5.2)$$

$$D_s^- \rightarrow X^{--} \pi^+, \quad X^{--} \rightarrow \pi^-\pi^- \quad (5.3)$$

unterscheidbar, wobei geladene Resonanzen bei der Partialwellenanalyse jedoch nicht berücksichtigt wurden. Die entsprechenden Projektionen der Dalitz-Plot-Verteilungen (s. Kap. 4 und Anhang B) zeigen keinerlei Resonanzüberhöhungen. Ziel der Partialwellenanalyse ist die Beurteilung, welche Resonanzen in welcher Stärke zum Zerfall beitragen. Innerhalb des Isobar-Modells wird die Verteilung des Dalitz-Plots mit Hilfe einer Amplitude beschrieben, die sich aus dem Produkt von Winkelverteilungen der Endzustandsteilchen und dynamischen Funktionen, denen die reduzierten Matrixelemente der beteiligten Elementarprozesse zugrunde liegen, ergeben. Die Zerfallswinkel der Pionen werden direkt aus den Vierervektoren extrahiert. Sie sind

linear abhängig von den im Dalitz-Plot aufgetragenen Größen (s. Kap. 4.1), so dass sich die Amplituden als Funktionen der invarianten Massen formulieren lassen:

$$I(\Omega) = \sum_M |A_M(\Omega)|^2 \quad (5.4)$$

$$A_M(\Omega) = A_{M,\pi_1,\pi_2}(\Omega) + A_{M,\pi_1,\pi_3}(\Omega) \quad (5.5)$$

$$A_{M,i}(\Omega) = \sum_{J=0\dots 2} Z_M^J(\Phi_i, \Theta_i) \sum_{r=Reso} F_r(m_{\pi\pi}, J) \quad (5.6)$$

Die Amplituden $A_M(\Omega)$ sind kohärente Summen der ungeladenen Zwei-Teilchen-Amplituden und addieren sich zur beobachteten Intensitätsverteilung $I(\Omega)$ im Dalitz-Plot. Ω steht für die Phasenraumkoordinaten des betrachteten Ereignisses im Dalitz-Plot. Z_M^J bezeichnet die Winkelverteilung beim Zerfall einer auftretenden Resonanz in den entsprechenden $\pi\pi$ -Zustand. Dabei sind J der Spin der jeweiligen Resonanz und M seine z-Komponente. Φ und Θ sind die relativen Zerfallswinkel eines Pionpaares, $m_{\pi\pi}$ seine invariante Masse. Zur Beschreibung der Winkelverteilung wurde der Helizitätsformalismus verwandt (s. Kap. 5.1). $F_r(m_{\pi\pi}, J)$ sind relativistische Breit-Wigner-Funktionen (s. Kap. 5.2)

Die Anpassungen wurden mit dem Programmpaket *TARA* durchgeführt, das zur Untersuchung von $p\bar{p}$ -Annihilationen bei *LEAR* entwickelt wurde [De 99]. Das Programm optimiert die entsprechenden Parameter unter Zuhilfenahme einer ereignisbasierten Loglikelihood-Methode. Es wurden Resonanzen mit maximalem Spin von zwei betrachtet.

5.1 Winkelverteilung

Die zur Ableitung der Winkelverteilungen angewandte Methode ist der Helizitätsformalismus. Alternativ ließen sich ebenso der Zemach- oder Rarita-Schwinger-Ansatz verfolgen. Eine vollständige Beschreibung der Formalismen findet sich in [Ch 71].

Der vollständige Ausdruck für den Anteil Z_M^J der Zerfallsamplituden lautet:

$$Z_M^J(\Phi, \Theta) = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \sum_{\lambda_1, \lambda_2} f_{\lambda_1, \lambda_2}^J D_{M, \lambda_2 - \lambda_1}^{J*}(\Phi, \Theta) \quad (5.7)$$

mit den Helizitäten λ_i und dem winkelabhängigen Anteil

$$D_{M, M'}^J(\Phi, \Theta) = \exp(-iM'\Phi) d_{M, M'}^J(\cos \Theta). \quad (5.8)$$

Ein Verzeichnis der Funktionen $d_{M, M'}^J$ ist in [Pa 00] gegeben. Da die betrachteten Endzustandsteilchen keinen Spin tragen, gilt

$$D_{M, 0}^{J*}(\Phi, \Theta) = \sqrt{\frac{4\pi}{2J+1}} Y_M^J(\Phi, \Theta), \quad (5.9)$$

so dass die Amplituden sich zu dem Ausdruck

$$Z_0^J = f_{0,0}^J Y_0^J(\Phi, \Theta) \quad (5.10)$$

vereinfachen lassen. Die Winkelfunktionen Y_0^J der betrachteten Spins sind:

$$Y_0^0(\Phi, \Theta) = 1 \quad (5.11)$$

$$Y_0^1(\Phi, \Theta) = \cos \Theta \quad (5.12)$$

$$Y_0^2(\Phi, \Theta) = \frac{3}{2} \cos \Theta - \frac{1}{2} \quad (5.13)$$

5.2 Breit-Wigner-Funktionen

Neben den winkelanhängigen Anteilen, enthalten die Amplituden $A_M(\Omega)$ die relativistischen Breit-Wigner-Funktionen

$$F(m, J) = \frac{\rho m_0 \Gamma B_J}{(m^2 - m_0^2) - i \rho m_0 \Gamma_0 B_J^2}, \quad (5.14)$$

mit $\rho = 2q/m$, wobei q den Zwei-Körperzerfallsimpuls bezeichnet. B_J sind die vom Gesamtdrehimpuls der Resonanz abhängigen Blatt-Weisskopf-Faktoren [Bl 52]. Gleichung 5.14 ist eine Ableitung des auf Aitchison zurückgehenden allgemeinen Ausdrucks der Zerfälle gekoppelter Kanäle in mehrere Resonanzen [Ch 95].

Der Parametrisierung von Quigg und Hippel [Hi 72] folgend gilt:

$$B_J = \frac{F_J(z)}{F_J(z_0)} \quad (5.15)$$

und

$$F_0(z) = 1 \quad (5.16)$$

$$F_1(z) = \sqrt{\frac{2z}{z+1}} \quad (5.17)$$

$$F_2(z) = \sqrt{\frac{13z^2}{(z-3)^2 + 9}} \quad (5.18)$$

mit

$$z = (qR)^2 \quad (5.19)$$

und

$$z_0 = (q_0 R)^2 \quad (5.20)$$

Dabei ist q_0 der Zwei-Körperzerfallsimpuls bei der Zentralmasse der betrachteten Resonanz. Die Funktionen F sind derart normiert, dass sie an der Stelle der Zentralmasse gleich eins sind. R ist der Skalenparameter der ausgedehnten Resonanz und wurde im Vorfeld als $1/(197 \text{ MeV})$ gewählt.

5.2.1 Flatté-Parametrisierung

Als Spezialfall der relativistischen Breit-Wigner-Funktionen läßt sich im Falle einer einzelnen Resonanz mit zwei dominanten Zerfallskanälen die Flatté-Parametrisierung verwenden:

$$F_i(m, J) = \frac{\rho_i m_0 (\Gamma_1 + \Gamma_2)}{(m^2 - m_0^2) - im_0(\rho_1 \Gamma_1 + \rho_2 \Gamma_2)} \quad (5.21)$$

In der Gleichung bezeichnen die Indizes 1 und 2 die beiden Zerfallskanäle und der Index i den jeweils betrachteten Kanal. Da der Ausdruck bereits unterhalb der jeweiligen Produktionsschwelle gültig ist, geht der Zwei-Körperzerfallsimpuls des Kanals mit den massiveren Sekundärteilchen gegen null, was sich stark auf die Linienform der Resonanz auswirkt. Für die Partialbreiten Γ_i gilt:

$$\Gamma_i = \gamma_i^2 \Gamma_0 \quad \text{mit} \quad \sum_i \gamma_i^2 = 1 \quad (5.22)$$

Diese Parametrisierung wurde zur Beschreibung der $f_0(980)$ -Amplitude, mit ihren beiden Hauptzerfallskanälen $\pi\pi$ und $K\bar{K}$ herangezogen.

5.2.2 Mehrdeutigkeiten bei skalaren Wellen

Breit-Wigner- und Flatté-Parametrisierung erlauben eine Variation der Phasen, die es gestattet, schmale skalaren Resonanzen von konstantem, inkohärentem Untergrund zu unterscheiden. Im Falle relativ breiter Resonanzen sind dagegen keine eindeutigen Interpretationen der Strukturen möglich. Derartige Unsicherheiten spiegeln sich im systematischen Fehler der Verzweigungsverhältnisse wider.

5.3 Behandlung des Untergrundes

Die als Ergebnis der Selektionsoptimierung erhaltenen Massenhistogramme weisen, je nach präpariertem Datensatz, Anzahlen von Untergrundereignissen innerhalb der als Signalregion gewählten Bereiche auf, die mehr oder weniger in der gleichen Größenordnung wie die Signaleinträge liegen (s. Kap. 3.4.2 und Ahn. A). Zudem zeigen die Dalitz-Plots des verbleibenden Untergrundes zum Teil topologisch ähnliche Strukturen, wie die Dalitz-Plots der Signalereignisse. Eine einfache Subtraktion der skalierten Dalitz-Plot-Verteilungen der Seitenbandregionen von denen der Signalregion erscheint daher ungeeignet.

Erster Ansatz einer weitreichenderen Berücksichtigung der Untergrundverteilungen war ein Einbeziehen der Untergrundstrukturen in die Loglikelihood-Funktionen der Anpassungen.

Ausgangspunkt war der allgemeine Ausdruck für die Likelihood als Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten jedes betrachteten Ereignisses p_i :

$$\mathcal{L} = N_s! \prod_i^{N_s} p_i, \quad (5.23)$$

wobei N_s die Anzahl der Signalereignisse bezeichnet und für die normierten Wahrscheinlichkeiten p_i gilt:

$$p_i = \frac{I(\Omega_i)}{\int I(\Omega)\epsilon(\Omega)d\Omega} \quad (5.24)$$

Das Normierungsintegral wurde mit Hilfe von über den zugänglichen Phasenraum gleichverteilten $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Monte Carlo-Ereignissen (s. Kap. 3.2) abgeschätzt:

$$\int I(\Omega)\epsilon(\Omega)d\Omega = \frac{1}{N_{MC}} \sum_{j=1}^{N_{MC}} I(\Omega_j) =: \Phi \quad (5.25)$$

Dabei bezeichnet N_{MC} die Anzahl der die jeweiligen Selektionskriterien erfüllenden Monte Carlo-Ereignisse, so dass Rekonstruktionseffizienzen bei diesem Ansatz automatisch mitberücksichtigt werden.

Für den negativen natürlichen Logarithmus der Loglikelihood ergibt sich unter Vernachlässigung aller konstanten Terme sowie Verwendung der Stirlingschen Näherung $N! = \sqrt{2\pi N} N^N \exp(-N)$:

$$-\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^{N_s} \ln I(\Omega_i) + N_s \ln \Phi \quad (5.26)$$

Bei der Erzeugung des N-Tupels in der Vorselektion (s. Kap. 3.3.3) wurden die akzeptierten Kandidaten des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ zusätzlichen kinematischen Anpassungen unter den Zwangsbedingungen, jeweils eine invariante Masse von $1,820 \text{ GeV}/c^2$, $1,921 \text{ GeV}/c^2$, $2,017 \text{ GeV}/c^2$ und $2,077 \text{ GeV}/c^2$ zu haben, unterworfen. Die Auswahl umfasste dabei jeweils zwei Stellen ober- und unterhalb des D_s -Peaks unter Vermeidung der Bereiche, die den $D^\pm$ - und $D_s^{*\pm}$ -Massen entsprechen. Abbildung 5.1 zeigt die Verteilungen der neben den allgemeinen Selektionskriterien dem oben genannten Konfidenzniveaukriterium bei kinematischer Anpassung mit jeweils fest gewählter Masse genügenden Ereignisse im Spektrum der D_s -Kandidaten des Datensatzes D_{MD} . Es wurden nur solche Ereignisse akzeptiert, deren Konfidenzniveau der Anpassung mindestens 10 % betrug, was die Anzahl an Ereignissen jeweils um etwa 10 % reduziert.

Eine weitere kinematische Anpassung in der Vorselektion der Daten wurde unter der Zwangsbedingung einer festen invarianten Masse der D_s -Kandidaten von dem dem Mittelwert der Schwerpunkte der D_s -Peaks in den einzelnen Massenspektren der verschiedenen Datensätze entsprechenden Wert von $1,967 \text{ GeV}/c^2$ vorgenommen (s. Abb. 5.2). Unter Anwendung desselben Kriteriums an das Konfidenzniveau dieser Anpassung erhält man schliesslich einen Dalitz-Plot mit scharfen Phasenraumgrenzen für die Signalregion. Auch hier liegt der Verlust an Ereignissen im Bereich von 10 % bei leichter Verbesserung des Signal zu Untergrund-Verhältnisses.

Resultierend aus der Zwangsbedingung der festen invarianten Masse der D_s -Kandidaten haben alle vier Dalitz-Plots des Untergrundes scharfe Phasenraumgrenzen. Die beobachteten Strukturen innerhalb der Plots wurden mit einer geeigneten

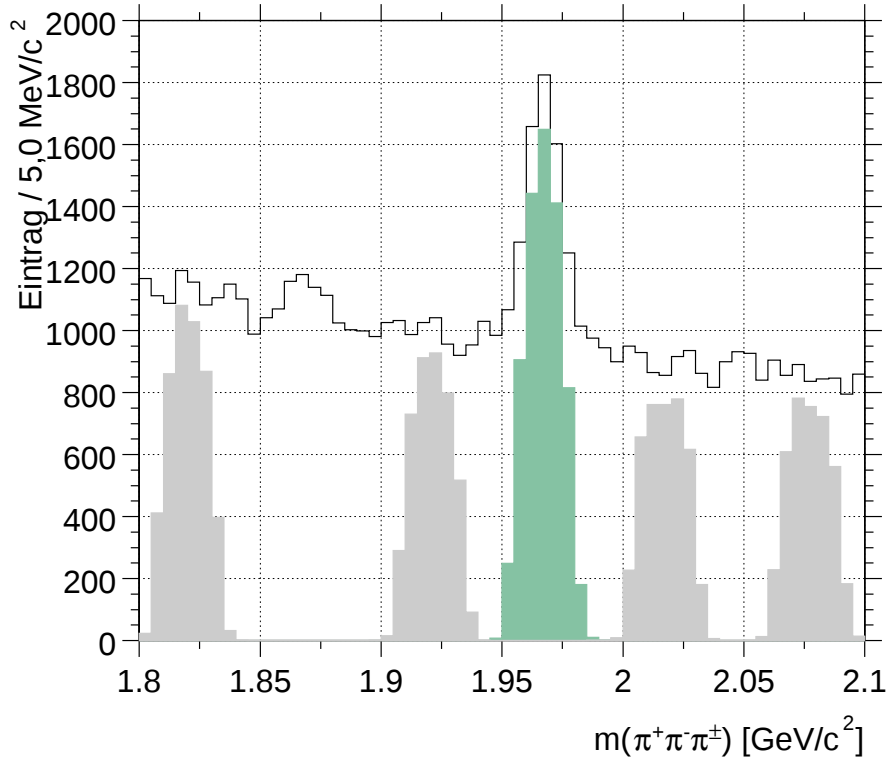


Abbildung 5.1: $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenspektrum des Datensatzes D_{MD} mit den Verteilungen der unter der zusätzlichen Bedingung jeweils fester invarianter Masse der D_s -Kandidaten kinematisch angepasster Ereignisse

Parametrisierung an bekannte Resonanzen angepasst. Die gewählten Resonanzen zur Beschreibung des Untergrundes entsprechen bei dieser Prozedur nicht notwendig physikalischen Teilchen. Alle Untergrundplots zeigen sehr ähnliche Strukturen, wie Abbildung 5.2 am Beispiel des Datensatzes D_{03} zeigt. Die Anpassung erfolgte daher gemeinsam für alle Verteilungen eines Datensatzes. Die Anzahl an Untergrundereignissen in den einzelnen Dalitz-Plots ist zudem zu gering, um separate Fits durchzuführen.

Bei der Parametrisierung des Untergrundes wurden verschiedene Hypothesen getestet und schließlich die geeignetste anhand ihrer Loglikelihood ausgewählt. Vergleiche zwischen Anpassungen gleicher Parameteranzahl wurden ebenso durchgeführt wie Überprüfungen, dass zusätzliche Parameter die Loglikelihood der Fits um nicht mehr als 0,5 pro Parameter verbessern. Linienformen und Produktionsschwellen der verwendeten Resonanzen wurden testweise variiert. In Tabelle 5.1 sind die verschiedenen Beiträge der besten Anpassungen an die Verteilungen der Seitenbandregionen aufgelistet. Es wurde zum einen eine Anpassung unter Einbeziehung aller vier Seitenbandverteilungen und andererseits ein Fit an nur die beiden der Signalregion nächstliegenden Verteilungen durchgeführt. Beide Anpassungen führen zu

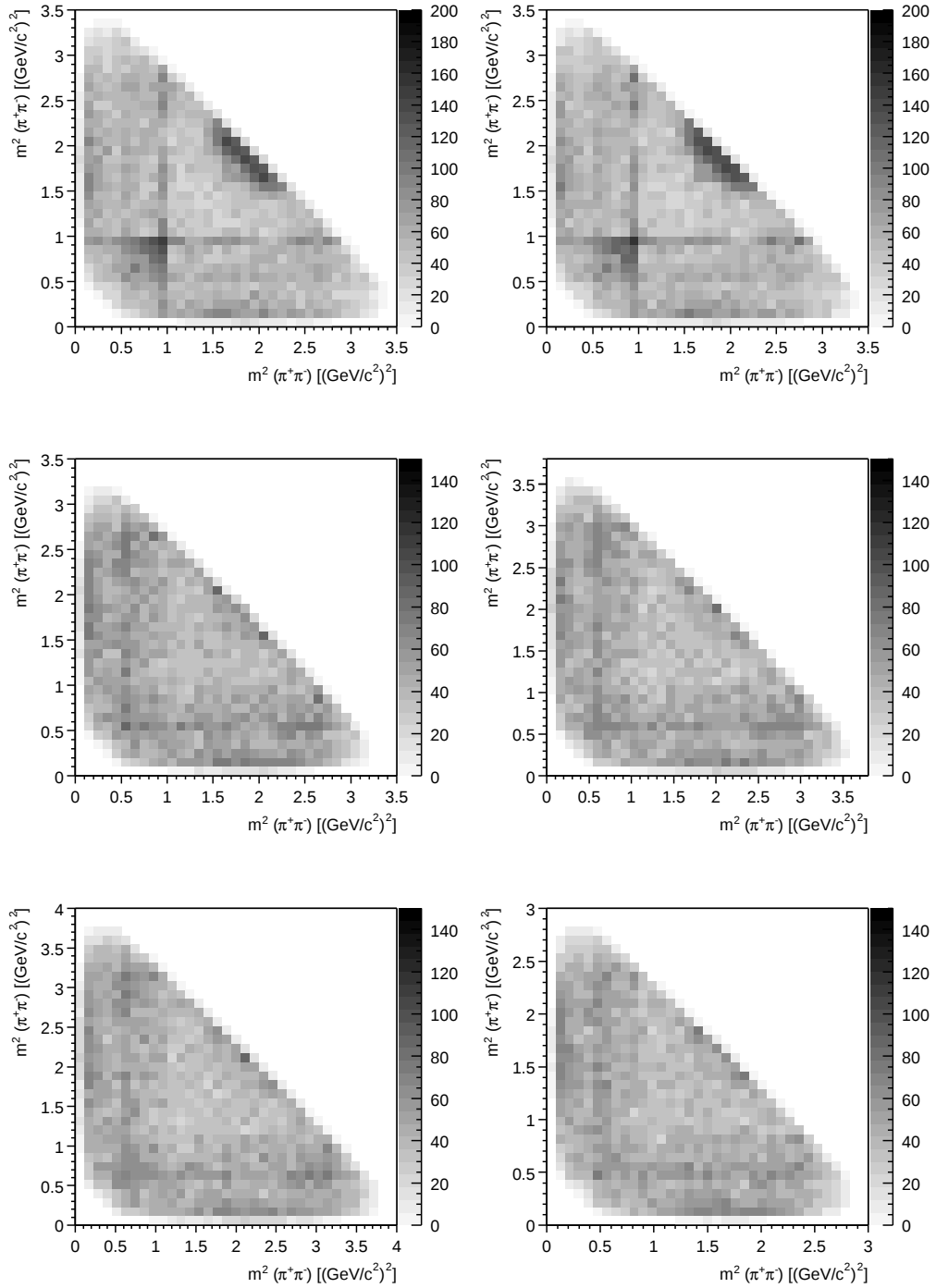


Abbildung 5.2: Dalitz-Plot der Signalregion ohne die Bedingung fest geforderter Masse beim kinematischen Fit (oben links) im Vergleich zu der entsprechenden Verteilung bei Forderung einer invarianten Masse von $1,967 \text{ GeV}/c^2$ bei der Anpassung (oben rechts). Die übrigen vier Dalitz-Plots zeigen die entsprechenden Verteilungen bei fest gewählten Massen von $1,820 \text{ GeV}/c^2$ (mitte links), $1,921 \text{ GeV}/c^2$ (mitte rechts), $2,017 \text{ GeV}/c^2$ (unten links) und $2,077 \text{ GeV}/c^2$ (unten rechts) während der kinematischen Anpassung am Beispielsatzes D_{03} .

Beitrag	Anteil nach Anpassung an vier Bereiche	Anteil nach Anpassung an zwei Bereiche
phasenraumverteilt, inkohärent	47,7 %	40,1 %
phasenraumverteilt, kohärent	$(27,3 \pm 19,6) \%$	$(30,8 \pm 4,0) \%$
$\rho^0(770)$	$(13,2 \pm 5,3) \%$	$(20,6 \pm 3,0) \%$
$\rho^\pm(1450)$	$(5,9 \pm 2,5) \%$	$(2,0 \pm 0,2) \%$
$\rho^\pm(770)$	$(5,8 \pm 2,2) \%$	$(2,2 \pm 0,2) \%$
$\rho^0(1450)$	$(0,1 \pm 0,1) \%$	$(4,4 \pm 0,5) \%$

Tabelle 5.1: Beiträge zur Parametrisierung des Untergrundes bei simultaner Anpassung an die Verteilungen aller vier Untergrundbereiche im Vergleich zur Anpassung an nur die beiden dem D_s -Peak nächstgelegenen Regionen

Amplitude	Masse [MeV/c^2]	Breite [MeV/c^2]	Winkelverteilung
phasenraumverteilt, kohärent	162 ± 137	1149 ± 1150	1
$\rho^0(770)$	730 ± 13	231 ± 26	1
$\rho^\pm(1450)$	1526 ± 87	760 ± 124	$\cos^2 \Theta$
$\rho^\pm(770)$	630 ± 37	318 ± 25	$\frac{3}{2} \cos^2 \Theta - \frac{1}{2}$
$\rho^0(1450)$	1417 ± 27	121 ± 110	1

Tabelle 5.2: Die durch die Anpassung bestimmten Parameter der zur Beschreibung des Untergrundes herangezogenen Resonanzen

übereinstimmenden Resultaten im Hinblick auf die Größenordnungen der einzelnen Amplituden und geben die gemessenen Verteilungen weitgehend übereinstimmend wieder (s. Abb. 5.3). Die Unsicherheiten der Beitragsstärken sind relativ zum dominierenden, inkohärenten Phasenraumanteil angegeben. Für die Partialwellenanalyse wurde die aus der Anpassung an alle vier Seitenbandverteilungen resultierende Untergrundparametrisierung als inkohärente Gesamtamplitude innerhalb der Loglikelihood-Funktion verwendet. Die durch die Anpassung bestimmten Parameter der zur Beschreibung des Untergrundes herangezogenen Resonanzen zeigt Tabelle 5.2. Die den kohärenten Phasenraumanteil beschreibende Amplitude entspricht dabei einer breiten, weitgehend flach verlaufenden Resonanz. Während auch die neutralen Resonanzen flache Spin 1-Verteilungen zeigen, entsprechen die Winkelverteilungen der geladenen ρ -Amplituden zur Beschreibung der Untergrundstrukturen Verteilungen von Spin 1- bzw. Spin 2-Teilchen.

Das Konfidenzniveau der so gewählten Untergrundparametrisierung entspricht einem Wert von $\chi^2/\text{Bin} = 1,44$ bei einer Unterteilung der Dalitz-Plot-Verteilungen

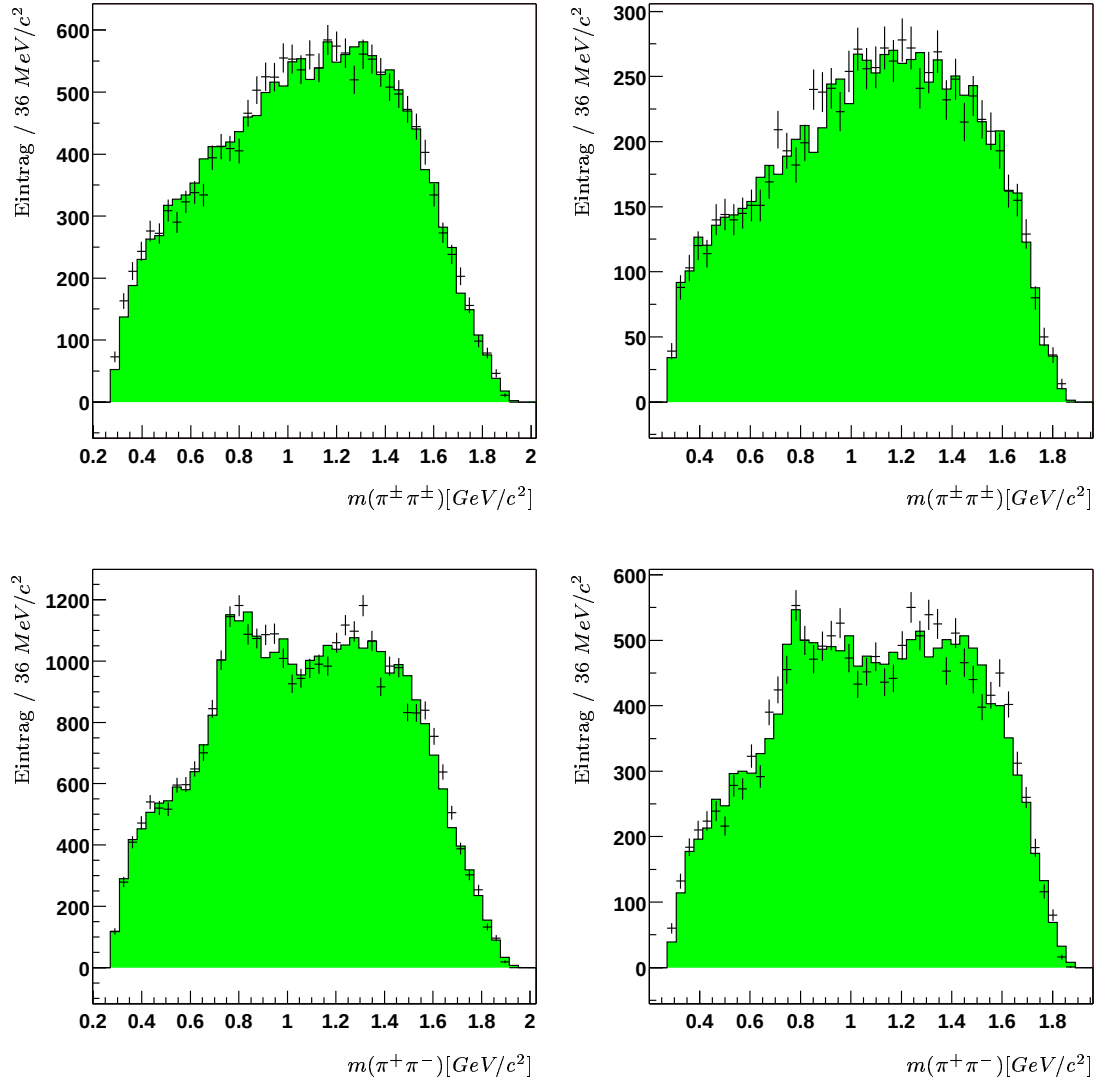


Abbildung 5.3: Dalitz-Plot-Projektionen der beiden Untergrundanpassungen im Vergleich zu den Messdaten. Die Spektren auf der linken Seite entsprechen der Anpassung unter Einbeziehung aller vier Seitenbandregionen, während die rechts abgebildeten Histogramme aus den Fitresultaten bei Betrachtung lediglich zweier Seitenbandregionen resultieren. Die oberen Abbildungen zeigen die Projektionen geladener $\pi\pi$ -Kombinationen, während die unteren Projektionen neutralen Zwei-Pion-Kombinationen entsprechen. Die Messdaten sind durch Fehlerbalken markiert.

in jeweils 488 Bins.

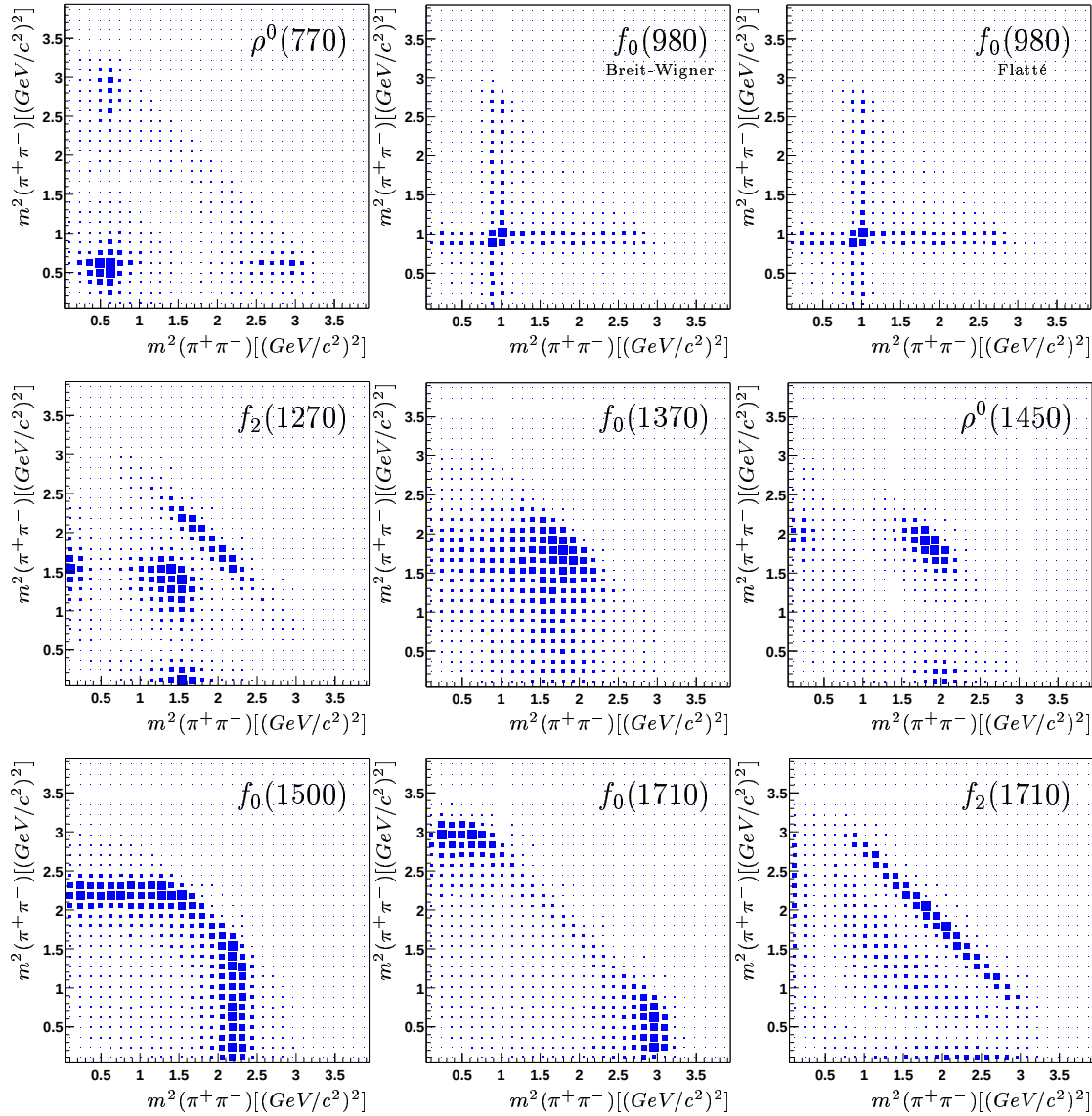


Abbildung 5.4: Simulierte Dalitz-Plot-Verteilungen des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ unter ausschliesslicher Beteiligung der jeweils angegeben Resonanz. Die Parametrisierung der $f_0(980)$ -Amplitude geschah in einem Falle nach Flatté, im anderen Falle mit Hilfe einer Breit-Wigner-Funktion.

5.4 Partialwellenanalyse des Zerfalls

$$D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$$

Erster Schritt bei der Partialwellenanalyse war die Erstellung von Dalitz-Verteilungen simulierter D_s -Zerfälle in drei geladene Pionen über jeweils eine festgelegte Resonanz. Bei diesem Ansatz wurden zunächst acht Resonanzen herangezogen, deren im Zusammenhang mit dem betrachteten Zerfallskanal resultierende Dalitz-Plot-Verteilungen in Abbildung 5.4 gezeigt sind. Als in offensichtlich guter Übereinstimmung mit Teilen der gemessenen Dalitz-Plot-Verteilungen (s. Kap. 4 und Anhang

Fit-Nr.	getesteter Resonanzinhalt	χ^2/f	$\ln \mathcal{L}$
I	$f_0(980)$ (Breit-Wigner)	2,83	-305,8
II	$f_0(980)$ (Flatté)	2,78	-306,1
III	$\rho^0(1450)$	2,78	-231,8
IV	$f_0(980)$ (Breit-Wigner) $\rho^0(1450)$	1,56	-550,6
V	$f_0(980)$ (Flatté) $\rho^0(1450)$	1,56	-550,8
VI	$\rho^0(770)$ $f_0(980)$ (Flatté) $\rho^0(1450)$	1,35	-578,8
VII	$f_0(980)$ (Flatté) $f_0(1370)$ $\rho^0(1450)$	1,31	-593,6
VIII	$f_0(980)$ (Flatté) $f_2(1270)$ $\rho^0(1450)$	1,36	-587,0
IX	$f_0(980)$ (Flatté) $f_2(1270)$ $f_0(1370)$ $\rho^0(1450)$	1,13	-625,2
X	$\rho^0(770)$ $f_0(980)$ (Flatté) $f_2(1270)$ $f_0(1370)$ $\rho^0(1450)$	1,07	-634,9
XI	$\rho^0(770)$ - m, Γ fest $f_0(980)$ (Flatté) $f_2(1270)$ - m, Γ fest $f_0(1370)$ $\rho^0(1450)$	1,07	-627,2

Tabelle 5.3: Likelihood- und normierte χ^2 -Werte für die verschiedenen getesteten Anpassungen von Resonanzen an die gemessene Dalitz-Plot-Verteilung des Datensatzes D_{MD}

B) fallen sofort die Strukturen der $f_0(980)$ -Verteilungen auf. Diese Resonanz wurde bei der Simulation auf zwei verschiedene Arten parametrisiert, zum einen mit Hilfe einer Breit-Wigner-Funktion und zum anderen nach dem Vorschlag von Flatté (s. Kap. 5.2.1), wobei die resultierenden Verteilungen im Dalitz-Plot praktisch un-

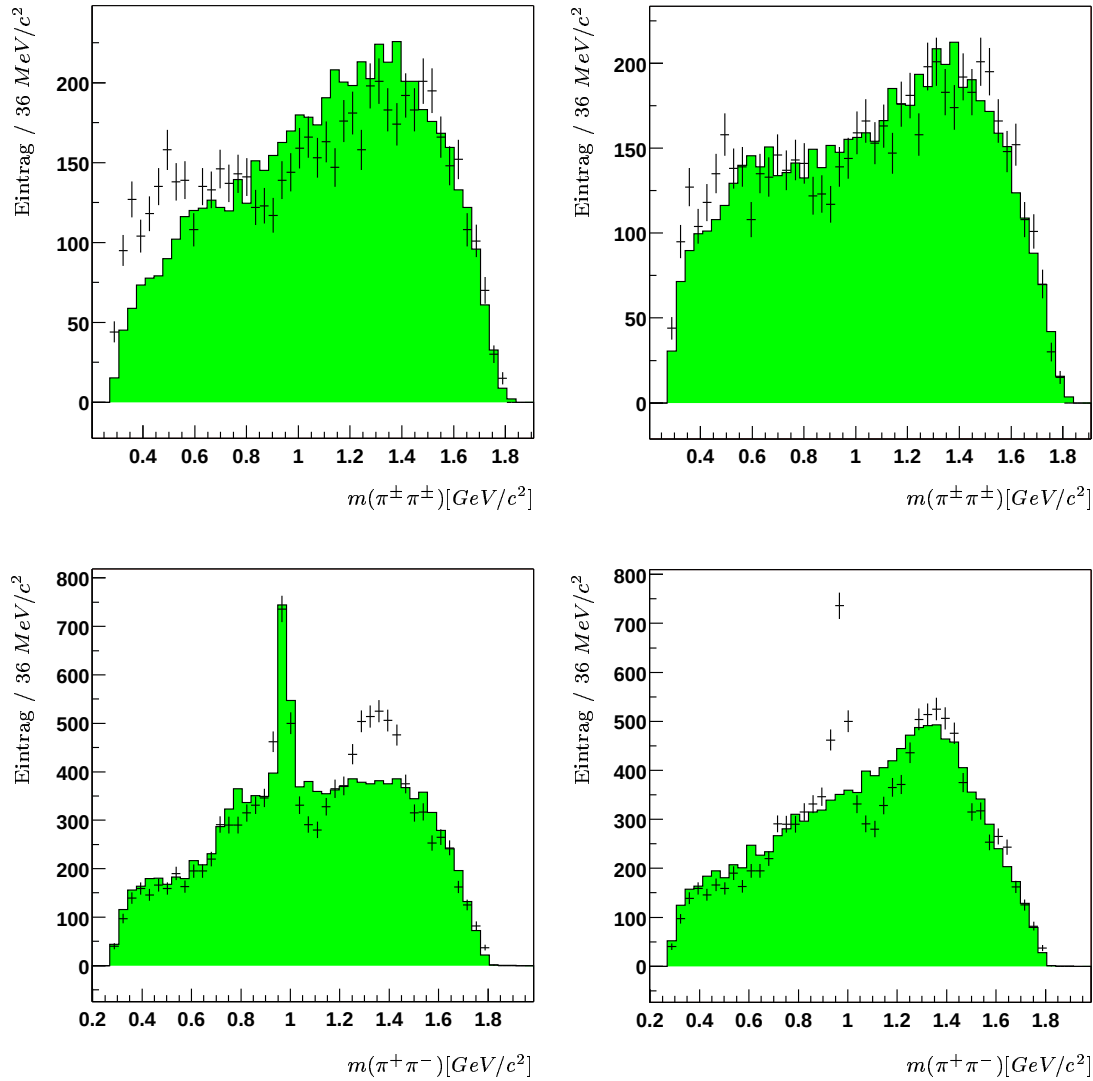


Abbildung 5.5: Dalitz-Plot-Projektionen der testweisen Anpassungen I ($f_0(980)$, links) und II ($\rho^0(1450)$, rechts) nach Tabelle 5.3 an die gemessene Dalitz-Plot-Verteilung. Die oberen Abbildungen zeigen die Projektionen geladener $\pi\pi$ -Kombinationen, während die unteren Projektionen neutralen Zwei-Pion-Kombinationen entsprechen. Die Messdaten sind durch Fehlerbalken markiert.

unterscheidbar sind. Daneben zeigen die Histogramme der Zerfallskanäle $f_2(1270)\pi^\pm$ und $f_0(1370)\pi^\pm$ sowie die bereits bei der Parametrisierung des Untergrundes verwendeten Kanäle mit ρ -Resonanzen den gemessenen Verteilungen entsprechende Strukturen. Im Gegensatz dazu lassen die Strukturen der $f_0(1500)$ -, $f_0(1710)$ - und $f_2(1710)$ -Amplituden nicht auf eine Beteiligung dieser Resonanzen am D_s -Zerfall in drei geladene Pionen schließen.

Die Suche nach einer geeigneten Beschreibung der gemessenen Dalitz-Verteilung geschah durch Testen zunächst einzelner potentieller Beitragskandidaten, beginnend

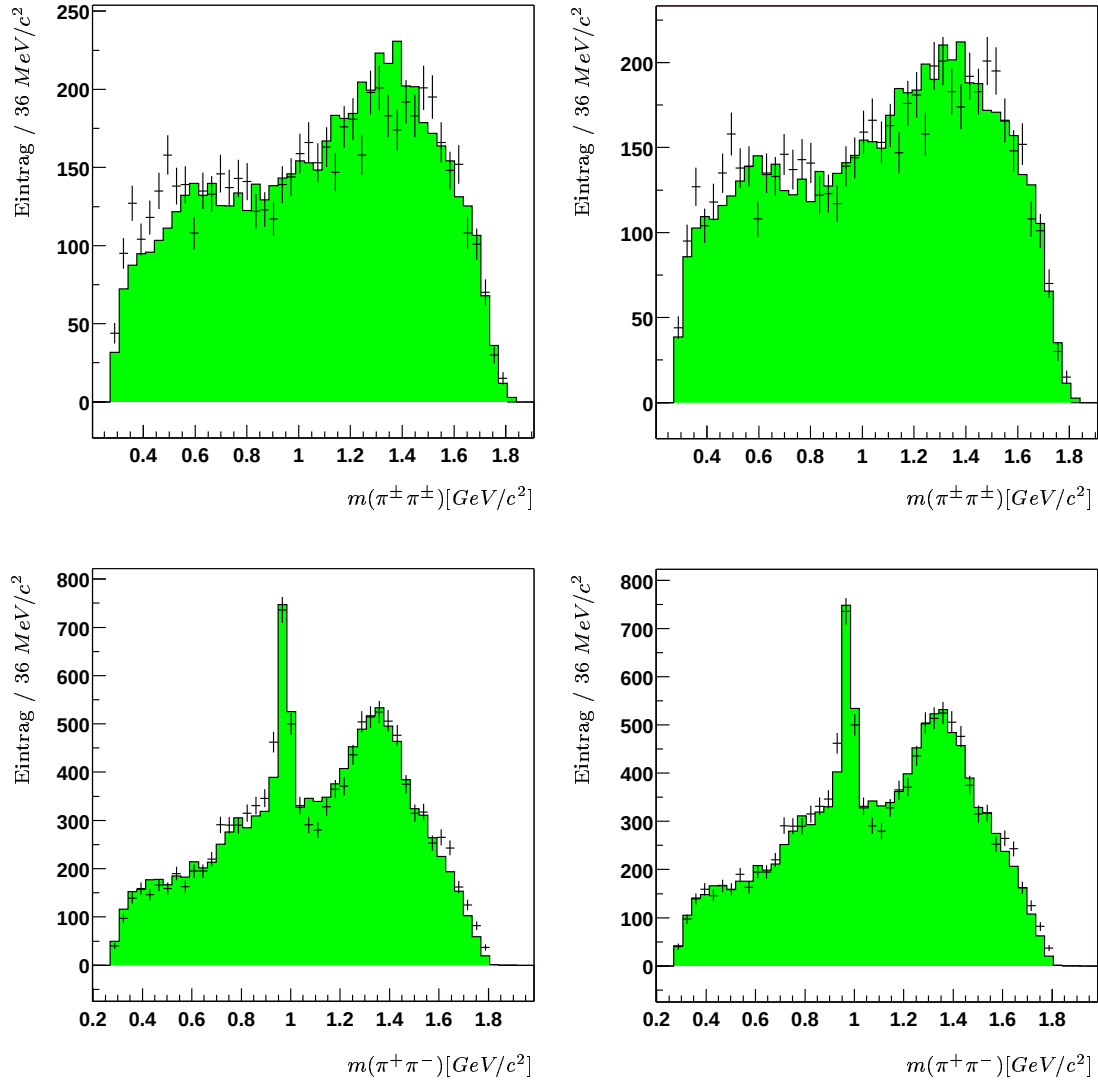


Abbildung 5.6: Dalitz-Plot-Projektionen der Anpassungen V ($f_0(980)$ und $\rho^0(1450)$, links) und VIII $f_0(980)$, $\rho^0(1450)$ und $f_2(1270)$ (rechts) nach Tabelle 5.3 an die gemessene Dalitz-Plot-Verteilung. Die oberen Abbildungen zeigen die Projektionen geladener $\pi\pi$ -Kombinationen, während die unteren Projektionen neutralen Zwei-Pion-Kombinationen entsprechen. Die Messdaten sind durch Fehlerbalken gekennzeichnet.

mit dem $f_0(980)$ und dem $\rho^0(1450)$. Im Falle der $f_0(980)$ -Resonanz wurden beide Parametrisierungen getestet. Die Unterschiede zwischen Breit-Wigner- und Flatté-parametrisierter $f_0(980)$ -Amplitude sind, auch bei kombinierten Beschreibungen der Verteilung im Zusammenhang mit anderen Amplituden, durchweg sehr gering. Aufgrund der tendentiell leicht besseren Resultate der Anpassungen bei Flatté-Parametrisierung wurde jedoch bei Betrachtungen von mehr als zwei zusätzlichen Beiträgen ausschließlich die für diese Resonanz ohnehin geeignetere Beschreibung verwendet.

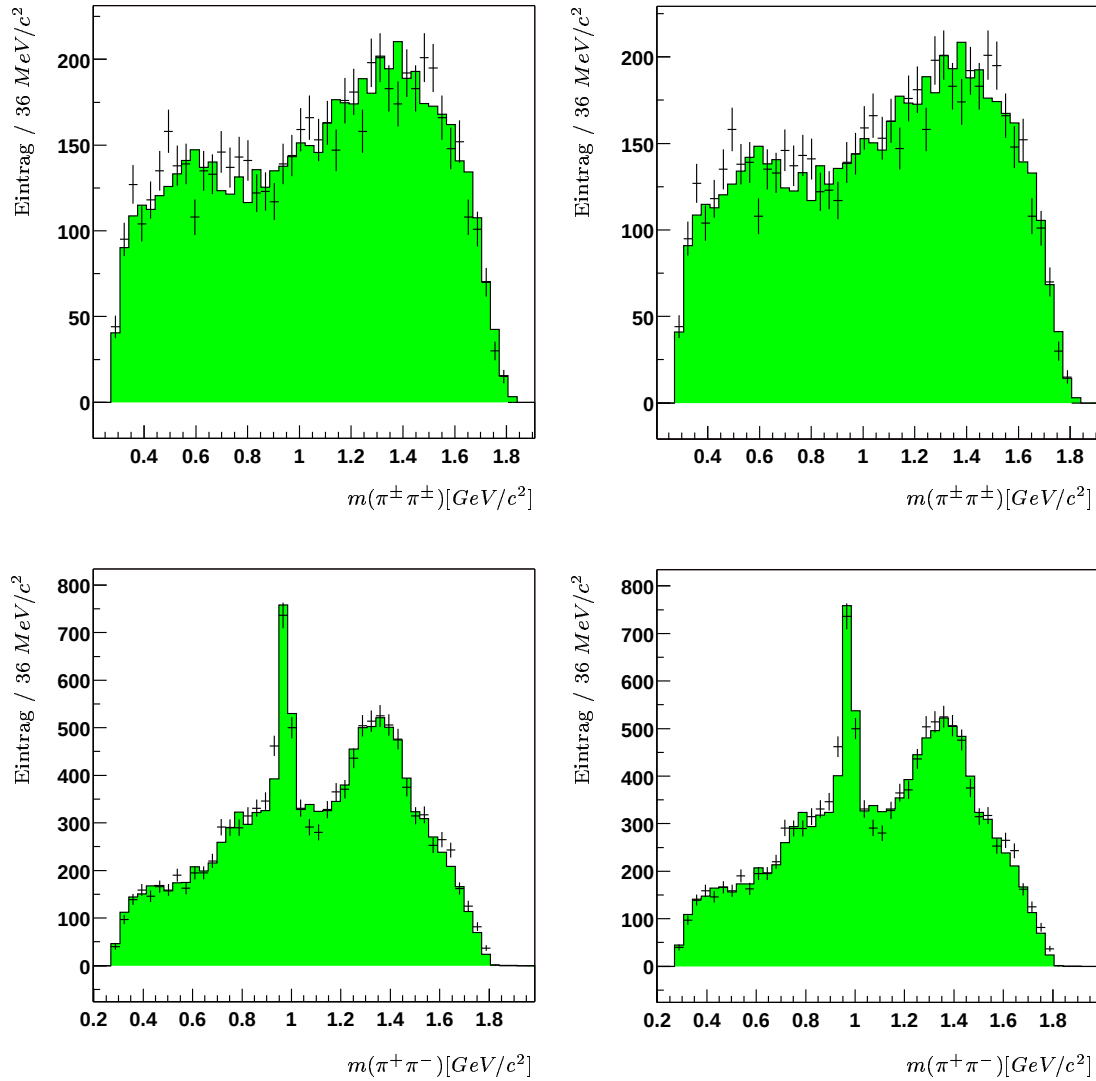


Abbildung 5.7: Dalitz-Plot-Projektionen der endgültigen Anpassung X und XI (s.Tab.5.3) an die gemessene Dalitz-Plot-Verteilung unter Verwendung der fünf Resonanzen $\rho^0(770)$, $f_0(980)$, $f_2(1270)$, $f_0(1370)$ und $\rho^0(1450)$. Die Spektren auf der linken Seite entsprechen den Resultaten einer Anpassung, bei der alle Resonanzparameter von der Fitroutine angepasst werden konnten, während die rechts abgebildeten Histogramme einer Anpassung bei fest vorgegebenen Massen und Breiten für die beiden Resonanzen $\rho^0(770)$ und $f_2(1270)$ entsprechen. Die oberen Abbildungen zeigen die Projektionen geladener $\pi\pi$ -Kombinationen, während die unteren Projektionen neutralen Zwei-Pion-Kombinationen entsprechen. Die Messdaten sind durch Fehlerbalken gekennzeichnet.

Als Kriterium für die Güte der Anpassungen wurde neben der im Fit minimierten Loglikelihood das auf die Anzahl der Freiheitsgrade der Anpassung normierte χ^2 herangezogen. Die Anzahl der zu berücksichtigenden Freiheitsgrade f hängt mit

der Wahl des Binnings (Anzahl N_{bins}) der betrachteten Verteilungen und von der jeweiligen Anzahl gewählter Resonanzen abhängigen Parameterzahl N_{par} über die Beziehung

$$f = \frac{N_{bins}}{2} - N_{par} \quad (5.27)$$

zusammen. Die entsprechenden Werte sind für alle getesteten Resonanzbeiträge in Tabelle 5.3 aufgeführt. Die den Anpassungen unter Verwendung jeweils einer der Resonanzen entsprechenden Dalitz-Plot-Projektionen sind in Abbildung 5.5 gezeigt. Beide Anpassungen zeigen entgegengesetzte Defizite in der Beschreibung der Verteilung, was besonders anhand der $\pi^+\pi^-$ -Projektionen deutlich erkennbar ist. Der naheliegende Ansatz war daher eine beide Resonanzen berücksichtigende Anpassung zu testen. Die resultierende Verteilung zeigt Abbildung 5.6 anhand der entsprechenden Dalitz-Plot-Projektionen. Die so erhaltene Anpassung ist bereits in der Lage den Großteil der gemessenen Dalitz-Plot-Verteilung richtig wiederzugeben.

Es zeigte sich jedoch, dass bei Hinzunahme weiterer Resonanzen in die Anpassung, die Verteilung jeweils besser beschrieben wird. Dazu wurden zunächst unabhängig voneinander die Resonanzen $\rho^0(770)$, $f_0(1370)$ und $f_2(1270)$ in die Anpassung einbezogen. In allen Fällen verbesserte sich das Fitresultat leicht.

Die beste Anpassung an die gemessenen Daten erhält man schliesslich unter Einbeziehung aller fünf Resonanzen, wobei jedoch beim Freilassen aller Parameter die Massen bzw. Breiten der sehr gut vermessenen Resonanzen $\rho^0(770)$ und $f_2(1270)$ nicht befriedigend wiedergegeben werden. Aus diesem Grunde wurde alternativ ein Fit unter der Forderung fester Massen und Breiten für diese beiden Resonanzen durchgeführt. Die Güte der so erhaltenen Anpassungen ist etwas geringer als diejenige der unter Freilassung aller Parameter gewonnenen.

5.5 Ergebnisse

Als Resultat der getesteten Anpassungen bekannter Resonanzen und Kombinationen dieser, ergab sich als beste Beschreibung des untersuchten Zerfallskanals ein Fit mit fünf Amplituden. Die beteiligten Resonanzen sind

- $\rho^0(770)$
- $f_0(980)$
- $f_2(1270)$
- $f_0(1370)$
- $\rho^0(1450)$.

Die Abbildung 5.8 stellt die resultierenden Dalitz-Verteilungen bei Bestimmung aller Resonanzparameter durch die Fitroutine den gemessenen Histogrammen gegenüber.

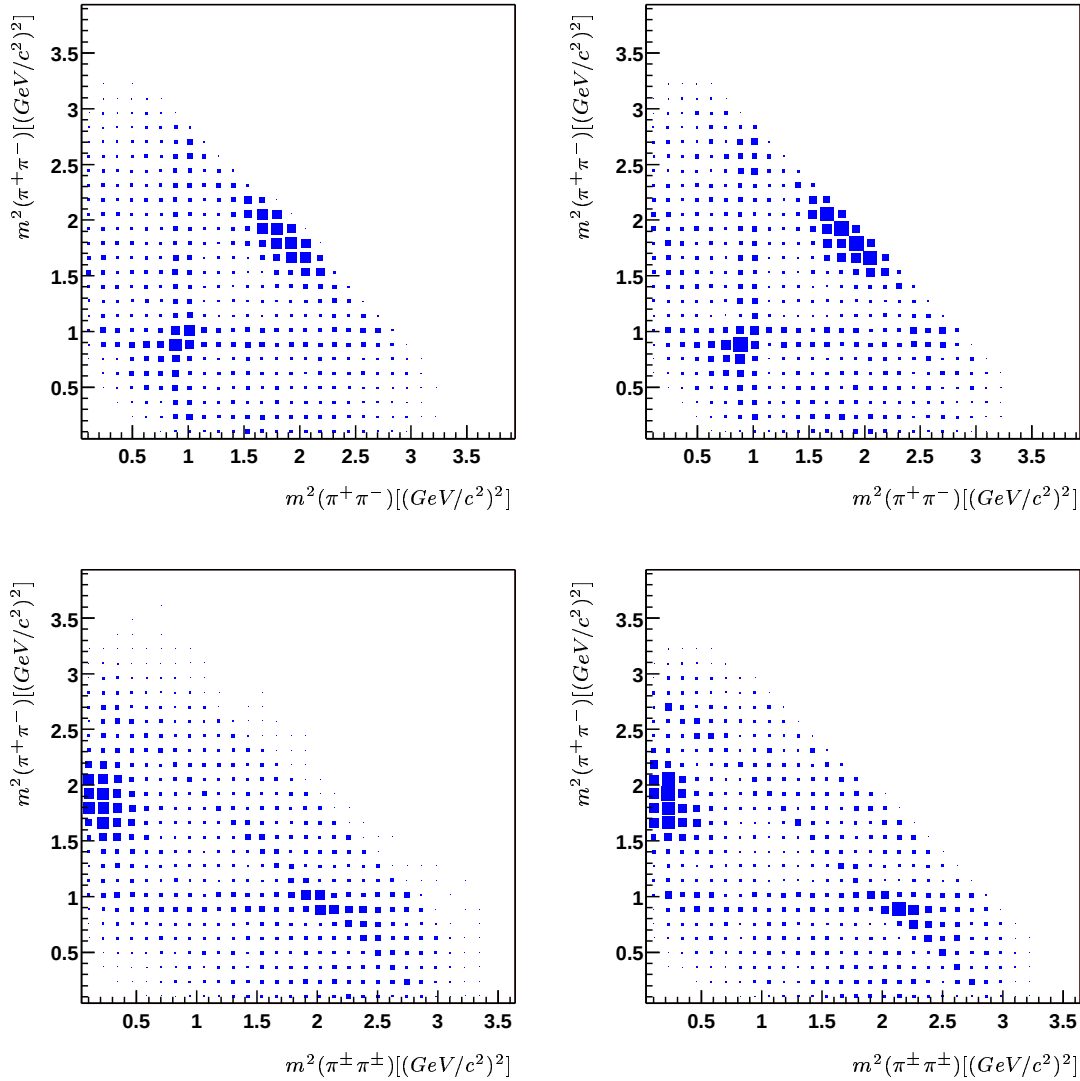


Abbildung 5.8: Als Resultat der Anpassung mit allen freien Parametern erhaltene Dalitz-Plot-Verteilungen (links) im Vergleich zu den gemessenen (rechts).

In Abbildung 5.9 ist der entsprechende Vergleich der Verteilungen für die Ergebnisse einer Anpassung unter festgelegten Massen und Breiten der beiden Resonanzen $\rho^0(770)$ und $f_2(1270)$ gezeigt.

Die resultierenden Verteilungen beider Anpassungen zeigen sehr ähnliche Strukturen. Die den Resonanzen $\rho^0(770)$ und $f_2(1270)$ entsprechenden Parameter bei Anpassung ohne Beschränkung der Parameteranzahl ergeben jedoch Massen und Breiten für diese Resonanzen, die in nicht hinreichend guter Übereinstimmung mit den bekannten Werten stehen. Die in Tabelle 5.4 angegebenen Ergebnisse der Partialwellenanalyse beziehen sich daher auf die Resultate der Anpassung unter fixierten $\rho^0(770)$ - und $f_2(1270)$ -Massen. Die Angaben der Zerfallsanteile und Phasen beziehen sich dabei auf die $f_0(980)$ -Amplitude. Alle anderen Verhältnisse wurden an diese

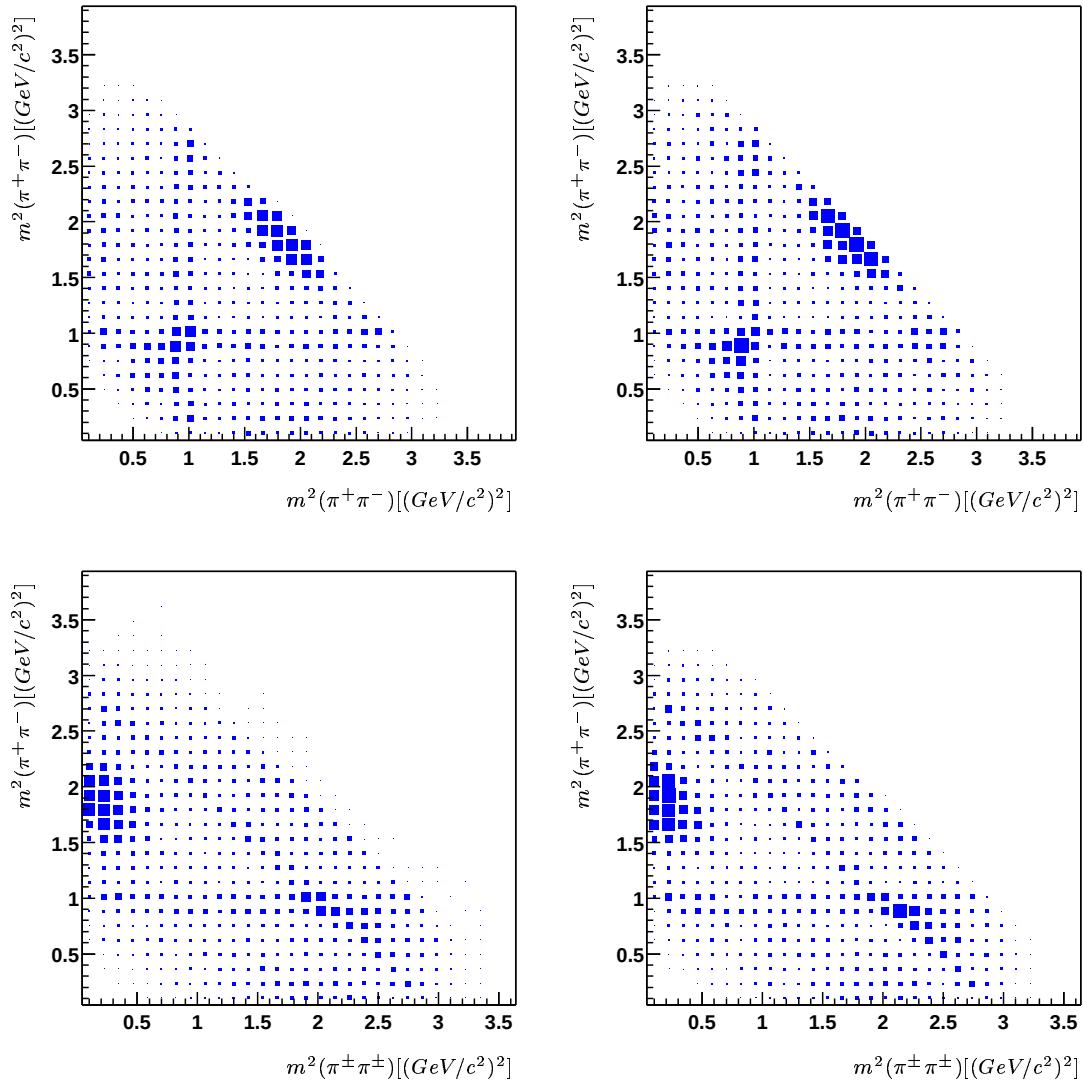


Abbildung 5.9: Als Resultat der Anpassung mit fixierten $\rho^0(770)$ - und $f_2(1270)$ -Massen und Breiten erhaltene Dalitz-Plot-Verteilungen (links) im Vergleich zu den gemessenen (rechts).

Referenzamplitude angepasst.

Der Anteil resonanter 3-Pion-Zerfälle in den gemessenen Verteilungen ergibt sich nach der gefundenen Anpassung zu 32,85 % im Vergleich zu den bei der Rekonstruktion abgeschätzten $(35,06 \pm 0,01)$ % Signalanteil in der Signalregion des betrachteten Datensatzes D_{MD} (s. Tab. 3.8).

Die Ausdehnung der Analyse auf die anderen drei bei der Rekonstruktion erhaltenen Datensätze (s. Kap. 3) wird eine Abschätzung der systematischen Unsicherheiten der Anpassung möglich machen.

Resonanz	Masse [MeV/c^2]	Breite [MeV/c^2]	Anteil [%]	Phase
$f_0(980)$	$978,5 \pm 1,2$	$35,0 \pm 7,6$	48,6	0
$\rho^0(770)$	(fixiert auf 769,0)	(fixiert auf 151,0)	$8,5 \pm 1,8$	$65^\circ \pm 17^\circ$
$f_2(1270)$	(fixiert auf 1275,0)	(fixiert auf 175,1)	$15,5 \pm 3,4$	$151^\circ \pm 13^\circ$
$f_0(1370)$	$1414,0 \pm 14,8$	$160,0 \pm 31,3$	$22,7 \pm 4,3$	$222^\circ \pm 12^\circ$
$\rho^0(1450)$	$1467,0 \pm 31,6$	$166,2 \pm 84,6$	$4,6 \pm 2,2$	$184^\circ \pm 27^\circ$

Tabelle 5.4: Zerfallsamplituden der besten Anpassung an die Dalitz-Plot-Verteilung und deren Parameter als Resultate der Partialwellenanalyse. Die Massen und Breiten des $f_2(1270)$ und des $\rho^0(770)$ wurden auf die den Empfehlungen der Particle Data Group [Pa 00] entsprechenden Werte gesetzt und nicht durch die Anpassung bestimmt. Die Unsicherheiten der Zerfallsanteile sowie die Phasen sind relativ zu den entsprechenden Werten der $f_0(980)$ -Resonanz angegeben.

Kapitel 6

Vergleich mit den Resultaten der E791-Kollaboration

Im Rahmen des E791-Experiments am Fermi National Accelerator Laboratory, USA, wurden eine Rekonstruktion und anschliessende Partialwellenanalyse des Zerfallskanals $D_S^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ durchgeführt und erste Ergebnisse im August 2000 veröffentlicht [Ai 00].

6.1 Experimentaufbau

Bei den analysierten Daten handelt es sich um Ereignisse, die von der E791-Kollaboration zwischen 1991 und 1992 aufgenommen wurden. Auf Impulse von $500 \text{ GeV}/c$ beschleunigte π^- -Mesonen wurden auf ein Target, bestehend aus einer Platin- und fünf Kohlenstofffolien (Diamant) im Abstand von jeweils etwa $1,4 \text{ cm}$, geschossen. Eine detaillierte Beschreibung des Detektors ist in [Ai 99] zu finden.

6.2 Rekonstruktion der Ereignisse

Ausgehend von Ereignissen mit klar getrennten Produktions- und Zerfallsvertices wurden alle $\pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Kombinationen, deren invariante Massen im Bereich von $1,7 \text{ GeV}/c^2$ und $2,1 \text{ GeV}/c^2$ lagen und deren Impulsvektorsumme vom Sekundär- in Richtung des Primärvertex zeigte, betrachtet. Alle geladenen Teilchen wurden dabei als Pionen betrachtet und keine direkte Teilchenidentifikation durchgeführt.

Abbildung 6.1 zeigt das resultierende $\pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Massenspektrum im Vergleich zu den Histogrammen der nach der in Kapitel 3 beschriebenen Rekonstruktion erhaltenen Datensätze D_{30} , D_{MD} und D_{03} . Letztere wurden zur besseren Vergleichbarkeit im selben Massenfenster und mit gleicher Binbreite wie das Spektrum der E791-Kollaboration dargestellt. Das Fehlen eines D -Signals sowie von Einträgen unterhalb einer Masse von $1,8 \text{ GeV}/c^2$ in diesen Histogrammen resultiert aus den in Kapitel 3 beschriebenen Vorselektionskriterien der Rekonstruktion.

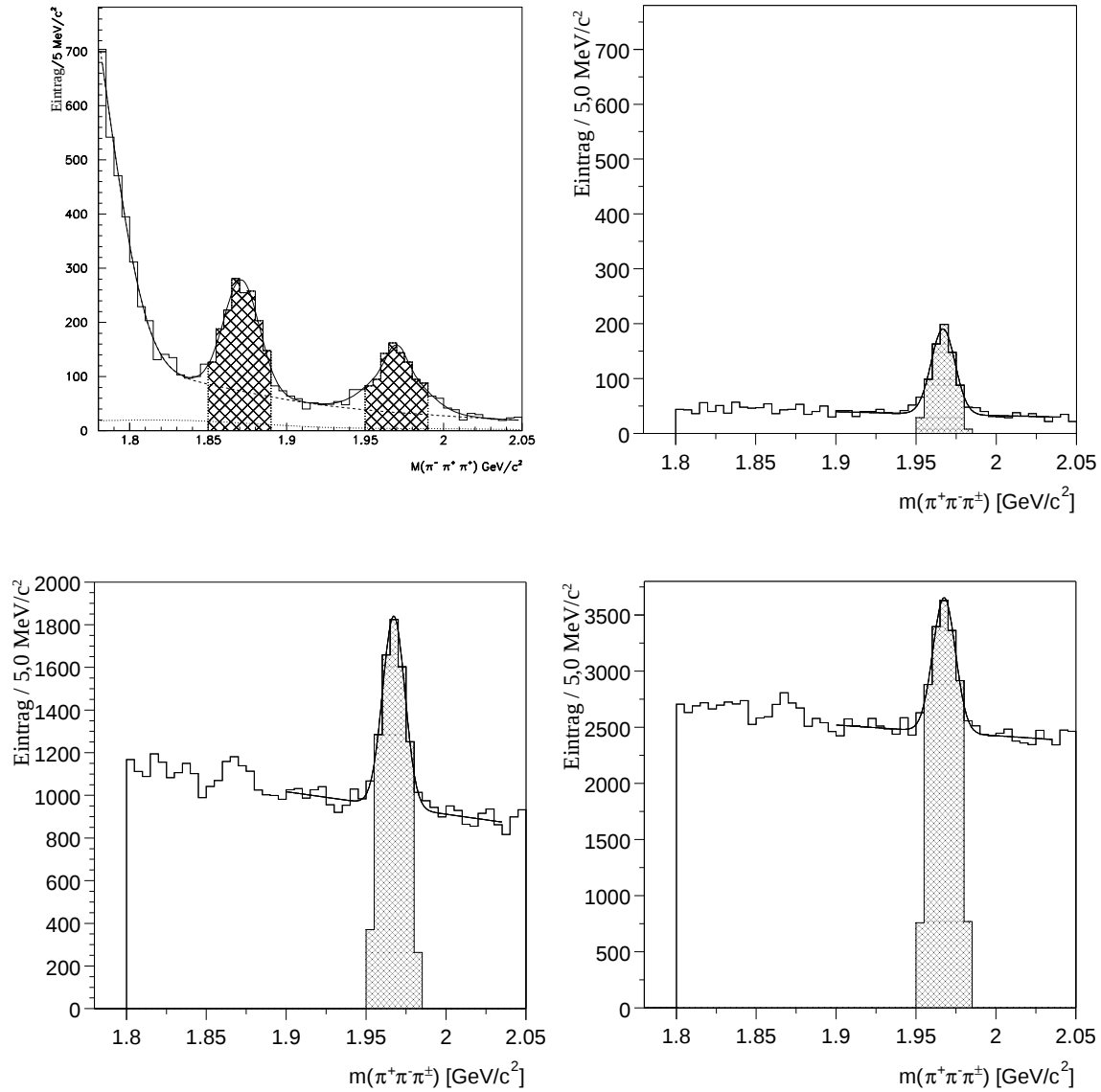


Abbildung 6.1: Das $\pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Massenspektrum der E791-Kollaboration [Ai 00] (oben links) im Vergleich zu dreien der nach der in Kapitel 3 beschriebenen Rekonstruktion erhaltenen Histogramme. Das dem Datensatz D_{30} entsprechende Spektrum (oben rechts) ist zur direkten Gegenüberstellung mit derselben Ordinatenkalierung wie das E791-Histogramm abgebildet, die gewählten Massenfenster und Binbreiten sind bei allen vier Histogrammen identisch. Die unteren Massenspektren entsprechen den Datensätzen D_{MD} (links) und D_{03} (rechts) (s. Kap. 3.4.2)

Die Anzahl rekonstruierter Ereignisse des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ wurde von der E791-Kollaboration durch Kurvenanpassungen an die D - und D_s -Peaks sowie an den Untergrund bestimmt. Die Formen der D - und D_s -Signale wurden dabei jeweils durch die Summe zweier Gauß-Funktionen gleichen Schwerpunkts, die Untergrundverteilung durch einen exponentiell abfallenden kombinatorischen Anteil sowie Bei-

trägen der Untergrundreaktionen $D^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^\mp$, $D^0 \rightarrow K^\pm \pi^\pm X^0$ und $D_s^\pm \rightarrow \eta' \pi^\pm$ beschrieben. Als Fitresultat werden 848 ± 44 $D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ -Zerfälle genannt. Die Zahl liegt in der Größenordnung der anhand des Datensatzes D_{30} rekonstruierten und durch Zählen der Histogrammeinträge (s. Kap. 3.4.1) bestimmten Anzahl an Ereignissen von 531 ± 28 bei vergleichbarem Untergrundniveau (s. Abb. 6.1, oben). Die Anzahlen rekonstruierter Zerfälle der anderen drei Datensätze liegen mit 1399 ± 52 beim Datensatz D_{15} , 2903 ± 100 beim Datensatz D_{MD} und 3887 ± 149 beim Datensatz D_{03} jeweils deutlich darüber, bei gleichzeitig höheren Anteilen an Untergrundereignissen.

6.3 Dalitz-Plots

Abbildung 6.2 zeigt den $D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ -Dalitz-Plot der E791-Kollaboration im Vergleich mit den den Datensätzen D_{30} , D_{MD} und D_{03} entsprechenden Histogrammen. Um eine direkte Vergleichbarkeit zu gewährleisten, sind die Bingrößen der letztgenannten Dalitz-Plots denen des E791-Histogramms angepasst. Alle abgebildeten Dalitz-Plots sind aufgrund der Ununterscheidbarkeit jeweils zweier geladener Pionen des Endzustands symmetrisiert. Die Untergrundberücksichtigung geschah beim Fermilab-Experiment mit der in Kapitel 6.2 beschriebenen Methode, während für die entsprechenden Darstellungen der Datensätze D_{30} , D_{MD} und D_{03} die aus den Seitenbandregionen abgeschätzten Anzahlen an Untergrundereignissen innerhalb der Signalregion subtrahiert wurden (s. Kap. 4). Bei der Partialwellenanalyse dieser Daten wurde hingegen eine Parametrisierung des Untergrundes vorgenommen (s. Kap. 5.3).

Die entsprechenden Projektionen der Dalitz-Plots sind in Abbildung 6.3 gegeben. Auch dort entspricht die Anordnung der Histogramme denen der Abbildungen 6.1 und 6.2. Im Gegensatz zu den in Kapitel 4 und Anhang B gezeigten Massenspektren der Projektionen, sind in Abbildung 6.3, entsprechend der Darstellungsweise der E791-Kollaboration, die Histogramme der $\pi^+ \pi^-$ -Massenquadrante, wie sie sich unmittelbar aus der Projektion der Dalitz-Plots ergeben, abgebildet.

6.4 Ergebnisse der Partialwellenanalyse

An die Dalitz-Plot-Verteilung der E791-Kollaboration (Abb. 6.2, oben links) wurde eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion angepasst, die aus einer kohärenten Summe von Amplituden bestand, die neben einem nichtresonanten Zerfallsanteil fünf verschiedene Resonanzbeiträge sowie einen Untergrundanteil bekannter Form und Größe (s. Kap. 6.2) enthielt. Die verwendeten resonanten Zerfallskanäle waren:

- $D_s^\pm \rightarrow \rho_0(770) \pi^\pm$
- $D_s^\pm \rightarrow f_0(980) \pi^\pm$

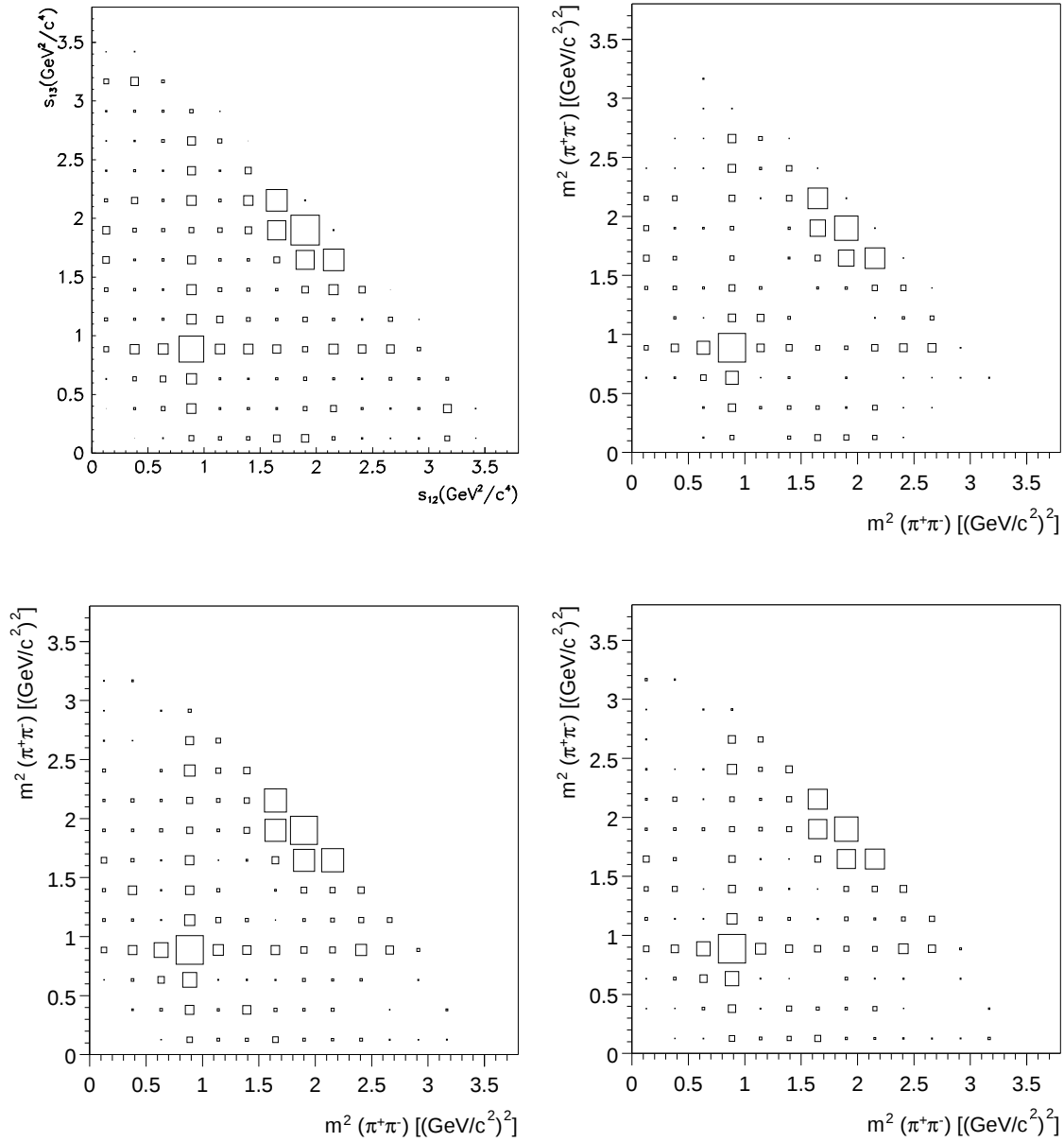


Abbildung 6.2: Der $D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ -Dalitz-Plot der E791-Kollaboration [Ai 00] (oben links) im Vergleich zu dreien der nach der in Kapitel 3 beschriebenen Rekonstruktion erhaltenen Histogramme. Die Bingröße ist in allen vier Dalitz-Plots dieselbe, alle Histogramme sind symmetrisiert. Die Anordnung der Dalitz-Plots entspricht der Reihenfolge der Massenhistogramme in Abbildung 6.1: oben rechts Datensatz D_{30} , unten links Datensatz D_{MD} , unten rechts Datensatz D_{03}

- $D_s^\pm \rightarrow f_2(1270)\pi^\pm$
- $D_s^\pm \rightarrow f_0(1370)\pi^\pm$
- $D_s^\pm \rightarrow \rho_0(1450)\pi^\pm$

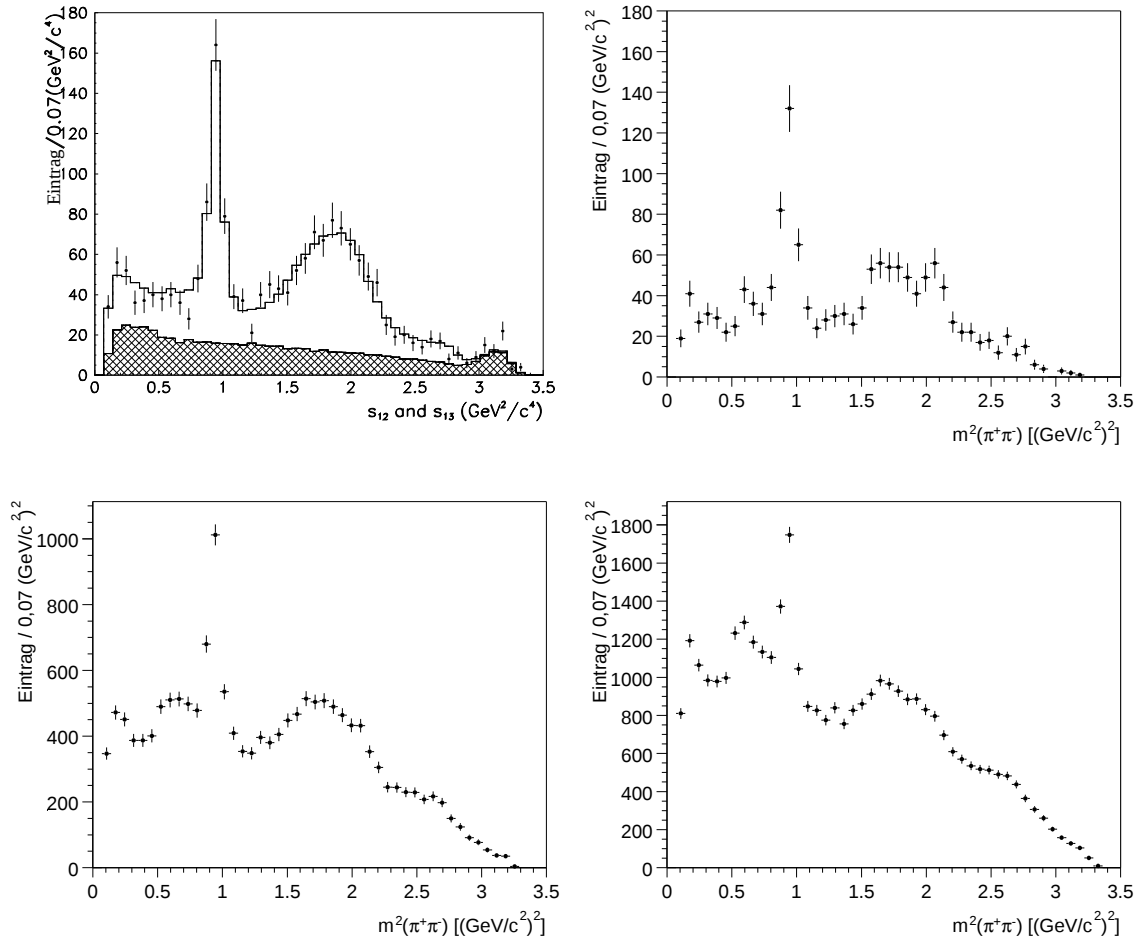


Abbildung 6.3: Die $D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ -Dalitz-Plot-Projektion der E791-Kollaboration [Ai 00] (oben links) im Vergleich zu dreien der nach der in Kapitel 3 beschriebenen Rekonstruktion erhaltenen Histogramme. Die Bingröße ist in allen vier Spektren dieselbe. Die Anordnung der Histogramme entspricht der Reihenfolge der Dalitz-Plots in Abbildung 6.1: oben rechts Datensatz D_{30} , unten links Datensatz D_{MD} , unten rechts Datensatz D_{03}

Bis auf die $f_0(980)$ -Amplitude wurden alle Beiträge als Produkte von Formfaktoren, relativistischen Breit-Wigner-Funktionen und spinabhängigen Drehimpulsamplituden parametrisiert. Zur Beschreibung der $f_0(980)$ -Amplitude kam eine π - und K -Zerfallsbreiten der Resonanz gekoppelt enthaltende Breit-Wigner-Funktion, einer Parametrisierung der WA76-Kollaboration folgend [Ar 91], zur Anwendung. Alle Amplituden wurden mit komplexen Koeffizienten versehen, deren Beträge und Phasen als Fitparameter mittels einer Maximum Likelihood-Methode bestimmt wurden. Weitere freie Parameter der Anpassung waren Masse und Breite des $f_0(1370)$ sowie Masse und Kopplungsparameter g_π und g_K des $f_0(980)$. Die Massen und Breiten aller anderen betrachteten Resonanzen entstammten den Empfehlungen der Particle Data Group von 1998 [Pa 98]. Die Tabellen 6.1 und 6.2 zeigen die auf diese

E791			
Zerfallskanal	$f_0(980)\pi^\pm$	nicht resonant	$\rho^0(770)\pi^\pm$
Anteil	$(56,5 \pm 4,3 \pm 4,7) \%$	$(0,5 \pm 1,4 \pm 1,7) \%$	$(5,8 \pm 2,3 \pm 3,7) \%$
Phase	0	$(181 \pm 94 \pm 51)^\circ$	$(109 \pm 24 \pm 5)^\circ$
Zerfallskanal	$f_2(1270)\pi^\pm$	$f_0(1370)\pi^\pm$	$\rho^0(1450)\pi^\pm$
Anteil	$(19,7 \pm 3,3 \pm 0,6) \%$	$(32,4 \pm 7,7 \pm 1,9) \%$	$(4,4 \pm 2,1 \pm 0,2) \%$
Phase	$(133 \pm 13 \pm 28)^\circ$	$(198 \pm 19 \pm 27)^\circ$	$(162 \pm 26 \pm 17)^\circ$
BABAR			
Zerfallskanal	$f_0(980)\pi^\pm$	nicht resonant	$\rho^0(770)\pi^\pm$
Anteil	48,6 %	-	$(8,5 \pm 1,8) \%$
Phase	0	-	$(65 \pm 17)^\circ$
Zerfallskanal	$f_2(1270)\pi^\pm$	$f_0(1370)\pi^\pm$	$\rho^0(1450)\pi^\pm$
Anteil	$(15,5 \pm 3,4) \%$	$(22,7 \pm 4,3) \%$	$(4,6 \pm 2,2) \%$
Phase	$(151 \pm 13)^\circ$	$(222 \pm 12)^\circ$	$(184 \pm 27)^\circ$

Tabelle 6.1: Zerfallsanteile als Resultate der von der E791-Kollaboration durchgeführten Anpassung an die Dalitz-Plot-Verteilung im Vergleich zu den in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnissen. Die Phasen sind relativ zu denen der $f_0(980)$ -Resonanz aufgeführt. Die jeweils erste angegebene Unsicherheit ist statistischer, die zweite systematischer Natur.

Weise erhaltenen Resultate im Vergleich zu den in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnissen. Eine Abschätzung der systematischen Unsicherheiten anhand der Analyse aller präparierten Datensätze steht für letztere noch aus. Neben der genannten Anpassung wurden noch zwei weitere durchgeführt, bei denen die Zerfallskanäle geringsten Beitrags, $D_s^\pm \rightarrow \rho_0(770)\pi^\pm$ bzw. $D_s^\pm \rightarrow \rho_0(1450)\pi^\pm$, jeweils nicht berücksichtigt wurden. Das Konfidenzniveau der Anpassung ergab jedoch bei Miteinbeziehen aller fünf Resonanzen den besten Wert.

Die von der E791-Kollaboration gewonnenen Ergebnisse sind damit innerhalb der Unsicherheiten der Messgrößen sämtlich mit den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen konsistent.

E791		
$f_0(980)$	$m[MeV/c^2]$	$977 \pm 3 \pm 2$
	g_π	$0,09 \pm 0,01 \pm 0,01$
	g_K	$0,02 \pm 0,04 \pm 0,03$
$f_0(1370)$	$m[MeV/c^2]$	$1434 \pm 18 \pm 9$
	$\Gamma[MeV/c^2]$	$172 \pm 32 \pm 6$
BABAR		
$f_0(980)$	$m[MeV/c^2]$	$978,5 \pm 1,2$
	$\Gamma[MeV/c^2]$	$35,0 \pm 7,6$
	γ_K^2	$0 \pm 0,4$
$f_0(1370)$	$m[MeV/c^2]$	$1414,0 \pm 14,8$
	$\Gamma[MeV/c^2]$	160 ± 31

Tabelle 6.2: Von der E791-Kollaboration aus der Anpassung an die Dalitz-Plot-Verteilung bestimmte Parameter der Resonanzen $f_0(980)$ und $f_0(1370)$ mit den jeweiligen statistischen (jeweils zuerst notiert) und systematischen Unsicherheiten. Zur Parametrisierung der $f_0(980)$ -Resonanz wurden in den beiden Analysen unterschiedliche Ansätze verfolgt, so dass die aufgeführten Parameter nicht direkt vergleichbar sind. Eine Umrechnung der entsprechenden Fitresultate führt im Rahmen der Unsicherheiten zu übereinstimmenden Resultaten.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Identifizierung der beim Zerfall von D_s -Mesonen in drei geladene Pionen beteiligten Resonanzen, sowie ihre relativen Beiträge zu diesem Zerfall. Die der Analyse zugrunde liegenden Daten wurden mit Hilfe des BABAR-Detektors am PEP-II-Speicherring des Stanford Linear Accelerator Center in Kalifornien aufgenommen. Die im Hinblick auf das vorrangige Ziel des BABAR-Experiments, der Untersuchung der CP-Verletzung im System neutraler B-Mesonen, optimierten Eigenschaften des Detektors, wie Teilchenidentifizierung und Vertexrekonstruktion, bieten hervorragende Bedingungen für die Mesonspektroskopie. Der Umfang der betrachteten Daten entspricht einer integrierten Luminosität von $62,83 \text{ fb}^{-1}$ bzw. etwa 82 Millionen $c\bar{c}$ -Kontinuumsereignissen.

Bei der Rekonstruktion der Zerfälle wurde zur Optimierung der Selektionskriterien eine evolutionäre Strategie angewandt. Der Algorithmus wurde benutzt, um insgesamt vier verschiedene Datensätze unterschiedlicher Reinheit und Rekonstruktionseffizienz zu präparieren. Die Anzahlen rekonstruierter Ereignisse innerhalb der Datensätze reicht von etwa 530 bis 3900 bei Signal zu Untergrundverhältnissen zwischen 2,63 und 0,28.

Der verhältnismäßig hohe Untergrundanteil wurde bei der Partialwellenanalyse anhand des statistisch signifikantesten Datensatzes durch eine geeignete Parametrisierung berücksichtigt, die die beobachteten Untergrundverteilungen in guter Übereinstimmung mit den Messdaten wiedergibt.

Die gemessenen Dalitz-Plot-Verteilungen des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ lassen sich mittels fünf bekannter Amplituden sehr genau beschreiben. Die als Ergebnis der Partialwellenanalyse erhaltenen, dominant an dem untersuchten Zerfall beteiligten Resonanzen sind das $f_0(980)$, das $f_2(1270)$ und das $f_0(1370)$. In geringerem Maße wurden Beteiligungen des $\rho^0(770)$ und des $\rho^0(1450)$ identifiziert. Aus einer Reihe systematischer Untersuchungen erweist sich eine Anpassung mittels dieser fünf Amplituden an die gemessenen Dalitz-Plot-Verteilungen als beste Beschreibung der Resonanzstruktur des Zerfallskanals.

Die erhaltenen Resultate sind innerhalb der Unsicherheiten in völliger Übereinstimmung mit den Ergebnissen einer Partialwellenanalyse dieses Zerfalls der E791-

Kollaboration, die auf einer um etwa einen Faktor 3,5 geringeren Anzahl an rekonstruierten Ereignissen bei gänzlich anderen Untergrundverhältnissen basiert.

Eine Ausdehnung der Analyse auf alle präparierten Datensätze wird eine Abschätzung der systematischen Unsicherheiten der Partialwellenanalyse ermöglichen.

Anhang A

Massenspektren der Datensätze mit festem Signal zu Untergrund-Verhältnis

Die hier aufgeführten Tabellen und Abbildungen geben die in der jeweiligen Optimierung erhaltenen Selektionskriterien und die bei deren Anbringen an die entsprechenden Datensätze resultierenden Massenhistogramme wider. Es sind für jeden Datensatz zunächst die Kriterien und Spektren, wie sie sich aus der Optimierung anhand der gesamten Daten ergeben angeführt (Tab. A.1, A.7 und A.13, Abb. A.1, A.4 und A.7), gefolgt von den Resultaten die bei Optimierung der topologisch ähnlichen Subdatensätze (s. Kap. 3.4.1) gewonnen wurden (Tab. A.3, A.9 und A.15, Abb. A.2, A.5 und A.8). Schließlich werden zu jedem Datensatz die Massenhistogramme, wie sie sich aus der Anwendung der bei Optimierung der Subdatensätze gewonnenen Selektionskriterien auf den jeweils orthogonalen Subdatensatz ergeben (Abb. A.2, A.5 und A.8), sowie deren Summe als endgültiges Ergebnis der einzelnen Selektionen (Abb. A.3, A.6 und A.9). Zu jedem Histogramm sind tabellarisch die Anzahlen an Signal- und Untergründereignissen innerhalb der Signalregion sowie deren Verhältnis, die Dilution, Lage des Schwerpunkts und Breite des D_s -Peaks gezeigt (Tab. A.2, A.4, A.5, A.6, A.8, A.10, A.11, A.12, A.14, A.16, A.17 und A.18). Bemerkt sei, dass die geforderten Signal- zu Rauschverhältnisse der Datensätze nach Anwendung der jeweils bei auf dem entsprechend orthogonalen Subdatensatz durchgeführter Optimierung erhaltenen Kriterien, grundsätzlich nicht mehr garantiert sind. So liegen diese Werte bei den resultierenden Summenhistogrammen durchweg leicht unter den bei der Optimierung geforderten Werten.

Selektionskriterium	Datensatz D_{03}
$p_{D_s, min}$	$2,83 \text{ GeV}/c$
$p_{\pi, min}$	$334 \text{ MeV}/c$
$\pi_{DCH}\text{-Signal}$	gefordert
$m_{max}(D_s^* - D_s)$	$30,45 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.1: Als Ergebnis der Optimierung erhaltene Selektionskriterien für den gesamten Datensatz D_{03}

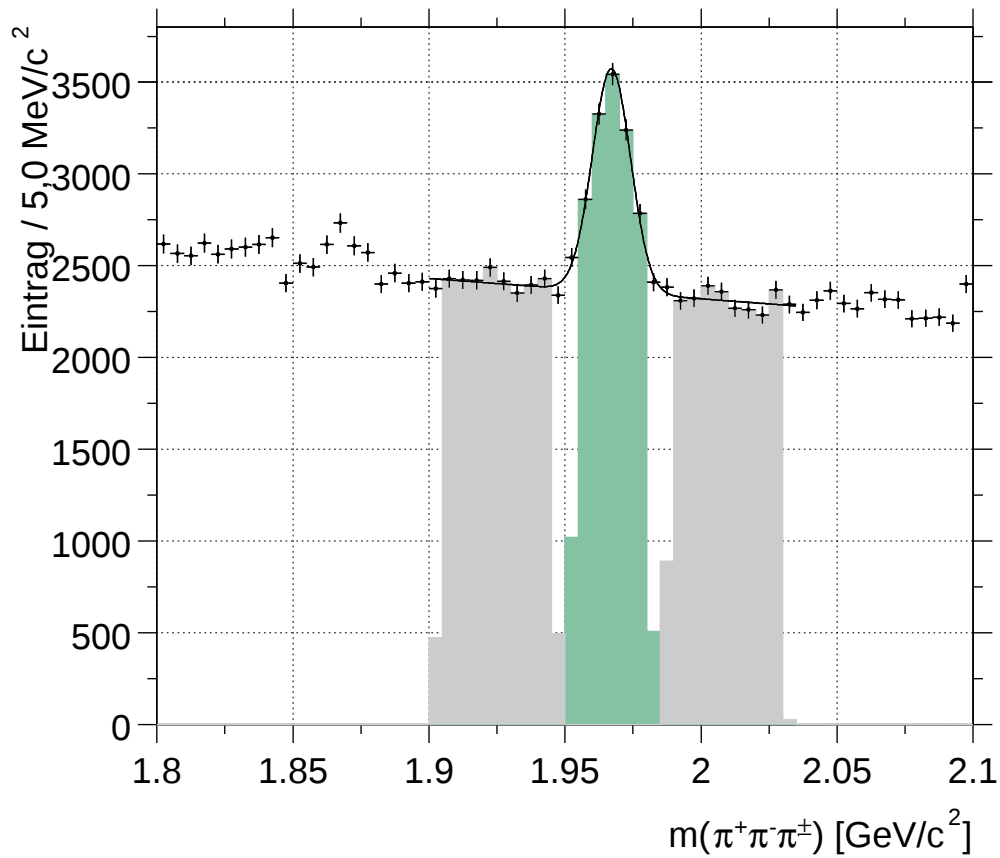


Abbildung A.1: Massenhistogramm nach Optimierung der Selektionskriterien anhand des gesamten Datensatzes D_{03}

A.1 Der Datensatz D_{03}

Die zu maximierende Größe bei diesem Datensatz war die Anzahl der Signalergebnisse bei einem fest vorgegebenen Signal zu Untergrund-Verhältnis von 0,3. Die letztlich resultierende Anzahl an Signalergebnissen ist 3887 ± 149 bei einem Signal zu Untergrund-Verhältnis von $0,28 \pm 0,01$ und einer Dilution von 853 ± 60 .

Datensatz	D_{03} komplett
N_s	4036 ± 147
N_u	13249 ± 66
N_s/N_u	$0,31 \pm 0,01$
D	942 ± 62
Schwerpunkt	$(1,96707 \pm 0,00029) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(7,02 \pm 0,30) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.2: Charakteristik des Signalpeaks im Massenhistogramm des Datensatzes D_{03} nach Optimierung der Selektionskriterien anhand der gesamten verfügbaren Daten

Selektionskriterium	Subdatensatz D_{03} I	Subdatensatz D_{03} II
$p_{D_s, \min}$	$2,70 \text{ GeV}/c$	$2,76 \text{ GeV}/c$
$p_{\pi, \min}$	$328 \text{ MeV}/c$	$338 \text{ MeV}/c$
π_{DCH} -Signal	gefordert	gefordert
$m_{\max}(D_s^* - D_s)$	$15,37 \text{ MeV}/c^2$	$18,30 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.3: Als Ergebnis der Optimierung erhaltene Selektionskriterien für die beiden Subdatensätze des Datensatzes D_{03}

Datensatz	D_{03} I para	D_{03} II para
N_s	2086 ± 107	2042 ± 106
N_u	6949 ± 48	6816 ± 48
N_s/N_u	$0,30 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,02$
D	482 ± 45	471 ± 44
Schwerpunkt	$(1,96740 \pm 0,00042) \text{ GeV}/c^2$	$(1,96716 \pm 0,00041) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(7,08 \pm 0,46) \text{ MeV}/c^2$	$(6,90 \pm 0,42) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.4: Charakteristiken der Signalpeaks in den Massenhistogrammen nach getrennter Optimierung der Selektionskriterien an den zur Optimierung herangezogenen Subdatensätzen D_{03} I und D_{03} II

Datensatz	D_{03} I ortho	D_{03} II ortho
N_s	2017 ± 106	1875 ± 106
N_u	6845 ± 48	6986 ± 48
N_s/N_u	$0,29 \pm 0,02$	$0,27 \pm 0,02$
D	459 ± 44	397 ± 41
Schwerpunkt	$(1,96752 \pm 0,00043) \text{ GeV}/c^2$	$(1,96758 \pm 0,00042) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(7,26 \pm 0,46) \text{ MeV}/c^2$	$(6,82 \pm 0,44) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.5: Charakteristiken der Signalpeaks in den Massenhistogrammen nach orthogonaler Anwendung der Selektionskriterien auf die Subdatensätze D_{03} I und D_{03} II

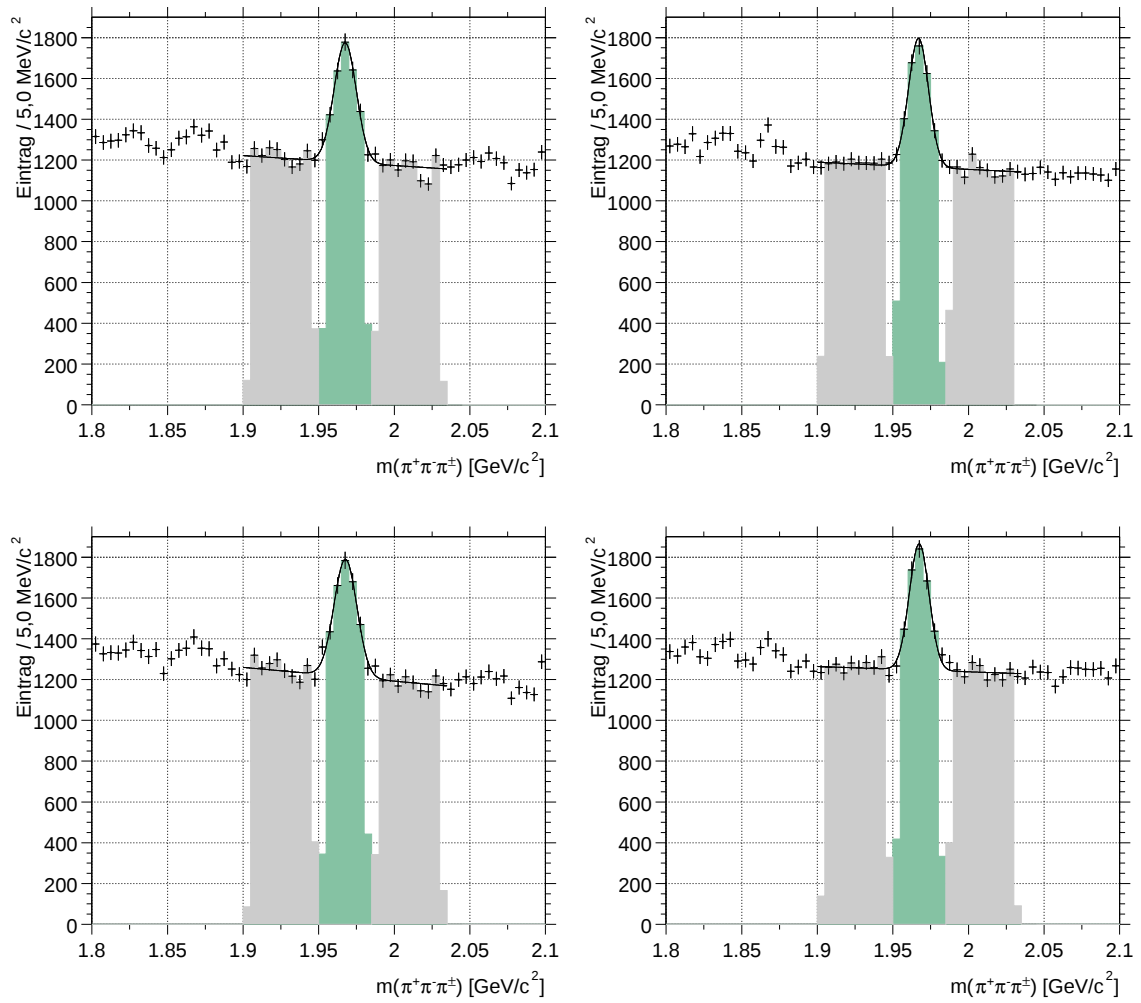


Abbildung A.2: Massenspektren nach Anwendung der getrennt optimierten Selektionskriterien auf die Subdatensätze D_{03} I (links) und D_{03} II (rechts). Die oberen Histogramme resultieren aus der Anwendung der Kriterien auf die zur Optimierung benutzten Subdatensätze, während die unteren Histogramme die Resultate nach Anbringen der Schnitte auf den jeweils orthogonalen Subdatensatz zeigen.

Datensatz	D_{03} ortho
N_s	3887 ± 149
N_u	13826 ± 68
N_s/N_u	$0,28 \pm 0,01$
D	853 ± 60
Schwerpunkt	$(1,96756 \pm 0,00030) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(7,04 \pm 0,32) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.6: Charakteristik des Signalpeaks im Massenhistogramm des Datensatzes D_{03} nach orthogonaler Anwendung der bei getrennter Optimierung erhaltenen Selektionskriterien

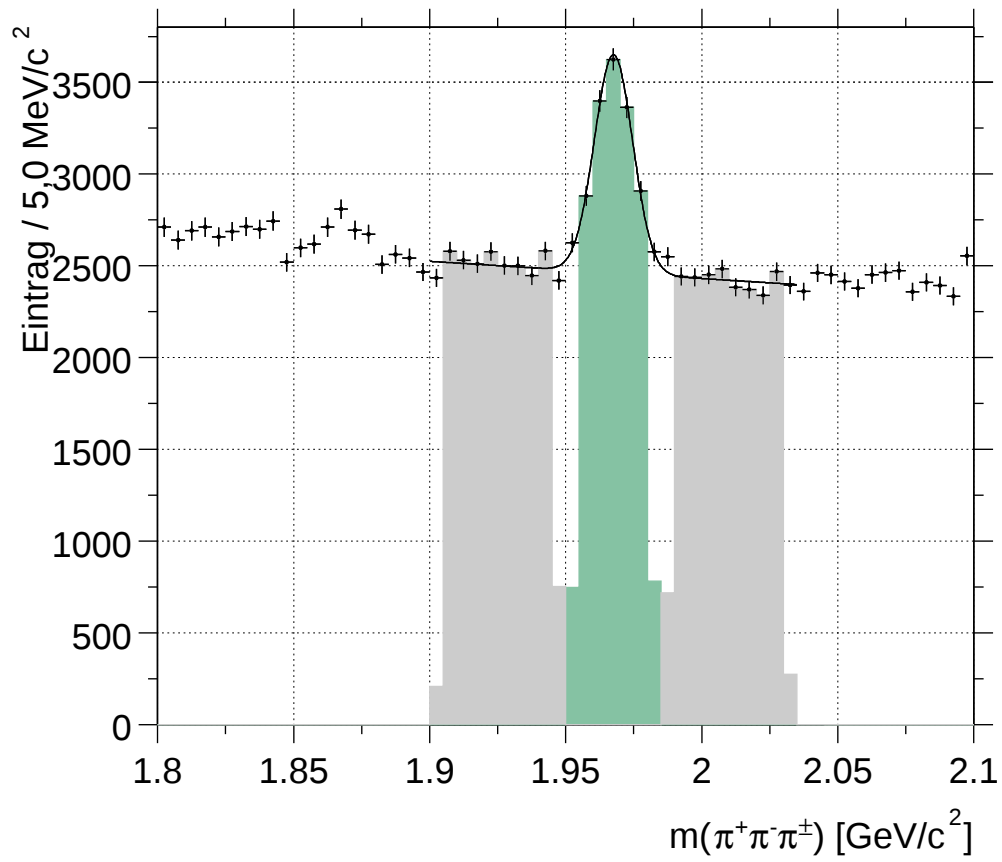


Abbildung A.3: Summenhistogramm als Resultat der orthogonalen Anwendung der getrennt optimierten Selektionskriterien des Datensatzes D_{03}

Schnittparameter	Datensatz D_{15}
$p_{D_s, min}$	$3,43 \text{ GeV}/c$
$p_{\pi, min}$	$540 \text{ MeV}/c$
$\pi_{DCH}\text{-Signal}$	gefordert
$m_{max}(D_s^* - D_s)$	$10,16 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.7: Als Ergebnis der Optimierung erhaltene Selektionskriterien für den gesamten Datensatz D_{15}

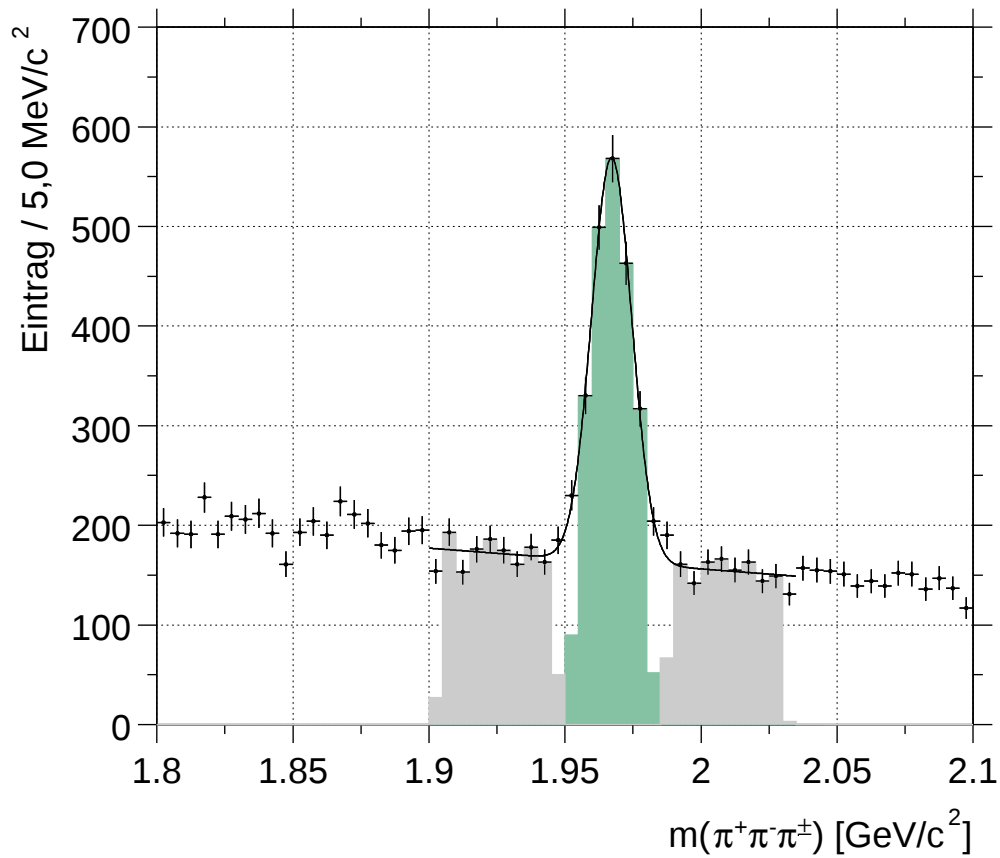


Abbildung A.4: Massenhistogramm nach Optimierung der Selektionskriterien anhand des gesamten Datensatzes D_{15}

A.2 Der Datensatz D_{15}

Die zu maximierende Größe bei diesem Datensatz war die Anzahl der Signalergebnisse bei einem fest vorgegebenen Signal zu Untergrund-Verhältnis von 1,5. Die letztlich resultierende Anzahl an Signalergebnissen ist 1399 ± 52 bei einem Signal zu Untergrund-Verhältnis von $1,40 \pm 0,07$ und einer Dilution von 818 ± 46 .

Datensatz	D_{15} komplett
N_s	1394 ± 51
N_u	925 ± 18
N_s/N_u	$1,51 \pm 0,07$
D	838 ± 46
Schwerpunkt	$(1,96714 \pm 0,00031) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(7,38 \pm 0,31) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.8: Charakteristik des Signalpeaks im Massenhistogramm des Datensatzes D_{15} nach Optimierung der Selektionskriterien anhand der gesamten verfügbaren Daten

Schnittparameter	Subdatensatz D_{15} I	Subdatensatz D_{15} II
$p_{D_s, \min}$	$3,48 \text{ GeV}/c$	$3,39 \text{ GeV}/c$
$p_{\pi, \min}$	$523 \text{ MeV}/c$	$463 \text{ MeV}/c$
π_{DCH} -Signal	gefordert	gefordert
$m_{\max}(D_s^* - D_s)$	$11,70 \text{ MeV}/c^2$	$7,75 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.9: Als Ergebnis der Optimierung erhaltene Selektionskriterien für die beiden Subdatensätze des Datensatzes D_{15}

Datensatz	D_{15} I para	D_{15} II para
N_s	738 ± 37	748 ± 38
N_u	490 ± 13	502 ± 13
N_s/N_u	$1,51 \pm 0,10$	$1,49 \pm 0,10$
D	444 ± 33	447 ± 33
Schwerpunkt	$(1,96751 \pm 0,00043) \text{ GeV}/c^2$	$(1,96727 \pm 0,00046) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(7,56 \pm 0,46) \text{ MeV}/c^2$	$(7,90 \pm 0,46) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.10: Charakteristiken der Signalpeaks in den Massenhistogrammen nach getrennter Optimierung der Selektionskriterien an den zur Optimierung herangezogenen Subdatensätzen D_{15} I und D_{15} II

Datensatz	D_{15} I ortho	D_{15} II ortho
N_s	701 ± 37	694 ± 37
N_u	503 ± 13	496 ± 13
N_s/N_u	$1,39 \pm 0,09$	$1,40 \pm 0,09$
D	408 ± 32	405 ± 32
Schwerpunkt	$(1,96738 \pm 0,00047) \text{ GeV}/c^2$	$(1,96656 \pm 0,00046) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(7,94 \pm 0,52) \text{ MeV}/c^2$	$(7,58 \pm 0,49) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.11: Charakteristiken der Signalpeaks in den Massenhistogrammen nach orthogonaler Anwendung der Selektionskriterien auf die Subdatensätze D_{15} I und D_{15} II

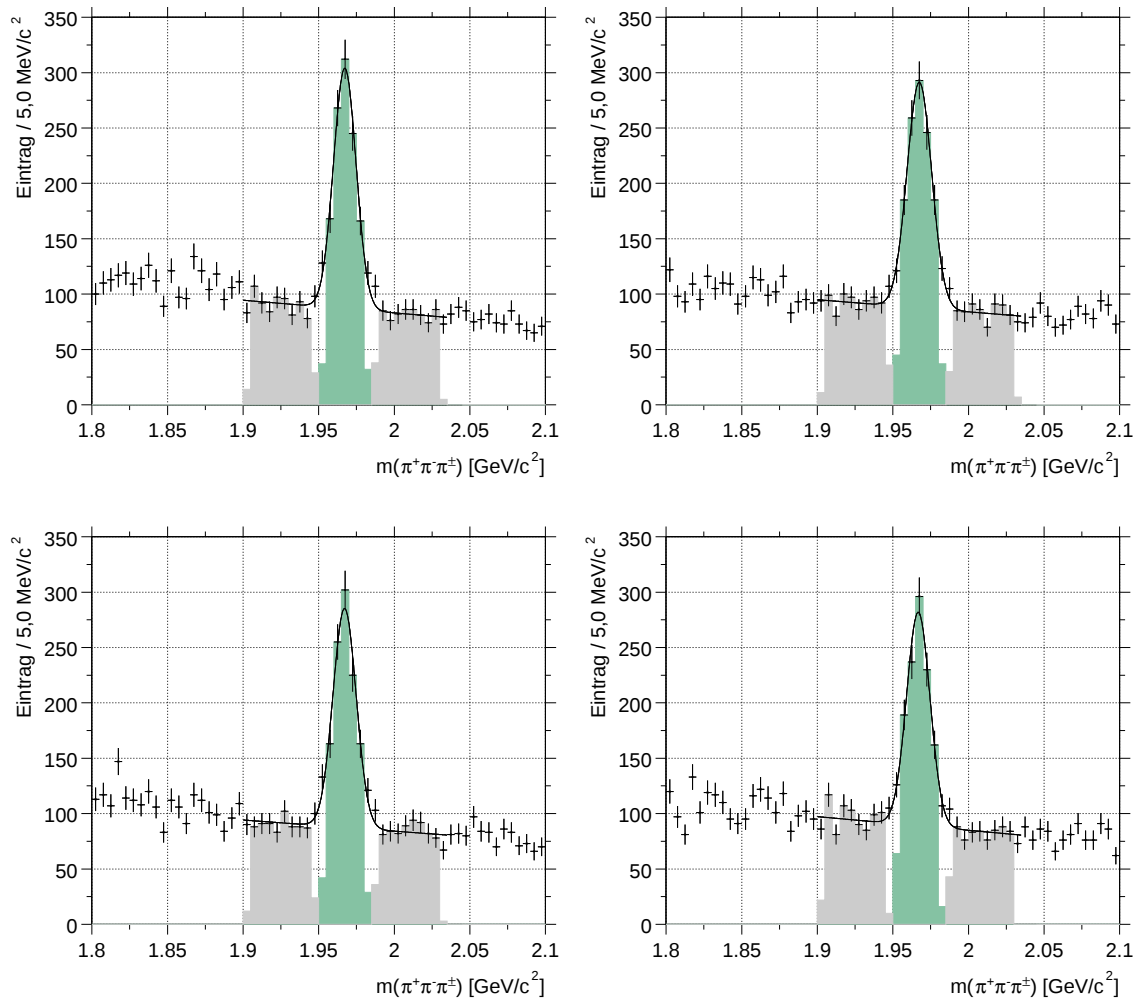


Abbildung A.5: Massenspektren nach Anwendung der getrennt optimierten Selektionskriterien auf die Subdatensätze D_{15} I (links) und D_{15} II (rechts). Die oberen Histogramme resultieren aus der Anwendung der Kriterien auf die zur Optimierung benutzten Subdatensätze, während die unteren Histogramme die Resultate nach Anbringen der Schnitte auf den jeweils orthogonalen Subdatensatz zeigen.

Datensatz	D_{15} ortho
N_s	1399 ± 52
N_u	995 ± 18
N_s/N_u	$1,40 \pm 0,07$
D	818 ± 46
Schwerpunkt	$(1,96695 \pm 0,00033) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(7,76 \pm 0,36) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.12: Charakteristik des Signalpeaks im Massenhistogramm des Datensatzes D_{15} nach orthogonaler Anwendung der bei getrennter Optimierung erhaltenen Selektionskriterien

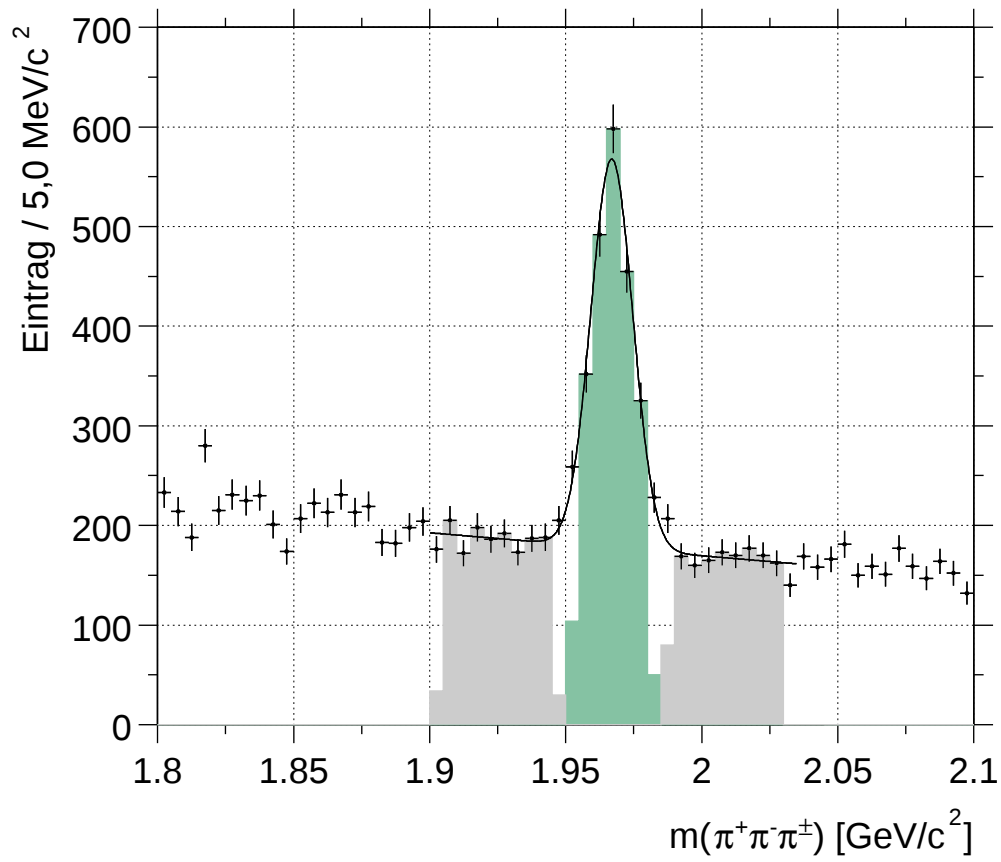


Abbildung A.6: Summenhistogramm als Resultat der orthogonalen Anwendung der getrennt optimierten Selektionskriterien des Datensatzes D_{15}

Selektionskriterium	Datensatz D_{30}
$p_{D_s, min}$	$3,90 \text{ GeV}/c$
$p_{\pi, min}$	$616 \text{ MeV}/c$
$\pi_{DCH}\text{-Signal}$	gefordert
$m_{max}(D_s^* - D_s)$	$6,50 \text{ MeV}/c^2$
$m_{DIRC, \pi, max}(p_{\pi})$	$0,038/c \cdot p_{\pi} + 0,740 \text{ GeV}/c^2$

Tabelle A.13: Als Ergebnis der Optimierung erhaltene Selektionskriterien für den gesamten Datensatz D_{30}

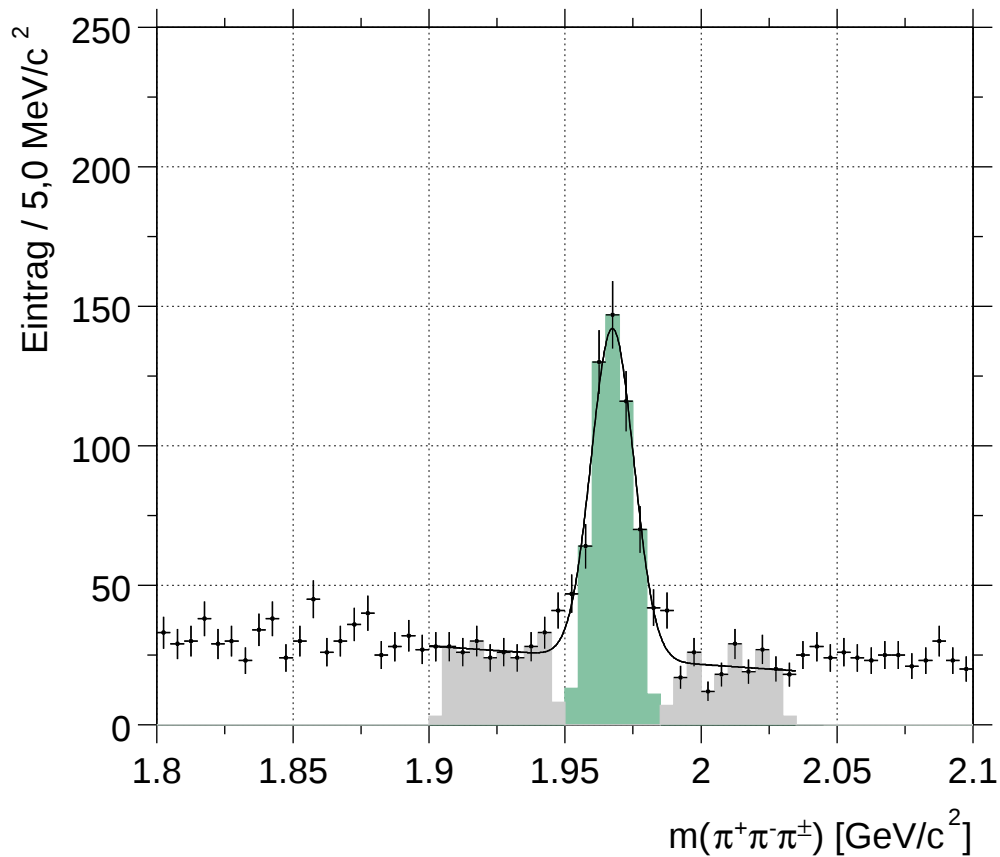


Abbildung A.7: Massenhistogramm nach Optimierung der Selektionskriterien anhand des gesamten Datensatzes D_{30}

A.3 Der Datensatz D_{30}

Die zu maximierende Größe bei diesem Datensatz war die Anzahl der Signaleereignisse bei einem fest vorgegebenen Signal zu Untergrund-Verhältnis von 3,0. Die letztlich resultierende Anzahl an Signaleereignissen ist 531 ± 28 bei einem Signal zu Untergrund-Verhältnis von $2,63 \pm 0,20$ und einer Dilution von 385 ± 28 .

Datensatz	D_{30} komplett
N_s	415 ± 24
N_u	136 ± 7
N_s/N_u	$3,05 \pm 0,23$
D	313 ± 24
Schwerpunkt	$(1,96746 \pm 0,00050) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(7,80 \pm 0,58) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.14: Charakteristik des Signalpeaks im Massenhistogramm des Datensatzes D_{30} nach Optimierung der Selektionskriterien anhand der gesamten verfügbaren Daten

Selektionskriterium	Subdatensatz D_{30} I	Subdatensatz D_{30} II
$p_{D_s, \min}$	$3,66 \text{ GeV}/c$	$3,83 \text{ GeV}/c$
$p_{\pi, \min}$	$616 \text{ MeV}/c$	$588 \text{ MeV}/c$
π_{DCH} -Signal	gefordert	gefordert
$m_{\max}(D_s^* - D_s)$	$5,37 \text{ MeV}/c^2$	$6,60 \text{ MeV}/c^2$
$m_{DIRC, \pi, \max}(p_\pi)$	$0,145/c \cdot p_\pi + 0,749 \text{ GeV}/c^2$	$0,139/c \cdot p_\pi + 0,087 \text{ GeV}/c^2$

Tabelle A.15: Als Ergebnis der Optimierung erhaltene Selektionskriterien für die beiden Subdatensätze des Datensatzes D_{30}

Datensatz	D_{30} I para	D_{30} II para
N_s	297 ± 21	262 ± 20
N_u	99 ± 6	90 ± 6
N_s/N_u	$3,0 \pm 0,31$	$2,88 \pm 0,31$
D	223 ± 21	194 ± 19
Schwerpunkt	$(1,96646 \pm 0,00065) \text{ GeV}/c^2$	$(1,96731 \pm 0,00059) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(8,28 \pm 0,71) \text{ MeV}/c^2$	$(7,11 \pm 0,69) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.16: Charakteristiken der Signalpeaks in den Massenhistogrammen nach getrennter Optimierung der Selektionskriterien an den zur Optimierung herangezogenen Subdatensätzen D_{30} I und D_{30} II

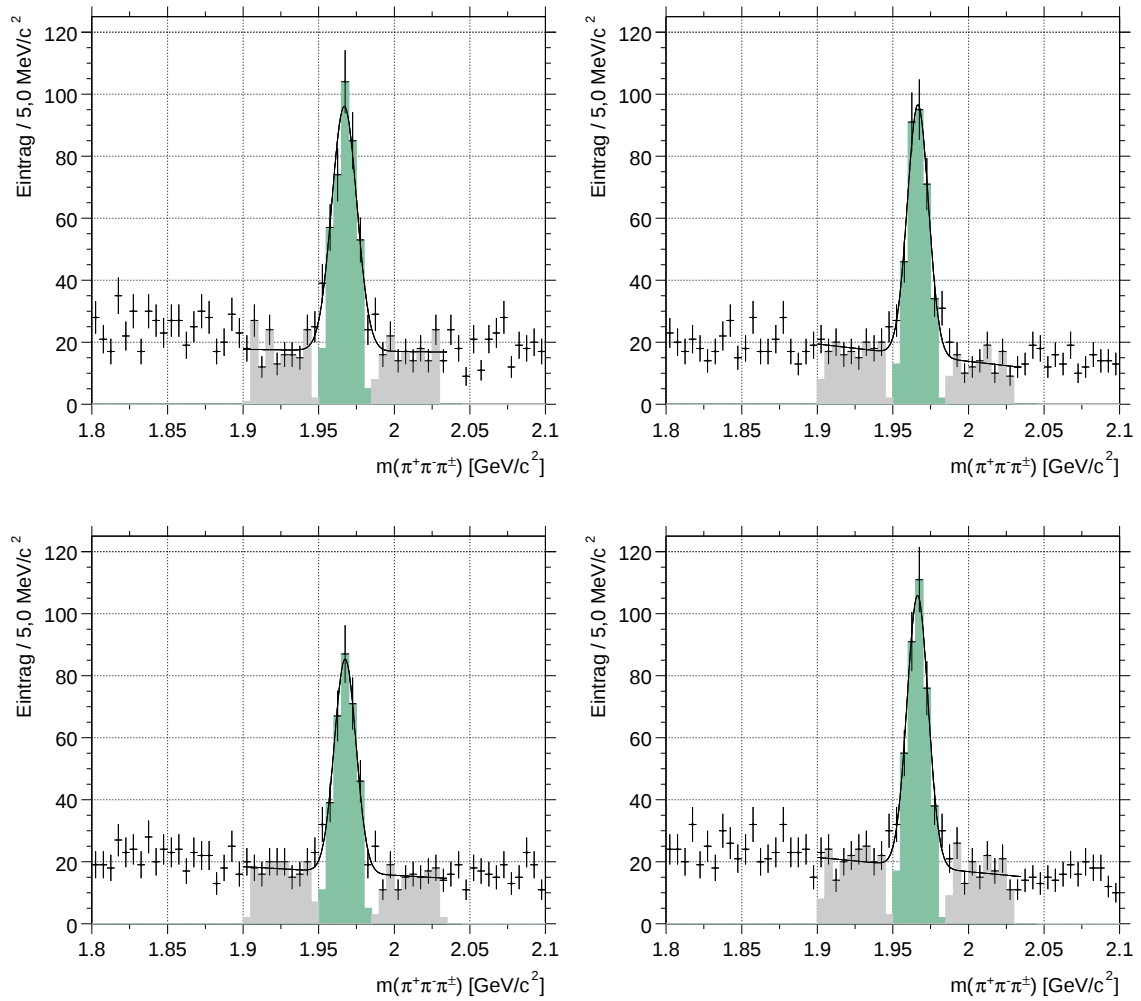


Abbildung A.8: Massenspektren nach Anwendung der getrennt optimierten Selektionskriterien auf die Subdatensätze D_{30} I (links) und D_{30} II (rechts). Die oberen Histogramme resultieren aus der Anwendung der Kriterien auf die zur Optimierung benutzten Subdatensätze, während die unteren Histogramme die Resultate nach Anbringen der Schnitte auf den jeweils orthogonalen Subdatensatz zeigen.

Datensatz	D_{30} I ortho	D_{30} II ortho
N_s	244 ± 19	287 ± 21
N_u	90 ± 5	113 ± 6
N_s/N_u	$2,71 \pm 0,30$	$2,54 \pm 0,26$
D	178 ± 19	206 ± 20
Schwerpunkt	$(1,96667 \pm 0,00065) \text{ GeV}/c^2$	$(1,96683 \pm 0,00058) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(7,50 \pm 0,70) \text{ MeV}/c^2$	$(7,56 \pm 0,65) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.17: Charakteristiken der Signalpeaks in den Massenhistogrammen nach orthogonaler Anwendung der Selektionskriterien auf die Subdatensätze D_{30} I und D_{30} II

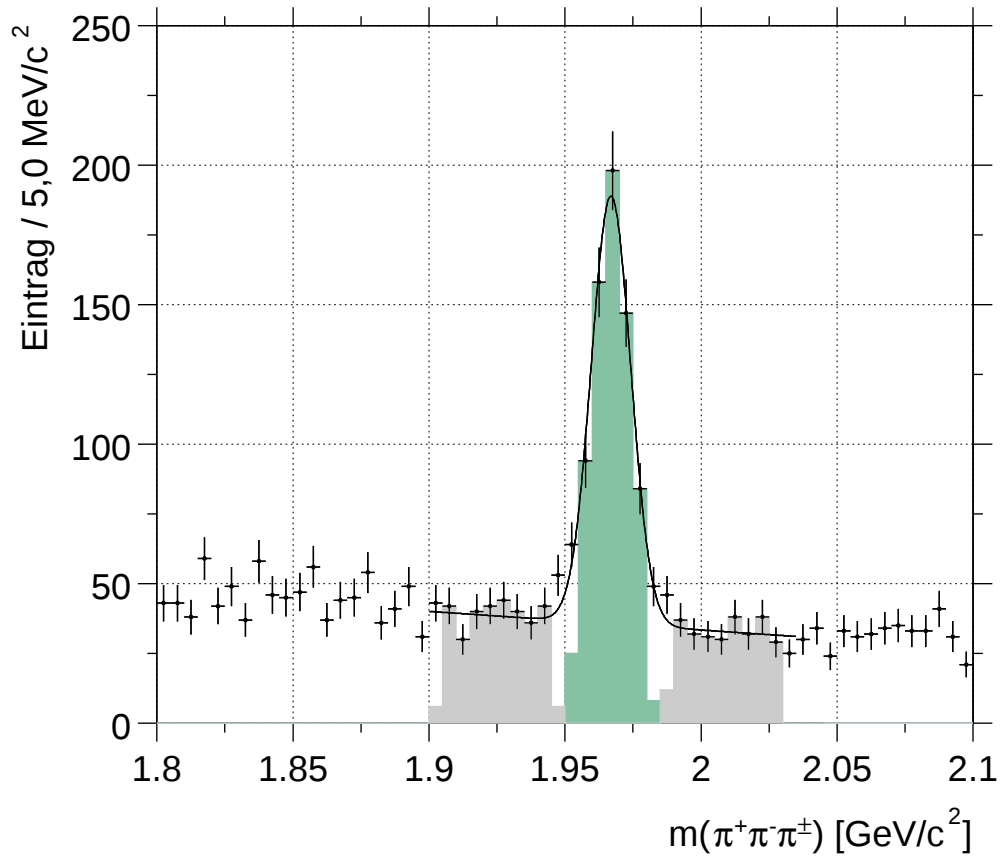


Abbildung A.9: Summenhistogramm als Resultat der orthogonalen Anwendung der getrennt optimierten Selektionskriterien des Datensatzes D_{30}

Datensatz	D_{30} ortho
N_s	531 ± 28
N_u	202 ± 8
N_s/N_u	$2,63 \pm 0,20$
D	385 ± 28
Schwerpunkt	$(1,96678 \pm 0,00044) \text{ GeV}/c^2$
Breite σ	$(7,46 \pm 0,48) \text{ MeV}/c^2$

Tabelle A.18: Charakteristik des Signalpeaks im Massenhistogramm des Datensatzes D_{30} nach orthogonaler Anwendung der bei getrennter Optimierung erhaltenen Selektionskriterien

Anhang B

Dalitz-Plots der Datensätze mit festem Signal zu Untergrund-Verhältnis

Im folgenden sind die Dalitz-Plots der Datensätze D_{03} , D_{15} und D_{30} abgebildet. Für jeden Datensatz sind in den Abbildungen B.1, B.7 und B.13 sowohl Dalitz-Plots der Signalregionen wie die der Seitenbandregionen (s. Kap. 4) gezeigt. Für jeden der drei Datensätze sind darüberhinaus die sich aus der Subtraktion der Dalitz-Plots aus Signal- und Seitenbandregion ergebenden Histogramme angegeben. Auch bei den hier gezeigten Histogrammen wurde auf eine Effizienzkorrektur wegen der aufgrund der durchweg flachen Verteilungen der Rekonstruktionseffizienzen (Abb. B.3, B.9, und B.15) verzichtet. Die Maxima der Effizienzhistogramme der einzelnen Datensätze sind im Verhältnis der aus den Messdaten rekonstruierten Signalereignisse, bezogen auf 1 beim Datensatz D_{03} , skaliert.

Alle Dalitz-Plots sind symmetrisiert, da je zwei der aus dem betrachteten D_s -Zerfall stammenden Pionen gleiche elektrische Ladung tragen und somit ununterscheidbar sind.

Schliesslich sind zu jedem Datensatz die $\pi^+\pi^-$ -, $\pi^+\pi^+$ - und $\pi^-\pi^-$ -Projektionen der Histogramme abgebildet (Abb. B.4, B.5, B.6, B.10, B.11, B.12, B.16, B.17 und B.18).

Die Anzahlen an rekonstruierten Ereignissen des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ ergeben sich zu 3887 ± 149 , 1399 ± 52 bzw. 531 ± 28 für die Datensätze D_{03} , D_{15} bzw. D_{30} .

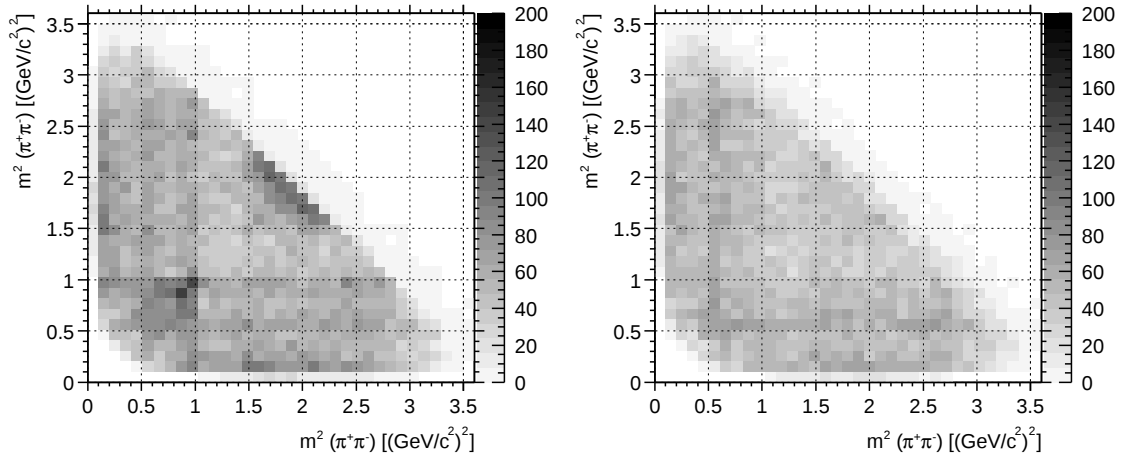


Abbildung B.1: Dalitz-Plots der Signal- (links) und Seitenbandregion (rechts) des Datensatzes D_{03}

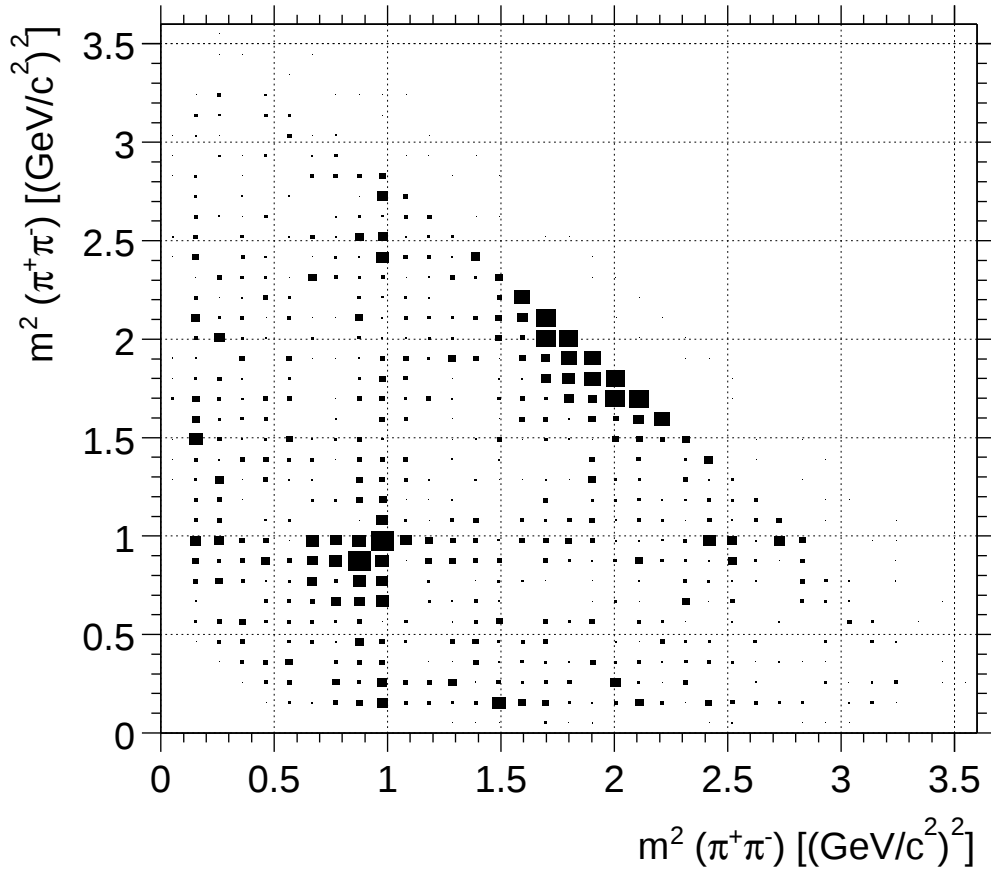


Abbildung B.2: Seitenbandsubtrahierter Dalitz-Plot des Datensatzes D_{03}

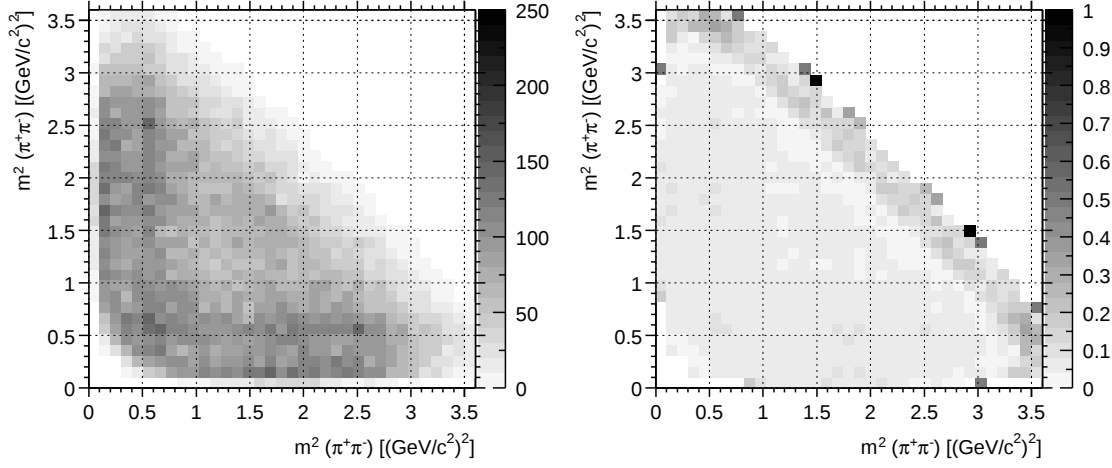


Abbildung B.3: Dalitz-Plot der Monte Carlo-Ereignisse des Datensatzes D_{03} (links) und die Verteilung der entsprechenden Rekonstruktionseffizienz (rechts)

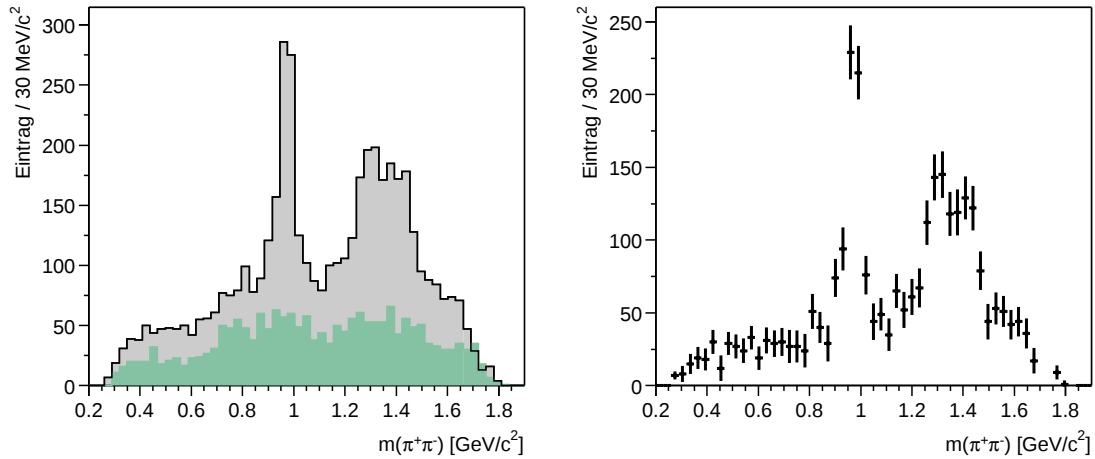


Abbildung B.4: $\pi^+\pi^-$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{03} : links die Histogramme der Signal- und Seitenbändeinträge, rechts die seitenbandsubtrahierte Projektion

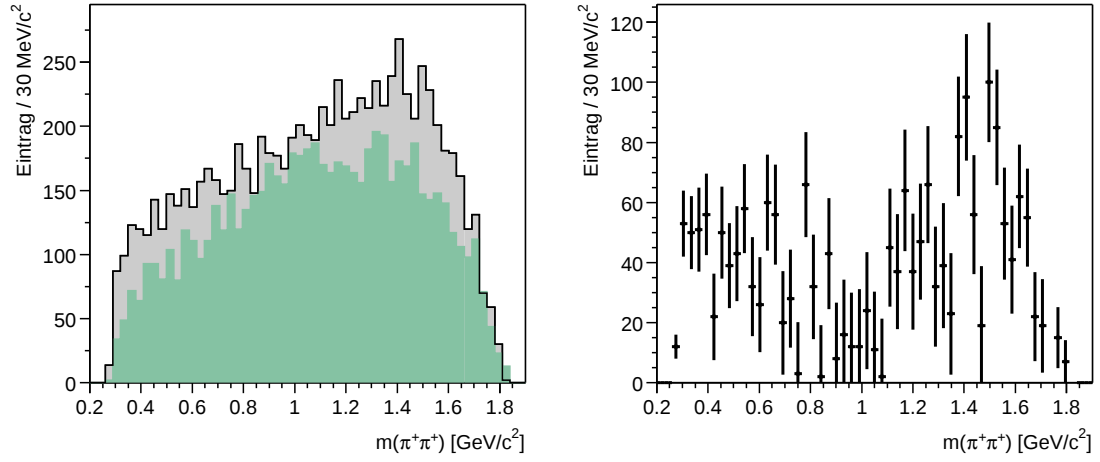


Abbildung B.5: $\pi^+\pi^+$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{03} : links die Histogramme der Signal- und Seitenbandeinträge, rechts die seitenbandsubtrahierte Projektion

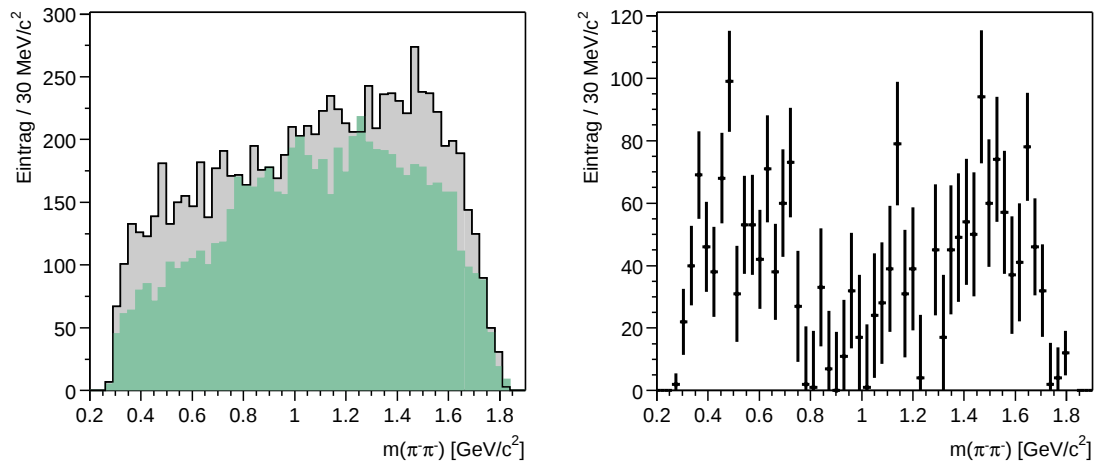


Abbildung B.6: $\pi^-\pi^-$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{03} : links die Histogramme der Signal- und Seitenbandeinträge, rechts die seitenbandsubtrahierte Projektion

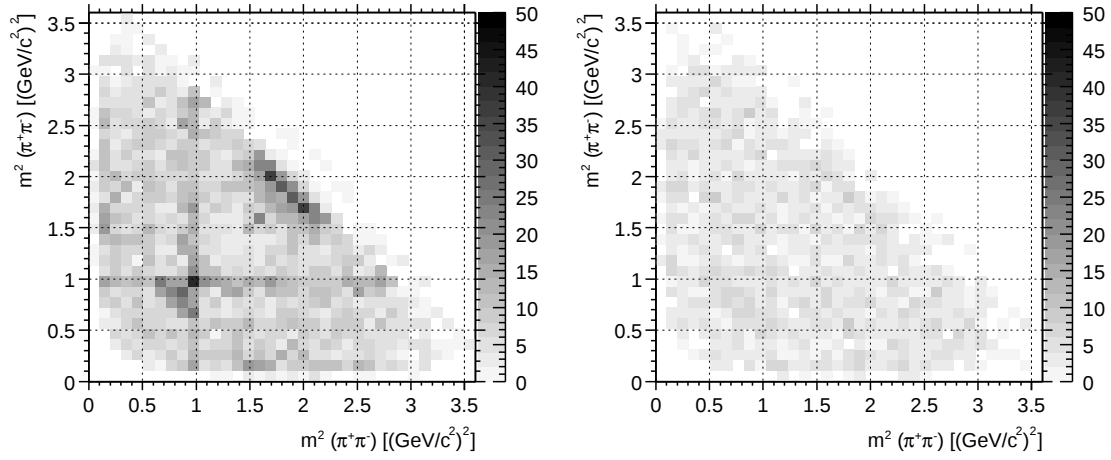


Abbildung B.7: Dalitz-Plots der Signal- (links) und Seitenbandregion (rechts) des Datensatzes D_{15}

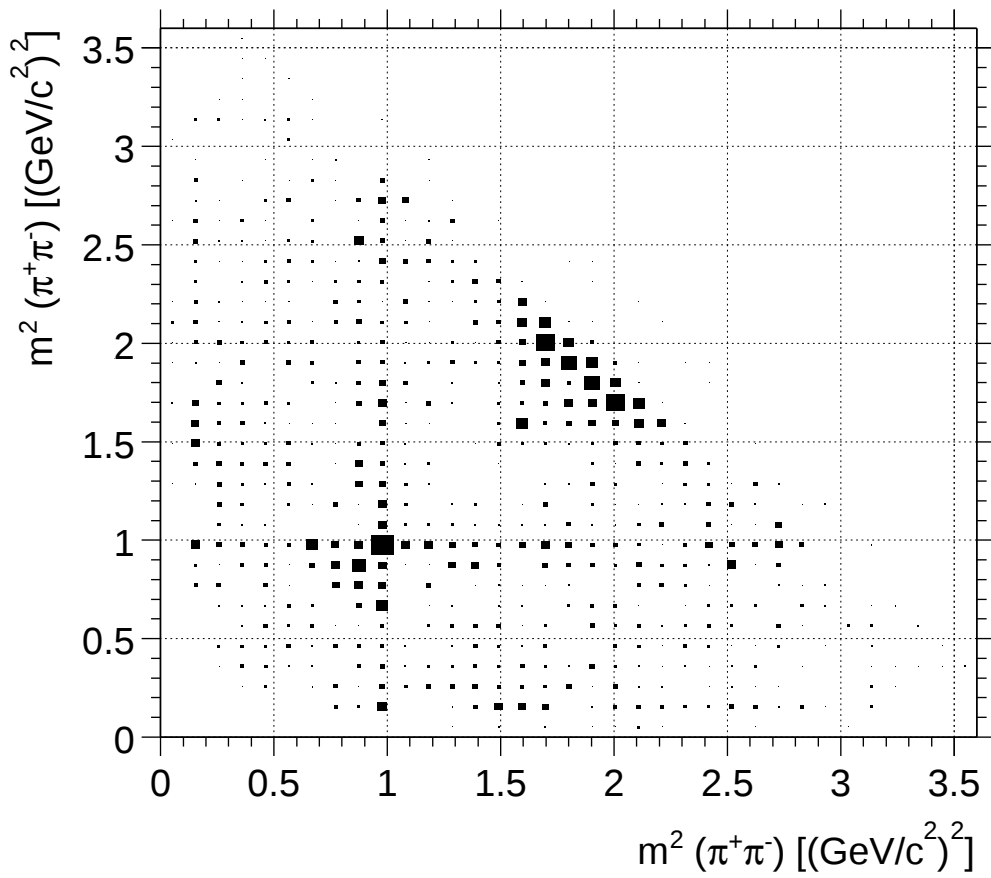


Abbildung B.8: Seitenbandsubtrahierter Dalitz-Plot des Datensatzes D_{15}

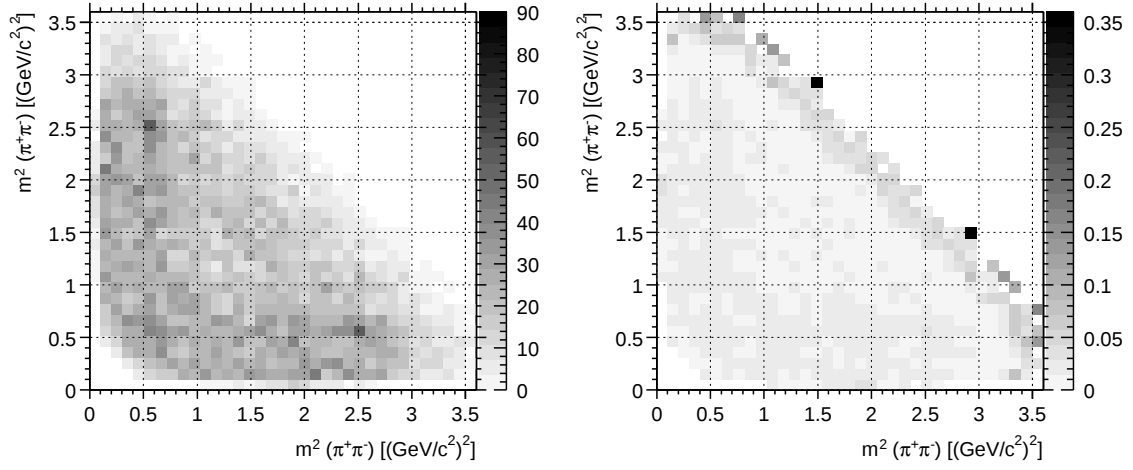


Abbildung B.9: Dalitz-Plot der Monte Carlo-Ereignisse des Datensatzes D_{15} (links) und die Verteilung der entsprechenden Rekonstruktionseffizienz (rechts)

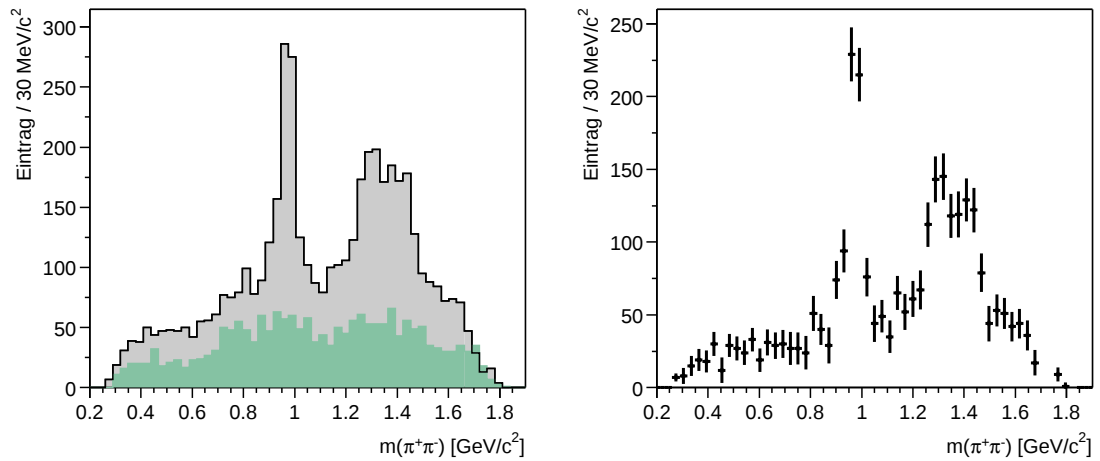


Abbildung B.10: $\pi^+\pi^-$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{15} : links die Histogramme der Signal- und Seitenbändeinträge, rechts die seitenbandsubtrahierte Projektion

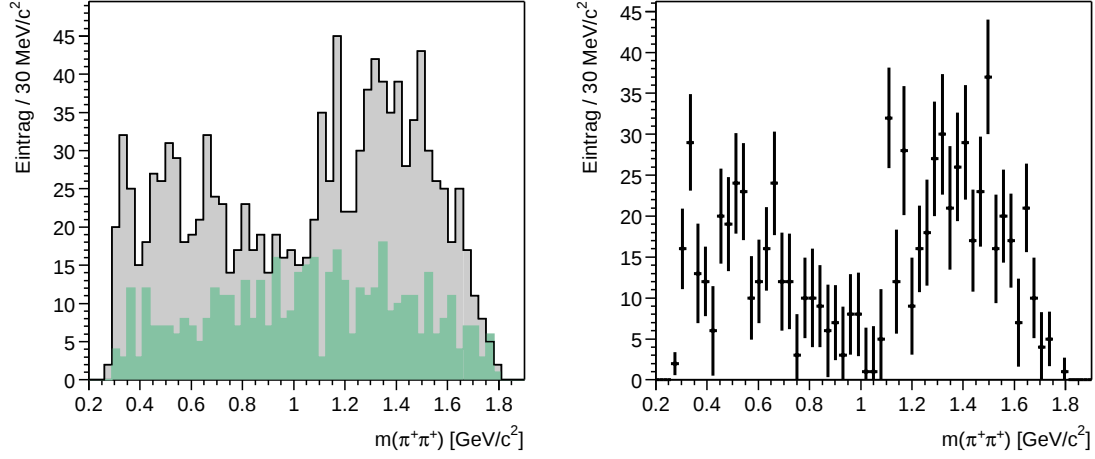


Abbildung B.11: $\pi^+\pi^+$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{15} : links die Histogramme der Signal- und Seitenbandeinträge, rechts die seitenbandsabgezogene Projektion

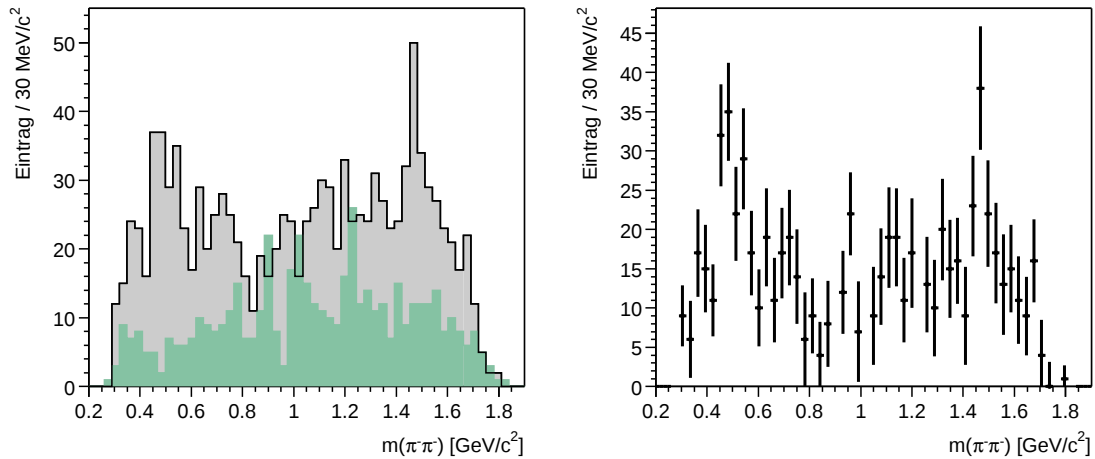


Abbildung B.12: $\pi^-\pi^-$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{15} : links die Histogramme der Signal- und Seitenbandeinträge, rechts die seitenbandsabgezogene Projektion

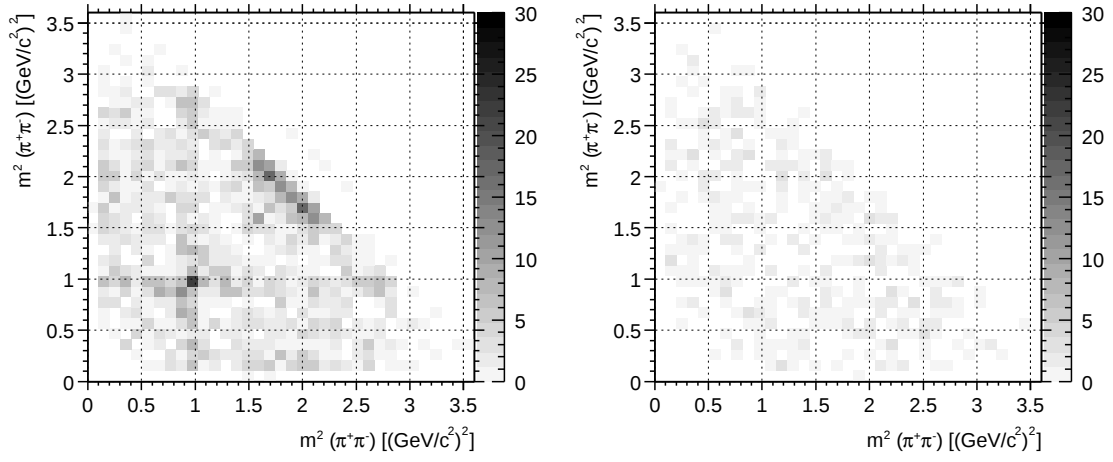


Abbildung B.13: Dalitz-Plots der Signal- (links) und Seitenbandregion (rechts) des Datensatzes D_{30}

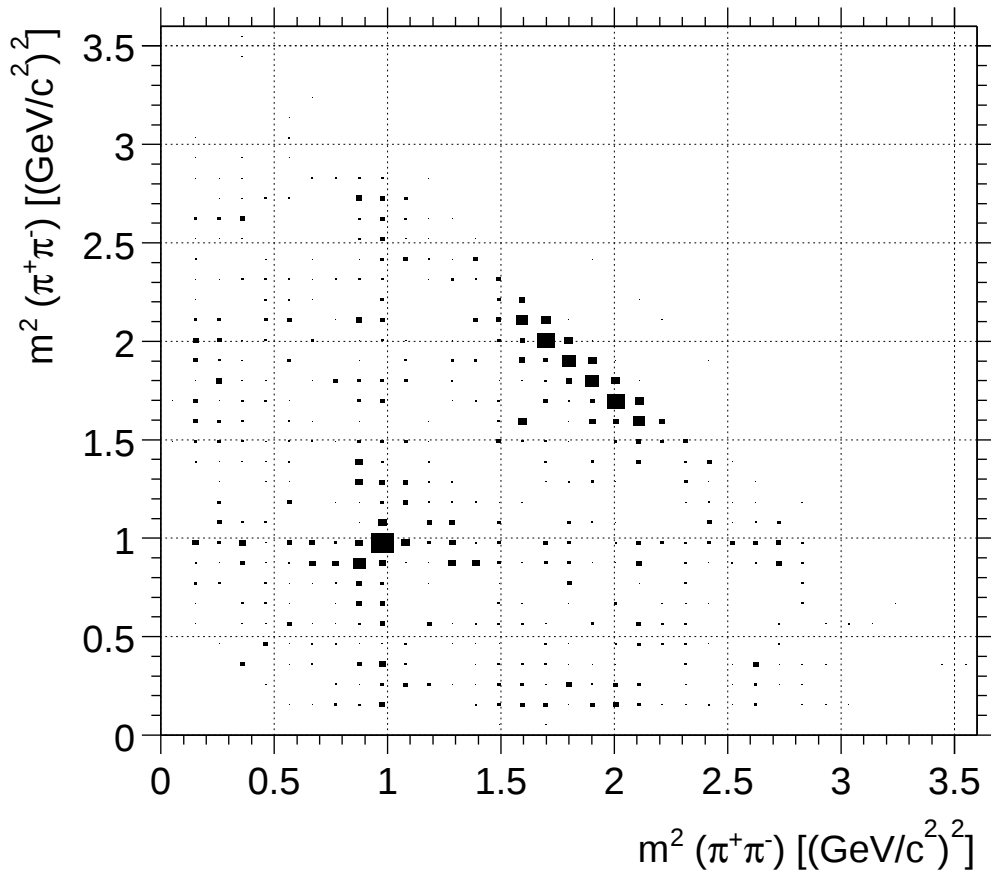


Abbildung B.14: Seitenbandsubtrahierter Dalitz-Plot des Datensatzes D_{30}

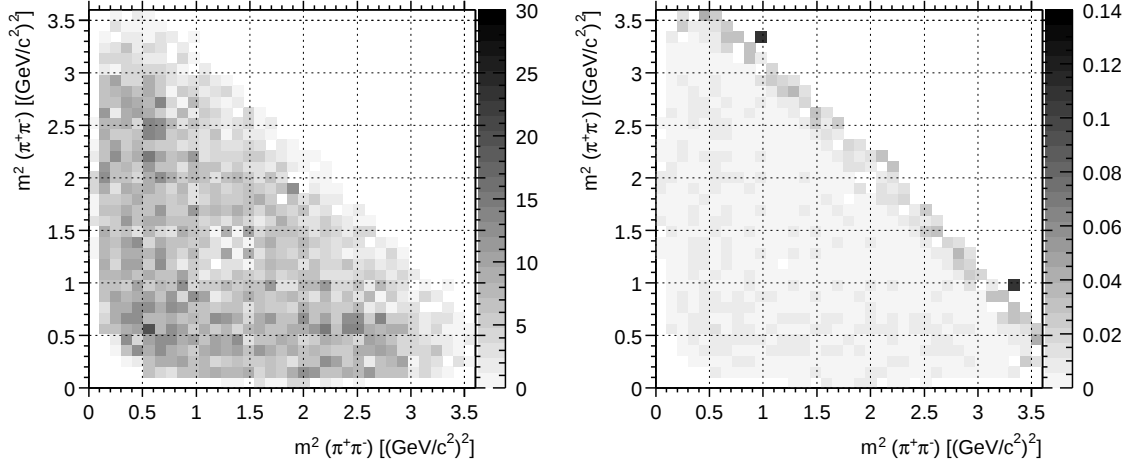


Abbildung B.15: Dalitz-Plot der Monte Carlo-Ereignisse des Datensatzes D_{30} (links) und die Verteilung der entsprechenden Rekonstruktionseffizienz (rechts)

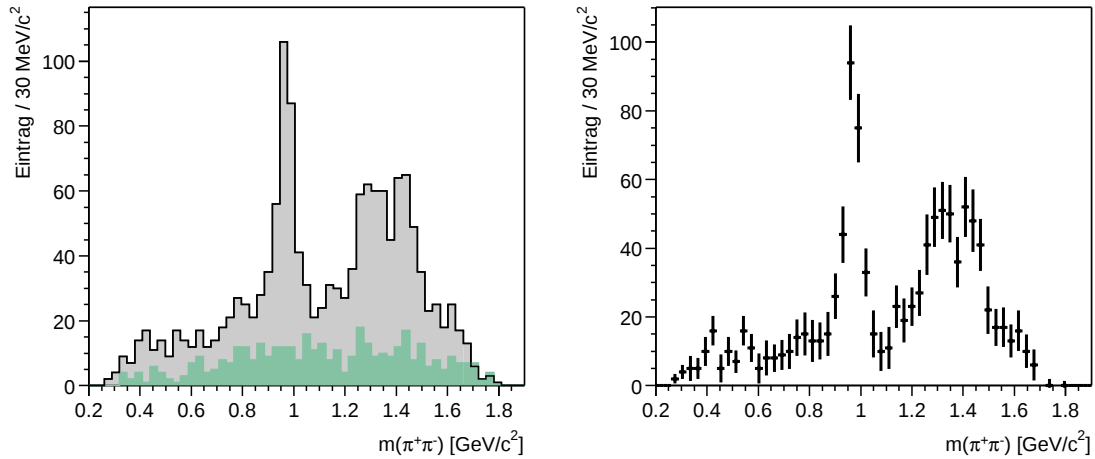


Abbildung B.16: $\pi^+\pi^-$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{30} : links die Histogramme der Signal- und Seitenbandeinträge, rechts die seitenbandsubtrahierte Projektion

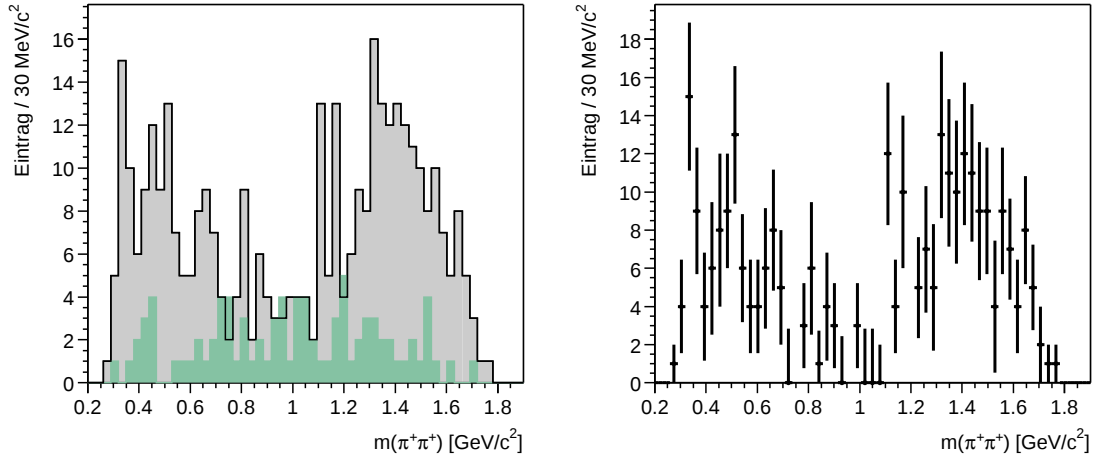


Abbildung B.17: $\pi^+\pi^+$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{30} : links die Histogramme der Signal- und Seitenbandeinträge, rechts die seitenbandsubtrahierte Projektion

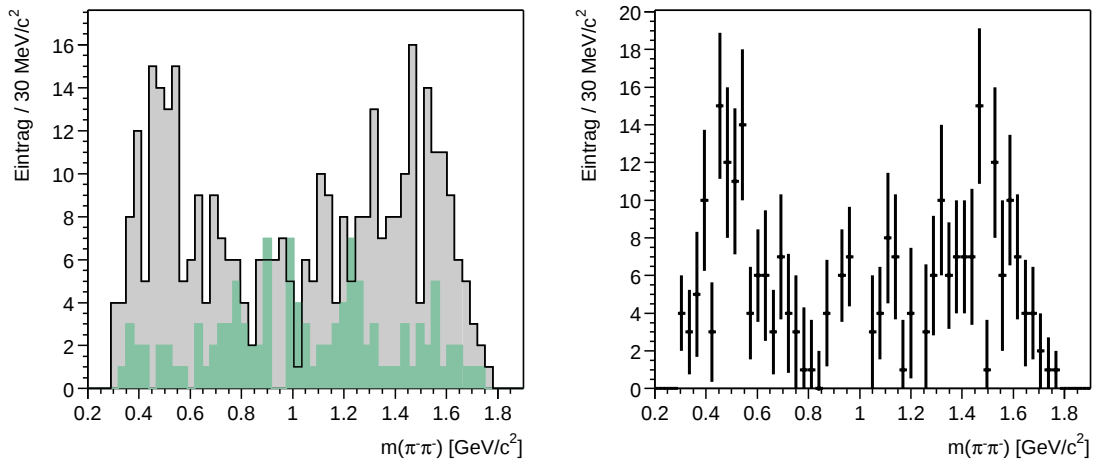


Abbildung B.18: $\pi^-\pi^-$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{30} : links die Histogramme der Signal- und Seitenbandeinträge, rechts die seitenbandsubtrahierte Projektion

Anhang C

Eine durchstimmbare Lichtquelle für das BABAR-Lichtpulsersystem

Bei der Rekonstruktion des Zerfallskanals $D_s^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ wurde im Hinblick auf die Unterdrückung von Untergrundereignissen der Umstand ausgenutzt, dass über 60 % aller in der $c\bar{c}$ -Fragmentation auftretenden D_s -Mesonen aus dem Zerfall $D_s^* \rightarrow D_s \gamma$ stammen. Die auftretenden Photonen wurden mit Hilfe des elektromagnetischen Kalorimeters nachgewiesen. Als Kontrollinstrument dieser Detektorkomponente wurde ein Lichtpulsersystem installiert, das es gestattet, jeden einzelnen Kristall über eine Anordnung von Lichtwellenleitern mit den Signalen einer Gasentladungslampe zu versorgen.

C.1 Überblick

Das Lichtpulsersystem des BABAR-Detektors dient zur Monitorierung des elektromagnetischen Kalorimeters. Es ist damit möglich, die gesamte Ausleseketten jedes einzelnen Kristalls zu testen. So gehört zu den Aufgaben des Lichtpulsersystems eine regelmäßige Überprüfung aller Kalorimeterkanäle. Daneben lassen sich Veränderungen in der Ausleseketten, wie nachlassende Transmissivität einzelner Kristalle aufgrund von Strahlenschäden, ausmachen. Der Betrieb des Lichtpulsersystems ist unabhängig vom Betriebszustand der Speicherringe möglich. Die Datenaufnahme bei Lichtpulsereinsätzen geschieht mit den selben Algorithmen wie beim regulären Betrieb des Detektors, so daß hieraus gewonnene Resultate direkt übertragen werden können. Die quantitativen Anforderungen an das System sind:

- Veränderungen an den optischen Komponenten (Kristalle, Photodioden) sollen bis auf 1 % genau absolut verfolgt werden können.
- Bei relativen Änderungen soll die Genauigkeit bei mindestens 0,1 % liegen.
- Es soll eine möglichst vollständige Aufnahme von Kennlinien der Ausleseketten im Energiebereich von einigen MeV bis zu $10 GeV$ durchführbar sein.

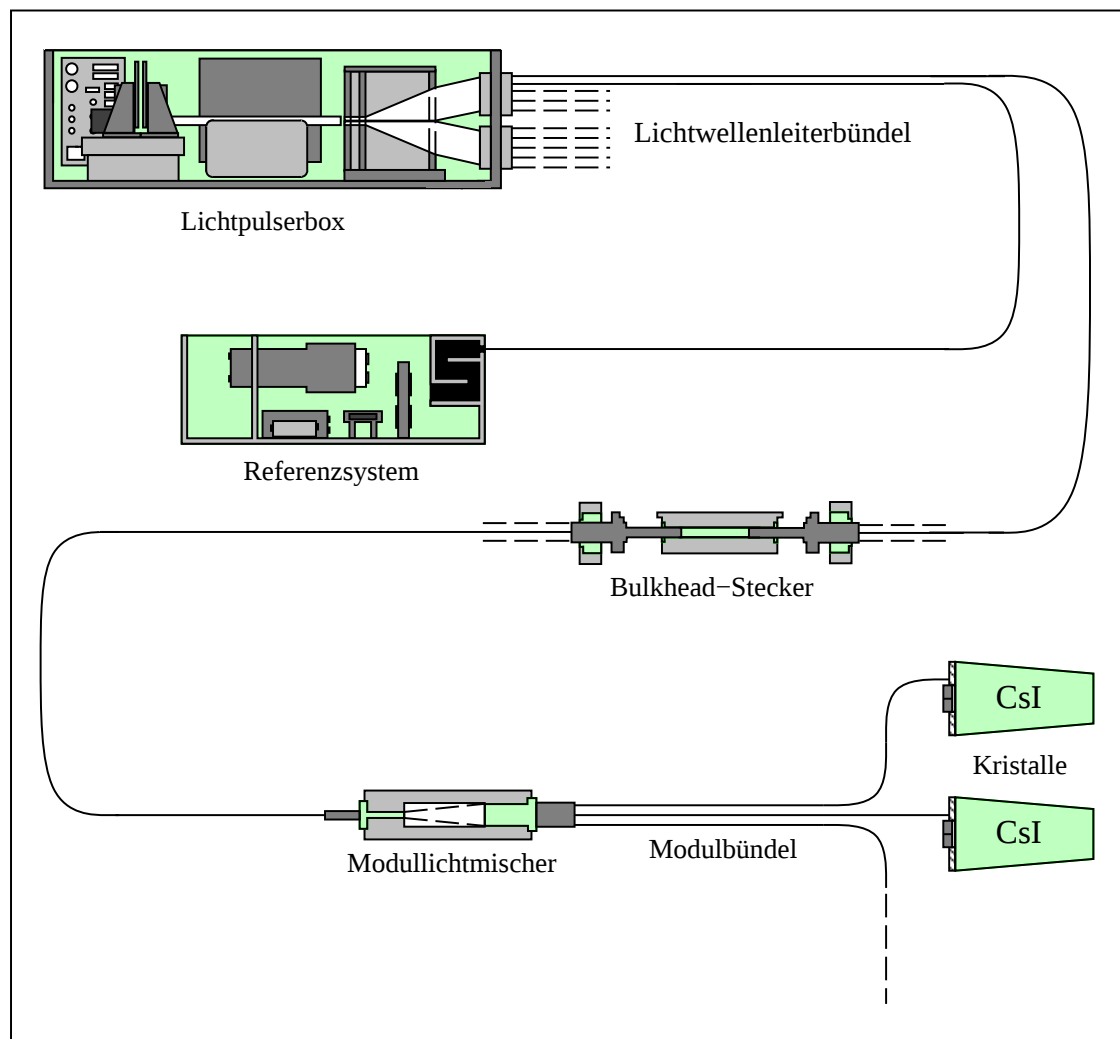


Abbildung C.1: Aufbau des Lichtpulsersystem

Die Umsetzung des letztgenannten Punktes beschränkte sich im Originaldesign des Lichtpulsersystems zunächst auf die Verwendung zweier Filterräder mit einer Aufnahmekapazität von jeweils fünf verschiedenen Filtern. Somit waren 25 Punkte der Auslekennlinie eines jeden Kanals zugänglich. Nach Fertigstellung des BABAR-Kalorimeters stellte sich jedoch heraus, dass die Kennlinien der zur Kristallauslese auf die Photodioden folgende Auslekette die Erwartungen übertreffende Nichtlinearitäten aufweisen [Le 00]. Die Anforderungen an das Lichtpulsersystem wurden daraufhin derart erweitert, dass möglichst die komplette Kennlinie eines jeden Kanals durchfahren werden kann und somit neben der Ladungsinjektion (s. Kap. 2.2.4) ein weiteres, unabhängiges Instrument zur Kennlinienaufnahme zur Verfügung steht. Für die Lichtquelle des Systems bedeutete dies den Übergang von einer lediglich diskret einstellbaren zu einer mit kontinuierlich veränderbarer Intensität.

Einen Überblick über das Lichtpulsersystem gibt Abbildung C.1. Als Lichtquelle befinden sich Xenon-Gasentladungslampen vom Typ Hamamatsu L4633, jeweils für

Kalorimeterfass und -endkappe getrennt, in je einer Aluminiumbox. Die Auswahl der Lichtquelle geschah im Hinblick auf einen soweit wie möglich der Pulsform des Szintillationslichtes entsprechenden zeitlichen Verlauf der Entladung [He 98]. Das Licht gelangt über ein Lichtwellenleiterbündel zur Rückseite eines jeden Kristalls des Kalorimeters sowie zu einem Referenzsystem [Le 00], das die Normierung der jeweils eingestellten Lichtintensität gestattet. Zwischen Lichtquelle und den die Kristalle versorgenden Lichtwellenleitern befinden sich ein Diffusor sowie ein Plexiglasquader zur Lichtmischung. Diese sorgen neben einer möglichst homogenen Ausleuchtung aller Lichtleitfasern vor allem für von der eingestellten Lichtstärke unabhängige Intensitätsverhältnisse einzelner Kanäle zueinander. Eine detaillierte Beschreibung des Lichtpulsersystems, seines Aufbaus sowie seine Integration in die BABAR-Slow Control findet sich in [Le 00].

C.2 Variation der Lichtintensität

Das Licht der Gasentladungslampen wird zunächst mit Hilfe von Spektralfiltern auf einen dem Szintillationslicht von CsI(Tl) entsprechenden Wellenlängenbereich beschränkt. Der niederenergetische Anteil wird dabei von einem Infrarotfilter (Oriel 455FG03), kurzwelliges Licht mit einem UV-Filter (Oriel 775FW82) ausgeblendet.

Die für die geforderte Durchstimmbarkeit der Intensität denkbaren Abschwächungsarten sind:

- Variation des Abstandes zwischen Lichtquelle und Lichtmischer,
- Änderung der für die Gasentladung innerhalb der Lampe notwendigen Hochspannung (eventuell in Verbindung mit diskreten Filtern)
- Verwendung eines kontinuierlich veränderbaren Filters

Voraussetzung für alle in Betracht kommenden Verfahren ist, dass sie den Intensitätsverlauf der einzelnen Lichtblitze nicht ändern. Diese Forderung resultiert aus der Tatsache, dass die Zeitkonstanten für die Pulsformung bei den zur Kristallauslese verwendeten Vorverstärkern abweichend von denen der Verstärker im Referenzsystem sind. Während die Kalorimetervorverstärker mit 250 ns Shaping-Zeit auf die Verarbeitung hoher Datenraten ausgelegt sind und das Signal zu Rausch-Verhältnis in der anschliessenden Verarbeitung mittels digitaler Filter verbessert wird, formen die Referenzsystemverstärker, die neben den Lichtpulsen noch die Signale zweier radioaktiver Quellen (^{241}Am und ^{148}Gd) zwecks Normierung aufnehmen, die Pulse mit einer Zeitkonstanten von 3 μs . Eine Normierung der Lichtintensitäten auf das Referenzsystem ist daher nur bei konstanter Pulsform möglich.

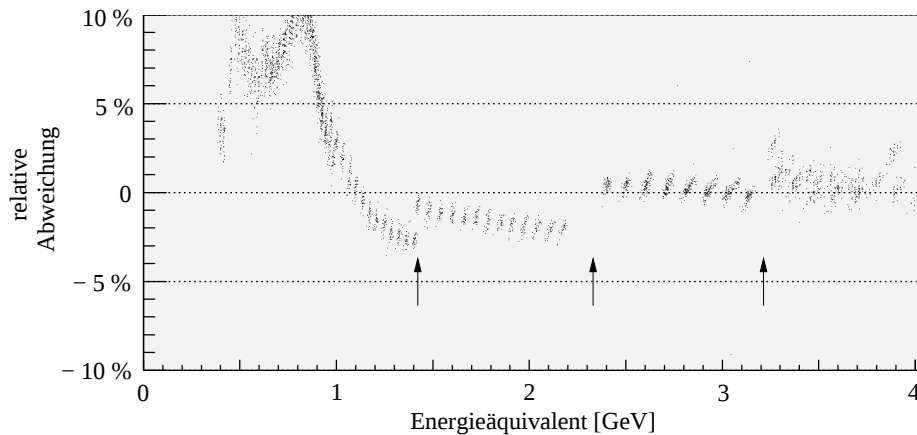


Abbildung C.2: Nichtlinearität der Ausleseketten eines der Kalorimeterkristalle, aufgenommen mit Hilfe des Lichtpulsersystems und kombinierter Abschwächung durch diskrete Filter und Variation der Lampenhochspannung. Aufgetragen ist die relative Abweichung der Ausleseketten eines Kristalls von einer linearen Kennlinie. Mit einem Pfeil gekennzeichnete Energieäquivalente entsprechen den Punkten, an denen die Hochspannung um 100 V geändert wurde.

C.2.1 Abstandsvariation

Diese Abschwächungsmethode bietet den Vorteil, dass keinerlei Eingriff in die Gasentladung notwendig ist. Veränderungen der Lichtpulsformen sind somit ausgeschlossen. Allerdings verändert sich mit dem Abstand die Winkelverteilung des in die nachfolgende Komponente eingestrahlt Lichtes. Für eine Abstandsvariation zwischen Lichtmischer und Lichtwellenleiter ist eine Intensitätsunabhängigkeit der Verhältnisse von in verschiedene Fasern eingekoppelten Lichtmengen daher nicht zu erwarten. Anders sähe es aus, veränderte man den Abstand zwischen Blitzlampe und Lichtmischer. Eine hinreichend gute Mischung vorausgesetzt, sollten die intensitätsabhängig unterschiedlichen Winkelverteilungen des Lichtes beim Eintritt in den Lichtmischer keinen Einfluss auf die Intensitätsverteilung an der Austrittsfläche desselben haben. Nun ist aber das die Mischungsgüte bestimmende Verhältnis von Stirnfläche zu Länge bei den verwendeten quaderförmigen Lichtmischern nicht beliebig wählbar.¹ Zunächst liegt durch die Abmessungen der Faserbündel die Mindestquerschnittsfläche der Mischer fest. Die Qualität der Mischung hängt dann nur noch von der Lichtmischerlänge ab. Mit wachsender Lichtmischerlänge steigen andererseits die Absorptionsverluste innerhalb des Lichtmischers an. Im Hinblick auf die erzielbare Maximalintensität ist daher auch der Lichtmischerlänge eine obere Grenze gesetzt, sofern sie nicht schon konstruktionsbedingt limitiert ist.

¹Ein Quader als optimale Lichtmischergeometrie ergab sich im Verlauf des Aufbaus eines Lichtpulsersystems am Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum 1998 [De 98], [He 98].

Spannung	Anstiegszeit	Abfallszeit	Breite
700 V	2,3 μs	8,8 μs	6,4 μs
800 V	2,3 μs	8,6 μs	6,3 μs
900 V	2,3 μs	6,7 μs	5,9 μs
1000 V	2,1 μs	6,4 μs	5,4 μs

Tabelle C.1: Parameter der Lampenpulsformen bei verschiedenen Hochspannungen

C.2.2 Hochspannungsänderung

Eine weitere Möglichkeit der Intensitätsvariation besteht in der Veränderung der der Blitzlampe zugeführten Hochspannung, solange die Pulsform dabei unverändert bleibt. Die für die Entladung zur Verfügung stehende Energie ist abhängig von der Kapazität der Kondensatoren innerhalb des die Lampe versorgenden Hochspannungsnetzteils sowie von der angelegten Hochspannung:

$$E = \frac{1}{2}CU^2 \quad (C.1)$$

Bewegt man sich in dem vom Hersteller Hamamatsu angegebenen Betriebsspannungsbereich zwischen 700 V und 1000 V sind allerdings nur Abschwächungen bis etwa 50 % erreichbar, was bei dem abzudeckenden Energiebereich bei weitem nicht ausreicht. Diese kontinuierliche Abschwächungsmethode ist daher nur in Kombination mit anderen, z.B. der zusätzlichen Verwendung diskreter Filter, einsetzbar.

Nachdem sich in den ersten Monaten des Detektoreinsatzes herausstellte, dass neben den mit den Filterrädern realisierbaren 25 Messpunkten zusätzliche Feinabstufungen der Intensität notwendig sind, wurde zunächst genau diese Kombination von Filterabschwächung und Hochspannungsvariation getestet. Die Methode war ohne irgendwelche Eingriffe in das System unmittelbar realisierbar, da die Hochspannungsmodule Harshaw HV-25A ohnehin mittels einer von aussen zugeführten Steuerspannung in ihrer Ausgangsspannung fernbedienbar ausgelegt sind.

Die Resultate der auf dieser Basis durchgeführten Lichtpulserruns zeigen jedoch Artefakte, die der Hochspannungsänderung zugeschrieben werden müssen. In Abbildung C.2 ist die relative Abweichung der Ausleseketten eines der Kristalle des Kalorimeters von einer linearen Kennlinie, aufgenommen mit dem Lichtpulsersystem bei kombinierter Filter- und Hochspannungsvariation, dargestellt. Neben dem globalen nichtlinearen Verlauf zeigen sich charakteristische Sprünge immer dann, wenn von einer angefahrenen Filterposition aus die Hochspannung um jeweils 100 V zurückgenommen wurde. Die Ursache der extremen Nichtlinearität im niederenergetischen Bereich der Verteilung waren Probleme mit den Umschaltsschwellen der CARE-Chips (siehe Kap. 2.2.4). Sie konnten nach ihrem Auffinden mit Hilfe des Lichtpulsersystems beseitigt werden. Jeder Punkt der Verteilung entspricht dabei einem auf das Referenzsystem normierten Lampenblitz, wobei 50 Punkte pro gewählter Lichtinten-

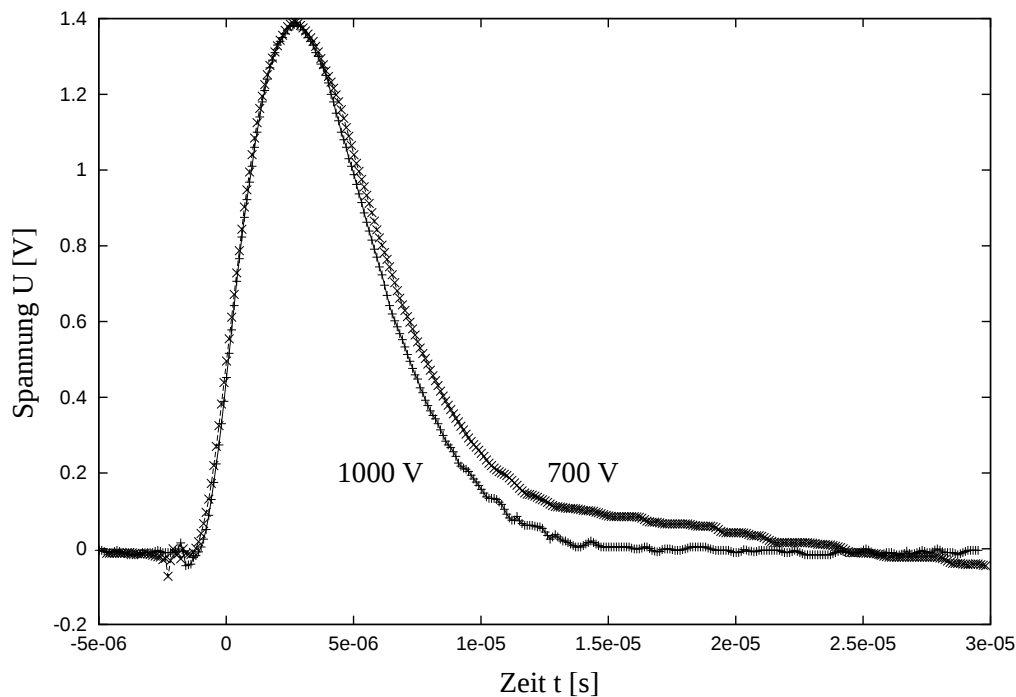


Abbildung C.3: Pulsformen des Lampenlichtes bei 700 V und 1000 V. Die Kurven sind zum Vergleich der Pulsformen auf gleiche Maxima skaliert.

sität aufgenommen wurden. Die Ausdehnung der Verteilung bei der jeweils gewählten Intensität entspricht in Richtung der Abszisse den Intensitätsschwankungen der Lampe, während sie in Ordinatenrichtung durch das Rauschen der Ausleseelektronik bedingt ist. Im Labor durchgeführte Messungen ergaben eine von der Hochspannung abhängige Form der von der Lampe generierten Lichtpulse. Diese wurden mit Hilfe eines Photomultipliers (Philips XP2020) und eines 400 MHz-Digitaloszilloskop (Hewlett Packard 54542 A) aufgenommen. In Tabelle C.1 sind die Pulsformparameter bei Hochspannungen zwischen 700 V und 1000 V aufgeführt. Abbildung C.3 stellt die gemessenen Pulsformen bei Hochspannungen von 700 V bzw. 1000 V gegenüber. Während die Anstiegszeit in allen Fällen etwa gleich ist, verringern sich Abfallszeit und Pulsbreite mit zunehmender angelegter Hochspannung. Eine Pulsformänderung führt aber, wie oben ausgeführt, zu Problemen bei der Behandlung der Signale mit unterschiedlichen Zeitkonstanten in Kalorimeter- und Referenzsystemelektronik. Ein Verändern der der Lampe zugeführten Hochspannung ist daher kein geeigneter Mechanismus zur Intensitätsabschwächung der Lichtquelle im Lichtpulsersystem.

C.2.3 Kontinuierlich veränderbares Filter

Ein kontinuierlich veränderbares Filter wurde mit Hilfe des aus einem Paar Silikatglasfilter bestehenden Systems 31W00MP-ML.1 des Herstellers Newport realisiert.

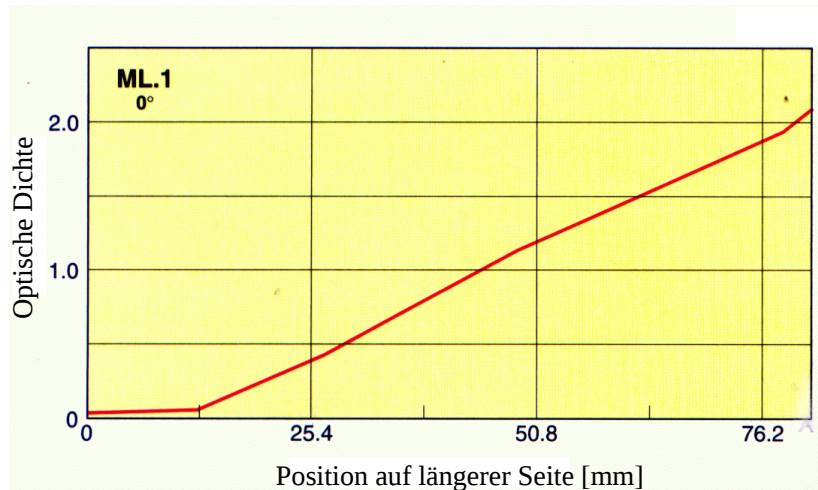


Abbildung C.4: Typischer Verlauf der optischen Dichte entlang der längeren Kante eines der Filter [Ne 99]

Jedes der rechteckigen Filter zeigt einen linearen Abschwächungsverlauf entlang seiner längeren Seite. Beide Filter werden gegenläufig in den Strahlengang eingebracht, so dass die durchstrahlte Fläche eine homogene, von der Stellung der Filter abhängige Abschwächung aufweist. Die Abschwächung der einzelnen Filter wird mit einem dünnen Aluminiumfilm zunehmender Dicke auf einer der Filterseiten realisiert, während auf die jeweils andere Seite eine Antireflexbeschichtung (Reflektivität $< 0,5\%$ im Wellenlängenbereich von 430 nm bis 700 nm) aufgebracht ist. Das Filtersystem weist einen Verlauf der optischen Dichte von etwa 0,08 bis 2,0 mit einer Abweichung von der Linearität von maximal 5 % auf. (Abb. C.4). Die optische Dichte OD eines Materials ist definiert als der dekadische Logarithmus der Abschwächung A bzw. der negative dekadische Logarithmus der Transmissivität T :

$$OD = \log A = -\log T \quad (\text{C.2})$$

Mit dem Filtersystem lässt sich die Transmissivität somit auf etwa 1,2 % herabsetzen.

C.3 Test der Abschwächungsmechanismen

Zur Untersuchung der einzelnen Abschwächungsverfahren auf ihre Eignung zur Verwendung im BABAR-Lichtpulsersystem, wurden im Labor umfangreiche Messreihen durchgeführt. Nachdem sich die Variation der Lampenhochspannung bereits im Detektorbetrieb als ungeeignetes Mittel der Intensitätsabschwächung herausgestellt hatte, stand noch der Vergleich zwischen Abstandsvariation und dem Einsatz eines kontinuierlich veränderbaren Filters aus.

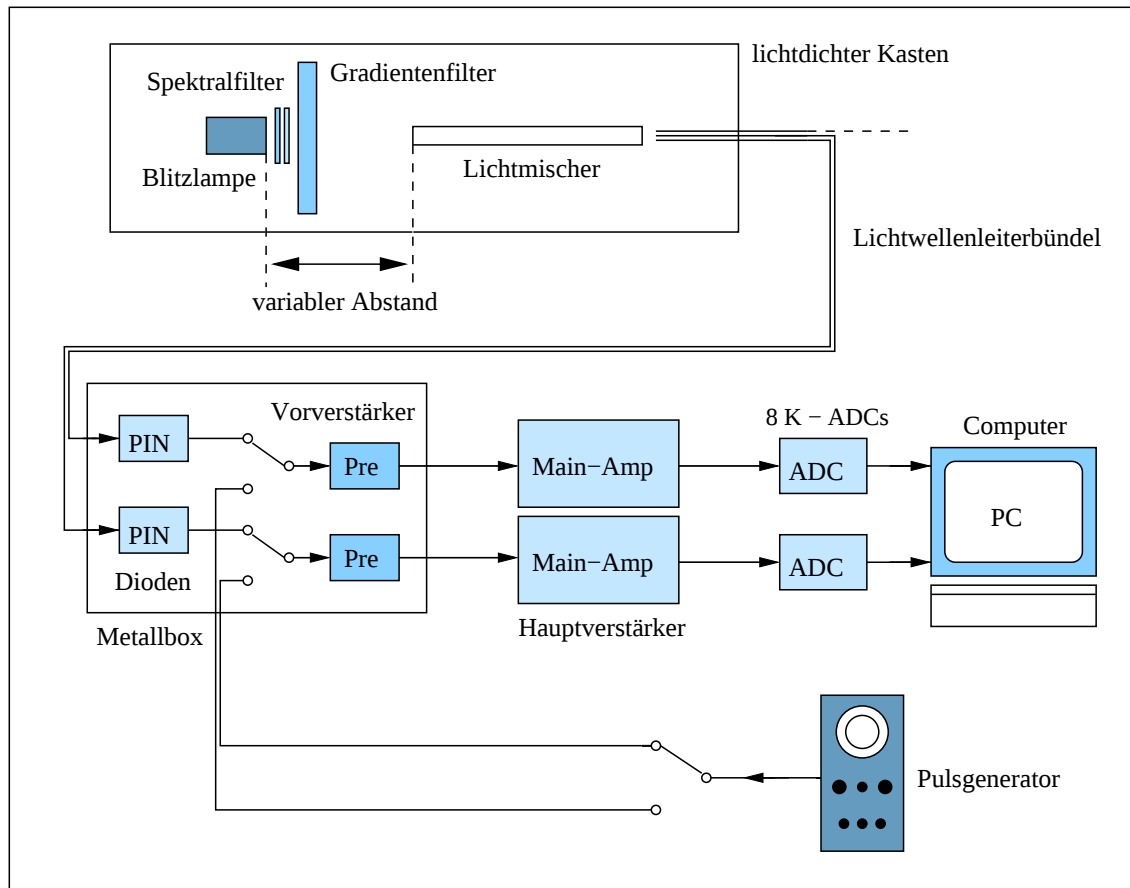


Abbildung C.5: Laboraufbau des Lichtpulsersystems

C.3.1 Laboraufbau

Die Lichtquelle des Laboraufbaus war der des Lichtpulsersystems am SLAC nachempfunden (Abb. C.5). Sie bestand aus einer Hamamatsu-Gasentladungslampe L4633 nebst entsprechender Netzteil- und Triggerelektronik. Die der Lampe zugeführte Hochspannung war innerhalb des herstellereitig vorgegebenen Bereiches frei wählbar. Die Pulsfrequenz wurde mit etwa 14 Hz analog zu der bei Lichtpulserruns am SLAC eingestellten gewählt. Der Wellenlängenbereich des Lampenlichts wurde mit den gleichen Spektralfiltern begrenzt und zur Aufbereitung durch einen Diffusor und Plexiglas-Lichtmischer geleitet, wie sie im Detektor verwendet werden. Zwischen der mit den Spektralfiltern fest verschraubten Blitzlampe und Diffusor und Lichtmischer ließ sich das Gradientenfiltersystem einbringen. Der Abstand zwischen Lampe und Lichtmischer war veränderbar. Hinter dem Lichtmischer angeordnet befand sich ein etwa 5 m langes Lichtwellenleiterbündel mit 8 Fasern, das in seinem Aufbau - bis auf die geringere Länge - exakt den im Detektor zur Versorgung der Kristalle verwendeten entsprach. Am SLAC wird das Kalorimeter modulweise mit Licht versorgt und dieses entsprechend der Anzahl der Kristalle über zusätzliche Lichtmischer innerhalb der Module weiterverteilt (Abb. C.1). Die längeren Fasern, sowie das Aufteilen

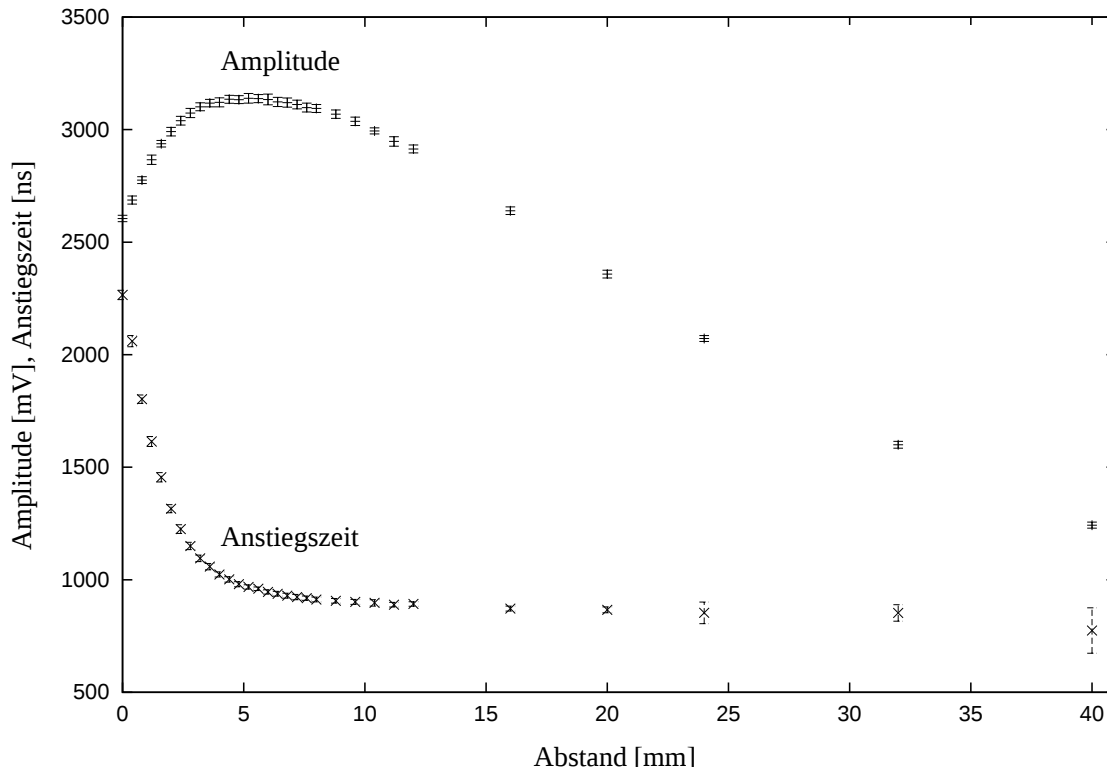


Abbildung C.6: Verlauf von Amplitude und Anstiegszeit der Diodenpulse als Funktion des Abstandes der Diode zum Lichtwellenleiter bei hinreichend hoher Intensität der Lichtquelle

bewirken eine gegenüber dem Laboraufbau zusätzliche Lichtmischung, so dass die erzielten Ergebnisse bezüglich der Stabilität von Intensitätsverhältnissen lediglich eine obere Grenze der beim Detektorbetrieb erreichbaren darstellen. Der gesamte Lichtquellenaufbau befand sich entsprechend dem BABAR-Lichtpulsersystem innerhalb einer lichtdicht verschließbaren Box.

Zur Wandlung der durch die Lichtwellenleiter transportierten Signale standen PIN-Photodioden des Typs Hamamatsu S2744-08 zur Verfügung, wie sie sowohl zur Auslese der Kalorimeterkristalle als auch im Referenzsystem verwendet werden.

Es zeigte sich, dass die Licht zu Ladung-Wandlung dieser Photodioden nur bis zu einer bestimmten Intensitätsdichte auf der Diodenoberfläche linear verläuft. Bringt man eine genügend hohe Lichtintensität mit Hilfe der verwendeten Lichtwellenleiter auf die aktive Diodenfläche und vergrößert zunehmend den Abstand zwischen Faser und Diode so beobachtet man den in Abb. C.6 gezeigten Amplitudenverlauf (obere Kurve). Erwartet hätte man jedoch einen konstanten Verlauf, solange der aus dem Lichtleiter austretende Lichtkegel die Diodenoberfläche vollständig erreicht (bis etwa 7 mm Abstand). Bei darüber hinausgehenden Abständen fällt die Amplitude wie erwartet kontinuierlich, da ein immer geringerer Teil des Lichtes auf die Diode gelangt. Die Amplitude ist bei Abständen von unter 7 mm jedoch nicht konstant. Die

Komponente	Nichtlinearität	Temperaturstabilität
Tennelec TC162	$< 0,10 \%$	$< 50 \text{ ppm}/^{\circ}\text{C}$ (Verstärkung)
Tennelec TC205A	$0,04 \%$	$0,01 \%/^{\circ}\text{C}$ (Verstärkung)
Silena 7420/G	$< 0,15 \%$	$0,002 \%/^{\circ}\text{C}$ (Verstärkung)
BNC PB-4	$\pm 0,03 \%$	$\pm 5 \text{ ppm}/^{\circ}\text{C}$ (Amplitude)

Tabelle C.2: Nichtlinearitäten und Temperaturstabilitäten der verwendeten elektronischen Komponenten (Herstellerangaben)

resultierende Pulshöhe folgt nicht mehr linear der eingestrahlten Intensität, sondern ist abhängig von der Verteilung der Lichtmenge auf der Diodenoberfläche.

Stellt man analoge Messungen bezüglich der Pulsform an, so beobachtet man bei genügend hoher Intensität der Lichtquelle ausserdem eine Abhängigkeit der Anstiegszeit der Pulse vom Abstand zwischen Lichtwellenleiter und Photodiode (Abb. C.6, untere Kurve). Erst bei Abständen von mehr als 10 mm , also bei hinreichend geringen Intensitäten, bleibt die Pulsform konstant.

Aus diesem Grunde wurde das Licht der Fasern nicht direkt auf die Photodioden gegeben, sondern in die rückwärtige Seite eines original BABAR-Kristalls eingekoppelt. Auf derselben Seite des Kristalls wurden die Dioden zur Auslese montiert. Die Bias-Spannung betrug im Laboraufbau 45 V , gegenüber 50 V bei den Auslesedioden am Detektor.

Als Vorverstärker für die Diodensignale wurden Spektroskopievorverstärker des Typs Tennelec TC162 eingesetzt. Photodioden und Vorverstärker befanden sich zur Abschirmung in Metallkästen. Diese Maßnahme war besonders bei Messungen mit sehr schwachen Intensitäten zwingend notwendig, um elektromagnetische Einstreuungen zu minimieren. Zudem wurden alle Messungen im abgedunkelten Labor durchgeführt.

Die Vorverstärkersignale wurden zur weiteren Verstärkung auf Tennelec TC205A-Verstärker gegeben. Als Zeitkonstanten für die Pulsformung wurden $3 \mu\text{s}$ gewählt.

Die Digitalisierung der Hauptverstärkersignale geschah mit 400 MHz 8K-ADCs des Typs Silena 7420/G. Zur Verarbeitung der ADC-Signale wurde ein Messprogramm verwendet, dass die Aufnahme von Histogrammen der einzelnen Kanäle sowie, zu Kontrollzwecken, von Puls zu Puls-Kanalverhältnissen gestattete. Eine die Gleichspannungs-Offsets- und Nichtlinearitäten berücksichtigende Berechnung der Verhältnisse der Histogrammschwerpunkte war erst nach der im folgenden beschriebenen Kalibrierung der Elektronik möglich.

C.3.2 Kalibrierung der Elektronik

Aufgrund der Forderung nach Messung von Intensitätsverhältnissen auf $0,1 \%$ genau, kam dem Abgleich der Messelektronik eine herausragende Bedeutung zu. In Tabel-

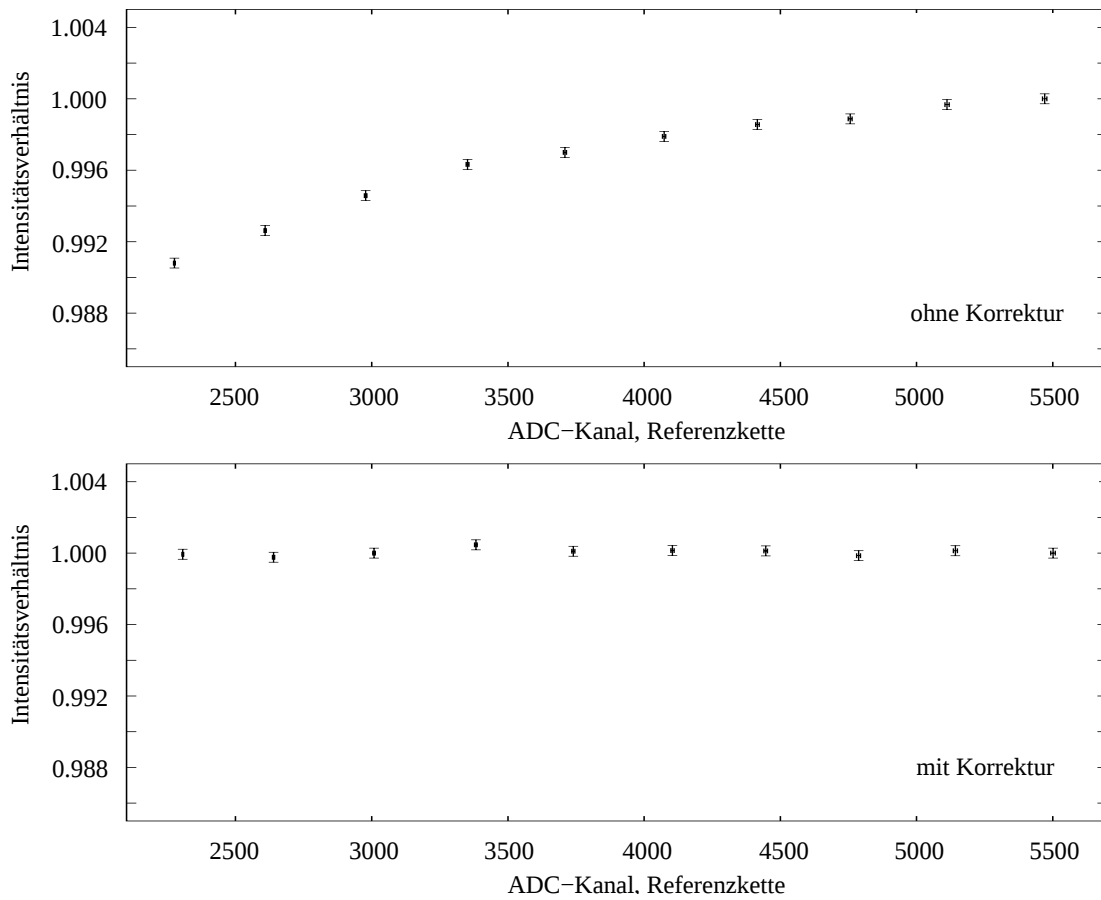


Abbildung C.7: Typischer Verlauf der Intensitätsverhältnisse vor und nach der Korrektur der Gleichspannungsanteile und Nichtlinearitäten der Ausleseketten

le C.2 sind die von den jeweiligen Herstellern angegebenen Nichtlinearitäten und Temperaturstabilitäten der einzelnen Komponenten aufgeführt. Eine Kalibrierung und nachträgliche Berücksichtigung der Nichtlinearität der gesamten Auslesekette bei der Auswertung der Messungen ist daher zwingend erforderlich. Neben den angegebenen Temperaturabhängigkeiten der Verstärkungen der Komponenten, weisen auch die Gleichspannungsanteile in den jeweiligen Ausgangssignalen Abhängigkeiten von der Temperatur auf. Aus diesen Gründen wurden, da kein klimatisiertes Labor für die Messungen zur Verfügung stand, die Komponenten vor jeder Messreihe bereits einige Stunden mit den erforderlichen Betriebsspannungen sowie Signalen aus einem Pulsgenerator versorgt. Überdies waren alle Verstärker und ADCs dem Luftstrom großzügig dimensionierter Lüfter ausgesetzt, um Temperaturgradienten innerhalb der Geräte konstant und möglichst klein zu halten. Die Gleichspannungsanteile in den Ausgangssignalen aller Komponenten wurden vor jeder Messung mit Hilfe eines Oszilloskops weitestgehend eliminiert, da sie untragbare Verzerrungen der Intensitätsverhältniskurven nach sich ziehen (Abb. C.7). Verbliebene Offsets konnten im Laufe der im folgenden beschriebenen Kalibrierung ermittelt und bei der

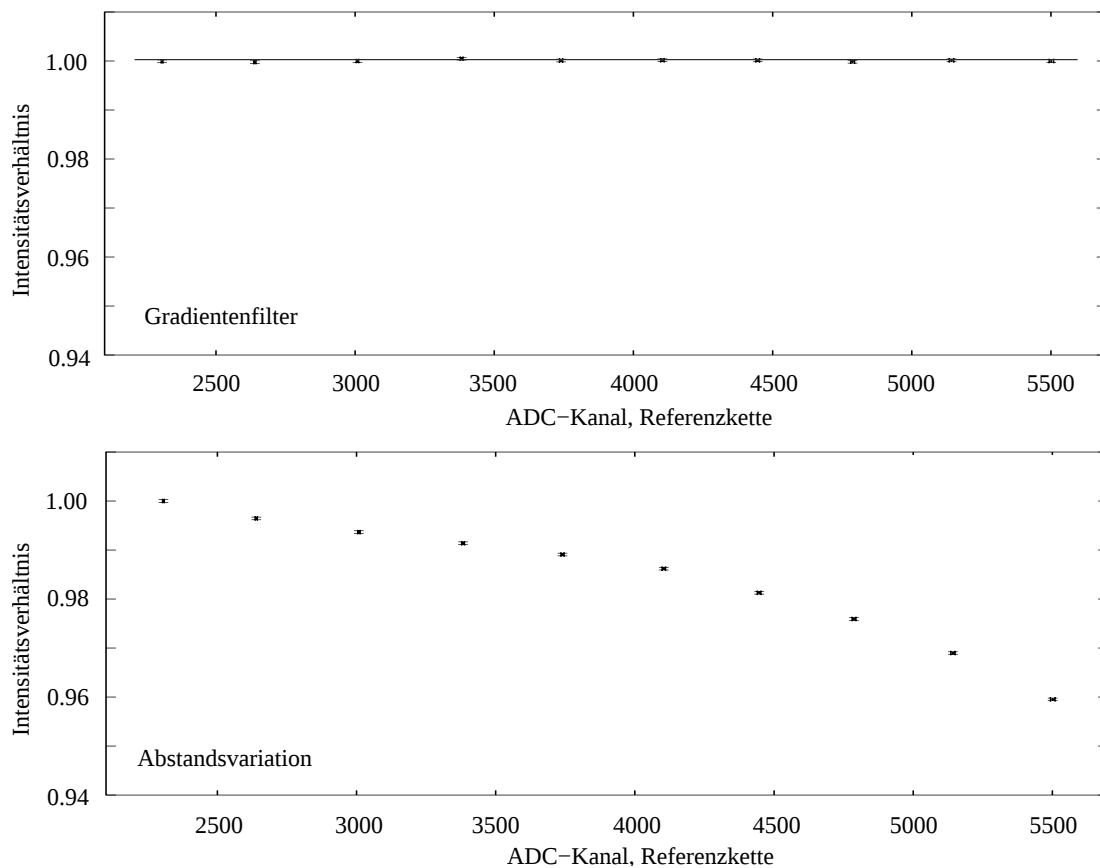


Abbildung C.8: Verhältnisse der durch Abstandsvariation bzw. Verwendung des Gradientenfilters variierten Lichtintensitäten

Auswertung der Messergebnisse entsprechend berücksichtigt werden.

Zur Kalibrierung der Ausleseketten kam ein Pulsgenerator des Typs BNC PB-4 zur Anwendung. Dieser Generator ist speziell für Stabilitäts-, Linearitäts- und Auflösungstests von Elektronikkomponenten in hochauflösenden Spektroskopiemessungen entwickelt worden. So ist beispielsweise die Spannungsteilereinheit des Generators, die die Wahl verschieden hoher Ausgangsamplituden erlaubt, auf konstanter Temperatur gehalten. Die Nichtlinearität der Amplitudenwahl liegt bei maximal $\pm 0,03\%$ und damit rund eine Größenordnung über der geforderten Messgenauigkeit. Der Generator erlaubt neben der Einstellung der Pulsfrequenz und -amplitude die Wahl der Pulsform, -breite, -anstiegs sowie -abfallszeit. Zur Kalibrierung der Komponenten bzw. Kette von Komponenten wurde jeweils eine der im Lichtpulserbetrieb an der jeweiligen Stelle auftretende Pulsform am Generator eingestellt und der relevante Dynamikbereich durchfahren.

Die Kalibrierung der jeweiligen Auslesekette basierte auf 15 Stützstellen gegenüber jeweils 10 aufgenommenen Messwerten von Intensitätsverhältnissen pro Abschwächungsintervall. An die mit Hilfe des Pulsgenerators aufgenommenen Messpunkte wurde anschließend eine Gerade angefitet und die Abweichungen von dieser an jedem

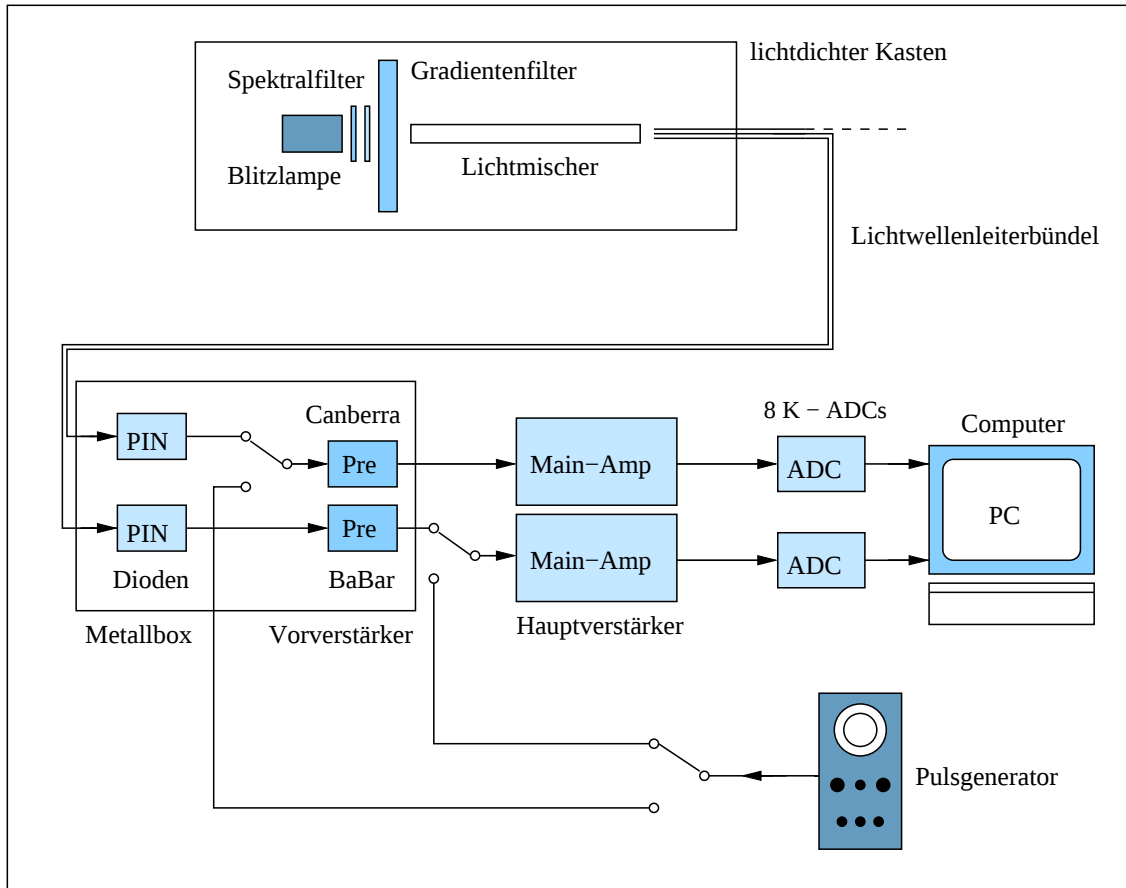


Abbildung C.9: Laboraufbau zur Kennlinienmessung

Messpunkt sowie der DC-Offset bestimmt. Zur Korrektur der aufgenommenen Intensitätsverhältnisse wurden die Abweichungen von der Linearität an der Stelle des jeweiligen Messpunktes aus den aus der Kalibrierung gewonnenen Residuen linear interpoliert.

Um zeitliche Veränderungen der Kennlinie der Auslekette zu berücksichtigen, wurde vor bzw. nach jeder Messreihe kalibriert. Darüberhinaus wurde die Kalibrationsdauer dadurch minimiert, dass mit einer Pulsfrequenz von 250 Hz gegenüber der Lichtpulserfrequenz von 14 Hz gearbeitet wurde. Zur Aufnahme der Lichtpulserpektren wurden im Hinblick die Stabilität der Lampenintensität Histogramme mit jeweils 1500 Blitzen aufgenommen. Die relativen Linienbreiten der so erhaltenen Verteilungen lagen im Bereich von 2 %.

C.3.3 Messergebnisse

Basierend auf der gewonnenen Erkenntnis der erforderlichen Konstanz der Hochspannung im Hinblick auf gleichbleibende Pulsform der Lichtblitze, wurden die verbleibenden Abschwächungsmechanismen untersucht. Abbildung C.8 stellt die Messergebnisse der Intensitätsabschwächung durch Variation des Abstandes zwischen

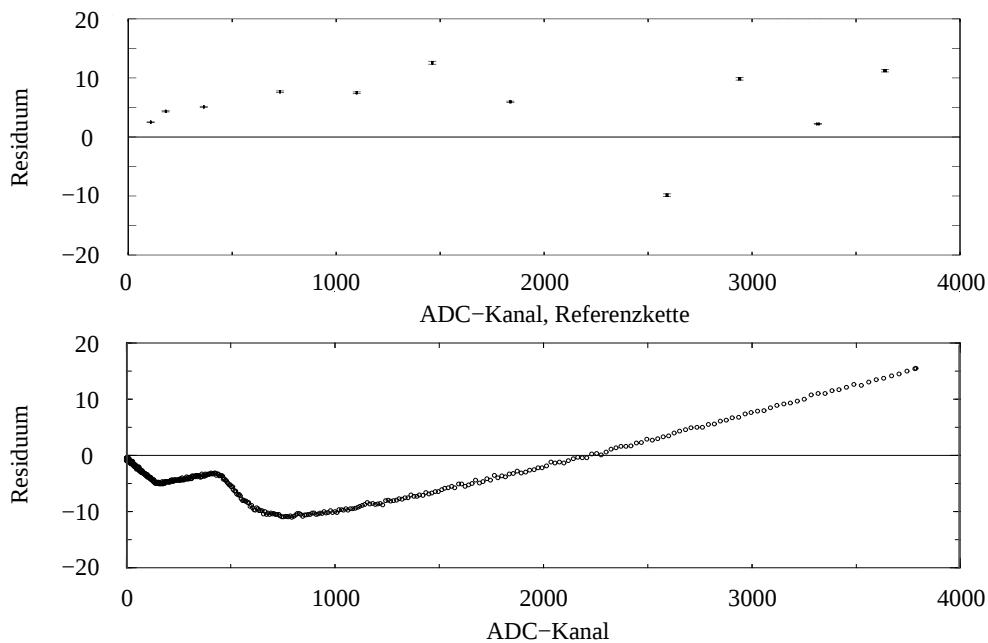


Abbildung C.10: Vergleich der mit dem Lichtpulsersystem im Labor gemessenen Residuen einer BABAR-Vorverstärkerkennlinie (oben) mit einer vom Entwickler publizierten (unten)

Blitzlampe und Lichtmischer sowie durch Einsatz des Gradientenfilters gegenüber. Während der Verlauf der gemessenen Intensitätsverhältnisse bei Einsatz des Gradientenfilters Abweichungen von der Linearität von $\pm 0,04\%$ aufweisen, zeigt die entsprechende Kurve für die Abstandsvariation für große Intensitäten keinen linearen Verlauf mehr. Die Änderung der Winkelverteilung des in den verwendeten Lichtmischer eingekoppelten Lichtes ist zu stark, als dass sie von diesem kompensiert werden könnte. Die Winkelverteilung des aus dem Lichtmischer in die Lichtwellenleiter eingekoppelten Lichtes ist nicht unabhängig vom Abstand zwischen Lampe und Mischer. Diese Abschwächungsmethode ist daher im Lichtpulsersystem nicht verwendbar.

C.3.4 Kennlinienmessung

Ausgehend von den oben aufgeführten Messergebnissen wurde überprüft, mit welcher Genauigkeit Aufnahmen von Kennlinien unter Verwendung des Lichtpulsersystems möglich sind. Zur Intensitätsvariation wurde das Gradientenfilter benutzt. Dabei wurde stellvertretend für die gesamte Ausleskette die Kennlinie eines originalen BABAR-Vorverstärkers aufgenommen. Der Aufbau der Auslesketten entsprach bis auf die Vorverstärker denen, die zur Messung der Abschwächungsverfahren benutzt wurden. In der Referenzkette, auf deren Intensitätsspektren normiert wurde, kam der Vorverstärkertyp Canberra 2003BT zum Einsatz, wie er im Referenzsystem des BABAR-Lichtpulsers verwendet wird.

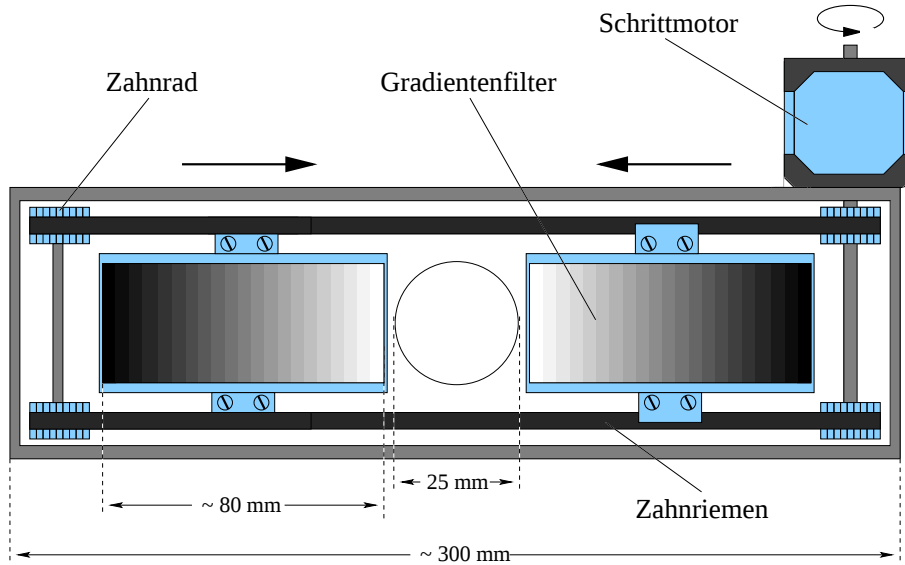


Abbildung C.11: Gradientenfilter für das Lichtpulsersystem

Die Kalibrierung der Ausleseketten geschah prinzipiell in gleicher Weise wie oben beschrieben. Da jedoch die Nichtlinearitäten des BABAR-Vorverstärkers Gegenstand dieser Messung waren, setzte die Kalibrierung der Elektronik in dieser Kette erst an der Stelle des Hauptverstärkers an (Abb. C.9).

Abbildung C.10 zeigt die Abweichungen der Kennlinien eines BABAR-Vorverstärkers vom Ideal im Vergleich zu den von den Elektronikwerkstätten des SLAC gemessenen. Die Abweichungen liegen jeweils in der gleichen Größenordnung, wobei anzumerken ist, dass in beiden Fällen nicht dieselben Vorverstärker untersucht wurden, da für die Labormessung lediglich ein Reserveexemplar zur Verfügung stand. Aufgrund der temperatur- und daher zeitabhängigen Auslesekennlinien im Labor beschränkte sich die Messung der Kennlinie auf nur einige Stützstellen. Die entsprechende Lichtpulserlektronik am SLAC ist im Gegensatz zum Laboraufbau in klimatisierten Schränken untergebracht, die Kalorimeterelektronik über Kühlsysteme innerhalb enger Temperaturgrenzen gehalten, so dass entsprechend höher aufgelöste, zeitintensivere Messungen mit dem Lichtpulsersystem am SLAC möglich sein sollten. Zudem tragen die Vorverstärker nicht dominant zur Nichtlinearität der Kristallausleseketten bei. Vielmehr sind die die Vorverstärkersignale verarbeitenden CARE-Chips Hauptursache der am SLAC auftretenden Abweichungen (vgl. Abb. C.12).

C.4 Modifikation des Lichtpulsers am SLAC

Als Resultat der Laborergebnisse wurde das Lichtpulsersystem dahingehend modifiziert, dass die ursprünglich vorhandenen Filterradpaare gegen Gradientenfilter ausgetauscht wurden. Zur Halterung der Filter wurde eine Aufhängung konstruiert, die ein schrittmotorgesteuertes, reproduzierbares Plazieren der Filter im Strahlengang

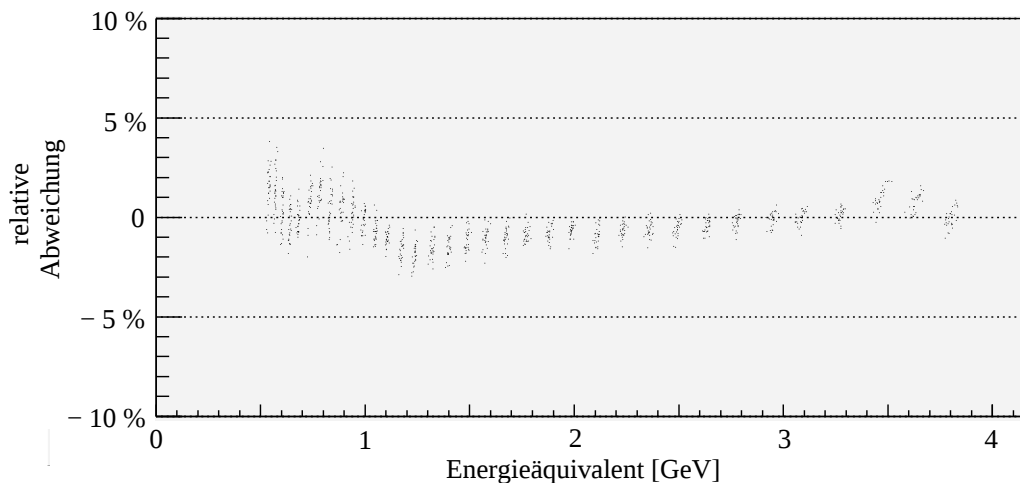


Abbildung C.12: Nichtlinearität der Auslekette eines der Kalorimeterkristalle aufgenommen mit Hilfe des Lichtpulsersystems und Abschwächung durch das Gradientenfiltersystem. Aufgetragen ist die relative Abweichung der Auslekette von einer linearen Kennlinie, gemessen am selben Kalorimeterkanal, der Abbildung C.2 zugrunde liegt

erlaubt (Abb. C.11). Bei den eingesetzten Schrittmotoren handelt es sich um den Typ ISEL MS 26. Deren Ansteuerung erfolgt mit Schrittmotortreibern des Herstellers MicroKinetics (Modell UnoDrive) und den entsprechenden Controllern MN100 desselben Herstellers. Angesprochen werden diese Einheiten über serielle RS485-Schnittstellen, in gleicher Weise wie die Steuerung der ursprünglich eingesetzten Filterräder erfolgte [Le 00].

Abbildung C.12 zeigt den mit Hilfe des so modifizierten Lichtpulsersystems aufgenommenen Verlauf der relativen Linearitätsabweichung beispielhaft am selben Kalorimeterkanal, an dem die Abbildung C.2 zugrundeliegende Messung vor dem Umbau des Systems durchgeführt wurde. Strukturen, wie sie sich bei der kombinierten Anwendung von Abschwächungen durch diskrete Filter und Hochspannung zeigten, treten nicht mehr auf. Das Lichtpulsersystem ist daher mit der nun vorhandenen Lichtquelle durchstimmbarer Intensität und konstanter Pulsform grundsätzlich zur Aufnahme von Auslekennlinien einzelner Kanäle in der Lage. Dazu sollte pro Intensitätseinstellung über etwa 1500 Lampenblitze gemittelt werden. Als Resultat der Labormessungen ist ausserdem die Erweiterung des Lichtpulsersystems um einen Pulsgenerator, mit ähnlichen Eigenschaften wie ihn der oben beschriebene hat, notwendig. Erst bei der dadurch möglichen Berücksichtigung aller Nichtlinearitäten und Gleichspannungs-Offsets der Referenzsystemelektronik sind Kennlinienbestimmungen bis auf mindestens 0,1 % genau möglich.

Literaturverzeichnis

- [Ai 99] E. M. Aitala et al., *Eur. Phys. J Direct* **C4**(1999)1
- [Ai 00] E. M. Aitala et al., *Study of the $D_S^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ decay and measurements of f_0 masses and widths*, FERMILAB-Pub-99/323-E
- [Ar 91] T. A. Armstrong et al., *Z. Phys.* **C51**(1991)351
- [Au 01] B. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**(2001)2515-2522
- [Bl 52] J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, New York 1952
- [Br 92] S. Brandt, *Datenanalyse mit statistischen Modellen und Computerprogrammen*, BI-Wissenschaftsverlag, 1992
- [Ch 73] G. B. Chadwick et al., *Phys. Rev.* **B47**(1973)271
- [Ch 71] S. U. Chung, *Spin Formalisms*, CERN **71-8**(1971)1
- [Ch 95] S. U. Chung et al., *Ann. Phys.* **4**(1995)404
- [Cr 83] M. Creutz, *Quarks, Gluons, And Lattices, And Monte Carlo Simulations*, World Scientific, Singapore, 1983
- [De 99] T. Degener, *Comp. Phys. Comp.* **118**(1999)34
- [De 98] T. Deppermann, *Simulation und Messung der Lichtintensitäten des Lichtpulversystems für den BABAR-Detektor*, Diplomarbeit, Bochum (1998)
- [Fe 61] R. P. Feynman, *Quantum Electrodynamics*, Benjamin, 1961
- [Fr 96] J. Fry, S. McMahon und S. Playfer, *Proposal for a Light Pulser System for the Forward Electromagnetic Calorimeter* (1996)
- [Ge 64.1] M. Gell-Mann und Y. Ne'eman, *The Eightfold way*, Benjamin, 1964
- [Ge 64.2] M. Gell-Mann, *Phys. Rev. Lett.* **8**(1964)214

- [Ge 98] N. I. Geddes, *BETA: A Package for Analysis Access to Reconstructed Data*
[http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Computing/Environment/
NewUser/htmlbug/node37.html](http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Computing/Environment/NewUser/htmlbug/node37.html)
- [Gr 64] O. W. Greenberg, *Phys. Rev. Lett.* **13**(1964)598
- [Gr 73] D. J. Gross und F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30**(1973)1354
- [Ha 84] F. Halzen, A. Martin, *Quarks And Leptons*, Wiley, 1984
- [He 98] J. Heckmann, *Aufbau und Test eines Lichtpulsers-Prototyps für das BABAR-Kalorimeter*, Diplomarbeit, Bochum (1998)
- [He 32] W. Heisenberg, *Z. Phys.* **77**(1932)1
- [Hi 72] F. .V. Hippel, C. Quigg, *Phys. Rev.* **D5**(1972)624
- [Ja 77] R. L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.* **D15**(1977)267
- [Ku 00] M. Kunze, *The Pico Analysis Framework*
<http://www.ep1.ruhr-uni-bochum.de/marcel/PAF.html>
- [Ku 01] M. Kunze,
- [Le 00] B. Lewandowski, *Entwicklung und Aufbau eines Lichtpulsersystems für das Kalorimeter des BABAR-Detektors*, Dissertation, Bochum (2000)
- [Ne 99] Newport, *Optics And Mechanics 1999/2000 Catalog*, Irvine, USA (1999)
- [Pa 98] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*,
Eur. Phys. Jour. **C3**(1998)1
- [Pa 00] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*,
Eur. Phys. Jour. **C15**(2000)13
- [Pe 02] M. Pelizäus, *Nachweis und Untersuchung der Reaktion $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^\pm$* , Diplomarbeit Bochum (2002)
- [Po 74] H. D. Politzer, *Phys. Rev.* **C14**(1974)129
- [Ro 02] ROOT homepage, <http://root.cern.ch>
- [Sch 00] H. Schmücker, <http://www.slac.stanford.edu/helmut/D3PS.ps>
- [Sch 02] H. Schmücker, *Resonanzstruktur des Zerfalls $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$* , unveröffentlicht
- [Ro 02] ROOT, <http://root.cern.ch>

- [Wa 96] M. Wall, GALib: *A C++ Library of Genetic Algorithm Components*, Medical Engineering Department, Massachusetts Institute of Technology, 1996
- [Ya 54] C. N. Yang und R. Mills, *Phys. Rev.* **96**(1954)191

Abbildungsverzeichnis

1.1	Charge-Screening in QED und QCD	3
1.2	Nonetts der pseudoskalaren und der Vektormesonen	5
2.1	Der PEP-II-Speicherring	8
2.2	Der BABAR-Detektor	10
2.3	Der Silizium-Vertex-Detektor	11
2.4	Seitenansicht der Driftkammer	11
2.5	Das Funktionsprinzip des DIRC	13
2.6	Querschnitt des Kalorimeters	14
2.7	CsI(Tl)-Kristall des Kalorimeters	15
2.8	Das instrumentierte Eisenjoch (Barrel)	17
3.1	Impulsspektrum der gefundenen $D_s^\pm$ -Kandidaten	24
3.2	$D_s^* - D_s$ -Massendifferenzspektrum	26
3.3	Testweise Optimierung in einem Bereich neben dem D_s -Signal	29
3.4	Plots zur Kontrolle einer gleichmäßigen Datensatzaufteilung	32
3.5	Entwicklung des Massenhistogramms nach Anwendung der Selektionskriterien	33
3.6	Massenhistogramm nach Optimierung des Datensatzes D_{MD}	36
3.7	Massenspektren des Datensatzes D_{MD} nach getrennter Optimierung	38
3.8	Summenhistogramm als Resultat der orthogonalen Anwendung der getrennt optimierten Selektionskriterien des Datensatzes D_{MD}	39
4.1	Dalitz-Plot-Darstellung	41
4.2	Winkelverteilungen für verschiedene Spins	42
4.3	Dalitz-Plots der Signal- und Seitenbandregion des Datensatzes D_{MD}	43
4.4	Seitenbandsubtrahierter Dalitz-Plot des Datensatzes D_{MD}	44
4.5	Dalitz-Plot der Monte Carlo-Ereignisse des Datensatzes D_{MD}	44
4.6	$\pi^+\pi^-$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{MD}	45
4.7	$\pi^+\pi^+$ -Dalitz-Plotprojektion des Datensatzes D_{MD}	45
4.8	$\pi^-\pi^-$ -Dalitz-Plotprojektion des Datensatzes D_{MD}	46
5.1	$\pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Massenspektrum und Histogramme der mit fester Masse kinematisch angepassten Ereignisse	52

5.2		53
5.3	Dalitz-Plot-Projektionen der Untergrundanpassungen im Vergleich zu den Messdaten	55
5.4	Simulierte Dalitz-Plot-Verteilungen unter ausschliesslicher Beteiligung jeweils einer Resonanz	56
5.5	Dalitz-Plot-Projektionen von Einzelresonanzanpassungen im Vergleich zu den Messdaten	58
5.6	Dalitz-Plot-Projektionen von Zwei- bzw. Dreiresonanzanpassungen im Vergleich zu den Messdaten	59
5.7	Dalitz-Plot-Projektionen der endgültigen Anpassung im Vergleich zu den Messdaten	60
5.8	Als Resultat der Anpassung mit allen freien Parametern erhaltene Dalitz-Plot-Verteilungen	62
5.9	Als Resultat der Anpassung mit fixierten $\rho^0(770)$ - und $f_2(1270)$ -Parametern erhaltene Dalitz-Plot-Verteilungen	63
6.1	Vergleich der $\pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Massenspektren mit dem der E791-Kollaboration	66
6.2	Vergleich der $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Dalitz-Plots mit dem der E791-Kollaboration	68
6.3	Vergleich der $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ -Dalitz-Plot-Projektionen mit dem der E791-Kollaboration	69
A.1	Massenhistogramm nach Optimierung des Datensatzes D_{03}	75
A.2	Massenspektren des Datensatzes D_{03} nach getrennter Optimierung ..	77
A.3	Summenhistogramm als Resultat der orthogonalen Anwendung der getrennt optimierten Selektionskriterien des Datensatzes D_{03}	78
A.4	Massenhistogramm nach Optimierung des Datensatzes D_{15}	79
A.5	Massenspektren des Datensatzes D_{15} nach getrennter Optimierung ..	81
A.6	Summenhistogramm als Resultat der orthogonalen Anwendung der getrennt optimierten Selektionskriterien des Datensatzes D_{15}	82
A.7	Massenhistogramm nach Optimierung des Datensatzes D_{30}	83
A.8	Massenspektren des Datensatzes D_{30} nach getrennter Optimierung ..	85
A.9	Summenhistogramm als Resultat der orthogonalen Anwendung der getrennt optimierten Selektionskriterien des Datensatzes D_{30}	87
B.1	Dalitz-Plots der Signal- und Seitenbandregion des Datensatzes D_{03} ..	89
B.2	Seitenbandsubtrahierter Dalitz-Plot des Datensatzes D_{03}	89
B.3	Dalitz-Plot der Monte Carlo-Ereignisse des Datensatzes D_{03}	90
B.4	$\pi^+\pi^-$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{03}	90
B.5	$\pi^+\pi^+$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{03}	91
B.6	$\pi^-\pi^-$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{03}	91
B.7	Dalitz-Plots der Signal- und Seitenbandregion des Datensatzes D_{15} ..	92
B.8	Seitenbandsubtrahierter Dalitz-Plot des Datensatzes D_{15}	92

B.9	Dalitz-Plot der Monte Carlo-Ereignisse des Datensatzes D_{15}	93
B.10	$\pi^+\pi^-$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{15}	93
B.11	$\pi^+\pi^+$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{15}	94
B.12	$\pi^-\pi^-$ -Dalitz-Plotprojektion des Datensatzes D_{15}	94
B.13	Dalitz-Plots der Signal- und Seitenbandregion des Datensatzes D_{30} . .	95
B.14	Seitenbandsubtrahierter Dalitz-Plot des Datensatzes D_{30}	95
B.15	Dalitz-Plot der Monte Carlo-Ereignisse des Datensatzes D_{30}	96
B.16	$\pi^+\pi^-$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{30}	96
B.17	$\pi^+\pi^+$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{30}	97
B.18	$\pi^-\pi^-$ -Dalitz-Plot-Projektion des Datensatzes D_{30}	97
C.1	Aufbau des Lichtpulsersystem	99
C.2	Linearitätsverlauf gemessen mittels kombinierter Filter-/Hochspan- nungsabschwächung	101
C.3	Hochspannungsabhängige Lampenpulsformen	103
C.4	Optische Dichte der Gradientenfilter	104
C.5	Labora Aufbau des Lichtpulsersystems	105
C.6	Anstiegszeit und Amplitude der Diodenpulse	106
C.7	Verlauf der Intensitätsverhältnisse mit und ohne Kalibrierung	108
C.8	Intensitätsverhältnisse bei Abstandsvariation bzw. Einsatz eines Gra- dientenfilters	109
C.9	Labora Aufbau zur Kennlinienmessung	110
C.10	Mit dem Lichtpulser aufgenommene Residuen der BABAR-Vorver- stärkerkennlinie	111
C.11	Gradientenfilter für das Lichtpulsersystem	112
C.12	Linearitätsverlauf gemessen mittels Abschwächung durch Gradienten- filter	113

Tabellenverzeichnis

1.1	Die drei Teilchengenerationen des Standardmodells	2
2.1	e^+e^- -Wirkungsquerschnitte bei $E = m(\Upsilon(4S))c^2$	7
2.2	Parameter des PEP-II-Speicherrings	9
2.3	Daten des SVT	10
2.4	Daten der Driftkammer	12
2.5	Daten des DIRC	13
2.6	Kalibrierungsmethoden im Vergleich	16
2.7	Daten des IFR bzw. der Spule	17
3.1	Gewählte Intervallgrenzen der zu optimierenden Parameter	35
3.2	Rekonstruktionseffizienzen der vier Datensätze	35
3.3	Selektionskriterien für den Datensatz D_{MD}	36
3.4	Signalcharakteristik nach Optimierung des Datensatzes D_{MD}	37
3.5	Schnittwerte für die Subdatensätze des Datensatzes D_{MD}	37
3.6	Signalcharakteristiken nach getrennter Optimierung der Subdatensätze D_{MD} (parallel)	37
3.7	Signalcharakteristiken nach getrennter Optimierung der Subdatensätze D_{MD} (orthogonal)	39
3.8	Signalcharakteristik des Datensatzes D_{MD} nach orthogonaler Opti- mierung der Selektionskriterien der entsprechenden Subdatensätze . .	40
5.1	Beiträge zur Parametrisierung des Untergrundes	54
5.2	Durch die Anpassung bestimmte Parameter der Resonazen zur Un- tergrundbeschreibung	54
5.3	χ^2 - und Likelihoodwerte für die getesteten Anpassungen an die Dalitz- Plot-Verteilung	57
5.4	Parameter der Zerfallsamplituden als Resultat der Partialwellenanalyse	64
6.1	Zerfallsanteile als Fitresultate der E791-Kollaboration	70
6.2	Von der E791-Kollaboration bestimmte Parameter der Resonanzen $f_0(980)$ und $f_0(1379)$	71
A.1	Selektionskriterien für den Datensatz D_{03}	75
A.2	Signalcharakteristik nach Optimierung des Datensatzes D_{03}	76

A.3	Selektionskriterien des Subdatensätze des Datensatzes D_{03}	76
A.4	Signalcharakteristiken nach getrennter Optimierung der Subdatensätze D_{03} (parallel)	76
A.5	Signalcharakteristiken nach getrennter Optimierung der Subdatensätze D_{03} (orthogonal)	76
A.6	Signalcharakteristik des Datensatzes D_{03} nach orthonaler Optimierung der Selektionskriterien der entsprechenden Subdatensätze	77
A.7	Selektionskriterien für den Datensatz D_{15}	79
A.8	Signalcharakteristik nach Optimierung des Datensatzes D_{15}	80
A.9	Selektionskriterien des Subdatensätze des Datensatzes D_{15}	80
A.10	Signalcharakteristiken nach getrennter Optimierung der Subdatensätze D_{15} (parallel)	80
A.11	Signalcharakteristiken nach getrennter Optimierung der Subdatensätze D_{15} (orthogonal)	80
A.12	Signalcharakteristik des Datensatzes D_{15} nach orthonaler Optimierung der Selektionskriterien der entsprechenden Subdatensätze	81
A.13	Selektionskriterien für den Datensatz D_{30}	83
A.14	Signalcharakteristik nach Optimierung des Datensatzes D_{30}	84
A.15	Selektionskriterien für die Subdatensätze des Datensatzes D_{30}	84
A.16	Signalcharakteristiken nach getrennter Optimierung der Subdatensätze D_{30} (parallel)	84
A.17	Signalcharakteristiken nach getrennter Optimierung der Subdatensätze D_{30} (orthogonal)	86
A.18	Signalcharakteristik des Datensatzes D_{30} nach orthonaler Optimierung der Selektionskriterien der entsprechenden Subdatensätze	87
C.1	Pulsformparameter bei verschiedenen Hochspannungen	102
C.2	Nichtlinearitäten und Temperaturstabilitäten der verwendeten elektronischen Komponenten (Herstellerangaben)	107

Lebenslauf

Name: Thomas Deppermann

Geburtstag: 22. November 1970

Geburtsort: Wattenscheid

Eltern: Hermann Deppermann
Getrud Deppermann, geb. Boll

Schulbildung: 1977-1981
Katholische Grundschule am Haidekamp, Gelsenkirchen

1981-1990
Carl Friedrich Gauß-Gymnasium, Gelsenkirchen
Abitur

Zivildienst: 1990-1991
Caritasverband der Stadt Gelsenkirchen

Studium: seit 1992
Studium der Physik an der Ruhr-Universität Bochum

1994
Diplom-Vorprüfung

1994-1998
Anstellung als studentische Hilfskraft
an der Ruhr-Universität Bochum

1998
Abschluss des Hauptstudiums mit der Diplomarbeit zum Thema
“Simulation und Messung der Lichtintensitäten des Lichtpulser-
systems für den BABAR-Detektor” am Institut für
Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum

seit 1998

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

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die ihren Anteil am Gelingen dieser Arbeit hatten.

Mein Dank gilt zuallererst meinem Themensteller Prof. Dr. H. Koch, für die Gelegenheit am BABAR-Experiment zu promovieren und sein großes Interesse am Fortgang der Arbeit. Bei allen Fragen stand er stets als Ansprechpartner zur Verfügung.

Eine unschätzbare Hilfe bei der Datenanalyse wurde mir durch HD Dr. Klaus Peters und seine Erfahrung auf dem Gebiet der Mesonspektroskopie zuteil.

Besonderer Dank gelten dem Ratgeber bei Problemen aller Art, Dr. Matthias Steinke (“immer den Ball flach halten”), Helmut Schmücker und Klaus Götzen, die mir einen angenehmen Wechsel von der Hardware- in die Analysegruppe des Instituts bereiteten, sowie Marc Pelizäus, der zeitgleich mit mir das Universum der BABAR-Software erkunden durfte.

Dr. B. Lewandowski sei gedankt für seine Hilfe bei allen Computerfragen und die gemeinsamen Lichtpulserexpeditionen zum SLAC.

Bei Olaf Krauß und allen Mitarbeitern der Feinmechanikwerkstatt bedanke ich mich für das Anfertigen der Komponenten zum Umbau des Lichtpulsersystems.

Darüberhinaus danke ich allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für das hervorragende Arbeitsklima.

Ganz besonders möchte ich meiner Freundin Sabine für ihre Motivation, Geduld und Verständnis in den zurückliegenden Monaten danken.