
ANALYSE DES ENDZUSTANDES $\omega\pi^0\eta$ BEI DER
ANTIPROTON-PROTON ANNIHILATION IM FLUGE

ANALYSIS OF THE FINAL STATE $\omega\pi^0\eta$ IN
ANTIPROTON-PROTON ANNIHILATION IN FLIGHT

MASTERARBEIT

in
Studiengang
„Master of Science“
im Fach Physik

AN DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE
DER RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

von
Marvin Richter
aus
Duisburg

Bochum 2014

Abstract

In this thesis the reaction $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\eta$ at beam momenta of $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$, $1525 \text{ MeV}/c$, $1642 \text{ MeV}/c$ and $1940 \text{ MeV}/c$ has been studied. A kinematic fit and a multivariate side-band subtraction using probabilistic event weights has been applied due to get rid of background events.

After that a partial wave analysis of the selected data set at a beam momentum of $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$ has been performed. Contributing resonances are the $a_2(1320)$ (30,56 %), the $a_0(980)$ and the $a_0(1450)$ (24,81 %) which decay into $\pi^0\eta$, two h_1 resonances (24,23 %) and the $\omega(1650)$ (13,19 %) which decay into $\omega\eta$, and also the $b_1(1235)$ (9,37 %) which decays into $\omega\pi^0$.

Furthermore the maximum contributing orbital angular momentum of the $\bar{p}p$ -annihilation for the reaction $\bar{p}p \rightarrow \omega a_0$ has been determined to $L_{\max}(\bar{p}p) = 3$, and the maximum contributing orbital angular momentum of the decay into ωa_0 has been determined to $l_{\max}(\omega a_0) = 4$.

For this reaction the spin-density-matrix-element $\Re_{\rho_{00}}$ was determined in addition. It shows slight fluctuations along the production angle and an alignment with a mean of $\overline{\rho_{00}} \approx 18 \%$. Investigations of the reaction $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$ ([Pyc12]) gave a higher maximum contributing orbital angular momentum of the $\bar{p}p$ -annihilation of $L_{\max}(\bar{p}p) = 4$ and larger fluctuations of the spin-density-matrix-element $\Re_{\rho_{00}}$ along the production angle, and also a larger alignment of $\overline{\rho_{00}} \approx 8 \%$.

The different results for the two reactions may be a hint that the $a_0(980)$ is a $K\bar{K}$ -molecule. The production of such a state could be different compared with a state with a π^0 -recoil particle. These findings could also give indications on charmonium-resonances ($c\bar{c}$) at the upcoming \bar{P} ANDA-Experiment.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	vi
1 Einleitung	1
1.1 Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.2 Quantenchromodynamik	5
1.3 Hadronen	6
1.3.1 Baryonen	6
1.3.2 Mesonen	6
1.3.3 Exotische Hadronen	6
1.3.4 Mesonenspektroskopie	7
1.4 \bar{P} ANDA-Experiment	8
1.4.1 Physikalische Zielsetzung	9
1.5 Motivation der Analyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\eta$	10
2 Crystal Barrel-Experiment	11
2.1 Crystal Barrel-Detektor	12
2.1.1 Silizium-Vertex-Detektor	12
2.1.2 Jet-Driftkammer	13
2.1.3 Elektromagnetisches Kalorimeter	14
2.2 Rekonstruktionssoftware	15
3 Daten-Rekonstruktion und Selektion der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\eta$	16
3.1 Vorstellung der Daten	16
3.2 Rekonstruktion	17
3.2.1 Rekonstruktion von geladenen Spuren	17
3.2.2 Rekonstruktion von Photonen im EMC	17
3.3 Vorselektion	18
3.4 Kinematische Anpassung	20
3.5 Abschätzung der Messfehler	21
3.6 Betrachtung des Untergrundes	24
3.6.1 Optimierung der Selektionsschnitte mit Monte-Carlo-Simulationen	24

3.6.2	Multivariate Seitenbandsubtraktion	25
3.7	Zusammenfassung der Selektion	28
3.8	Invariante Massenspektren	30
3.8.1	Massenspektren für den Strahlimpuls von 900 MeV/c	30
3.8.2	Massenspektren für den Strahlimpuls von 1525 MeV/c	32
3.8.3	Massenspektren für den Strahlimpuls von 1642 MeV/c	33
3.8.4	Massenspektren für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c	34
4	Partialwellenanalyse	35
4.1	Helizitätsformalismus	35
4.2	Antiproton-Proton Annihilation	37
4.3	Dynamik	37
4.3.1	Breit-Wigner-Parametrisierung	37
4.3.2	Flatté-Formalismus	37
4.3.3	K-Matrix-Parametrisierung	38
4.4	Die Software PAWIAN	38
4.5	Anpassung	39
4.6	Kriterien zur Wahl der signifikantesten Hypothese	39
4.7	Vorgehensweise zur Wahl der Hypothese	40
4.8	Spin-Dichte-Matrix des ω	41
5	Ergebnisse	42
5.1	Wahl der Hypothese	42
5.2	Bestimmung der größten noch beitragenden Bahndrehimpulse	48
5.3	Ergebnisse der Anpassung	50
5.3.1	Invariante Massenspektren	50
5.3.2	Winkelverteilungen	52
5.4	Intensitäten der einzelnen Zwischenresonanzen	56
5.5	Massen und Breiten der Zwischenresonanzen	58
5.6	Spin-Dichte-Matrix des ω	59
6	Zusammenfassung	60
	Anhang	63
A.1	Annihilationsvertex	64
A.2	Konfidenzniveaus	66
A.3	Pullverteilungen	67
A.4	Multivariate Seitenbandsubtraktion	71

Abbildungsverzeichnis

1.1	Elementare Teilchen des Standardmodells der Teilchenphysik	1
1.2	Confinement: Bei der Trennung zweier Quarks entstehen zwei Quark-Antiquark-Paare	5
1.3	Der $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor	8
1.4	Vergleich des e^+e^- - und $\bar{p}p$ -Annihilationsprozesses beispielhaft für die Erzeugung eines Charmonium-Mesons	9
2.1	Die Proton-Synchrotron-Beschleunigeranlage am CERN mit dem Crystal Barrel-Experiment	11
2.2	Der Crystal Barrel-Detektor	12
2.3	Der Silizium-Vertex-Detektor (SVTX) des Crystal Barrel-Experiments . . .	13
2.4	Die Jet-Driftkammer (JDC) des Crystal Barrel-Experiments	14
2.5	Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) des Crystal Barrel-Experiments	15
3.1	z - und ρ -Komponente des Annihilationsvertex für den Strahlimpuls von 900 MeV/c	19
3.2	Konfidenzniveaus für den Strahlimpuls von 900 MeV/c	22
3.3	Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 900 MeV/c für Photonen	23
3.4	Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 900 MeV/c für positiv geladene Teilchen	23
3.5	Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 900 MeV/c für negativ geladene Teilchen	23
3.6	Das invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenspektrum (a) und der Parameter λ (b) nach der multivariaten Seitenbandsubtraktion für $p_{\bar{p}} = 900$ MeV/c	27
3.7	Das invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenspektrum (a) und der Parameter λ (b) nach der multivariaten Seitenbandsubtraktion für $p_{\bar{p}} = 1940$ MeV/c	28
3.8	Invariante Massenspektren für $p_{\bar{p}} = 900$ MeV/c	30
3.9	Invariantes $\omega\pi^0$ -Massenspektrum und das Dalitz-Diagramm für $p_{\bar{p}} = 900$ MeV/c	31
3.10	Invariante Massenspektren und das Dalitz-Diagramm für $p_{\bar{p}} = 1525$ MeV/c	32
3.11	Invariante Massenspektren und das Dalitz-Diagramm für $p_{\bar{p}} = 1642$ MeV/c	33
3.12	Invariante Massenspektren und das Dalitz-Diagramm für $p_{\bar{p}} = 1940$ MeV/c	34

4.1	Definition der Koordinatensysteme	36
5.1	Invariantes $\omega\pi^0$ -Massenspektrum (a) und invariantes $\omega\eta$ -Massenspektrum (b)	51
5.2	Invariantes $\pi^0\eta$ -Massenspektrum	51
5.3	Das Dalitz-Diagramm der Daten (a) und der Anpassung (b)	52
5.4	Die Produktionswinkel des ω -Mesons $\cos(\theta)_{\omega}^{\overline{p}p}$ (a) und $\phi_{\omega}^{\overline{p}p}$ (b)	53
5.5	Die Winkelverteilungen $\cos(\theta)_{\omega}^{\omega\pi^0}$ (a) und $\phi_{\omega}^{\omega\pi^0}$ (b)	53
5.6	Die Winkelverteilungen $\cos(\theta)_{\omega}^{\omega\eta}$ (a) und $\phi_{\omega}^{\omega\eta}$ (b)	54
5.7	Die Winkelverteilungen $\cos(\theta)_{\pi^0}^{\pi^0\eta}$ (a) und $\phi_{\pi^0}^{\pi^0\eta}$ (b)	54
5.8	Die Winkelverteilungen des ω -Zerfall $\cos(\theta)_{\pi^+\times\pi^-}^{\omega}$ (a) und $\phi_{\pi^+\times\pi^-}^{\omega}$ (b)	55
5.9	Die Größe λ	55
5.10	Die einzelnen Intensitäten im invarianten $\omega\pi^0$ -Massenspektrum	56
5.11	Die einzelnen Intensitäten im invarianten $\omega\eta$ -Massenspektrum	57
5.12	Die einzelnen Intensitäten im invarianten $\pi^0\eta$ -Massenspektrum	57
5.13	Das Spin-Dichte-Matrix-Element $\Re_{\rho_{00}}$ entlang des ω -Produktionswinkels $\cos(\theta)_{\omega}^{\overline{p}p}$	59
A.1	z- und ρ -Komponente des Annihilationsvertex für den Strahlimpuls von 1525 MeV/c	64
A.2	z- und ρ -Komponente des Annihilationsvertex für den Strahlimpuls von 1642 MeV/c	65
A.3	z- und ρ -Komponente des Annihilationsvertex für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c	65
A.4	Konfidenzniveaus für den Strahlimpuls von 1525 MeV/c	66
A.5	Konfidenzniveaus für den Strahlimpuls von 1642 MeV/c	66
A.6	Konfidenzniveaus für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c	67
A.7	Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1525 MeV/c für Photonen	67
A.8	Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1525 MeV/c für positiv geladene Teilchen	68
A.9	Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1525 MeV/c für negativ geladene Teilchen	68
A.10	Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1642 MeV/c für Photonen	68
A.11	Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1642 MeV/c für positiv geladene Teilchen	69
A.12	Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1642 MeV/c für negativ geladene Teilchen	69
A.13	Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c für Photonen	69
A.14	Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c für positiv geladene Teilchen	70

A.15 Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c für negativ geladene Teilchen	70
A.16 Das invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenspektrum (a) und der Parameter λ (b) nach der multivariaten Seitenbandsubtraktion für $p_{\bar{p}} = 1525$ MeV/c	71
A.17 Das invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenspektrum (a) und der Parameter λ (b) nach der multivariaten Seitenbandsubtraktion für $p_{\bar{p}} = 1642$ MeV/c	71

Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften der Quarks	2
1.2	Eigenschaften der Leptonen	3
1.3	Die fundamentalen Wechselwirkungen und ihre Eigenschaften	4
2.1	Die zur Rekonstruktion genutzten Softwarepakete	15
3.1	Übersicht über die relevanten Mesonen	16
3.2	Übersicht über die Schwellenenergien im elektromagnetischen Kalorimeter	18
3.3	Die getesteten Hypothesen für die kinematische Anpassung	21
3.4	Die Skalierungsfaktoren nach der Pulloptimierung für die Daten und Monte-Carlo-Simulationen für den Strahlimpuls von 900 MeV/c	24
3.5	Schnitte auf das Konfidenzniveau für die Signalthypothese und Untergrundhypothesen	25
3.6	Die Ereigniszahlen der Monte-Carlo-Simulationsdaten nach den angewandten Schnitten für den Strahlimpuls $p_{\bar{p}} = 900$ MeV/c	25
3.7	Die Anzahl der Ereignisse nach den jeweiligen Selektionsschritten für die vier vorliegenden \bar{p} -Strahlimpulse	29
5.1	Die verwendeten g-Faktoren und Polmassen der K-Matrix-Parametrisierung	43
5.2	Die Anpassungsgüte der Basishypothese und der erweiterten Hypothese	43
5.3	Übersicht über die getesteten Zwischenresonanzen mit den fixierten Massen und Breiten auf Grundlage der PDG-Werte	44
5.4	Die Anpassungsgüte der erweiterten Basishypothese und Hypothesen mit zusätzlicher Zwischenresonanz	45
5.5	Die Anpassungsgüte der erweiterten Hypothese und Hypothesen mit zusätzlicher Zwischenresonanz	46
5.6	Die Anpassungsgüte der erweiterten Hypothese und Hypothesen mit zusätzlicher Zwischenresonanz mit freien Massen und Breiten	46
5.7	Die Anpassungsgüte der Hypothese mit der h_1 -K-Matrix	47
5.8	Übersicht über die J^{PC} -Zustände des $\bar{p}p$ -Systems bei den erlaubten Bahndrehimpulsen $L(\bar{p}p)$ und $l(\omega a_0)$	48
5.9	Die Anpassungsgüte der Hypothesen zur Bestimmung der größten noch beitragenden Bahndrehimpulse $L_{\max}(\bar{p}p)$ und $l_{\max}(\omega a_0)$	49

5.10 Die Signifikanz der Verbesserung unter Variation der größten noch beitragenden Bahndrehimpulse $L_{\max}(\bar{p}p)$ und $l_{\max}(\omega a_0)$	49
5.11 Die relativen Intensitäten der einzelnen Zwischenresonanzen	56
5.12 Die Polpositionen und g-Faktoren der K-Matrix und die daraus resultierenden physikalischen Massen und Breiten (sheet - -) für die a_0 -Resonanzen . .	58
5.13 Die Polpositionen und g-Faktoren der K-Matrix und die daraus resultierenden physikalischen Massen und Breiten (sheet - -) für die h_1 -Resonanzen . .	58

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen untereinander. Diese Elementarteilchen lassen sich in drei Klassen einteilen: Quarks, Leptonen und Eichbosonen der Wechselwirkungen. Quarks und Leptonen gehören zur Gruppe der Fermionen, d.h. sie besitzen einen halbzahligen Spin (in Vielfachen von \hbar). Die Austauscheteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen sind Bosonen und besitzen somit ganzzahligen Spin (ebenfalls in Vielfachen von \hbar).

Quarks

Es existieren sechs unterschiedliche Quarks, welche sich in drei Familien (oder Generationen) einteilen lassen: Das up-, down-, charm-, strange-, top- und bottom-Quark

$$(u,d), (c,s), (t,b)$$

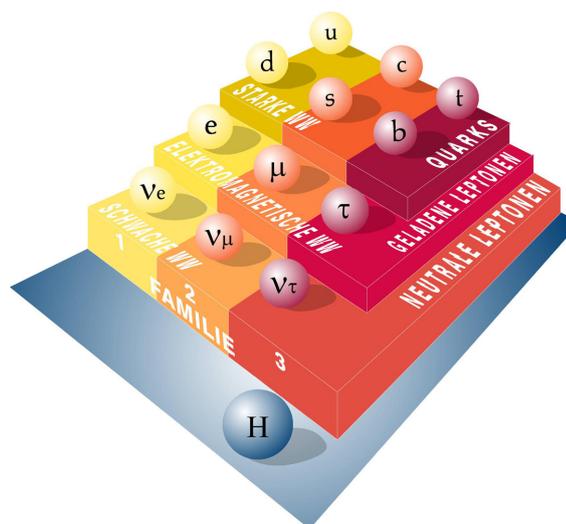


Abbildung 1.1: Elementare Teilchen des Standardmodells der Teilchenphysik, unterteilt in drei Familien und das Higgs-Boson H [Wel14]

Stabile Materie besteht nur aus Teilchen der ersten Familie. Teilchen der zweiten und dritten Familie lassen sich mit teilchenphysikalischen Experimenten erzeugen. Diese zerfallen letztendlich wieder in Teilchen der ersten Familie.

Die Quarks unterscheiden sich hauptsächlich in ihrer Masse: up-, down- und strange-Quark bezeichnet man als leichte Quarks. Des Weiteren tragen Quarks die Baryonenzahl $B = +\frac{1}{3}$. Das up-, charm- und top-Quark tragen die Ladung $Q = +\frac{2}{3}$ (als Vielfaches der Elementarladung e); down-, strange- und bottom-Quark hingegen die Ladung $Q = -\frac{1}{3}$ (ebenfalls als Vielfaches der Elementarladung e). Die Eigenschaften der Quarks sind in Tabelle 1.1 dargestellt.

Zu jedem Quark q gibt es auch ein dem entsprechendes Antiteilchen, das Antiquark \bar{q} mit der elektrischen Ladung $\bar{Q} = -Q$ und der Baryonenzahl $\bar{B} = -B$.

Tabelle 1.1: Eigenschaften der Quarks mit der dritten Komponente des Isospins I_z , Charmness C , Strangeness S , Topness T und Bottomness B [Ber14]

Quark	Name	Ladung in e	Masse in MeV/c^2	I_z	C	S	T	B
u	up	$+2/3$	$2,3^{+0,7}_{-0,5}$	$+1/2$	0	0	0	0
d	down	$-1/3$	$4,8^{+0,5}_{-0,3}$	$-1/2$	0	0	0	0
c	charm	$+2/3$	1275 ± 25	0	+1	0	0	0
s	strange	$-1/3$	95 ± 5	0	0	-1	0	0
t	top	$+2/3$	$(173,07 \pm 0,52 \pm 0,72) \cdot 10^3$	0	0	0	+1	0
b	bottom	$-1/3$	$(4,18 \pm 0,03) \cdot 10^3$	0	0	0	0	-1

Leptonen

Wie bei den Quarks gibt es bei Leptonen auch sechs unterschiedliche Teilchentypen. Man unterscheidet zwischen den geladenen Leptonen ($Q = -1$) Elektron e , Myon μ und Tauon τ und den neutralen Leptonen ($Q = 0$) Elektron-Neutrino ν_e , Myon-Neutrino ν_μ und Tauon-Neutrino ν_τ .

Diese werden ebenfalls in drei Familien unterteilt:

$$(\nu_e, e^-), (\nu_\mu, \mu^-), (\nu_\tau, \tau^-)$$

Die Leptonen differenzieren sich ebenfalls hauptsächlich in ihrer Masse. Es existiert eine Leptonenfamilienzahl, welche im Standardmodell eine Erhaltungsgröße ist. Die Eigenschaften der Leptonen sind in Tabelle 1.2 zusammengefasst.

Auch zu jedem Lepton existiert ein entsprechendes Antiteilchen mit der elektrischen Ladung $\bar{Q} = -Q$ und der Leptonenfamilienzahl $\bar{L}_i = -L_i$.

Tabelle 1.2: Eigenschaften der Leptonen [Ber14]

Lepton	Ladung in e	Masse in MeV/c ²	L _e	L _μ	L _τ
$\nu_e, \bar{\nu}_e$	0	<0,000002	+1,-1	0	0
e^\pm	± 1	0,511	∓ 1	0	0
$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	0	<0,19	0	+1,-1	0
μ^\pm	± 1	106	0	∓ 1	0
$\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$	0	<18,2	0	0	+1,-1
τ^\pm	± 1	1777	0	0	∓ 1

Fundamentale Wechselwirkungen

Das Standardmodell wird durch drei fundamentale Wechselwirkungen beschrieben:

- Die elektromagnetische Wechselwirkung wirkt zwischen geladenen Teilchen. Ihr Austauschteilchen ist das masselose Photon γ und sie hat unendliche Reichweite.
- Die schwache Wechselwirkung wirkt zwischen Leptonen und Quarks. Ihre massiven Austauschteilchen sind das neutrale Z-Boson (Z^0) und die geladenen W-Bosonen (W^+ und W^-). Sie hat eine geringe Reichweite in der Größenordnung von 10^{-18} m.
- Die starke Wechselwirkung beschreibt die Wechselwirkung zwischen Quarks. Ihr Austauschteilchen ist das masselose Gluon. Ihre Reichweite liegt in der Größenordnung von Atomkernen (10^{-15} m).

Die Gravitation als vierte fundamentale Wechselwirkung der Physik ist nicht Teil des Standardmodells, da sie aufgrund der geringen Masse der Elementarteilchen vergleichsweise schwach ist (siehe Tabelle 1.3). Ihr hypothetisches Austauschteilchen ist das Graviton. Sie besitzt unendliche Reichweite und wirkt zwischen massebehafteten Teilchen.

Tabelle 1.3: Die fundamentalen Wechselwirkungen und ihre Eigenschaften [Ber14]

Wechselw.	Beteiligte Teilchen	Eichboson	m in GeV/c^2	Reichweite	rel. Stärke
em. WW	geladene	Photon γ	0	∞	10^{-2}
schwache WW	Leptonen & Quarks	Z^0 / W^\pm	91,19 / 80,39	10^{-18} m	10^{-13}
starke WW	Quarks	Gluon g	0	10^{-15} m	1
Gravitation	massebehaftete	Graviton	0 (theor.)	∞	10^{-38}

1.2 Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist eine Quantenfeldtheorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung. Quarks (und auch Antiquarks) tragen eine so genannte *Farbladung* rot, grün oder blau (anti-rot, anti-grün, anti-blau), welche eine Erhaltungsgröße ist. Leptonen tragen hingegen keine Farbladung, weshalb sie nicht der starken Wechselwirkung unterliegen. Durch diese Farbladung können Quarks untereinander koppeln, wie geladene Teilchen bei der Quantenelektrodynamik (QED) durch die elektrische Ladung. Dabei addieren sich rot, grün und blau zu null (weiß), analog zur QED, bei der sich positive und negative Ladung zu null addieren.

Die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, tragen selbst auch eine Farbe und gleichzeitig eine Antifarbe. Somit können sie untereinander koppeln.

Durch die Anziehung der Gluonen aufgrund der Farbladung untereinander muss bei der Trennung so viel Energie aufgewandt werden, welche ausreichend ist, weitere Teilchen-Antiteilchen-Paare zu erzeugen. Diese Tatsache verbietet das Auftreten von einzelnen Teilchen mit Farbladung und nennt sich *Confinement* (siehe Abbildung 1.2).

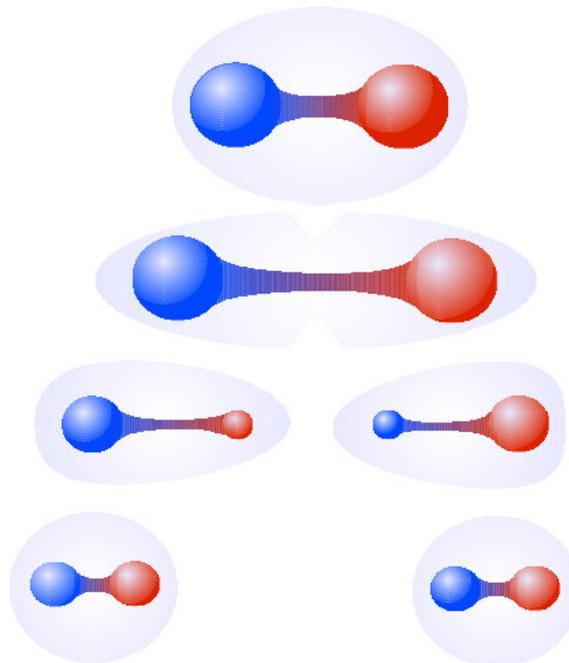


Abbildung 1.2: Confinement: Bei der Trennung zweier Quarks entstehen zwei Quark-Antiquark-Paare [Fzj14]

1.3 Hadronen

Als Hadronen werden Zusammensetzungen aus Quarks bzw. Antiquarks bezeichnet, welche der starken Wechselwirkung unterliegen. Hierbei unterscheidet man zwischen Baryonen und Mesonen.

1.3.1 Baryonen

Baryonen sind Hadronen, welche aus drei Quarks (qqq) oder drei Anti-Quarks ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) aufgebaut sind. Da Quarks (Antiquarks) Fermionen mit halbzahligen Spin sind, haben auch Baryonen halbzahligen Spin und sind somit ebenfalls Fermionen. Die Baryonenzahl B ist 1 für (qqq) und -1 für ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$).

Stabile Materie, aus der Atome aufgebaut sind, besteht aus zwei up-Quarks und einem down-Quark (Proton $p = (uud)$) oder zwei down-Quarks und einem up-Quark (Neutron $n = (udd)$). Protonen und Neutronen sind somit Baryonen mit der Baryonenzahl 1.

1.3.2 Mesonen

Mesonen sind Hadronen, welche aus einem Quark-Antiquark-Paar ($q\bar{q}$) bestehen. Da Quarks (Antiquarks) Fermionen mit halbzahligen Spin sind, haben Mesonen ganzzahligen Spin und sind somit Bosonen. Ihre Baryonenzahl ist 0.

Mesonen sind nicht Teil stabiler Materie und treten somit nicht in Atomen auf.

1.3.3 Exotische Hadronen

Als exotische Hadronen werden Hadronen bezeichnet, welche nach der Quantenchromodynamik erlaubte Gebilde, aber keine Baryonen und Mesonen sind. Durch die QCD verboten sind Zusammensetzungen wie beispielsweise (qq), ($\bar{q}\bar{q}$), ($\bar{q}q$), oder ($qqqq$), da sie nicht farbladungsneutral sind.

Durch die Quantenchromodynamik vorausgesagt sind Zustände wie z.B.

- Gluebälle (oder Glueballs), welche aus Gluonen zusammengesetzt sind: (gg), (ggg), ($gggg$),
- Hybride, die aus Quarks und Gluonen bestehen: ($q\bar{q}g$), ($q\bar{q}gg$),
- Tetraquarks, welche aus zwei Quarks und zwei Antiquarks zusammengesetzt sind: ($qq\bar{q}\bar{q}$) und
- Pentaquarks, die aus vier Quarks und einem Antiquark bestehen: ($qqqq\bar{q}$)

1.3.4 Mesonenspektroskopie

Als Mesonenspektroskopie wird die Suche nach Mesonen, die Vermessung ihrer Eigenschaften sowie ihre Klassifizierung in Multipletts bezeichnet. Es kann hierbei durch einen Vergleich mit theoretischen Vorhersagen das Standardmodell der Teilchenphysik überprüft werden.

Wichtige Kenngrößen der Spektroskopie sind unter anderem der Spin S eines Teilchens, sowie der Bahndrehimpuls L der Quarks untereinander. Diese beiden Größen bilden vektoriell addiert den Gesamtspin J eines Systems zu:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (1.1)$$

Hierbei können nur Zustände existieren, die der Dreiecksungleichung genügen:

$$|L - S| \leq J \leq |L + S| \quad (1.2)$$

Es gilt für Mesonen ($q\bar{q}$), dass sie nur den Spin $S = 0$ oder $S = 1$ besitzen können, da ein q und ein \bar{q} nur zu dieser Konfiguration koppeln kann. Eine weitere wichtige Größe in der Mesonenspektroskopie ist die Parität P . Für ein Quark gilt $P = +1$, für ein Antiquark $P = -1$. Somit resultiert für ein Meson die Gesamtparität:

$$P = (+1)(-1)(-1)^L = (-1)^{L+1} \quad (1.3)$$

Weiterhin wichtig ist die C-Parität (Ladungskonjugation):

$$C = (-1)^{L+S} \quad (1.4)$$

Zustände mit gleichen Quantenzahlen J^{PC} werden in Nonetts zusammengefasst.

Die Gleichungen 1.3 und 1.4 verbieten das Auftreten von Mesonen mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, \dots$.

Der Nachweis solcher Teilchen ist ein Indiz auf exotische Hadronen [Pyc12].

1.4 $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment

Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment¹, welches sich zur Zeit im Aufbau befindet, ist ein Fixed-Target-Experiment an der internationalen Teilchenbeschleunigeranlage FAIR² am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. Es sollen \bar{p} -Annihilationsprozesse mit Schwerpunktenergien von bis zu 5,5 GeV untersucht werden. Dabei wird ein Antiprotonenstrahl mit einem Impuls von 1,5 GeV/c bis zu 15 GeV/c mit verschiedenen Targets im Zentrum des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors kollidieren.

Zur Erzeugung des Antiproton-Strahls dient ein Proton-Strahl, der mit einem Impuls von 30 GeV/c auf ein Wolfram-Target geschossen wird. Die hierbei erzeugten Antiprotonen werden in den High Energy Storage Ring (HESR) eingespeist und dort gespeichert. Hier sorgt die stochastische Kühlung und Elektronenkühlung zur Verbesserung der Impulsschärfe. Im HESR wird es zwei Betriebsmodi geben: Der High Luminosity Mode (HL) mit bis zu 10^{11} Antiprotonen im Speicherring und einer Impulsschärfe σ_p/p in der Größenordnung von 10^{-4} und der High Resolution Mode (HR) mit einer Impulsschärfe σ_p/p in der Größenordnung von 10^{-5} [Rot12].

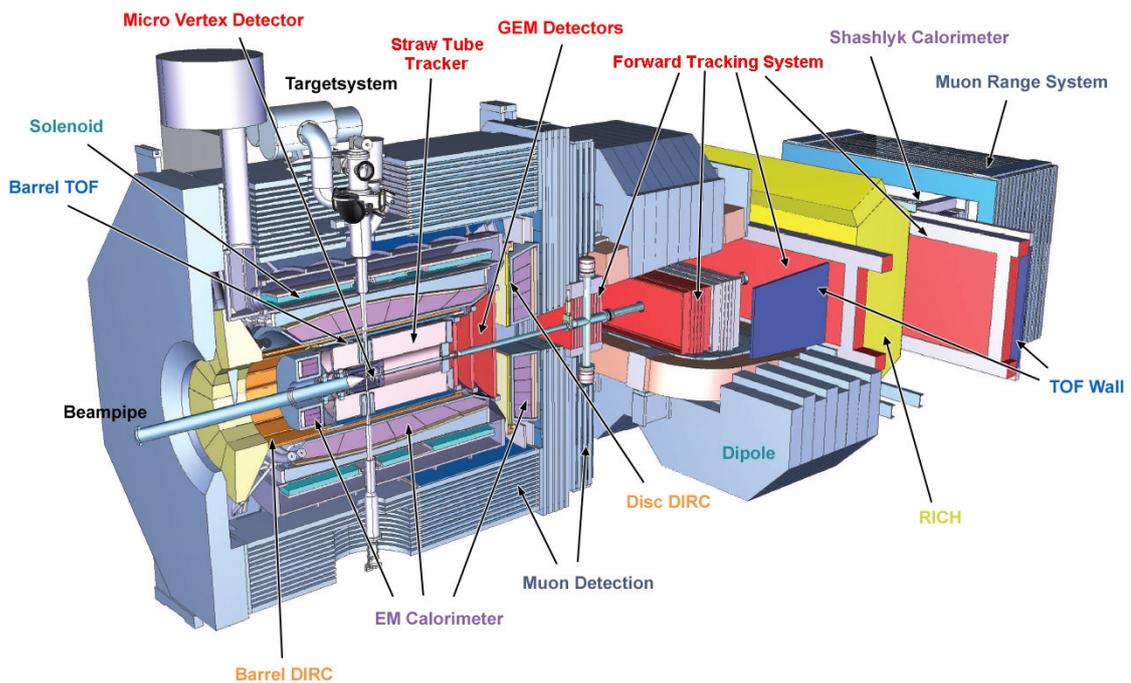


Abbildung 1.3: Der $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor [PAN08]

¹AntiProton ANnihilation at DARMstadt

²Facility for Antiproton and Ion Research

1.4.1 Physikalische Zielsetzung

Mit dem \bar{P} ANDA-Experiment soll die starke Wechselwirkung im Bereich der nicht-perturbativen QCD untersucht werden. Die Antiproton-Proton-Annihilation bei Energien, die für \bar{P} ANDA zur Verfügung gestellt werden, eignet sich hervorragend zur Hadronenspektroskopie, da so Zustände gewöhnlicher Quantenzahlen direkt in Formation erzeugt werden können. Im Gegensatz zur Formation können sogar bei der Produktion Teilchen mit exotischen Quantenzahlen erzeugt werden.

Aufgrund der hohen Schwerpunktenenergie wird es möglich sein, Charmonia ($\bar{c}c$ -Mesonen) ober- und unterhalb der Open-Charm-Schwelle zu erzeugen.

Die Spektroskopie von Mesonen, insbesondere die Identifizierung der Zwischenresonanzen und die Bestimmung der Quantenzahlen, erfordert meist eine Partialwellenanalyse (PWA). Für die Komplexität der PWA ist es von entscheidender Bedeutung, um welche Art von Annihilation es sich handelt: Die Elektron-Positron-Annihilation, wie sie beispielsweise am BES III-Experiment durchgeführt wird, unterliegt der elektromagnetischen Wechselwirkung, wodurch die Reaktion über ein virtuelles Photon mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ abläuft. Dadurch können nur Teilchen mit denselben Quantenzahlen direkt erzeugt werden, wo hingegen Teilchen mit anderen Quantenzahlen nur in den anschließenden Zerfallsketten beobachtbar sein können.

Bei der Antiproton-Proton-Annihilation können hingegen Zustände mit sämtlichen erlaubten Quantenzahlen erzeugt werden (siehe Abbildung 1.4).

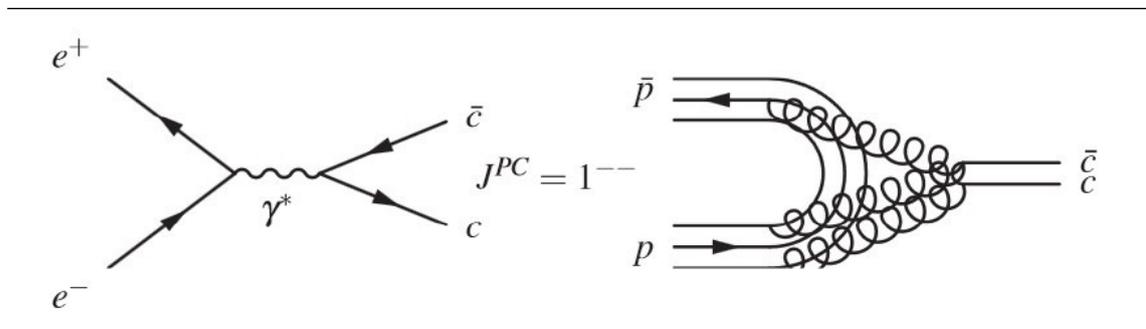


Abbildung 1.4: Vergleich des e^+e^- - und $\bar{p}p$ -Annihilationsprozesses beispielhaft für die Erzeugung eines Charmonium-Mesons [Lun07]

Weiterhin soll mit dem \bar{P} ANDA-Experiment nach Gluebällen, Teilchen mit exotischen Quantenzahlen und Hybriden gesucht werden. Außerdem werden Hadronen in nuklearer Materie, sowie Hyperkerne bzw. Hyperonen studiert werden. Die Bestimmung der elektromagnetischen Formfaktoren des Protons z.B. durch die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ wird ebenfalls möglich sein.

Ausführlichere Informationen zum \bar{P} ANDA-Experiment finden sich in [PAN09].

1.5 Motivation der Analyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\eta$

Um ein besseres Verständnis über die Antiproton-Proton-Annihilation in Bezug auf das zukünftige \bar{P} ANDA-Experiment zu erlangen, werden Messdaten vom Crystal Barrel-Experiment analysiert, welche am Antiprotonenspeicherring LEAR am CERN³ in den 1990er Jahren aufgenommen worden sind. In dieser Arbeit wird die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\eta$ selektiert und einer Partialwellenanalyse unterzogen.

Diese Reaktion ist in mehreren Gesichtspunkten interessant:

Zum einen beachtenswert ist die Identifizierung von Zwischenresonanzen, die in $\pi^0\eta$, $\omega\pi^0$ und $\omega\eta$ zerfallen. Ein Hauptbeitrag sollte hierbei die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega(\pi^0\eta)_s$ ⁴ liefern.

Für diese Reaktion könnte die Bestimmung des größten noch beitragenden Bahndrehimpulses der $\bar{p}p$ -Annihilation, $L_{\max}(\bar{p}p)$, und des größten noch beitragenden Bahndrehimpulses für den Zerfall nach ωa_0 , $l_{\max}(\omega a_0)$, sowie die der Spin-Dichte-Matrix des ω -Vektormesons wichtige Erkenntnisse über den Produktionsprozess liefern.

Diese Ergebnisse können mit denen aus der Untersuchung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$ ([Pyc12]) verglichen werden. Der wesentliche Unterschied, der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Reaktion ist, dass das a_0 -Rückstoßsystem hauptsächlich aus dem $a_0(980)$ -Meson besteht und somit um ein Vielfaches schwerer ist, als das π^0 -Rückstoßteilchen. Des Weiteren wird das $a_0(980)$ -Meson als $K\bar{K}$ -Molekül mit Strangeness interpretiert, sodass dieser Produktionsprozess Unterschiede zur Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$ aufweisen könnte.

Darüber hinaus kann durch entsprechende Analysen die Software PAWIAN⁵ für die Partialwellenanalyse getestet und verifiziert werden [Paw14].

³Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁴Die $(\pi^0\eta)_s$ -Welle ist eine Kombination aus dem $a_0(980)$ - und dem $a_0(1450)$ -Meson und wird im Folgenden mit a_0 bezeichnet

⁵PArtial Wave Interactive ANalysis Software

Kapitel 2

Crystal Barrel-Experiment

Das Crystal Barrel-Experiment war ein Fixed-Target-Experiment am Low Energy Antiproton Ring (LEAR) an der Europäischen Organisation für Kernforschung CERN in Genf. Das Experiment wurde von 1989 bis 1996 durchgeführt. Der LEAR-Speicherring lieferte einen Antiprotonenstrahl, welcher auf ein flüssiges oder gasförmiges Wasserstoff- bzw. Deuteriumtarget geschossen wurde. Dabei wies der Detektor eine nahezu vollständige Abdeckung des Raumwinkels auf ($\sim 4\pi$). Hierbei war es möglich den Annihilationsprozess sowohl in Ruhe, als auch im Fluge zu untersuchen. Bei der Annihilation in Ruhe wurde ein Antiprotonenstrahl mit einem Impuls von 200 MeV/c verwendet. Diese Antiprotonen wurden aufgrund ihrer geringen Impulse innerhalb der Targetzelle gestoppt, sodass sich dort gebundene, angeregte Antiproton-Proton-Paare bilden konnten. Nachdem sich diese sogenannten Protonium-Atome abgeregt haben, fand der Annihilationsprozess im Grundzustand dieses Systems statt.

Zur Analyse des $\bar{p}p$ -Annihilationsprozesses im Fluge standen \bar{p} -Strahlimpulse von 600 MeV/c bis zu 1940 MeV/c zur Verfügung. Hierbei wurde auf nur neutrale oder auf zwei geladene Ereignisse getriggert.

Der Crystal Barrel Detektor wird seit dem Jahr 2000 in erweiterter Form an der Elektronenstretcheranlage ELSA an der Universität Bonn weiterverwendet [Rot12].

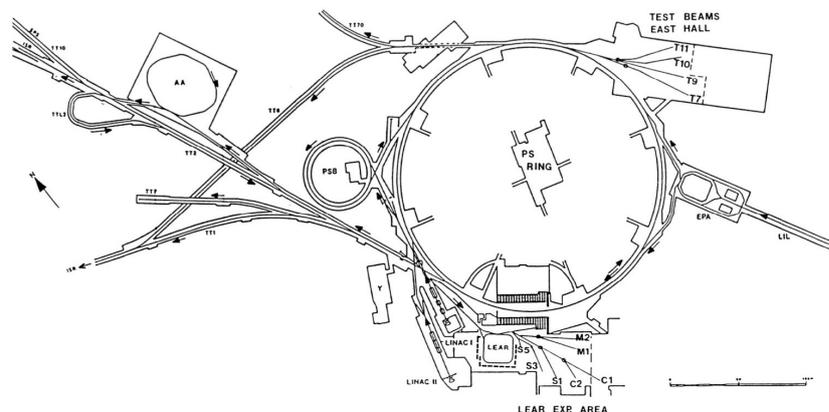


Abbildung 2.1: Die Proton-Synchrotron-Beschleunigeranlage am CERN mit dem Crystal Barrel-Experiment

2.1 Crystal Barrel-Detektor

Der Crystal Barrel-Detektor ist als Querschnitt (links) und als Längsschnitt (rechts) in Abbildung 2.2 dargestellt.

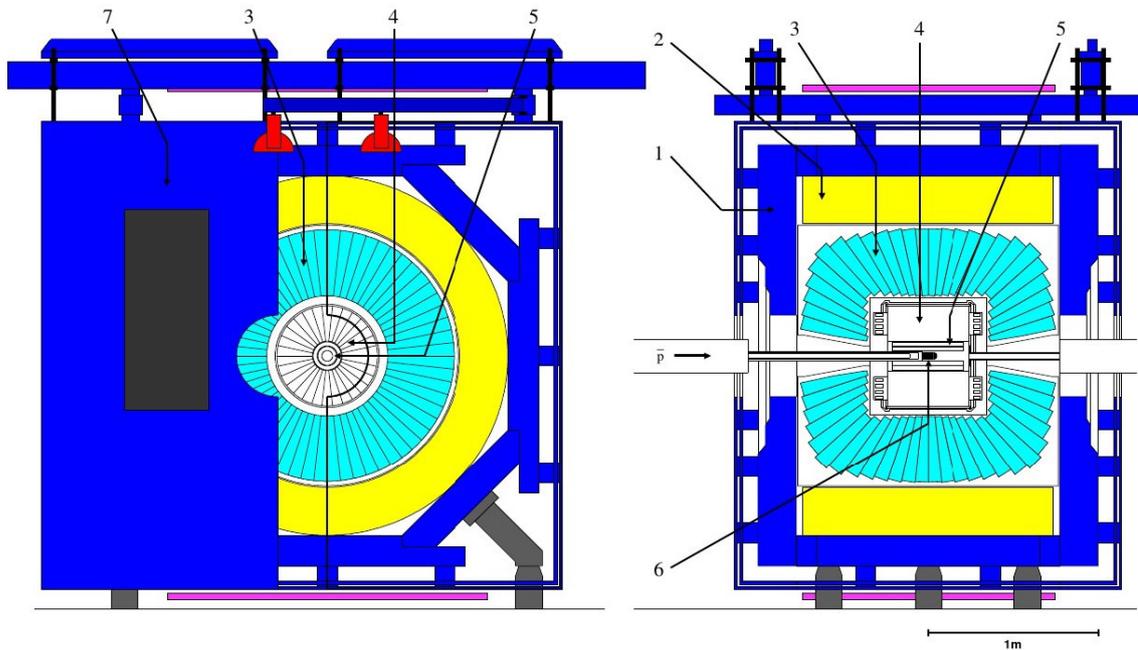


Abbildung 2.2: Der Crystal Barrel-Detektor: Eisenjoch (1), Magnetspule (2), Elektromagnetisches Kalorimeter (3), Jet-Driftkammer (4), Silizium-Vertexdetektor (5), Target (6), Eisenabschirmung (7)

Dieser weist eine Raumwinkelabdeckung von $95,2\% \cdot 4\pi$ (im Fluge, bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c) auf. Ursprünglich war er konzipiert zur Untersuchung von Antiproton-Proton-Annihilationen in Ruhe.

Im Zentrum befindet sich die Targetzelle, welche zylinderförmig mit einer Länge von 44 mm und einem Durchmesser von 17 mm konstruiert war. Diese war gefüllt mit flüssigem Wasserstoff LH_2 oder flüssigem Deuterium LD_2 . Um Die Targetzelle herum ist der Silizium-Vertex-Detektor. Dieser wiederum ist umgeben von der Jet-Driftkammer und dem fassförmigen, elektromagnetischen Kalorimeter. Der gesamte Aufbau ist umgeben von einer Solenoidenspule, die eine Magnetfeldstärke von 1,5 T in Strahlrichtung zur Verfügung stellt. Bei der Annihilation im Fluge befand sich hinter dem Target ein Veto-Zähler.

2.1.1 Silizium-Vertex-Detektor

Der Silizium-Vertex-Detektor (SVTX), dargestellt in Abbildung 2.3, ersetzte seit September 1995 eine zuvor betriebene Vieldrahtproportionalkammer.

Er war, ebenso wie die Targetzelle, zylindrisch mit einer Länge von 75 mm und einem

2.1 Crystal Barrel-Detektor

Durchmesser von 80 mm um diese herum angeordnet. Zusammengesetzt aus 15 unabhängigen SiO_2 -Platten, welche selbst aus je 128 Streifen bestehen, löst der Silizium-Vertex-Detektor bei einem Durchgang eines geladenen Teilchens ein Signal an die Elektronik aus. Die SiO_2 -Platten sind in Strahlrichtung angeordnet und besitzen eine Dicke von $370\ \mu\text{m}$. Die hohe Granularität ist verantwortlich für die präzise Bestimmung der Vertizes. Aufgrund der schnellen Auslesegeschwindigkeit ($0,5\ \mu\text{s}$) eignet sich der SVTX gut als Trigger auf eine definierte Anzahl von geladenen Teilchen in einem Ereignis.

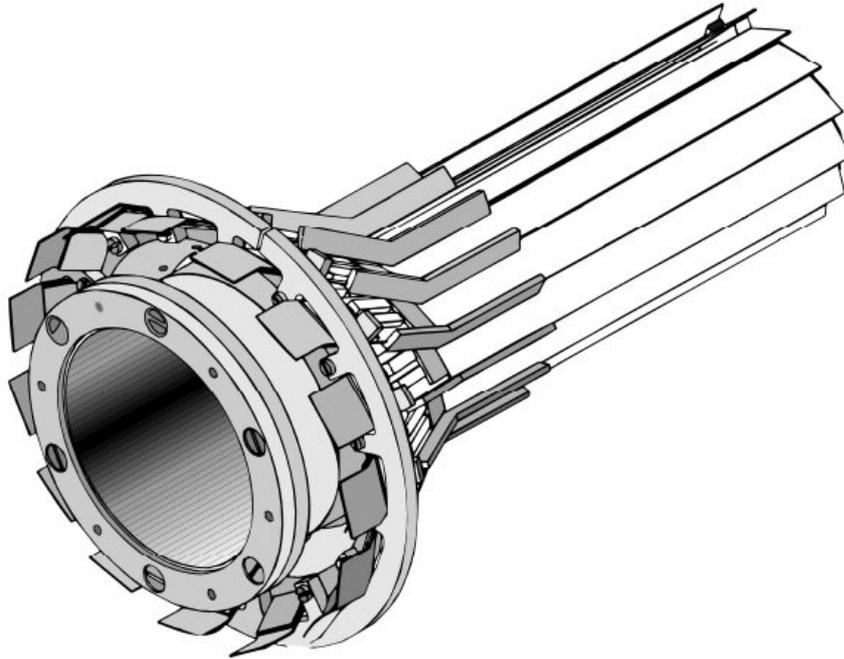


Abbildung 2.3: Der Silizium-Vertex-Detektor (SVTX) des Crystal Barrel-Experiments

2.1.2 Jet-Driftkammer

Zur Rekonstruktion der Spuren von geladenen Teilchen diente die Jet-Driftkammer (JDC), welche in Abbildung 2.4 dargestellt ist. Durch die Lorentzkraft werden geladene Teilchen auf helixförmige Bahnen gezwungen. Beim Durchgang durch die Jet-Driftkammer ionisiert ein geladenes Teilchen Gas-Atome bzw. Gas-Moleküle. Dies löst eine Elektronenlawine entlang der Trajektorie des geladenen Teilchens aus. Diese frei gewordenen Elektronen driften nun in Richtung der Signaldrähte. Durch die Messung der Driftzeit kann nun der Ort des Teilchendurchgangs bestimmt werden.

Die im Crystal Barrel-Experiment verwendete Jet-Driftkammer bestand aus einem Zylinder mit 40 cm Länge und einem Durchmesser von 54 cm, gefüllt mit einem Gasgemisch aus Kohlenstoffdioxid (CO_2) und Isobutan (C_4H_{10}). Sie war unterteilt in 30 identische

Segmente, mit je 23 Signaldrahnen, 58 Felddrahnen und 22 Feldkorrekturdrahnen. Die Ortsauflosung in der r - ϕ -Ebene betrug $100\ \mu\text{m}$. Durch die Messung der Amplituden des Signals an beiden Enden der Drahne konnte die z -Komponente mit einer Auflosung von $8\ \text{mm}$ bestimmt werden.

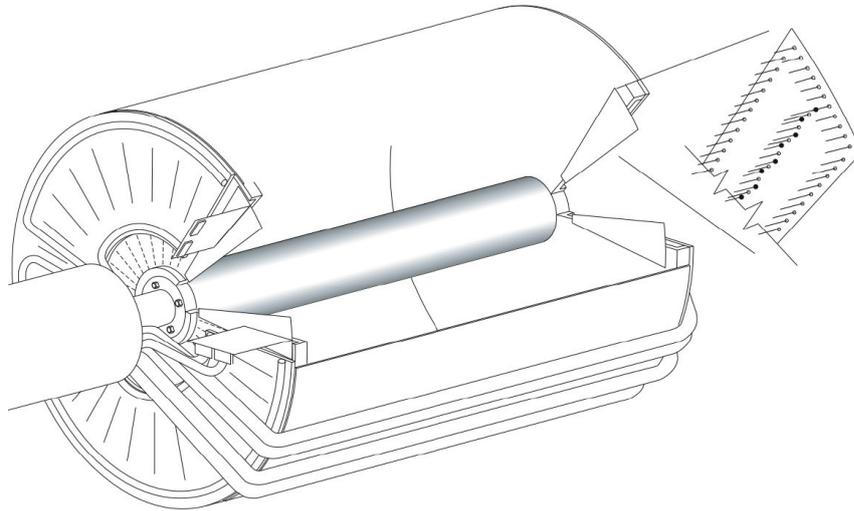


Abbildung 2.4: Die Jet-Driftkammer (JDC) des Crystal Barrel-Experiments

2.1.3 Elektromagnetisches Kalorimeter

Neutrale Teilchen (Photonen) konnten mit dem elektromagnetischen Kalorimeter (EMC) (siehe Abbildung 2.5) detektiert werden. Dieses bestand aus 1380 Casiumiodid-Kristallen, dotiert mit $0,1\ \text{mol}\%$ Thallium ($\text{Cs}(\text{Tl})$). Daraus resultiert eine Dichte von $4,53\ \text{g}/\text{cm}^3$. Die Frontseiten der Kristalle waren dabei auf das Target im Zentrum des Detektors ausgerichtet und $30\ \text{cm}$ lang. Dies entspricht $16,1$ Strahlungslangen ($X_0 = 1,86\ \text{cm}$). Die Anordnung der einzelnen Kristalle war fassformig, woraus auch der Name des Experimentes resultiert. Beim Auftreffen eines Photons auf einen Kristall entsteht durch Paarbildung und Bremsstrahlung ein elektromagnetischer Schauer. Dieser erzeugt Exzitonen (Elektronen-Loch-Paare), welche bei Rekombination Szintillationslicht auslosen. Dieses Szintillationslicht wurde mittels Wellenlangenschiebern aus $3\ \text{mm}$ dickem Plexiglas und Photodioden ausgelesen und in ein elektrisches Signal umgewandelt.

Durch die Aussparungen im elektromagnetischen Kalorimeter fur das Strahlrohr erreicht das EMC eine Winkelabdeckung von $\theta = 12^\circ$ bis 168° , was einer Raumwinkelabdeckung von $97,8\ \% \cdot 4\pi$ entspricht. Bei der Antiproton-Proton-Annihilation im Fluge ergab sich eine Raumwinkelabdeckung von $95,2\ \% \cdot 4\pi$ bei einem Strahlimpuls von $1940\ \text{MeV}/c$. Bedingt durch die Ausdehnung der einzelnen Kristalle betrug die Ortsauflosung $20\ \text{mrad}$ in ϕ - und θ -Richtung.

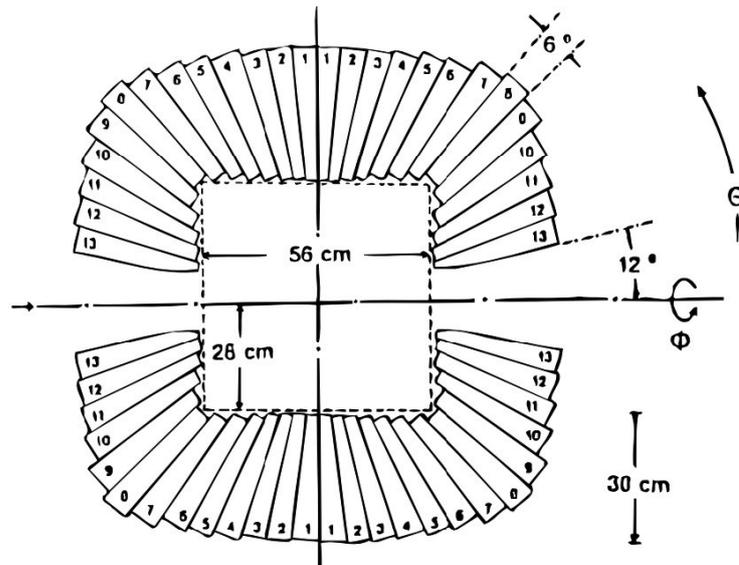


Abbildung 2.5: Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) des Crystal Barrel-Experiments

2.2 Rekonstruktionssoftware

Die zur Rekonstruktion genutzten Softwarepakete sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst [Deg99]:

Tabelle 2.1: Die zur Rekonstruktion genutzten Softwarepakete

Software	Funktion
LOCATOR	Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen
BCTRACK	Auswertung der Kalorimeterdaten
GTRACK	Zusammenfassung der Ergebnisse von LOCATOR und BCTACK
CBKFIT	Kinematische Anpassung
GEANT3	Simulation des Durchgangs von Teilchen durch Materie
CBGEANT	Erzeugung von Monte-Carlo-Simulationen für das CB-Experiment
CBoFF++	C++ - Schnittstelle zu CBoFF
JHONNYWALKER	Neuronales Netz zur Erkennung von Schauerfluktuationen
ROOT	Werkzeug zur Visualisierung

Kapitel 3

Daten-Rekonstruktion und Selektion der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\eta$

3.1 Vorstellung der Daten

Die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion ist

$$\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\eta$$

wobei das ω mit der mittleren Lebensdauer $\tau = 7,75 \cdot 10^{-23}$ s zu $89,2 \pm 0,7$ % in $\pi^+\pi^-\pi^0$ zerfällt. Neutrale Pionen mit einer mittleren Lebensdauer von $8,52 \cdot 10^{-17}$ s zerfallen zu $98,823 \pm 0,034$ % in 2γ . Das η -Meson ($\tau = 5,0 \cdot 10^{-19}$ s) zerfällt ebenfalls in 2γ ($39,41 \pm 0,20$ %). Aufgrund der geringen mittleren Lebensdauer dieser Teilchen ist der Nachweis nur über die Zerfallsprodukte möglich. Andere Zerfallsmodi bleiben aufgrund geringerer Verzweigungsverhältnisse unberücksichtigt. Die geladenen Pionen mit einer mittleren Lebensdauer von $2,6033 \cdot 10^{-8}$ s sind innerhalb des Detektors meist stabil; ein direkter Nachweis ist daher möglich.

Der somit detektierte Endzustand lautet demnach $\pi^+\pi^-6\gamma$. Eine Übersicht über die an dieser Reaktion beteiligten Mesonen ist in Tabelle 3.1 dargestellt.

Tabelle 3.1: Übersicht über die relevanten Mesonen [Ber14]

Meson	Masse in MeV/c ²	J ^{PC}	Quarkinhalt	Ladung in e
ω	$782,65 \pm 0,12$	1^{--}	$1/\sqrt{2} \cdot (u\bar{u} + d\bar{d})$	0
π^+	$139,57018 \pm 0,00035$	0^{-+}	$u\bar{d}$	+1
π^-	$139,57018 \pm 0,00035$	0^{-+}	$d\bar{u}$	-1
π^0	$134,9766 \pm 0,0006$	0^{-+}	$1/\sqrt{2} \cdot (u\bar{u} + d\bar{d})$	0
η	$547,862 \pm 0,018$	0^{-+}	$1/\sqrt{6} \cdot (u\bar{u} + d\bar{d} + 2s\bar{s})$	0

Das Crystal Barrel-Experimentes stellt vier verschiedene Antiprotonen-Strahlimpulse mit unterschiedlich umfangreicher Statistik für Endzustände mit zwei geladenen Teilchen zur Verfügung: $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$, $1525 \text{ MeV}/c$, $1642 \text{ MeV}/c$ und $1940 \text{ MeV}/c$. Die gesammelten Daten für den Strahlimpuls $1940 \text{ MeV}/c$ wurden im September und Oktober 1995 aufgenommen. Die Ereignisse der anderen Strahlimpulse wurden ein Jahr später im September 1996 gemessen.

3.2 Rekonstruktion

3.2.1 Rekonstruktion von geladenen Spuren

Geladene Teilchen durchlaufen aufgrund des Magnetfeldes helixförmige Bahnen. Zur Berechnung der Ortskoordinaten geladener Teilchen dienen die gemessenen Driftzeiten der Ionisation im Gas und die Amplitudendifferenzen des Signals an den Enden der Drähte der Jet-Drift-Kammer. Diese werden in Ortskoordinaten umgerechnet. Die so entstehende Helix wird durch ihre Krümmung α , die Tangente an die $r\phi$ -Projektion im ersten Spurpunkt Ψ_0 und ihrem Neigungswinkel λ angepasst.

Mit Hilfe dieser Parameter kann nun der Viererimpuls der Teilchen berechnet werden durch

$$\mathcal{P} = \begin{pmatrix} \sqrt{m^2 + p^2} \\ p_t \cos \Psi_0 \\ p_t \sin \Psi_0 \\ p_t \tan \lambda \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

mit dem Transversalimpuls $p_t = qB/\alpha$ und dem Betrag des Impulses $p = p_t \cdot \sqrt{1 + \tan^2 \lambda}$. Durch die Anpassung der Spuren an einen gemeinsamen Entstehungspunkt und mithilfe von Informationen des Silizium-Vertex-Detektors kann der Zerfallsvertex gut bestimmt werden [Deg99].

3.2.2 Rekonstruktion von Photonen im EMC

Trifft ein Photon in das EMC ein, löst es einen elektromagnetischen Schauer aus. Dieser Schauer breitet sich meist über mehrere Kristalle aus. Das Softwarepaket zur Rekonstruktion von Photonen im EMC BCTRACK fasst nun alle Kristalle, in denen die deponierte Energie oberhalb eines festzulegenden Schwellenwertes E_{SN} liegt, zu einem Cluster zusammen, solange auch die Gesamtenergie des Schauers oberhalb der festzulegenden Energieschwelle E_{SC} liegt.

Das globale Maximum an deponierter Energie innerhalb eines Clusters wird nun von der Software identifiziert. Gibt es dabei mehrere Maxima, werden nur diese berücksichtigt, welche oberhalb der Energieschwelle E_{SP} liegen.

Jedem lokalen Maximum wird ein *Particle Energy Deposit* (PED) zugeordnet, in dem die

Information der Flugrichtung und der Gesamtenergie enthalten ist. Ein Teilchen wird als Photon identifiziert, sofern keine geladene Spur in der Nähe des PEDs endet. Die in dieser Arbeit verwendeten Schwellenwerte für die deponierte Energie sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Es wurden dabei die Werte verwendet, welche schon in früheren Arbeiten ([Beu95], [Deg99]) optimiert wurden.

Tabelle 3.2: Übersicht über die Schwellenenergien im elektromagnetischen Kalorimeter

Energieschwelle		E_{\min} / MeV
E_{SP}	minimale deponierte Energie im Einzelkristall	1
E_{SN}	minimale deponierte Energie im Kristall im Cluster	4
E_{SC}	minimale deponierte Gesamtenergie des Cluster	20
E_{SP}	minimale deponierte Energie eines PEDS	20

Die Identifizierung von hadronischen Schauerfluktuationen (Splitt-Offs) geschah mittels des neuronalen Netzes *Johnny Walker*, sodass nur Ereignisse mit genau 6 Photonen akzeptiert wurden.

3.3 Vorselektion

Um offensichtlich nicht zu dem Endzustand passende Ereignisse direkt zu verwerfen und somit die Rechenzeit für die kinematische Anpassung zu verringern, wurde eine Vorselektion durchgeführt. Diese erfolgte mittels der Offline-Software des Crystal Barrel-Experimentes CBOFF schrittweise. Folgende Forderungen wurden gestellt:

- Genau zwei geladene Spuren mit mindestens sechs Treffern in der JDC
- Ein positiv und ein negativ geladenes Teilchen mit einer Vertex-Position innerhalb der Targetzelle
- Genau sechs detektierte Photonen
- Impulserhaltung des gesamten Ereignisses: Maximale Abweichung vom Strahlimpuls von 500 MeV/c

Es werden mindestens sechs Treffer in der JDC gefordert, da die geladenen Teilchen eine helixförmige Bahn durchlaufen und erst ab dieser Anzahl an Treffern eine eindeutige Beschreibung der Spur möglich ist.

Der Schnitt auf den Vertex erfolgt, damit sichergestellt ist, dass die Annihilation innerhalb

der Targetzelle stattgefunden hat. Dies ist insofern von Bedeutung, als sonst die Bewegungsrichtung der Photonen systematisch falsch rekonstruiert wird, was zu einer falsch gemessenen Masse des aus den beiden Photonen zusammengesetzten Teilchens führt. Außerdem ist somit sichergestellt, dass alle Teilchen aus dem Annihilationsvertex kommen und so keine langlebigeren Resonanzen, wie z.B. Kaonen mehr selektiert werden.

Die Abbildungen 3.1(a) und 3.1(b) zeigen den Annihilationsort in z - bzw. radialer ρ -Komponente beispielhaft für den Strahlimpuls von $900 \text{ MeV}/c$ (entsprechende Abbildungen für die anderen Strahlimpulse befinden sich im Anhang A.1). Die Anzahl der Ereignisse ist dabei logarithmisch aufgetragen. Es wird deutlich, dass im Bereich um ca. 12 cm hinter dem Mittelpunkt der Targetzelle einige Annihilationen stattgefunden haben. Diese geschahen nicht mehr innerhalb der Zelle, sondern im Veto-Zähler. Damit nur Annihilationen innerhalb der Targetzelle berücksichtigt werden, wurden alle Ereignisse mit dem Abstand von $> 5,0 \text{ cm}$ vom Annihilationschwerpunkt in z -Richtung und einem Abstand von $> 1,0 \text{ cm}$ in ρ -Richtung verworfen.

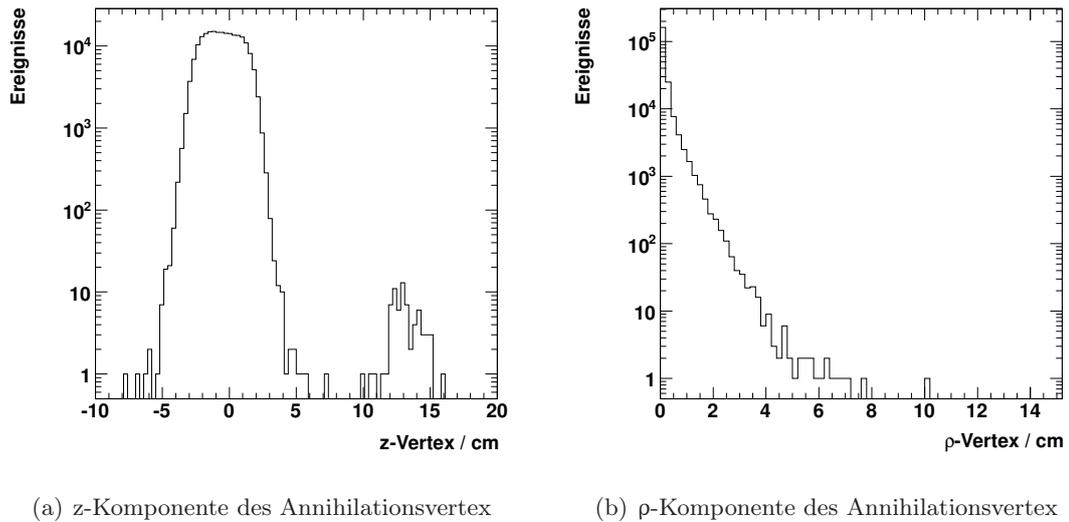


Abbildung 3.1: z - und ρ -Komponente des Annihilationsvertex für den Strahlimpuls von $900 \text{ MeV}/c$

Nach diesen bisherigen, vorselektiven Schritten wurde die Anzahl der Ereignisse je nach Strahlimpuls auf $0,2 \%$ bis $1,3 \%$ der eingelesenen Gesamttereignisse verringert. Dies bedeutet einen deutlich geringeren Zeitaufwand für die kinematische Anpassung sowie die Verwerfung vieler Untergrundereignisse.

3.4 Kinematische Anpassung

Ziel der kinematischen Anpassung (englisch: fit) ist es, die gemessenen Größen innerhalb ihrer Messfehler zu variieren, um so von außen gestellten Forderungen (Zwangsbedingungen, englisch: constraints) zu erfüllen bzw. die Abweichung an diese minimal werden zu lassen. Die Funktionsweise geschieht mittels der Lagrange-Multiplikatoren und der anschließenden Minimierung der quadratischen Abweichungen. Dies ist ein mathematischer Optimierungsprozess unter vorgegebenen Randbedingungen, welcher durch Matrix- und Vektormultiplikationen gelöst wird. Die Güte einer solchen kinematischen Anpassung ist das χ^2 , welches bei diesem Prozess minimiert wird.

Die so gewonnenen optimierten Vierervektoren werden nun abgespeichert und für weitere Analysen verwendet.

Durch den vorgegebenen Strahlimpuls des Antiprotons (das Proton befindet sich in Ruhe) wird gefordert, dass der Impuls bei der Reaktion erhalten bleibt. Somit muss die Summe der Impulse der Endzustandsteilchen dem genau bekannten Strahlimpuls entsprechen.

Die Energie der Reaktion ist ebenfalls eine Erhaltungsgröße, wodurch eine weitere Forderung gegeben ist. Durch Energie- und Impulserhaltung sind insgesamt vier Zwangsbedingungen gegeben (drei durch den Impuls in allen Raumkoordinaten und eine durch die Energie); man spricht hierbei von einem 4-C Fit.

Zur kinematischen Anpassung der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\eta$ wurden weitere Forderungen gestellt:

- Das Massenquadrat des neutralen Pions aus dem ω -Zerfall entspricht dem Quadrat der Summe der Vierervektoren zweier Photonen

$$m^2(\pi_{\omega}^0) = (p(\gamma_1) + p(\gamma_2))^2$$

- Das Massenquadrat des neutralen Rückstoß-Pions entspricht dem Quadrat der Summe der Vierervektoren zweier Photonen:

$$m^2(\pi_{\text{recoil}}^0) = (p(\gamma_3) + p(\gamma_4))^2$$

- Das Massenquadrat des η -Mesons entspricht dem Quadrat der Summe der Vierervektoren zweier Photonen:

$$m^2(\eta) = (p(\gamma_5) + p(\gamma_6))^2$$

- Das Massenquadrat des ω -Mesons entspricht dem Quadrat der Summe der Vierervektoren der drei Pionen des ω -Zerfalls:

$$m^2(\omega) = (p(\pi^+) + p(\pi^-) + p(\pi_{\omega}^0))^2$$

Letztere Forderung ist insofern gerechtfertigt, als die natürliche Breite des ω erheblich geringer als die Detektorauflösung ist.

Somit ergeben sich nun acht Zwangsbedingungen (8C-Fit). Werden diese Forderungen unter Variation der gemessenen Größen innerhalb ihrer Fehler nicht erfüllt, so wird das Ereignis verworfen. Weiterhin werden in einem späteren Schnitt auf das Konfidenzniveau (CL) Ereignisse verworfen, die die Anpassung nur schlecht erfüllen.

Zur Untersuchung des Untergrundes wurden in dieser Arbeit weitere kinematische Anpassungen von anderen Endzuständen vorgenommen. Eine Übersicht über die aufgestellten Hypothesen ist in Tabelle 3.3 dargestellt.

Tabelle 3.3: Die getesteten Hypothesen für die kinematische Anpassung

#	Hypothese	Subzerfälle		
1	$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-6\gamma$	-		
2	$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\eta$	$\pi_{a,b}^0 \rightarrow 2\gamma$	$\eta \rightarrow 2\gamma$	
3	$\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\eta$	$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi_{a,b}^0 \rightarrow 2\gamma$	$\eta \rightarrow 2\gamma$
4	$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$	$\pi_{a,b,c}^0 \rightarrow 2\gamma$		
5	$\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\pi^0$	$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi_{a,b}^0 \rightarrow 2\gamma$	
6	$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta\eta$	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	$\eta_{a,b} \rightarrow 2\gamma$	
7	$\bar{p}p \rightarrow \omega\eta\eta$	$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$\eta_{a,b} \rightarrow 2\gamma$	

3.5 Abschätzung der Messfehler

Die absoluten Fehler der gemessenen Größen sind vorerst nur näherungsweise bekannt. Die gemessenen Größen für geladene Teilchen sind Ψ_0 , α und λ (siehe Kapitel 3.2.1). Für neutrale Teilchen sind die verwendeten Messgrößen der Azimutalwinkel ϕ , der Polarwinkel θ , und die Energie \sqrt{E} .

Der Pull

$$\sum_i \frac{x_{i,\text{vorher}} - x_{i,\text{nachher}}}{\sqrt{\sigma_{i,\text{vorher}}^2 - \sigma_{i,\text{nachher}}^2}} \quad (3.2)$$

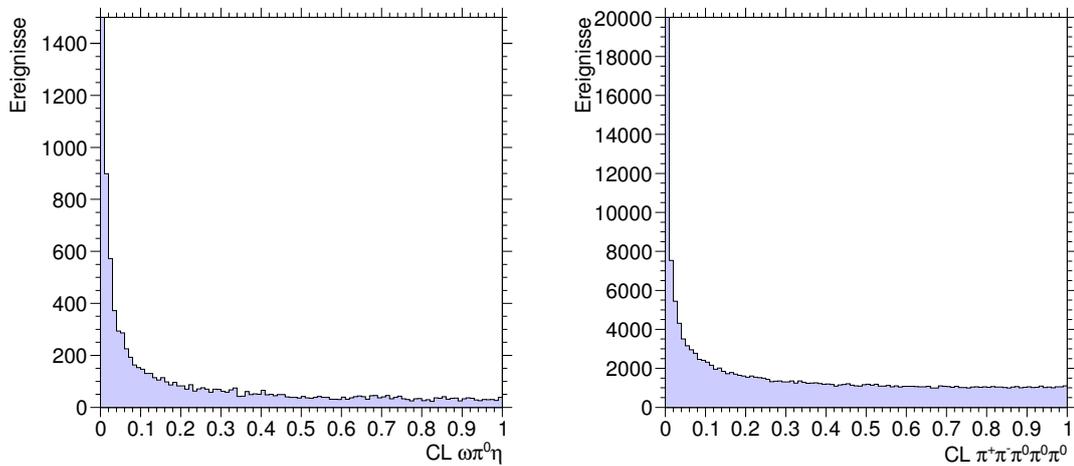
mit dem Messwert x_i und dem dazugehörigen Fehler σ_i vor und nach der kinematischen Anpassung sollte für ein Ensemble von Messungen einer Gauß-Verteilung mit dem Mittelwert $\mu = 0$ und der Breite $\sigma = 1$ entsprechen. Um genau dies zu erreichen, werden die Fehler jeder einzelnen Messgröße mit einem Skalierungsfaktor versehen.

Hierfür wurde ein iteratives Verfahren angewandt, in dem die sechs Skalierungsfaktoren variiert wurden und jeweils die Summe der Abweichungen von der Breite 1 (χ^2) des Pulls gebildet wurde (siehe [Pyc12]). Bei einem Minimum des χ^2 erhält man so optimale Pullverteilungen.

Die Optimierung der Pullverteilungen ist allerdings nicht unabhängig vom Konfidenzniveau: Es zeigte sich, dass aufgrund von Untergrundereignissen besser werdende Pullverteilungen ein Konfidenzniveau mit einer positiven Steigung bei höheren Werten verursachten. Der Idealfall ist ein Konfidenzniveau mit einer flachen Verteilung. Da es im Zweifelsfall sinnvoller ist, mehr Ereignisse zu verwerfen, als die Anzahl an Untergrundereignisse zu erhöhen, wurde das iterative Verfahren erweitert: Das χ^2 wurde um einen additiven Term ergänzt, der die Abweichung des Konfidenzniveaus von einer flachen Verteilung für den Bereich $> 0,7$ beschreibt.

Die Skalierungsfaktoren wurden anhand der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$ optimiert, da hier die größte Ereigniszahl mit dem geringsten Untergrundbeitrag gegeben war (siehe Tabellen 3.6 und 3.7).

Das Konfidenzniveau und die resultierenden Pullverteilungen sind exemplarisch für den Antiprotonen-Strahlimpuls von 900 MeV/c in den Abbildungen 3.2 und 3.3(a) bis 3.5(c) dargestellt. Die Konfidenzniveaus und Pullverteilungen für die anderen Strahlimpulse befinden sich im Anhang A.2 und Anhang A.3.



(a) Konfidenzniveau für die Signal-Hypothese (b) Konfidenzniveau für die Optimierung-Hypothese

Abbildung 3.2: Konfidenzniveaus für den Strahlimpuls von 900 MeV/c

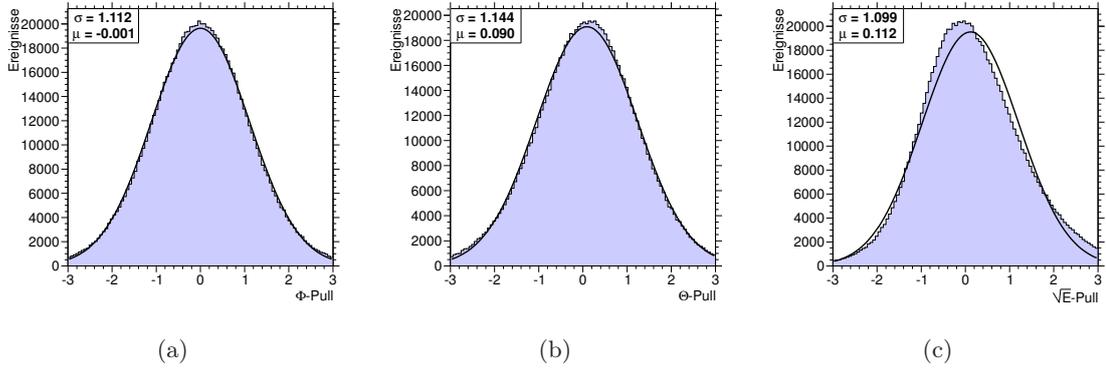


Abbildung 3.3: Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 900 MeV/c für Photonen, ϕ -Pull (a), θ -Pull (b) und \sqrt{E} -Pull (c) für die Signal-Hypothese

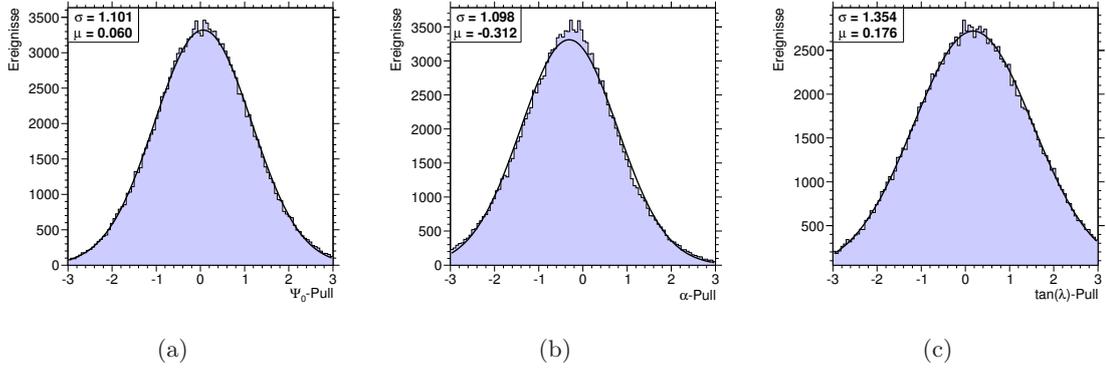


Abbildung 3.4: Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 900 MeV/c für positiv geladene Teilchen, Ψ_0 -Pull (a), α -Pull (b) und $\tan\lambda$ -Pull (c) für die Signal-Hypothese

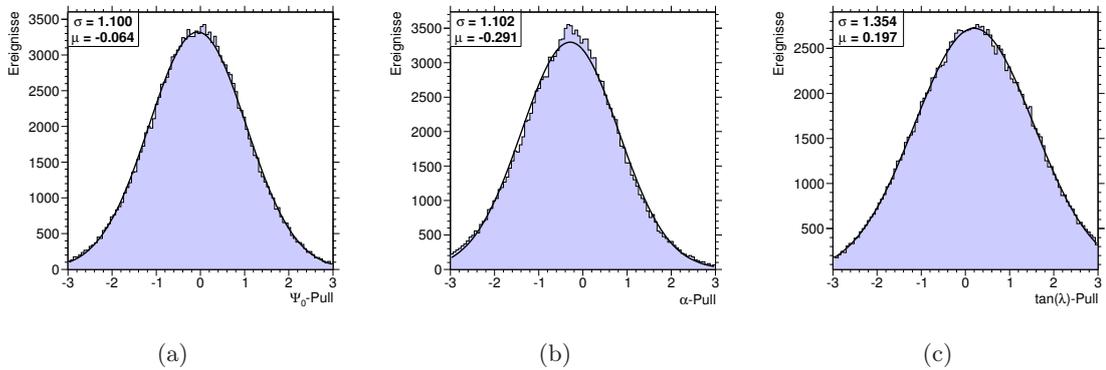


Abbildung 3.5: Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 900 MeV/c für negativ geladene Teilchen, Ψ_0 -Pull (a), α -Pull (b) und $\tan\lambda$ -Pull (c) für die Signal-Hypothese

Es zeigen sich etwas zu breite Pulls aufgrund der nahezu flachen Verteilung des Konfidenzniveaus. Eine Abweichung vom Mittelwert 0 deutet auf einen systematischen Fehler hin. Die Optimierung auf die Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$ lieferte auch optimale Pullverteilungen und ein nahezu flaches Konfidenzniveau für die Signal-Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\eta$ (siehe Abbildung 3.2).

Mit den so gewonnenen Skalierungsfaktoren kann nun die kinematische Anpassung durchgeführt werden.

Die Methode der Pulloptimierung wurde ebenfalls für Monte-Carlo-Ereignisse separat durchgeführt und die dazugehörigen Skalierungsfaktoren bestimmt. Die Skalierungsfaktoren für die experimentellen Daten und die Monte-Carlo-Simulationsdaten für den Strahlimpuls von 900 MeV/c sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

Tabelle 3.4: Die Skalierungsfaktoren nach der Pulloptimierung für die Daten und Monte-Carlo-Simulationen für den Strahlimpuls von 900 MeV/c

Pull	ϕ	θ	\sqrt{E}	Ψ_0	α	$\tan \lambda$
Skalierungsfaktoren Daten	0,85	1,30	1,20	0,65	1,00	1,25
Skalierungsfaktoren MC	1,60	1,95	0,90	0,80	1,45	1,75

Es wurden jedoch nicht alle Untergrundereignisse aussortiert, weshalb eine weitere Behandlung des Untergrundes vonnöten ist.

3.6 Betrachtung des Untergrundes

Die Untergrundkanäle der vorliegenden Reaktion sind insbesondere Ereignisse, die ebenfalls ein π^+ , ein π^- und sechs Photonen im Endzustand aufweisen. Die Hauptuntergrundkanäle sind dabei:

- $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$
- $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\pi^0$
- $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta\eta$
- $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta\eta$

3.6.1 Optimierung der Selektionsschnitte mit Monte-Carlo-Simulationen

Zur Behandlung des Untergrundes wurden mit der Software CBGEANT Monte-Carlo-Ereignisse (MC) generiert, simuliert und analysiert. Es wurden zu jedem Untergrundkanal sowie zur Signalthypothese 1 Million Ereignisse produziert. Diese durchliefen ebenso dieselben Selektionsschritte wie die experimentellen Daten.

3.6 Betrachtung des Untergrundes

Mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulationsdaten wurde nun durch verschiedene Schnitte bzw. Gegenschnitte auf das Konfidenzniveau das optimale Verhältnis von Signal- (S) und Untergrundereignissen (B) $S/\sqrt{S+B}$ ermittelt.

Die so ermittelten Werte sind in Tabelle 3.5 zusammengefasst.

Tabelle 3.5: Schnitte auf das Konfidenzniveau für die Signalthypothese und Untergrundhypothesen

Hypothese	Schnitt auf CL
$\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\eta$	CL > 10 %
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$	CL < 0,1 %
$\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\pi^0$	CL < 0,1 %
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta\eta$	CL < 0,1 %
$\bar{p}p \rightarrow \omega\eta\eta$	CL < 0,1 %

Die Anzahl der generierten und selektierten Ereignissen nach diesen Schnitten für das Signal und die Untergrundkanäle der Monte-Carlo-Simulationsdaten ist für den Strahlimpuls $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$ in Tabelle 3.6 zusammengefasst.

Tabelle 3.6: Die Ereigniszahlen der Monte-Carlo-Simulationsdaten nach den angewandten Schnitten für den Strahlimpuls $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$

Kanal	# gen. Ereignisse	# selekt. Ereignisse	$\frac{\# \text{ selekt. Ereignisse}}{\# \text{ gen. Ereignisse}}$
$\omega\pi^0\eta$	10^6	36508	$3,7 \cdot 10^{-2}$
$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$	10^6	10	$1,0 \cdot 10^{-5}$
$\omega\pi^0\pi^0$	10^6	23	$2,3 \cdot 10^{-5}$
$\pi^+\pi^-\pi^0\eta\eta$	10^6	14	$1,4 \cdot 10^{-5}$
$\omega\eta\eta$	10^6	18	$1,8 \cdot 10^{-5}$

Da die Daten nach diesen Schnitten immer noch recht untergrundbehaftet sind, wurde ein weiteres Verfahren zur Untergrundunterdrückung angewandt.

3.6.2 Multivariate Seitenbandsubtraktion

Ereignisse, deren invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse im Bereich der ω -Masse liegen, welche aber nicht aus einem ω -Zerfall stammen, liefern einen Untergrundanteil unter dem ω -Signal.

Dieser konnte mit den Schnitten in Kapitel 3.6.1 nicht ohne weiteres eliminiert werden. Um diesen ebenfalls zu unterdrücken, wurde ein weiteres Verfahren angewandt. Die vorgestellte Methode der multivariaten Seitenbandsubtraktion ist eine Verallgemeinerung der Seitenbandsubtraktion, welche genauer in [Wil09] beschrieben wird. Zunächst muss eine Metrik für den n-dimensionalen Phasenraum festgelegt werden, welcher durch die Parameter $\vec{\xi}$ aufgespannt wird:

$$d_{ij} := \sum_{k=1}^n \left[\frac{\xi_k^i - \xi_k^j}{r_k} \right]^2 \quad (3.3)$$

Die Normierungen \vec{r} geben den maximalen Abstand der einzelnen Koordinaten wieder. Für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\eta$ wurden insgesamt sieben Parameter berücksichtigt:

- Der Kosinus des ω -Produktionswinkels: $\cos(\theta)_{\omega}^{\bar{p}p}$
- Der Kosinus des Polarwinkels des π^0 im $\pi^0\eta$ -Helizitätssystem: $\cos(\theta)_{\pi^0}^{\pi^0\eta}$
- Der Azimutalwinkel des π^0 im $\pi^0\eta$ -Helizitätssystem: $\phi_{\pi^0}^{\pi^0\eta}$
- Der Kosinus des Polarwinkels des π^0 im $\omega\pi^0$ -Helizitätssystem: $\cos(\theta)_{\pi^0}^{\omega\pi^0}$
- Der Kosinus des Polarwinkels der Normalen zweier Pionen in der ω -Zerfallsebene: $\cos(\theta)_{\pi^+\times\pi^-}^{\omega}$
- Der Azimutalwinkel der Normalen zweier Pionen in der ω -Zerfallsebene: $\phi_{\pi^+\times\pi^-}^{\omega}$
- Das normierte Quadrat des Normalenvektors der Pionen des ω -Zerfalls: $\lambda_{\text{norm}} = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{max}}}$ mit $\lambda = |\vec{p}_{\pi^+} \times \vec{p}_{\pi^-}|^2$, $\lambda_{\text{max}} = Q^2 \cdot \left(\frac{Q^2}{108} + \frac{m_Q}{3} + \frac{m^2}{3} \right)$ und $Q = T_{\pi^+} + T_{\pi^-} + T_{\pi^0}$ (mit der kinetischen Energie T) [Wei93]

Die Größe λ beschreibt die Dichteverteilung des ω -Dalitz-Diagramms vom Rand bis zur Mitte.

Mit Hilfe der Definition der Metrik in Gleichung 3.3 werden für jedes Ereignis mit der Kinematik $\vec{\xi}_0$ im Phasenraum N nächste Nachbarn ermittelt (hier: N = 150) und mit diesen die invarianten $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massen histogrammiert und eine Anpassung des so gewonnenen invarianten Massenspektrums durchgeführt.

Der Signal- und Untergrundanteil können approximiert werden, da die N nächsten Nachbarn nur einen geringen Anteil des Spektrums um $\vec{\xi}_0$ einnehmen:

$$S(m_i, \vec{\xi}_i) = F(\vec{\xi}_0) \cdot V(m_i, \mu, \sigma, \Gamma) \approx A \cdot V(m_i, \mu, \sigma, \Gamma) \quad (3.4)$$

$$B(m_i, \vec{\xi}_i) = B(m_i, \vec{\xi}_0) \approx a \cdot m_i + b \quad (3.5)$$

3.6 Betrachtung des Untergrundes

Da aufgrund der Detektorauflösung eine Gauß-Verteilung und aufgrund der natürlichen Breite des ω eine Breit-Wigner-Verteilung vorliegt, wird der Signalanteil durch die Voigt-Funktion beschrieben:

$$V(m_i, \mu, \sigma, \Gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot \text{Re} \left[w \left(\frac{1}{2\sqrt{\sigma}} (m - \mu) + i \frac{\Gamma}{2\sqrt{2}\sigma} \right) \right] \quad (3.6)$$

Hierbei steht w für die Faddeeva-Funktion. Die Masse und die natürliche Breite des ω bleiben dabei auf die Werte der *Particle Data Group* (PDG) fixiert [Ber14]. Die Spektren werden mit der Summe der Beschreibungen für den Signal- (S) und Untergrund-Anteil (B) angepasst. Daraus resultiert für jedes Ereignis ein Q-Wert:

$$Q_k = \frac{S_k}{S_k + B_k} \quad (3.7)$$

Der Q_k -Wert ist die Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses k , dass es sich um ein Signalergebnis handelt. Demnach ist $(1-Q_k)$ die Wahrscheinlichkeit, dass es sich bei dem jeweiligen Ereignis um ein Untergrundereignis handelt. Somit kann nun jedes Ereignis mit seinem Q-Wert gewichtet werden [Pyc12].

Das invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenspektrum und der Parameter λ nach dieser Methode sind für $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$ und $p_{\bar{p}} = 1940 \text{ MeV}/c$ in den Abbildungen 3.6 und 3.7 dargestellt. Die entsprechenden Spektren für die anderen Strahlimpulse befinden sich im Anhang A.4.

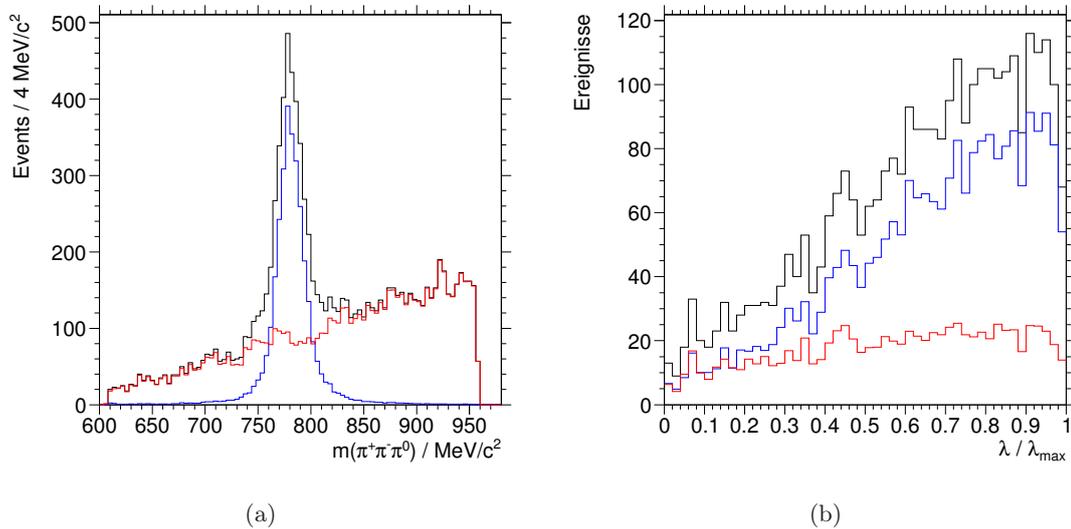


Abbildung 3.6: Das invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenspektrum (a) und der Parameter λ (b) nach der multivariaten Seitenbandsabstraktion für $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$. Abgebildet ist jeweils der Signalanteil (Q) in blau und der Untergrundanteil (1-Q) in rot und deren Summe in schwarz.

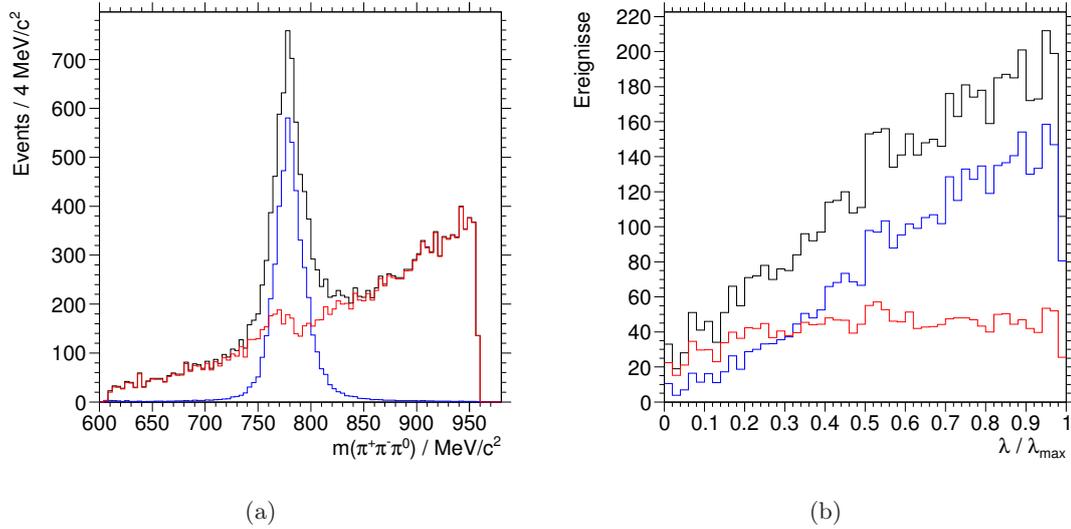


Abbildung 3.7: Das invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenspektrum (a) und der Parameter λ (b) nach der multivariaten Seitenbandsubtraktion für $p_{\bar{p}} = 1940 \text{ MeV}/c$. Abgebildet ist jeweils der Signalanteil (Q) in blau und der Untergrundanteil ($1-Q$) in rot und deren Summe in schwarz.

Der Verlauf der λ -Verteilung für den ω -Zerfall ist eine Gerade mit linearem Anstieg, welche durch den Ursprung verläuft. Der Offset gibt den noch vorhandenen Untergrundanteil an, welcher in der Regel durch eine flache Verteilung gegeben ist.

Man erkennt deutlich, dass der Untergrund unter dem ω -Signal im invarianten $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenspektrum richtig identifiziert wurde (rot). Der Offset bei $\lambda = 0$ wird nahezu vollständig durch den in rot gekennzeichneten Untergrundanteil beschrieben.

3.7 Zusammenfassung der Selektion

Die Tabelle 3.7 fasst die Ereigniszahlen nach jedem Selektionsschritt für alle vier untersuchten Strahlimpulse zusammen. Die größte Ereigniszahl liefert die Messung beim Strahlimpuls von $1940 \text{ MeV}/c$, gefolgt von der Messung des Strahlimpulses von $900 \text{ MeV}/c$. Die beiden anderen Strahlimpulse liefern weniger $\omega\pi^0\eta$ -Ereignisse, da bei diesen Strahlzeiten nicht ausschließlich auf zwei geladenen Spuren getriggert wurde. Zur weiteren Analyse ist der Strahlimpuls von $900 \text{ MeV}/c$ interessant, da hier eine recht große Ereigniszahl vorlag. Der nach der kinematischen Anpassung ermittelte Untergrundanteil mittels der multivariaten Seitenbandsubtraktion liegt zwischen $27,7 \%$ ($900 \text{ MeV}/c$) und $35,2 \%$ ($1940 \text{ MeV}/c$). Er wächst mit zunehmendem Strahlimpuls.

Tabelle 3.7: Die Anzahl der Ereignisse nach den jeweiligen Selektionsschritten für die vier vorliegenden \bar{p} -Strahlimpulse

$P_{\bar{p}}$	900 MeV/c	1525 MeV/c	1642 MeV/c	1940 MeV/c
Gesamtereignisse	14913520	19598272	9423130	55811236
Genau 2 geladene Teilchen	10067279	3534269	6087848	32564054
Ein positives & ein negatives Teilchen	8685688	2753379	4914164	24997169
Ein positives, ein negatives Teilchen & 6γ	924154	318482	585104	3016657
Impulsfenster	824626	242046	440940	2059437
mind. 6 Treffer in JDC	795976	213265	423427	1911911
Vertex im Target	201046	45790	104137	472385
$\pi^+\pi^-6\gamma$ -Ereignisse	201045	45789	104136	472381
$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\eta$ -Ereignisse	40181	11321	26751	135794
$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$ -Ereignisse	153241	32521	72517	310911
$\omega\pi^0\pi^0$ -Ereignisse	47950	7982	17731	67494
$\pi^+\pi^-\pi^0\eta\eta$ -Ereignisse	7218	3412	9473	60384
$\omega\eta\eta$ -Ereignisse	2704	780	2002	10064
$\omega\pi^0\eta$ -Ereignisse	12139	2526	6023	25873
mit Cuts nach Tab. 3.5	3203	648	1430	5930
Signalereignisse, $\sum Q$	2316	439	965	3844
Untergrundereignisse, $\sum (1 - Q)$	887	209	465	2086

3.8 Invariante Massenspektren

Die invarianten Massen und das Dalitz-Diagramm nach allen beschriebenen Selektionsschritten für alle vier Strahlimpulse sind in den Abbildungen 3.8 bis 3.12 dargestellt.

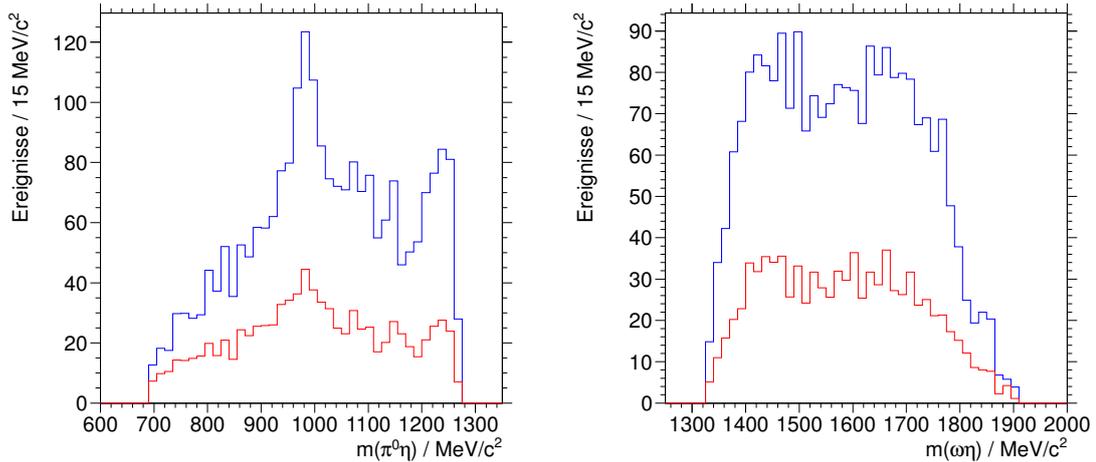
Das Dalitz-Diagramm dient zur zweidimensionalen Veranschaulichung eines Dreikörperzerfalls. Dabei werden die Massenquadrate der Summe der Vierervektoren zweier Teilchen auf je einer Achse aufgetragen. Resonanzen, die in diese beiden Teilchen zerfallen, zeigen sich dann als Überhöhung parallel zu dieser Achse; Zwischenzerfälle des dritten, nicht aufgetragenen Teilchenpaares erkennt man auf der Diagonalen.

Abgebildet ist jeweils der Signal- und Untergrundanteil.

3.8.1 Massenspektren für den Strahlimpuls von 900 MeV/c

Der Strahlimpuls von 900 MeV/c umfasst 2316 gewichtete $\omega\pi^0\eta$ -Ereignisse. Das invariante $\pi^0\eta$ -Massenspektrum in Abbildung 3.8(a) zeigt deutliche Strukturen bei ca. 980 MeV/c² und am Ende des Phasenraums bei ca. 1250 MeV/c². Das Signal bei ca. 980 MeV/c² könnte aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega a_0(980) \rightarrow \omega(\pi^0\eta)$ stammen. Die Überhöhung am Ende des Phasenraums könnte durch die Ausläufe der relativ breiten $a_2(1320)$ - und $a_0(1450)$ -Zwischenresonanzen verursacht worden sein. Diese Strukturen zeigen sich im Dalitz-Diagramm als diagonale Bänder in Abbildung 3.9(b).

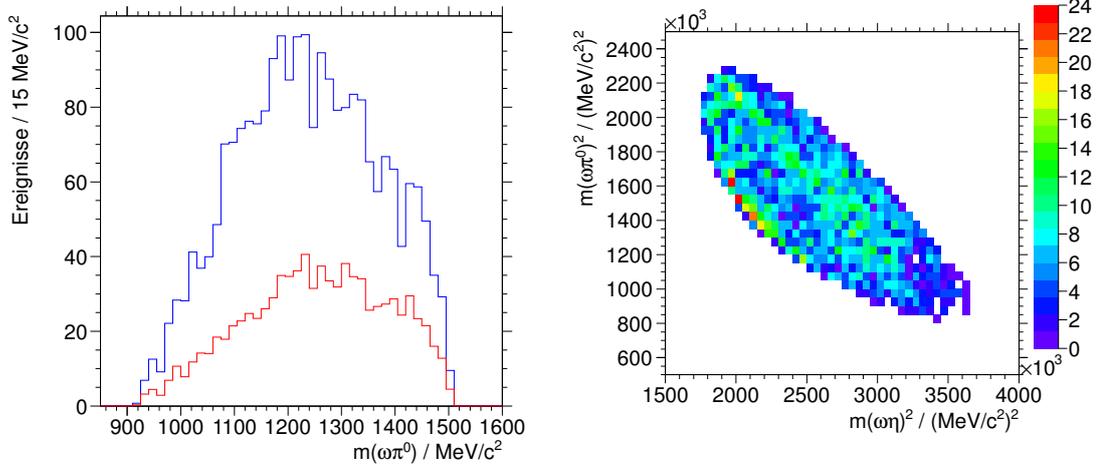
Das invariante $\omega\eta$ -Massenspektrum in Abbildung 3.8(b) weist eine leichte Überhöhung bei ca. 1400 MeV/c² und 1600 MeV/c² auf. Hierbei könnte es sich z.B. um die Zwischenresonanzen $h_1(1380)$ und $h_1(1595)$ handeln.



(a) Das invariante $\pi^0\eta$ -Massenspektrum

(b) Das invariante $\omega\eta$ -Massenspektrum

Abbildung 3.8: Invariante Massenspektren für $p_{\bar{p}} = 900$ MeV/c. Abgebildet ist jeweils der Signalanteil (Q) in blau und der Untergrundanteil (1-Q) in rot.



(a) Das invariante $\omega\pi^0$ -Massenspektrum

(b) Das Dalitz-Diagramm

Abbildung 3.9: Invariantes $\omega\pi^0$ -Massenspektrum und das Dalitz-Diagramm für $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$. Abgebildet ist der Signalanteil (Q) in blau und der Untergrundanteil (1-Q) in rot.

Eine Struktur im invarianten $\omega\pi^0$ -Massenspektrum (Abbildung 3.9(a)) zeichnet sich bei ca. $1200 \text{ MeV}/c^2$ ab. Hierbei könnte es sich um das b_1 (1235) handeln.

Zur Identifizierung dieser und weiterer möglicher Zwischenresonanzen und zur Bestätigung der geäußerten Vermutungen wird eine Partialwellenanalyse durchgeführt (siehe Kapitel 5).

3.8.2 Massenspektren für den Strahlimpuls von 1525 MeV/c

Die Ergebnisse für den Strahlimpuls von $p_{\bar{p}} = 1525 \text{ MeV}/c$ sind in gleicher Form in Abbildung 3.10 dargestellt.

Die Struktur im invarianten $\pi^0\eta$ -Massenspektrum (Abbildung 3.10(a)), welche beim Strahlimpuls von 900 MeV/c am Ende des Phasenraums liegt, ist hier viel stärker zu erkennen. Aufgrund der geringen Ereigniszahl von 439 gewichteten Ereignissen lassen sich hier allerdings die anderen Überhöhungen schwieriger erkennen.

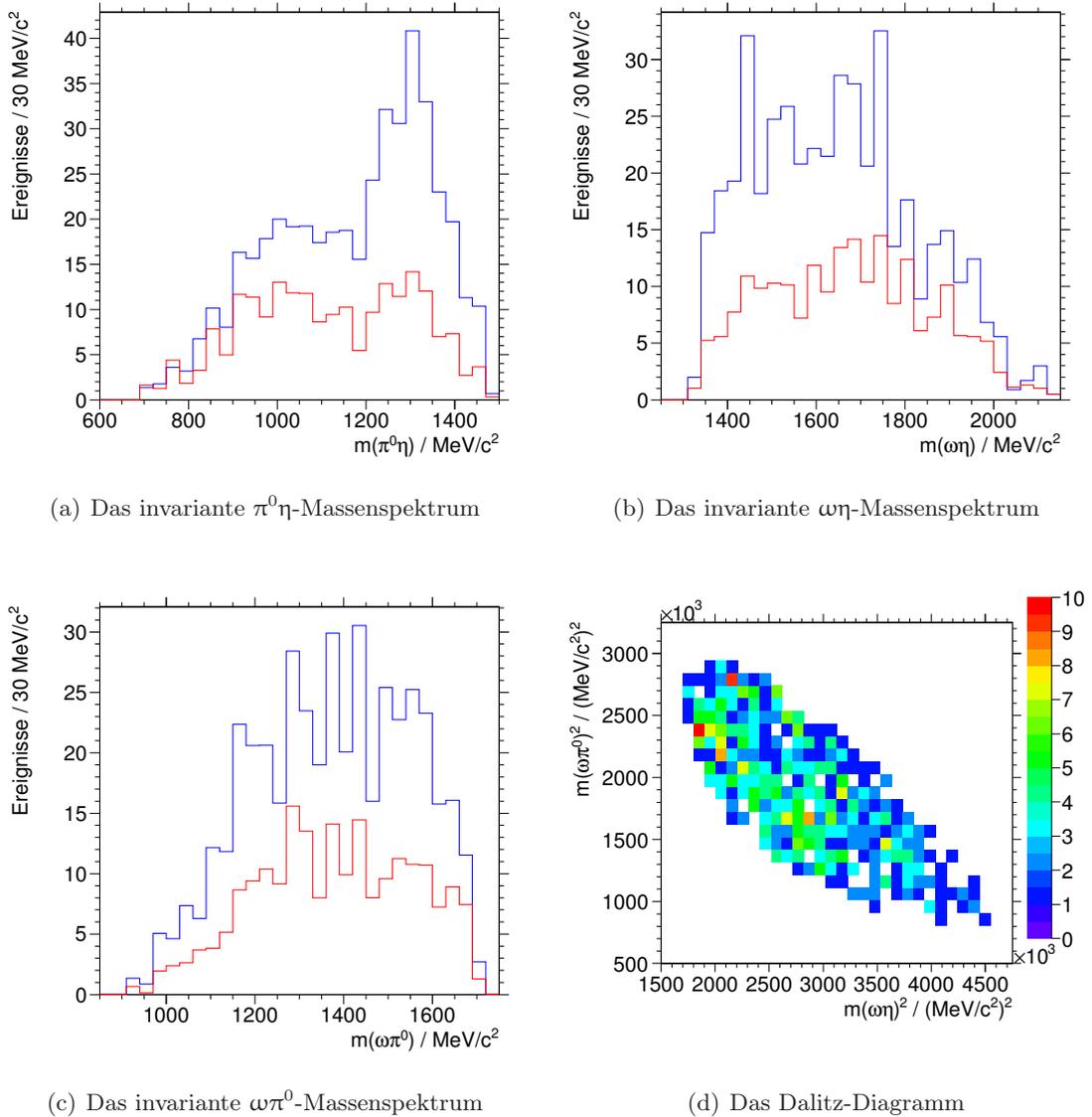
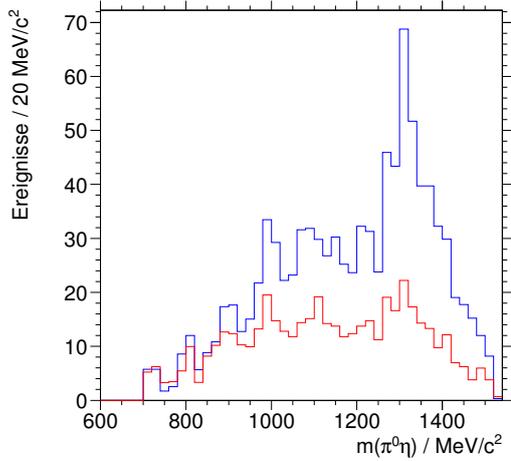


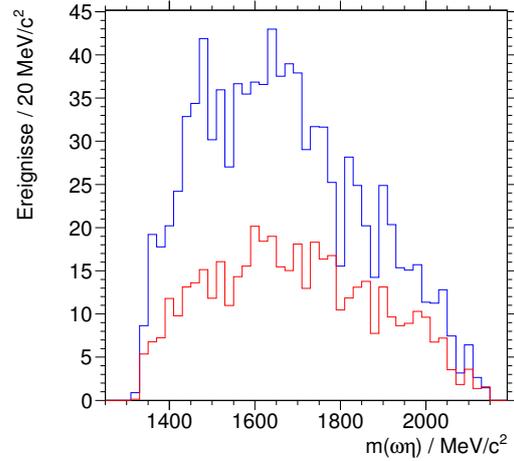
Abbildung 3.10: Invariante Massenspektren und das Dalitz-Diagramm für $p_{\bar{p}} = 1525 \text{ MeV}/c$. Abgebildet ist jeweils der Signalanteil (Q) in blau und der Untergrundanteil (1-Q) in rot.

3.8.3 Massenspektren für den Strahlimpuls von 1642 MeV/c

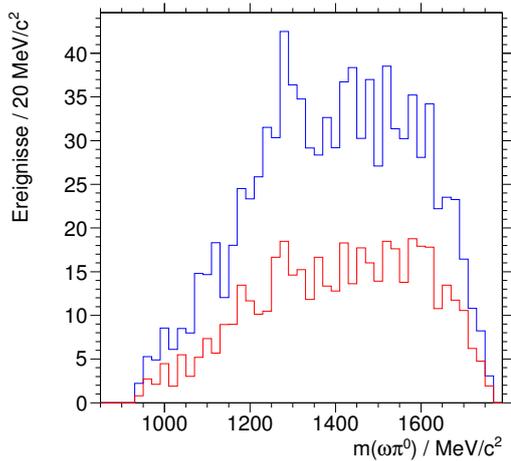
Der Strahlimpuls $p_{\bar{p}} = 1642 \text{ MeV}/c$ liefert 965 gewichtete Ereignisse (Abbildung 3.11). Deutlich zu erkennen ist auch hier das $a_2(1320)$ im $\pi^0\eta$ -Massenspektrum wie auch als diagonales Band im Dalitz-Diagramm. Ebenfalls sichtbar ist das $a_0(980)$ im $\pi^0\eta$ -Spektrum. Stärker als bei den kleineren Strahlimpulsen ist das $b_1(1235)$ im $\omega\pi^0$ -Massenspektrum in Abbildung 3.11(c) zu erkennen. Handfestere Aussagen lassen sich aufgrund der auch hier relativ kleinen Ereigniszahl nicht machen.



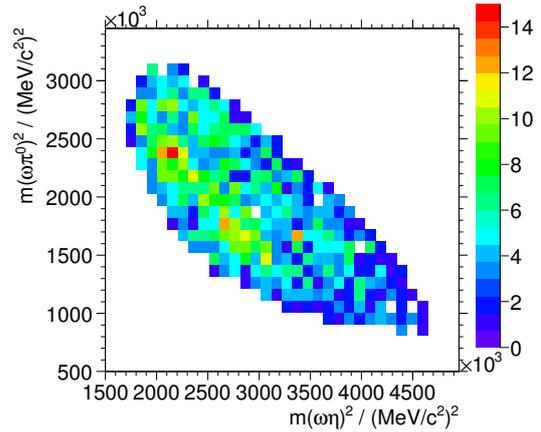
(a) Das invariante $\pi^0\eta$ -Massenspektrum



(b) Das invariante $\omega\eta$ -Massenspektrum



(c) Das invariante $\omega\pi^0$ -Massenspektrum

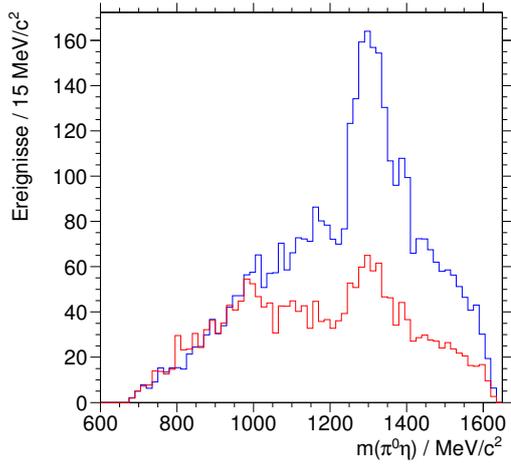


(d) Das Dalitz-Diagramm

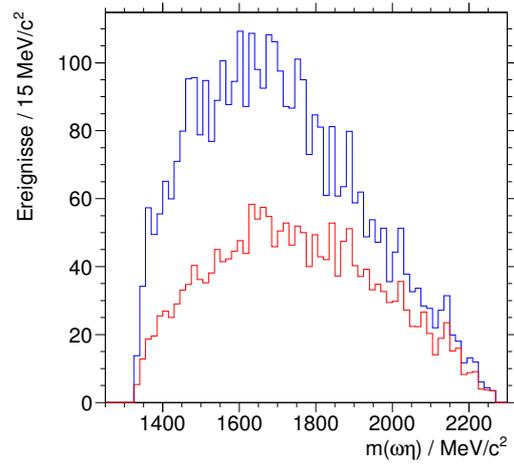
Abbildung 3.11: Invariante Massenspektren und das Dalitz-Diagramm für $p_{\bar{p}} = 1642 \text{ MeV}/c$. Abgebildet ist jeweils der Signalanteil (Q) in blau und der Untergrundanteil ($1-Q$) in rot.

3.8.4 Massenspektren für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c

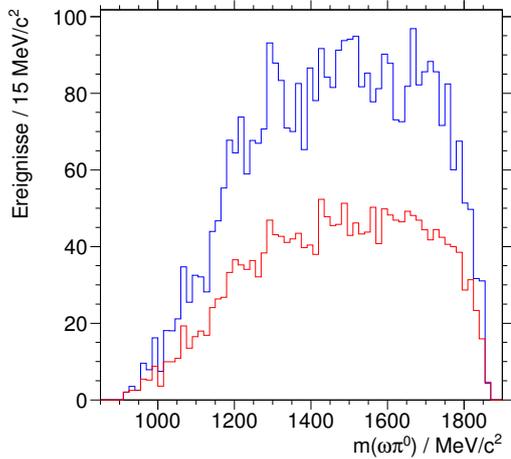
Der größte Strahlimpuls liefert mit 3844 gewichteten Ereignissen auch die größte Ereigniszahl (Abbildung 3.12). Hier fällt auf, dass die a_0 (980)-Resonanz nur schwach erkennbar ist; hingegen ist die a_2 (1320)-Zwischenresonanz allerdings sehr deutlich sichtbar (siehe auch das diagonale Band in Abbildung 3.12(d)).



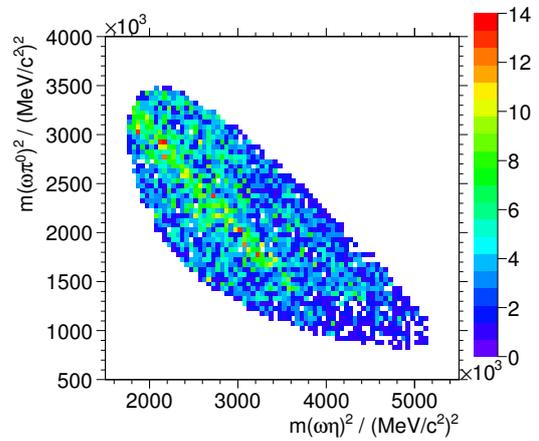
(a) Das invariante $\pi^0\eta$ -Massenspektrum



(b) Das invariante $\omega\eta$ -Massenspektrum



(c) Das invariante $\omega\pi^0$ -Massenspektrum



(d) Das Dalitz-Diagramm

Abbildung 3.12: Invariante Massenspektren und das Dalitz-Diagramm für $p_{\bar{p}} = 1940$ MeV/c. Abgebildet ist jeweils der Signalanteil (Q) in blau und der Untergrundanteil ($1-Q$) in rot.

Kapitel 4

Partialwellenanalyse

Nach der Selektion der Daten wird nun eine Partialwellenanalyse (PWA) für den Strahlimpuls von $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$ durchgeführt. Diese Daten eignen sich besonders für die Partialwellenanalyse, da bei geringerem Strahlimpuls die Anzahl der $\bar{p}p$ -Anfangszustände und somit auch die Anzahl an freien Anpassungsparametern ebenfalls geringer ist. Außerdem weisen die Daten dieses Strahlimpulses eine vergleichsweise hohe Ereigniszahl auf.

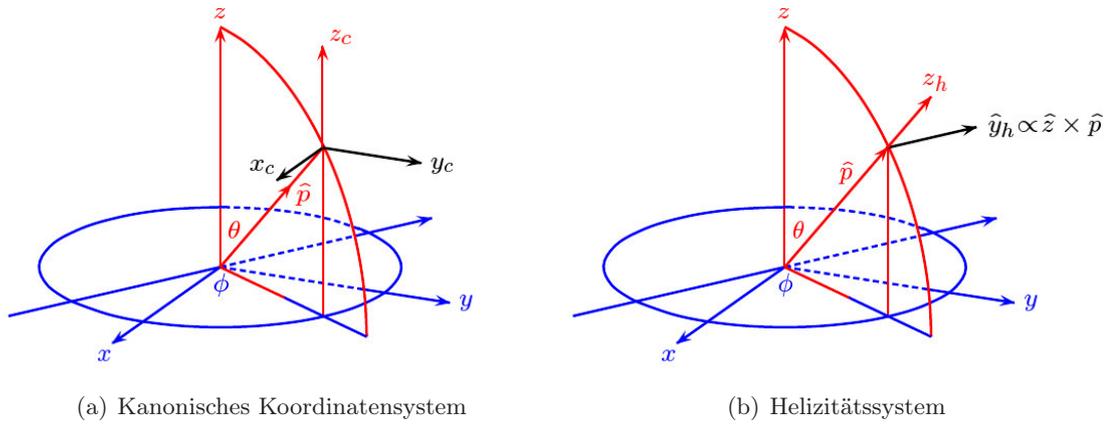
In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen des verwendeten Formalismus und die Vorgehensweise beschrieben, bevor in Kapitel 5 die Ergebnisse präsentiert werden.

4.1 Helizitätsformalismus

Die Partialwellenanalyse wurde im Helizitätsformalismus durchgeführt. Hierbei ist es möglich, masselose und massebehaftete Teilchen gleichzeitig zu behandeln. Außerdem sind die Berechnungen der Amplituden für sequentielle Zerfälle meist einfacher zu behandeln als in anderen Formalismen, weshalb die meisten Partialwellenanalysen im Helizitätsformalismus durchgeführt werden.

Im Helizitätsformalismus werden die Quantenzahlen der Zwischenresonanzen durch Anpassungen der Zerfallswinkelverteilungen bestimmt, da Teilchen unterschiedlicher Quantenzahlen auch verschiedene Winkelverteilungen aufweisen.

Abbildung 4.1 zeigt die Koordinatensysteme im kanonischen System (a) und im Helizitätssystem nach der Transformation (b). Das Helizitätssystem ist definiert als das Ruhesystem der jeweiligen Resonanz, wobei die Bewegungsrichtung der Resonanz der Quantisierungsachse \vec{z} entspricht.


Abbildung 4.1: Definition der Koordinatensysteme

Als Helizität λ bezeichnet man die Projektion des Gesamtdrehimpulses $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ auf die Quantisierungsachse \vec{z} im Helizitätssystem. Da der Bahndrehimpuls \vec{l} orthogonal zur Quantisierungsachse \vec{z} steht, vereinfacht sich die Helizität zu:

$$\lambda = \vec{s} \cdot \vec{z} \quad (4.1)$$

Die Helizitätsamplitude eines Zweikörperzerfalls $X \rightarrow 1 + 2$ ist gegeben durch

$$A(X \rightarrow 1 + 2) = N_J F_{\lambda_1 \lambda_2}^J D_{M\lambda}^{J*}(\phi, \theta, 0),$$

mit $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$. Hierbei sind $D_{M\lambda}^{J*}(\phi, \theta, 0)$ die Wigner-D-Matrizen, welche die Matrixelemente eines Rotationsoperators darstellen, $F_{\lambda_1 \lambda_2}^J$ die Zerfallsamplituden im Helizitätssystem und N_J eine Normierungskonstante.

Für die Entwicklung nach l und s mit Hilfe der kanonischen Zerfallsamplituden ergibt sich für $F_{\lambda_1 \lambda_2, ls}^J$:

$$F_{\lambda_1 \lambda_2, ls}^J = \sum_{ls} \sqrt{\frac{2l+1}{2J+1}} \cdot a_{ls}^J \cdot (10s\lambda | J\lambda) (s_1 \lambda_2 s_2 - \lambda_2 | s\lambda) \quad (4.2)$$

Dieser Ausdruck wird in der hier durchgeführten Partialwellenanalyse verwendet, wobei a_{ls}^J hierbei die komplexen Fitparameter sind und durch die Anpassung von Monte-Carlo-Simulationen an die selektierten Daten samt einer Effizienzkorrektur bestimmt werden. Eine ausführlichere Beschreibung des Helizitätsformalismus wird in [Chu14] beschrieben.

4.2 Antiproton-Proton Annihilation

Die Antiproton-Proton Annihilation kann beschrieben werden durch einen relativen Bahndrehimpuls L sowie einer Kopplung zum Gesamtspin S zwischen diesen beiden Teilchen. Es wird zwischen dem Singulettzustand $S=0$ und dem Triplettzustand $S=1$ unterschieden. Die Annihilation kann über einen temporären Zustand J^{PC} mit dem Gesamtspin J , der Parität P und der C -Parität (Ladungskonjugation) C beschrieben werden. Dieser Zustand zerfällt anschließend weiter in das $\omega\pi^0\eta$ -System.

4.3 Dynamik

Die in dieser Arbeit verwendeten Dynamiken zur Beschreibung der Resonanzen werden im Folgenden kurz vorgestellt.

4.3.1 Breit-Wigner-Parametrisierung

Die meisten Zwischenresonanzen lassen sich mit der relativistischen Breit-Wigner-Funktion beschreiben:

$$BW(m_0, m, \Gamma_0, p) = \frac{m_0 \Gamma_0 B_L(p, p_0)}{m_0^2 - m^2 - i \frac{p}{p_0} m_0 \Gamma_0 B_L^2(p, p_0)} \quad \text{mit} \quad \rho = m \cdot p \quad (4.3)$$

Hierbei bezeichnet m_0 die Masse, sowie Γ_0 die Breite der Zwischenresonanz. Die Masse des jeweiligen Ereignisses ist durch m , der Zerfallsimpuls durch p und der Aufbruchimpuls durch p_0 gegeben. $B_L(p, p_0) = \frac{D_L(p)}{D_L(p_0)}$ bezeichnen die vom Bahndrehimpuls L abhängigen Blatt-Weißkopf-Faktoren mit den D_L -Funktionen. Diese sind bis zu einem Bahndrehimpuls $L=2$ gegeben durch:

$$D_0\left(x = \frac{p_0}{p}\right) = 1 \quad (4.4)$$

$$D_1\left(x = \frac{p_0}{p}\right) = \sqrt{\frac{2x}{x+1}} \quad (4.5)$$

$$D_2\left(x = \frac{p_0}{p}\right) = \sqrt{\frac{13x^2}{(x-3)^2 + 9x}}. \quad (4.6)$$

4.3.2 Flatté-Formalismus

Für Zwischenresonanzen, welche sich nahe einer Massenschwelle befinden und an zwei Zerfallskanäle koppeln, ist die Beschreibung mit dem Flatté-Formalismus physikalisch sinnvoller als mit der Breit-Wigner-Parametrisierung. Mathematisch lässt sich dies folgender-

maßen darstellen:

$$F_{\text{FL}}(m) = \frac{1}{m_{\text{r}}^2 - m^2 - i(\rho_1 g_1^2 + \rho_2 g_2^2)} \quad \text{mit} \quad g_1^2 + g_2^2 = m_0 \Gamma_{\text{r}} \quad (4.7)$$

Dabei bezeichnen g_i die Kopplungskonstanten, ρ_i die komplexen Phasenraumterme für die Zerfallskanäle 1 und 2 und Γ_{r} die Breite der Resonanz. Dieser Phasenraumterm für den Zerfall in zwei Tochterteilchen A und B wird beschrieben durch [Fri12]:

$$\rho_{\text{AB}} = \sqrt{\left(1 - \left(\frac{m_{\text{A}} - m_{\text{B}}}{m}\right)^2\right) \left(1 - \left(\frac{m_{\text{A}} + m_{\text{B}}}{m}\right)^2\right)} \quad (4.8)$$

4.3.3 K-Matrix-Parametrisierung

Koppeln Resonanzen an mehrere Zerfallskanäle und überlappen diese mit anderen Resonanzen gleicher Quantenzahlen, ist es sinnvoll, den K-Matrix-Formalismus zu benutzen. Dieser ist eine sehr gute Beschreibung für Zweikörper-Streuprozesse. Durch die Kopplung an verschiedene Zerfallskanäle ist die isolierte Beschreibung der Resonanzen physikalisch nicht mehr sinnvoll. Somit ist der Flatté-Formalismus ein Spezialfall der K-Matrix-Parametrisierung. Eine genaue Beschreibung ist in [Chu14] dargestellt.

4.4 Die Software PAWIAN

Zur Partialwellenanalyse wurde die Software PAWIAN¹ verwendet, welche am Lehrstuhl für Experimentalphysik I an der Ruhr-Universität Bochum entwickelt wurde. Sie ist eine objektorientierte, modular aufgebaute in C++ geschriebene Software, welche die Softwarebibliotheken Minuit2², QFT++³ und BOOST⁴ nutzt.

Minuit2 dient hierbei als Minimierer zur präzisen Anpassung der Fitparameter. Die Berechnung der Wigner-D-Funktionen und der Clebsch-Gordon-Koeffizienten erfolgt mit QFT++. Boost ist dabei eine C++ Bibliothekensammlung, wobei hier vielfältige Werkzeuge verwendet werden, wie zum Beispiel für das Abspeichern von Anpassungsergebnissen.

Die Datenausgabe geschieht im Datenanalyse-Framework ROOT. Die Bedienung der Software erfolgt über Konfigurationsdateien, in denen z.B. verschiedene Zwischenresonanzen und deren Dynamik festgelegt oder einzelne Fitparameter fixiert werden können, wodurch eine leichte Bedienung der Software gegeben ist. Genauer zu PAWIAN ist [Paw14] zu entnehmen.

¹Partial Wave Interactive ANalysis Software

²<http://seal.web.cern.ch/seal/MathLibs/Minuit2/html/>

³<http://www-meg.phys.cmu.edu/qft++/>

⁴<http://www.boost.org/>

4.5 Anpassung

Die Anpassung an die selektierten Datenereignisse erfolgt über phasenraumverteilte Monte-Carlo-Simulationsdaten unter Variation der Fitparameter, bis die Daten möglichst gut beschrieben werden. Dazu wird die Maximum-Likelihood-Methode verwendet, welche ereignisbasiert, ohne Einteilung in Bins, geschieht. Dabei wird die Likelihood-Funktion als Wahrscheinlichkeitsdichte interpretiert und die einzelnen Wahrscheinlichkeiten der Ereignisse multipliziert und zu einer Gesamtwahrscheinlichkeit zusammengefasst. Folgende Funktion gilt es zu maximieren:

$$\mathcal{L} = n_{\text{data}}! \prod_{i=1}^{n_{\text{data}}} \frac{w(\vec{\tau}_i, \vec{x}) \epsilon(\vec{\tau}_i)}{\int w(\vec{\tau}, \vec{x}) \epsilon(\vec{\tau}) d\vec{\tau}} \quad (4.9)$$

Hierbei bezeichnen $\vec{\tau}$ die Phasenraumkoordinaten, \vec{x} die zu variierenden Fitparameter und die Funktion $\epsilon(\vec{\tau})$ die Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz. Das Integral dient zur Normierung. Weiterhin wird jedes Ereignis k mit seinem Wichtungsfaktor Q_k versehen [Pyc12]. In PAWIAN wird die Funktion logarithmiert, sodass aus dem Produkt eine Summe von Einzelwahrscheinlichkeiten wird. Dies gewährleistet eine numerisch stabilere Berechnung der Gesamtfunktion. Um den zuvor erwähnten Minimierer anzuwenden, wird diese Funktion weiterhin mit einem negativen Vorzeichen versehen, sodass man nun den sogenannten NLL-Wert erhält:

$$\text{NLL} = -\ln \mathcal{L} \quad (4.10)$$

Eine ausführlichere Beschreibung ist aus [Ald97] zu entnehmen.

4.6 Kriterien zur Wahl der signifikantesten Hypothese

Zur Unterscheidung der Güte verschiedener Anpassungen müssen Auswahlkriterien festgelegt und angewandt werden. Um zwei Hypothesen A und B miteinander vergleichen zu können, eignet sich unter anderem der Likelihood-Ratio-Test (\mathcal{LR}). Voraussetzung dafür ist allerdings, dass die Hypothese A mit der geringeren Anzahl an freien Parametern eine Teilmenge der Hypothese B sein muss. Demnach liefert die Hypothese B zwar eine bessere Anpassung, allerdings unter Verwendung mehrerer freier Fitparameter. Mathematisch lässt sich dies folgendermaßen ausdrücken:

$$\mathcal{LR} = -2 \cdot \ln \left(\frac{\mathcal{L}_A}{\mathcal{L}_B} \right) \quad (4.11)$$

Sofern angenommen wird, dass die Likelihood \mathcal{L} normalverteilt ist, ähnelt die Likelihood und somit auch \mathcal{LR} einer χ^2 -Statistik. Damit lässt sich nun die Signifikanz (die Anzahl der Standardabweichungen, die die Anpassung mit Hypothese A von der Anpassung mit

Hypothese B abweicht) in ROOT⁵ durch folgende Funktion berechnen [Sch12]:

$$n = \sqrt{\text{chisquared_quantile_c}(\text{Prob}(\mathcal{LR}, n_{\text{dof}}), 1)} \quad (4.12)$$

Ein Nachteil des Likelihood-Ratio-Tests ist es, dass sich nur zwei Hypothesen miteinander vergleichen lassen. Außerdem lassen sich Hypothesen mit unterschiedlichen Annahmen hiermit auch nicht vergleichen.

Zur Unterscheidung der Güte mehrerer Hypothesen eignet sich die Anwendung des Akaike Informationskriteriums (AIC). Hierbei können auch nicht geschachtelte Hypothesen unter Berücksichtigung der Anzahl freier Parameter miteinander verglichen werden:

$$\text{AIC} = -2 \cdot \ln \mathcal{L} + 2 \cdot k \quad (4.13)$$

In diesem Zusammenhang bezeichnet k die Anzahl der freien Fitparameter. Die Hypothese mit dem kleinsten AIC-Wert liefert die beste Anpassungsgüte.

Eine genaueres Kriterium ist der AICc-Wert, welches eine Erweiterung der AIC-Wertes darstellt, bei dem die Anzahl der Ereignisse n zusätzlich berücksichtigt wird:

$$\text{AICc} = \text{AIC} + \frac{2k(k+1)}{n-k-1} \quad (4.14)$$

Auch hier gilt, dass die Hypothese mit dem kleinsten AICc-Wert die beste Anpassungsgüte hergibt.

4.7 Vorgehensweise zur Wahl der Hypothese

Zur Anpassung der Monte-Carlo-Simulationen an die selektierten Daten mittels PAWIAN müssen Hypothesen aufgestellt werden, in denen Zwischenresonanzen A, B, C der Formen

$$\begin{aligned} \bar{p} &\rightarrow A\eta \rightarrow (\omega\pi^0)\eta \\ \bar{p} &\rightarrow B\pi^0 \rightarrow (\omega\eta)\pi^0 \\ \bar{p} &\rightarrow C\omega \rightarrow (\pi^0\eta)\omega \end{aligned}$$

definiert werden. Anschließend wird unter Berücksichtigung dieser Hypothesen die Anpassung durchgeführt. Für die Aussage über die Güte der Anpassung wird der AICc-Wert zugrunde gelegt.

Um nun die beitragenden Zwischenresonanzen zu bestimmen, gilt es, eine Basishypothese mit definitiv beitragenden Resonanzen zu definieren. Ausgehend von dieser werden sukzessive sämtliche mögliche Zwischenresonanzen einzeln zur Basishypothese hinzugefügt und einer erneuten Anpassung unterzogen.

⁵<http://root.cern.ch/>

Ist die Güte der Anpassung (der AICc-Wert) schlechter als die Güte der Basishypothese, so wird die Hypothese mit der getesteten Zwischenresonanz verworfen.

Von allen getesteten Hypothesen, bei denen der AICc-Wert besser als der AICc-Wert der Basishypothese ist, wird jene Hypothese gewählt, welche die größte Verbesserung liefert, und zur Basishypothese hinzugefügt. Der so ermittelte Hypothesensatz bildet so die neue Ausgangshypothese für den nächsten Prozess der Iteration.

Diese Prozedur wird solange durchgeführt, bis keine der Hypothesen eine weitere Verbesserung liefert.

4.8 Spin-Dichte-Matrix des ω

Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit ist es, die Spin-Dichte-Matrix des ω -Vektormesons für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega a_0$ zu ermitteln.

Die Spin-Dichte-Matrix beinhaltet die komplette Information über den Produktionsprozess des ω . Da das ω ein Spin-1-Teilchen ist, ist die Spin-Dichte-Matrix eine komplexwertige 3x3-Matrix, in der die Diagonalelemente die Wahrscheinlichkeiten der Helizitäten $\lambda = 1, 0, -1$ im Helizitätssystem darstellen. Aufgrund von Symmetrie und Paritätserhaltung beinhaltet die Spin-Dichte-Matrix für unpolarisierte Messungen insgesamt vier freie Parameter: $\Re_{\rho_{00}}$, $\Re_{\rho_{10}}$, $\Im_{\rho_{10}}$ und $\Re_{\rho_{1-1}}$. Die gesamte Spin-Dichte-Matrix ist in Gleichung 4.15 dargestellt.

$$\rho_{\lambda\lambda'} = \begin{pmatrix} 1/2(1 - \Re_{\rho_{00}}) & \Re_{\rho_{10}} + i\Im_{\rho_{10}} & \Re_{\rho_{1-1}} \\ \Re_{\rho_{10}} - i\Im_{\rho_{10}} & \Re_{\rho_{00}} & -(\Re_{\rho_{10}} - i\Im_{\rho_{10}}) \\ \Re_{\rho_{1-1}} & -(\Re_{\rho_{10}} + i\Im_{\rho_{10}}) & 1/2(1 - \Re_{\rho_{00}}) \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

Die Berechnung des Spin-Dichte-Matrix-Elementes $\Re_{\rho_{00}}$, welches die vollständige Beschreibung der Diagonale der Spin-Dichte-Matrix liefert, geschieht anhand des Zerfallswinkels θ des ω , wie in [Sch70] beschrieben. Die Zerfallswinkelverteilung wird dabei mit dem ρ_{00} -Matrixelement als Parameter angepasst:

$$W(\cos\theta, \phi) = \frac{3}{4} ((1 - \rho_{00}) + (3\rho_{00} - 1) \cos^2\theta) \quad (4.16)$$

Kapitel 5

Ergebnisse

Die Partialwellenanalyse wurde bei einem Strahlimpuls von $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$ mit 2316 gewichteten Ereignissen und zehnmal so vielen Monte-Carlo-Simulationsereignissen durchgeführt. Der maximal zulässige Bahndrehimpuls zwischen Antiproton und Proton wurde auf $L_{\max}(\bar{p}p) = 4$ festgelegt. Diese Annahme basiert auf der von Pychy in [Pyc12] durchgeführten Studien. Es wurden zunächst alle Massen und Breiten der Zwischenresonanzen fixiert. Die Dynamik der Beschreibung wurde für die verschiedenen Resonanzen unterschiedlich gewählt.

Da höhere Bahndrehimpulse zwischen der Zwischenresonanz und dem Rückstoßteilchen aufgrund der Barriere-Faktoren unterdrückt sind, wurde wie bei der Produktion des $\bar{p}p$ -System ein größter noch beitragender Bahndrehimpuls angenommen. Dieser wurde auf den gleichen Wert wie der des $\bar{p}p$ -Systems festgelegt und pro $200 \text{ MeV}/c$ Impulsänderung des Zerfallsteilchens um jeweils $1\hbar$ erhöht oder verringert.

Bevor die systematische Identifizierung der Zwischenresonanzen mit der Partialwellenanalyse durchgeführt wird, muss zunächst eine geeignete Basishypothese gewählt werden.

5.1 Wahl der Hypothese

Die Basishypothese bilden die folgenden Zwischenresonanzen:

$$\bar{p}p \rightarrow a_0(980) \omega \rightarrow (\pi^0 \eta) \omega$$

$$\bar{p}p \rightarrow a_0(1450) \omega \rightarrow (\pi^0 \eta) \omega$$

$$\bar{p}p \rightarrow a_2(1320) \omega \rightarrow (\pi^0 \eta) \omega$$

Das $a_0(980)$ ist deutlich im invarianten $\pi^0\eta$ -Massenspektrum (Abbildung 3.8(a)) und im Dalitz-Diagramm (Abbildung 3.9(b)) für den Strahlimpuls von $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$ erkennbar. Die Zwischenresonanz $a_2(1320)$, welche am Ende des Phasenraums des invarianten $\pi^0\eta$ -Massenspektrum liegt, ist deutlich bei höheren Strahlimpulsen in selbigem Spektrum zu erkennen.

Dabei wurden das $a_0(980)$ und das $a_0(1450)$ mit der K-Matrix-Parametrisierung beschrieben, während die Dynamik des $a_2(1320)$ mit einer Breit-Wigner-Funktion versehen wur-

5.1 Wahl der Hypothese

de. Alle Parameter wurden dabei fixiert. Die g-Faktoren und Polmassen der K-Matrix-Parametrisierung wurden dabei von früheren Crystal-Barrel-Analysen aus [Hei00] entnommen und sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die Masse und Breite des $a_2(1320)$ wurde auf die PDG-Werte $m = 1318 \text{ MeV}/c^2$ und $\Gamma = 107 \text{ MeV}/c^2$ fixiert.

Tabelle 5.1: Die verwendeten g-Faktoren und Polmassen der K-Matrix-Parametrisierung

Resonanz	$g_{K^+K^-}$	$g_{\pi^0\eta}$	Polmasse / MeV/c^2
$a_0(980)$	0,08089	0,3715	995,4
$a_0(1450)$	0,6511	0,1772	1490

Es zeigte sich im ersten iterativen Schritt, dass die Zwischenresonanz

$$\bar{p}p \rightarrow b_1(1235)\eta \rightarrow (\omega\pi^0)\eta$$

die größte Verbesserung liefert. Das $b_1(1235)$ wurde mit einer Breit-Wigner-Funktion mit der fixierten Masse $m = 1229,5 \text{ MeV}/c^2$ und der fixierten Breite $\Gamma = 142 \text{ MeV}/c^2$ angepasst (PDG). Die Güte der Verbesserung ist in Tabelle 5.2 dargestellt.

Tabelle 5.2: Die Anpassungsgüte der Basishypothese und der erweiterten Hypothese

Hypothese	NLL	#Param.	AICc	ΔAICc
Basis	-527,027	106	-831,785	-
Basis + $b_1(1235)$	-564,721	130	-853,854	+22,069

Anschließend wurde nun die um die Zwischenresonanz $b_1(1235)$ erweiterte Hypothese mit sämtlichen möglichen Zwischenresonanzen einzeln erweitert und eine erneute Anpassung durchgeführt. Tabelle 5.3 zeigt alle möglichen Resonanzen samt ihrer in der Partialwellenanalyse berücksichtigten Zerfallsmodi, Massen, Breiten (PDG-Werte) und Parametrisierung.

Die getesteten Resonanzen und die Ergebnisse der Anpassungen sind in Tabelle 5.4 aufgelistet.

Tabelle 5.3: Übersicht über die getesteten Zwischenresonanzen mit den fixierten Massen und Breiten auf Grundlage der PDG-Werte [Ber14]

Resonanz	Zerfallsmodus	$m / \text{MeV}/c^2$	$\Gamma / \text{MeV}/c^2$	Parametrisierung
$\pi_1 (1400)$	$\pi^0\eta$	1354	330	Breit-Wigner
$\omega (1420)$	$\omega\eta$	1419	174	Breit-Wigner
$\omega (1650)$	$\omega\eta$	1670	315	Breit-Wigner
$\omega_3 (1670)$	$\omega\eta$	1668	173	Breit-Wigner
$h_1 (1380)$	$\omega\eta$	1386	91	Flatté
$h_1 (1595)$	$\omega\eta$	1594	384	Breit-Wigner
$\rho (1450)$	$\omega\pi^0$	1465	400	Breit-Wigner
$\rho (1570)$	$\omega\pi^0$	1570	144	Breit-Wigner
$\rho (1700)$	$\omega\pi^0$	1720	250	Breit-Wigner
$\rho_3 (1690)$	$\omega\pi^0$	1691	215	Breit-Wigner

Tabelle 5.4: Die Anpassungsgüte der erweiterten Basishypothese und Hypothesen mit zusätzlicher Zwischenresonanz

Hypothese	NLL	#Param.	AICc	Δ AICc
Basis + b_1 (1235)	-564,721	130	-853,854	-
Basis + b_1 (1235) + π_1 (1400)	-626,394	180	-862,266	+8,412
Basis + b_1 (1235) + ω (1420)	-578,384	152	-831,262	-22,592
Basis + b_1 (1235) + ω (1650)	-599,011	152	-872,517	+18,663
Basis + b_1 (1235) + ω_3 (1670)	-602,058	164	-850,954	-2,900
Basis + b_1 (1235) + h_1 (1380)	-610,159	151	-897,103	+43,249
Basis + b_1 (1235) + h_1 (1595)	-594,075	152	-862,646	+8,792
Basis + b_1 (1235) + ρ (1450)	-588,934	148	-861,514	+7,660
Basis + b_1 (1235) + ρ (1570)	-586,141	148	-855,928	+2,074
Basis + b_1 (1235) + ρ (1700)	-586,323	152	-847,141	-6,713
Basis + b_1 (1235) + ρ_3 (1690)	-610,697	164	-868,232	+14,378

Es zeigt sich, dass bei dieser Iteration der Kanal

$$\bar{p}p \rightarrow h_1(1380)\pi^0 \rightarrow (\omega\eta)\pi^0$$

die größte Verbesserung liefert.

Nun wurde die Hypothese um letztere Zwischenresonanz erweitert und alle Hypothesen, die im vorherigen Schritt eine Verbesserung lieferten, zusätzlich einzeln zu der Hypothese hinzugefügt und eine erneute Anpassung durchgeführt. Das Ergebnis dieses Iterationsschrittes ist in Tabelle 5.5 dargestellt.

5.1 Wahl der Hypothese

Tabelle 5.5: Die Anpassungsgüte der erweiterten Hypothese und Hypothesen mit zusätzlicher Zwischenresonanz

Hypothese	NLL	#Param.	AICc	Δ AICc
Basis + b_1 (1235) + h_1 (1380)	-610,159	151	-897,103	-
Basis + b_1 (1235) + h_1 (1380) + π_1 (1400)	-665,438	207	-876,022	-21,081
Basis + b_1 (1235) + h_1 (1380) + ω (1650)	-627,600	173	-881,092	-16,011
Basis + b_1 (1235) + h_1 (1380) + h_1 (1595)	-627,860	171	-886,281	-10,822
Basis + b_1 (1235) + h_1 (1380) + ρ (1450)	-620,842	173	-867,575	-29,528
Basis + b_1 (1235) + h_1 (1380) + ρ (1570)	-622,815	173	-871,521	-25,582
Basis + b_1 (1235) + h_1 (1380) + ρ_3 (1690)	-638,641	185	-874,970	-22,133

Keine der zusätzlichen Resonanzen lieferte eine Verbesserung der Anpassung. Da bisher allerdings alle Massen und Breiten auf die PDG-Werte fixiert waren, wurden nun mit den Zwischenresonanzen, welche bisher nicht sehr gut bekannte Massen und Breiten aufweisen und deren Anpassungen anhand des AICc-Wertes nur geringe Verschlechterungen ergaben, nochmals Anpassungen mit variablen Massen und Breiten durchgeführt. Dies betrifft vor allem das ω (1650)- und das h_1 (1595)-Meson, von denen die bisher gemessenen Massen und Breiten laut PDG mit sehr großen Fehlern behaftet sind. Die Ergebnisse dieser so durchgeführten Anpassungen sind in Tabelle 5.6 dargestellt.

Tabelle 5.6: Die Anpassungsgüte der erweiterten Hypothese und Hypothesen mit zusätzlicher Zwischenresonanz mit freien Massen und Breiten

Hypothese	NLL	#Param.	AICc	Δ AICc
Basis + b_1 (1235) + h_1 (1380)	-610,159	151	-897,103	-
Basis + b_1 (1235) + h_1 (1380) + ω (1650)	-634,217	175	-889,647	-7,456
Basis + b_1 (1235) + h_1 (1380) + h_1 (1595)	-644,931	173	-915,754	+18,651

Die Zwischenresonanz

$$\bar{p}p \rightarrow h_1(1595)\pi^0 \rightarrow (\omega\eta)\pi^0$$

lieferte nun eine erhebliche Verbesserung.

Aufgrund dessen, dass nun zwei h_1 -Resonanzen beitragen, ist eine Beschreibung der Dyna-

5.1 Wahl der Hypothese

mik beider Resonanzen zusammen mit dem K-Matrix-Formalismus physikalisch sinnvoller. Bei dieser weiteren Anpassung wurden nun auch weitere Massen und Breiten variabel gehalten. Bereits sehr gut bekannte Größen, wie die Masse und Breite des $b_1(1235)$, die Massen von $a_2(1320)$ und $a_0(1450)$ wurden dabei fixiert.

Es wurde eine Anpassung dieser Hypothese mit und ohne die $\omega(1650)$ -Zwischenresonanz (mit variabler Masse und Breite) durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.7 zusammengefasst.

Tabelle 5.7: Die Anpassungsgüte der Hypothese mit der h_1 -K-Matrix

Hypothese	NLL	#Param.	AICc	Δ AICc
Basis + $b_1(1235)$ + h_1 -K-Matrix	-649,465	173	-924,821	-
Basis + $b_1(1235)$ + h_1 -K-Matrix + $\omega(1650)$	-682,174	197	-933,513	+8,692

Es zeigte sich, dass die Anpassung mit der $\omega(1650)$ -Zwischenresonanz eine bessere Güte erzielte.

Die so iterativ ermittelte Hypothese liefert die Grundlage für weitere Untersuchungen.

5.2 Bestimmung der größten noch beitragenden Bahndrehimpulse

Mit der in Kapitel 5.1 gewonnenen Hypothese, wurde nun für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega a_0$ der größte noch beitragende Bahndrehimpuls zwischen Antiproton und Proton $L_{\max}(\bar{p}p)$ und der größte noch beitragende Bahndrehimpuls zwischen ω und a_0 $l_{\max}(\omega a_0)$ bestimmt. Dazu wurden weitere Anpassungen durchgeführt, in denen die entsprechenden Amplituden der Partialwellen verworfen wurden.

Tabelle 5.8 zeigt alle möglichen J^{PC} -Zustände des $\bar{p}p$ -Systems mit den erlaubten Bahndrehimpulsen $L(\bar{p}p)$ und $l(\omega a_0)$.

Tabelle 5.8: Übersicht über die J^{PC} -Zustände des $\bar{p}p$ -Systems bei den erlaubten Bahndrehimpulsen $L(\bar{p}p)$ und $l(\omega a_0)$

$L(\bar{p}p)$	J^{PC}	$l(\omega a_0)$
0	1^{--}	0
2		2
1	1^{+-}	1
2	2^{--}	2
2	3^{--}	2
4		4
3	3^{+-}	3
4	4^{--}	4
4	5^{--}	4
		6

Die Ergebnisse der Anpassungsgüten aller möglichen Kombinationen sind in Tabelle 5.9 zusammengefasst. Ferner ist mittels des Likelihood-Ratio-Tests die Signifikanz der Verbesserung in Einheiten von σ in Tabelle 5.10 zusammengefasst.

Tabelle 5.9: Die Anpassungsgüte der Hypothesen zur Bestimmung der größten noch beitragenden Bahndrehimpulse $L_{\max}(\bar{p}p)$ und $l_{\max}(\omega a_0)$

$L_{\max}(\bar{p}p)$	$l_{\max}(\omega a_0)$	NLL	#Param.	AICc
4	6	-684,422	199	-933,223
4	4	-682,238	197	-933,642
3	4	-682,206	189	-952,628
3	3	-679,601	187	-952,158
2	2	-666,139	183	-934,688
2	1	-648,065	175	-917,343
1	1	-640,392	173	-906,676

Tabelle 5.10: Die Signifikanz der Verbesserung unter Variation der größten noch beitragenden Bahndrehimpulse $L_{\max}(\bar{p}p)$ und $l_{\max}(\omega a_0)$

$L_{\max}(\bar{p}p)$	$l_{\max}(\omega a_0)$	Δ NLL	Δ #Param.	Signifikanz / σ
1 \rightarrow 2	1	7,673	2	12,250
2	1 \rightarrow 2	18,074	8	18,556
2 \rightarrow 3	2 \rightarrow 3	13,462	4	18,133
3	3 \rightarrow 4	2,605	2	3,194
4	3 \rightarrow 4	0,032	8	$3 \cdot 10^{-15}$
3 \rightarrow 4	4 \rightarrow 6	2,216	10	0,009

Es zeigt sich, dass der größte noch beitragende Bahndrehimpuls zwischen Antiproton und Proton $L_{\max}(\bar{p}p) = 3$ und der größte noch beitragende Bahndrehimpuls zwischen ω und a_0 $l_{\max}(\omega a_0) = 3$ oder $l_{\max}(\omega a_0) = 4$ ist.

Bei Untersuchungen zum größten noch beitragenden Bahndrehimpuls zwischen Antiproton und Proton $L_{\max}(\bar{p}p)$ für den Zerfall nach $\omega\pi^0$ und somit einem leichteren Rückstoßteilchen, mit selbigem Strahlimpuls ergab sich $L_{\max}(\bar{p}p) = 4$ ([Pyc12]).

5.3 Ergebnisse der Anpassung

Die Ergebnisse der Anpassung mit der finalen Hypothese

$$\bar{p}p \rightarrow a_0(980) \omega \rightarrow (\pi^0 \eta) \omega$$

$$\bar{p}p \rightarrow a_0(1450) \omega \rightarrow (\pi^0 \eta) \omega$$

$$\bar{p}p \rightarrow a_2(1320) \omega \rightarrow (\pi^0 \eta) \omega$$

$$\bar{p}p \rightarrow b_1(1235) \eta \rightarrow (\omega \pi^0) \eta$$

$$\bar{p}p \rightarrow h_1(1380) \pi^0 \rightarrow (\omega \eta) \pi^0$$

$$\bar{p}p \rightarrow h_1(1595) \pi^0 \rightarrow (\omega \eta) \pi^0$$

$$\bar{p}p \rightarrow \omega(1650) \pi^0 \rightarrow (\omega \eta) \pi^0$$

sind im folgenden graphisch in den Abbildungen 5.1 bis 5.9 dargestellt. Die Daten sind jeweils in rot und die Anpassung in schwarz abgebildet.

5.3.1 Invariante Massenspektren

Die invarianten Massenspektren sind in den Abbildungen 5.1 und 5.2 zu sehen. Der Quotient aus χ^2 und der Anzahl an Freiheitsgraden liegt bei allen Diagrammen bei ~ 1 , wodurch eine gute Beschreibung der Daten durch die Anpassung gewährleistet ist. Lediglich der Bereich um ca. 1200 MeV/c² im invarianten $\pi^0 \eta$ -Massenspektrum in Abbildung 5.2 wird nicht sehr gut beschrieben. Dies ist allerdings zurückzuführen auf die stark beitragende $a_2(1320)$ -Zwischenresonanz, deren Nominalmasse außerhalb des Phasenraums liegt und somit nur der linke Ausläufer dieser Resonanz beschrieben werden kann.

Das Dalitz-Diagramm ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Auch hier wird deutlich, dass die Anpassung an die Daten gute Ergebnisse erzielt.

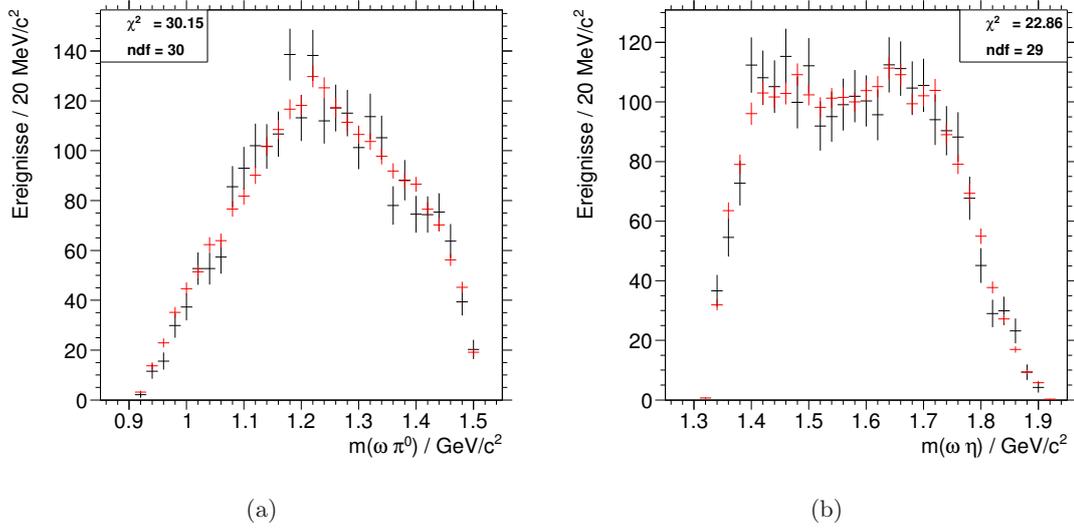


Abbildung 5.1: Invariantes $\omega\pi^0$ -Massenspektrum (a) und invariantes $\omega\eta$ -Massenspektrum (b) mit den Daten in schwarz und der Anpassung in rot

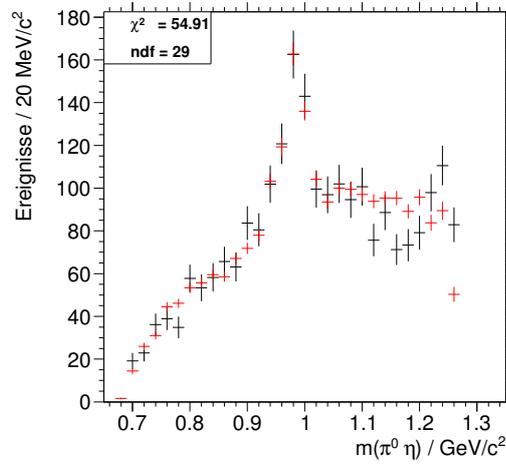


Abbildung 5.2: Invariantes $\pi^0\eta$ -Massenspektrum mit den Daten in schwarz und der Anpassung in rot

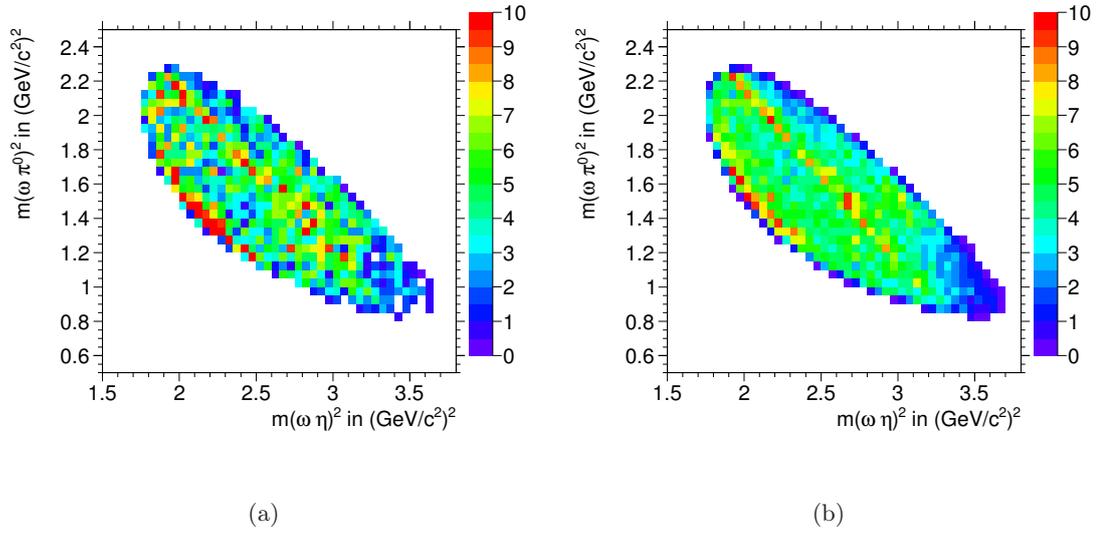


Abbildung 5.3: Das Dalitz-Diagramm der Daten (a) und der Anpassung (b)

5.3.2 Winkelverteilungen

Die ω -Produktionswinkelverteilungen sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Es wird deutlich, dass die radiale ϕ -Komponente, wie erwartet, flach verteilt ist, da es sich um eine unpolarisierte Messung handelt.

Abbildung 5.5 zeigt die Winkelverteilungen des ω im $\omega\pi^0$ -Helizitätssystem, Abbildung 5.6 die Winkelverteilungen des ω im $\omega\eta$ -Helizitätssystem und Abbildung 5.7 die Winkelverteilungen des π^0 im $\pi^0\eta$ -Helizitätssystem.

Die Winkelverteilungen aus dem ω -Zerfall und die Größe λ sind in den Abbildungen 5.8 und 5.9 dargestellt.

Auch hier wird deutlich, dass die Daten gut angepasst werden.

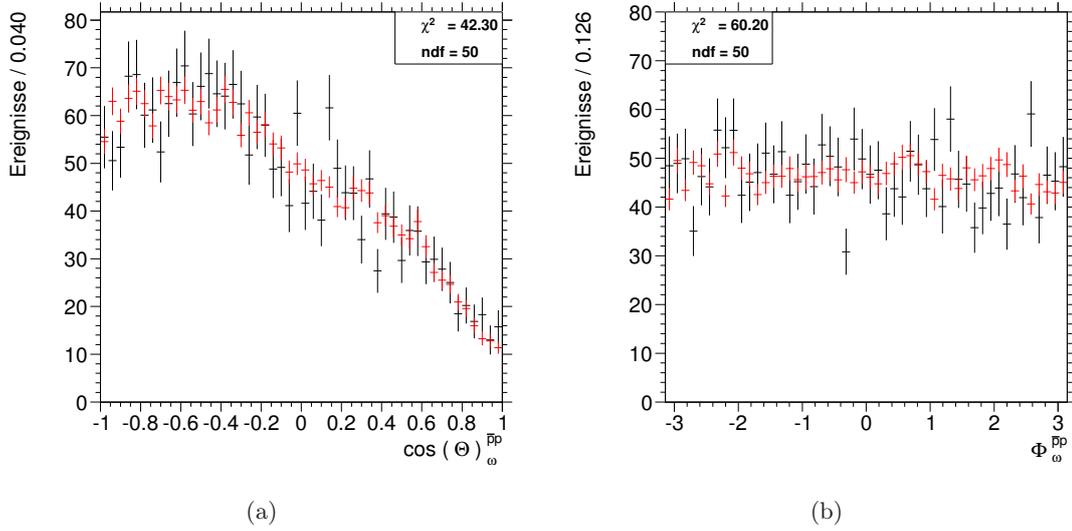


Abbildung 5.4: Die Produktionswinkel des ω -Mesons $\cos(\theta)_{\omega}^{\bar{p}p}$ (a) und $\phi_{\omega}^{\bar{p}p}$ (b) mit den Daten in schwarz und der Anpassung in rot

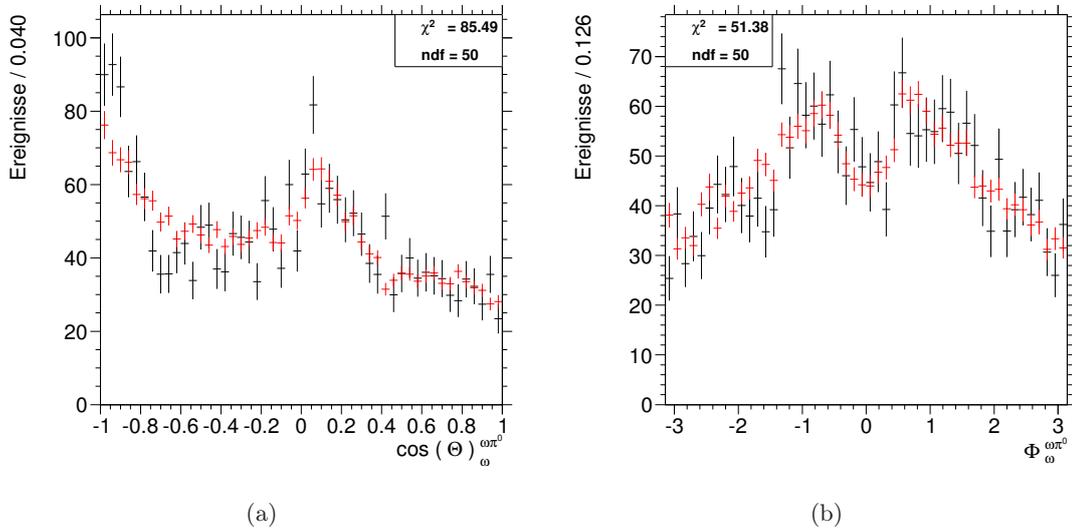


Abbildung 5.5: Die Winkelverteilungen $\cos(\theta)_{\omega}^{\omega\pi^0}$ (a) und $\phi_{\omega}^{\omega\pi^0}$ (b) mit den Daten in schwarz und der Anpassung in rot

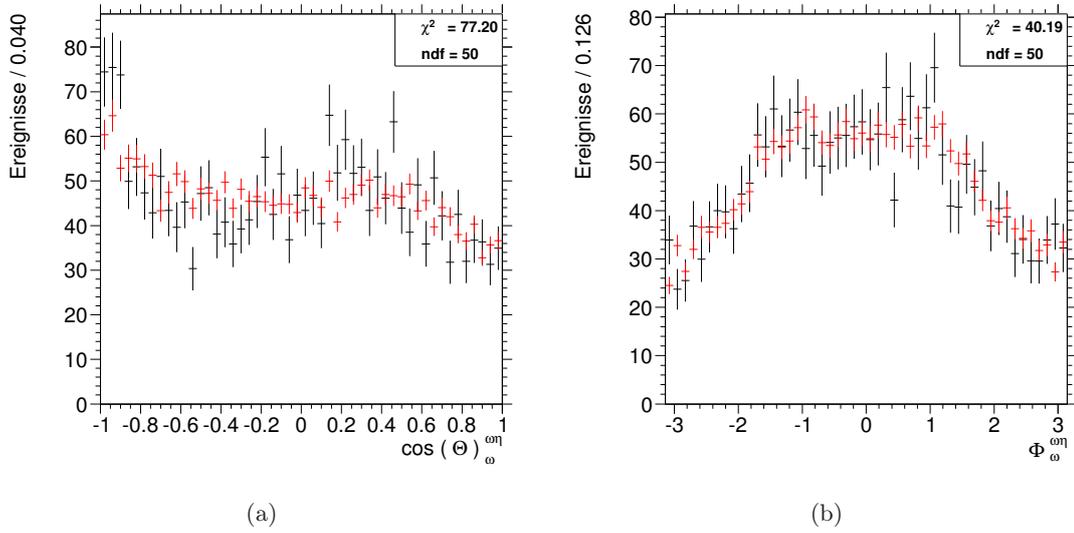


Abbildung 5.6: Die Winkelverteilungen $\cos(\theta)_{\omega}^{\omega\eta}$ (a) und $\phi_{\omega}^{\omega\eta}$ (b) mit den Daten in schwarz und der Anpassung in rot

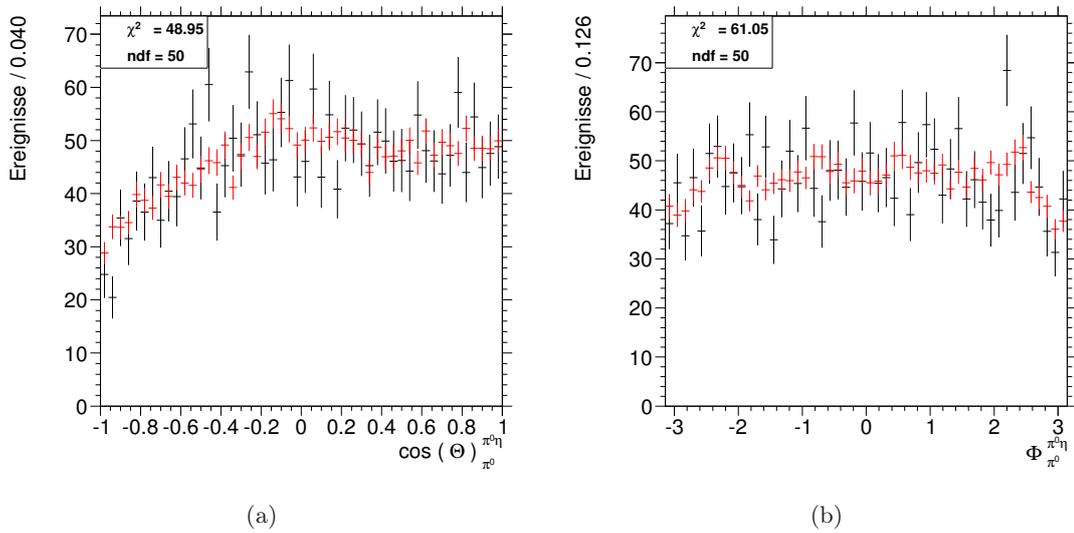


Abbildung 5.7: Die Winkelverteilungen $\cos(\theta)_{\pi^0}^{\pi^0\eta}$ (a) und $\phi_{\pi^0}^{\pi^0\eta}$ (b) mit den Daten in schwarz und der Anpassung in rot

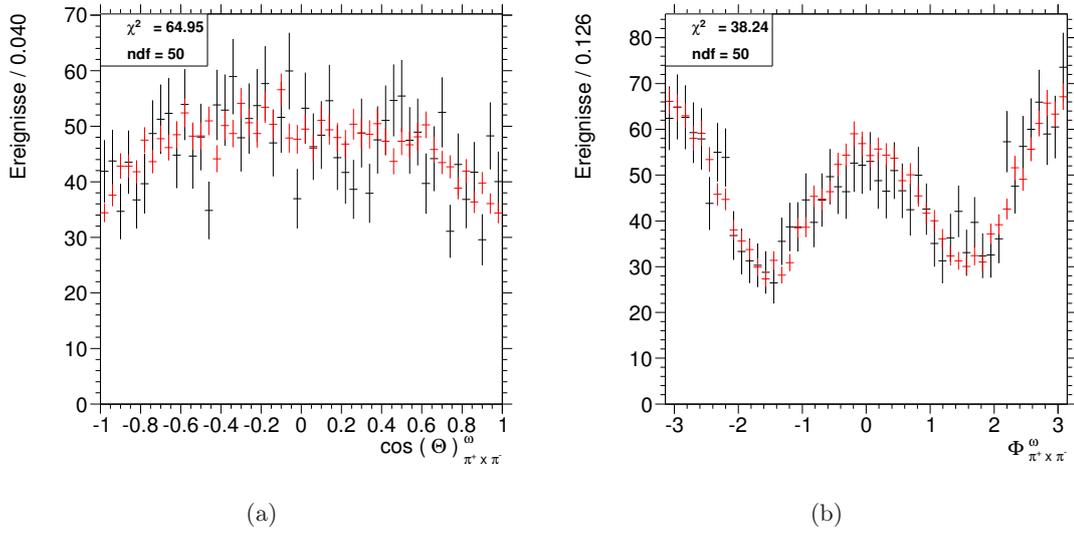


Abbildung 5.8: Die Winkelverteilungen des ω -Zerfall $\cos(\theta)_{\pi^+ \times \pi^-}^\omega$ (a) und $\Phi_{\pi^+ \times \pi^-}^\omega$ (b) mit den Daten in schwarz und der Anpassung in rot

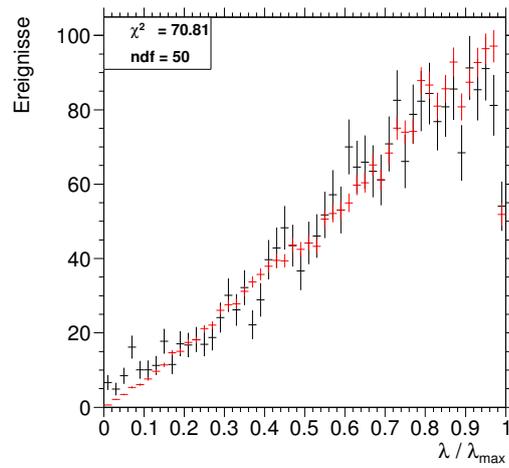


Abbildung 5.9: Die Größe λ mit den Daten in schwarz und der Anpassung in rot

5.4 Intensitäten der einzelnen Zwischenresonanzen

Die relativen Intensitäten der einzelnen Zwischenresonanzen sind in Tabelle 5.11 zusammengefasst.

Tabelle 5.11: Die relativen Intensitäten der einzelnen Zwischenresonanzen

Zwischenresonanz	relativer Beitrag
$a_2(1320)$	$30,56 \pm 2,17 \%$
a_0 -K-Matrix	$24,81 \pm 2,20 \%$
$b_1(1235)$	$9,37 \pm 1,47 \%$
h_1 -K-Matrix	$24,23 \pm 2,02 \%$
$\omega(1650)$	$13,19 \pm 1,92 \%$
Summe	$102,16 \%$

Die Summe ergibt aufgrund von Interferenzeffekten nicht exakt 100 %. Das $a_2(1320)$ liefert den stärksten Beitrag, während das $b_1(1235)$ am schwächsten beiträgt. Die einzelnen relativen Intensitäten sind graphisch anhand der invarianten Massenspektren in den Abbildungen 5.10, 5.11 und 5.12 dargestellt.

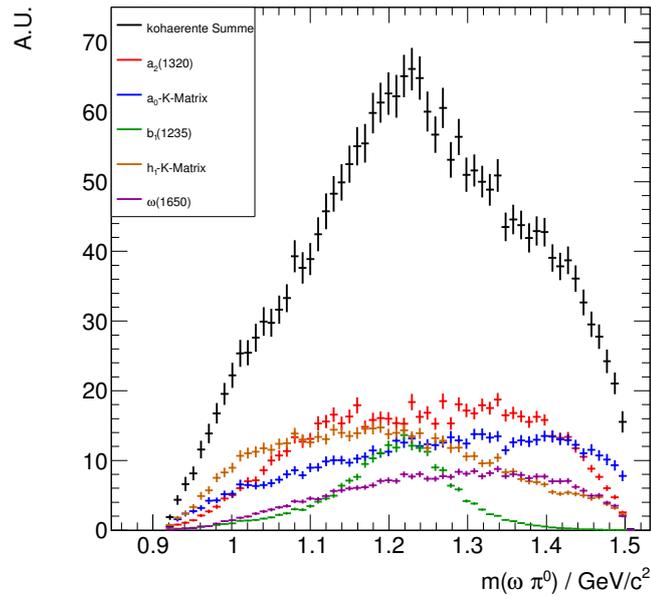


Abbildung 5.10: Die einzelnen Intensitäten im invarianten $\omega\pi^0$ -Massenspektrum

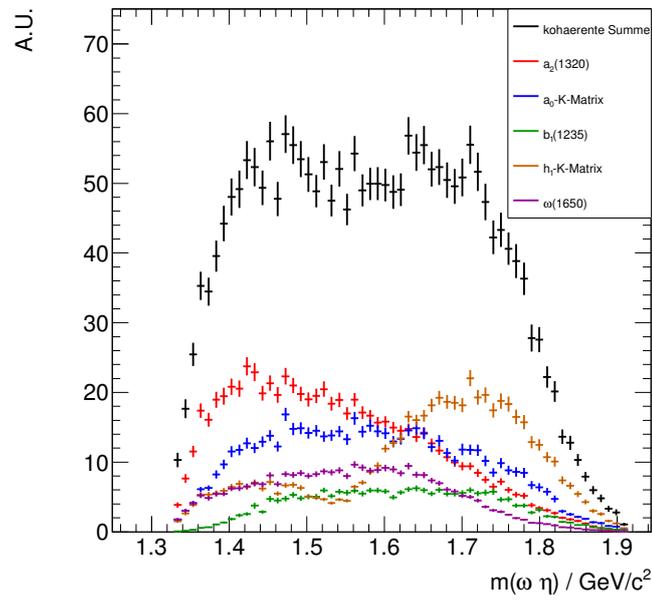


Abbildung 5.11: Die einzelnen Intensitäten im invarianten $\omega\eta$ -Massenspektrum

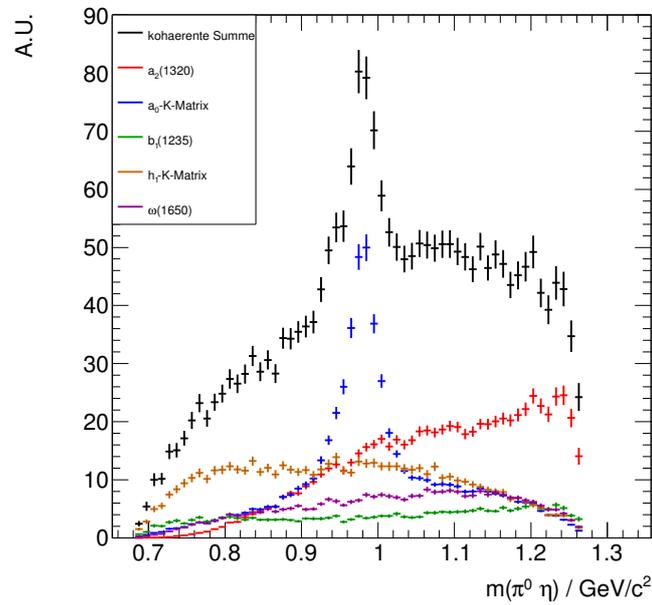


Abbildung 5.12: Die einzelnen Intensitäten im invarianten $\pi^0\eta$ -Massenspektrum

5.5 Massen und Breiten der Zwischenresonanzen

Die Masse des ω (1650) wurde durch die Partialwellenanalyse zu $m = 1675 \pm 23 \text{ MeV}/c^2$ und die Breite zu $291 \pm 36 \text{ MeV}/c^2$ bestimmt.

Die ermittelten Polpositionen und g-Faktoren der K-Matrix und die daraus resultierenden physikalischen Massen und Breiten für die a_0 -Resonanzen sind in Tabelle 5.12 und für die h_1 -Resonanzen in Tabelle 5.13 zusammengefasst. Die bestimmten Massen und Breiten der beiden a_0 -Resonanzen stimmen sehr gut mit den PDG-Werten überein.

Tabelle 5.12: Die Polpositionen und g-Faktoren der K-Matrix und die daraus resultierenden physikalischen Massen und Breiten (sheet - -) für die a_0 -Resonanzen. Der Pol des a_0 (1450) und die $g_{K^+K^-}$ -Faktoren wurde dabei fixiert.

Resonanz	Pol/MeV/c ²	$g_{\pi^0\eta}$	$g_{K^+K^-}$	m/MeV/c ²	$\Gamma/\text{MeV}/c^2$
a_0 (980)	983 ± 3	$0,275 \pm 0,018$	0,08089	983	52
a_0 (1450)	1490	$0,213 \pm 0,019$	0,6511	1485	242

Tabelle 5.13: Die Polpositionen und g-Faktoren der K-Matrix und die daraus resultierenden physikalischen Massen und Breiten (sheet - -) für die h_1 -Resonanzen. Der $g_{K^0K^*}$ -Faktor für das h_1 (1595) wurde dabei fixiert.

Resonanz	Pol/MeV/c ²	$g_{\omega\eta}$	$g_{K^0K^*}$	m/MeV/c ²	$\Gamma/\text{MeV}/c^2$
h_1 (1380)	1559 ± 10	$0,018 \pm 0,002$	$0,70 \pm 0,06$	1547	140
h_1 (1595)	1795 ± 11	$0,791 \pm 0,044$	0	1789	235

5.6 Spin-Dichte-Matrix des ω

Das durch eine Anpassung an den Zerfallswinkel θ des ω -Vektormesons ermittelte Spin-Dichte-Matrix-Element $\Re_{\rho_{00}}$ ist in Abbildung 5.13 dargestellt.

Das Spin-Dichte-Matrix-Element $\Re_{\rho_{00}}$ zeigt geringe Fluktuationen entlang des ω -Produktionswinkels $\cos(\theta)_{\omega}^{\bar{p}p}$. Aufgrund der großen Fehler kann sogar eine flache Verteilung nicht ausgeschlossen werden.

Eine Ausrichtung (engl. Alignment) ist gegeben, da der Mittelwert bei $\overline{\rho_{00}} \approx 18\%$ liegt. Bei einer Gleichverteilung würde dieser bei 33,3% liegen.

Untersuchungen zur Spin-Dichte-Matrix des ω für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$ ebenfalls bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c ([Pyc12]) zeigten wesentlich stärkere Fluktuationen entlang des ω -Produktionswinkels und ein stärker ausgeprägtes Alignment mit einem Mittelwert des Spin-Dichte-Matrix-Element $\Re_{\rho_{00}}$ von $\overline{\rho_{00}} \approx 8\%$.

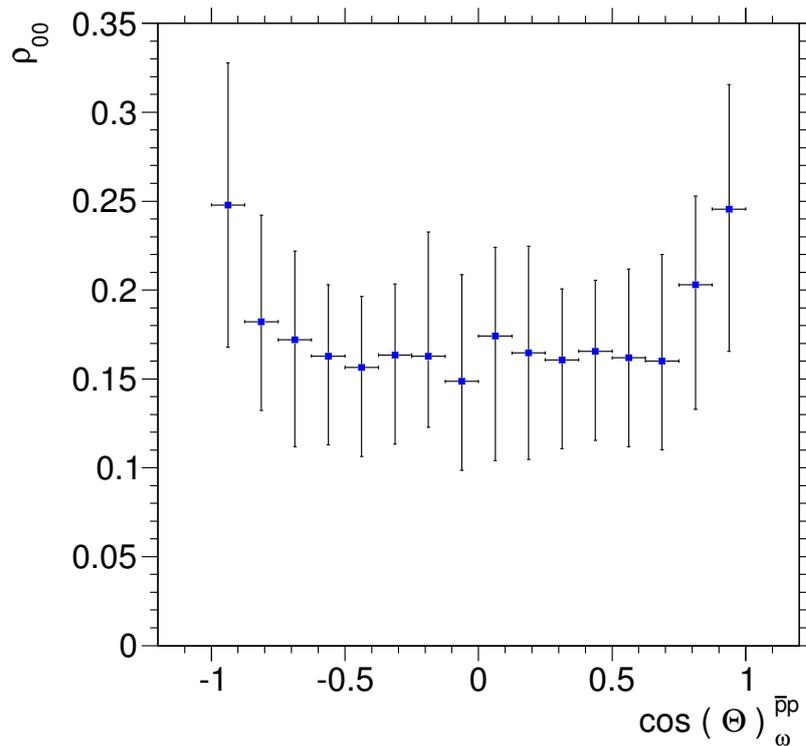


Abbildung 5.13: Das Spin-Dichte-Matrix-Element $\Re_{\rho_{00}}$ entlang des ω -Produktionswinkels $\cos(\theta)_{\omega}^{\bar{p}p}$

Kapitel 6

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\eta$ bei den Strahlimpulsen $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$, $1525 \text{ MeV}/c$, $1642 \text{ MeV}/c$ und $1940 \text{ MeV}/c$ untersucht. Die Daten wurden einer kinematischen Anpassung unterzogen und es wurde eine ereignisbasierte, multivariate Seitenbandsubtraktion durchgeführt, um einen möglichst von Untergrundereignissen befreiten Datensatz zu erhalten.

Anschließend wurde eine Partialwellenanalyse für den selektierten Datensatz bei einem Strahlimpuls von $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$ durchgeführt. Die beitragenden Resonanzen scheinen das a_2 (1320) (30,56 %), das a_0 (980) und a_0 (1450) (24,81 %) jeweils im Zerfall nach $\pi^0\eta$, zwei h_1 -Resonanzen (24,23 %) und das ω (1650) (13,19 %) im Zerfall nach $\omega\eta$ sowie das b_1 (1235) (9,37 %) im Zerfall nach $\omega\pi^0$ zu sein.

Für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega a_0$ wurde zudem der größte noch beitragende Bahndrehimpuls der $\bar{p}p$ -Annihilation zu $L_{\max}(\bar{p}p) = 3$ und der größte noch beitragende Bahndrehimpuls für den Zerfall nach ωa_0 zu $l_{\max}(\omega a_0) = 4$ bestimmt.

Ebenfalls für diese Reaktion zeigt das Spin-Dichte-Matrix-Element $\Re_{\rho_{00}}$ geringe Fluktuationen entlang des Produktionswinkels und weist auf ein Alignment mit einem Mittelwert von $\overline{\rho_{00}} \approx 18 \%$ hin.

Untersuchungen zur Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$ ([Pyc12]) ergaben einen größten noch beitragenden Bahndrehimpuls der $\bar{p}p$ -Annihilation von $L_{\max}(\bar{p}p) = 4$ und stärkere Fluktuationen des Spin-Dichte-Matrix-Elements $\Re_{\rho_{00}}$ entlang des Produktionswinkels sowie ein stärkeres Alignment bei einem Mittelwert von $\overline{\rho_{00}} \approx 8 \%$.

Die Unterschiede zwischen beiden Reaktionen können eventuell damit erklärt werden, dass das a_0 (980) ein $K\bar{K}$ -Molekül ist. Die Produktion eines solchen Zustands könnte sich deshalb im Vergleich zu der Produktion eines Zustandes mit einem π^0 -Rückstoßteilchen unterscheiden. Diese Erkenntnisse könnten auch Hinweise auf die Produktion von Charmonium-Resonanzen ($c\bar{c}$) beim zukünftigen PANDA-Experiment liefern.

Literaturverzeichnis

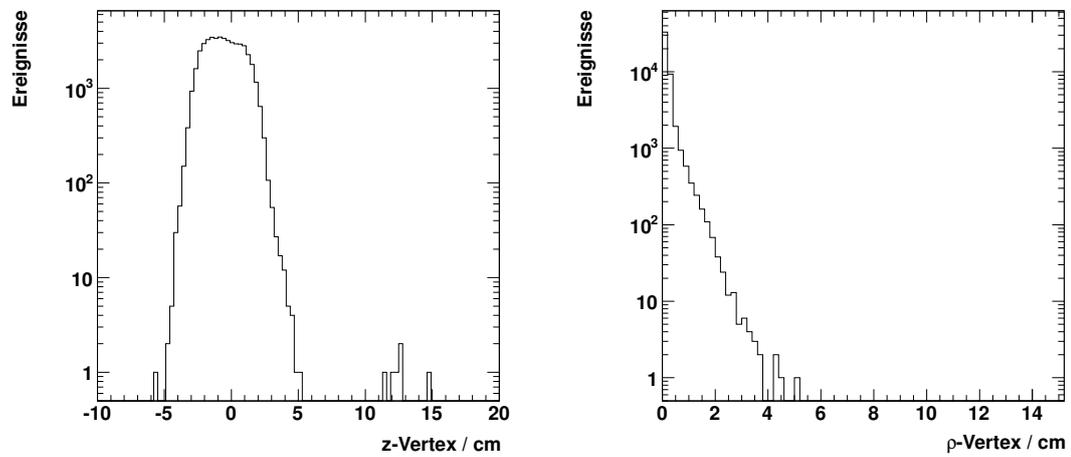
- [Ald97] John Aldrich. R. A. Fischer and the Making of Maximum Likelihood 1912-1922. Vol. 12, No. 3, 162-176, Statistical Science, 1997.
- [Ber14] Beringer, J. et al. (Particle Data Group). Phys. Rev. D86. 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition, 30. Juli 2014.
- [Beu95] Karsten Beuchert. Untersuchungen zur $\bar{p}p$ -Annihilation im Fluge am Crystal-Barrel-Detektor. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1995.
- [Chu14] Suh-Urk Chung. Spin Formalism. Physics Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973, 2014.
- [Deg99] Thomas F. Degener. Analyse von Endzuständen der Antiproton-Proton Annihilation im Fluge. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1999.
- [Fri12] Patrick Friedel. Analyse des Zerfalls $J/\Psi \rightarrow \gamma\phi\phi$ bei BESIII und Entwicklungen für den Prototyp des \bar{P} ANDA-EMC. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [Fzj14] <http://webarchiv.fz-juelich.de/nic/Publikationen/Broschuere/elementarteilchenphysik-d.html>, 30. Juli 2014.
- [Hei00] Matthias Heinzelmann. Proton-Antiproton Annihilation into Three Pseudoscalar Mesons at 900 MeV/c. Dissertation, Universität Zürich, 2000.
- [Lun07] A. Lundborg. The Charm of Excited Glue: Charmonium in e^+e^- and $p\bar{p}$ collisions. Dissertation, Uppsala Universitet, 2007.
- [PAN08] PANDA Collaboration. Technical Design Report for PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC). In: arXiv:0810.1216, 2008.
- [PAN09] PANDA Collaboration. Physics Performance Report for PANDA: Strong Interaction Studies with Antiprotons. In: arXiv:0903.3905, 2009.
- [Paw14] <https://panda-wiki.gsi.de/foswiki/bin/view/PWA/PawianPwaSoftware>, 08. August 2014.
- [Pyc12] Julian Pychy. Untersuchungen zur Partialwellenanalyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$. Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2012.

- [Rot12] Bernhard Roth. Suche nach exotischen Resonanzen in der $\bar{p}p$ -Annihilation und Kalibrierung eines elektromagnetischen Kalorimeters. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [Sch70] K. Schilling. P. Seyboth. G. Wolf. On the Analysis of Vector-Meson Production by Polarized Photons. In: Nuclear Physics B15, S. 397-412, 1970.
- [Sch12] Jan Schulze. Analyse des Zerfalls $\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$ bei BESIII und Entwicklung von mechanischen Komponenten für einen Prototypen des \bar{P} ANDA-EMC. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [Wei93] P. Weidenauer. u.a. $N\bar{N}$ annihilation at rest into five pions. Zeitschrift für Physik C 59, 1993.
- [Wel14] http://www.weltmaschine.de/physik/standardmodell_der_teilchenphysik/, 30. Juli 2014.
- [Wil09] M. Williams. M. Bellis. C.A. Meyer. Multivariate Side-Band Subtraction Using Probabilistic Event Weights. Journal of Instrumentation 4, 2009. Nr. 10, S. 10003.

Anhang

Anhang A

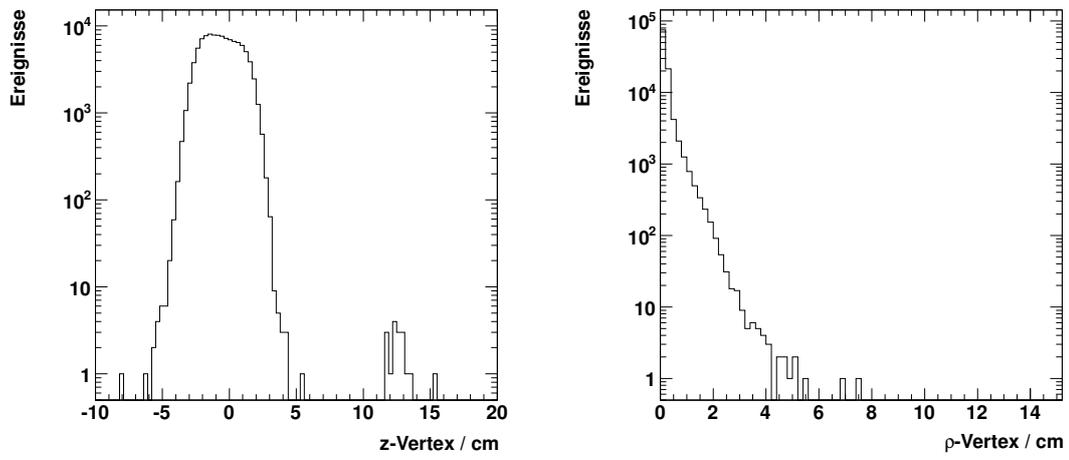
A.1 Annihilationsvertex



(a) z-Komponente des Annihilationsvertex

(b) ρ-Komponente des Annihilationsvertex

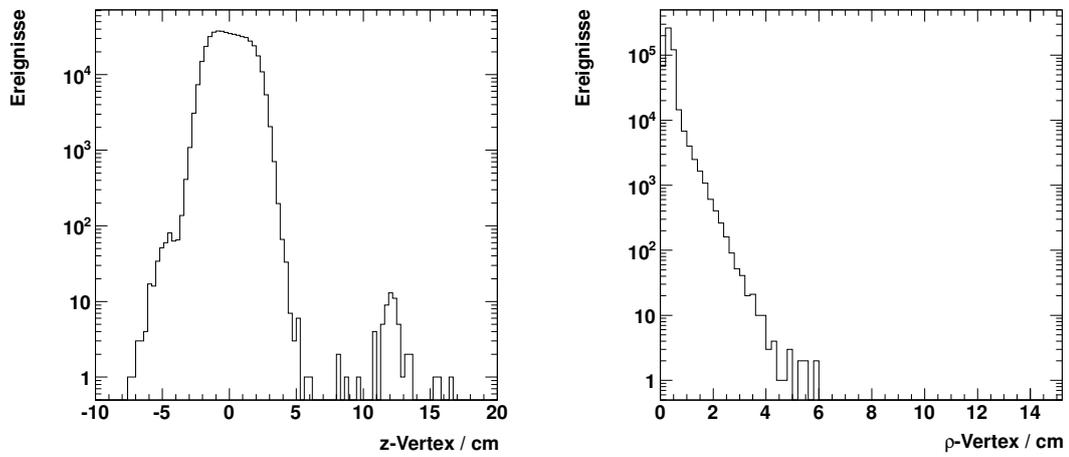
Abbildung A.1: z- und ρ-Komponente des Annihilationsvertex für den Strahlimpuls von 1525 MeV/c



(a) z-Komponente des Annihilationsvertex

(b) ρ -Komponente des Annihilationsvertex

Abbildung A.2: z- und ρ -Komponente des Annihilationsvertex für den Strahlimpuls von 1642 MeV/c

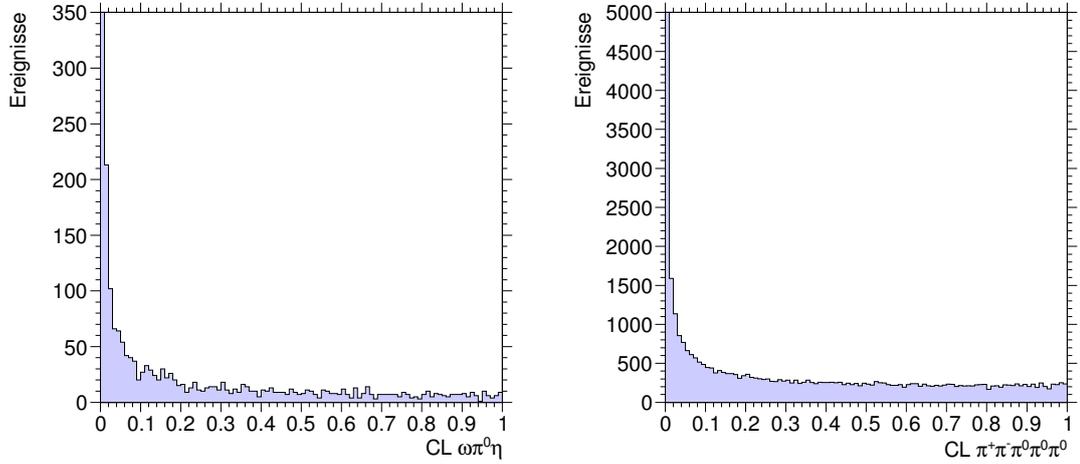


(a) z-Komponente des Annihilationsvertex

(b) ρ -Komponente des Annihilationsvertex

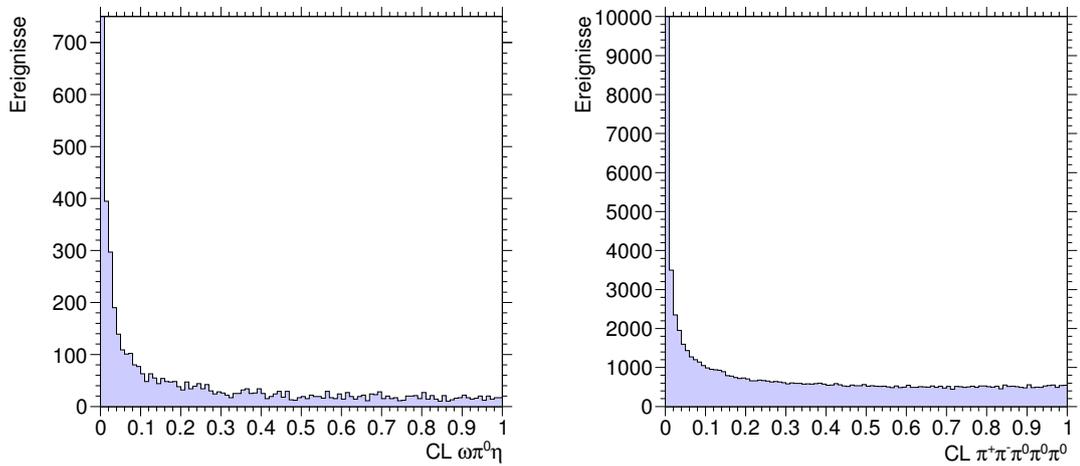
Abbildung A.3: z- und ρ -Komponente des Annihilationsvertex für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c

A.2 Konfidenzniveaus



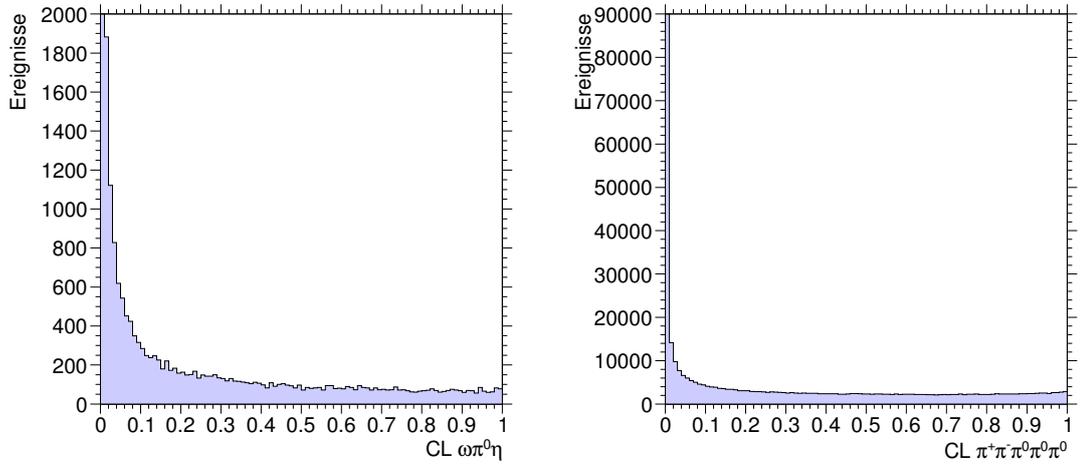
(a) Konfidenzniveau für die Signal-Hypothese (b) Konfidenzniveau für die Optimierung-Hypothese

Abbildung A.4: Konfidenzniveaus für den Strahlimpuls von 1525 MeV/c



(a) Konfidenzniveau für die Signal-Hypothese (b) Konfidenzniveau für die Optimierung-Hypothese

Abbildung A.5: Konfidenzniveaus für den Strahlimpuls von 1642 MeV/c



(a) Konfidenzniveau für die Signal-Hypothese (b) Konfidenzniveau für die Optimierung-Hypothese

Abbildung A.6: Konfidenzniveaus für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c

A.3 Pullverteilungen

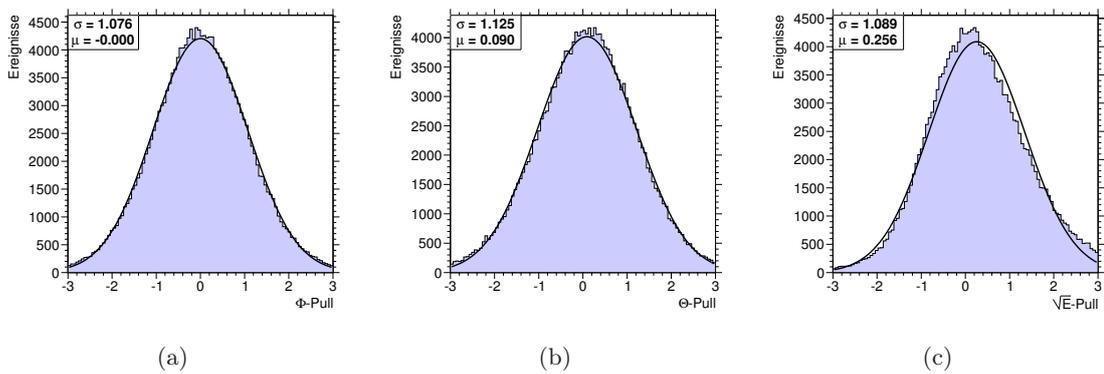


Abbildung A.7: Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1525 MeV/c für Photonen, ϕ -Pull (a), θ -Pull (b) und \sqrt{E} -Pull (c) für die Signal-Hypothese

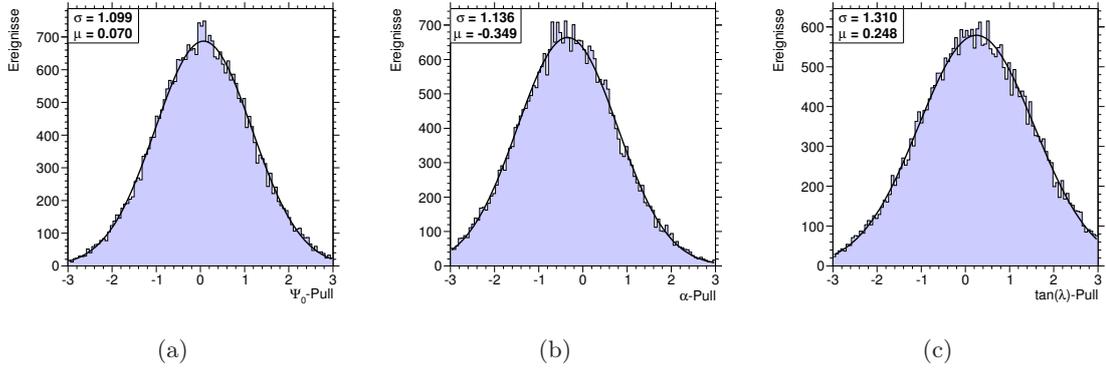


Abbildung A.8: Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1525 MeV/c für positiv geladene Teilchen, Ψ_0 -Pull (a), α -Pull (b) und $\tan\lambda$ -Pull (c) für die Signal-Hypothese

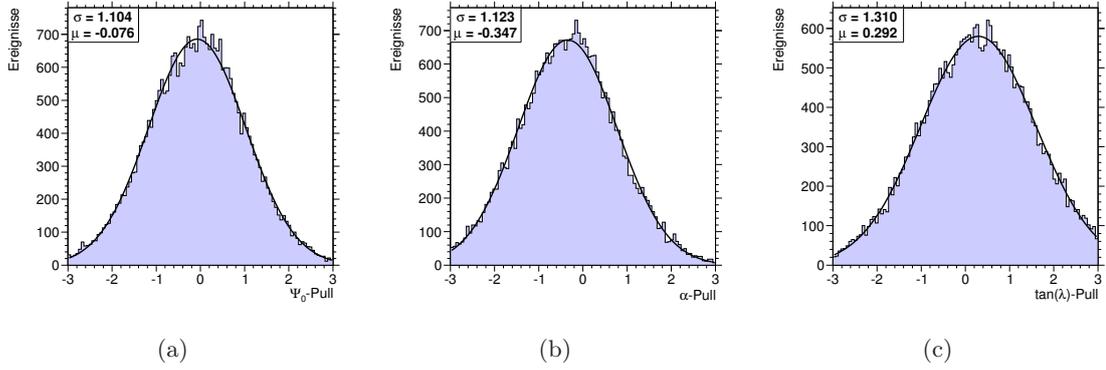


Abbildung A.9: Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1525 MeV/c für negativ geladene Teilchen, Ψ_0 -Pull (a), α -Pull (b) und $\tan\lambda$ -Pull (c) für die Signal-Hypothese

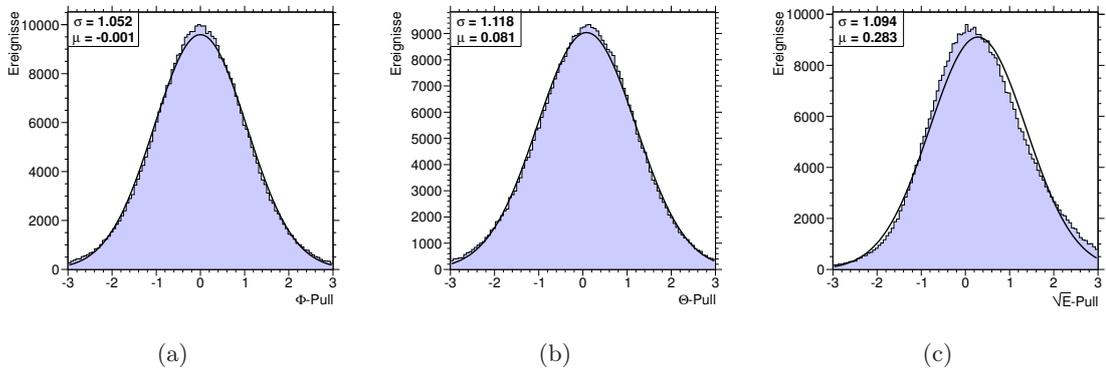


Abbildung A.10: Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1642 MeV/c für Photonen, ϕ -Pull (a), θ -Pull (b) und \sqrt{E} -Pull (c) für die Signal-Hypothese

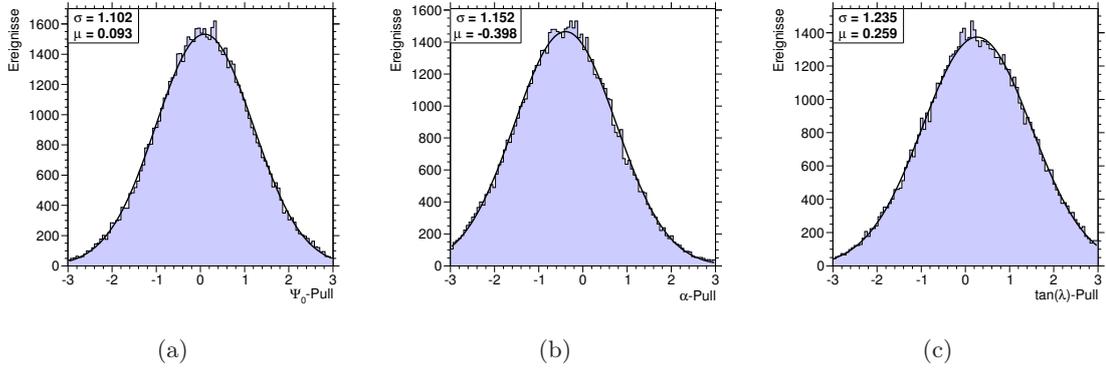


Abbildung A.11: Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1642 MeV/c für positiv geladene Teilchen, Ψ_0 -Pull (a), α -Pull (b) und $\tan\lambda$ -Pull (c) für die Signal-Hypothese

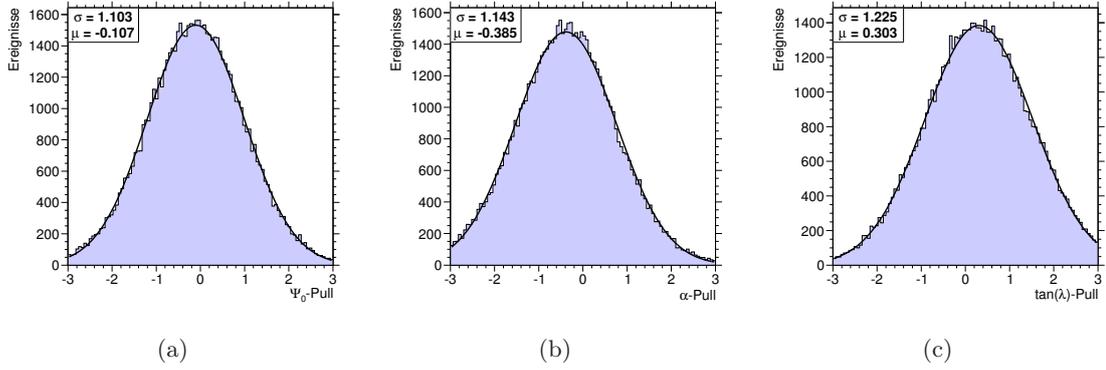


Abbildung A.12: Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1642 MeV/c für negativ geladene Teilchen, Ψ_0 -Pull (a), α -Pull (b) und $\tan\lambda$ -Pull (c) für die Signal-Hypothese

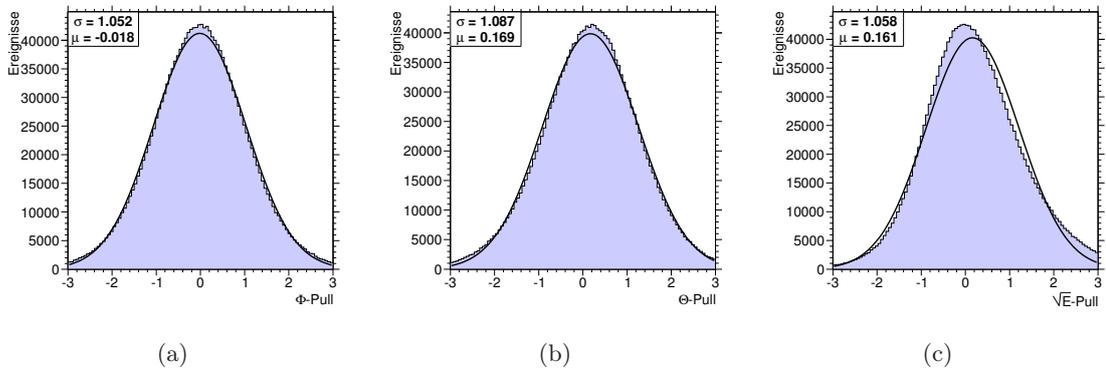


Abbildung A.13: Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c für Photonen, ϕ -Pull (a), θ -Pull (b) und \sqrt{E} -Pull (c) für die Signal-Hypothese

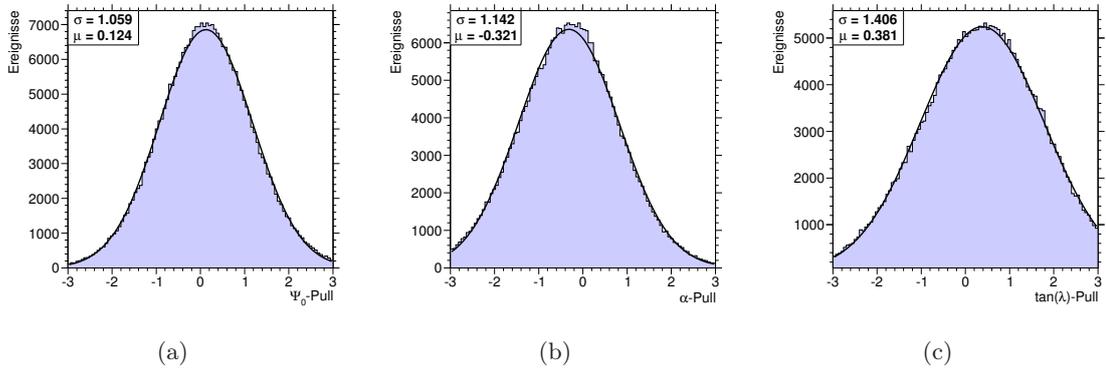


Abbildung A.14: Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c für positiv geladene Teilchen, Ψ_0 -Pull (a), α -Pull (b) und $\tan\lambda$ -Pull (c) für die Signal-Hypothese

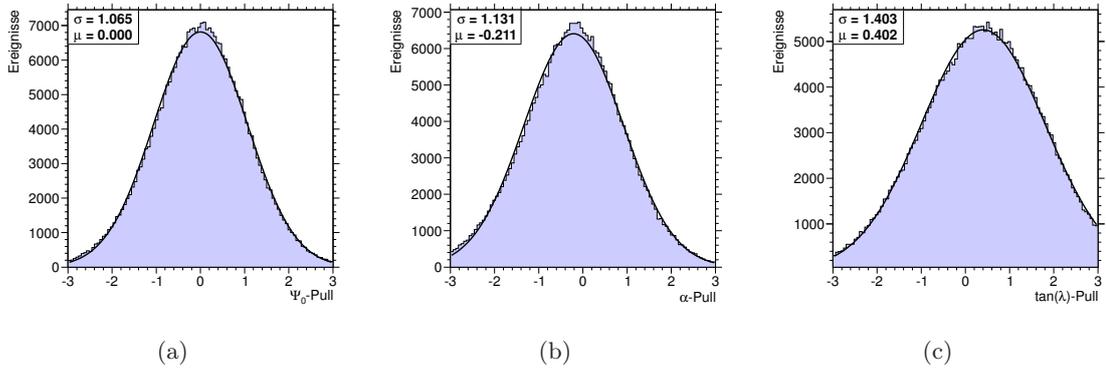


Abbildung A.15: Pullverteilungen für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c für negativ geladene Teilchen, Ψ_0 -Pull (a), α -Pull (b) und $\tan\lambda$ -Pull (c) für die Signal-Hypothese

A.4 Multivariate Seitenbandsubtraktion

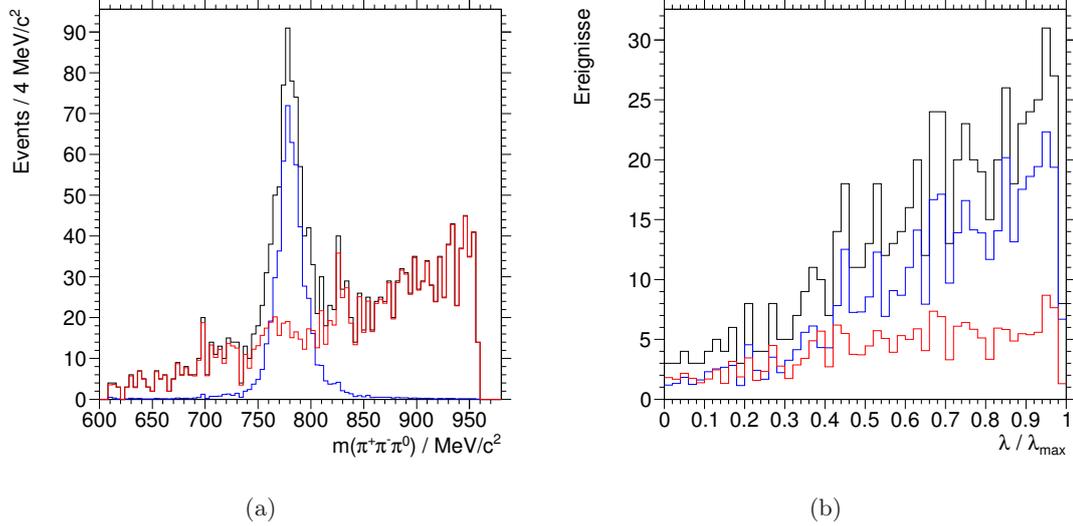


Abbildung A.16: Das invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenspektrum (a) und der Parameter λ (b) nach der multivariaten Seitenbandsubtraktion für $p_{\bar{p}} = 1525 \text{ MeV}/c$. Abgebildet ist jeweils der Signalanteil (Q) in blau und der Untergrundanteil (1-Q) in rot und deren Summe in schwarz.

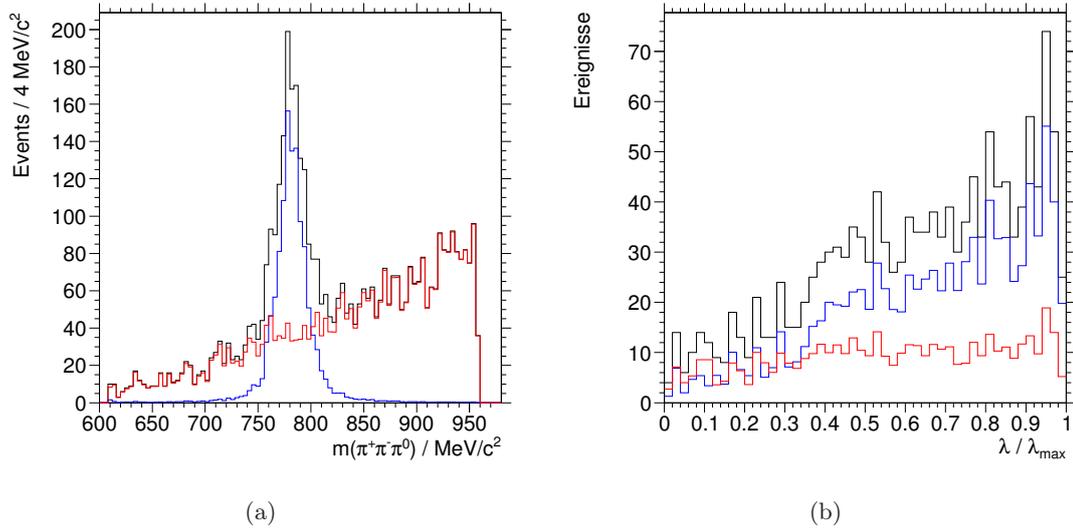


Abbildung A.17: Das invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenspektrum (a) und der Parameter λ (b) nach der multivariaten Seitenbandsubtraktion für $p_{\bar{p}} = 1642 \text{ MeV}/c$. Abgebildet ist jeweils der Signalanteil (Q) in blau und der Untergrundanteil (1-Q) in rot und deren Summe in schwarz.