

# Analyse des $\pi\pi\eta\eta$ Endzustands in der Antiproton-Proton-Annihilation

Bachelorarbeit

im Studiengang  
“Bachelor of Science”  
im Fach Physik

an der Fakultät für Physik und Astronomie  
der Ruhr-Universität Bochum



von  
Sonja Knak  
aus  
Fairfax County (USA)

Bochum, Sommersemester 2015

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	1
1.2 Quantenchromodynamik . . . . .	2
1.3 Hadronen . . . . .	3
1.4 Mesonenspektroskopie . . . . .	3
1.5 $\overline{\text{P}}$ ANDA-Experiment . . . . .	4
1.6 Motivation der Arbeit . . . . .	4
<b>2. Crystal Barrel-Experiment</b>	<b>6</b>
2.1 Beschleunigeranlage . . . . .	6
2.2 Detektorsystem . . . . .	7
<b>3. Datenselektion</b>	<b>10</b>
3.1 Rekonstruktion geladener und neutraler Endzustandsteilchen . . . . .	10
3.2 Vorselektion der Daten . . . . .	11
3.3 Kinematische Anpassung . . . . .	12
3.4 Untergrundstudien . . . . .	12
3.5 Zusammenfassung der Selektion . . . . .	14
<b>4. Ergebnisse</b>	<b>15</b>
4.1 Ergebnisse für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c . . . . .	15
4.1.1 Zweiteilchensysteme . . . . .	15
4.1.2 Dreiteilchensysteme . . . . .	17
4.1.3 Dalitzdiagramme . . . . .	19
4.1.4 Produktionswinkelverteilung . . . . .	23
4.2 Ergebnisse für den Strahlimpuls von 900 MeV/c . . . . .	24
<b>5. Zusammenfassung</b>	<b>28</b>
<b>Literatur</b>	<b>I</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>II</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>III</b>

# 1 Einleitung

Bereits seit vielen tausenden Jahren versuchen Menschen zu ergründen, woraus die Materie im Innern aufgebaut ist. Dabei sind sie im Laufe der Zeit und des technischen Fortschritts auf immer kleinere Größenskalen vorgedrungen. Heutzutage wird in der modernen Teilchenphysik die Erforschung aktueller Theorien und Fragestellungen auf diesen kleinen Dimensionen durch aufwendige Experimente an großen Beschleunigeranlagen an vielen Orten auf der Welt realisiert. Mithilfe von Teilchenkollisionen bei sehr hohen Energien sollen die, nach der Kollision entstehenden, Fragmente untersucht werden, mit dem Ziel dem Verständnis der fundamentalen Gesetzmäßigkeiten der Natur und deren einheitlichen Formulierung näher zu kommen. Bisher können nahezu alle experimentellen Beobachtungen gut mit dem sogenannten *Standardmodell* beschrieben werden. Dieses bildet aus heutiger Sicht die Grundlage für die Beschreibung der Teilchenphysik.

## 1.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell geht davon aus, dass die uns bekannte Materie aus Quarks und Leptonen als elementare Bausteine aufgebaut ist. Beide Arten von Elementarteilchen tragen einen halbzahligen Spin und sind somit Fermionen. Quarks und Leptonen gibt es jeweils in sechs verschiedenen Flavors, welche in 3 Familien zu jeweils 2 Teilchen zusammengefasst werden (vgl. Tabelle 1.1). Voneinander differenziert werden die Generationen vor allem auch durch die unterschiedlich großen Massen. Im Gegensatz zu Elektron, Myon und Tauon, die je eine negative Elementarladung tragen, und den zugehörigen Neutrinos, die allesamt ungeladen sind, weisen die Quarks elektrische Drittelladungen auf. Darüber hinaus existiert zu jedem der Teilchen ein entsprechendes Antiteilchen, wobei seine additiven Quantenzahlen (wie bspw. die elektrische Ladung  $Q$ ) jeweils das entgegengesetzte Vorzeichen tragen.

Leptonen, Spin 1/2					Quarks, Spin 1/2		
Gene- ration	Flavor	Symbol	Elektrische Ladung [e]	Ruhemasse [MeV]	Flavor	Elektrische Ladung [e]	Masse [MeV/c <sup>2</sup> ]
<b>1</b>	Elektron	e	-1	0,511	u up	2/3	1,5 - 3,3
	Elektron- Neutrino	$\nu_e$	0	$< 2 \cdot 10^{-6}$	d down	-1/3	3,5 - 6,0
<b>2</b>	Myon	$\mu$	-1	105,66	c charm	2/3	1160 - 1340
	Myon- Neutrino	$\nu_\mu$	0	$< 0,19$	s strange	-1/3	70 - 130
<b>3</b>	Tau	$\tau$	-1	1776,84	t top	2/3	$171200 \pm 2100$
	Tau-Neutrino	$\nu_\tau$	0	$< 18,2$	b bottom	-1/3	4130 - 4370

**Tabelle 1.1:** Eigenschaften der fermionischen Bestandteile der Materie [9]

Neben den Materieteilchen, bilden die Austauschteilchen, die elementaren Bosonen, eine weitere Klasse im Standardmodell. Sie tragen ganzzahligen Spin und lassen sich in zwei Unterkategorien einteilen. Zur Vermittlung der Wechselwirkungen zwischen den Fermionen dienen Austauschteilchen, die Eichbosonen genannt werden. Zwischen den Elementarteilchen existieren vier fundamentale Wechselwirkungen, wobei drei davon im Standardmodell beschrieben sind.

Die elektromagnetische Wechselwirkung, welche eine unendliche Reichweite besitzt, wird durch das masselose Photon  $\gamma$  zwischen elektrisch geladenen Teilchen übertragen. Das massive  $W^\pm$  - und  $Z^0$  Boson vermittelt die, durch eine extrem kurze Reichweite ( $\sim 10^{-18}$  m) charakterisierte, schwache Wechselwirkung zwischen Teilchen unterschiedlichen Flavors. Acht masselose Gluonen  $g$  sind für die, auf etwa  $10^{-15}$  m begrenzte, starke Wechselwirkung zwischen Quarks verantwortlich. Die auf den betrachteten Größenskalen zu vernachlässigende Gravitationskraft, welche zwischen massebehafteten Teilchen wirkt, bleibt im Standardmodell unberücksichtigt. Ihr hypothetisches Austauschteilchen, das masselose Graviton, wurde bislang noch nicht gefunden.

Das eigenständige Higgs-Boson  $H^0$  mit Spin 0, welches im Zusammenhang mit den Massen der Elementarteilchen steht, komplettiert die Liste der Elementarteilchen im Standardmodell von bisher 12 Leptonen, 6 Quarks und 12 Eichbosonen. Im Kontrast zu den Eichbosonen  $\gamma$ ,  $W^\pm$  und  $Z^0$ , die einzeln beobachtet werden können, sind isolierte Quarks und Gluonen nicht vorzufinden, was auf das Phänomen des Confinements zurückzuführen ist, welches im Folgenden näher erläutert wird.

## 1.2 Quantenchromodynamik

Die starke Wechselwirkung wird mit der Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Quarks tragen demzufolge eine Farbladung, wobei die drei möglichen Ladungen als rot, grün und blau bezeichnet werden. Analog können Antiquarks einen Wert der entsprechenden Antifarbe annehmen. Eine Farbe kombiniert mit ihrer Antifarbe addiert sich zu einem farbneutralen (weißen) Zustand, ebenso wie die Kombination aller drei (Anti-)Farben. Gluonen besitzen genauso wie Quarks auch Farbladungen (bestehend aus einer Farbe und einer Antifarbe), welche sie als Eichbosonen zwischen den Quarks übertragen können.

Durch diesen Umstand können sie jedoch auch untereinander koppeln, was letztendlich dazu führt, dass keine einzelnen farbgeladenen Teilchen auftreten können. Versucht man nämlich, ein Quark-Antiquark-Paar räumlich zu trennen, so wächst die Feldenergie beim Auseinanderziehen der Quarks so stark an, dass es ab einem bestimmten Punkt ( $\sim 1$  fm) energetisch günstiger ist, ein neues Quark-Antiquark-Paar zu bilden. Resultierend daraus, kann man nur farbladungsneutrale Objekte beobachten, was als *Confinement* beschrieben wird. Quarks und Gluonen treten daher nur eingeschlossen in hadronischen Systemen auf.

### 1.3 Hadronen

Unter dem Begriff Hadronen verbergen sich, der starken Wechselwirkung unterworfenen, Objekte, welche aus mehreren Quarks zusammengesetzt sind. Dabei gibt es zwei spinabhängige Gruppen von Hadronen. Baryonen, mit halbzahligen Spin, bestehen aus drei Quarks ( $qqq$ ) oder Antiquarks ( $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ ). Das Proton  $p$  ( $uud$ ) und das Neutron  $n$  ( $udd$ ) sind dabei als Atomkernbestandteile die bekanntesten Vertreter dieser Art von Hadronen.

Die zu den Bosonen zählenden Mesonen sind hingegen aus einem Quark-Antiquark-Paar ( $q\bar{q}$ ) aufgebaut. Beispielhaft seien hier die Pionen  $\pi$  und die K-Mesonen genannt. Außer dem Proton sind alle freien Hadronen instabil. Neben den klassischen Hadronen sind nach der QCD weitere, als exotische Hadronen bezeichnete, Konstellationen denkbar, welche aus Quarks und auch aus Gluonen gebildet werden. Dies umfasst beispielsweise Multiquarks wie Tetraquarks ( $qq\bar{q}\bar{q}$ ) oder Pentaquarks ( $qqqq\bar{q}$ ). Weitere Zustände wären sogenannte Hybride, die neben Quarks auch gluonische Anregungen enthalten (z.B. ( $q\bar{q}g$ ) oder ( $q\bar{q}gg$ )) oder Gluonen, die sich zu Gluebällen wie ( $ggg$ ) zusammenfinden können.

### 1.4 Mesonenspektroskopie

Die experimentelle Suche nach Mesonen sowie die Bestimmung ihrer teilchenphysikalischen Eigenschaften und die Klassifizierung in einem Ordnungsschema wird unter dem Begriff der Mesonenspektroskopie zusammengefasst [9]. Während Mesonen mit schweren Quarks ( $c$  und  $b$ ) sich deutlich in ihrer Masse unterscheiden und somit leicht zuzuordnen sind, gestaltet sich die Klassifikation bei nur aus den drei leichten Quarksorten ( $u$ ,  $d$  und  $s$ ) aufgebauten Mesonen etwas schwieriger. Dies ist darauf zurückzuführen, dass sich hier aufgrund der ähnlichen Massen verschiedene quantenmechanische Mischzustände bilden können. Darüber hinaus besitzen Mesonen verschiedene Quantenzahlen, die ihren Zustand näher charakterisieren. Eine wichtige Rolle spielen hier der Bahndrehimpuls  $L$  zwischen Quark und Antiquark und der Spin  $S$ , aus denen sich der Gesamtspins  $J$  des Systems ergibt nach:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} . \quad (1)$$

Die möglichen Werte für  $J$  sind durch die Bedingung  $|L - S| \leq J \leq |L + S|$  eingeschränkt. Der Gesamtspin der Mesonen kann  $S = 0$  oder  $S = 1$  sein, je nach Kopplung der beiden einzelnen Quarkspins. Ferner sind die multiplikativen Quantenzahlen der Parität  $P$  und der Ladungskonjugation  $C$  (auch  $C$ -Parität genannt) von großer Bedeutung. Dabei gilt:

$$P = (-1)^{L+1} \quad C = (-1)^{L+S} , \quad (2)$$

falls das Meson ein Eigenzustand des  $C$ -Operators definiert.

Zusammen mit dem Gesamtdrehimpuls  $J$  werden diese Eigenschaften in der Notation  $J^{PC}$  angegeben. Die in dieser Arbeit relevanten Konfigurationen mit  $J^{PC} = 0^{-+}$  werden als pseudoskalare Mesonen bezeichnet, während Teilchen mit den Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{-+}$  als Vektor-Mesonen typisiert werden. Das Auftreten von Quantenzahlkombinationen, welche nach den obigen Formeln verboten sind (z.B.  $0^{--}$ ,  $0^{+-}$ ,  $1^{-+}$ , ...), ist, genauso wie die große Anzahl beobachteter, aber nicht eindeutig zugewiesener Mesonen, ein Indiz für die Existenz von exotischen Systemen. Die Suche nach diesen, sowie die Vermessung der Spektren steht im Vordergrund dieser Forschung, wie sie auch im zukünftigen  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment betrieben werden soll.

## 1.5 $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment

Das, sich noch in der Planung und im Aufbau befindliche,  $\bar{\text{PANDA}}$ <sup>1</sup>-Experiment ist ein internationales Forschungsprojekt im Bereich der Hadronenphysik, welches am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt durchgeführt werden soll. An der Teilchenbeschleunigeranlage FAIR<sup>2</sup> soll das Fixed-Target-Experiment betrieben werden mit dem übergeordneten Ziel, durch die Untersuchung der Antiproton-Proton-Annihilation ein besseres Verständnis bezüglich der Phänomene der QCD zu bekommen. Im Speziellen liegt der Fokus auf der Suche nach exotischer Materie (wie sie im Abschnitt 1.3 beschrieben wurde) und der Charmonium-Spektroskopie ( $c\bar{c}$ -Mesonen). Darüber hinaus zählen auch Untersuchungen von Hyperkernen (Kerne mit Baryonen, die aus s-Quarks bestehen [8]), sowie von Hadronen in nuklearer Materie zu den angestrebten Studien [7]. Dabei werden mithilfe des High Energy Storage Rings (HESR) Antiprotonen im Impulsbereich von 1,5 GeV/c bis 15 GeV/c bereitgestellt, welche dann im Target im Innern des  $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors annihilieren können. Über Elektronenkühlung und stochastische Kühlung werden sehr hohe Impulsauflösungen zugänglich, die eine präzise Vermessung der Massen und Breiten der zu untersuchenden Resonanzen ermöglichen.

## 1.6 Motivation der Arbeit

Im Hinblick darauf, ein besseres Verständnis von dem  $\bar{p}p$ -Annihilationsprozess in Bezug auf das  $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment zu gewinnen, bietet sich die Auswertung bereits vorhandener, in der Antiproton-Proton-Annihilation aufgezeichneten, Daten an. In der vorliegenden Arbeit werden dazu aus den 1990er Jahren stammende Messdaten des, im nächsten Kapitel beschriebenen, Crystal Barrel-Experiments (CB) herangezogen. Gegenstand der Analyse soll die Untersuchung der Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\eta\eta$  im Fluge sein, wobei die Identifizierung möglicher Zwischenresonanzen dieses Zerfallskanals im Mittelpunkt steht.

---

<sup>1</sup> AntiProton ANnihilations at DArmstadt

<sup>2</sup> Facility for Antiproton and Ion Research

Durch den Vierteilchen Endzustand und der daraus resultierenden Kombinatorik sind verschiedenste Resonanzen zu erwarten. Ziel dabei ist es, neue oder noch nicht nachgewiesene Mesonen zu entdecken, sowie Erkenntnisse über die Zerfallsmoden und deren Verzweigungsverhältnisse zu erlangen. In den Dreiteilchensystemen sind angeregte  $\eta$ - oder  $f_1$ -Resonanzen zu vermuten, die nach  $\pi^+\pi^-\eta$  zerfallen. Dies sind konkret das  $\eta'(958)$ , das  $\eta(1295)$  und das  $f_1(1285)$  oder aber auch das  $\eta_2(1645)$  und der Glueball-Kandidat  $\eta(1405)$ . Zudem sind dabei auch mehrere Zerfallsmoden möglich, wie beispielsweise der Zerfall des  $f_1(1285)$  bzw.  $\eta(1295)$  über  $a_0(980)\pi$ . Auch bei den Zweiteilchensystemen gibt es die Frage nach sequentiellen Zerfällen; da das  $\rho^0(770)$  in  $\pi^+\pi^-$  zerfällt, sind Zwischenresonanzen über  $\rho^0(770)\eta$  denkbar. Auch die Erzeugung von zwei Resonanzen, die dann in jeweils zwei der vier Endzustandsteilchen zerfallen, wie z.B.  $\bar{p}p \rightarrow \rho^0(770) f_0(1500) \rightarrow (\pi^+\pi^-)(\eta\eta)$ , sind denkbar. Insgesamt stellt der zu untersuchende Endzustand also einen sehr interessanten Reaktionskanal dar. Für diese Studien stehen Daten zweier unterschiedlicher Strahlimpulse (900 MeV/c und 1940 MeV/c) zur Verfügung, die analysiert und miteinander verglichen werden können. Ferner dienen die Untersuchungen, in Form einer Präparation der Daten, dazu, weiterführende Partialwellenanalysen (PWA) durchzuführen, die aufgrund des intensiven Zeit- und Arbeitsaufwands über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen.

## 2 Crystal Barrel-Experiment

Das Crystal Barrel-Experiment am Low Energy Antiproton Ring (LEAR) wurde von 1989 bis 1996 am CERN<sup>3</sup> in Genf betrieben. Die Studien der  $\bar{p}p$ -Annihilation bei diesem Fixed-Target-Experiment verfolgten diverse Zielsetzungen wie die Spektroskopie leichter Mesonen, wobei hier auch die Suche nach gluonischen Anregungen, in Form von Gluebällen und Hybriden, im Fokus stand. Nachfolgend soll das Beschleunigersystem zur Erzeugung des Antiprotonenstrahls und das Detektorsystem kurz beschrieben werden, um einen Überblick über den Aufbau des, der nachfolgenden Analyse zugrundeliegenden, Experiments zu erhalten.

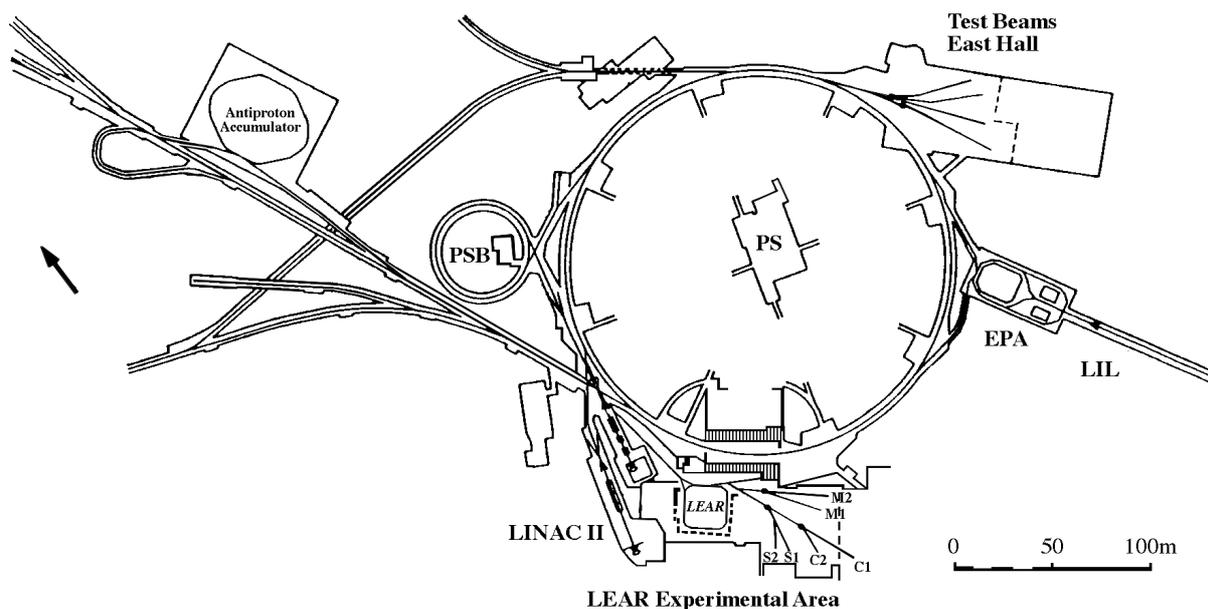
### 2.1 Beschleunigeranlage

Zur Erzeugung von Antiprotonen müssen vorerst Protonen einen sechsstufigen Prozess am Beschleunigerkomplex durchlaufen. Eine Übersicht der gesamten Anlage wird in Abbildung 2.1 gegeben. Im ersten Schritt werden Protonen durch den Linearbeschleuniger LINAC<sup>4</sup>, den Proton Synchrotron Booster (PSB) und das Proton Synchrotron (PS) auf eine Energie von 26 GeV gebracht, um daraufhin eine Kollision mit einem Wolframtarget herbeizuführen. Dabei entstehen neben anderen Streureaktionen auch solche der Art  $p + p \rightarrow p + p + \bar{p} + p$ , welche die gewünschten Antiprotonen hervorbringen, die dann aufgrund der entgegengesetzten elektrischen Ladung von den Protonen separiert und in den Antiproton-Akkumulator (AA) zur Zwischenspeicherung geleitet werden. In einem Zeitraum von etwa einem Tag konnten so Verunreinigungen des Strahls durch kurzlebige Mesonen beseitigt werden und durch den Einsatz stochastischer Kühlung der Phasenraum verdichtet werden. Darauffolgend gelangen die Antiprotonen wieder zurück in das PS, wo sie auf einen Strahlimpuls von 600 MeV/c abgebremst werden und dann in den LEAR transferiert werden. Insgesamt konnte mittels Elektronenkühlung und stochastischer Kühlung eine hervorragende Strahlqualität erzielt werden, die sich in der relativen Impulsunschärfe von  $\Delta p/p = 5 \cdot 10^{-4}$  und einer horizontalen Winkelmittanz von  $2\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$  bemerkbar macht. Die extrahierten Antiprotonen sind in ihrem Impuls zwischen 60 MeV/c und 1,94 GeV/c variierbar und können dem Crystal Barrel-Experiment mit Raten bis zu  $3 \cdot 10^5 \bar{p}/\text{s}$  zugeführt werden.

---

<sup>3</sup> Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>4</sup> LINear ACcelerator

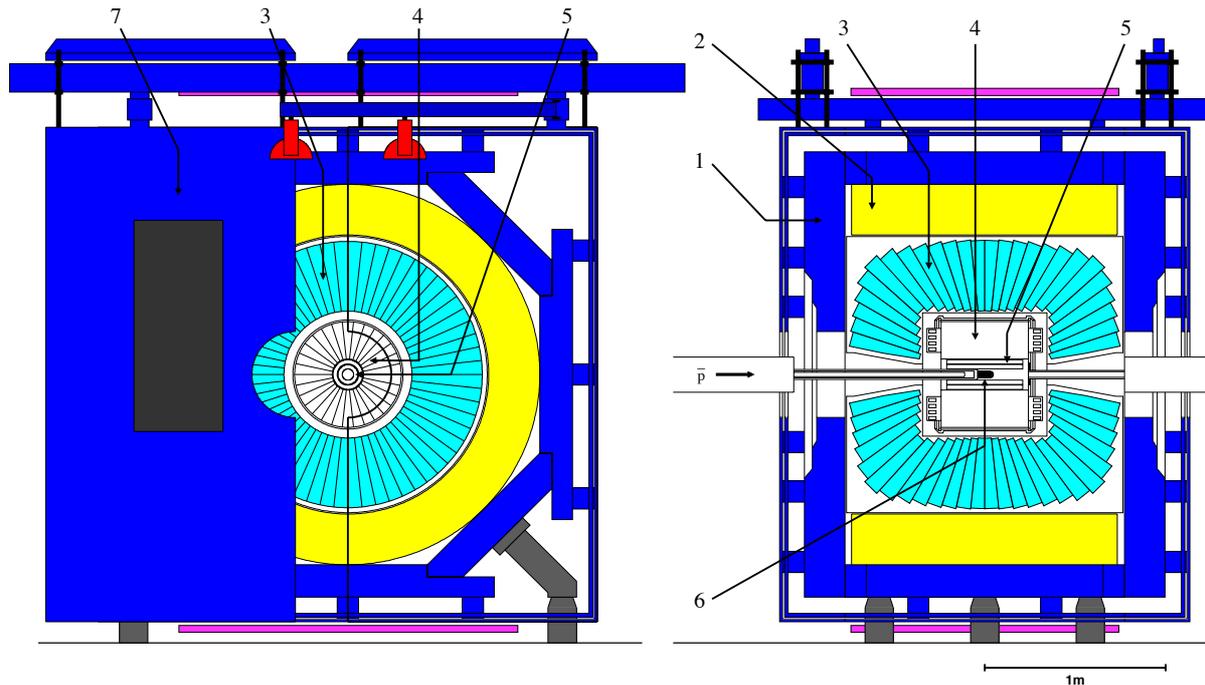


**Abbildung 2.1:** Aufbau des Beschleunigerkomplexes des CERN in den 1990er Jahren. Zu sehen sind der Linearbeschleuniger (LINAC), der Antiprotonen-Akkumulator (AA), das Proton-Synchrotron (PS), der Protonensynchrotron-Booster (PSB) sowie der Low Energy Storage Ring (LEAR).

## 2.2 Detektorsystem

Der Crystal Barrel-Detektor ist ein komplexes, aus mehreren Modulen aufgebautes, System, welches den Nachweis sowohl neutraler als auch geladener Teilchen über nahezu den vollständigen Raumwinkelbereich von  $4\pi$  ermöglicht. In Abbildung 2.2 ist er mit seinen einzelnen Komponenten im Längs- und Querschnitt skizziert. Das Hauptelement des Detektors bildet das elektromagnetische Kalorimeter (EMC), bestehend aus 1380 mit Thallium dotierten Cäsiumiodid-Kristallen, die fassförmig um das sich im Zentrum befindliche Reaktionstarget angeordnet waren und so dem Experiment seinen Namen verliehen. Das Target bestand entweder aus flüssigem bzw. gasförmigen Wasserstoff oder flüssigem Deuterium und war umgeben von dem Silizium-Vertex-Detektor (SVTX) und der Jet-Driftkammer (JDC), die in dem Kalorimeter eingebettet waren. Die aktiven Subdetektoren befanden sich innerhalb einer Solenoidspule, die ein Magnetfeld mit einer Flussdichte von 1,5 T in Strahlrichtung erzeugte. Die äußere Abschirmung aus Eisen bildet letztendlich die letzte Schicht dieser zwiebelschalenförmigen Anordnung, mit welcher es möglich war den Antiproton-Proton-Annihilationsprozess sowohl in Ruhe als auch im Fluge zu untersuchen.

Für eine detaillierte Beschreibung und die genauen technischen Daten der einzelnen Komponenten dieses experimentellen Aufbaus sei auf [5] verwiesen. Eine Übersicht über das allgemeine Funktionsprinzip sei im Folgenden gegeben.



**Abbildung 2.2:** Schematische Ansicht des Crystal Barrel-Detektors im Querschnitt (links) und Längsschnitt (rechts). Die einzelnen Bestandteile sind: (1) Eisenjoch, (2) Magnetspule, (3) CsI(Tl)-Kalorimeter, (4) Jet-Driftkammer, (5) Silizium-Vertex-Detektor, (6) Target und (7) Lichtpulser.

Trafen Antiprotonen im Detektor in der Targetzelle ein, so konnten aus der Annihilation hervorgehende, geladene Reaktionsprodukte über den Silizium-Vertex-Detektor und die Jet-Driftkammer nachgewiesen werden.

Der SVTX bestand aus 15 SiO<sub>2</sub>-Platten, die fächerartig in Form eines Zylinders um die Strahlachse angeordnet waren und selbst nochmal jeweils in 128 Streifen unterteilt waren. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens gaben die Platten ein dadurch erzeugtes, elektrisches Signal an die Elektronik weiter, wobei die schnelle Signalauslese die Funktion des SVTX als Trigger auf eine definierte Anzahl von Teilchen bedingte. Darüber hinaus konnte durch die hohe Ortsauflösung in der  $r$ - $\phi$ -Ebene der Annihilationspunkt (*Vertex*) genau bestimmt werden.

Die in mehrere Sektoren unterteilte, zylindrische Jet-Driftkammer war mit einem Gasgemisch aus CO<sub>2</sub> und Isobutan gefüllt, welches von den geladenen Teilchen entlang ihrer Flugbahnen ionisiert werden konnte. Die dadurch entlang der Spur freigesetzten Elektronen konnten aufgrund einer anliegenden Spannung beschleunigt werden und drifteten dann zusammen mit weiteren dadurch entstandenen Ionisationselektronen in Richtung bestimmter Signaldrähte, wobei der Stromimpuls dann vom Detektor ausgelesen wurde. Die Auswertung der verschiedenen Signale in der JDC diente so zur Vermessung der sich, aufgrund der im Magnetfeld auf die Teilchen wirkenden Lorentzkraft, ergebenden schraubenförmigen Trajektorien, deren Krümmungsradius Aufschluss über den Teilchenimpuls gibt. Zudem ließ sich durch Berechnung des spezifischen Energieverlusts  $dE/dx$  die Teilchensorte identifizieren.

Für die Detektion neutraler Reaktionsprodukte (insbesondere Photonen) war das CsI(Tl)-Kalorimeter verantwortlich. Beim Auftreffen eines Photons auf eine, auf das Target im Zentrum ausgerichtete, Kristallfrontfläche des EMCs entstand durch verschiedene Wechselwirkungsprozesse ein elektromagnetischer Schauer. Dazu zählen der, aufgrund der hohen Energien dominante, Effekt der  $e^+e^-$ -Paarerzeugung und das Auftreten von Bremsstrahlung. Der Schauer führte dann zu Elektronen-Loch-Paare, wobei durch anschließende Rekombination Szintillationslicht erzeugt wurde, welches über Photodioden in elektrische Signale, deren Intensität proportional zur Energie der einfallenden Photonen war, umgewandelt werden konnte. So war mittels einer entsprechenden Kalibrierung die Energie der Photonen bekannt.

## 3 Datenselektion

In dieser Arbeit wird der Reaktionskanal

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

untersucht. Für die geladenen Pionen, kann aufgrund ihrer verhältnismäßig langen Lebensdauer von  $2,6 \cdot 10^{-8}$  s [2] und Geschwindigkeit in der Größenordnung von der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , ein direkter Nachweis innerhalb des Detektors erfolgen. Die  $\eta$ -Mesonen zerfallen hingegen elektromagnetisch gemäß  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  in zwei Photonen ( $39,41 \pm 0,20$  %) mit einer mittleren Lebensdauer von  $5 \cdot 10^{-19}$  s [2], weshalb ihr Nachweis nur über die Zerfallsprodukte gelingt. Der somit detektierte Endzustand ist daher gegeben durch  $\pi^+ \pi^- 4\gamma$ .

In diesem Kapitel soll die Rekonstruktion der Ereignisse aus den Experimentdaten sowie die Ermittlung der Vierervektoren der Endzustandsteilchen grob skizziert werden. Daran schließt sich die Betrachtung des Untergrunds sowie die vorgenommenen Schritte zu dessen Unterdrückung an.

### 3.1 Rekonstruktion geladener und neutraler Endzustandsteilchen

Um die Spuren der geladenen Teilchen in der JDC aus den aufgezeichneten Signalen im Detektor zu berechnen, werden entsprechende, für das CB-Experiment vorgesehene, Softwarepakete benötigt. Diese ermöglichen es, aus den gemessenen Driftzeiten der Elektronen und den Amplitudendifferenzen an den Signaldrähten die korrespondierenden Ortskoordinaten zu berechnen. Die erhaltenen Messpunkte werden dann einzelnen Spuren zugeordnet, welche helixförmig, d.h. in der  $r$ - $z$ -Ebene an eine Gerade und in der  $r$ - $\phi$ -Ebene an einen Kreis, angepasst werden. Die mathematische Beschreibung der Helix erfolgt mittels verschiedener Parameter, wie dem Neigungswinkel  $\lambda$ , der Krümmung  $\alpha$ , und dem Azimutwinkel  $\psi_0$  der Tangenten im Punkt  $(r_0, z_0)$  [11]. Aus diesen Größen und dem bekannten Magnetfeld kann dann letztendlich der Impuls des geladenen Teilchens berechnet werden. Zusammen mit der Annahme über die Teilchensorte ergibt sich dann der Viererimpuls.

Die Komponenten des Viererimpulses der Photonen können ebenfalls unter Zuhilfenahme von Rekonstruktionssoftware ermittelt werden. Wie bereits zuvor erläutert, entstehen durch den Absorptionsprozess der Photonen in den Szintillationskristallen des EMCs elektromagnetische Schauer. Diese können sich dabei über mehrere benachbarte Kristalle erstrecken. Ist allen angesprochenen Kristallen mittels der Kalibrationskonstanten ein Energiewert zugewiesen, so werden jeweils benachbarte Kristalle bei Überschreitung einer gemeinsamen Schwellenenergie von  $E_{SN} = 4$  MeV zu einem Cluster zusammengefügt, sofern auch die gesamte deponierte Energie im Cluster größer einem festgelegten Schwellenwert  $E_{SC}$  (20 MeV) ist.

In den Clustern sucht man dann nach lokalen Maxima deponierter Energie, wobei diese als PED (*particle energy deposit*) markiert werden. Ein PED repräsentiert ein rekonstruiertes Teilchen, im Speziellen ein Photon, falls keine geladenen Spuren in der Umgebung des PEDs enden. Solange nur ein PED im Cluster vorhanden ist, ist die Gesamtenergie des Photons durch die Energiesumme aller Kristalle im Cluster gegeben. Der Ort des Teilcheneintritts wird durch den Schwerpunkt der deponierten Energie definiert.  $\theta$  und  $\phi$  bezeichnen dabei die sphärischen Winkel der Auftreffposition des Photons. Zusammen mit der Energie lässt sich der Viererimpuls eines jeden Photons über diese Größen bestimmen. Eine gesonderte Behandlung des Falls von mehreren PEDs pro Cluster ist beispielsweise in [3] genauer nachzulesen.

### 3.2 Vorselektion der Daten

Zunächst ist es sinnvoll, in der Vorselektion den vorhandenen, großen Satz an Rohdaten deutlich zu reduzieren, indem bestimmte Bedingungen an den Endzustand gestellt werden. So können durch wenig rechenintensive Kriterien offensichtlich nicht zu der zu untersuchenden Reaktion gehörige Ereignisse direkt eliminiert werden. Die angewendeten Selektionskriterien ergeben sich in Abhängigkeit des zu analysierenden Zerfallskanals und sind hier identisch zu denen aus [6]:

- Genau zwei geladene Teilchen im Endzustand
- Je ein positiv und ein negativ geladenes Teilchen im Endzustand
- Genau 4 detektierte Photonen im Endzustand
- Erhaltung des Gesamtimpulses (Die Abweichung vom vorgegebenen Strahlimpuls darf nicht größer als 500 MeV/c sein)
- Mindestens 6 Spurpunkte der geladenen Teilchen in der JDC
- Die Position entlang der Strahlachse (Z-Koordinate) des rekonstruierten Primär-Vertex darf nicht mehr als 3 cm gegenüber dem Mittelpunkt des Targets verschoben sein.

Die Grenzen für die maximale Abweichung des Gesamtimpulses sind hier zunächst sehr großzügig gewählt, was aber erst einmal unerheblich ist, da in der folgenden Hauptselektion in Form der kinematischen Anpassung, welche im folgenden Abschnitt vorgestellt wird, eine deutliche präzisere Optimierung erfolgt. Eine Mindestanforderung für die Rekonstruktion von geladenen Spuren in der JDC ist das Vorliegen von 6 Spurpunkten, da erst dann eine eindeutige Beschreibung der Teilchenbahn möglich ist. Mit dem zuletzt gelisteten Punkt wird sichergestellt, dass der Annihilationspunkt innerhalb der Targetregion stattgefunden hat und somit systematische Fehler in der Rekonstruktion auszuschließen sind. Aus der Anwendung dieser Anforderungen resultiert ein in der Ereignisanzahl deutlich reduzierter Datensatz.

### 3.3 Kinematische Anpassung

Die durch die Datenaufnahme im CB-Detektor gewonnenen, für die Vierervektoren der Teilchen relevanten, Messgrößen sind selbstverständlich fehlerbehaftet. Ziel des kinematischen Fits ist es nun, die gemessenen Größen unter Berücksichtigung ihrer Messunsicherheiten so zu variieren, dass kinematische Zwangsbedingungen wie die Energie- und Impulserhaltung des Gesamtsystems erfüllt werden. Zusätzlich dazu können noch bestimmte Neben- bzw. Randbedingungen berücksichtigt werden, wie etwa die Forderung danach, dass ein Meson, welches in zwei Photonen zerfällt (z.B.  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ), in dem Ereignis vorgekommen ist. Konkret bedeutet dies, dass die invariante Masse der beiden Photonen gerade im Bereich der Ruhemasse des ursprünglichen Mesons liegen soll. Insbesondere kann so eine Teilchenidentifikation vorgenommen werden, da Ereignisse, die zwar die Bedingungen der Vorselektion erfüllen, indem sie den dort gegebenen Endzustand erfüllen, jedoch nicht aus dem betrachteten Zerfallskanal stammen, verworfen werden. Dies hat eine Verbesserung der Datenqualität und eine Reduzierung des Untergrunds zufolge.

Da die Fehler der gemessenen Größen bei der kinematischen Anpassung eine entscheidene Rolle spielen, ist die Kenntnis dieser eine wichtige Voraussetzung für die Anwendung des Verfahrens. Vorerst sind die absoluten Messfehler jedoch nur näherungsweise bekannt, weshalb eine Pullverteilungsoptimierung durchgeführt wird, um diese besser abschätzen zu können. Zur Anpassung der Messfehler stehen dabei zunächst vorgegebene Skalierungsfaktoren zur Verfügung, die dann solange iterativ optimiert werden, bis die Pullverteilungen der einzelnen Parameter so weit wie möglich standardnormalverteilt sind. Die betrachteten kinematischen Größen sind dabei für die Photonen der Polarwinkel  $\theta$ , der Azimutwinkel  $\phi$  und die Quadratwurzel der Photonenenergie  $E$ , während für die geladenen Pionen die Helixparameter  $\lambda$ ,  $\alpha$  und  $\psi_0$  verwendet werden. Mit den so gewonnenen Fehlerskalierungen können die Ereignisse schließlich dem kinematischen Fit unterzogen werden. Dieser wird mit einem Softwarepaket realisiert, wobei dieses basierend auf der Methode der *Lagrange'schen-Multiplikatoren* (Extremwertproblem unter Nebenbedingungen) operiert. Eine wesentlich ausführlichere Beschreibung des gesamten Verfahrens sowie die genaue Untersuchung der Messfehler wurde bereits in [6] durchgeführt. Die durch diesen Prozess angepassten Vierervektoren können anschließend abgespeichert werden und für eine nachfolgende Analyse verwendet werden.

### 3.4 Untergrundstudien

Den abschließenden Schritt der Datenselektion bildet die Abschätzung und weitestgehende Beseitigung des in den Daten verbliebenen Untergrunds. Um diesen analysieren zu können, werden verschiedene Untergrundhypothesen, also Forderungen nach einem bestimmten Zerfallsbaum, hinzugefügt. Dabei handelt es sich um Ereignisse, die ebenfalls dem selektierten Endzustand entsprechen, da sie auch ein negativ und ein positiv geladenes Pion sowie 4 Photonen im Endzustand aufweisen und somit aufgrund der Ähnlichkeit zur Signalthypothese

fehlidentifiziert wurden. Aus Untersuchungen von früheren Arbeiten ([6],[4]) ist bekannt, dass sich die größten Untergrundbeiträge aus folgenden Endzustandskanälen ergeben:

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

Zur Behandlung dieser Hauptuntergrundkanäle werden Monte-Carlo-Studien (MC) durchgeführt. Hierbei wird sowohl für die relevanten Untergrundquellen als auch für die Signalthypothese ein simulierter Datensatz mit 1 Million Ereignissen generiert, welcher anschließend dieselbe Rekonstruktion und Selektion wie die experimentellen Daten durchlief. Mithilfe der MC-Simulationsdaten werden nun nacheinander verschiedene Schnitte auf die jeweiligen Konfidenzniveaus<sup>5</sup> gesetzt, um die Auswirkungen auf die Anzahl der verbleibenden Untergrundereignisse zu untersuchen. Die Konfidenzniveauverteilung gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass das Ereignis tatsächlich durch die getestete Hypothese beschrieben wird. Im Fall, dass diese der Kinematik des Ereignisses gut entspricht, sollte sich eine flache Verteilung zwischen null und eins einstellen. Untergrundereignisse erzeugen hingegen eine Anhäufung bei kleinen Werten in der Verteilung des Vertrauensniveaus.

Durch das iterative Setzen von Selektionsschritten wird somit das Ziel verfolgt, dass nahezu keine Ereignisse der oben genannten Zerfallskanäle mehr durchgelassen werden und gleichzeitig so wenig Signalereignisse wie möglich verloren gehen. Die ermittelten Selektionskriterien auf das Konfidenzniveau der Untergrundhypothesen, welche das beste Verhältnis ergaben, sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Hypothese	Typ	Schnitt auf CL
$\pi^+ \pi^- \eta \eta$	Signal	> 10 %
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$	Untergrund	< 0,1 %
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \eta$	Untergrund	< 0,1 %
$K^+ K^- \eta \eta$	Untergrund	-

**Tabelle 3.1:** Selektionskriterien für das Konfidenzniveau (CL) der Signal- und Untergrundhypothesen

Wird die Signalthypothese mit einem Vertrauensniveau von mehr als 10 % erfüllt, so wird das entsprechende Ereignis akzeptiert. Hingegen werden alle Ereignisse verworfen, welche eine der Endzustandshypothesen  $\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$  und  $\pi^+ \pi^- \pi^0 \eta$  mit mindestens 0,1 % erfüllen. Auf das Konfidenzniveau der Hypothese  $K^+ K^- \eta \eta$  musste kein weiterer Schnitt gesetzt werden, da nach den vorherigen Kriterien bereits alle Ereignisse abgelehnt wurden.

<sup>5</sup> (engl. **C**onfidence **L**evel (CL))

Eine weitere Unterdrückung des Untergrunds kann über die Betrachtung des kombinatorischen Untergrunds erfolgen. Dieser resultiert daraus, dass im kinematischen Fit die Vierervektoren zweier Photonkandidaten des gemessenen Endzustands  $\pi^+\pi^-4\gamma$  in allen möglichen Kombinationen addiert werden und so jeweils ein  $\eta$  rekonstruieren können. Dabei kann es dann dazu kommen, dass die falsche Kombination der Photonen gewählt wird. Monte-Carlo Studien ergaben, dass um die Fehlzuordnungen so gering wie möglich zu halten, es sich empfiehlt, einen Selektionschnitt auf den kombinatorischen Untergrund zu setzen, derart dass (CL (beste Kombination  $\pi^+\pi^-\eta\eta$ )  $>$  5 CL (zweitbeste Kombination  $\pi^+\pi^-\eta\eta$ )) ist. Aufgrund des kleineren Phasenraums bei 900 MeV/c und dem dadurch bedingten erhöhten kombinatorischen Untergrund wird dieser Schnitt nur bei dem kleineren Strahlimpuls angewandt.

### 3.5 Zusammenfassung der Selektion

In diesem Abschnitt soll abschließend ein Überblick über die nach den beschriebenen Selektionsschritten verbleibenden Ereigniszahlen der Daten und Monte-Carlo-Simulationen gegeben werden. Dazu sind diese in Tabelle 3.2 für beide Strahlimpulse zusammengefasst.

p [MeV/c]	900	1940	900	1940	900	1940
	$\pi^+\pi^-\eta\eta$	$\pi^+\pi^-\eta\eta$	$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	$\pi^+\pi^-\pi^0\eta$	$\pi^+\pi^-\pi^0\eta$
Eingelesene Ereignisse	1.000.000	1.000.000	1.000.000	1.000.000	1.000.000	1.000.000
Ereignisse nach Vorselektion	168.665	998.880	22.993	69.336	129.501	81.458
CL ( $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-4\gamma$ ) $>$ 0,1 %	168.663	998.871	22.991	69.332	129.499	81.458
CL ( $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\eta\eta$ ) $>$ 10 %	122.545	70.111	674	657	761	866
CL ( $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ ) $<$ 0,1 %	122.005	69.905	3	5	761	866
CL ( $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ ) $<$ 0,1 %	119.281	68.267	3	0	6	15
CL ( $\pi^+\pi^-\eta\eta$ , beste Kombi) $>$ 5	118.151	-	0	-	0	-
CL ( $\pi^+\pi^-\eta\eta$ , zweitbeste Kombi)						

p [MeV/c]	900	1940
Eingelesene Ereignisse	14.913.520	55.811.236
Ereignisse nach Vorselektion	523.672	822.493
CL ( $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-4\gamma$ ) $>$ 0,1 %	519.771	816.627
CL ( $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\eta\eta$ ) $>$ 10 %	4.528	15.116
CL ( $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ ) $<$ 0,1 %	1.397	6.334
CL ( $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ ) $<$ 0,1 %	1.026	4.457
CL ( $\pi^+\pi^-\eta\eta$ , beste Kombi) $>$ 5 CL ( $\pi^+\pi^-\eta\eta$ , zweitbeste Kombi)	1.017	4.457

**Tabelle 3.2:** Zusammenfassung aller selektierten Ereignisse für den Kanal  $\pi^+\pi^-\eta\eta$  bei den Strahlimpulsen 900 MeV/c und 1940 MeV/c

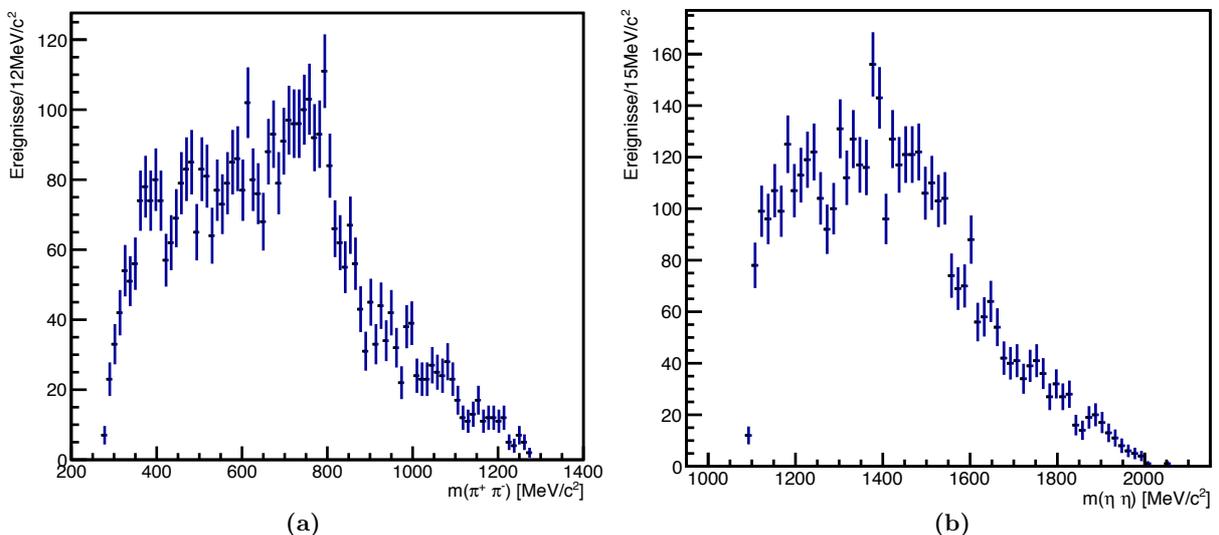
## 4 Ergebnisse

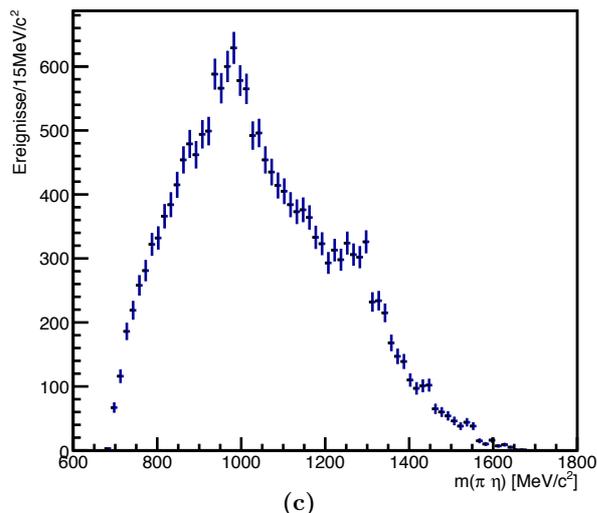
Nach der durchgeführten Selektion stehen nun die bestmöglich vom Untergrund befreiten Daten einer nachfolgenden Analyse zur Verfügung. Dabei wird der Zerfall in den Endzustand  $\pi^+\pi^-\eta\eta$  mittels verschiedener invarianter Massenspektren auf mögliche Zwischenresonanzen untersucht. Die invariante Masse ist eine Lorentzinvariante und ergibt sich aus der Wurzel des Quadrats des Gesamtviererimpulses der jeweils betrachteten Teilchenkombination. Aufgrund der höheren Statistik werden zunächst die Spektren für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c analysiert. Weiterführend wird hierbei auch die Produktionswinkelverteilung der Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta'(958)$  betrachtet. Im Vergleich dazu werden anschließend die Ergebnisse für den niedrigeren Strahlimpuls von 900 MeV/c vorgestellt.

### 4.1 Ergebnisse für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c

#### 4.1.1 Zweiteilchensysteme

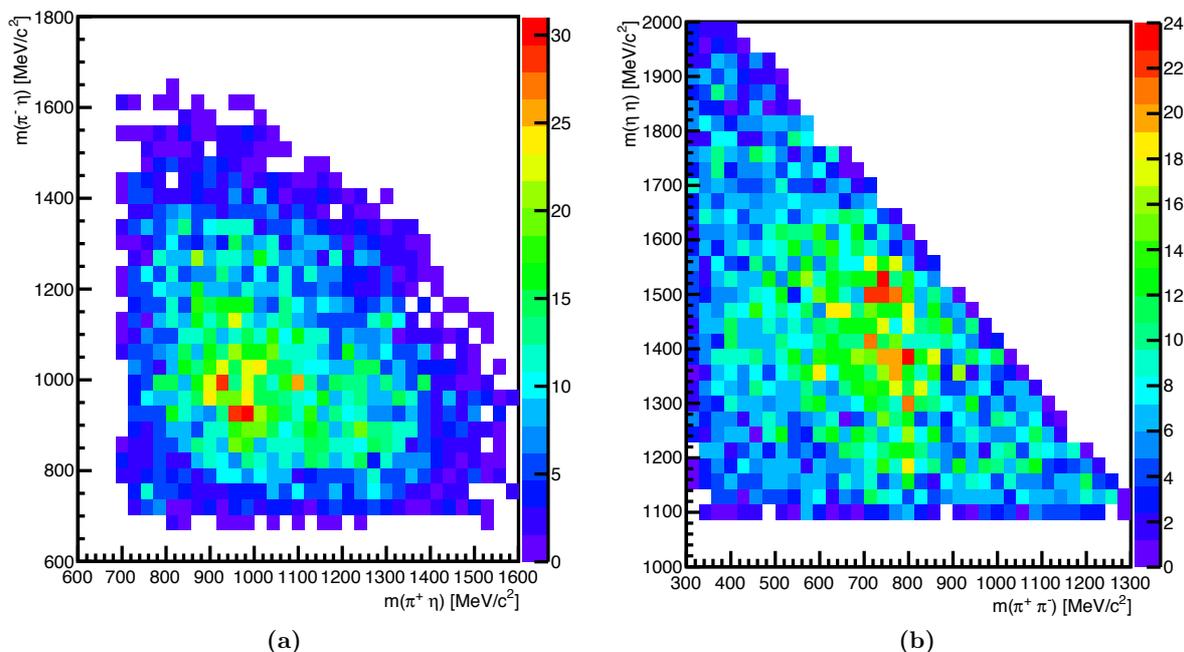
Im Folgenden werden die invarianten Massen aller Zweiteilchenkombinationen in eindimensionalen Histogrammen (vgl. Abbildung 4.1) aufgetragen und untersucht. Dabei wird aus Symmetriegründen nicht zwischen Resonanzen in  $\pi^+\eta$  und  $\pi^-\eta$  unterschieden, sondern es werden beide Spektren zusammen in ein gemeinsames  $\pi\eta$  Histogramm eingetragen, sodass in diesem pro Ereignis zwei Einträge vorzufinden sind. Im invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum, zeichnet sich eine mögliche Resonanz des  $\rho^0(770)$  im Massenbereich zwischen 700 -800 MeV/c<sup>2</sup> ab. In der invarianten  $\eta\eta$ -Masse sind zwar Strukturen zu erkennen, jedoch lassen sich diese unabhängig vom gewählten Binning nicht eindeutig zuordnen.





**Abbildung 4.1:** Invariante Zweiteilchenmassen bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c. (a) Invariante  $\pi^+\pi^-$ -Masse. (b) Invariante  $\eta\eta$ -Masse. (c) Invariante  $\pi\eta$ -Masse.

Im geladenen Massenspektrum von  $\pi\eta$  sind zwei deutliche Peaks zu erkennen. Das ausgeprägte Maximum um den Bereich von  $\sim 980$  MeV/ $c^2$  ist mit großer Wahrscheinlichkeit auf das  $a_0(980)$  zurückzuführen, welches dominant in  $\pi\eta$  zerfällt [2]. Der eher kleinere Peak im höheren Massenbereich um  $\sim 1300$  MeV/ $c^2$  könnte vom  $a_2(1320)$  herrühren. Um zu überprüfen, ob die Resonanzen nicht sequentiell sondern direkt als Paare aus der  $\bar{p}p$ -Annihilation produziert werden, empfiehlt sich das Erstellen von sogenannten Goldhaber-Diagrammen. In diesen zweidimensionalen Histogrammen werden die invarianten Massen zweier Teilchen gegenüber denen zweier anderer Teilchen aufgetragen. Die Färbung bestimmter Regionen in den Histogrammen gibt dann Aufschluss über das Auftreten und die Häufigkeit für die Produktion bestimmter Paare von Zwischenresonanzen.

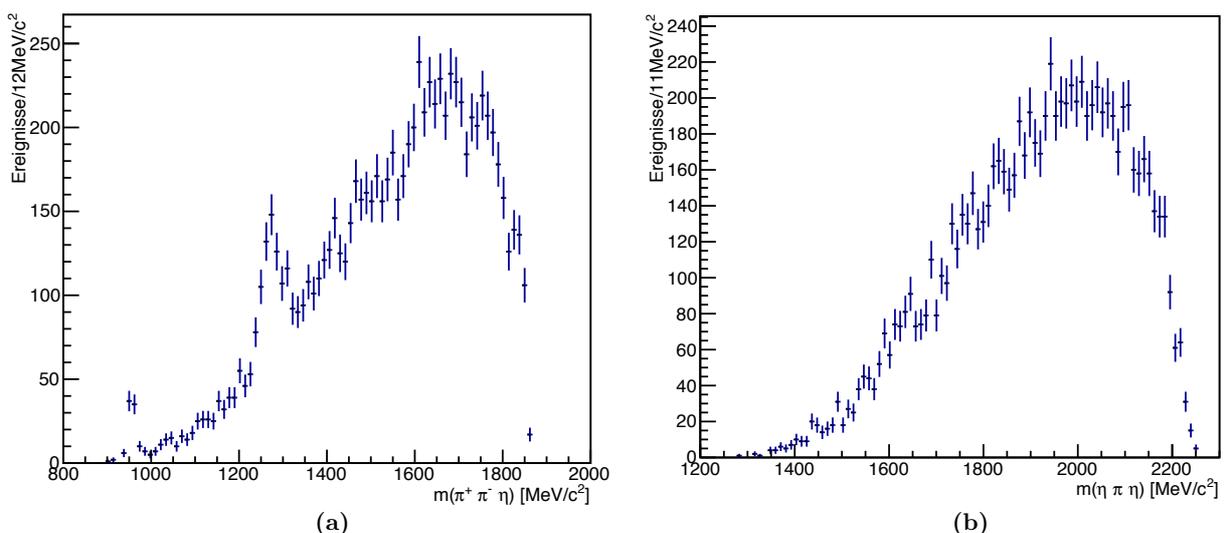


**Abbildung 4.2:** Invarianten Zweiteilchenmassen bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c in Form eines Goldhaber-Diagramms. (a) Invariante  $\pi^-\eta$ -Masse aufgetragen gegen die invariante  $\pi^+\eta$ -Masse. (b) Invariante  $\eta\eta$ -Masse aufgetragen gegen die invariante  $\pi^+\pi^-$ -Masse.

In Abbildung 4.2 (a) ist eine deutliche Überhöhung im Kreuzungspunkt der Massenbereiche des  $a_0^+(980)$  und  $a_0^-(980)$  festzumachen, was den Verdacht bestärkt, dass das  $\eta$  zusammen mit einem geladenen Pion hauptsächlich über den Kanal  $\bar{p}p \rightarrow a_0^+(980) a_0^-(980)$  produziert wird. Die mögliche Zwischenresonanz des  $a_2(1320)$  kann in diesem Diagramm jedoch nicht bestätigt werden. Während in den eindimensionalen Plots der invarianten  $\pi^+\pi^-$ - und  $\eta\eta$ -Masse (vgl. Abbildung 4.1 (a), (b)) nicht so markante Signale zu sehen waren, sind in dem zugehörigen Goldhaber-Diagramm (Abbildung 4.2 (b)) deutlichere Strukturen zu erkennen. So ist nämlich zum einen in der invarianten  $\eta\eta$ -Masse im Bereich von  $1500 \text{ MeV}/c^2$  eine erhöhte Häufigkeit einzusehen, was sehr wahrscheinlich auf das  $f_0(1500)$  zurückzuführen ist und zum anderen legen die Überhöhungen in der  $\pi\pi$ -Massenkombination zwischen  $760$  und  $800 \text{ MeV}/c^2$  die Vermutung nahe, dass es sich hierbei um das neutrale  $\rho$ -Meson handelt, welches nahezu ausschließlich in zwei entgegengesetzt geladene Pionen zerfällt [2] und sich auch schon im  $m(\pi^+\pi^-)$ -Plot andeutete. Somit kann man wegen des Kreuzungspunktes annehmen, dass der Zerfall in den Endzustand über das  $\rho^0(770)$  und das  $f_0(1500)$  dominierend ist. Die Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow \rho^0(770) f_0(1500) \rightarrow (\pi^+\pi^-)(\eta\eta)$  stellt daher einen wichtigen Beitrag dar.

#### 4.1.2 Dreiteilchensysteme

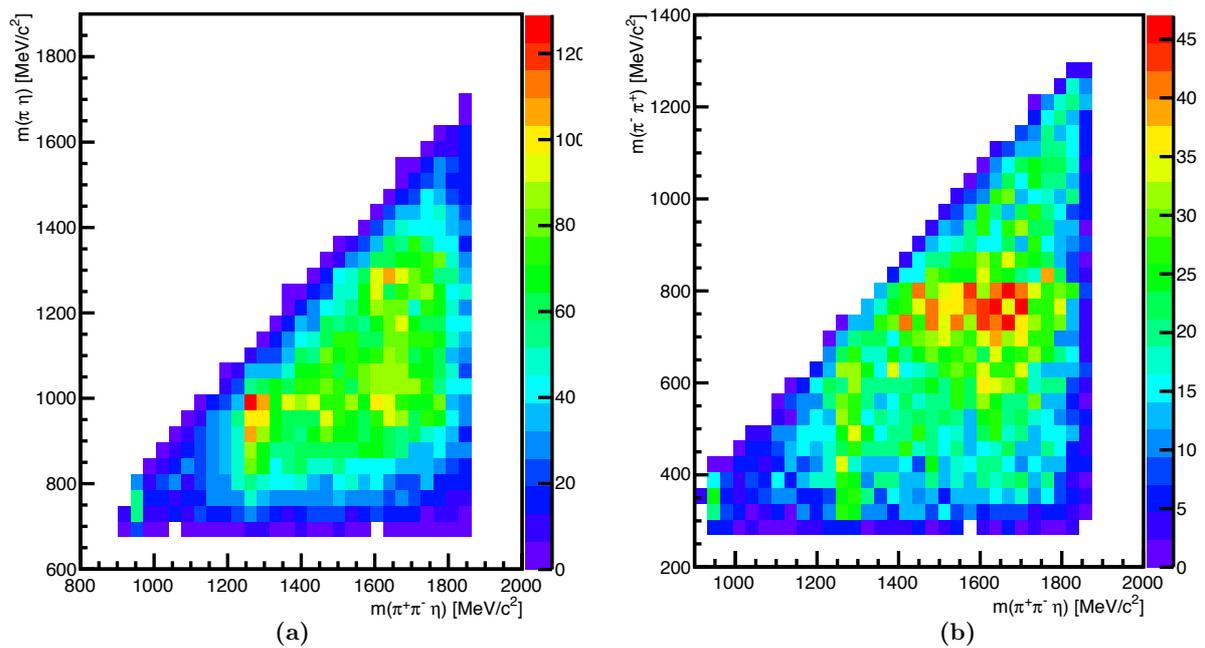
Im nächsten Schritt der Analyse werden die Dreiteilchensysteme betrachtet. Im Zuge dessen werden, genau wie schon bei den Zweiteilchensystemen, zu Anfang die eindimensionalen Histogramme der invarianten Dreiteilchenmassen herangezogen. Dabei kommen die Teilchenkombinationen  $\pi^+\pi^-\eta$ ,  $\pi^+\eta\eta$  und  $\pi^-\eta\eta$  in Frage, wobei die letzten beiden wieder zu einem gemeinsamen Histogramm als  $\pi\eta\eta$  zusammengefasst werden.



**Abbildung 4.3:** Invariante Dreiteilchenmassen bei einem Strahlimpuls von  $1940 \text{ MeV}/c$ . (a) Invariante  $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse. (b) Invariante  $\pi\eta\eta$ -Masse.

Im Histogramm der invarianten  $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse (Abbildung 4.3 (a)) sind verschiedene Peaks auszumachen. Im unteren Massenbereich bei etwa  $950 \text{ MeV}/c^2$  befindet sich die relativ schmale, aber dennoch sehr gut zu erkennende,  $\eta'(958)$ -Resonanz. Eine klare Zuordnung des Peaks im Massenintervall von  $1225 \text{ MeV}/c^2$  bis  $1325 \text{ MeV}/c^2$  ist schwer vorzunehmen, sowohl das  $f_1(1285)$  als auch das  $\eta(1295)$  könnten dafür in Betracht kommen. Weitere Strukturen im höheren Massenbereich sind zu erahnen. So kann man um  $1650 \text{ MeV}/c^2$  eventuell eine Resonanz des  $\eta_2(1645)$  annehmen. Das invariante  $\pi\eta\eta$ -Massenspektrum, welches in Abbildung 4.3 (b) zu sehen ist, liefert hingegen keine erkennbaren Hinweise auf beitragende Resonanzen und wird daher nicht weiter untersucht.

Weiterführende Untersuchungen der in Abbildung 4.4 präsentierten, zweidimensionalen Histogramme können dazu verhelfen, genauere Erkenntnisse über beitragende Subzerfälle zu erlangen. Abbildung 4.4. (a) zeigt eine eher wenig stark ausgeprägte  $\eta_2(1645)$  Resonanz, die sich in Form einer schwachen Struktur im passenden Massenbereich der invarianten Dreiteilchenmasse  $m(\pi^+\pi^-\eta)$  abzuzeichnen scheint und so auch schon im eindimensionalen Plot beobachtet werden konnte. In der invarianten  $\pi\eta$ -Masse liegt diese Überhöhung in der Region um  $1300 \text{ MeV}/c^2$ . Das diesem Bereich zuzuordnende  $a_2(1320)$  äußerte sich bereits in Abbildung 4.1 (c). Somit scheint die Reaktion  $\eta_2(1645)\eta \rightarrow (a_2(1320)\pi)\eta$  als sequentieller Zerfall in den Endzustand eine nicht zu vernachlässigende Rolle zu spielen. Darüber hinaus ist in  $m(\pi^+\pi^-\eta)$  knapp unterhalb von  $1300 \text{ MeV}/c^2$  ebenfalls eine vermehrte Anzahl an Ereignissen zu verzeichnen, welche dem Zerfall des  $f_1(1285)$  bzw.  $\eta(1295)$  über  $a_0(980)$  zuzuschreiben sind. Weiterhin kann ein zweiter Zerfallsmodus des  $\eta_2(1645)$  angenommen werden, welcher sich im Kreuzungspunkt der Massenbereiche des  $\eta_2(1645)$  und  $a_0(980)$  durch eine leichte Erhöhung andeutet. Folglich ist eventuell auch die Reaktion  $\eta_2(1645)\eta \rightarrow a_0(980)\pi\eta$  als Subzerfall beteiligt. In Abbildung 4.4 (b) ist die invariante  $\pi^+\pi^-$ -Masse gegen die invariante  $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse aufgetragen. Hierbei sind sehr deutliche Strukturen zu beobachten, die sich unverkennbar von den umliegenden Ereignissen abheben. Verursacht wird dieses Band mit sehr großer Wahrscheinlichkeit von dem  $\rho^0(770)$ , welches den Plot sichtbar dominiert. Das Histogramm lässt jedoch keine signifikanten Subzerfälle von  $\pi^+\pi^-\eta$  in  $(\pi^+\pi^-\eta)$  erkennen.



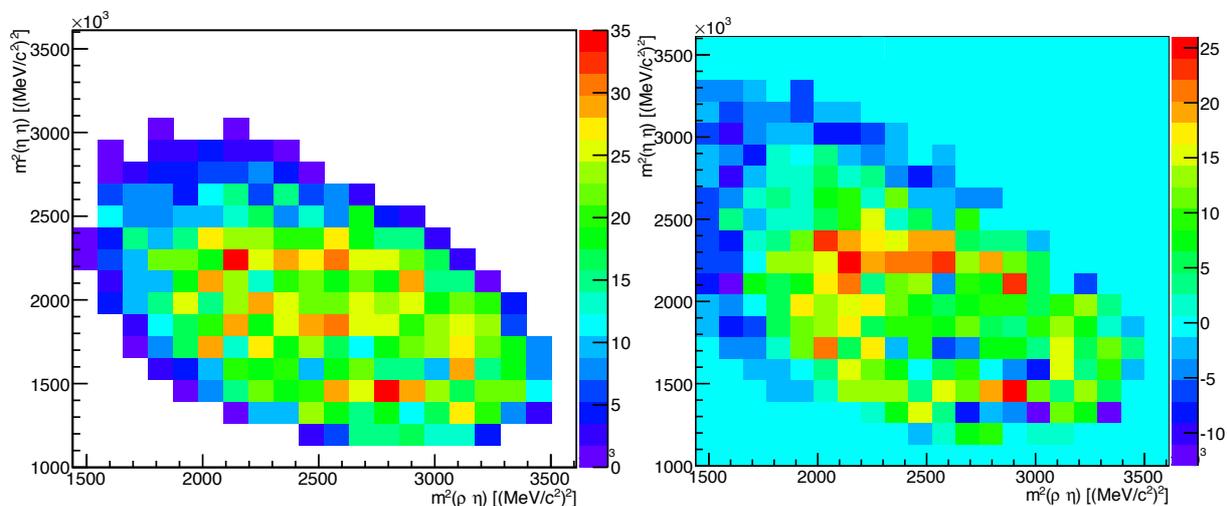
**Abbildung 4.4:** Invarianten Zweiteilchenmassen aufgetragen gegen die invarianten Dreiteilchenmassen bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c. **(a)** Invariante  $\pi\eta$ -Masse aufgetragen gegen die invariante  $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse. **(b)** Invariante  $\pi^+\pi^-$ -Masse aufgetragen gegen die invariante  $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse.

### 4.1.3 Dalitzdiagramme

An dieser Stelle sollen nun mithilfe des Setzens von Massenschnitten in den eindimensionalen Histogrammen bestimmte Resonanzbereiche selektiert werden, um diese nochmals detaillierter betrachten zu können. Dafür werden sogenannte Dalitz-Plots diskutiert, welche zur zweidimensionalen Veranschaulichung eines Dreikörperzerfalls dienen. In diesen sind auf den Achsen die Quadrate der invarianten Masse von jeweils zwei Paaren der drei Zerfallsprodukte aufgetragen. Im Fall, dass direkt die drei Endzustandspartikel produziert werden, zeigen sich in der Regel keine offensichtlichen Strukturen innerhalb der im Diagramm aufgespannten Fläche, während bei Zwischenzerfällen Verdichtungen der Ereignisse entlang des Bandes im Bereich der Resonanzmassen zu sehen sind.

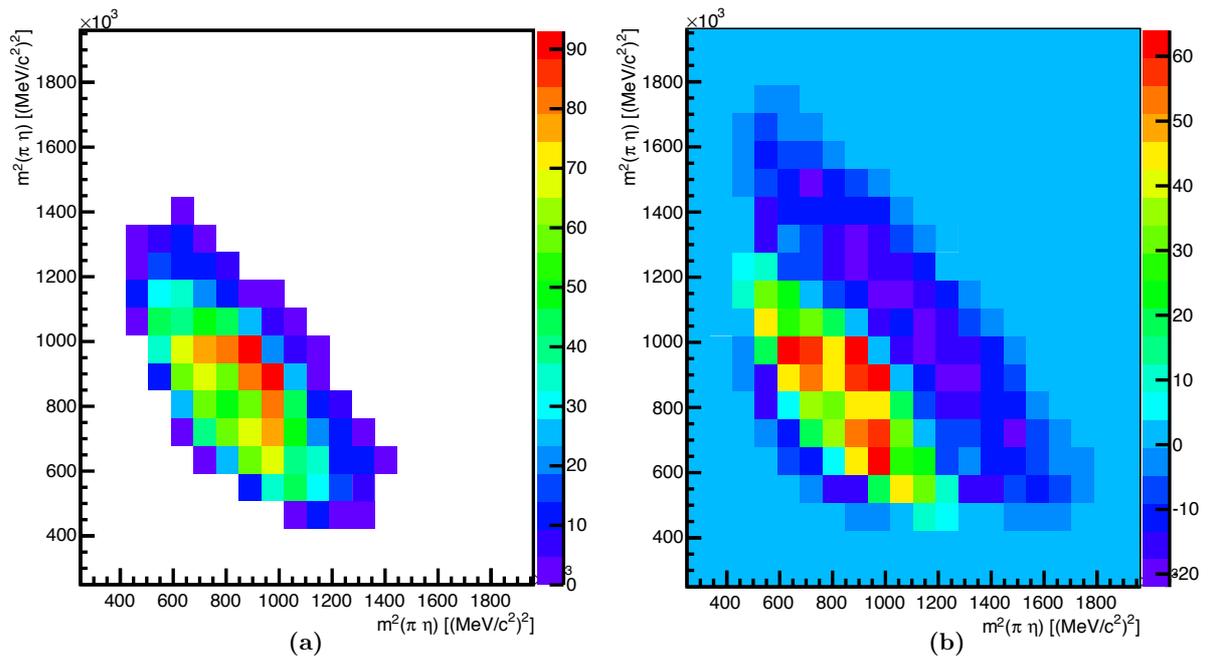
Hinsichtlich der weiteren Verbesserung der Datenqualität kommt die Methode der *Seitenbandsabstraktion* zum Einsatz. Diese verfolgt das Ziel, bei bestimmten Resonanzen, welche noch stark untergrundbehaftet sind, bestmöglich die Untergrundereignisse von den Signalereignissen zu trennen. Dabei liegt diesem Verfahren die Annahme zugrunde, dass sich der Untergrund in den Seitenbins links und rechts neben der Region der erhöhten Häufigkeitsverteilung ähnlich verhält wie der unter dem Signal. Die Seitenbänder werden so gewählt, dass sie zusammen die gleiche Breite wie das Signalband besitzen. Zudem wird darauf geachtet, dass in den Seitenbändern eine ähnliche Anzahl an Ereignissen vorzufinden ist, wie an Untergrund im Signalbereich. Die Seitenbänder werden dann von dem entsprechenden Signalband subtrahiert und die Signalereignisse somit isoliert.

Als Erstes wurden zur Selektion der  $\rho^0(770)$ -Ereignisse Schnitte auf das  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum (vgl. Abbildung 4.1 (a)) im Bereich von 670 bis 870  $\text{MeV}/c^2$  gesetzt, um so mögliche Zwischenresonanzen im Dreikörpersystem  $\rho\eta\eta$  zu identifizieren. Da der Bereich jedoch stark untergrundbehaftet ist, kommt das zuvor beschriebene Verfahren der Seitenbandsabstraktion zum Einsatz. Zum Vergleich ist in Abbildung 4.5 links der Dalitzplot, in welchem  $m^2(\eta\eta)$  gegen  $m^2(\rho\eta)$  aufgetragen ist, zu sehen und rechts der entsprechende Subtraktionsplot. In diesem erkennt man im Massenbereich um  $2250 \cdot 10^3$   $(\text{MeV}/c^2)^2$  parallel zur  $m^2(\rho\eta)$ -Achse ein deutliches Band, welches für die Resonanz des  $f_0(1500)$  mit dem Zerfall nach  $\eta\eta$  spricht, die bereits schon in dem Goldhaberdiagramm aus Abbildung 4.2 zu bemerken war. Im invarianten Massenquadrat von  $\rho\eta$  könnte in der Umgebung von  $2150 \cdot 10^3$   $(\text{MeV}/c^2)^2$  das  $\rho(1450)$  zu sehen sein, welches nach  $\rho^0\eta$  zerfällt.



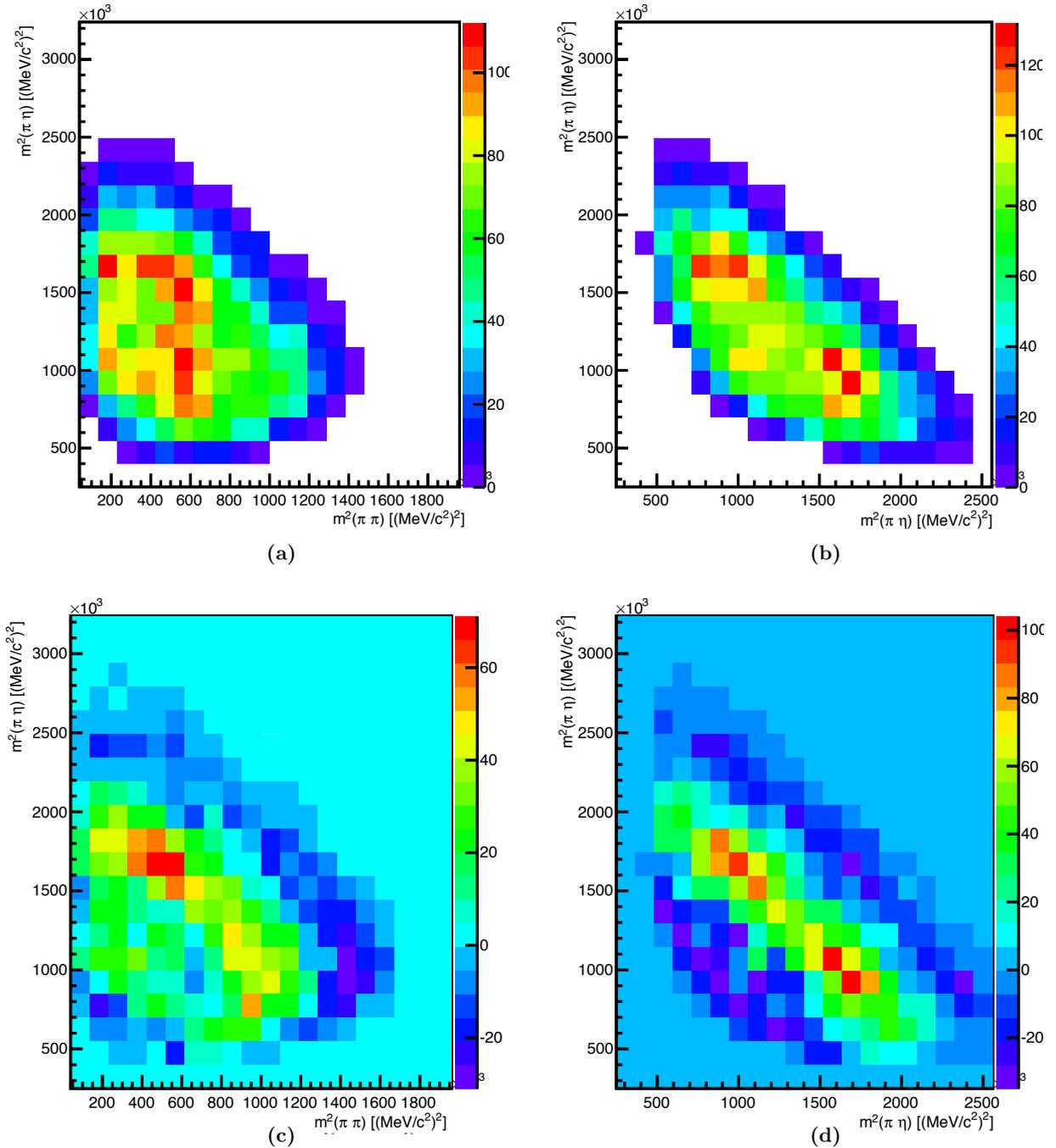
**Abbildung 4.5:** Dalitz-Plots bei einem Schnitt in Abbildung 4.1.(a) auf das  $\rho^0(770)$  im Bereich von 670 bis 870  $\text{MeV}/c^2$  bei einem Strahlimpuls von 1940  $\text{MeV}/c$  in. Aufgetragen ist das invariante Massenquadrat von  $\eta\eta$  gegen das invariante Massenquadrat von  $\rho\eta$ . Rechts ist der Dalitzplot nach der Seitenbandsabstraktion zu sehen.

Für die Selektion der Ereignisse in der Region des  $f_1(1285)$  im eindimensionalen Plot der invarianten Dreiteilchenmassen wurde das Massenintervall von 1220 bis 1350  $\text{MeV}/c^2$  herausgeschnitten und ein symmetrischer Dalitzplot mit der invarianten  $\pi\eta$ -Masse erstellt (Abbildung 4.6 (a)). Dieser und auch der zugehörige Subtraktionsplot zeigt eine Überhöhung in den Bändern bei  $1000 \cdot 10^3$   $(\text{MeV}/c^2)^2$ , was dafür spricht, dass dort bevorzugt ein Zerfall über das  $a_0(980)$  erfolgt. Ob dieser nun aus dem  $f_1(1285)$  oder dem  $\eta(1295)$  hervorgeht, kann letztendlich nicht beurteilt werden, da diese im Massenbereich sehr nah beieinander liegen und eine Unterscheidung nur durch sehr viel Statistik und unter Einbeziehung einer Partialwellenanalyse möglich ist.



**Abbildung 4.6:** Dalitz-Plots bei einem Schnitt in Abbildung 4.3.(a) auf die  $f_1(1285)$  Region im Bereich von 1220 bis 1350  $\text{MeV}/c^2$  bei einem Strahlimpuls von 1940  $\text{MeV}/c$  in. (a) Invariante Massenquadrat von  $\pi\eta$  aufgetragen gegen das invariante Massenquadrat von  $\pi\eta$ . (b) Dalitzplot aus (a) nach der Seitenbandsubtraktion.

Als nächstes wurde im Histogramm in Abbildung 4.3 ein Schnitt auf das  $\eta_2(1645)$  im Bereich von 1550 bis 1750  $\text{MeV}/c^2$  gesetzt, welches sich in den zweidimensionalen Plots der Dreiteilchenmassen (vgl. Abbildung 4.4 (c)) zeigte. In Anbetracht der Ergebnisse der angefertigten Dalitz-Plots in Abbildung 4.7, ist auch hier die Zwischenresonanz über  $a_2(1320)\pi$  in den Plots zu entdecken. Dieses zeigt sich sowohl im invarianten Massenquadrat von  $\pi\eta$  bei etwa  $1750 \cdot 10^3$   $(\text{MeV}/c^2)^2$  (vgl. Abbildung 4.7 (c)) als auch im Vertikal- und Horizontalband im symmetrischen Dalitzplot mit  $m^2(\pi\eta)$  (siehe Abbildung 4.7 (d)). Insbesondere wird hier die Auswirkung der Seitenbandsubtraktion sehr deutlich: Während in Abbildung 4.7 (a) noch eine vermeintliche Resonanzstruktur etwas unterhalb von  $600 \cdot 10^3$   $(\text{MeV}/c^2)^2$  zu erkennen ist, verschwindet diese im Subtraktionsplot gänzlich.

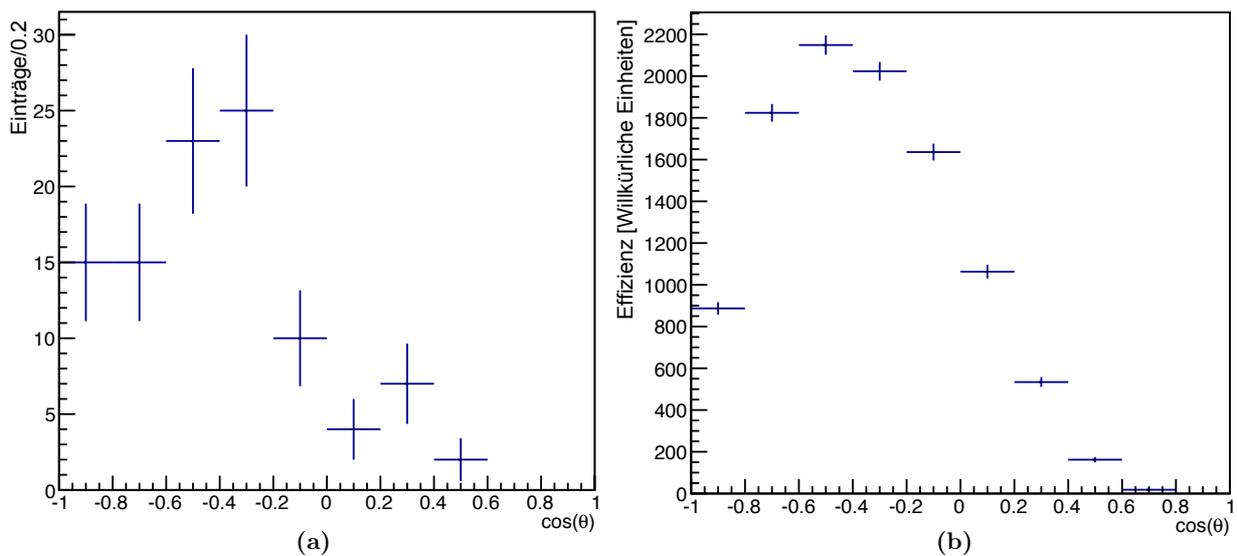


**Abbildung 4.7:** Dalitz-Plots bei einem Schnitt in Abbildung 4.3.(a) auf das  $\eta_2(1645)$  im Bereich von 1550 bis 1750 MeV/c<sup>2</sup> bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c in. (a) Aufgetragen ist das invariante Massenquadrat von  $\pi\pi$  gegen das invariante Massenquadrat von  $\pi\eta$ . (b) Invariante Massenquadrat von  $\pi\eta$  aufgetragen gegen das invariante Massenquadrat von  $\pi\eta$ . (c) Dalitzplot aus (a) nach der Seitenbandsabstraktion. (d) Dalitzplot aus (b) nach der Seitenbandsabstraktion.

### 4.1.4 Produktionswinkelverteilung

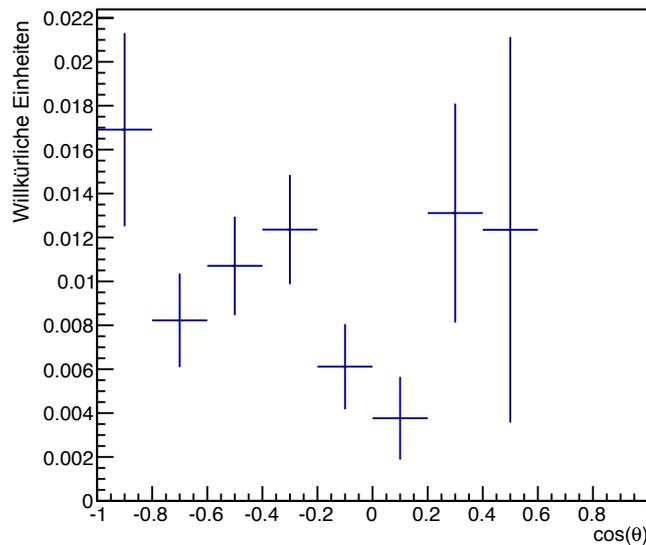
In diesem Abschnitt wird die Produktionswinkelverteilung des  $\eta'(958)$  für die Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow \eta'(958)$  bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c betrachtet. Dazu wird der Vierervektor des  $\eta'$  in das  $\bar{p}p$ -Schwerpunktsystem transformiert und  $\cos(\theta)$  berechnet, wobei  $\theta$  den Winkel zwischen der Flugrichtung des  $\eta'$  und der Bewegungsrichtung des Antiprotons bezeichnet. Die daraus resultierende Verteilung ist in Abbildung 4.8 (a) dargestellt. Diese weicht erheblich von einer erwarteten, symmetrischen Winkelverteilung ab.

Dabei ist es jedoch wichtig, die Detektorakzeptanz bei der Auswertung der Daten mit zu berücksichtigen. Die Akzeptanz des CB-Detektors ist nämlich abhängig von der Kinematik der eintreffenden Ereignisse, wodurch es zu unterschiedlichen Effizienzen in der Rekonstruktion von verschiedenen Endzustandsteilchen kommen kann [11]. Um die Wirkung der impuls- und winkelabhängigen Effizienz zu ermitteln, werden entsprechende phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse generiert, welche in gleicher Weise wie die gemessenen Daten ausgewertet werden und somit die Akzeptanz des Detektors repräsentieren (vgl. Abbildung 4.8 (b)).



**Abbildung 4.8:** Produktionswinkel des  $\eta'(958)$  für die Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta'(958)$  bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c. (a) Winkelverteilung mit Messdaten (b) Detektorakzeptanz mit Monte-Carlo-Daten

Hierbei ist eine starke Inhomogenität in der Winkelverteilung zu sehen. So ist die Akzeptanz im Bereich von -0,7 bis -0,2 deutlich höher als bei den positiven Werten von  $\cos(\theta)$ , bei denen ein starker Abfall der Akzeptanz festzustellen ist, da in diesem Bereich sehr viel weniger Ereignisse registriert werden. Mithilfe der Monte-Carlo-Daten können die Messdaten nun einer Akzeptanzkorrektur unterzogen werden, um den Einfluss der unterschiedlichen Effizienzen weitestgehend zu minimieren. Die Korrektur erfolgt dabei durch binweise Division der Experimentdaten mit den simulierten MC-Daten, wobei das Resultat dessen als Verteilung des akzeptanzkorrigierten Produktionswinkels mit Ereigniszahlen in relativen Größenordnungen in der nachfolgenden Abbildung (4.9) gezeigt wird.

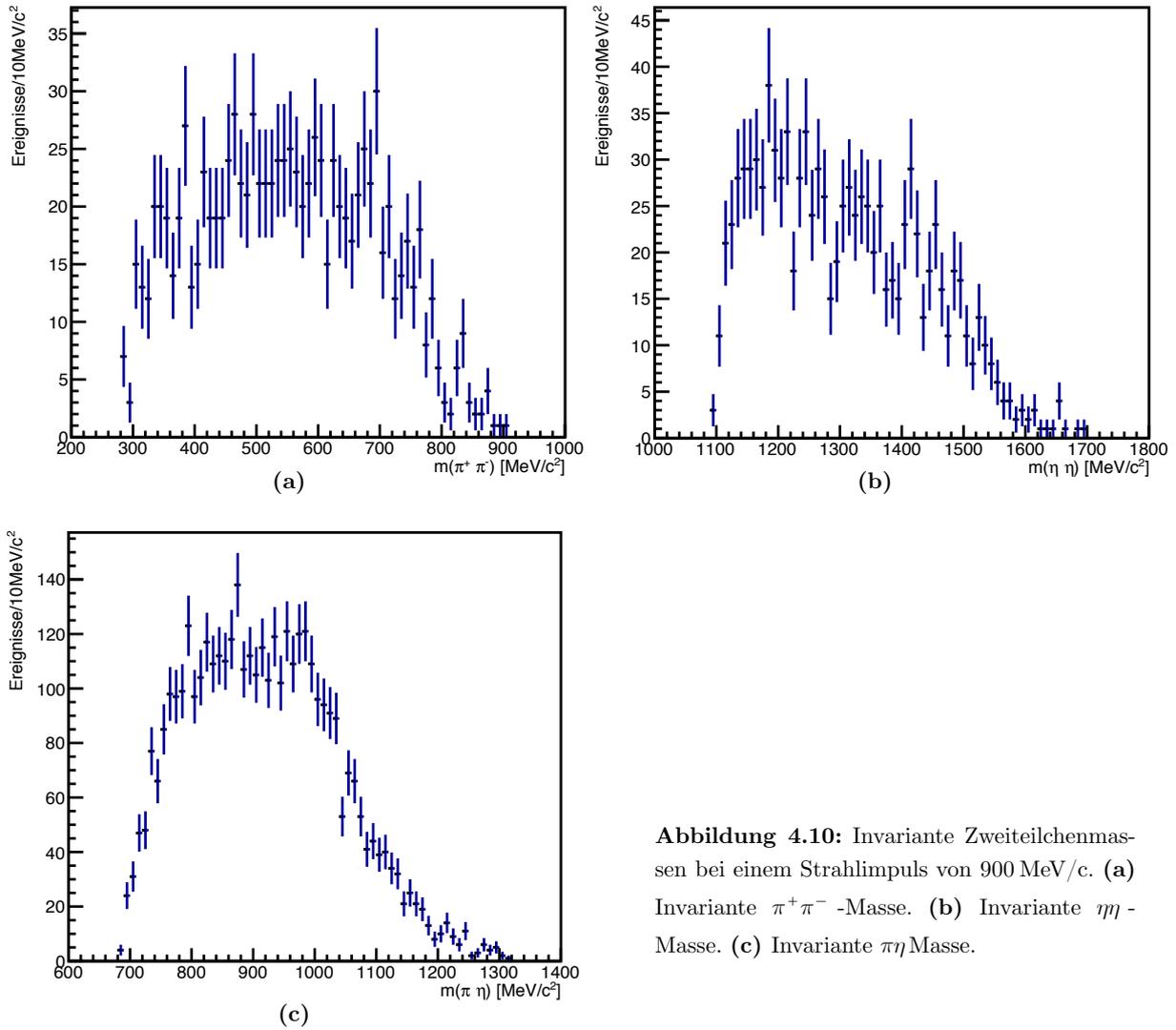


**Abbildung 4.9:** Akzeptanzkorrigierter Produktionswinkel des  $\eta'(958)$  für die Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta'(958)$  bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c

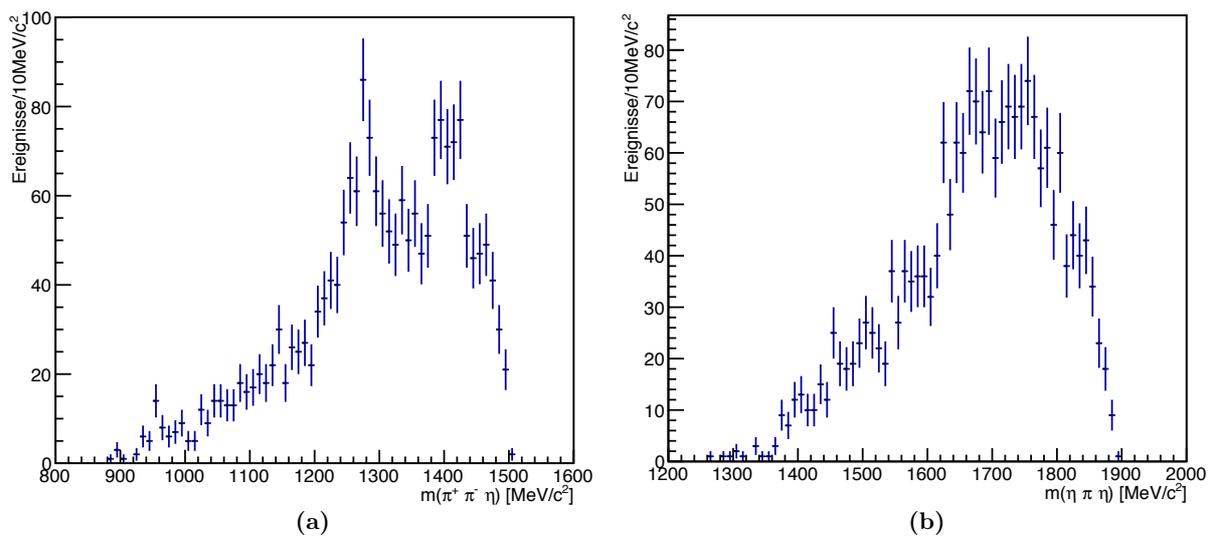
Hier ist eine zunehmende Symmetrisierung der Verteilung zu bemerken, die daraus resultiert, dass die hohen Ereigniszahlen in Winkelbereichen einer größeren Detektorakzeptanz nach unten korrigiert werden, während die Ereignisse im Bereich niedriger Akzeptanz entsprechend nach oben hin angepasst werden. Aufgrund der geringen Anzahl verfügbarer Ereignisse der Experimentdaten sind die im Diagramm eingetragenen Punkte mit enorm großen Fehlerbalken versehen. Somit lassen sich nur schwer Schlüsse ziehen. Beim Vorliegen von mehr Statistik könnte man mit weiterführenden Untersuchungen Vermutungen über etwaige beitragende Bahndrehimpulse aufstellen.

## 4.2 Ergebnisse für den Strahlimpuls von 900 MeV/c

Nach der ausführlichen Analyse, in der nach möglichen Zwischenresonanzen in den Daten des 1940 MeV/c -Strahlimpulses gesucht wurde, werden die Untersuchungen nun für den Strahlimpuls von 900 MeV/c analog durchgeführt. In den eindimensionalen Plots der invariante Massenspektren der Zweiteilchenkombinationen, dargestellt in Abbildung 4.10, sind keine auffälligen Strukturen wahrzunehmen. Ebenso wie auch schon in den invarianten Dreiteilchenmassen bei dem höheren Strahlimpuls sind keine Resonanzen im geladenen Massenspektrum von  $\pi\eta\eta$  zu bemerken (vgl. Abbildung 4.11 (b)). Im Histogramm der invarianten  $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse tritt jedoch neben der am unteren Rand des Phasenraums bereits bei 1940 MeV/c gesehenen schwachen Resonanz des  $\eta'(958)$  noch eine zusätzliche Struktur bei etwa 1400 MeV/c<sup>2</sup> hervor, welche bisher nicht zu beobachten war und möglicherweise dem Glueball-Kandidaten  $\eta(1405)$  zuzuschreiben ist. Besonders deutlich, in Form eines sehr scharfen und hohen Peaks, ist eine Resonanz bei  $m(\pi^+\pi^-\eta) \approx 1285$  MeV/c<sup>2</sup>, bei der es sich entweder um das Signal des  $f_1(1285)$  oder des  $\eta(1295)$  handelt, wie auch schon zuvor diskutiert wurde.

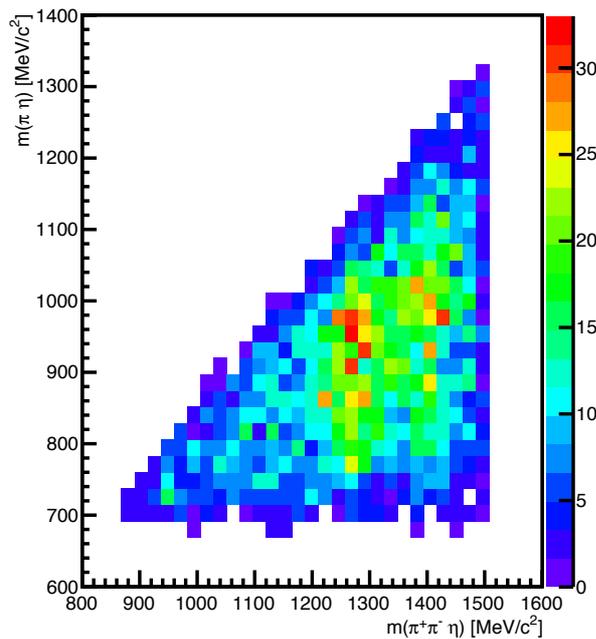


**Abbildung 4.10:** Invariante Zweiteilchenmassen bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c. (a) Invariante  $\pi^+\pi^-$ -Masse. (b) Invariante  $\eta\eta$ -Masse. (c) Invariante  $\pi\eta$ Masse.

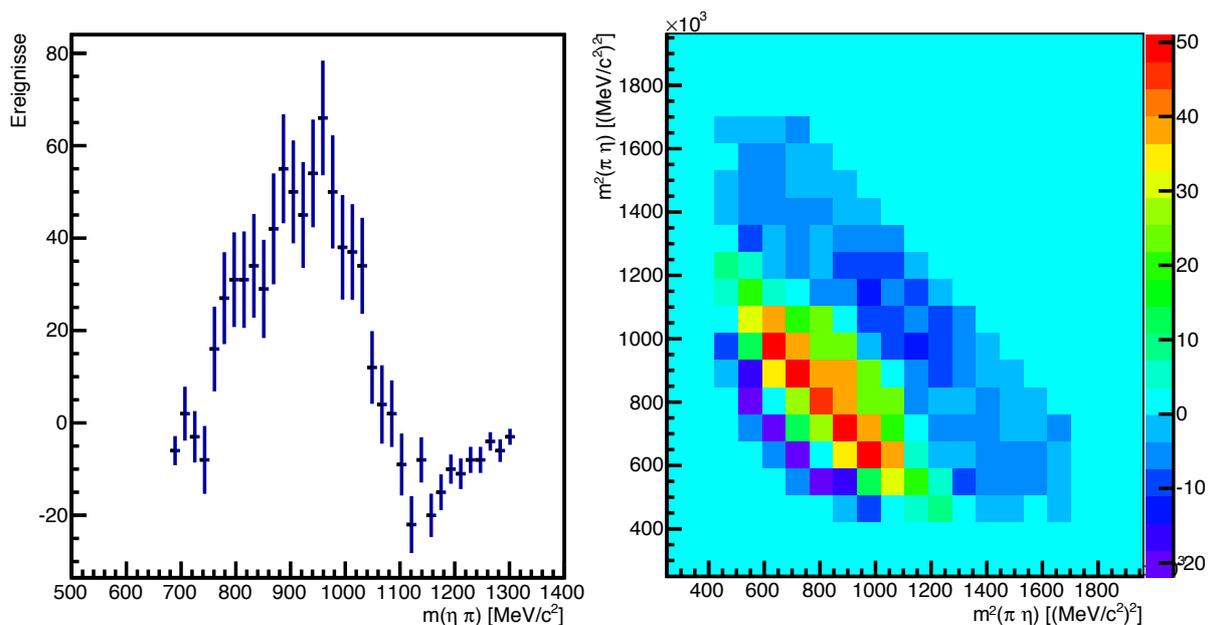


**Abbildung 4.11:** Invarianten Dreiteilchenmassen bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c. (a) Invariante  $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse. (b) Invariante  $\pi\eta\eta$ -Masse.

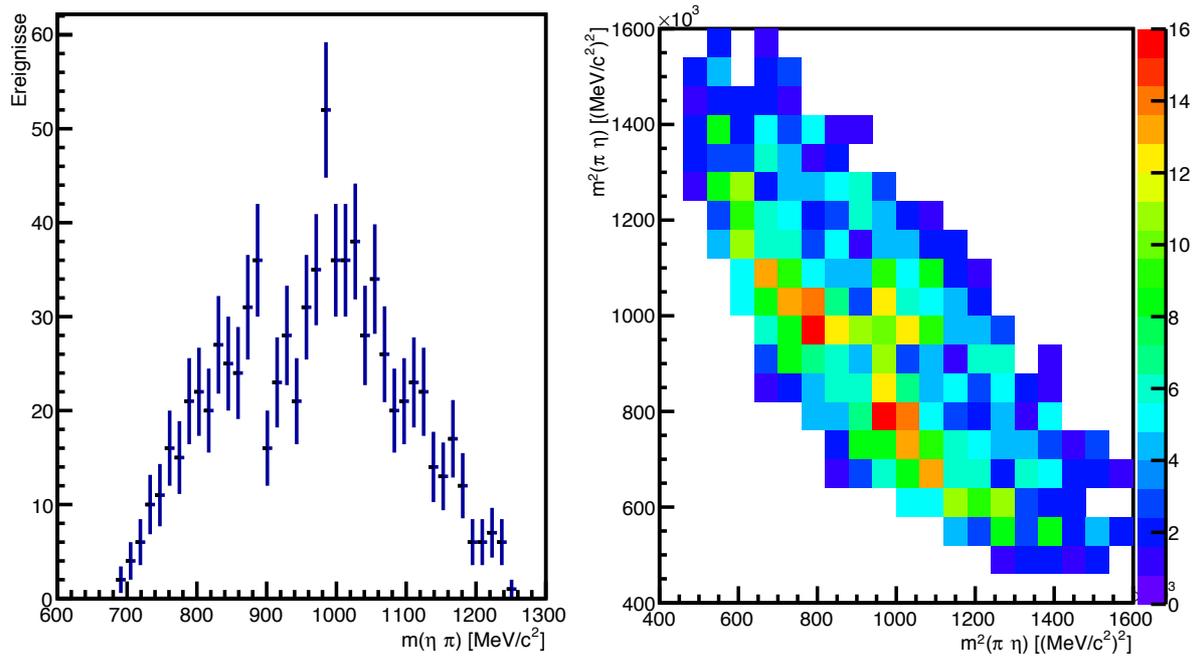
Bei der Auftragung der invarianten  $\pi\eta$ -Masse gegen die invariante  $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse im zweidimensionalen Histogramm aus Abbildung 4.12 gibt es Hinweise auf zwei Subzerfälle zu. Zum einen könnte der Zerfall des  $\eta(1405)$  über das  $a_0(980)$  zu erkennen sein und zum anderen läuft noch ein weiterer sequentieller Zerfall über das  $a_0(980)$  ab. Dieser scheint von dem  $f_1(1285)$  herzurühren, was sich an dem deutlichen Signal bei  $\sim 1285 \text{ MeV}/c^2$  in  $m(\pi^+\pi^-\eta)$  manifestiert. Aufgrund der dominanten Signale des  $f_1(1285)$  und  $\eta(1405)$  wurden diese zur weiteren Betrachtung des  $\pi^+\pi^-\eta$ -Systems mit entsprechenden Cuts auf die Massenregionen selektiert.



**Abbildung 4.12:** Invariante Zweiteilchenmasse aufgetragen gegen die invariante Dreiteilchenmasse bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c. Invariante  $\pi\eta$ -Masse aufgetragen gegen die invariante  $\pi^+\pi^-\eta$ -Masse.



**Abbildung 4.13:** Plots nach Schnitt und Seitenbandsabstraktion in Abbildung 4.11.(a) auf die  $f_1(1285)$  Region im Bereich von 1220 bis 1350  $\text{MeV}/c^2$  bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c in. Links ist die invariante Masse von  $\pi\eta$  aufgetragen. Rechts ist der Dalitzplot von  $m^2(\pi\eta)$  aufgetragen gegen  $m^2(\pi\eta)$



**Abbildung 4.14:** Plots nach einem Schnitt in Abbildung 4.11.(a) auf die  $\eta(1405)$  Region im Bereich von 1370 bis 1430 MeV/c<sup>2</sup> bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c in. Links ist die invariante Masse von  $\pi\eta$  aufgetragen. Rechts ist der Dalitzplot von  $m^2(\pi\eta)$  aufgetragen gegen  $m^2(\pi\eta)$  zu sehen.

In Abbildung 4.13 weist das Histogramm links  $m(\pi\eta)$  nach dem gesetzten Schnitt auf die Massenregion des  $f_1(1285)$  und nach durchgeführter Seitenbandsubtraktion ein ersichtliches  $a_0(980)$ -Signal auf. Dieses sticht auch rechts im symmetrischen Dalitzplot des invarianten Massenquadrats von  $\pi\eta$  in dem diagonalen Band des  $a_0(980)$  ganz eindeutig hervor und bestätigt so den vermuteten Subzerfall des  $f_1(1285)$ . Auch die Annahme des Übergangs der  $\eta(1405)$ -Zwischenresonanz über das  $a_0(980)$  kann in der invarianten  $\pi\eta$ -Masse (Abbildung 4.14) nochmals bestärkt werden. Das zugehörige Signal konzentriert sich auch sichtbar in den Bändern im entsprechenden Dalitzplot, welcher rechts abgebildet ist. Einen Blick auf die Produktionswinkelverteilung des  $\eta'(958)$  bei dem Strahlimpuls von 900 MeV/c zu werfen, ist als nicht sinnvoll zu erachten, da hier nochmals bedeutend weniger Statistik vorliegt als schon bei 1940 MeV/c, wie das dazugehörige sehr schwach ausgeprägte Signal in Abbildung 4.11 (a) zeigt. Daher entfällt ein Vergleich dieser Verteilung für die beiden Strahlimpulse.

## 5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\eta\eta$  bei den Strahlimpulsen 900 MeV/c und 1940 MeV/c untersucht. Die verwendeten Crystal Barrel-Daten wurden zunächst mittels verschiedener Selektionskriterien auf den betrachteten Endzustand optimiert und einer Untergrundbehandlung unterzogen. Anschließend wurden die so gewonnenen Daten in einer Vielzahl invarianter Massenspektren präsentiert, mit dem Ziel mögliche hervortretende Resonanzstrukturen zu identifizieren. Insgesamt konnten eine Reihe von Reaktionskanälen beobachtet werden. Bei beiden Strahlimpulsen hinterließ das  $\eta'(958)$  eine sehr schwach ausgeprägte Struktur in der invarianten Dreiteilchenmasse von  $\pi\pi\eta$ . Ungeachtet dessen trat in diesen Spektren gleichermaßen ein eindeutiges Signal bei etwa 1280 MeV/c<sup>2</sup> auf, wobei die Identität dieses Signals aufgrund der ähnlichen Massen der Kandidaten  $f_1(1285)$  und  $\eta(1295)$  anhand der vorliegenden Daten nicht geklärt werden kann. Die Kenntnis über die Quantenzahlen dieser Resonanz könnte hier Aufschluss darüber liefern. Ferner konnte in diesem Signal mehrfach eine Zwischenresonanz über  $a_0(980)\pi$  verzeichnet werden. Für den niedrigeren Strahlimpuls ist der Zerfall über das  $a_0(980)$  scheinbar dominant, da sich dieses auch als sequentielles Produkt der, bei 1940 MeV/c nicht beobachtbaren, möglichen  $\eta(1405)$ -Resonanz äußert. Beim hohen Strahlimpuls nimmt das als Glueball-Mischzustand zu interpretierende  $f_0(1500)$ -Meson an der Reaktion teil, welcher zusammen mit dem  $\rho^0(770)$  in den betrachteten Endzustand übergeht. Die 1940 MeV/c -Daten weisen zudem in dem, bei 900 MeV/c nicht zugänglichen, Massenbereich bei etwa 1650 MeV/c<sup>2</sup> ein Signal des  $\eta_2(1645)$  auf, wobei dessen Subzerfall in  $a_2(1320)$  sich vor allem auch in den Dalitz-Plots bemerkbar macht.

Zusammenfassend lassen sich anhand der Massenspektren folgende offensichtlichen Reaktionen, welche wesentlich an diesem Kanal beteiligt sind, nennen:

- $\bar{p}p \rightarrow \rho^0(770) f_0(1500) \rightarrow (\pi\pi)(\eta\eta)$
- $\bar{p}p \rightarrow (f_1(1285)/\eta(1295))\eta \rightarrow (a_0(980)\pi)\eta \rightarrow ((\pi\eta)\pi)\eta$
- $\bar{p}p \rightarrow \eta(1405)\eta \rightarrow (a_0(980)\pi)\eta \rightarrow ((\pi\eta)\pi)\eta$
- $\bar{p}p \rightarrow \eta_2(1645)\eta \rightarrow (a_2(1320)\pi)\eta \rightarrow ((\pi\eta)\pi)\eta$

Die zweifelsfreie Identifizierung dieser und möglicherweise weiterer Zwischenresonanzen inklusive bestimmter auftretender Interferenzeffekte des Reaktionskanals kann letztlich aber nur durch eine, den Rahmen der Arbeit übersteigende, Partialwellenanalyse erfolgen. In dieser können dann die genannten Hauptbeiträge in Form einer Basishypothese verwendet werden.

## Literatur

- [1] AMSLER, C.: *Kern- und Teilchenphysik*. 8. Auflage. ETH Zürich: vdf Hochschulverlag AG, 2007
- [2] BERINGER., J. et al. (Particle Data Group): Review of Particle Physics, *Phys. Rev. D* 86, 010001. 2012.
- [3] HÖFFGEN, S.: *Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Photoproduktion von Omegamesonen am Proton*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2006
- [4] JASPER, S.: *Antiproton-Proton Annihilationen in  $\pi^+\pi^-\pi^0\eta$  Endzustände*, Ruhr-Universität Bochum, Masterarbeit, 2015
- [5] LÜDEMANN, J.: *Beobachtung von Resonanzen in der Proton-Antiproton-Annihilation im Fluge in drei pseudoskalare Mesonen*, Ruhr-Universität Bochum, Dissertation, 1995
- [6] MUSTAFA, A.: *Untersuchung des Endzustandes  $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  in der Antiproton-Proton-Annihilation im Fluge*, Ruhr-Universität Bochum, Masterarbeit, 2014
- [7] PANDA COLLABORATION: Physics Performance Report for:  $\bar{P}$ ANDA. In: *arXiv:0903.3905v1 [hep-ex]* (2009)
- [8] POVH, B ; RITH, K. ; SCHOLZ, C. et al.: *Teilchen und Kerne*. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2009
- [9] PYCHY, J.: *Untersuchungen zur Partialwellenanalyse der Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$* , Ruhr-Universität Bochum, Masterarbeit, 2012
- [10] RICHTER, M.: *Analyse des Endzustandes  $\omega\pi^0\eta$  bei der Antiproton-Proton Annihilation im Fluge*, Ruhr-Universität Bochum, Masterarbeit, 2014
- [11] ROTH, B.: *Suche nach exotischen Resonanzen in der  $\bar{p}p$ -Annihilation und Kalibrierung eines elektromagnetischen Kalorimeters*, Ruhr-Universität Bochum, Dissertation, 2012
- [12] STÖCK, H.: *Analyse von Dreiteilchen Endzuständen in der Proton-Antiproton Annihilation*, Ruhr-Universität Bochum, Dissertation, 1998
- [13] WISCHNEWSKI, F.: *Untersuchung des  $\pi^+\pi^-\pi^0$ - Endzustandes bei der  $\bar{p}p$ -Annihilation im Fluge*, Ruhr-Universität Bochum, Bachelorarbeit, 2013

## **Tabellenverzeichnis**

1.1	Eigenschaften der fermionischen Bestandteile der Materie . . . . .	1
3.1	Selektionskriterien für das Konfidenzniveau (CL) der Signal- und Untergrund- hypothesen . . . . .	13
3.2	Zusammenfassung aller selektierten Ereignisse für den Kanal $\pi^+\pi^-\eta\eta$ bei den Strahlimpulsen 900 MeV/c und 1940 MeV/c . . . . .	14

## Abbildungsverzeichnis

2.1	Aufbau des Beschleunigerkomplexes des CERN in den 1990er Jahren . . . . .	7
2.2	Schematische Ansicht des Crystal Barrel-Detektors im Quer- und Längsschnitt .	8
4.1	Invariante Zweiteilchenmassen bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c . . . . .	16
4.2	Invariante Zweiteilchenmassen bei einem Strahlimpuls von 19040 MeV/c in Form eines Goldhaberdiagramms . . . . .	16
4.3	Invariante Dreiteilchenmassen bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c . . . . .	17
4.4	Invariante Zweiteilchenmassen aufgetragen gegen die invarianten Dreiteilchen- massen bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c . . . . .	19
4.5	Dalitz-Plots bei einem Schnitt in Abbildung 4.1.(a) auf das $\rho^0(770)$ im Bereich von 670 bis 870 MeV/c <sup>2</sup> bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c . . . . .	20
4.6	Dalitz-Plots bei einem Schnitt in Abbildung 4.3.(a) auf die $f_1(1285)$ Region im Bereich von 1220 bis 1350 MeV/c <sup>2</sup> bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c . . .	21
4.7	Dalitz-Plots bei einem Schnitt in Abbildung 4.3.(a) auf das $\eta_2(1645)$ im Bereich von 1550 bis 1750 MeV/c <sup>2</sup> bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c . . . . .	22
4.8	Produktionswinkelverteilung des $\eta'(958)$ für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta'(958)$ bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c . . . . .	23
4.9	Akzeptanzkorrigierter Produktionswinkel des $\eta'(958)$ für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow$ $\eta\eta'(958)$ bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c . . . . .	23
4.10	Invariante Zweiteilchenmassen bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c . . . . .	25
4.11	Invariante Dreiteilchenmassen bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c . . . . .	25
4.12	Invariante Zweiteilchenmasse aufgetragen gegen die invariante Dreiteilchen- masse bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c . . . . .	26
4.13	Plots nach Schnitt und Seitenbandsubtraktion in Abbildung 4.11.(a) auf die $f_1(1285)$ Region im Bereich von 1220 bis 1350 MeV/c <sup>2</sup> bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c . . . . .	26
4.14	Plots nach Schnitt in Abbildung 4.11.(a) auf die $\eta(1405)$ Region im Bereich von 1370 bis 1430 MeV/c <sup>2</sup> bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c . . . . .	27