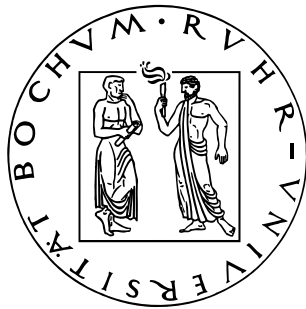


RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM
Fakultät für Physik und Astronomie
Institut für Experimentalphysik Lehrstuhl I



Studium von Resonanzen in der Antiproton-Proton Annihilation

Diplomarbeit

Bernhard Roth

Bochum 2008

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	5
1.1.1	Quantenchromodynamik (QCD)	7
1.2	Mesonenspektroskopie	9
1.3	Exotische Materie	12
1.4	Gluebälle	12
1.5	Motivation	14
2	Das $\overline{\text{PANDA}}$-Experiment	17
2.1	Physikalische Zielsetzungen	17
2.2	Das FAIR Projekt und die HESR Beschleunigeranlage	18
2.3	Detektordesign	20
2.3.1	Subdetektoren	20
2.4	Offline-Software	22
2.4.1	Generierung der Ereignisse	22
2.4.2	Propagation der Teilchen durch den Detektor	23
2.4.3	Ereignis-Rekonstruktion	23
2.4.4	Teilchen-Identifikation	24
2.5	Analyse	26
3	Ereignis-Generierung	27
3.1	Signal - Monte Carlo	27
3.1.1	Verzweigungsverhältnisse	28
3.1.2	Wirkungsquerschnitte	29
3.2	Untergrund	29
3.2.1	Wirkungsquerschnitte	30
3.3	Monte-Carlo Produktion	31
3.3.1	Filter-Methode	32
3.4	Datensätze	34
4	Rekonstruktion und Selektion	35
4.1	Rekonstruktion der Ereignisse	35
4.1.1	Identifikation von Kaonen	35
4.1.2	Rekonstruktion von Photonen	36
4.2	Rekonstruktion der $\phi\phi\pi^0$ und $\phi\phi\eta$ -Ereignisse	36
4.2.1	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ und $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ Selektion	37
4.2.2	$\phi \rightarrow K^+ K^-$ Selektion	37
4.2.3	$\phi\phi\pi^0$ und $\phi\phi\eta$ Selektion	37

4.3	Optimierung der Selektion	40
5	Ergebnisse	43
5.1	Rekonstruktions-Effizienz	43
5.2	Dalitz-Diagramm	43
5.2.1	Effizienz im Dalitz-Diagramm	44
5.2.2	Masse-Abhängigkeit	48
5.3	Untergrund	50
5.3.1	Legitimation der Filtermethode	51
5.3.2	Untergrund-Unterdrückung	52
5.4	Signal-Untergrund-Verhältnis	53
6	Zusammenfassung	57
	Abbildungsverzeichnis	60
	Tabellenverzeichnis	61
	Literaturverzeichnis	63
	Danksagung	65

1 Einleitung

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Unser heutiges Verständnis der Naturgesetze fußt auf zwei grundlegend unterschiedliche Säulen: Auf der einen Seite steht die Allgemeine Relativitätstheorie, welche die Gravitation auf Skalen von Planeten und Galaxien beschreibt. Auf der anderen Seite ist das so genannte Standardmodell der Teilchenphysik, welches die Welt auf Skalen von Elementarteilchen beschreibt. Dieses umfasst drei verschiedene Elementarkräfte: die schwache Wechselwirkung, die elektromagnetische Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung. Auf diesen kleinen Skalen spielt wiederum die Gravitation kaum eine Rolle, da sie verglichen mit der schwächsten Kraft des Standardmodells um das 10^{-37} fache kleiner ist.

In den 40er Jahren des letzten Jahrhunderts gelang es mit der Quantenelektrodynamik (QED) erstmals eine Eichtheorie zu entwickeln. Sie ermöglichte eine extrem erfolgreiche Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung auf Quantenebene, wobei sie diese Wechselwirkung als Austausch von virtuellen Photonen beschreibt. Die Grundlage der QED ist dabei die Forderung, dass die Wellenfunktion geladener Teilchen invariant bei lokalen Phasentransformationen ist. Sie erweiterte damit die klassische Elektrodynamik, welche sie als makroskopischen Grenzfall umfasst. Da die Vorhersagen der QED experimentell sehr präzise verifiziert worden sind, gilt sie heute als die erfolgreichste Theorie überhaupt.

In Anlehnung an die QED gelang es später für die starke Wechselwirkung eine weitere Eichtheorie zu formulieren, die Quantenchromodynamik (QCD). Analog zur Invarianz gegenüber lokalen Phasentransformationen bei der QED wird bei der QCD gefordert, dass sie mathematisch als unitäre Gruppe $SU(3)$ beschrieben werden kann. Sie beschreibt die Wechselwirkungen von Elementarteilchen mit Farbladung durch den Austausch so genannter Gluonen. Durch den Übergang von der QED, der die unitäre Gruppe $U(1)$ zugrunde liegt, zur speziellen unitären Gruppe $SU(2)$ gelang es schließlich eine mathematische Beschreibung aufzustellen, welche die QED mit der schwachen Wechselwirkung vereinigte. Dies führte zur Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung.

Die Theorien des Standardmodells der Teilchenphysik ergeben zusammen also eine konsistente Beschreibung unserer Welt im Mikrokosmos, wobei die Gravitation als vierte der Grundkräfte außen vor bleibt. Das Standardmodell der Teilchenphysik geht bei den Grundbausteinen der Materie von drei Teilchengenerationen aus, die jeweils vier Teilchen enthalten¹. Die jeweiligen Teilchenfamilien unterscheiden sich hauptsächlich durch die Massen ihrer Teilchen voneinander. Diese Elementarteilchen haben die Drehimpulsquantenzahl (Spin) $s = 1/2$, also einen halbzahligen Spin und sie sind Fermionen.

Die erste und leichteste dieser Teilchengenerationen besteht aus zwei Leptonen, dem Elektron-Neutrino sowie dem Elektron. Hinzu kommen noch die beiden Quarks Up und Down (siehe Tabelle 1.1). Außer dem Neutrino besitzen alle Teilchen eine elektrische Ladung, so

¹Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass zu diesen Teilchen die jeweiligen Antiteilchen hinzukommen, was die Anzahl der Elementarteilchen auf 24 verdoppelt.

dass sie über virtuelle Photonen gemäß der QED miteinander wechselwirken. Zusätzlich verfügen die Quarks noch über eine Farbladung, wodurch diese auch der starken Wechselwirkung unterliegen.

	Generation	Name	Masse [GeV/c ²]	elektrische Ladung	Quanten- zahl
Leptonen	1.	ν_e Elektron-Neutrino	> 0	0	$L_e = 1$
		e Elektron	0,000511	-1	$L_e = 1$
	2.	ν_μ Myon-Neutrino	> 0	0	$L_\mu = 1$
		μ Myon	0,106	-1	$L_\mu = 1$
	3.	ν_τ Tau-Neutrino	> 0	0	$L_\tau = 1$
		τ Tau	1,777	-1	$L_\tau = 1$
Quarks	1.	u Up	0,002	2/3	$i_3 = 1/2$
		d Down	0,005	-1/3	$i_3 = -1/2$
	2.	c Charm	1,3	2/3	$C = 1$
		s Strange	0,1	-1/3	$S = 1$
	3.	t Top	173,3	2/3	$T = 1$
		b Bottom	4,2	-1/3	$B' = 1$

Tabelle 1.1: Fermionen im Standardmodell der Teilchenphysik (Ref. [1])

Jedem dieser Fermionen kann eine Reihe von Quantenzahlen zugeordnet werden, durch die sie eindeutig voneinander unterschieden werden können (siehe letzte Spalte von Tabelle 1.1). So werden den Leptonen nach Generationen-Zugehörigkeit getrennt die Leptonenzahlen L_e , L_μ und L_τ zugeordnet. Den entsprechenden Antiteilchen wird dieselbe Quantenzahl mit umgekehrten Vorzeichen zugewiesen. Für die Quarks und Antiquarks wurde noch die Baryonenzahl eingeführt. Dabei erhält jedes Quark die Baryonenzahl $B = 1/3$ und jedes Antiquark $B = -1/3$. Zusätzlich gibt es noch flavourspezifische Quantenzahlen. Für die erste Generation der Quarks ist dies die dritte Komponente des Isospins i_3 . Ansonsten sind diese Quantenzahlen nach dem Flavour benannt, wie beispielsweise die Strangeness S . Die jeweils anderen Quantenzahlen sind dabei 0, also beispielsweise sind die Leptonenzahlen für alle Quarks $L = 0$. Außerdem können allen Teilchen Ladungen der elementaren Wechselwirkungen zugeordnet werden. Die elektrische Ladung der Fermionen ist in der Tabelle 1.1 aufgeführt und ist die Ladung der QED. Die Ladung der QCD ist die Farbladung, wobei von den Fermionen nur die Quarks an diese koppeln.

Die Wechselwirkungen entstehen durch den Austausch von Eichbosonen. Diese Teilchen haben einen ganzzahligen Spin von $S = 1$ (siehe Tabelle 1.2).

Die Stärke der von ihnen übertragenen Kraft wird durch die sogenannte Kopplungskonstante beschrieben. Bei der Quantenelektrodynamik (QED) ist dies beispielsweise die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante $\alpha \approx 1/137$.

Die Reichweite der einzelnen Kräfte ergibt sich direkt aus den Eigenschaften ihrer Trägerteilchen. Damit der Energieerhaltungssatz nicht verletzt wird, muss die Lebensdauer der Austausch-Bosonen so kurz sein, dass die Unschärferelation

$$\delta t \cdot \delta E \geq \hbar \quad \text{bzw.} \quad (1.1)$$

$$\delta x \cdot \delta p \geq \hbar \quad (1.2)$$

1.1. DAS STANDARDMODELL DER TEILCHENPHYSIK

Name	übertragene WW	Kopplung an	Masse [GeV/c ²]	Reichweite der WW	
W^- W^+	W-Bosonen	Schwache	80, 39	$2,5 \cdot 10^{-3}$ fm	
Z^0	Z-Boson		80, 39		
γ	Photon	Elektromagnetische	91, 188		
g	Gluon	Starke	el. Ladung	0	∞
			Farb-Ladung	0	~ 1 fm

Tabelle 1.2: Die Wechselwirkungen im Standardmodell der Teilchenphysik mit ihren Eigenschaften und den jeweiligen Eichbosonen (Ref. [1]). Wechselwirkung ist jeweils mit „WW“ abgekürzt.

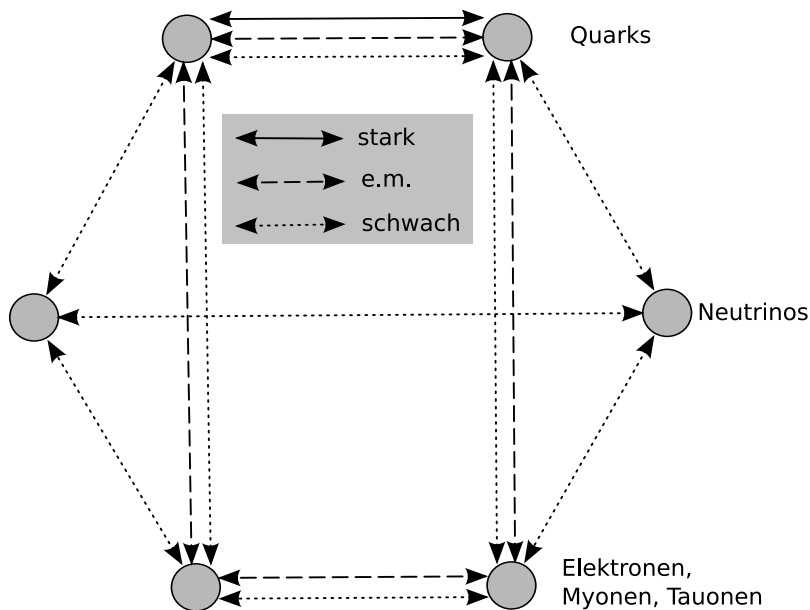


Abbildung 1.1: Übersicht zu den einzelnen Wechselwirkungen

erfüllt ist. Ihre Lebensdauer δt und Reichweite δx ist somit stark eingeschränkt und von der Energie oder dem Impuls abhängig. Bei Teilchen mit einer Ruhemasse $m_0 = 0$ kann die Energie sowie der Impuls p beliebig klein und δx damit beliebig groß werden. Daher hat beispielsweise die elektromagnetische Kraft eine unendliche Reichweite, während die der schwachen Kraft stark eingeschränkt ist (siehe Tabelle 1.2).

1.1.1 Quantenchromodynamik (QCD)

Die starke Wechselwirkung ist in ihrer Reichweite ebenfalls stark eingeschränkt, obwohl die Ruhemasse der Gluonen $m_0 = 0$ ist. Verursacht wird dies durch eine Selbstwechselwirkung der Gluonen untereinander. Als Ladung der starken Wechselwirkung wurde die Farbladung eingeführt. Die Farbladung ist dabei eine Quantenzahl ihrer Trägerteilchen und beschreibt die Kopplung an die starke Wechselwirkung im Rahmen der QCD. Trägerteilchen von Farbladung sind Quarks und Gluonen. Dabei gibt es drei verschiedene Ladungszustände, die sogenannten

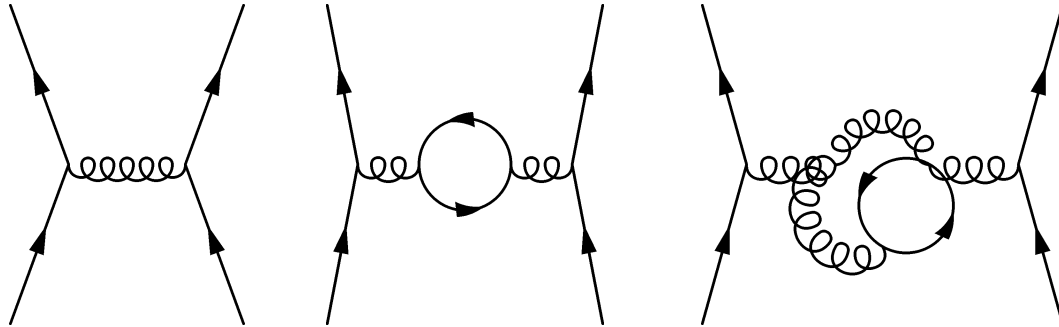


Abbildung 1.2: Beispiele für verschiedene QCD Prozesse zunehmender Ordnung und Selbstwechselwirkung

Farben *rot*, *grün* und *blau* sowie deren jeweilige Anti-Farben.

Experimentell konnte aber noch keine Farbe einzeln beobachtet werden. Stattdessen schließen sich die Trägerteilchen der Farbladung immer zu Gebilden zusammen, die nach außen hin farbneutral sind. Dies kann beispielsweise mit zwei Quarks erfolgen, von denen eines die Anti-Farbe des anderen trägt (Meson). Es können sich aber auch drei Quarks mit allen drei unterschiedlichen Farben zu einem farbneutralen Baryon zusammen schließen.

Um dieses Phänomen zu erklären wurde das *Confinement* eingeführt, das davon ausgeht, dass auch Gluonen Farbladung tragen und damit eine Selbstwechselwirkung der Gluonen untereinander entsteht. Dadurch werden Wechselwirkungen zwischen Quarks nicht durch einzelne Gluonen verursacht, sondern durch ganze Gluonenflüsse, die sich selbst zu einem dünnen Schlauch (*Fluxtube*) zusammenziehen, der die Quarks miteinander verbindet. Um diese Selbstwechselwirkung mathematisch beschreiben zu können, muss die QCD der SU(3) Gruppe angehören und nichtabelsch sein.

Durch die Selbstwechselwirkung der Quarks untereinander erzeugen diese ein Potentialfeld, das mit zunehmender Länge des Fluxtube zunimmt. Deshalb ist es ab einem bestimmten Abstand zweier Quarks voneinander (also einer bestimmten Länge des Fluxtubes) energetisch günstiger ein neues Antiquark-Quark-Paar aus dem Vakuum zu erzeugen. Das vorhandene Hadron wird dabei unter Emission eines neuen Mesons aufgespalten. Deshalb können von außen keine freien Quarks mit einzelnen Farbladungen, sondern immer nur farbneutrale Gebilde beobachtet werden (*Confinement*).

Des Weiteren spielen durch die Selbstwechselwirkungen der Quarks Prozesse höherer Ordnung in der QCD eine viel größere Rolle als in der Quantenelektrodynamik. So koppeln virtuelle Gluonen ununterbrochen an virtuelle Quarks und an weitere virtuelle Gluonen aus dem Vakuum. Dadurch sind Störungsrechnungen, wie sie in der QED erfolgreich angewandt werden, nur für sehr hochenergetische Grenzfälle (extrem kleine Abstände) bzw. tiefinelastische Stöße möglich.

Diese Selbstwechselwirkung hat zur Folge, dass die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s abhängig vom Impulsübertrag q^2 ist:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f \cdot \log(q^2/\Lambda^2))} \tag{1.3}$$

wobei Λ der Skalenparameter und n_f die Anzahl der beim Impulsübertrag q^2 relevanten Quarkflavour ist. Da es sich somit nicht mehr um eine Konstante handelt, wird sie auch *running coupling constant* genannt. Bei großen Impulsüberträgen und somit kleinen Abständen

($\ll 1$ fm) wird diese Kopplungskonstante α_s klein und nimmt Werte deutlich kleiner als 1 an. In diesem sogenannten perturbativen Bereich der QCD verhalten sich die Quarks wie nahezu freie Teilchen, was als „asymptotische Freiheit“ bezeichnet wird. Nur in diesem Bereich ist eine Störungsrechnung der Feldgleichungen möglich.

Im Bereich typischer Quarksysteme (≈ 1 fm) hingegen nimmt α_s Werte um 1 an, was aufgrund der starken Kopplung als nichtperturbativer Bereich bezeichnet wird. In diesem sind Störungsrechnungen nicht möglich. Stattdessen wurden verschiedene mathematische Näherungsverfahren entwickelt, auf die hier jedoch nicht weiter eingegangen wird. Lediglich das Lattice-Verfahren sei hier kurz erwähnt, da Ergebnisse aus diesem in dieser Arbeit verwendet werden. Bei diesem Verfahren wird die Raumzeit nicht als kontinuierlich betrachtet sondern in diskrete Abschnitte eingeteilt. Die physikalischen Parameter des Systems werden dann jeweils nur für die Knotenpunkte dieser Abschnitte berechnet.

In diesem nichtperturbativen Bereich lassen sich deshalb grundlegende Eigenschaften von Mesonen und Baryonen wie deren Masse mathematisch nicht herleiten, sondern müssen experimentell bestimmt werden. Mit solchen Messungen können die Rahmenbedingungen der Theorien des Standardmodells bestimmt und damit Vorhersagen über weitere Eigenschaften dieser oder dieselben Eigenschaften anderer Teilchen getroffen werden.

1.2 Mesonenspektroskopie

Bei Mesonen, also einem $q\bar{q}$ -System können die Quarks (Fermionen, $s = 1/2$) entweder einen Spin-Singulett- ($S = 0$) oder einen Spin-Triplett-Zustand ($S = 1$) bilden. Zusätzlich können orbitale Anregungen des $q\bar{q}$ -Systems vorliegen, was zu einem Bahndrehimpuls l führt. Der Gesamtspin aus dem Spin-Zustand seiner Quarks sowie dem Drehimpuls ist

$$\vec{J} = \vec{s} + \vec{l}, \quad \text{wobei der Betrag die Werte} \quad (1.4)$$

$$|l - s| \leq J \leq l + s \quad \text{annehmen kann.} \quad (1.5)$$

Neben den orbitalen Anregungen sind auch radiale Anregungen möglich, welche mit der Quantenzahl n bezeichnet werden und bei $n = 1$ beginnen.

Für die Operatoren \hat{P} der Parität und \hat{C} der Ladungs-Parität hat das $q\bar{q}$ -System folgende Erwartungswerte:

$$P = (-1)^{l+1} \quad (1.6)$$

$$C = (-1)^{l+s} \quad (1.7)$$

Diese drei Quantenzahlen werden zur Klassifizierung der Mesonen verwendet und in Kombination als J^{PC} geschrieben. Mesonen aus den leichtesten Quarks (u, d, s), bei denen diese Quantenzahlen gleich sind, treten immer in Gruppierungen von neun Zuständen auf, den Nonetts, deren Masse sich stark ähneln.

Bedingt durch die Valenzquarks, aus denen das Meson besteht, lassen sich jedem Meson noch weitere Quantenzahlen zuordnen (siehe Tabelle 1.1). So gibt es für die leichtesten Mesonen aus u, d und s -Quarks den Isospin I und die Strangeness S . Die dritte Komponente i_3 des Isospins ist durch den Gehalt an u und d -Quarks gegeben und die Strangeness S durch den der s -Quarks.

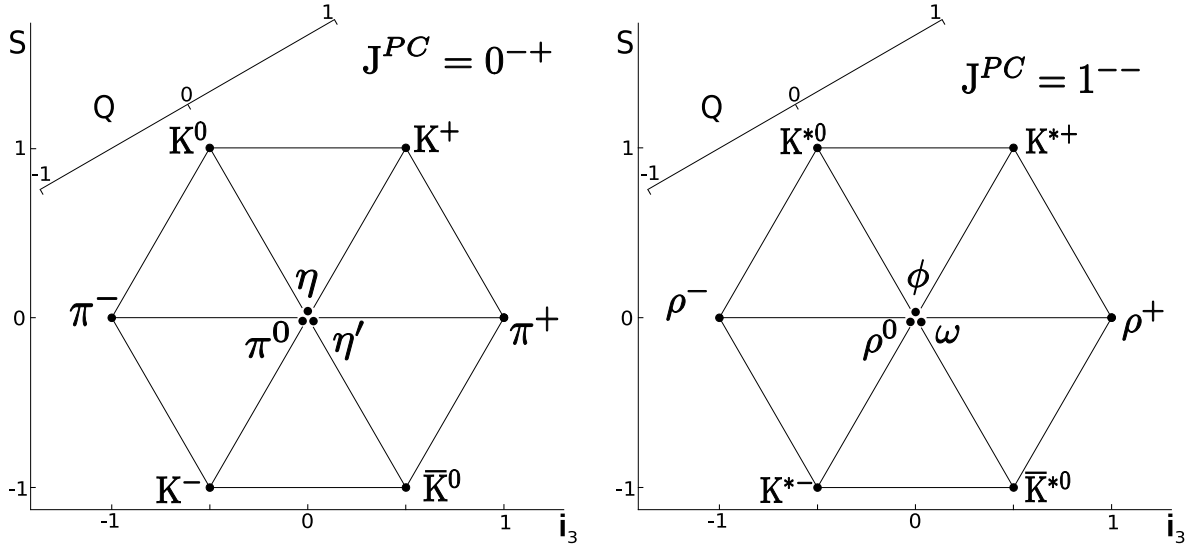


Abbildung 1.3: Das Mesonen-Nonett für $J^{PC} = 0^{-+}$ (links) und 1^{--} (rechts) ohne radiale Anregungen, also im Grundzustand.

Für die drei leichtesten Quarks u , d und s erhält man dann im Grundzustand für $n = 1$, $l = 0$ und mit $s = 1$, also $J = 1$ neun verschiedene Kombinationen, die damit ein Nonett bilden:

$$\begin{aligned}
 \rho(770)^+ &= |u\bar{d}\rangle \\
 \rho(770)^- &= |\bar{u}d\rangle \\
 \rho(770)^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}|d\bar{d} - u\bar{u}\rangle \\
 K^*(892)^+ &= |u\bar{s}\rangle, & S = +1 \\
 K^*(892)^- &= |\bar{u}s\rangle, & S = -1 \\
 K^*(896)^0 &= |d\bar{s}\rangle, & S = +1 \\
 \bar{K}^*(896)^0 &= |\bar{d}s\rangle, & S = -1 \\
 \phi(1020) &= -|s\bar{s}\rangle \\
 \omega(782) &= \frac{1}{\sqrt{2}}|u\bar{u} + d\bar{d}\rangle
 \end{aligned} \tag{1.8}$$

Für $J = 0$ lauten die entsprechenden Mesonen

$$\begin{aligned}
 \pi^+ &= |u\bar{d}\rangle \\
 \pi^- &= |\bar{u}d\rangle \\
 \pi^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}|d\bar{d} - u\bar{u}\rangle \\
 K^+ &= |u\bar{s}\rangle, & S = +1 \\
 K^- &= |\bar{u}s\rangle, & S = -1 \\
 K^0 &= |d\bar{s}\rangle, & S = +1 \\
 \bar{K}^0 &= |\bar{d}s\rangle, & S = -1 \\
 \eta &= \frac{1}{\sqrt{6}}|u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}\rangle \\
 \eta'(958) &= \frac{1}{\sqrt{6}}|u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}\rangle
 \end{aligned} \tag{1.9}$$

Mit diesen Quantenzahlen lassen sich die Mesonen-Nonetts mit den Teilchen füllen (vergleiche Abb. 1.3). Zur Bezeichnung der einzelnen Nonetts bieten sich die Quantenzahlen J^{PC}

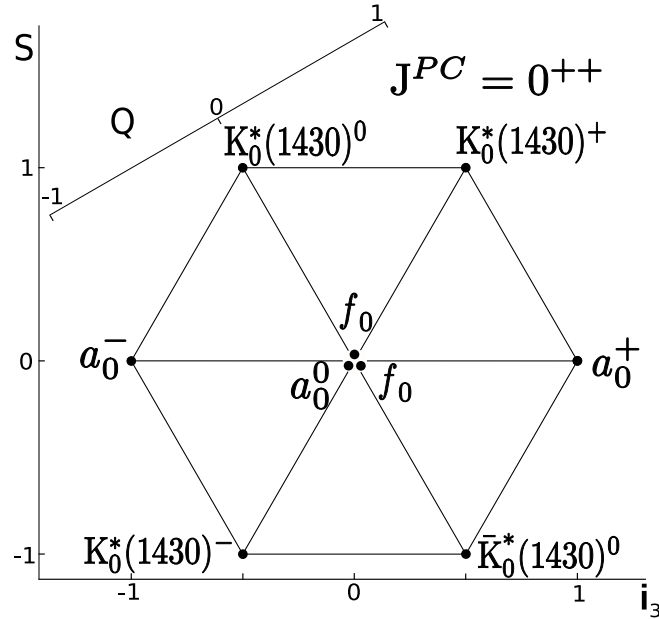


Abbildung 1.4: Skalares Mesonen-Nonett mit den heute bereits identifizierten Mesonen.

zusammen mit der radialen Anregung n an, die so jedes Nonett eindeutig beschreiben. Zusätzlich ist in den Diagrammen in Abb. 1.3 die Quantenzahl der Ladung Q aufgetragen, die sich anhand der Gell-Mann-Nishijima-Formel berechnen lässt:

$$Q = i_3 + \frac{B + S}{2} \quad (1.10)$$

Dabei ist B die Baryonenzahl und S die Strangeness.

Ziel der Mesonenspektroskopie ist es, das Spektrum der Mesonen vollständig zu verstehen. Dazu müssen alle experimentell beobachteten Zustände nachgewiesen und klassifiziert werden. Zur Klassifizierung dienen dabei die Quantenzahlen J^{PC} , mit denen sich die Mesonen in Nonetts gruppieren lassen. Ebenso von Belang sind Messungen weiterer Eigenschaften wie beispielsweise Masse und Breite sowie Wirkungsquerschnitte und Zerfallseigenschaften.

Auf der Suche nach den Zuständen des skalaren Mesonen-Nonetts mit $J^{PC} = 0^{++}$ (vgl. Abb. 1.4) konnten zwar schon einige Teilchen diesem zugeordnet werden, insgesamt wurden jedoch zu viele Zustände entdeckt. Es gibt also eine Überbesetzung des Nonetts. So sind als Kandidaten für den Isektor (also $I = 1$) zwei verschiedene Teilchen mit den passenden Quantenzahlen identifiziert worden: $a_0(980)^{\pm/0}$ sowie $a_0(1450)^{\pm/0}$. Als Isoskalar ($I = 0$) wurden bisher vier Kandidaten identifiziert: $f_0(980)$, $f_0(1370)$, $f_0(1500)$ und $f_0(1710)$. Damit sind zwei dieser Zustände überzählig. Zusammen mit den überzähligen Isektoren sind dies alleine in diesem skalaren Mesonnonett fünf überzählige Teilchen.

Nach dem eben Gesagten kann es sich bei den überzähligen Zuständen um keine konventionellen Mesonen handeln. Außer den Mesonen und Baryonen sagt die QCD aber durchaus noch weitere farbneutrale Zustände vorher. Solche Teilchen werden als *exotische Materie* bezeichnet. Welche die Zustände des skalaren Mesonen-Nonetts sind und welche die Überzähligen und damit exotisch sind, ist dabei aber noch nicht zweifelsfrei geklärt.

1.3 Exotische Materie

Aus den Vorhersagen der QCD ergeben sich im Wesentlichen drei verschiedene Arten von exotischer Materie:

- Multiquarkzustände
- Hybride
- Gluebälle

Als Multiquarkzustände werden dabei Teilchen bezeichnet, die aus mehr als drei Valenzquarks bestehen. Je nach Anzahl und Gruppierung dieser Quarks untereinander können diese Zustände weiter eingeteilt werden. So kann es Zustände mit einer inneren $(q\bar{q})(q\bar{q})$ -Struktur geben, die dann als Mesonium bezeichnet werden. Ähnliches ist mit einem Baryon und einem Anti-Baryon mit insgesamt sechs Quarks $(qqq)(\bar{q}\bar{q}\bar{q})$ möglich, was dann als Baryonium bezeichnet wird. Zustände aus zwei Quarks und zwei Antiquarks $(qq)(\bar{q}\bar{q})$ wiederum werden als Diquonium bezeichnet. Neben diesen Drei gibt es noch weitere Multiquarkzustände: die Penta-Quark-Zustände $(qqqq\bar{q})$ und die Dibaryonen $(qqq)(qqq)$.

Als Hybride oder Hybridmesonen werden Mesonen bezeichnet, die zusätzlich noch über eine gluonische Anregung verfügen. Eine solche Anregung geht also über orbitale oder radiale Anregungen der beiden Valenzquarks hinaus und ist eine Anregung beispielsweise des Fluxtubes, also innerhalb des gluonischen Anteils im Meson.

Als Gluebälle werden Zustände bezeichnet, die keine Valenzquarks enthalten sondern nur aus Gluonen bestehen. Aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen untereinander werden solche Teilchen von der QCD vorhergesagt. Auf deren weitere Eigenschaften wird in dem folgenden Kapitel näher eingegangen.

Exotischen Zustände können verschiedene Eigenschaften aufweisen, anhand derer sie von gewöhnlichen Hadronen unterschieden werden können. Beispielsweise können sie exotische Quantenzahlen besetzen. Das sind Quantenzahlen, die für ein $(q\bar{q})$ -System ausgeschlossen sind, z.B. $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, \dots$. Wenn ein Zustand mit einer solchen Quantenzahl nachgewiesen wird, muss es sich dabei zweifelsfrei um ein Exot handeln.

Ein weiteres mögliches Unterscheidungs-Merkmal ist der minimale Gehalt an Quarks, auf den unter Umständen durch den Zerfall eines Teilchens geschlossen werden kann. So muss beispielsweise die von der Belle-Kollaboration im Zerfall nach $\psi(2S)\pi^+$ beobachtete Resonanz $Z(4430)^+$ einen minimalen Quark-Gehalt von $c\bar{c}u\bar{d}$ aufweisen und somit ein Multiquarkzustand sein. Gegenwärtig wird die Existenz dieses Zustands kontrovers diskutiert.

Generell dienen Abweichungen zu den vorhergesagten Eigenschaften von Mesonen als Identifikationsmerkmale für Exoten. Als Beispiel dazu wurde bereits die Überbesetzung im skalaren Mesonnonett erwähnt. Weiterhin können von den Vorhersagen abweichende Massen, Breiten oder Zerfallseigenschaften ein Hinweis auf die exotische Natur eines Teilchens sein.

1.4 Gluebälle

Wie bereits erwähnt, sagt die QCD auch exotische Teilchen vorher, die nur aus Gluonen bestehen. Diese sogenannte Gluebälle enthalten keine Valenzquarks, sondern können sich wie Teilchen aus zwei oder mehr konstituierenden Gluonen $((gg)$ oder (ggg)) verhalten.

J^{PC}	$M_G(\text{MeV}/c^2)$
0^{++}	$1710 \pm 50 \pm 80$
2^{++}	$2390 \pm 30 \pm 120$
0^{-+}	$2560 \pm 35 \pm 120$
1^{+-}	$2980 \pm 30 \pm 140$
2^{-+}	$3040 \pm 40 \pm 150$
3^{+-}	$3600 \pm 40 \pm 170$
3^{++}	$3670 \pm 50 \pm 180$
1^{--}	$3830 \pm 40 \pm 190$
2^{--}	$4010 \pm 45 \pm 200$
3^{--}	$4200 \pm 45 \pm 200$
2^{+-}	$4230 \pm 50 \pm 200$
0^{+-}	$4780 \pm 60 \pm 230$

Tabelle 1.3: Vorhersagen der Glueball-Massen nach LQCD-Rechnungen (Ref. [2]). Es sind jeweils die statistischen Fehler und systematischen Unsicherheiten angegeben.

Da die Größenordnungen von Gluebällen in den nicht perturbativen Bereich der QCD fallen, sind Störungsrechnungen nicht möglich. Stattdessen können Vorhersagen zu den Massen von Gluebällen nur aus QCD basierten Modellen oder Näherungsverfahren wie beispielsweise Lattice-QCD Berechnungen getroffen werden. Mit solchen LQCD Rechnungen wurden Vorhersagen zu 12 verschiedenen Glueball-Kandidaten erstellt (Ref. [2]), die in Tabelle 1.3 angegeben sind und deren Spektrum in Abb. 1.5 gezeigt ist, wobei Aussagen über deren Quantenzahlen und Massen getroffen werden konnten.

Dabei hat der Grundzustand die Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}$. Diese Werte sind aufgrund der Näherungsverfahren mit denen sie ermittelt wurden als Richtwerte aufzufassen. Trotzdem zeigen sie zumindest die Größenordnungen und Bereiche auf, in denen mit Experimenten nach Gluebällen gesucht werden kann.

Solche Gluebälle können einige Alleinstellungsmerkmale aufweisen:

- **Zerfall hauptsächlich über die starke Wechselwirkung**

Da Gluebälle nur aus Gluonen bestehen, können sie ausschließlich in Prozessen höherer Ordnung über andere Grundkräfte als die Starke wechselwirken. Dies ist jedoch entsprechend unterdrückt. Deshalb werden sie fast ausschließlich über die starke Wechselwirkung erzeugt und zerfallen auch über diese.

- **Zerfall ist „flavour-blind“**

Gluebälle können in Teilchen jedes Quark-Flavours zerfallen, wobei dabei kein Flavour bevorzugt wird. Deshalb sind nach Korrektur von Phasenraum-Unterschieden die Verzweigungsverhältnisse für alle Quark-Flavour identisch.

- **Exotische Quantenzahlen sind möglich**

Gluebälle können Quantenzahlen besetzen, die normale $q\bar{q}$ -Systeme nicht haben können, z.B. 2^{+-} in Tabelle 1.3.

- **Relativ hohe Lebensdauer**

Aus den Vorhersagen für Gluebälle geht hervor, dass sie im Vergleich zu Mesonen ähnlicher Masse eine geringere Breite haben sollten.

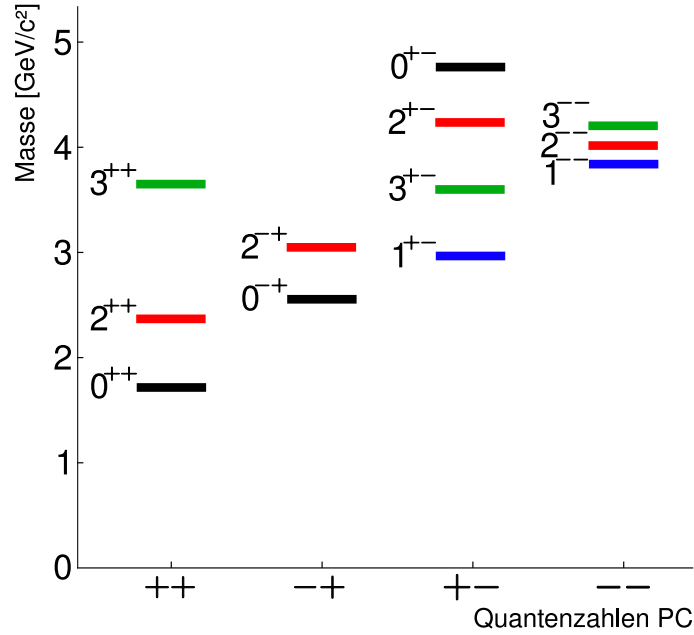


Abbildung 1.5: Spektrum der Glueball-Kandidaten aus LQCD Rechnungen

Diese Merkmale können alle dazu benutzt werden, um ein nachgewiesenes Teilchen als Glueball zu identifizieren.

Zur Produktion von Gluebällen bieten sich gluonenreiche Prozesse an, wie beispielsweise die Antiproton-Proton Annihilation. Insbesondere sind hier Prozesse interessant, die keine durchgehenden Quarklinien aufweisen können und somit alle Quarks des Anfangs-Zustands annihilieren.

Ein solcher Kanal ist beispielsweise:

$$\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \quad (\phi \rightarrow K^+ K^-) \tag{1.11}$$

Dabei gibt es keine durchgehende Quarklinien zwischen dem Anfangszustand $\bar{p}p$ ($(\bar{u}\bar{u}\bar{d})(ud)$) und dem Zustand $\phi\phi$ ($(s\bar{s})(s\bar{s})$). Gluebälle könnten in dieser gluonenreichen Reaktion als Zwischenzustand entstehen und dann nach $\phi\phi$ zerfallen. Dies ist möglich, da Gluebälle flavour-blind zerfallen.

Ein Hinweis auf eine mögliche Resonanz im Massenbereich von $2,2 \text{ GeV}/c^2$ wurde in diesem Kanal von der Jetset-Kollaboration gefunden (Ref. [3]). Die Menge an vermessenen Ereignissen reicht dabei jedoch nicht aus, um weitere Schlussfolgerungen zu ziehen.

1.5 Motivation

Bei dem sich momentan in der Entstehungsphase befindenden PANDA-Experiment (siehe nächstes Kapitel) ist ein Schwerpunkt die Mesonenspektroskopie, insbesondere die Suche nach Gluebällen in der $\bar{p}p$ -Annihilation.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Monte-Carlo basierte Simulationsstudien durchgeführt. Dabei wird die Produktion von Gluebällen und deren Zerfall an exklusiv rekonstruierten $\bar{p}p$ -

1.5. MOTIVATION

Annihilations Ereignissen studiert. Folgende Reaktionen werden betrachtet:

$$\bar{p}p \rightarrow \phi \phi \pi^0 \quad (\phi \rightarrow K^+ K^-, \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) \quad (1.12)$$

sowie

$$\bar{p}p \rightarrow \phi \phi \eta \quad (\phi \rightarrow K^+ K^-, \eta \rightarrow \gamma \gamma). \quad (1.13)$$

Mit diesen Daten wird eine Machbarkeits-Studie bei dem $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment durchgeführt. Besonderes Augenmerk wird dabei auf der Unterdrückung des hadronischen Untergrunds liegen, insbesondere solcher mit Pionen in den Endzuständen.

Ziel dieser Arbeit ist es unter der Vorgabe eines hohen Signal-Untergrund-Verhältnisses eine untere Grenze für den Produktions-Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, bei dem $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ noch sensitiv auf den Nachweise der hypothetischen Zustände ist.

2 Das \bar{P} ANDA-Experiment

Das \bar{P} ANDA-Experiment hat die Zielsetzung, die fundamentalen Probleme und drängendsten Fragestellungen zum Verständnis der starken Wechselwirkung anzugehen. Aufgrund der Komplexität der QCD im nichtperturbativen Bereich sind dazu Studien in unterschiedlichsten Bereichen notwendig. Das \bar{P} ANDA-Experiment wird dazu das neue Beschleuniger-Zentrum des FAIR-Projektes ergänzen, das in den nächsten Jahren auf dem Gelände der ursprünglichen GSI bei Darmstadt gebaut werden soll. Für dieses Projekt wird ein Detektor gebaut werden, der vom HESR-Speicherring mit einem Strahl aus Antiprotonen bisher unerreichter Präzision und Intensität versorgt werden wird.

Zum Zeitpunkt der Anfertigung der vorliegenden Arbeit befindet sich der \bar{P} ANDA-Detektor noch in der Design-Phase, wobei Prototypen einzelner Komponenten bereits in Bau sind. Deshalb wird hier das Experiment auf dem Stand des *Physics Performance Report for \bar{P} ANDA* (Ref. [4]) beschrieben, der parallel zu dieser Arbeit entstand.

2.1 Physikalische Zielsetzungen

Bei \bar{P} ANDA sollen Studien zu der starken Wechselwirkung durchgeführt werden, wofür sich die Antiprotonen-Annihilation hervorragend eignet. Dies ist einerseits ein gluonenreicher Prozess, bei dem die starke Wechselwirkung eine große Rolle spielt. Andererseits können, im Vergleich zu elektromagnetischen Prozessen wie sie bei Experimenten an Beschleunigern von Leptonen auftreten, Zustände unterschiedlichster Quantenzahlen produziert werden. Dadurch werden sich eine Vielzahl an $\bar{q}q$ -Systeme bilden, was sehr wichtig für die Mesonenspektroskopie ist.

Das \bar{P} ANDA-Experiment wird ein breites Spektrum verschiedenster Experimente aus dem Gebiet der Teilchenphysik umfassen und deshalb für die vielfältigsten Aufgaben ausgelegt sein. Besonderer Schwerpunkt wird dabei auf folgenden Punkten liegen:

- **Spektroskopie von Hadronen**

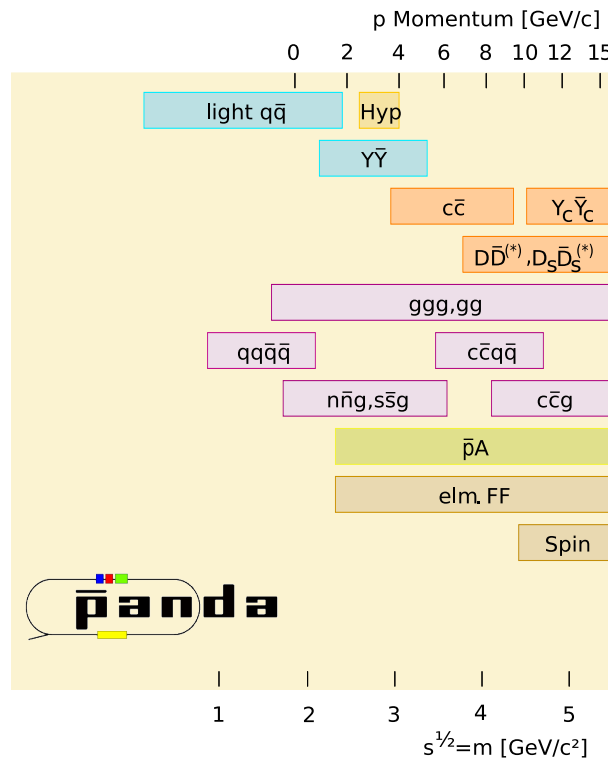
An \bar{P} ANDA sollen eine Vielzahl an Hadronen spektroskopiert werden. Neben leichten Mesonen wird dies auch mit Open Charm- und Charmonium-Zuständen möglich sein. Außerdem wird dies die Suche nach Exoten, insbesondere Hybriden und Glueballs ermöglichen.

- **Studium von Hadronen in Nukleonen**

Zum besseren Verständnis der Masse von Hadronen können diese auf der experimentellen Seite modifiziert und in Nukleonen eingebettet vermessen werden. Solche Experimente wurden bisher hauptsächlich mit leichten Quarks durchgeführt, wobei die hohe Energie des \bar{p} -Strahls an \bar{P} ANDA dies auch mit c -Quarks ermöglichen wird.

- **Studien zu Hyperkerne**

Hyperkerne sind Atomkerne, bei denen u oder d -Quarks in den Nukleonen durch s -Quarks ausgetauscht wurden. Solche Kerne werden sehr effizient bei \bar{P} ANDA produziert


 Abbildung 2.1: Übersicht zu den erwarteten Zuständen bei $\bar{\text{PANDA}}$

werden können. Dadurch wird es ermöglicht diese zu spektroskopieren und die Kräfte zwischen den Hyperonen und Nukleonen zu untersuchen.

- **Elektromagnetische Prozesse**

Prozesse wie $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ ermöglichen eine Messung des Proton-Formfaktors im zeitartigen Bereich, was bei $\bar{\text{PANDA}}$ mit hoher Auflösung möglich sein wird.

In Abb. 2.1 ist eine Übersicht der einzelnen, teilweise noch hypothetischen, Zuständen dargestellt, die bei $\bar{\text{PANDA}}$ mit dem verfügbaren Strahlimpuls der HESR Beschleunigeranlage produziert werden können.

2.2 Das FAIR Projekt und die HESR Beschleunigeranlage

Die bisherige Gesellschaft für Schwerionen-Forschung (GSI) bei Darmstadt soll im Rahmen des FAIR-Projektes in den nächsten Jahren deutlich erweitert und ausgebaut werden. Dazu werden neue Beschleuniger-Anlagen installiert, die Protonen und Antiprotonen beschleunigen und speichern können. Diese werden dann verschiedenen Experimenten zur Verfügung gestellt (siehe Abb. 2.2).

Eines der Größten dieser Experimente ist dabei das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment, das mit Antiprotonen versorgt wird, die im HESR-Speicherring gespeichert werden. Dieser soll dazu eine große Zahl an Antiprotonen speichern können, die dann für Experimente genutzt werden können. Der Impuls der Antiprotonen ist dabei variabel. Der Strahl wird über eine sehr kleine

2.2. DAS FAIR PROJEKT UND DIE HESR BESCHLEUNIGERANLAGE

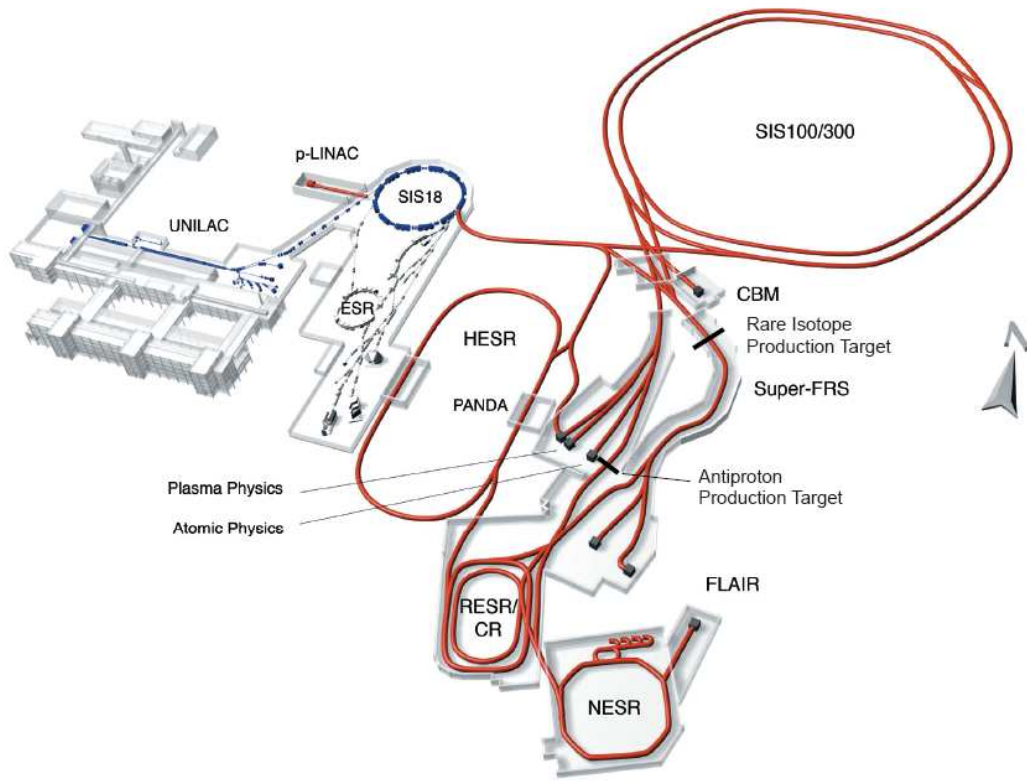


Abbildung 2.2: Übersicht über die heutige GSI mit den im Rahmen des FAIR-Projektes geplanten Erweiterungen.

Impulsunschärfe verfügen, was insbesondere für energieabhängige Scans wichtig ist, um damit indirekt Breiten von Resonanzen vermessen zu können.

Im Wechselwirkungs-Punkt, um den herum der $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor aufgebaut ist, trifft der Strahl auf ein Target aus Wasserstoff. Dabei ist noch nicht letztlich geklärt, ob dies ein Pellet Target aus gefrorenem Wasserstoff sein wird, oder ein Cluster Jet Target, das aus gasförmigem Wasserstoff auskondensiert wird. Durch die Verwendung eines solchen Targets wird eine sehr hohe Luminosität erreicht, die Messungen mit hoher Ereignisrate ermöglichen. Aufgrund der Streuung des Strahls am Target muss die ursprüngliche Güte des Strahls zur weiteren Verwendung erst wiederhergestellt, also die Impulsunschärfe verringert werden. Dies wird als Kühlung des Strahls bezeichnet. Dafür werden zwei Methoden zur Verfügung stehen: eine Elektronenkühlung sowie eine stochastische Kühlung. Die Kühlung mittels Elektronen wird bis zu einem Impuls von $p = 9 \text{ GeV}/c$ möglich sein, während die stochastische Kühlung ab $p = 3,8 \text{ GeV}/c$ bis zum Maximalimpuls eingesetzt werden kann. Die einzelnen Parameter des HESR-Speicherringes sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Je nach experimenteller Anforderung wird der Speicherring in zwei verschiedenen Modi betrieben werden können. So gibt es auf der einen Seite den Zustand größtmöglicher Auflösung (*HR-mode*) bei stochastischer Kühlung mit einer minimalen Impulsunschärfe $\sigma_p/p \leq 2 \cdot 10^{-5}$, die allerdings mit einer geringeren Luminosität von $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erkauft wird. Auf der anderen Seite kann die Luminosität auf bis zu $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erhöht werden (*HL-mode*,

Impulsbereich	$p = 1,5 - 15 \text{ GeV}/c$
Impulsunschärfe	$\sigma_p/p \approx 2 \cdot 10^{-5} - 10^{-4}$
Schwerpunktsenergie	$E_s = 2,25 - 5,47 \text{ GeV}$
Speicherkapazität	$10^{10} - 10^{11}$ Antiprotonen
Strahlradius	$< 1 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$
Dichte des Targets	$4 \cdot 10^{15} \text{ Atome}/\text{cm}^2$
Luminosität	$\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{31} - 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Tabelle 2.1: Strahleigenschaften bei $\bar{\text{PANDA}}$

Elektronenkühlung), wobei dann allerdings die Impulsunschärfe auf $\sigma_p/p \sim 10^{-4}$ sinkt.

2.3 Detektordesign

Die wichtigsten Design-Merkmale des $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors sind eine Abdeckung des nahezu gesamten Raumes, hohe Auflösung bei der Spurrekonstruktion (*tracking*) und Energie-Messung von Teilchen sowie deren Identifikation. Dies soll gleichzeitig bei sehr hohen Raten geschehen und die Elektronik soll eine vielseitige Auslesung und Selektion der Messwerte ermöglichen.

Dazu ist der Detektor als 4π Detektor ausgelegt. Dies bedeutet, dass er den Wechselwirkungspunkt in allen Raumrichtungen fast vollständig umschließt. Da das Schwerpunktsystem der Wechselwirkung nicht das Laborsystem ist, werden die Zerfallsprodukte aus dem Vertex diesen hauptsächlich in Vorwärtsrichtung verlassen. Deshalb ist der Detektor asymmetrisch konzipiert und besteht einerseits aus einer fassartigen Struktur um das Target herum (Target-Spektrometer) für große Winkel, die über einen supraleitenden Magneten (Solenoid) verfügt, sowie weiteren Komponenten in Vorwärtsrichtung (Vorwärts-Spektrometer) für kleine Winkel mit einem Dipol-Magneten (siehe Abb. 2.3).

In beiden Detektorbereichen, also sowohl um das Target herum als auch in Vorwärtsrichtung, sind die Spurrekonstruktion, die Identifikation geladener Teilchen sowie die elektromagnetische Kalorimetrie möglich. Dadurch können Endzustände mit neutralen und geladenen Endzustands-Teilchen nachgewiesen werden.

2.3.1 Subdetektoren

Der gesamte Detektor setzt sich aus mehreren Subdetektoren zusammen, die verschiedene Parameter der sie durchquerenden oder in ihnen absorbierten Teilchen messen können. Dadurch können die Ereignisse möglichst umfassend rekonstruiert werden. Diese Subdetektoren sind dabei schichtweise und im Target-Spektrometer zylindersymmetrisch zum Vertex angeordnet. Zusätzlich werden innerhalb des Detektors Magnetfelder erzeugt, in denen geladene Teilchen auf ihrer Flugbahn durch die Detektor-Komponenten in Abhängigkeit von ihrem Impuls abgelenkt werden, was eine Spurrekonstruktion ermöglicht. Von innen nach außen sind diese Subdetektoren:

- **Mikrovertex Detektor (MVD)**

Diese Komponente umgibt den Wechselwirkungs-Punkt und besteht aus mehreren Lagen von Halbleiter-Detektoren. Besonders bei der Vertex-Rekonstruktion einer Reaktion ist diese Detektorkomponente von Bedeutung. Es können aber auch Informationen über den Energieverlust dE/dx eines Teilchens gewonnen werden.

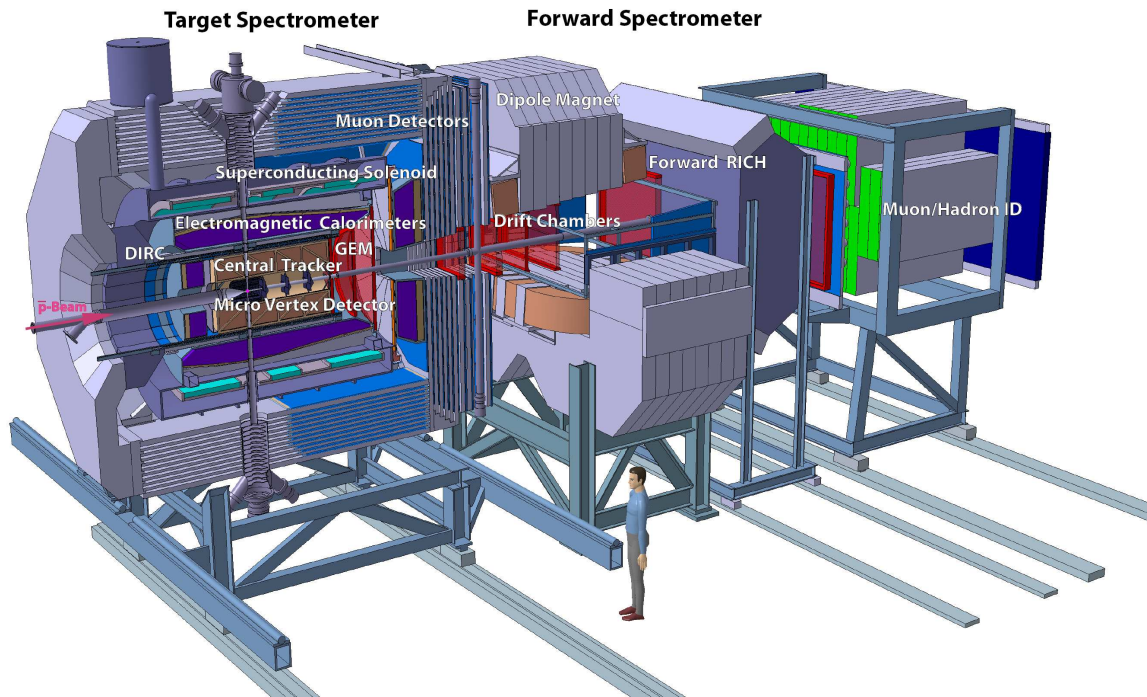


Abbildung 2.3: Dreidimensionales Modell des PANDA-Detektors mit den einzelnen Detektor-komponenten.

- **Zentrale Spurrekonstruktion im Target-Spektrometer**

Hier werden noch zwei verschiedene Detektor-Konzepte diskutiert. Einerseits ein *Straw Tube Tracker* (STT), oder aber eine *Time Projection Chamber* (TPC). Beiden ist gemein, dass geladene Teilchen ein Gas-Volumen durchdringen und dieses entlang ihrer Flugbahn ionisieren, was registriert wird. Außer einer Spurrekonstruktion ist dabei ebenfalls eine Messung des Energieverlustes dE/dx der Teilchen möglich.

- **Spurrekonstruktion in Vorwärtsrichtung**

In Vorwärtsrichtung schließt sich an den STT bzw. TPC-Detektor direkt ein GEM-Foliendetektor an. Zusätzlich befinden sich im Vorwärts-Spektrometer mehrere Driftkammern, die eine Spurrekonstruktion über einen großen Impulsbereich hinweg erlauben. All diesen Detektoren ist gemein, dass sie über ein gasgefülltes Volumen verfügen, welches von geladenen Teilchen ionisiert werden kann.

- **Tscherenkow-Detektoren (DIRC) und *Time-of-Flight* (TOF)**

Tscherenkow-Detektoren verfügen über ein Material mit möglichst großem Brechungsindex, in diesem Fall Quarz. Wenn geladene Teilchen diesen mit einer höheren Geschwindigkeit durchqueren, als die Lichtgeschwindigkeit in dem Material, wird Licht unter einem Winkel emittiert. Dieser Winkel (Tscherenkow-Winkel) ist durch die Geschwindigkeit v der Teilchen bestimmt, die damit gemessen werden kann. Bei Teilchen die langsamer sind, kann hingegen die Geschwindigkeit anhand der Flugzeit über eine bekannte Strecke ermittelt werden (TOF). Zusammen mit dem Impuls aus der Spurrekonstruktion kann dann die Masse der Teilchen ermittelt und diese damit identifiziert werden.

Tscherenkow-Detektoren werden im Target-Spektrometer fassförmig um den Wechselwirkungs-Punkt herum angeordnet sein (Barrel DIRC), sowie in Vorwärtsrichtung scheibenförmig (Forward Endcap DIRC/Disk DIRC). Im Vorwärts-Spektrometer ist zusätzlich noch ein RICH Detektor geplant.

- **Elektromagnetische Kalorimeter (EMC)**

Zur Vermessung von Photonen und Elektronen wird ein elektromagnetisches Kalorimeter eingesetzt. Dieses besteht aus einer Vielzahl an massiven Szintillations-Kristallen, in denen die Teilchen einen elektromagnetischen Schauer erzeugen, anhand dessen Intensität und Position die Energie sowie die Flugbahn des Teilchens bestimmt werden kann. EMC Detektoren sind ähnlich zu den DIRC Detektoren im Target-Spektrometer zylindrisch um den Wechselwirkungs-Punkt herum angeordnet, woran in Vorwärtsrichtung eine planare Anordnung anschließt. Im Vorwärts-Spektrometer wird zusätzlich noch ein Kalorimeter in Shashlyk Bauweise zum Einsatz kommen.

- **Myon Detektor**

Ganz außen befindet sich schließlich der Myon-Detektor. Dieser besteht aus mehrschichtigem Szintillator-Material, das durch mehrere Schichten aus massivem Eisen gegen den Vertex abgeschirmt wird. Dadurch ist sichergestellt, dass nur Myonen diesen Detektor erreichen und somit identifiziert werden können.

Beim späteren Betrieb des Detektors werden die Daten aus den einzelnen Subdetektoren online ausgelesen, aufgewertet, vorselektiert und abgespeichert. Damit stehen sie für spätere Offline-Analysen zur Verfügung.

2.4 Offline-Software

Die Offline-Software von $\bar{\text{PANDA}}$ die auch für die Studien dieser Arbeit verwendet wurde, ist größtenteils in C++ geschrieben. Die Software gliedert sich je nach Aufgabe in einzelne Teile:

- Generierung der Ereignisse
- Simulation der Teilchenbahnen durch den gesamten $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektor sowie deren Wechselwirkungen in den einzelnen Subdetektoren unter Verwendung von GEANT4
- Erfassung dieser Daten aus den einzelnen Subdetektoren sowie deren vollständige Online-Verarbeitung
- Rekonstruktion und Identifikation geladener und neutraler Teilchen und die Bereitstellung dieser in Form von definierten Listen für die weitere Analyse
- Benutzerfreundliche Werkzeuge zur Datenanalyse auf höchster Ebene, die es ermöglichen Zerfallsbäume zu rekonstruieren und eine Selektion der Daten durchzuführen.

2.4.1 Generierung der Ereignisse

Zur Generierung der Ereignisse für einen definierten Kanal kann EvtGen (Ref. [5]) genutzt werden. Dies ermöglicht es Ereignisse zu einem bestimmten Kanal zu generieren, wobei Zerfallseigenschaften, Winkelverteilungen, Polarisierung etc. berücksichtigt werden. Freiheitsgrade innerhalb des Zerfallsbaums werden durch Monte-Carlo generierten Zufallszahlen gefüllt, was

einerseits eine physikalisch korrekte Verteilung der Ereignisse mit anschließender statistischer Analyse ermöglicht, andererseits aber auch aufgrund der reproduzierbaren Zufallsmuster des Monte-Carlo Generators die Generierung der Ereignisse ebenfalls reproduzierbar macht.

Zur Generierung von allgemeinen Untergrundkanälen aus der $\bar{p}p$ -Annihilation steht ein weiterer Generator zur Verfügung, der auf dem Dual Parton Modell (Ref. [6]) basiert. Dieser DPM-Generator ist in der Lage, die bei der $\bar{p}p$ -Annihilation am häufigsten auftretenden Reaktionen mit ihren jeweiligen Wirkungsquerschnitten anhand physikalischer Modelle zu berechnen. Diese Daten können dann als allgemeine Untergrundkanäle betrachtet und bei der Analyse eines bestimmten Kanals ebenfalls berücksichtigt werden.

2.4.2 Propagation der Teilchen durch den Detektor

Zur Simulation der Teilchenbahnen im Detektor sowie deren Wechselwirkungen in den einzelnen Subdetektoren wird GEANT4 (Ref. [7] [8]) verwendet. Dabei werden sämtliche mögliche Wechselwirkungen und Zerfälle der unterschiedlichen Teilchen berücksichtigt.

Bei der Simulation wird dabei ein Aufbau des Detektors benutzt, wie er bereits in Kapitel 2.3 beschrieben und in Abbildung 2.3 dargestellt wird. Da der Einsatz mancher Komponenten noch nicht feststeht, wird teilweise ein etwas vereinfachter Detektor-Aufbau zur Simulation verwendet. So werden die Subdetektoren TOF und auch der RICH Detektor in Vorwärts-Richtung nicht berücksichtigt. Für die Spurrekonstruktion im Target-Spektrometer wird der MVD Detektor, ein STT Detektor sowie der GEM-Foliendetektor verwendet. Bei dem Myon-Detektor werden nur zwei Schichten Szintillator-Material angenommen und ebenfalls zur Spurrekonstruktion verwendet. Als Target wird ein Pellet-Target verwendet. Für den Wechselwirkungs-Punkt wird eine Unschärfe von $\sigma = 0,275$ mm in allen Richtungen angenommen.

Die Eigenschaften der Subdetektoren hinsichtlich ihrer Auflösung werden berücksichtigt und die Messwerte der einzelnen Komponenten innerhalb der Grenzen dieser Messfehler entsprechend verschmiert. Schließlich erfolgt eine Digitalisierung der Messwerte, wobei möglichst realistische Daten entstehen, wie sie bei einem späteren Betrieb des Detektors zu erwarten sind.

2.4.3 Ereignis-Rekonstruktion

Die Digitalisierung ermöglicht es in Zukunft zur Rekonstruktion von tatsächlich gemessenen Daten dieselbe Software zu verwenden wie für simulierte Monte-Carlo-Ereignisse.

Zur Rekonstruktion von Photonen werden die elektromagnetischen Schauer im EMC analysiert. Aus der daraus resultierenden Verteilung des Energiedeposit über mehrere Kristalle hinweg lassen sich die beiden Winkel ϑ und φ , sowie die Energie des ursprünglichen Photons rekonstruieren.

Bei geladenen Teilchen wird einerseits eine Rekonstruktion ihrer Flugbahn durch den Detektor (*tracking*) durchgeführt und andererseits eine Teilchen-Identifikation. Da geladene Teilchen im Magnetfeld des Detektors abgelenkt werden, ergibt sich eine helixförmige Flugbahn, die mit der Spurrekonstruktion bestimmt werden kann. Aus dem Radius dieser Flugbahn lässt sich dann zusammen mit dem bekannten Magnetfeld im Detektor der Impuls der Teilchen ermitteln. Zur Spurrekonstruktion werden dabei ort- und zeitbezogene Daten möglichst vieler Subsysteme verwendet. Im Target-Spektrometer kommen dazu der STT- und der GEM-Detektor in Frage und im Vorwärts-Spektrometer die Driftkammern. Aus den einzelnen Messpunkten

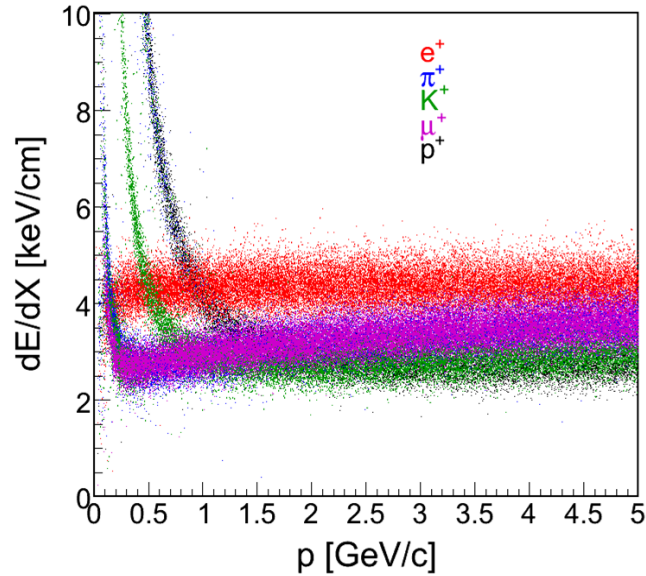


Abbildung 2.4: Typischer Verlauf des Energieverlustes pro zurückgelegter Strecke dE/dx für geladene Teilchen. Je nach nachzuweisenden Teilchen ergeben sich Impulsbereiche mit einer hohen und solche mit einer geringen Güte der Identifikation. Außerdem überschneiden sich die einzelnen Kurvenverläufe auch, was eine Trennung der Teilchensorten an diesen Stellen unmöglich macht (Ref. [4]).

wird dann mittels einer χ^2 -Anpassung die optimale Flugbahn des Teilchens ermittelt, womit schließlich Informationen zu dessen Aufenthaltsort und Impuls der weiteren Analyse zur Verfügung gestellt werden. Zusätzlich ermöglicht der MVD aufgrund dessen kompakter Bauweise eine präzise Bestimmung des Vertex von mehreren Teilchen.

2.4.4 Teilchen-Identifikation

Die Identifikation von geladenen Teilchen (PID) spielt bei $\bar{\text{PANDA}}$ eine sehr große Rolle und muss über einen großen Impulsbereich von 200 MeV/c bis zu 10 GeV/c gewährleistet werden. Dazu wird zu jedem geladenen Teilchen für die einzelnen Hypothesen zu dessen Identität ein Likelihood-Wert bestimmt. Dieser Wert gibt dann die Wahrscheinlichkeit an, mit der es sich bei einem gemessenen Ereignis um eine bestimmte Teilchensorte handelt. Berechnet wird diese Likelihood α aus dem erwarteten Messwert unter einer bestimmten Teilchen-Hypothese (z.B. für Kaonen) μ , verglichen mit dem tatsächlichen Messwert, der um δ von μ abweicht. Bei gaußverteilten Werten ist dies (Ref. [1]):

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{\mu-\delta}^{\mu+\delta} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} dx \quad (2.1)$$

wobei sich σ aus der Auflösung des idealisierten Detektors ergibt. Bei realen Detektoren liegt meist keine ideale Gauß-Verteilung vor, wobei oft diese angenähert werden kann, oder diese mit einer weiteren Verteilung gefaltet ist.

Diese Likelihood wird für jeden einzelnen Subdetektor bestimmt. Insbesondere werden dazu aus den Subdetektoren verschiedene Größen wie dE/dx oder Messungen zur Geschwindigkeit

aus den DIRC Detektoren verwendet. dE/dx -Messungen erfolgen aus Informationen von dem MVD-Detektor sowie dem STT-Detektor. Der spezifische Energieverlust dE/dx in Materie kann mit der Bethe-Bloch-Formel in Abhängigkeit von Impuls und Masse des Teilchens berechnet werden. Diese Größe wird dann mit dem Wert der Messung verglichen und daraus für jedes so gemessene Teilchen eine Likelihood für jede mögliche Teilchensorte (e , p , π , K oder μ) berechnet.

Im MVD können pro Teilchen je nach dessen Flugrichtung zwischen 4 bis 6 Messwerte für dE aus dessen unterschiedlichen Lagen ermittelt werden. Zusätzlich ist auch eine gute Kenntnis der Teilchenspur notwendig, um aus dessen Flugbahn durch den Halbleiterdetektor das entsprechende dx zu bestimmen. Durch Mittelung aller Messwerte können Fehler minimiert werden. Schließlich werden die Messwerte mit den erwarteten Werten für die geladenen Teilchen unter verschiedenen Hypothesen zu deren Identität verglichen und daraus die Likelihood berechnet.

Ein weiterer Subdetektor, mit dem dE/dx Messungen gemacht werden, ist der STT. Bei diesem durchfliegen die Teilchen je nach Winkelbereich zwischen 8 (Vorwärtsrichtung) und 24 Straw Tubes, wodurch sich diese entsprechende Anzahl an Messwerten ergibt. Aus diesen Messwerten wird dann ebenfalls ein Likelihood für jede Teilchenhypothese berechnet. Dieses Verfahren ist aber in hohem Maße vom Impuls der Teilchen abhängig, da sich die Verteilungen der einzelnen Teilchensorten gegenseitig überschneiden und schließlich in eine breite Verteilung auf nahezu identischem Niveau für die einzelnen Teilchen übergehen. Insbesondere bei Überschneidungen lassen sich die jeweiligen Teilchensorten nicht mehr voneinander trennen (vgl. Abb. 2.4). Deshalb ist es wichtig, auch weitere Methoden zu berücksichtigen.

Weitere Subdetektoren, die bei der Identifikation von Teilchen eine wichtige Rolle spielen, sind die DIRC Detektoren. Dazu wird anhand des aus der Spurrekonstruktion ermittelten Impulses für jedes geladene Teilchen die Tscherenkow-Winkel mit Fehlern für die einzelnen Teilchenhypothesen berechnet. Dieser wird mit dem gemessenen Wert verglichen und daraus kann dann ebenfalls eine Likelihood ermittelt werden. Doch auch diese Methode ist impuls-, oder vielmehr geschwindigkeitsabhängig, denn Tscherenkow-Detektoren sprechen nur auf geladene Teilchen an, deren Geschwindigkeit größer als Licht in dem Medium des Detektors ist. Da insbesondere schwere Teilchen bei gegebenem Impuls langsamer sind als leichte, verschiebt sich die Grenze ab der die schweren Teilchen Tscherenkow-Licht erzeugen hin zu höheren Impulsen.

Speziell Elektronen können auch mit dem EMC identifiziert werden. Im Gegensatz zu Hadronen und Myonen wird die Energie der Elektronen im EMC vollständig absorbiert. Zusammen mit dem Impuls aus der Spurrekonstruktion ergibt sich dann für Elektronen ein konstanter Wert $E/p \approx 1$, nicht aber für Hadronen und Myonen.

Für die PID Informationen wird zu jedem geladenen Teilchen aus der rekonstruierten Spur in den inneren Komponenten des Detektors die weitere Flugbahn, unter der Hypothese, dass es sich um ein Myon handelt, berechnet und der Eintrittspunkt im Myon-Detektor ermittelt. Dieser wird dann mit den gemessenen Daten der Szintillatoren des Myon-Detektors verglichen und eine Likelihood anhand der Abweichung dieser beiden Werte bestimmt.

Schließlich wird aus all diesen Likelihood-Werten der einzelnen Subdetektoren eine globale Likelihood pro Teilchensorte $p(k)$ ermittelt:

$$p(k) = \frac{\prod_i p_i(k)}{\sum_j \prod_i p_i(j)} \quad (2.2)$$

Das Produkt mit dem Index i läuft über alle verwendeten Subdetektoren und die Summe mit

dem Index j über die fünf Teilchensorten e , μ , π , K und p .

Dem Anwender der Analyse wird diese globale Likelihood in Form von Listen mit den Teilchenkandidaten zur Verfügung gestellt. Dabei gibt es für jede dieser fünf Teilchensorten vier verschiedene Listen. Die vier Listen unterscheiden sich hinsichtlich des geforderten Minimalwerts für die Wahrscheinlichkeit $p(k)$. Ein hoher geforderter Wert entspricht einer hohen Reinheit des Signals, aber auch einer geringeren Effizienz.

2.5 Analyse

Die so aufbereiteten Daten des Detektors, die nun Ereignisse in diesem repräsentieren, können dann für physikalische Analysen verwendet werden. Diese erfolgen im Wesentlichen in drei Schritten

- Eine grobe Vorselektion der Ereignisse.
- Eine Ereignis-Rekonstruktion, bei welcher der zu analysierende Zerfallsbaum aus den Teilchen des Endzustandes rekursiv zusammen gesetzt wird und darauf selektiert werden kann. Dazu können beispielsweise invariante Massenfenster gesetzt oder die Ereignisse kinematisch angepasst werden. Das Ergebnis dieses Analyse-Schrittes wird schließlich in Form von n-Tupeln abgespeichert.
- Im letzten Schritt kann die Selektion auf Basis der Daten der n-Tupel weiter optimiert werden. Anschließend können Histogramme angelegt und Funktionen an diese angepasst werden.

Dabei steht mit ROOT (Ref. [9]) ein umfangreiches und interaktives Instrumentarium zur Verfügung.

3 Ereignis-Generierung

Bei der Simulation und Ereignis-Rekonstruktion werden wie beschrieben Daten produziert, wie sie später im Betrieb des Experiments ebenfalls zur Verfügung stehen werden. Dadurch können bereits in der Design-Phase des Experiments Aussagen über Eigenschaften des Detektors, wie beispielsweise die Nachweis-Effizienz bei konkreten Zerfallskanälen, getroffen werden, um diesen darauf aufbauend zu optimieren.

Zur Generierung der Ereignisse für die untersuchten Zerfallskanäle müssen im Voraus eine Reihe von Randbedingungen festgelegt werden. Darauf wird in diesem Kapitel eingegangen. Außerdem werden weitere Eigenschaften wie die Verzweigungsverhältnisse der betrachteten Kanäle diskutiert. Anschließend werden problematische Untergrundkanäle vorgestellt und ebenfalls auf deren Wirkungsquerschnitte eingegangen. Zum Abschluss wird eine Methode vorgestellt, um die sehr große Menge an benötigten Untergrund-Ereignissen effizient zu simulieren.

3.1 Signal - Monte Carlo

Auf die grundsätzlichen Annahmen zu den hypothetischen Glueball-Zustände wurde bereits in der Einleitung im Abschnitt 1.4 eingegangen. Demnach gibt es Gluebälle, für deren Existenz es erste Hinweise gibt. Basierend auf der Vorhersage aus [2] (siehe dazu Tabelle 1.3) werden in dieser Arbeit die Zerfälle

$$f^{GB} \rightarrow \phi\phi \quad (3.1)$$

betrachtet. Als mögliche Glueball-Zustände f^{GB} für diesen Zerfall kommen dabei alle infrage, deren Massen und Quantenzahlen einen solchen Zerfall erlauben und die durch den verfügbaren Strahlimpuls am PANDA-Detektor energetisch erreichbar sind. Die ϕ -Mesonen besitzen jeweils eine C -Parität von $C = -1$. Da dies eine multiplikative Quantenzahl ist, können nur Zustände mit $C = +1$ in ein $\phi\phi$ -System zerfallen. Zusammen mit energetischen Betrachtungen ergeben sich damit vier Zustände:

J^{PC}	$M_G(\text{MeV}/c^2)$
2^{++}	$2390 \pm 30 \pm 120$
0^{-+}	$2560 \pm 35 \pm 120$
2^{-+}	$3040 \pm 40 \pm 150$
3^{++}	$3670 \pm 50 \pm 180$

Abgesehen von dieser Auswahl wird auf die Quantenzahlen nicht weiter eingegangen. Insbesondere wird der Zerfall als phasenraumverteilt betrachtet und Winkelverteilungen im Zerfall aufgrund der Quantenzahlen nicht berücksichtigt.

Außerdem wird in der Simulation eine Breite von

$$\Gamma_{GB} = 10 \text{ MeV} \quad (3.2)$$

angenommen.

Aufgrund der ungenauen Vorhersagen ist eine Erzeugung der gesuchten Zustände in Formation nicht praktikabel. Stattdessen werden diese vier Glueball-Zustände in $\bar{p}p$ -Annihilation in Produktion simuliert, also zusammen mit Rückstoßteilchen. Um möglichst hohe Massen zu erreichen geschieht dies bei dem maximalen Strahlimpuls von

$$p = 15 \text{ GeV}/c, \quad (3.3)$$

was einer Schwerpunktsenergie von $E_s = 5,47 \text{ GeV}$ entspricht.

Als Rückstoßteilchen werde in dieser Studie leichte Mesonen verwendet, in diesem Fall ein π^0 oder η . Damit sehen die Reaktionen folgendermaßen aus:

$$\bar{p}p \rightarrow f^{GB} \pi^0 \quad (3.4)$$

$$\bar{p}p \rightarrow f^{GB} \eta \quad (3.5)$$

Der Glueball-Zustand zerfällt dann weiter in $\phi\phi$. Da das ϕ -Meson ein hohes Verzweigungs-verhältnis für den Zerfall in $K^+ K^-$ besitzt und PANDA eine gute Teilchenidentifikation, insbesondere zur Separation von Kaonen und Pionen aufweist, werden nur die weiteren Zerfälle $\phi \rightarrow K^+ K^-$ rekonstruiert und in der Simulation berücksichtigt. Die beiden *Recoil*-Teilchen werden im Zerfall nach $\gamma\gamma$ betrachtet.

Insgesamt ergeben sich damit folgende Endzustände:

$$\bar{p}p \rightarrow \phi\phi\pi^0 \quad (3.6)$$

$$\phi \rightarrow K^+ K^-, \quad \text{also}$$

$$\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- K^+ K^- \pi^0 \quad \text{mit}$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma,$$

sowie

$$\bar{p}p \rightarrow \phi\phi\eta \quad (3.7)$$

$$\phi \rightarrow K^+ K^- \quad \text{also analog}$$

$$\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- K^+ K^- \eta \quad \text{mit}$$

$$\eta \rightarrow \gamma\gamma,$$

3.1.1 Verzweigungsverhältnisse

Mit den bekannten Verzweigungsverhältnissen lassen diese sich für die gesamte Reaktion ermitteln, wobei das Verhältnis $\mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi)$ für die Zerfälle $f^{GB} \rightarrow \phi\phi$ nicht bekannt ist. Die Verzweigungsverhältnisse der weiteren Zerfälle sind (Ref. [1]):

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+ K^-) &= (49,2 \pm 0,6) \% \\ \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) &= (98,798 \pm 0,032) \% \\ \mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) &= (39,31 \pm 0,20) \% \end{aligned} \quad (3.8)$$

Damit lassen sich nun die einzelnen Verzweigungsverhältnisse der jeweiligen Kanäle berechnen. Für Kanal 3.6 ergibt sich somit:

$$\mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi\pi^0) = \mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+ K^-)^2 \cdot \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi) \quad (3.9)$$

$$= (0,2392 \pm 0,0058) \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi) \quad (3.10)$$

und für Kanal 3.7:

$$\mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi \phi \eta) = \mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+ K^-)^2 \cdot \mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma \gamma) \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi \phi) \quad (3.11)$$

$$= (0,0952 \pm 0,0024) \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi \phi) \quad (3.12)$$

als Verzweigungsverhältnis.

3.1.2 Wirkungsquerschnitte

Für die Wirkungsquerschnitte von Gluebällen in $\bar{p}p$ -Annihilation gibt es keine Vorhersagen. Allerdings gibt es durch Messungen der Crystal-Barrel Kollaboration des $f_0(1500)$ motivierte Annahmen, wonach die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Gluebälle in derselben Größenordnung liegen sollten wie für konventionelle Hadronen vergleichbarer Masse.

Für Betrachtungen von Signal und Untergrund spielt neben dem Wirkungsquerschnitt σ_{GB} auch das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}_{GB \rightarrow \phi \phi}$ eine Rolle. Dieses ist für Gluebälle ebenfalls nicht bekannt. Deshalb werden diese beiden Größen im Folgenden meist in Kombination betrachtet und Aussagen für beide zusammen getroffen:

$$\sigma_{GB} \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi \phi) \quad (3.13)$$

3.2 Untergrund

Um eine Resonanz mit möglichst reinem Signal nachweisen zu können, ist eine gute Unterdrückung des Untergrunds notwendig. Dabei gibt es verschiedene Arten von Untergrund:

1. Es können andere Resonanzen mit ähnlicher Masse in denselben Endzustand zerfallen, den die Signal-Reaktion aufweist.
2. Kanäle mit ähnlichen Endzuständen können z.B. aufgrund von Teilchen-Missidentifikation fälschlicherweise als Signal-Ereignis rekonstruiert werden.

Andere Resonanzen mit ähnlicher Masse wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachtet, da insbesondere die Charmonium-Zustände wie $\eta_c(1S)$ bei $m = (2980, 3 \pm 1, 2)$ MeV mit $\Gamma = (26, 7 \pm 3, 0)$ MeV oder $\chi_{c2}(1P)$ bei $m = (3556, 20 \pm 0, 09)$ MeV mit $\Gamma = (2, 03 \pm 0, 12)$ MeV (Ref. [1]) sehr schmal sind und sich deshalb von den Massen der Glueball-Zuständen im Spektrum gut separieren lassen sollten.

Andere Kanäle mit ähnlichen Endzuständen können zu einem problematischen Untergrund werden, wenn sie einen vielfach höheren Wirkungsquerschnitt als die Signal-Reaktion aufweisen. Verursacht beispielsweise durch ein bei der Rekonstruktion nicht separierbares Ereignis mehrerer Photonen im EMC, was dann als ein Ereignis höherer Energie interpretiert wird. Oder aber auch durch physikalische Effekte geringerer Wahrscheinlichkeit, wie Wechselwirkungen geladener Teilchen in Kernnähe, kann es immer wieder zu Missidentifikationen kommen. Solche Falsch-Interpretationen können sich bedingt durch den vielfach höheren Wirkungsquerschnitt von manchen Untergrundkanälen im Vergleich zum gesuchten Kanal in problematischen Größenordnungen bewegen.

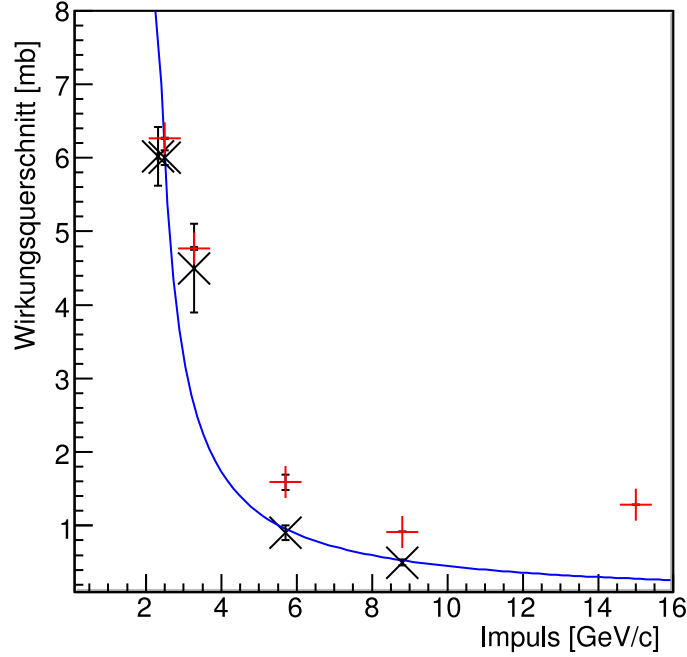


Abbildung 3.1: Wirkungsquerschnitte σ der einzelnen Untergrundkanäle bei verschiedenen Strahlimpulsen. Die schwarzen X-Punkte sind dabei gemessene Werte (Ref. [10]) zum Vergleich und die roten Kreuze die Werte des *DPM-Event* Generators. Zusätzlich wurde eine Funktion gemäß $1/s$ (\sqrt{s} Schwerpunktsenergie) angepasst, um die Wirkungsquerschnitte zu höheren Impulsen hin zu extrapolieren (blaue Kurve).

Dies betrifft bei der $\bar{p}p$ -Annihilation vor allem Kanäle mit Pionen. Als mögliche problematische Untergrundkanäle werden hier deshalb die folgenden berücksichtigt:

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (3.14)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \eta \quad (3.15)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \quad (3.16)$$

Durch eine Missidentifikation der Pionen als Kaonen können diese Kanäle fälschlicherweise als $\phi\phi\pi^0$ bzw. $\phi\phi\eta$ -Ereignisse rekonstruiert werden und damit Untergrund bilden.

So ist bei allen drei Kanälen eine gute Kaon-Pion-Separation sehr wichtig, während bei dem letzten dieser Untergrund-Kanäle zusätzlich die Separation von Ereignissen mit 4 bzw. 2 Photonen eine wichtige Rolle spielt.

3.2.1 Wirkungsquerschnitte

Um das zu erwartende Signal-Untergrund-Verhältnis S/B bestimmen zu können, muss der Wirkungsquerschnitt des Untergrunds σ für $\bar{p}p$ -Reaktionen bei $15 \text{ GeV}/c$ bekannt sein oder zumindest dessen Größenordnung abgeschätzt werden. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit existierten jedoch keine Messungen zu obigen Kanälen bei $15 \text{ GeV}/c$, wohl aber bei anderen, niedrigeren Impulsen. Zur Abschätzung des Wirkungsquerschnittes σ wurde der auf dem Dual Parton Modell basierenden DPM Event-Generator bei einem Strahlimpuls von $p = 15 \text{ GeV}/c$ benutzt

3.3. MONTE-CARLO PRODUKTION

(siehe Kapitel 2.4.1). Aus der dabei auftretenden Häufigkeit der Endzustände des hier betrachteten Untergrunds lässt sich deren relativer Anteil an allen möglichen vom DPM-Generator berücksichtigten Reaktionen bestimmen. Zusammen mit dem bekannten gesamten Wirkungsquerschnitt von $\bar{p}p$ -Reaktionen bei $p = 15 \text{ GeV}/c$ mit $\sigma_{tot} = 51 \text{ mb}$ (Ref. [1]) kann daraus der Wirkungsquerschnitt der einzelnen Untergrundkanäle ermittelt werden:

$$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (1.285 \pm 0.00177) \text{ mb} \quad (3.17)$$

$$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \eta \quad (1.321 \pm 0.00175) \text{ mb} \quad (3.18)$$

$$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \quad (0.748 \pm 0.00233) \text{ mb} \quad (3.19)$$

Die Fehlerangaben beziehen sich dabei auf den statistischen Fehler und sind somit lediglich von der Anzahl der generierten Ereignisse abhängig und vernachlässigbar klein. Bei diesem Verfahren werden mögliche resonante Zwischenzustände, also Resonanzen die in Teilchen des Endzustands zerfallen können, ebenfalls berücksichtigt.

Zur Kontrolle dieser Ergebnisse wurde dieselbe Methode für alle drei Untergrundkanäle auch bei verschiedenen bereits gemessenen Impulsen durchgeführt und die Ergebnisse verglichen. Insbesondere für den Kanal 3.17 konnten dazu fünf verschiedene Messwerte herangezogen werden. Wie in Abb. 3.1 zu erkennen ist, stimmen die Größenordnungen dabei überein. Zusätzlich lässt sich eine Funktion an die Messwerte von $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ anpassen und damit der weitere Verlauf des Wirkungsquerschnitts extrapolieren. Deutlich erkennbar ist, dass auch die Werte des DPM-Generators diesem Verlauf folgen.

Kanal	Strahlimpuls [GeV/c]	Wirkungsquerschnitt [mb]	
		gemessen	DPM-Generator
3.17	2, 32	$6,02 \pm 0,4$	–
	2, 5	$6,0 \pm 0,1$	$6,27 \pm 0,05$
	3, 28	$4,5 \pm 0,6$	$4,77 \pm 0,02$
	5, 7	$0,9 \pm 0,1$	$1,59 \pm 0,1$
	8, 8	$0,5 \pm 0,04$	$0,92 \pm 0,002$
3.18	0, 72	$0,68 \pm 0,07$	$2,87 \pm 0,01$
3.19	2, 5	$7,8 \pm 0,1$	$4,98 \pm 0,01$

Tabelle 3.2: Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte (aus Ref. [10] und [11]) mit den anhand des DPM-Generators ermittelten Werten für alle drei Untergrundkanäle und bei verschiedenen Strahlimpulsen.

Bei den beiden anderen Untergrundkanälen 3.18 sowie 3.19 existiert jeweils nur ein Messwert (Ref. [11] sowie [10]), der mit dem Wert des DPM-Generators verglichen werden kann (siehe Tabelle 3.2). Auch dabei wurden die Größenordnungen korrekt vom DPM-Generator reproduziert. Insgesamt ist das Ergebnis des DPM-Generators eine eher konservative Abschätzung der Wirkungsquerschnitte.

3.3 Monte-Carlo Produktion

Mit diesen Annahmen lassen sich nun Daten für die einzelnen Kanäle simulieren. Für die vier Glueball-Kandidaten wurde dafür je ein Teilchen mit entsprechender Masse und Breite definiert. Dieses wurde zusammen mit einem π^0 bzw. η erzeugt und gemäß der in Gleichung

3.4 und 3.5 auftretenden Zerfallsketten zerfallen gelassen. Damit werden phasenraumverteilte Ereignisse generiert. Die Endzustandsteilchen werden in der Simulation durch den Detektor propagiert und Wechselwirkungs-Prozesse mit dem Detektor-Material simuliert. Die erhaltenen Energiedeposits werden digitalisiert, dabei Auflösung und Rauschen berücksichtigt, und entsprechen dann den Signalen der späteren Ausleseelektronik der Detektor-Komponenten (Digitalisierung). Mit diesen Informationen erfolgt schließlich die Rekonstruktion der Ereignisse (siehe Kapitel 2.4.2 und 2.4.3).

Für diese Analyse von vier Glueball-Kandidaten bei jeweils zwei verschiedenen Kanälen wurden deshalb pro Kandidat und Kanal $40k$ Ereignisse produziert. Für den Fall nicht-resonanter $\phi\phi\pi^0$ und $\phi\phi\eta$ -Ereignisse wurden jeweils $100k$ Ereignisse produziert.

Zur sinnvollen Berücksichtigung des Untergrunds müssen zu diesem wesentlich mehr Ereignisse als für die Signal-Reaktion vorliegen, wie es auch real aufgrund des vielfach höheren Wirkungsquerschnitts der Fall ist. Damit lässt sich das Signal-Untergrund-Verhältnis S/B bestimmen:

$$\frac{S}{B} = \frac{\sigma_S \epsilon_S \mathcal{B}_S}{\sigma_B \epsilon_B \mathcal{B}_B} \quad (3.20)$$

Dabei sind σ_S und σ_B die Wirkungsquerschnitte des Signals (S) sowie des Untergrundkanals (B für *Background*). ϵ_S ist die noch zu bestimmende Nachweiseffizienz für das Signal, \mathcal{B}_S bzw. \mathcal{B}_B ist das Verzweigungsverhältnis (*Branching-Ratio*) der Signal- bzw. Untergrund-Reaktion und ϵ_B ist die Rekonstruktionseffizienz für den Untergrund. Für diese ergibt sich

$$\epsilon_B = \frac{B}{S} \cdot \frac{\sigma_S \epsilon_S \mathcal{B}_S}{\sigma_B \mathcal{B}_B} \quad (3.21)$$

wobei deren Kehrwert die Untergrund-Unterdrückung η_B ist und die minimal benötigte Anzahl an Untergrund-Ereignisse vorgibt. Diese Anzahl hängt also nicht nur von dem Wirkungsquerschnitt σ ab, sondern auch von der Nachweiseffizienz des Signals ϵ_S sowie von den jeweiligen Verzweigungsverhältnissen \mathcal{B} .

Um die Resonanz mit einem möglichst reinen Signal nachweisen zu können, sollte das Signal-Untergrund-Verhältnis S/B möglichst groß, auf jeden Fall aber größer als 1 sein. Zur Abschätzung der benötigten Unterdrückungsfaktoren η_B lässt sich somit ein sinnvolles Signal-Untergrund-Verhältnis von $S/B = 10/1$ fordern. Wie später gezeigt wird, liegt die Rekonstruktionseffizienz bei $\epsilon_S \approx 30\%$, womit sich die benötigten Unterdrückungsfaktoren der folgenden Größenordnung ergeben:

$$\eta_B \approx 10^9 \quad (3.22)$$

Dies bedeutet, dass bei 10^9 Ereignissen des Untergrunds maximal 1 Ereignis die Selektion passieren und fälschlicherweise als Glueball-Kandidat rekonstruiert werden darf.

3.3.1 Filter-Methode

Der Simulation und Rekonstruktion einer derart großen Anzahl von Ereignissen kommt die Entwicklung moderner Computer mit immer größerer Rechenleistung entgegen. Diese machen Analysen mit einer großen Menge an Ereignissen überhaupt erst möglich. Ein einzelnes Ereignis benötigt auf zum Zeitpunkt dieser Arbeit aktuellen Rechnern zwischen 2 bis 4 Sekunden um komplett generiert, simuliert, und rekonstruiert zu werden.

Um eine Größenordnung von 10^9 Ergebnisse zu produzieren sind momentan jedoch ca. $3 \cdot 10^{10}$ CPUs notwendig. Da dies im Rahmen dieser Arbeit nicht realisierbar ist, muss die

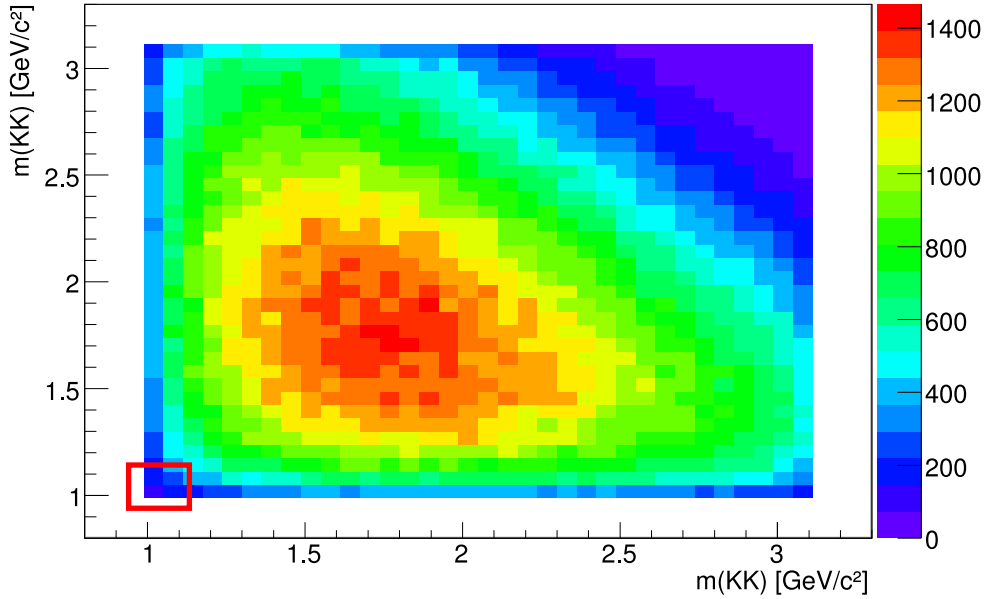


Abbildung 3.2: Massenfenster des Filters auf phasenraumverteilte $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ Untergrundereignisse. Die geladenen Pionen werden als Kaonen interpretiert und die invariante Masse eines Kaonen-Paares unterschiedlicher Ladung gegen die entsprechende invariante Masse des anderen Paares aufgetragen.

Datenmenge mit anderen Mitteln reduziert werden. Eine Möglichkeit dazu ist die Verwendung eines Event-Filters auf Basis der generierten Ereignisse. Dieser macht sich zunutze, dass die Generierung verglichen mit der Simulation und Rekonstruktion sehr schnell ist und weniger als 1% der gesamten Rechenzeit beansprucht. Wenn also bereits auf die generierten Ereignisse noch vor der Simulation und Rekonstruktion selektiert werden könnte, ließe sich damit ein Großteil der Rechenzeit einsparen. Dazu muss eine Methode gefunden werden, die bereits bei den generierten Ereignissen entscheidet, ob diese als Untergrund relevant sind oder nicht.

Dafür wird zur Filterung ausgenutzt, dass der Zustand $K^+K^-K^+K^-$ über den Zerfall von zwei ϕ -Mesonen rekonstruiert wird. Dies lässt sich bereits bei der Generierung der Untergrund-Ereignisse benutzen. Damit Kanäle mit geladenen Pionen Untergrund zu den Signalkanälen bilden, müssen die Pionen fälschlicherweise als Kaonen identifiziert werden. Dadurch wird ihnen auch die Masse der Kaonen zugewiesen. Aufgrund der rekonstruierten ϕ -Resonanzen in den Signalkanälen wird ein Untergrundereignis nur dann akzeptiert, wenn die invariante Masse von jeweils zwei unterschiedlich geladenen Pionen, welchen die Kaon-Masse $m_K = 0,49368 \text{ GeV}/c^2$ zugeordnet wird, im Bereich der ϕ -Masse $m_\phi = 1.01941 \text{ GeV}/c^2$ liegt. Somit können aus den phasenraumverteilten Ereignissen des Untergrunds die Ereignisse gefiltert werden, die nach erfolgter Rekonstruktion und Selektion aufgrund ihrer Kinematik potentiell als Signal-Ereignis akzeptiert werden können. Dazu werden nur solche Ereignisse akzeptiert, deren invariante $\pi^+\pi^-$ -Masse unter Kaon-Massenhypothese in einem Bereich von $(0,95 - 1,12) \text{ GeV}/c^2$ um die ϕ -Masse liegt. Da es sich um zwei ϕ -Resonanzen in den Signalkanälen handelt, werden außerdem zwei solche Kombinationen gefordert.

In Abb. 3.2 ist exemplarisch die invariante Masse jeweils eines Pionen-Paares $\pi^+\pi^-$ unter Kaon-Massenhypothese gegen dieselbe Größe des anderen Pion-Paares aufgetragen. Darin ist die für phasenraumverteilte Ereignisse typische Verteilung mit deutlichem Maximum bei

$\approx 1,75 \text{ GeV}/c^2$ zu erkennen. Da die ϕ -Masse nur wenig größer als $2 \cdot m_K$ ist, befindet sie sich am unteren Rand der Verteilung. Somit fällt nur ein geringer prozentualer Anteil aller phasenraumverteilten Ereignisse in den betrachteten Bereich um die ϕ -Masse, was eine Filterung darauf sehr effizient macht.

Aufgrund verschiedener Verteilungen der Endzustandsteilchen über den Phasenraum unterscheidet sich die Filtereffizienz für die einzelnen Untergrundkanäle. Bei Anwendung dieses Filters auf alle drei Untergrundkanäle ergeben sich folgende Filter-Effizienzen ϵ_f :

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad \epsilon_f = 1,12\% \quad (3.23)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \eta \quad \epsilon_f = 1,39\% \quad (3.24)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \quad \epsilon_f = 3,78\% \quad (3.25)$$

Eine gegebene Anzahl so gefilterter Untergrund-Ereignisse N_{Bf} entspricht somit einer Anzahl N_B von ungefilterten Untergrund-Ereignissen:

$$N_B = N_{Bf} \cdot \frac{1}{\epsilon_f} \quad (3.26)$$

Die benötigte Anzahl an Untergrund-Ereignissen wird dadurch um das 30- bis 90-fache reduziert. Somit lässt sich erheblich Rechenzeit einsparen.

3.4 Datensätze

Kanal	produzierte Ereignisse	Filter Effizienz ϵ_f	Gesamt N
$f^{GB} \pi^0$	$40 \cdot 10^3$	–	$40 \cdot 10^3$
$f^{GB} \eta$	$40 \cdot 10^3$	–	$40 \cdot 10^3$
$\phi \phi \pi^0$	$100 \cdot 10^3$	–	$100 \cdot 10^3$
$\phi \phi \eta$	$100 \cdot 10^3$	–	$100 \cdot 10^3$
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	$15 \cdot 10^6$	1,12%	$1,3 \cdot 10^9$
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \eta$	$1 \cdot 10^6$	1,39%	$7,2 \cdot 10^7$
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$	$15 \cdot 10^6$	3,78%	$4,0 \cdot 10^8$

Tabelle 3.3: Die einzelnen in dieser Arbeit betrachteten Kanäle mit der verfügbaren Anzahl von Ereignissen. Aufgrund des Event-Filters erhöhen sich diese für die Berechnung der Unterdrückung bei den Untergrundkanälen.

In Tabelle 3.3 ist die Anzahl der produzierten Ereignissen für die einzelnen Kanal aufgelistet. Alle Kanäle mit den vier verschiedenen Glueball-Resonanzen werden dabei unter $f^{GB} \pi^0$ bzw. $f^{GB} \eta$ zusammengefasst. Für jeden dieser Kanäle wurde die entsprechende Anzahl an Ereignissen produziert. Außerdem wurden auch nicht-resonante Ereignisse ohne Glueball-Resonanz erzeugt, was als $\phi \phi \pi^0$ bzw. $\phi \phi \eta$ aufgeführt wird.

Bei den Untergrund-Kanälen wird die tatsächlich produzierte Datenmenge und zusätzlich die Filtereffizienz bei den jeweiligen Kanälen aufgeführt. Die dieser Datenmenge entsprechende Anzahl an ungefilterten Ereignissen ist ebenfalls angegeben.

4 Rekonstruktion und Selektion

In diesem Kapitel wird die Rekonstruktion des Zerfallsbaums beschrieben. Dazu werden Listen mit den Teilchen-Kandidaten aus der Ereignis-Rekonstruktion benutzt. Dabei lässt sich ein kinematischer Fit vornehmen und nach dessen Güte selektieren. Schließlich erfolgt mit dem Programm *ROOT* eine weitere Optimierung der Selektion mit Erstellung von Histogrammen und deren Auswertung.

Bei der an die Ereignis-Generierung anschließenden Datenanalyse wird aus den Daten der komplette Zerfallsbaum der untersuchten Ereignisse rekonstruiert. Dazu stehen eine Reihe von Tools zur Verfügung, die es ermöglichen, die Daten nach verschiedenen Gesichtspunkten zu selektieren. Diese sind im Wesentlichen Beta und BetaTools (Ref. [12]). Als Schnittstelle zu diesen wird ein Skript verwendet, von dem aus auf vordefinierte Listen mit Teilchen-Kandidaten zugegriffen werden kann (*SimpleComposition Tools*). Die Kandidaten lassen sich darin rekursiv zu dem gewünschten Zerfallsbaum zusammensetzen.

4.1 Rekonstruktion der Ereignisse

4.1.1 Identifikation von Kaonen

Um Kaonen von Pionen zu unterscheiden sind dE/dx Messungen sowie Geschwindigkeits-Informationen aus den Tscherenkow-Detektoren Barrel-DIRC und Disk-DIRC sehr wichtig (siehe Kapitel 2.4.4). Mit diesen wird jeweils eine Likelihood pro Subdetektor bestimmt und daraus die globale Likelihood für Kaonen ermittelt, die dann für die Selektion zur Verfügung gestellt wird. Dazu erfolgt eine Einteilung in vier Stufen für die Güte der Kaon-Identifikation, die sich durch das Minimum an geforderter Likelihood unterscheiden (siehe Tabelle 4.1). Durch die Wahl einer solchen Stufe kann entweder eine hohe Rekonstruktionseffizienz (schwache PID) oder eine hohe Reinheit (strenge PID) erzielt werden. Diese Reinheit, also Verunreinigungen der Kaonen mit anderen Teilchen, insbesondere Pionen, die fälschlicherweise als Kaonen identifiziert werden, ist aufgrund der Impulsabhängigkeit der Kaon-Identifikation ebenfalls impulsabhängig. Die Effizienz der Kaon-Identifikation sowie die Verunreinigung mit Pionen ist impulsabhängig für zwei verschiedene PID Kriterien in Abb. 4.1 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Reinheit der Kaonen durch verschärfte PID-Kriterien um mehrere Größenordnungen erhöht werden kann.

Stufe	0	1	2	3	4
min. Likelihood	0%	20%	30%	55%	70%

Tabelle 4.1: Stufen der Kaonen-Identifikation mit zugehörigem Minimum an geforderter Likelihood der Kaon-Kandidaten

Zur Rekonstruktion der hier betrachteten Kanälen $\phi\phi\pi^0$ sowie $\phi\phi\eta$ wird für jeweils ein Kaon aus dem ϕ -Zerfall eine minimale Likelihood von 20% gefordert. Für das jeweils an-

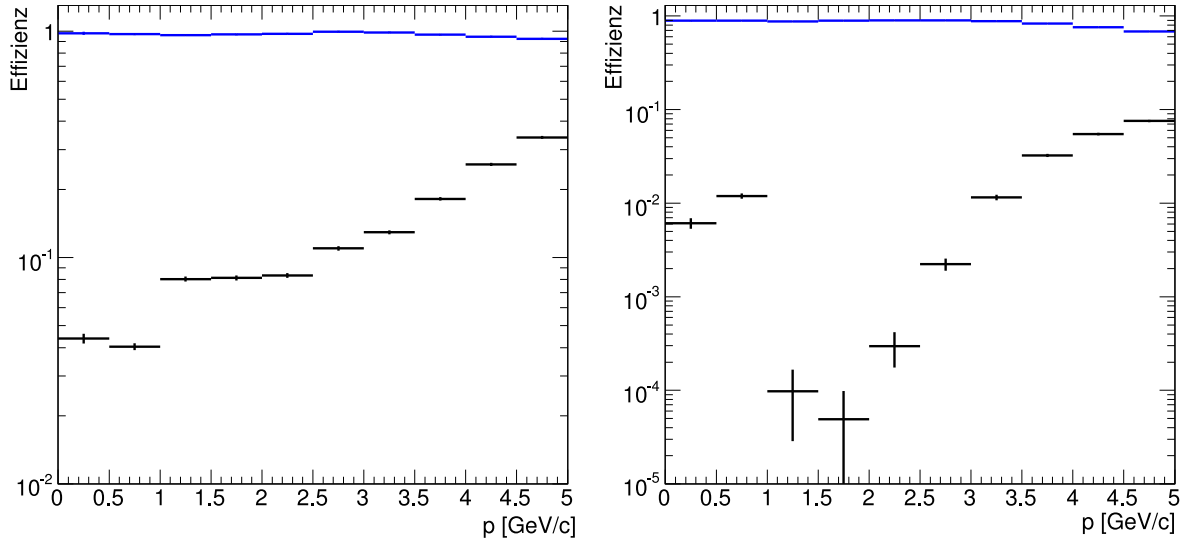


Abbildung 4.1: Effizienz der Kaon-Identifizierung (blau) mit der Verunreinigung an Pionen (schwarz) in Abhängigkeit vom Impuls der Kaon-Kandidaten. Einmal aufgetragen für schwache PID Kriterien (Stufe 1, 20 %) (links) sowie für strenge PID Kriterien (Stufe 3, 55 %) (rechts). Die Skalierung wurde angepasst.

dere wird kein Kriterium angewendet, da sich dies bei Betrachtungen des Untergrunds als ausreichend erwies.

4.1.2 Rekonstruktion von Photonen

Photonen werden mit dem EMC nachgewiesen. Wenn diese auf die Szintillations-Modulen des EMC treffen, können elektromagnetische Schauer erzeugt werden. Solche Schauer können über mehrere Kristalle hinweg gehen und damit ein Cluster bilden. Gemessen wird der Energiedeposit pro Kristall, woraus das Cluster als zusammenhängender Bereich mit einem oder mehreren Maxima in der Mitte ermittelt werden kann. Im nächsten Schritt werden einzelne Maxima innerhalb der Cluster identifiziert und getrennt. Wenn mehrere Photonen nahe beieinander auf den EMC treffen, können sie ein gemeinsames Cluster erzeugen. In einem solchen Fall muss das Cluster in verschiedene Bereiche aufgeteilt werden, und die deponierte Energie den einzelnen Photonen zugeordnet werden können (*Bump splitting*). Aus der Position der einzelnen Maxima pro zugeordnetem Photon lässt sich dann dessen Position im EMC rekonstruieren. Um Rauschen zu minimieren werden zusätzlich noch Schwellenwerte für den Energiedeposit pro Kristall und Cluster gefordert, ab denen ein Ereignis akzeptiert wird. Unter der Annahme, dass das Photon aus dem Wechselwirkungs-Punkt stammt, lässt sich aus den Winkel- und Energieinformationen der komplette Vierervektor rekonstruieren.

4.2 Rekonstruktion der $\phi\phi\pi^0$ und $\phi\phi\eta$ -Ereignisse

Aus den so gewonnen Parametern der Endzustandsteilchen wird im nächsten Schritt der komplette Zerfallsbaum der in dieser Arbeit analysierten Kanäle $\phi\phi\pi^0$ und $\phi\phi\eta$ rekonstruiert. Dazu werden die Endzustandsteilchen miteinander kombiniert und somit sukzessive der Zerfallsbaum erstellt.

4.2.1 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ und $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ Selektion

Die Viererimpulse der rekonstruierten Photonen werden miteinander kombiniert, woraus die invariante Masse der resultierenden $\gamma\gamma$ -Kandidaten berechnet wird. Die invariante Masse zeigt dann aufgrund des dabei entstehenden kombinatorischen Untergrunds eine Verteilung über den gesamten Massebereich, wobei Resonanzen bei den entsprechenden Massen einen Peak bilden. Auf diese Resonanzen lässt sich dann selektieren, indem Massenfenster um den Peak herum gesetzt werden, also alle Ereignisse verworfen werden, die außerhalb dieser Massenfenster liegen.

Für die π^0 -Kandidaten wird dazu ein Massenfenster von $0.11 \text{ GeV}/c^2$ bis $0.155 \text{ GeV}/c^2$ gesetzt (siehe Abb. 4.2). Für die η wird analog ein Massenfenster (siehe Abb. 4.3) gefordert, welches nur Ereignisse mit einer invarianten $\gamma\gamma$ -Masse von $0,5 \text{ GeV}/c^2$ bis $0,59 \text{ GeV}/c^2$ akzeptiert. Beide Massenfenster sind so ausgelegt, dass auf dieser Stufe der Selektion möglichst viele Ereignisse akzeptiert werden.

4.2.2 $\phi \rightarrow K^+ K^-$ Selektion

Beim weiteren Zusammensetzen des Zerfallsbaumes werden jeweils zwei Kaonen unterschiedlicher Ladung zu ϕ -Kandidaten kombiniert. Dabei müssen die Kaonen paarweise einen gemeinsamen Vertex aufweisen. Außerdem lassen sich die minimal geforderten Likelihood-Kriterien (Stufen) der Kaonen pro Paar unterschiedlich definieren. Dabei ist es nicht notwendig für alle Kaonen dieselbe Likelihood zu fordern, denn bereits mit der Forderung von strengeren Kriterien für jeweils einen Kaon-Kandidaten aus dem ϕ -Zerfall sowie Forderungen zu diesem Zerfall, steigt die Reinheit für den zweiten Kaon-Kandidaten. Deshalb wird für jeweils eines der Kaon-Kandidaten eine Likelihood von mindestens 20 % (Stufe 1) gefordert. Für den jeweils anderen Kaon-Kandidat werden alle geladenen Teilchen-Kandidaten herangezogen (Stufe 0).

Die ϕ -Kandidaten werden ebenfalls mit einem Massenfenster bis $1,2 \text{ GeV}/c^2$ ausgewählt. In Abb. 4.4 ist ein sehr schmales ϕ -Signal zu erkennen. Neben dem eigentlichen Signal ist jedoch noch eine breite Struktur bei $\approx 1,25 \text{ GeV}/c^2$ zu sehen. Diese ist bedingt durch die Kombinatorik bei vier Endzustandsteilchen und wird als kombinatorischer Untergrund bezeichnet. Bei der Berechnung der invarianten Masse der Kaon-Paare gibt es durch Vertauschen der Kaon-Kandidaten zwei verschiedene Möglichkeiten diese paarweise zu kombinieren: $(K_1^+ K_1^-)$ $(K_2^+ K_2^-)$ oder $(K_1^+ K_2^-)$ $(K_2^+ K_1^-)$. Nur eine dieser Kombinationen entspricht jedoch dem Endzustand aus dem Zerfall der ursprünglich generierten ϕ -Resonanz. Die andere Kombination hingegen verursacht den kombinatorischen Untergrund, der die ϕ -Resonanz überlagert.

4.2.3 $\phi\phi\pi^0$ und $\phi\phi\eta$ Selektion

Von diesen ϕ -Kandidaten werden schließlich jeweils zwei zusammen mit einem π^0 - bzw. η -Kandidaten zu $\phi\phi\pi^0$ bzw. $\phi\phi\eta$ -Kandidaten kombiniert.

Insgesamt ergeben sich aufgrund der exklusiven Rekonstruktion der Ereignisse Messungen für alle Vierervektoren der Endzustandsteilchen. Diese Vierervektoren sind jedoch nicht unabhängig voneinander, sondern unterliegen (z.B. aufgrund der Impulserhaltung) Nebenbedingungen. Damit ergibt sich eine Überbestimmung der Messung, was ausgenutzt wird, um die Rekonstruktion und Selektion zu optimieren und das Signal damit zu verbessern. Dazu wird ein kinematischer Fit durchgeführt. Bei diesem werden die einzelnen Parameter von Vierervektoren und der Teilchenspur der Endzustandsteilchen innerhalb ihrer Messfehler variiert, wobei nach der χ^2 -Methode der Satz an Parametern gesucht wird, der die größte Wahrscheinlichkeit

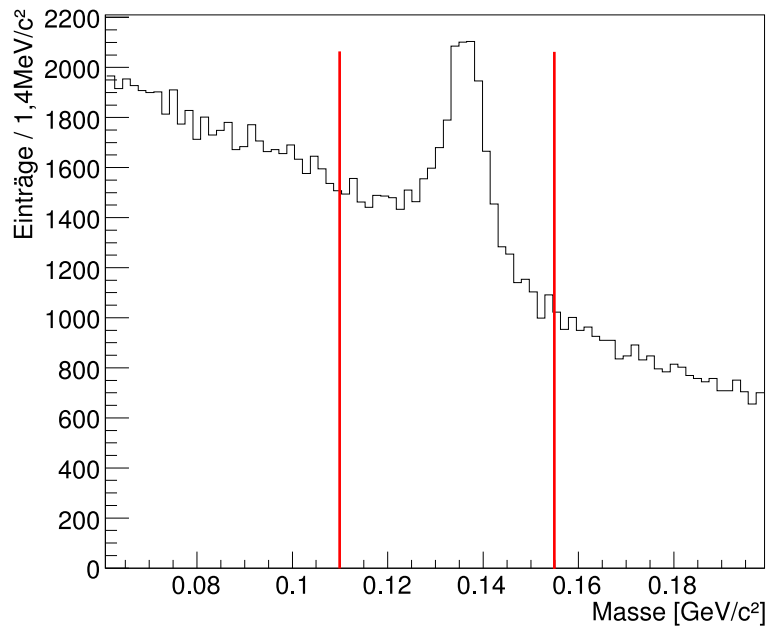


Abbildung 4.2: Invariante $\gamma\gamma$ -Masse für $\phi\phi\pi^0$ -Ereignisse. Ein deutliches π^0 -Signal ist zu erkennen. Für die Selektion von π^0 -Kandidaten wurde ein Massenfenster, angedeutet durch die roten Linien, von $0,11 \text{ GeV}/c^2$ bis $0,155 \text{ GeV}/c^2$ gewählt.

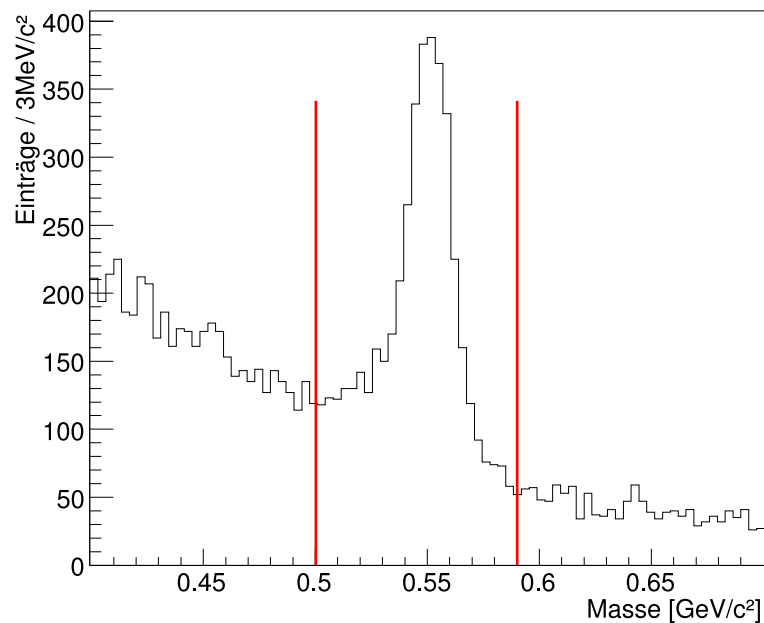


Abbildung 4.3: Invariante $\gamma\gamma$ -Masse für $\phi\phi\eta$ -Ereignisse. Auch hier ist ein deutliches η -Signal zu erkennen. Für die Selektion von η -Kandidaten wurde ein Massenfenster, angedeutet durch die roten Linien, von $0,5 \text{ GeV}/c^2$ bis $0,59 \text{ GeV}/c^2$ gewählt.

4.2. REKONSTRUKTION DER $\phi\phi\pi^0$ UND $\phi\phi\eta$ -EREIGNISSE

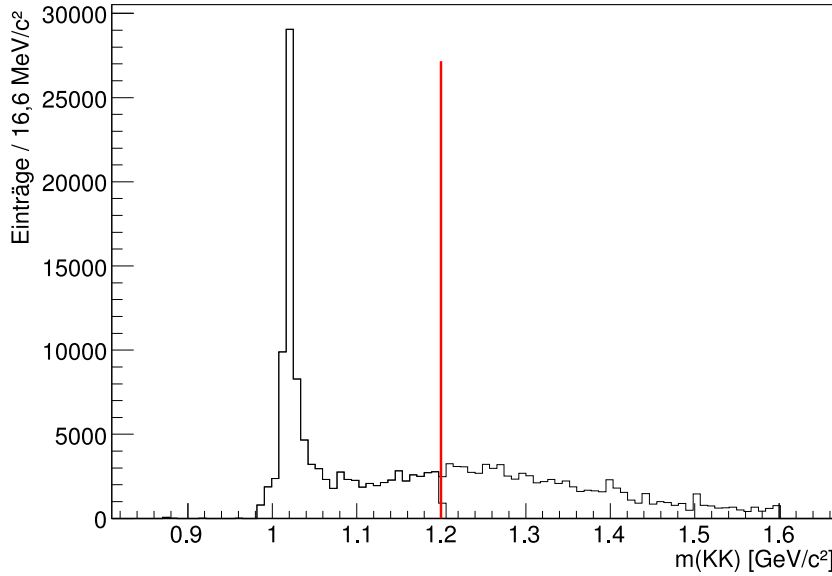


Abbildung 4.4: Massenfenster bei der Rekonstruktion des ϕ auf die invariante Masse jeweils zweier kombinierter Kaonen, das nur Ereignisse unter $1,2 \text{ GeV}/c^2$ akzeptiert.

besitzt. Dieser ergibt sich aus der Erhaltung der Viererimpulse und der Forderung nach einem gemeinsamen Vertex für alle Endzustandsteilchen (Kaonen, Photonen) unter Berücksichtigung derer Zwischenzustände ($\phi\phi\pi^0/\eta$).

Darüber hinaus gibt es eine Reihe weiterer Nebenbedingungen, die zur Verbesserung der Messdaten verwendet werden. So sind die Breiten von π^0 bzw. η kleiner als die Auflösung des Detektors. Deshalb kann für diese Zustände die Masse aus Ref. [1] entnommen und als invariante $\gamma\gamma$ -Masse gesetzt werden. Damit werden dann die Fehler der davon abhängigen Größen im Zerfallsbaum verbessert, wie beispielsweise die Auflösung des $\phi\phi\pi^0$ -Signals.

Dasselbe wird auch für die Energie und Impuls des $\bar{p}p$ -Systems durchgeführt: Bei seiner Erzeugung kann der Strahl mit hoher Impuls-Genauigkeit definiert werden (siehe Kapitel 2.2). Im Gegensatz dazu ist die Auflösung der invarianten $\phi\phi\pi^0$ bzw. $\phi\phi\eta$ -Masse durch die Energie- und Impulsauflösung der Endzustandsteilchen gegeben. Somit kann die Auflösung durch kinematische Anpassung der Messwerte an die Energie und den Impuls des $\bar{p}p$ -Systems verbessert werden. Zusätzlich wird dies auch geometrisch mit dem Ort des Vertex durchgeführt. Dazu müssen die ϕ -Vertices innerhalb des Fehlers für den Wechselwirkungspunkt liegen, was ebenfalls durch Anpassung der Parameter erreicht wird.

Die Anpassung der einzelnen Parameter erfolgt für all diese Kriterien nach der Methode zur Bestimmung der minimalen quadratischen Abweichung. Als Maß für die Güte der Anpassung ergibt sich dabei ein χ^2 . Da dieses noch von der Anzahl der Freiheitsgrade abhängig ist, wird daraus das Konfidenzniveau CL (=confidence level) berechnet, welches nicht mehr von den Freiheitsgraden abhängt. Das Konfidenzniveau besitzt dabei idealerweise eine homogene Verteilung zwischen 0 und 1. Bei einer schlechten Anpassung ergibt sich jedoch ein Peak bei kleinen Werten zu Null (wie in Abb. 4.5 zu sehen ist).

Somit kann anhand dieses Konfidenzniveau die Güte des Signals weiter verbessert werden. Für die Rekonstruktion des Signals wird hier ein Konfidenzniveau von $CL > 0,05$ als weiteres Selektionskriterium gefordert (siehe Abb. 4.5 (links)). Insbesondere ist dies eine geeignete Methode, um kombinatorischen Untergrund zu unterdrücken.

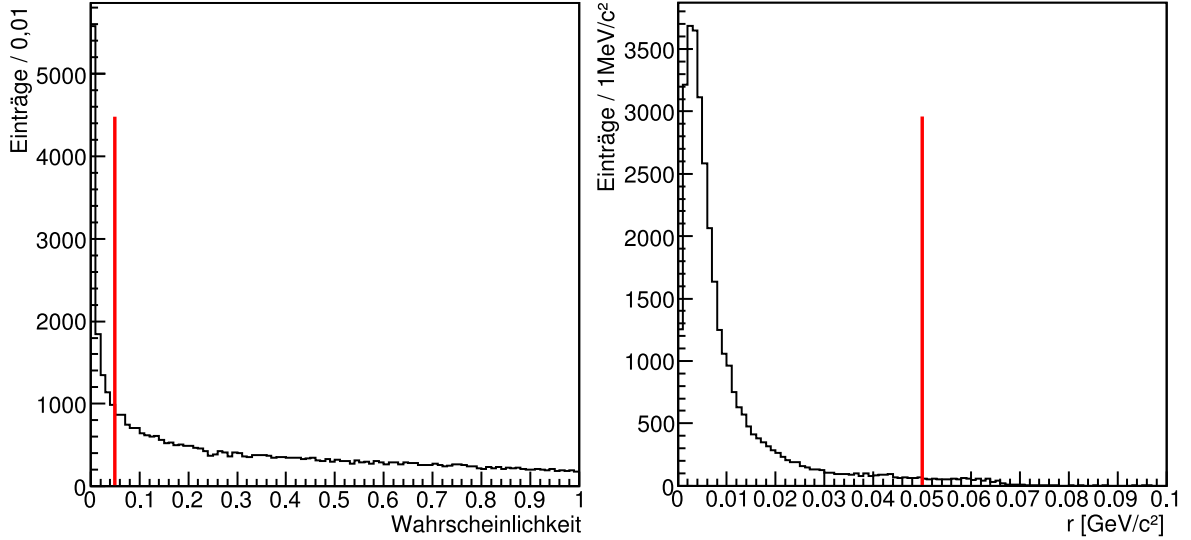


Abbildung 4.5: Konfidenzniveau der kinematischen Anpassung (links) und Differenz r wie in 4.1 definiert (rechts), hier beispielhaft für $\phi\phi\pi^0$ -Ereignisse. Die jeweilige Grenze ist dabei als rote Linie skizziert. Als Selektionskriterium werden nur Ereignisse akzeptiert, deren Konfidenzniveau größer als $CL > 0,05$, und deren Differenz r kleiner als $0,05$ ist.

Zur weiteren interaktiven Optimierung der Selektion und Analyse der Messdaten werden alle relevanten Informationen zu den $\phi\phi\pi^0$ bzw. $\phi\phi\eta$ -Kandidaten und deren Endzuständen in Form eines ROOT-Tupels gespeichert. Zusätzlich werden Informationen über die generierten Ereignisse (*Truth*-Daten) abgespeichert.

4.3 Optimierung der Selektion

Im letzten Schritt der Selektion werden die zuvor gespeicherten Daten mit ROOT ausgewertet und weiter selektiert. Trotz der bisherigen Selektion kommt es vor, dass pro rekonstruiertem Ereignis aufgrund unterschiedlicher kombinatorischer Möglichkeiten mehrere $\phi\phi\pi^0$ bzw. $\phi\phi\eta$ -Kandidaten akzeptiert werden. Insgesamt ergibt sich für 53% aller Ereignisse eine und für 45% zwei Kombinationen. Die restlichen verteilen sich auf bis zu acht verschiedene $\phi\phi\pi^0$ bzw. $\phi\phi\eta$ Kombinationen.

Der Grund für den hohen Anteil an zwei verschiedenen Kandidaten ist die Kombinatorik von vier Kaonen, die auf zwei verschiedene Weisen miteinander paarweise zu den ϕ -Kandidaten kombiniert werden können. Da beide dieser Kombinationen bei der Selektion akzeptiert wurden, ist deren Kinematik sehr ähnlich. Außerdem ist der Vertex der beiden ϕ -Kandidaten aufgrund deren kurzen Lebensdauer und der kinematischen Auflösung nicht trennbar. Genau diese Kriterien werden jedoch zur Berechnung des Konfidenzniveaus verwendet. Dadurch ist dieser Wert nicht geeignet, um aus den verschiedenen kombinatorischen Möglichkeiten pro rekonstruiertem Ereignis eines auszuwählen.

Zur Auswahl der besten Kombination muss somit noch ein weiteres Kriterium eingeführt werden, welches die Güte der rekonstruierten ϕ wiedergibt. Dazu wird die Differenz der rekonstruierten invarianten K^+K^- Masse von der tatsächlichen ϕ Masse mit $m_\phi = 1,01941 \text{ GeV}/c^2$

4.3. OPTIMIERUNG DER SELEKTION

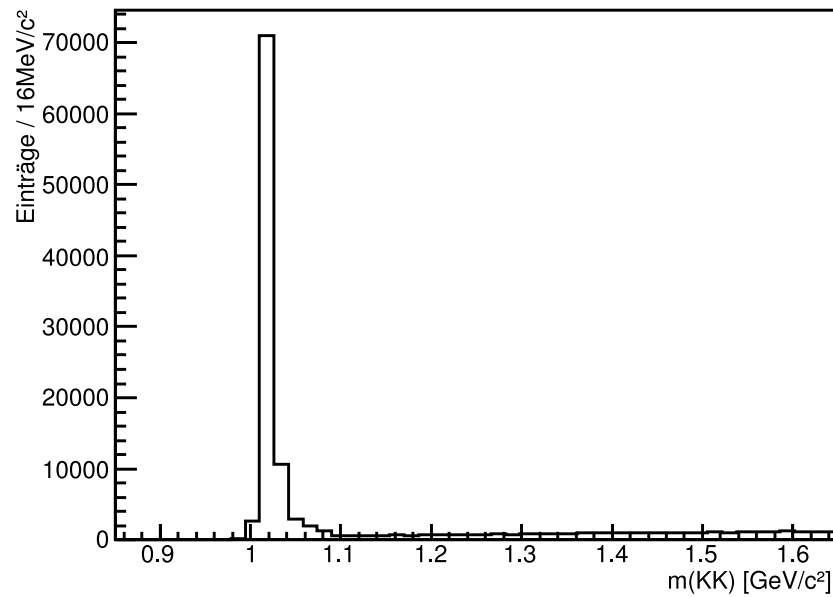


Abbildung 4.6: ϕ -Masse vor der Optimierung der Selektion mit überlagertem kombinatorischem Untergrund (dem Peak folgende Struktur).

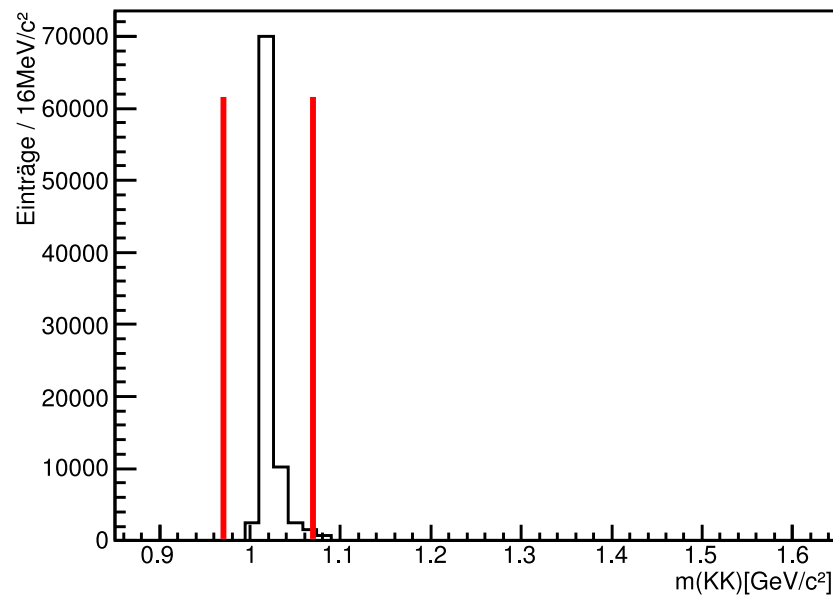


Abbildung 4.7: ϕ -Masse nach der Auswahl der besten Kombination pro Ereignis nach der Methode des minimalen r . Zusätzlich ist mit roten Linien das geforderte Fenster für r skizziert.

berechnet. Da je Ereignis zwei ϕ -Kandidaten vorkommen, wird die Größe

$$r = \sqrt{(m(\phi) - m(K_1^+ K_1^-))^2 + (m(\phi) - m(K_2^+ K_2^-))^2} \quad (4.1)$$

definiert, deren Verteilung in Abb. 4.5 zu sehen ist.

Aus den möglichen $\phi\phi\pi^0$ bzw. $\phi\phi\eta$ Kombinationen wird jeweils die Kombination mit dem kleinsten r pro Ereignis ausgewählt. Zum Vergleich ist die invariante Masse der rekonstruierten ϕ -Kandidaten vor der Auswahl (Abb. 4.6) nach dem minimalen r und nach dieser Auswahl (Abb. 4.7) gezeigt. Bei Abb. 4.6 ist die der ϕ -Resonanz überlagerten Struktur zu erkennen, die durch falsche Kombinationen der Kaonen entsteht. Diese Struktur wird durch die Auswahl der Kombination eines Ereignisses mit minimalen r nahezu vollständig unterdrückt (vgl. Abb. 4.7). Zusätzlich wurde als weiteres Selektionskriterium gefordert, dass diese Differenz nicht größer als $0,05 \text{ GeV}/c^2$ sein darf (vgl. Abb. 4.5 (rechts) und 4.7).

5 Ergebnisse

Mit der durchgeführten Selektion der Ereignisse wird in diesem Kapitel die Effizienz der Rekonstruktion im Ganzen, verteilt über den kinematischen Bereich im Dalitz-Diagramm und für die einzelnen hypothetischen Glueball-Zustände diskutiert. Daraus lassen sich Rückschlüsse über die Effizienz der Rekonstruktion hinsichtlich der Geometrie des Detektors ziehen.

Schließlich wird auf die betrachteten Untergrundereignisse eingegangen und die Filtermethode, die bei deren Generierung angewandt wurde, näher betrachtet. Abschließend wird die Untergrund-Unterdrückung und damit das für die betrachteten Reaktionen erwartete Signal-Untergrund-Verhältnis S/B bestimmt.

5.1 Rekonstruktions-Effizienz

Unter der Rekonstruktions-Effizienz ϵ_S versteht man das Verhältnis der Anzahl an vollständig selektierten Ereignissen des Signals zu der ursprünglich generierten Ereignis-Anzahl. Die Rekonstruktions-Effizienz lässt sich also nur mit simulierten Ereignissen bestimmen, da nur hier die ursprünglich generierte Anzahl bekannt ist. Bei späteren Auswertungen von Detektor-Daten müssen deshalb ebenfalls Monte-Carlo Daten simuliert und dieselben Analyse-Schritte auch an diesen durchgeführt werden (Monte-Carlo Studien), um Rückschlüsse über die Rekonstruktions-Effizienz treffen zu können. Denn nur wenn diese Größe bekannt ist, lässt sich beispielsweise der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion bestimmen. Aber auch um systematische Fehler des Detektors, wie durch die Geometrie bedingte Schwankungen in der Effizienz, aus den Messwerten heraus rechnen zu können, müssen diese permanent mit den Ergebnissen simulierter Daten verglichen werden.

5.2 Dalitz-Diagramm

Bevor die Rekonstruktions-Effizienz verteilt über das Dalitz-Diagramm betrachtet werden kann, wird zuerst auf dieses Diagramm eingegangen. Als Dalitz-Diagramm bezeichnet man eine zweidimensionale Darstellungsweise bei Dreikörperzerfällen.

Dabei wird ausgenutzt, dass die Kinematik eines Dreikörperzerfalls mit zwei voneinander unabhängigen Variablen im Ruhesystem des Mutterteilchens vollständig beschrieben werden kann. Dies folgt aus der Überlegung, dass zur Beschreibung der drei Teilchen drei Impulse notwendig sind, was $3 \times 3 = 9$ Variablen ergibt. Mit der Impuls- und der Energieerhaltung sind jedoch vier Gleichungen gegeben, mit denen sich ebenso viele Variable bestimmen lassen. Es bleiben also $9 - 4 = 5$ freie Parameter. Mit der Wahl einer geeigneten Basis als Koordinatensystem fallen davon drei weitere Parameter weg. Die verbleibenden zwei Parameter genügen also um den Prozess vollständig zu beschreiben.

Eine mögliche Wahl für diese zwei Parameter ist das invariante Massenquadrat, welches für jeweils zwei Teilchen aufgetragen wird. Für Teilchen mit den Viererimpulsen \mathcal{P}_i ergibt sich

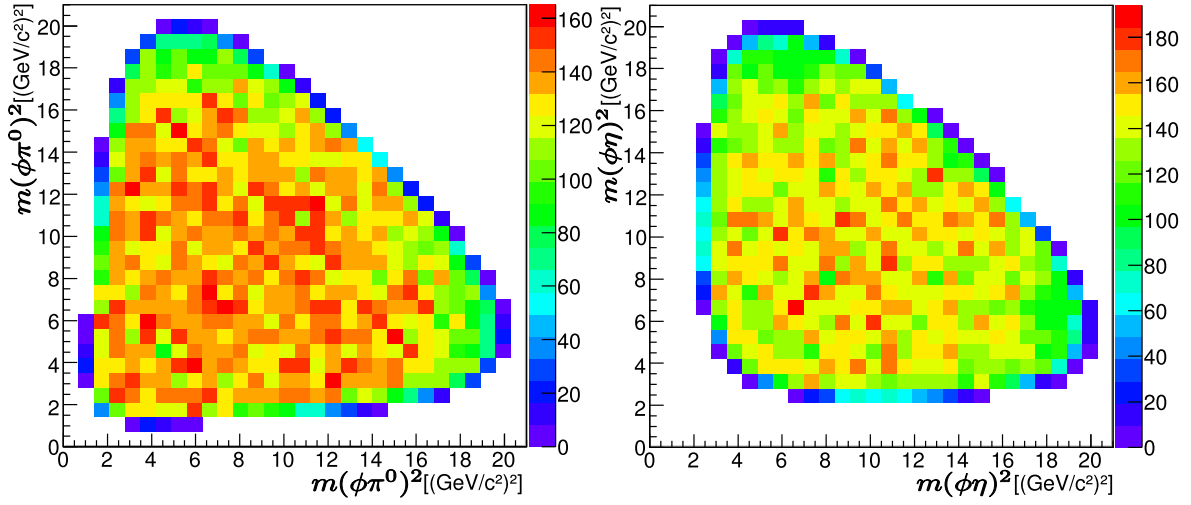


Abbildung 5.1: Dalitz-Diagramme der selektierten Daten ohne Resonanz einmal mit π^0 als *Recoil*-Teilchen (links) und mit η (rechts)¹.

damit beispielsweise für die x-Achse:

$$m_{12}^2 = (\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2)^2 \quad (5.1)$$

und für die y-Achse:

$$m_{23}^2 = (\mathcal{P}_2 + \mathcal{P}_3)^2 \quad (5.2)$$

Im Falle von nicht unterscheidbaren Zuständen, also beispielsweise zweier gleicher Teilchen im Endzustand, wie es bei $\phi\phi\pi^0$ bzw. $\phi\phi\eta$ der Fall ist, wird das Diagramm symmetrisiert, d.h. dieselben Werte werden zusätzlich auf der jeweilig anderen Achse mit aufgetragen.

Als Ergebnis erhält man eine Verteilung der Ereignisse über den kinematisch erlaubten Bereich mit homogener Dichte. Zerfällt der Anfangszustand jedoch über eine Zwischenresonanz, wie es bei der Produktion eines Glueballs in $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi\pi^0$ bzw. $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi\eta$ der Fall ist, so handelt es sich nicht mehr um einen Drei-, sondern nur noch um einen Zweikörperzerfall. Solche Ereignisse ergeben ein Band im Dalitz-Diagramm, bei der eine der Variablen m_{12}^2 , m_{23}^2 oder m_{13}^2 konstant und durch die Masse der zerfallenen Resonanz bestimmt ist.

Über die Dichte-Verteilung der Ereignisse innerhalb eines solchen Bandes lassen sich auch Aussagen über den Spin der zerfallenen Resonanz treffen. So können verschiedene Spin-Zustände für diese typische Verteilungen mit Maxima und Minima ergeben. Für die Bestimmung des Spins einer Resonanz ist es daher wichtig eine konstante Effizienz zu haben, bzw. Abweichungen davon zu korrigieren.

5.2.1 Effizienz im Dalitz-Diagramm

Um die Verteilung der Effizienz im Dalitz-Diagramm beurteilen zu können, wurden auch Datensätze ohne Glueball-Zustände produziert. In diesen zerfällt das $\bar{p}p$ -System direkt in $\phi\phi$ mit

¹Diese Diagramme sind mit einem Impuls von $p = 15$ GeV und der schwächsten möglichen Kaonen Identifikation, also 1 und 0 (siehe Tabelle 4.1) erstellt worden. Sofern auf Änderungen nicht explizit hingewiesen wird gilt dies auch für alle weiteren Diagramme.

5.2. DALITZ-DIAGRAMM

einem *Recoil*-Teilchen zusammen:

$$\bar{p}p \rightarrow \phi \phi \pi^0 \quad (5.3)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \phi \phi \eta \quad (5.4)$$

Die weiteren Zerfälle sind jedoch identisch mit denen der Glueball-Kanäle. Bei diesem Zerfall handelt es sich ausgehend vom $\bar{p}p$ -System tatsächlich um einen Dreikörper-Prozess. Da dieser Prozess phasenraumverteilt generiert wurde, sollte also das nach der Selektion entstehende Dalitz-Diagramm innerhalb des kinematisch erlaubten Bereichs homogen gefüllt sein (siehe Abb. 5.1). Wie zu erkennen ist, erhält man eine weitestgehend homogene Verteilung, wobei in den Randbereichen zu großen Werte von $m(\phi\pi^0)^2$ bzw. $m(\phi\eta)^2$ hin Bereiche geringerer Akzeptanz auftreten. Zur genaueren Analyse der Verteilung lässt sich die Effizienz ϵ pro i -tem Massenintervall (Bin) bestimmen, indem die Anzahl der selektierten Ereignisse $N_{sel,i}$ pro Bin durch die Anzahl der *Truth*-Ereignisse $N_{truth,i}$ desselben Bins dividiert wird:

$$\epsilon_i = \frac{N_{sel,i}}{N_{truth,i}} \quad (5.5)$$

Da gerade die selektierten Daten teilweise nur sehr wenige Ereignisse $N_{sel,i}$ pro Bin aufweisen, ist der statistische Fehler an diesen Stellen sehr groß. Der Fehler ist gegeben durch:

$$\Delta\epsilon_i = \frac{\sqrt{N_{sel,i}}}{N_{truth,i}} \quad (5.6)$$

Um die Abweichung von der homogenen Dichteverteilung quantitativ zu erfassen, wird die Abweichung δ_i pro Bin von der mittleren Effizienz ϵ_S ermittelt. Deshalb wird nun folgende Abweichung, normiert auf den Fehler definiert:

$$\delta_i = \frac{\epsilon_i - \epsilon_S}{\Delta\epsilon_i} \quad (5.7)$$

Die mittlere Effizienz ϵ_S ist dabei der Quotient aus der Anzahl aller selektierten Ereignisse und aller *Truth*-Ereignisse pro Kanal.

Mit dieser Methode lässt sich nun die Abweichung von der mittleren Effizienz normiert auf den Fehler und verteilt über das Dalitz-Diagramm darstellen (siehe Abb. 5.2).

Es ist zu erkennen, dass die Effizienz über weite Bereiche hin homogen innerhalb von Abweichungen mit ± 2 ist, bei Bereichen für große Werte von $m(\phi\pi^0)^2$ bzw. $m(\phi\eta)^2$ jedoch Abweichungen bis zu -7 aufweist. Der Grund für diese größere Abweichung zum Rand hin ist die Kaon-Identifikation. Wenn strengere PID-Kriterien mit Stufe 4 und 3 (vgl. Tabelle 4.1) für die Kaonen gefordert werden, verstärkt sich dieser Effekt und es ergibt sich eine Abweichung von bis zu -30 (vgl. 5.2 unten).

Um die Ursachen dafür zu finden, bietet sich eine Untersuchung der Rekonstruktion von Kaonen an. Dazu wird die winkel- und impulsabhängige Verteilung der selektierten Kaonen normiert auf die Kaonen der generierten Ereignisse untersucht. Als Winkelabhängigkeit wird dabei der Azimutalwinkel ϑ der Kaonen aufgetragen und der Impuls ist der der Kaonen.

Diese Diagramme sind ebenfalls für die unterschiedlich strengen Identifikations-Kriterien der Kaonen (PID) mit Stufe 1|0 sowie 4|3 untereinander aufgetragen (siehe Abb. 5.3). Es fällt auf, dass mit zunehmend strengeren PID Kriterien nicht nur der mittlere Wert über die gesamte Verteilung deutlich geringer wird und das Maximum von ca. 50% auf 20% fällt,

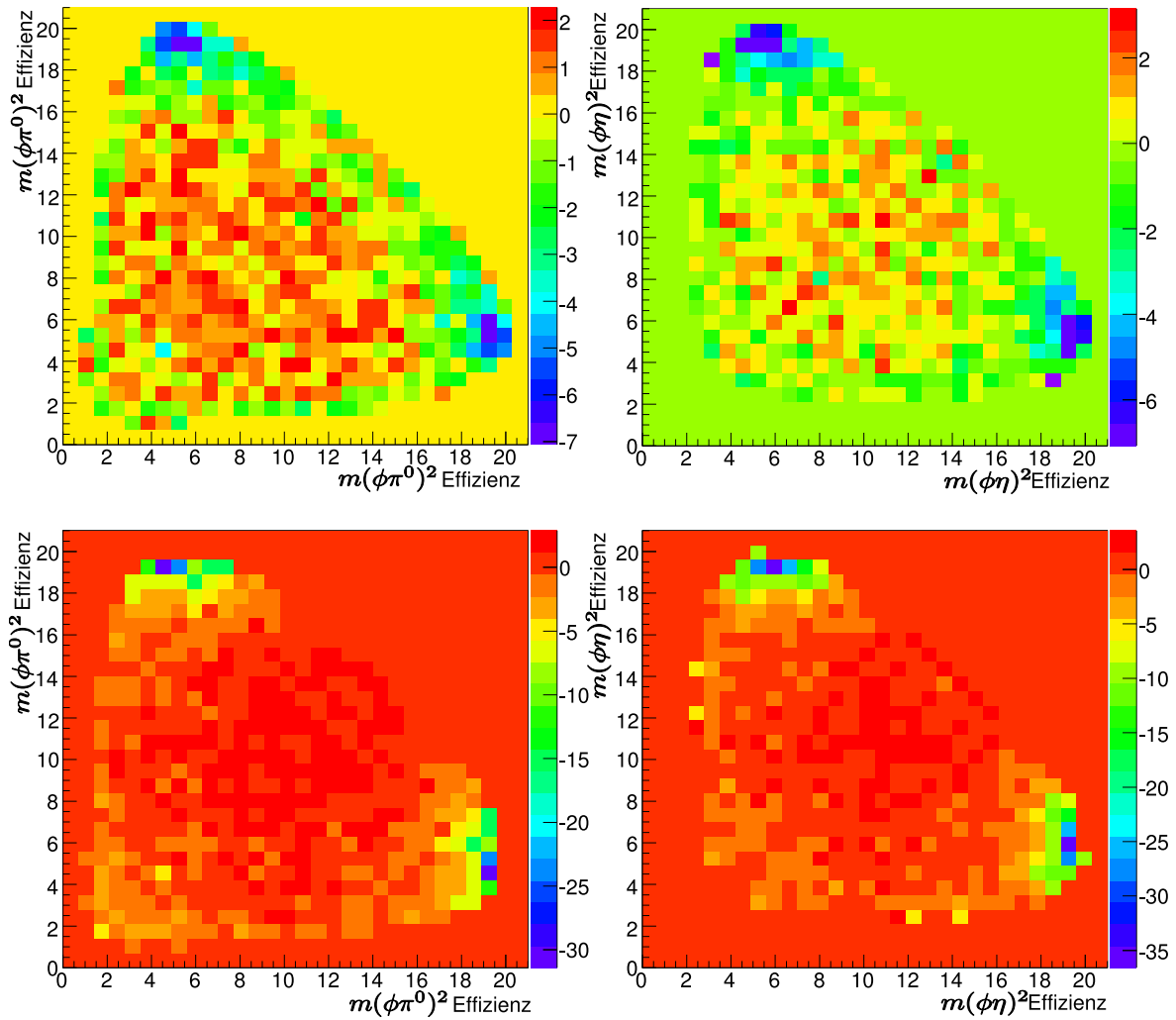


Abbildung 5.2: Normierte Abweichung zur mittleren Effizienz im Dalitz-Diagramm für $\phi\phi\pi^0$ (links) und $\phi\phi\eta$ -Ereignisse (rechts). Jeweils mit unterschiedlichen PID Kriterien für die Kaonen. Oben der Stufe 1|0 und unten der Stufe 4|3. Die Farbskala wurde dazu angepasst.

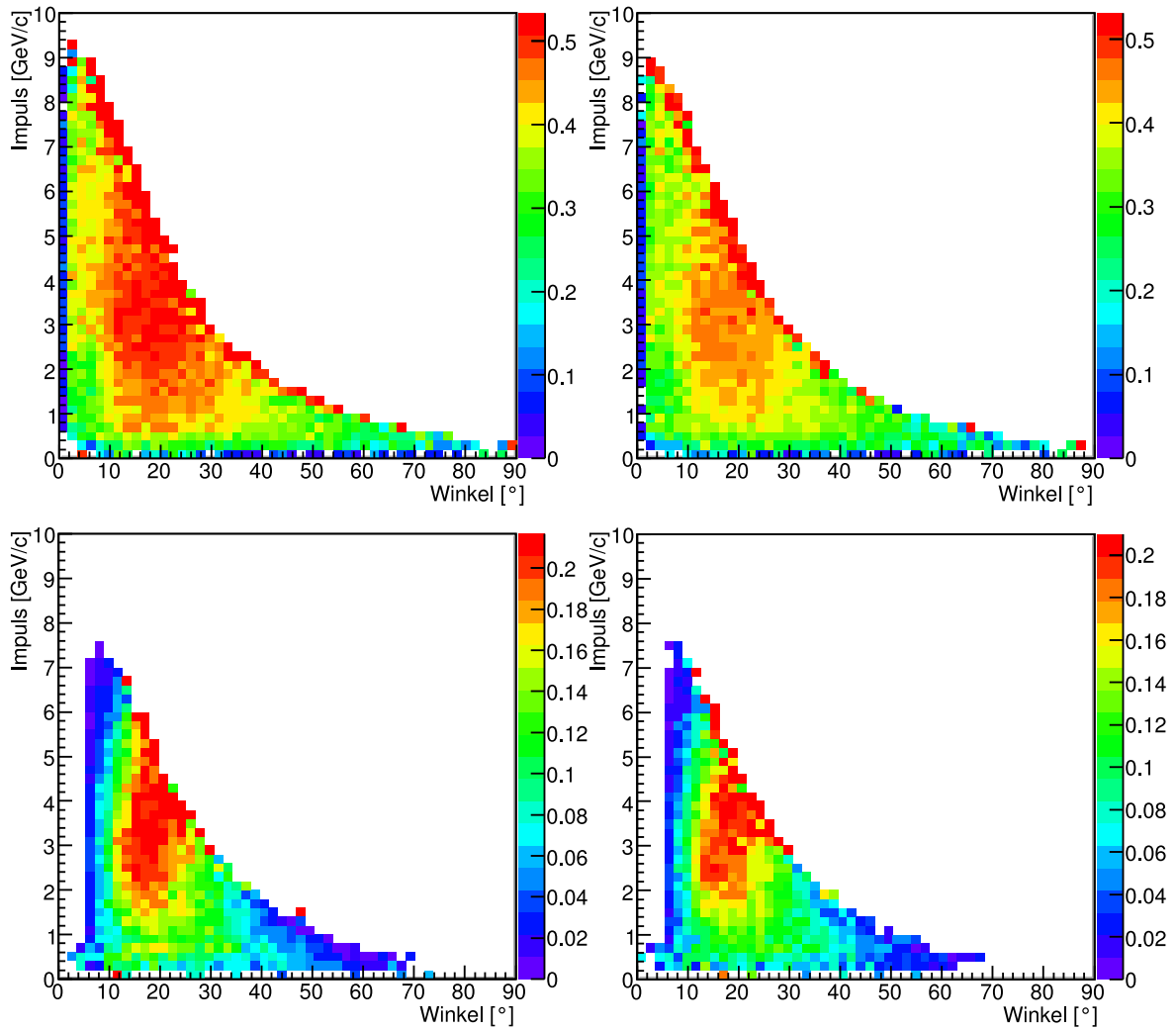


Abbildung 5.3: Winkel- und impulsabhängige Verteilung der selektierten Kaonen normiert auf die Kaonen der generierten Ereignisse. Links für $\phi\phi\pi^0$ -Ereignisse und rechts für $\phi\phi\eta$ -Ereignisse. Jeweils oben mit schwacher Kaon-PID der Stufe 1|0 und unten mit strenger PID der Stufe 4|3. Die Farbskala wurde dazu angepasst. Bereits bei schwachen Kaon-PID Kriterien ist ein Abfall der Verteilung bei kleinen Winkeln zu erkennen, wobei für strengere Kriterien in diesem Bereich keine Kaonen mehr selektiert werden können.

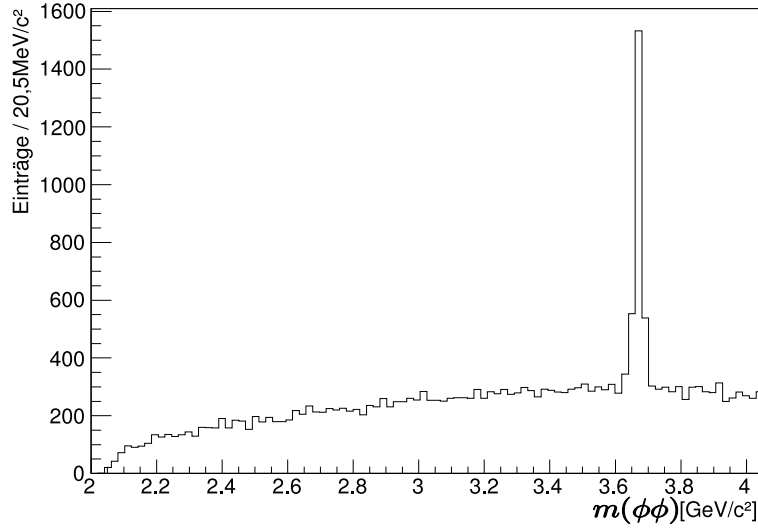


Abbildung 5.4: Invariante $\phi\phi$ -Masse exemplarisch für $\bar{p}p \rightarrow f^{GB}(3670)\eta$, unterlegten mit phasenraumverteilten Ereignissen.

sondern insbesondere bei kleinen Winkeln bis ca. 5° und $p < 1 \text{ GeV}/c^2$ können bei strenger Kaon-PID keine Kaonen mehr selektiert werden. Dies führt in den Randbereichen des Dalitz-Diagramms zu der beobachteten Abweichung der Rekonstruktionseffizienz von der mittleren Effizienz.

Die Ursachen dafür liegen in der Geometrie des Detektors, wobei in diesem Winkelbereich sich das Vorwärts-Spektrometer befindet. Bei diesem wird in der Simulation kein Tscherenkow-Detektor verwendet, da ein solcher Detektor sich für das Vorwärts-Spektrometer noch in der frühen Design-Phase befindet. Zur Kaon-Identifikation stehen unterhalb eines Azimutalwinkels von $\vartheta < 5^\circ$ deshalb nur dE/dx -Messungen bis zu einem Impuls der Kaonen von $1 \text{ GeV}/c^2$ zur Verfügung. Bei den schwachen PID-Kriterien der Stufe 1|0 wird nur für ein Kaon-Kandidat aus dem Zerfall des ϕ -Mesons eine schwache PID gefordert, welches in anderen Winkelbereichen nachgewiesen wird. Für das jeweils andere Kaon werden allgemeine, geladene Teilchen-Kandidaten (Stufe 0) verwendet, so dass dafür keine Kaon-PID notwendig ist. Deshalb weisen die oberen Diagramme von Abbildung 5.3 für kleine Winkel durchaus Einträge auf, wobei sich auch hier ein Minimum in der Verteilung ausbildet. Bei den strengeren PID Kriterien der Stufe 4|3 wird für alle Kaonen eine positiver Identifikation gefordert, was für kleinere Winkel als 5° nur noch bis zu einem Impuls von $1 \text{ GeV}/c^2$ möglich ist.

Dies zeigt, dass ein Tscherenkow-Detektor im Vorwärts-Spektrometer die Rekonstruktion von $\phi\phi\pi^0$ und $\phi\phi\eta$ -Ereignisse deutlich verbessern kann. Dies lässt sich auch auf allgemeine Kanäle mit Kaonen, die in Vorwärts-Richtung emittiert werden, übertragen.

5.2.2 Masse-Abhängigkeit

Für die betrachteten Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow f^{GB}\pi^0 \rightarrow \phi\phi\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow f^{GB}\eta \rightarrow \phi\phi\eta$ wird aus dem Dreikörperzerfall ohne Glueball-Resonanz ein Zweikörperzerfall. Dadurch entfällt ein Freiheitsgrad und im Dalitz-Diagramm entsteht anstatt der gleichmäßigen Verteilung eine diagonale Linie deren Lage charakteristisch für die Masse des hypothetischen Glueball-Zustands ist (vgl. Abb. 5.5). Zum Vergleich ist in Abbildung 5.4 noch die die invariante $\phi\phi$ -Masse

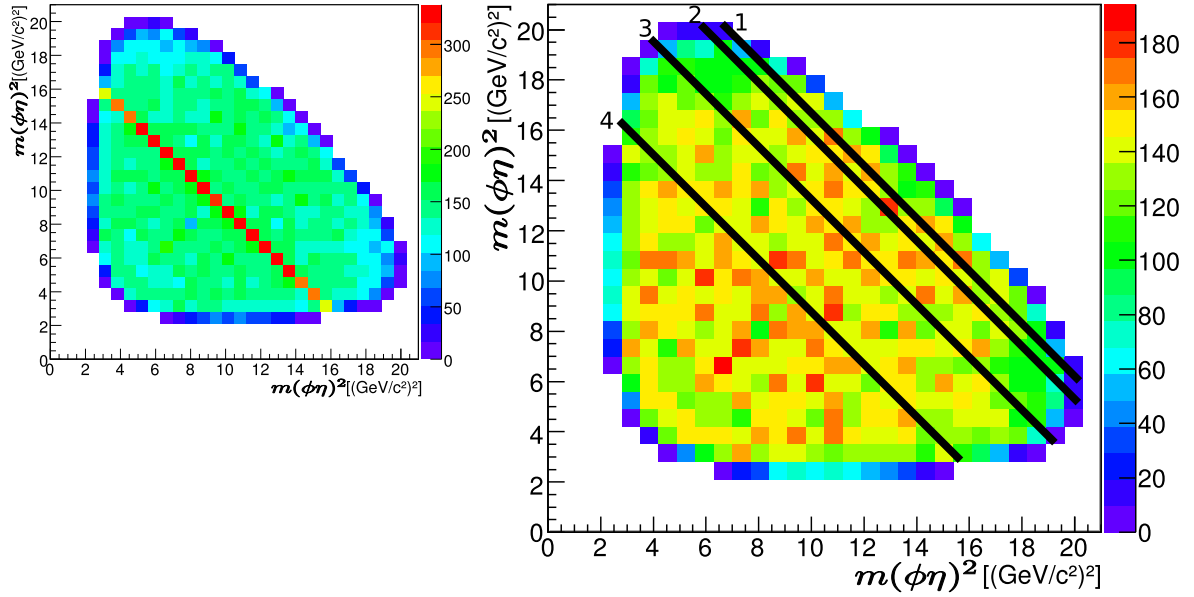


Abbildung 5.5: Alle vier hier diskutierten Glueball-Resonanzen im Dalitz-Diagramm ($\bar{p}p \rightarrow \phi\phi\eta$) sowie exemplarisch für $f^{GB}(3670)\eta$ mit phasenraumverteilten Ereignissen unterlegt (klein). Die Lage der vier Resonanzen ist dabei schematisch für die vorhergesagten Massen eingetragen. Die Linien entsprechen 1. $f^{GB}(2390)$, 2. $f^{GB}(2560)$, 3. $f^{GB}(3046)$ und 4. $f^{GB}(3670)$.

exemplarisch für $\bar{p}p \rightarrow f^{GB}(3670)\eta$ -Ereignisse dargestellt, welche mit phasenraumverteilten Ereignissen unterlegt wurden. Dies ist analog zu einer Projektion des Dalitz-Diagramms auf dessen Symmetrieachse.

Für alle vier hypothetischen Glueball-Zustände wurden ebenfalls Daten produziert (vgl. Tabelle 3.3), mit denen sich dann die jeweilige Rekonstruktionseffizienz ermitteln lässt (siehe Tabelle 5.1). Diese liegt damit zwischen 28% bis 34% bei schwacher PID der Stufe 1|0 und zwischen 18% und 24% bei strengerer PID der Stufe 2|1. Hier ist auch gut die starke Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz für verschiedene Kriterien der Kaonenidentifikation zu erkennen. Außerdem nimmt die Effizienz mit zunehmender Masse der Glueball-Zustände zu. Der Unterschied zwischen den Kanälen mit einem π^0 und η als *Recoil*-Teilchen ist gering und durch die unterschiedliche Selektionskriterien für die π^0 - und die η -Selektion zu erklären. Allerdings ergeben sich aufgrund der verschiedenen Massen der *Recoil*-Teilchen auch kinematische Unterschiede.

Die Zunahme der Rekonstruktionseffizienz für schwerere Gluebälle lässt sich anhand der Lage der jeweiligen Gluebälle im Dalitz-Diagramm erklären. Wie in Kapitel 5.2.1 und an Abbildung 5.2 diskutiert wurde, nimmt die Rekonstruktionseffizienz zu den äußeren Randbereichen des Dalitz-Diagramms hin ab. Die leichteren Glueball-Zustände liegen aber genau in diesem kinematischen Bereich, während die schweren Kandidaten mit zunehmender Masse in Bereichen höherer Effizienz liegen.

Ergänzend dazu sind die Winkel- und Impuls-Verteilungen der Kaonen für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow f^{GB}\eta$ in Abb. 5.6 gezeigt. Diese Abbildung zeigt die Anzahl der generierten Kaonen in Abhängigkeit von ihrem Impuls und dem Azimutalwinkel ϑ . Zum Vergleich wird dieses Diagramm einmal für den leichtesten Glueball-Zustand $f^{GB}(2390)$ und einmal für den schwersten

$m(f^{GB})$ [MeV/c ²]	Effizienz ϵ_S [%]			
	PID:1 0		PID:2 1	
	π^0	η	π^0	η
2390	28,34±0,27	28,70±0,27	18,38±0,21	18,55±0,22
2560	27,64±0,26	28,67±0,27	17,71±0,21	18,22±0,21
3046	30,78±0,28	29,85±0,27	20,53±0,23	19,85±0,22
3670	33,71±0,29	32,16±0,28	24,21±0,25	23,05±0,24
nicht-resonant	32,07±0,18	30,85±0,18	22,26±0,15	21,44±0,15

Tabelle 5.1: Selektions-Effizienzen der betrachteten Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow f^{GB}\pi^0$, $\bar{p}p \rightarrow f^{GB}\eta$ sowie nicht-resonant $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi\eta$. Diese Effizienzen wurden bei einer minimalen Kaonenidentifikation (PID) (Stufe 1|0) für jedes Kaonen-Paar sowie für die Stufe 2|1 bestimmt. Es wird jeweils ein Wert für das π^0 und ein Wert für das η als *Recoil*-Teilchen zusammen mit dem statistischen Fehler angegeben.

$f^{GB}(3670)$ gezeigt. Es ist gut zu erkennen, dass die Masse der Gluebälle einen großen Einfluss auf die Winkel- und Impulsverteilungen der Kaonen hat. Bei dem leichten Glueball-Zustand ergibt sich eine Verteilung mit einem Maximum bei ≈ 2 GeV/c und $\approx 15^\circ$.

Bei den schweren Gluebällen liegt das Maximum bei ≈ 3 GeV/c und $\approx 15^\circ$, welches sich aber verglichen mit dem leichten Glueball auf einem größeren Winkelbereich erstreckt. Deutlich zu erkennen ist ein Bereich (10° , $p = [0, 8; 2]$ GeV/c) in den keine Kaonen emittiert werden. Insgesamt gibt es bei diesen schwereren Kandidaten weniger Kaonen in kleinen Winkelbereichen als bei den leichten Kandidaten.

5.3 Untergrund

In dieser Arbeit werden nur Untergrundreaktionen mit hohem Wirkungsquerschnitt betrachtet, deren Endzustände durch Fehlidentifikation von Pionen als Signalreaktionen rekonstruiert werden können. Konkret ergeben sich so folgende drei Untergrundkanäle:

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (5.8)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \eta \quad (5.9)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0, \quad (5.10)$$

deren Wirkungsquerschnitte in Kapitel 3.2.1 abgeschätzt wurden.

Aus der Anzahl der Ereignisse k , welche die in Kapitel 4 beschriebene Selektion passieren, lässt sich die Untergrund-Unterdrückung η_B bestimmen:

$$\eta_B = \frac{k}{N_B} \quad (5.11)$$

wobei N_B die Anzahl der simulierten Untergrund-Ereignisse ist. Mit der in Kapitel 3.3.1 diskutierten Filtermethode wird dabei aus den generierten Ereignissen nur der Bereich der invarianten Massen der Pion-Paare unter Kaon-Massenhypothese von $(0, 95 - 1, 12)$ GeV/c² herausgefiltert und anschließend simuliert.

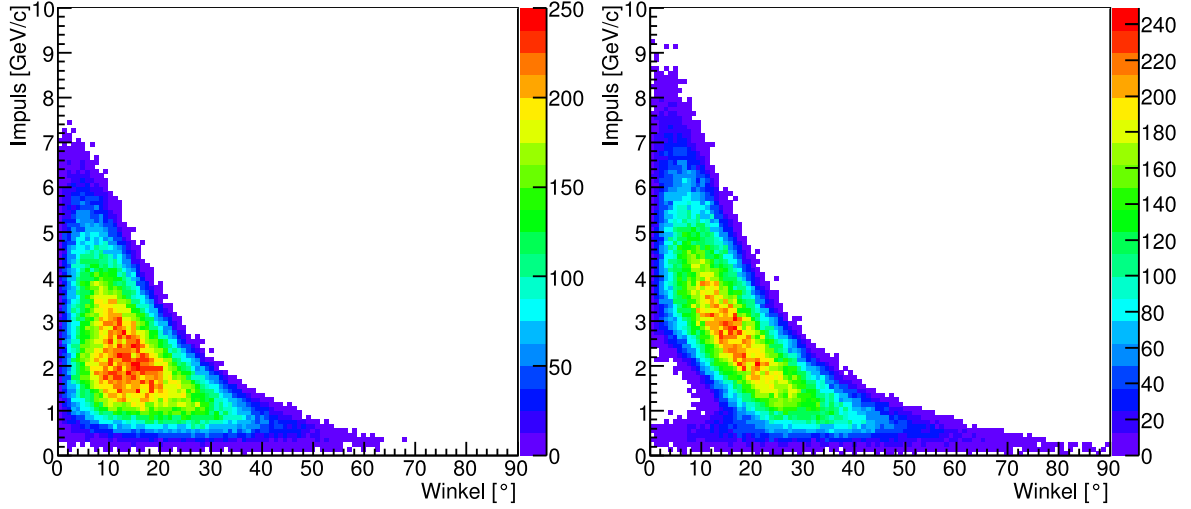


Abbildung 5.6: Anzahl der generierten Kaonen in Abhängigkeit von Azimutalwinkel und Impuls der Kaonen aus den Reaktionen $f^{GB}(2390)\eta$ (links), sowie für $f^{GB}(3670)\eta$ (rechts).

5.3.1 Legitimation der Filtermethode

Allerdings muss noch gezeigt werden, dass tatsächlich nur Ereignisse, die vom Filter akzeptiert werden, relevant für den Untergrund im rekonstruierten Signal sind. Dazu wird die Unterdrückung η_B für $\phi\phi\pi^0$ bestimmt. Insbesondere lässt sich η_B nicht nur global, sondern auch lokal aufgeschlüsselt bestimmen. Dazu wird eine Größe r definiert, welche der Differenz der *Truth*-Pion-Paare unter Kaon-Massenhypothese zur invarianten ϕ -Masse entspricht. Dies geschieht für beide Kaon-Paare aus dem ϕ -Zerfall, sowie aufgrund unterschiedlicher kombinatorischen Möglichkeiten auch für die jeweils andere Kombination an Kaon-Paaren:

$$r_1 = \sqrt{(m(\phi) - m(K_1^+ K_1^-))^2 + (m(\phi) - m(K_2^+ K_2^-))^2} \quad (5.12)$$

$$r_2 = \sqrt{(m(\phi) - m(K_1^+ K_2^-))^2 + (m(\phi) - m(K_2^+ K_1^-))^2} \quad (5.13)$$

$$r = \min(r_1, r_2) \quad (5.14)$$

mit $m(\phi) = 1,01941 \text{ GeV}/c^2$ (vgl. auch Kapitel 4.3). Die *Truth*-Pion-Paare entsprechen dabei den Pion-Paaren des Untergrunds, die bei der Selektion akzeptiert wurden.

Aus diesen beiden Werten für r wird schließlich der jeweils kleinere Wert genommen. Diese Größe lässt sich nun für jedes die Selektion passierende Untergrund-Ereignis, sowie für die ursprünglich generierten Ereignisse bestimmen. Aus dem Quotienten beider Größen erhält man die Selektions-Effizienz des Untergrunds in Abhängigkeit von der Größe r (siehe Abb. 5.7), wobei die Effizienz der Kehrwert der Unterdrückung ist.

Um die Filtermethode zu rechtfertigen, darf eine solche Effizienz lediglich im Bereich der beiden ϕ Massenfenster signifikant sein. Innerhalb dieses Bereichs sollte die Effizienz bei $r \approx 0$ ein Maximum annehmen und dann rasch auf 0 abfallen. In diesem Fall kann beispielsweise durch Extrapolation des Effizienz-Verlaufs geschlossen werden, dass kein Ereignis für $r > 0,1 \text{ GeV}/c^2$ mehr akzeptiert wird und die Unterdrückung somit ausreichend ist. In Abbildung 5.7 ist zu erkennen, dass die Effizienz auch innerhalb der recht hohen, statistischen Fehler, um $r = 0$ herum ein Maximum hat und dann auf 0 abfällt.

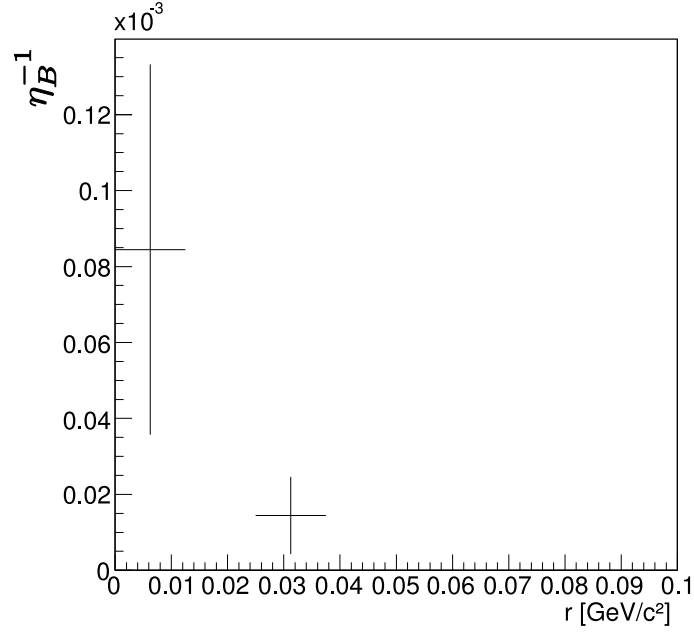


Abbildung 5.7: Effizienz für die Selektion von Untergrund-Ereignissen in Abhängigkeit von r . Diese ist nur nahe an $r = 0$ relevant und nimmt nach außen hin, aber noch innerhalb des Akzeptanzbereichs der Filtermethode ab.

Als Akzeptanzbereich der generierten Ereignisse wurde bei deren Filterung ein Bereich bis $1,12 \text{ GeV}/c^2$ gewählt (vgl. Kapitel 3.3.1). Deshalb wird als Skalierung der x-Achse in Abbildung 5.7 ein Maximalwert von $0,1 \text{ GeV}/c^2$ gesetzt, da dies der größte Wert der Differenz r zu $m_\phi = 1,01941 \text{ GeV}/c^2$ innerhalb des Akzeptanzbereichs der Filtermethode ist.

Für eine genauere Analyse der Effizienz in Abhängigkeit dieser Größe r sind jedoch mehr Untergrund-Ereignisse notwendig, wie an den großen statistischen Fehler der Einträge in Abbildung 5.7 zu erkennen ist. Falls die Effizienz bzw. η_B^{-1} linear mit r abfällt, ist für $r > 0,1 \text{ GeV}/c^2$ die Unterdrückung ebenfalls ausreichend. Somit ist die Anwendung der vorgestellten Filtermethode zulässig.

5.3.2 Untergrund-Unterdrückung

Aus der Anzahl der simulierten Untergrund-Ereignissen N_{Bf} lässt sich mit der bekannten Filtereffizienz ϵ_f die Anzahl der Ereignissen N_B und damit auch die Unterdrückung η_B berechnen:

$$N_B = N_{Bf} \cdot \frac{1}{\epsilon_f} \quad (5.15)$$

$$\eta_B = k \cdot \frac{\epsilon_f}{N_{Bf}} \quad (5.16)$$

wobei k die Anzahl der bei der Selektion akzeptierten Untergrund-Ereignisse ist. Diese Unterdrückung gibt das Verhältnis der Anzahl an fälschlicherweise als Signal selektierte Ereignisse zu der Anzahl der Untergrundereignisse an.

Dadurch lässt sich auf die Anzahl der insgesamt produzierten Untergrund-Ereignisse schließen. Diese ist in Tabelle 5.2 aufgeführt, wobei hier auch die Filtereffizienz berücksichtigt wird.

5.4. SIGNAL-UNTERGRUND-VERHÄLTNIS

Damit wird auch die eigentlich für die Untergrund-Unterdrückung relevante Größe N_B bestimmt.

Untergrund -Reaktion	produzierte Ereignisse N_{Bf}	Filter Effizienz ϵ_f	Gesamt N_B	Unterdrückung η_B
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	$15 \cdot 10^6$	1,12 %	$1,3 \cdot 10^9$	$> 1,3 \cdot 10^9$
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \eta$	$1 \cdot 10^6$	1,39 %	$7,2 \cdot 10^7$	$> 7,2 \cdot 10^7$
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$	$15 \cdot 10^6$	3,78 %	$4,0 \cdot 10^8$	$> 4,0 \cdot 10^8$

Tabelle 5.2: Die einzelnen in dieser Arbeit betrachteten Untergrund-Reaktionen mit der analysierten Anzahl an Ereignissen. Aufgrund des verwendeten Filters erhöhen sich diese für die Berechnung der Unterdrückung η_B .

Ohne Kaonen-Identifikation bleiben je nach rekonstruiertem Kanal nur ca. 5 Ereignisse übrig. Bereits bei einer minimalen Kaon-Identifikation von Stufe 1 und 0 (vgl. Tabelle 4.1) wird der Untergrund vollständig unterdrückt, sodass für die Unterdrückung nur eine untere Grenze angegeben werden kann:

$$\eta_B > N_B \quad (5.17)$$

Diese Größe ist ebenfalls mit in Tabelle 5.2 eingetragen.

Für weitere Aussagen zu der Unterdrückung ist eine größere Datenmenge an Untergrund-Ereignissen erforderlich. Deren Produktion war aber zeitlich im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich.

5.4 Signal-Untergrund-Verhältnis

Um damit Aussagen darüber treffen zu können, ob es trotz Untergrund möglich sein wird, Ereignisse mit einem geforderten Signal-Untergrund-Verhältnis S/B zu selektieren, also eine Unterscheidung zwischen Untergrund und Signal möglich ist, bedarf es weiterer Betrachtungen. Dazu spielen neben dem Wirkungsquerschnitt des Signals σ_S und des Untergrundes σ_B auch die einzelnen Verzweigungsverhältnisse \mathcal{B}_S und \mathcal{B}_B zu den hier analysierten Kanälen sowie die Rekonstruktionseffizienz des Signals ϵ_S und des Untergrunds ϵ_B eine Rolle. Wobei ϵ_B der Kehrwert der Untergrund-Unterdrückung η_B ist:

$$\epsilon_B = \frac{1}{\eta_B} \quad (5.18)$$

Insgesamt kann aus all diesen Größen ein Signal-Untergrund-Verhältnis S/B definiert werden:

$$\frac{S}{B} = \frac{\sigma_S \epsilon_S \mathcal{B}_S}{\sigma_B \epsilon_B \mathcal{B}_B} \quad (5.19)$$

Bei mehreren Untergrundkanälen muss über alle Untergrundkanäle n summiert werden:

$$\frac{S}{B} = \frac{\sigma_S \epsilon_S \mathcal{B}_S}{\sum_{i=1}^{i=n} \sigma_{B_i} \epsilon_{B_i} \mathcal{B}_{B_i}} \quad (5.20)$$

Dabei ist das Produkt

$$\sigma_S \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi \phi) \quad (5.21)$$

nicht bekannt, weshalb diese beiden Größen zusammen betrachtet werden. Alle anderen Größen sind gemessen oder wurden in dieser Arbeit abgeschätzt.

Als Produkt der Verzweigungsverhältnisse der Folgezerfälle von ϕ , π^0 und η ergeben sich folgende Werte (siehe Kapitel 3.1.1) für \mathcal{B}_S :

$$\begin{aligned}\mathcal{B}_{(\phi\phi\pi^0)} &= \mathcal{B}^2(\phi \rightarrow K^+ K^-) \cdot \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 0,2392 \pm 0,0058 \\ \mathcal{B}_{(\phi\phi\eta)} &= \mathcal{B}^2(\phi \rightarrow K^+ K^-) \cdot \mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = 0,0952 \pm 0,0024\end{aligned}\quad (5.22)$$

Die Rekonstruktionseffizienzen ϵ_S der einzelnen Glueball-Zustände sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Die Wirkungsquerschnitte σ_B der Untergrund-Kanäle wurden in Kapitel 3.2.1 wie folgt abgeschätzt:

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (1,285 \pm 0,002) \text{ mb} \quad (5.23)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \eta \quad (1,321 \pm 0,002) \text{ mb} \quad (5.24)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \quad (0,748 \pm 0,002) \text{ mb} \quad (5.25)$$

und als Verzweigungsverhältnis \mathcal{B} ist das des π^0 und des η zu berücksichtigen (Ref. [1]):

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) &= 0,98798 \pm 0,00032 \\ \mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) &= 0,3938 \pm 0,0026\end{aligned}\quad (5.26)$$

Ausgehend von einem sehr guten Signal-Untergrund-Verhältnis² von

$$\frac{S}{B} = \frac{10}{1}, \quad (5.27)$$

lässt sich dann mit den gegebenen Werten eine untere Grenze für das Produkt $\sigma_S \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi)$ ermitteln.

Aus Gleichung 5.20 und den angegebenen Werte folgt:

$$\sigma_S \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi) = \frac{10}{1} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{i=n} \sigma_{B_i} \epsilon_{B_i} \mathcal{B}_{B_i}}{\epsilon_S \mathcal{B}_S} \quad (5.28)$$

mit $\epsilon_B = \eta_B^{-1}$.

$m(f^{GB})$ [MeV/c ²]	$\sigma_S \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi)$ [nb]	
	π^0	η
2390	1,48	3,67
2560	1,52	3,67
3046	1,36	3,52
3670	1,24	3,27

Tabelle 5.3: Untere Grenzen für $\sigma_S \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi)$ bis zu der das Signal mit einem Signal-Untergrund-Verhältnis von 10/1 nachgewiesen werden kann.

²Ein gutes Signal-Untergrund-Verhältnis S/B ist beispielsweise für die Bestimmung des Spins einer Resonanz durch Analyse des Dalitz-Diagramms notwendig.

5.4. SIGNAL-UNTERGRUND-VERHÄLTNIS

Für die betrachteten Reaktionen ergeben sich die in Tabelle 5.3 angegebenen Werte als untere Grenze, bis zu der das Signal mit einem Signal-Untergrund-Verhältnis von 10/1 nachgewiesen werden kann.

Da es zeitlich im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war, eine größere Anzahl an Untergrund-Ereignisse zu erstellen, können hier nur Aussagen zu unteren Grenzen für $\sigma_S \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi)$ getroffen werden. Für diese Werte wurden gleichzeitig sehr schwache Kriterien der Kaon-Identifikation verwendet. Bei strengeren Kriterien kann die Unterdrückung des hier betrachteten Untergrunds mit Pionen um mehrere Größenordnungen gesteigert werden (vgl. Abb. 4.1). Daher ist eine deutliche Verbesserung der Werte zu erwarten und die Reaktion sollte somit mit deutlich kleineren Werten für $\sigma_S \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi)$ nachgewiesen werden können.

Diese Ergebnisse lassen sich mit Messwerte für das $f_0(1500)$ vergleichen, welches Wirkungsquerschnitte in ähnlichen Größenordnungen wie Gluebälle aufweisen sollte. In Ref. [13] wurde $\mathcal{B}(p\bar{p} \rightarrow f_0(1500) \pi^0 / p\bar{p} \rightarrow 3\pi^0) = 12 \pm 2\%$, also der Anteil von $f_0(1500) \pi^0$ in $3\pi^0$ -Ereignissen, gemessen. Unter der Annahme, dass dieses Verhältnis für höhere Impulse konstant bleibt, lässt sich damit auf den Wirkungsquerschnitt von $f^{GB} \pi^0$ schließen. Aus Messungen für den Wirkungsquerschnitt von $p\bar{p} \rightarrow 3\pi^0$ nach Ref. [14] lässt sich auf den Wirkungsquerschnitt bei einem Impuls von 15 GeV/c extrapolieren. Nach der in Abschnitt 3.2.1 und Abbildung 3.1 beschriebenen Extrapolations-Methode anhand der Schwerpunktsenergie lässt sich der Wirkungsquerschnitt zu $20 \mu\text{b}$ abschätzen. Somit sollte sich für die Produktion von $f_0(1500) \pi^0$ bei einem Impuls von 15 GeV/c für $\bar{p}p$ -Reaktionen ein Wirkungsquerschnitt von $\approx 2 \mu\text{b}$ ergeben.

Da Gluebälle flavour-blind zerfallen, sollte $\mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi) \leq 25\%$ sein. Zusammen mit einem Wirkungsquerschnitt von $\approx 2 \mu\text{b}$, wie er sich für das $f_0(1500) \pi^0$ abschätzen lässt, sollte sich für $\sigma_S \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi)$ ein Wert der Größenordnung $\approx 500 \text{nb}$ ergeben. Verglichen mit den ermittelten Grenzwerten für ein Signal-Untergrund-Verhältnis von 10/1 (vgl. Tabelle 5.3, π^0 -Spalte) sollte ein Nachweis dieser Reaktion bei PANDA somit möglich sein.

6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Monte-Carlo Studien zur Produktion von Glueball-Zuständen in $\bar{p}p$ -Annihilation an dem sich in der Design-Phase befindenden \bar{P} ANDA-Experiment durchgeführt. Die Massen wurden dazu aus LQCD-Vorhersagen (Ref. [2]) entnommen.

Diese Zustände wurden im Zerfall nach $\phi\phi$ in exklusiv rekonstruierten

$$\bar{p}p \rightarrow \phi\phi\pi^0 \quad (\phi \rightarrow K^+K^-) \quad (6.1)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \phi\phi\eta \quad (\phi \rightarrow K^+K^-, \eta \rightarrow \gamma\gamma) \quad (6.2)$$

Ereignissen bei einem Antiproton-Impuls von jeweils 15 GeV/c betrachtet.

Dabei wurde eine Rekonstruktionseffizienz von $\epsilon_S \approx 30\%$ bei einer gleichzeitig nahezu homogenen Effizienz-Verteilung über den gesamten kinematisch erlaubten Bereich im Dalitz-Diagramm erreicht.

Besonderes Augenmerk lag auf dem hadronischen Untergrund mit Pionen im Endzustand, da für diesen ein um mehrere Größenordnungen erhöhter Wirkungsquerschnitt verglichen mit den Signalreaktionen zu erwarten ist. Als problematische Untergrundkanäle wurden

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0 \quad (6.3)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\eta \quad (6.4)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0 \quad (6.5)$$

betrachtet und die Wirkungsquerschnitte unter Verwendung eines auf dem DPM basierenden Event-Generators auf etwa 1 mb abgeschätzt.

Um die benötigte Datenmenge der Untergrund-Reaktionen zu simulieren, wurde eine Filter-Methode entwickelt. Bei dieser erfolgte eine Selektion der Ereignisse direkt nach der Generierung, und damit noch vor der rechenzeitintensiven Simulation und Rekonstruktion. Zusätzlich wurde diese Methode anhand einer masseabhängigen Betrachtung der Unterdrückung verifiziert. Die simulierten Ereignisse konnten vollständig unterdrückt werden, sodass für die Unterdrückung nur eine untere Grenze bestimmt werden konnte.

Unter der Maßgabe ein möglichst reines Signal mit $S/B = 10$ zu rekonstruieren, lässt sich für das Produkt $\sigma_S \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi)$ damit eine untere Grenze abschätzen. Für $\phi\phi\pi^0$ -Ereignisse ergab sich dafür:

$$\sigma_S \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi) > 1,24 \text{ nb} \quad (6.6)$$

und für $\phi\phi\eta$ -Ereignisse:

$$\sigma_S \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi) > 3,27 \text{ nb} \quad (6.7)$$

Dieser Grenzwert sollte sich aber mit einer größeren Datenmenge der Untergrund-Kanälen noch deutlich nach unten verschieben lassen. Außerdem ergab die Studie, dass ein Tscherenkow-Detektor im Vorwärts-Spektrometer für eine stärkere Pion-Untergrund Unterdrückung hilfreich ist. Aufgrund von Abschätzungen des Wirkungsquerschnitts von Gluebällen anhand

von Messungen des $f_0(1500)$ sollten die ermittelten unteren Grenzen für $\sigma_S \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi \phi)$ ausreichend sein, um ein Signal bei $\overline{\text{PANDA}}$ mit einem sehr guten Signal-Untergrund-Verhältnis nachweisen zu können.

Um die Studie für die bereits analysierten Untergrund-Kanäle weiter zu führen wird eine größere Anzahl an Untergrund-Ereignissen benötigt. Damit lässt sich dann auch die Methode zur Legitimation der Filtermethode besser durchführen.

Des Weiteren müssen Untergrundkanäle mit Kaonen in den Endzuständen in die Studie einbezogen werden. Damit sollte dann eine sehr gute Abschätzung für die Größe $\sigma_S \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi \phi)$ möglich sein, bis zu der das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment sensitiv ist.

Weiterhin sollen noch die aus den LQCD Rechnungen bekannten Quantenzahlen der Glueball-Zustände berücksichtigt werden. Mit Hilfe einer Dalitz-Diagramm Analyse der rekonstruierten Ereignisse unter Einbezug des erwarteten Untergrunds können dann Aussagen zur Durchführbarkeit einer Bestimmung des Spins der betrachteten Resonanzen getroffen werden.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht zu den einzelnen Wechselwirkungen	7
1.2	Verschiedene QCD Prozesse zunehmender Ordnung und Selbstwechselwirkung	8
1.3	Das Mesonen-Nonett für $J^{PC} = 0^{-+}$ und 1^{-} im Grundzustand	10
1.4	Skalares Mesonen-Nonett mit den heute bereits identifizierten Mesonen.	11
1.5	Spektrum der Glueball-Kandidaten aus LQCD Rechnungen	14
2.1	Übersicht zu den erwarteten Zuständen bei $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$	18
2.2	Die heutige GSI mit den für das FAIR-Projekt geplanten Erweiterungen.	19
2.3	Dreidimensionales Modell des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors	21
2.4	Energieverlust pro zurückgelegter Strecke dE/dx für geladene Teilchen	24
3.1	Wirkungsquerschnitte der einzelnen Untergrundkanäle	30
3.2	Akzeptanzbereich des Filters auf phasenraumverteilte Untergrund Ereignisse	33
4.1	Effizienz und Güte der Kaon-Identifizierung bei verschiedenen Impulsen	36
4.2	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse für $\phi\phi\pi^0$ -Ereignisse.	38
4.3	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse für $\phi\phi\eta$ -Ereignisse.	38
4.4	Massenfenster bei der Rekonstruktion für das ϕ auf die invariante K^+K^- Masse	39
4.5	Konfidenzniveau und der Abstand zur invarianten $\phi\phi$ Masse	40
4.6	ϕ -Masse vor der Optimierung der Selektion	41
4.7	ϕ -Masse nach der Selektion auf den Abstand r	41
5.1	Dalitz-Diagramme der Selektion ohne Resonanz	44
5.2	Normierte Abweichung zur mittleren Effizienz im Dalitz-Diagramm	46
5.3	Winkel- und impulsabhängige Verteilung der selektierten Kaonen.	47
5.4	Invariante $\phi\phi$ -Masse exemplarisch für $\bar{p}p \rightarrow f^{GB}(3670)\eta$	48
5.5	Alle vier hier diskutierten Glueball-Resonanzen im Dalitz-Diagramm.	49
5.6	Anzahl der generierten Kaonen aus den Reaktionen $f^{GB}(2390)\eta$ und $f^{GB}(3670)\eta$	51
5.7	Effizienz für die Selektion von Untergrund-Ereignissen in Abhängigkeit von r	52

Tabellenverzeichnis

1.1	Fermionen im Standardmodell der Teilchenphysik.	6
1.2	Bosonen im Standardmodell der Teilchenphysik.	7
1.3	Vorhersagen der Glueball-Massen nach LQCD-Rechnungen.	13
2.1	Strahleigenschaften bei $\overline{\text{PANDA}}$	20
3.1	Übersicht der in dieser Arbeit analysierten Glueball-Kandidaten	27
3.2	Gemessene Wirkungsquerschnitte und die Werte des DPM-Generators.	31
3.3	Höhe aller verfügbaren Ereignisse	34
4.1	Stufen der Kaonen-Identifikation	35
5.1	Selektions-Effizienzen der betrachteten Reaktionen.	50
5.2	Verfügbare Anzahl an Untergrund-Ereignisse	53
5.3	Ermittelte Grenzwerte für $\sigma_S \cdot \mathcal{B}(f^{GB} \rightarrow \phi\phi)$	54

Literaturverzeichnis

- [1] W.-M. Yao *et al.*, Journal of Physics G **33**, 1+ (2006).
- [2] Y. Chen *et al.*, Phys. Rev. **D73**, 014516 (2006), hep-lat/0510074.
- [3] JETSET-Kollaboration, C. Evangelista *et al.*, Phys. Rev. **D57**, 5370 (1998), hep-ex/9802016.
- [4] PANDA-Kollaboration, Physics performance report for panda, 2008.
- [5] D. J. Lange, Nucl. Instrum. Meth. **A462**, 152 (2001).
- [6] A. Capella, U. Sukhatme, C.-I. Tan, and J. Tran Thanh Van, Phys. Rept. **236**, 225 (1994).
- [7] GEANT4-Kollaboration, S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A506**, 250 (2003).
- [8] J. Allison *et al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science **53**, 270 (2006).
- [9] R. Brun and F. Rademakers, Phys. Res. **A389**, 81 (1996 1997).
- [10] J. Clayton *et al.*, Nucl. Phys. **B30**, 605 (1971).
- [11] C. Defoix *et al.*, Nucl. Phys. **B44**, 125 (1972).
- [12] R. Jacobsen, Beta: A high level toolkit for BaBar physics analysis, 1997, presented at Conference on Computing in High Energy Physics, Berlin.
- [13] C. Amsler *et al.*, Phys. Lett. **B342**, 433 (1995).
- [14] Crystal Barrel-Kollaboration, A. V. Anisovich *et al.*, Phys. Lett. **B452**, 187 (1999).
- [15] UKQCD-Group, G. S. Bali *et al.*, Phys. Lett. **B309**, 378 (1993), hep-lat/9304012.
- [16] R. S. Longacre and S. J. Lindenbaum, Phys. Rev. **D70**, 094041 (2004), hep-ex/0407054.
- [17] ALEPH-Kollaboration, R. Barate *et al.*, Phys. Lett. **B472**, 189 (2000), hep-ex/9911022.
- [18] D. R. Ward *et al.*, Nucl. Phys. **B172**, 302 (1980).
- [19] C. K. Chen, T. Fields, D. S. Rhines, and J. Whitmore, Phys. Rev. **D17**, 42 (1978).
- [20] T. Handler *et al.*, Nucl. Phys. **B101**, 35 (1975).
- [21] PANDA-Kollaboration, Technical design report for panda electromagnetic calorimeter, 2008.
- [22] W. Hulsbergen, A kalman filter for babar decay chain fitting, 2004.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit zur Seite standen.

Mein besonderer Dank gilt dabei Prof. Dr. U. Wiedner, der diese Arbeit im Rahmen des PANDA-Experiments erst ermöglichte. Ebenso möchte ich mich bei meinem Betreuer Dr. M. Pelizäus bedanken, der während der gesamten Arbeit mich unermüdlich mit Rat und Tat unterstützte und mir stets weiter half.

Ebenso fand ich auch bei Dr. B. Kopf sowie Dr. M. Steinke immer ein offenes Ohr für meine Fragen und Probleme hinsichtlich meiner Arbeit.

Prof. Dr. W. Meyer möchte ich dafür danken, dass er sich als Zweitgutachter für die Korrektur dieser Arbeit zur Verfügung gestellt hat.

Ganz besonders möchte ich meiner Frau Aleksandra danken, dass sie mir während meiner ganzen Arbeit immer eine Stütze war. Ebenso möchte ich mich bei Sebastian Göppert für seinen selbstlosen Einsatz bei den Korrekturen bedanken.

Mein Dank gilt auch meinen Eltern und meinem Bruder, die mir mein Physik-Studium an der Ruhr-Universität Bochum erst ermöglichten und damit oft auf mich verzichten mussten.

