



Technische Universität München



INSTITUT FÜR EXPERIMENTALPHYSIK E12
Prof. Dr. Reiner Krücken

Suche nach einem seltenen Zerfall des
 η -Mesons in pp -Reaktionen bei
 $E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ GeV}$

DIPLOMARBEIT
im Studiengang ALLGEMEINE PHYSIK
von
PATRICK HUCK

Themensteller: Prof. Dr. Reiner Krücken

Betreuer: Dr. Jürgen Friese

Abgabedatum: 7. Dezember 2009

Erklärung der Selbstständigkeit

Mit der Abgabe der Diplomarbeit versichere ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Garching, den 7. Dezember 2009

Patrick Huck

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der Versuch dargestellt, den seltenen Zerfall des η -Mesons in ausschließlich geladene Teilchen

$$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- \quad (BR = 4,2 \cdot 10^{-4})$$

in einem Datensatz zu rekonstruieren, der mit dem e^+e^- Paarspektrometer HADES für die Reaktion $p + p \rightarrow ppX$ bei $E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ GeV}$ aufgenommen wurde.

Das HADES Spektrometer an der GSI in Darmstadt hat die Aufgabe, die Eigenschaften der leichten Vektormesonen ρ , ω und ϕ in dichter Kernmaterie zu untersuchen. Dazu werden die aus deren Zerfällen resultierenden e^+e^- -Paare (*Dileptonen*) vermessen. Im Spektrum der invarianten Dileptonenmasse treten im mittleren Massenbereich noch nicht verstandene Signalstärken auf, zu deren besseren Verständnis eine unabhängige Messung des Anteils der η -Produktion beitragen kann.

Wegen der erwarteten geringen Signalstärke des seltenen Zerfalls wurden umfangreiche Simulationen durchgeführt. Dazu wurde die bislang unbekannte Spektralfunktion des emittierten virtuellen Photons ($\gamma^* \rightarrow e^+e^-$) dieses Zerfalls in den HADES Ereignisgenerator PLUTO neu eingefügt. Weiterhin wurden die Reaktionskanäle

$$\begin{aligned} pp \rightarrow pp\eta/\omega \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow pp\pi^+\pi^-e^+e^-\gamma \quad \text{und} \\ pp \rightarrow pN(1440)^+\pi^0 \rightarrow pp\pi^+\pi^-e^+e^-\gamma \end{aligned}$$

als hauptsächliche Untergrundquellen für Ereignisse mit je zwei geladenen Pionen und Elektronen identifiziert und ein daraus zu erwartendes Spektrum generiert.

Die Analyse zeigt, dass sich das experimentelle Spektrum sowohl qualitativ als auch quantitativ gut mit den simulierten Daten beschreiben lässt. Nach Anwendung aller Analyseschritte bleiben von dem untersuchten Datenensemble noch 545 Ereignisse im 4-Teilchen invarianten Massenspektrum übrig. Die spektrale Verteilung des dominierenden Kanals $pN(1440)^+\pi^0$ und eine prominente Struktur vom $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Zerfall können identifiziert werden. Eine erhöhte Anzahl an Einträgen bei $M_{\text{inv}}^{\pi^+\pi^-e^+e^-} = 550 \text{ MeV}/c^2$ kann lediglich als ein Hinweis auf den gesuchten Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ interpretiert werden. Aufgrund statistischer Fluktuationen kann das Signal auch dem Untergrund zuzurechnen sein.

Des Weiteren folgt aus der Analyse, dass der gesuchte η -Zerfallskanal bei deutlich vergrößertem Datensatz nahezu untergrundfrei zugänglich ist.

Abstract

In this work it is attempted to reconstruct the rare decay of the η -meson into exclusively charged particles

$$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0 \quad (BR = 4,2 \cdot 10^{-4}).$$

The underlying data set of the reaction $p + p \rightarrow ppX$ at a kinetic beam energy of $E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ GeV}$ was recorded by the e^+e^- pair spectrometer HADES.

The main physics goal of the HADES spectrometer at GSI in Darmstadt is the investigation of light vectormesons ρ , ω and ϕ and their properties in dense nuclear matter. This can be done by measuring their decay products e^+e^- (*dileptons*). The resulting invariant dilepton spectrum indicates a source of e^+e^- pairs in its central mass region which up to now cannot be described by theoretical models completely. For further discussions it is indispensable to determine the contribution from η -production in this mass region independently.

Due to an expected small signal strength of the rare decay extensive simulations were carried out. Therefore the so far unknown spectral function of the emitted virtual photon ($\gamma^* \rightarrow e^+e^-$) of this decay was included to the HADES event generator PLUTO. Furthermore the reaction channels

$$\begin{aligned} pp \rightarrow pp\eta/\omega \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0 e^+e^- \gamma \quad \text{and} \\ pp \rightarrow pN(1440)^+\pi^0 \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0 e^+e^- \gamma \end{aligned}$$

have been determined to give the main background contributions to the invariant mass spectrum of $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ for events with two pions and two electrons. This allowed to generate an expected spectrum.

The analysis shows that the experimental spectrum can be described qualitatively and quantitatively by the simulated data. After all cuts 545 events are left in the 4-particle invariant mass spectrum. The spectral distribution of the dominating channel $pN(1440)^+\pi^0$ and a prominent structure from $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ can be identified. At $M_{\text{inv}}^{\pi^+\pi^-\pi^0} = 550 \text{ MeV}/c^2$ additional counts are seen which can only be interpreted as an indication of a $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ signal. Due to statistical fluctuations it can originate from background as well. With a considerably larger data set the sought-after η decay channel can be accessed nearly without any background.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Zielsetzung	1
1.1	Physikalische Motivation	1
1.2	Das η -Meson als Referenzquelle	2
1.3	Besondere Aspekte des η -Zerfalls	3
1.3.1	Physik jenseits des Standardmodells	3
1.3.2	QCD-Anomalien	4
1.4	Verfügbare Daten zum $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ Zerfall	5
1.5	Ziel dieser Arbeit	6
2	Experimentaufbau und Datenanalyse	7
2.1	Aufbau des Spektrometers	7
2.1.1	Target und RICH	8
2.1.2	Spurmessung mit Minidriftkammern	9
2.1.3	Geschwindigkeitsmessung mit dem META Detektor	11
2.1.4	Datenreduktion	11
2.2	Datenanalyse	12
2.2.1	Spurrekonstruktion	12
2.2.2	Impulsbestimmung	13
2.2.3	Teilchenidentifikation	13
2.2.4	Invariante Masse und Missing-Mass-Technik	17
2.2.5	Kinematischer Refit	17
2.3	Simulationspakete	18
2.3.1	Ereignis-Generation	18
2.3.2	Detektorsimulation	18
3	Das $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ Signal in der Simulation	19
3.1	Einbau des seltenen Zerfalls in PLUTO	19
3.1.1	Invariantes Massenspektrum des $e^+ e^-$ -Paares	20
3.1.2	Vergleich mit KLOE-Spektrum	21
3.2	Simulationen	22
3.2.1	Simulation des seltenen Zerfalls	22
3.2.2	Cocktail mit relevanten Kanälen aus η - und ω -Zerfällen	24
3.2.3	Simulation starker Untergrundkanäle	26
3.3	Analyse der Simulationsdaten	27
3.3.1	Teilchenidentifikation	27
3.3.2	Ereignisauswahl und Gesamtnachweiseffizienz	30
3.3.3	Vertex von Pionen und Elektronen	32
3.3.4	Invariante Massenspektren	34
3.3.5	Schlussfolgerungen	37

4	Experimentdaten	39
4.1	Teilchenidentifikation	40
4.2	$\pi^+\pi^-$ - und e^+e^- -Paarvertizes	40
4.3	5- und 6-Prong-Analyse	41
5	Diskussion der Ergebnisse	43
5.1	5-Prong-Ereignisse	43
5.1.1	Fehlende Masse (<i>Missing Mass</i>)	43
5.1.2	Öffnungswinkel und invariante Masse des e^+e^- -Paares	47
5.1.3	Ergebnis	48
5.2	6-Prong-Ereignisse	48
6	Zusammenfassung und Ausblick	51
A	Ladungskonjugation und Parität	53
A.1	CP-Quantenzahl des Photons	53
A.2	CP-Quantenzahl des η - und π -Mesons	54
A.3	CP-Quantenzahl von $\pi^+\pi^-$	54
B	Kinematische Berechnungen	55
B.1	Schwellenenergie	55
B.2	Massenverschiebung im invarianten Massenspektrum	57
C	Produktionsquerschnitte und Zerfallskanäle	59
C.1	Tabellen	59
C.2	Normierung der simulierten invarianten Massenspektren	60
D	Verzweigungsverhältnisse der $N(1440)$ -Resonanz	61
D.1	Erster Schritt: $N(1440) \rightarrow \Delta\pi$	62
D.2	Zweiter Schritt: $\Delta \rightarrow N\pi$	62
D.3	Überblick	63
	Literaturverzeichnis	65

1

Motivation und Zielsetzung

Das *High Acceptance Di-Electron Spectrometer* (HADES) beim GSI¹ *Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung* in Darmstadt stellt ein e^+e^- -Paar Spektrometer mit großer Akzeptanz dar. Der mit den Strahlenergien der SIS² Beschleunigeranlage abdeckbare Energiebereich ermöglicht die Produktion von baryonischen Resonanzen, Pionen und η -Mesonen sowie die der leichten Vektormesonen ρ , ω und ϕ . Aufgabe des HADES Spektrometers ist die Detektion der Zerfallsprodukte dieser Teilchen in Nukleon-Nukleon(NN)- oder Kern-Kern(AA)-Kollisionen und die Vermessung ihrer Eigenschaften.

Im Folgenden werden die Motivation zur Untersuchung von η -Zerfällen und einige besondere Aspekte ihrer seltenen η -Zerfallskanäle sowie die Zielsetzung dieser Arbeit vorgestellt.

1.1 Physikalische Motivation

Ein Versuch den nieder-energetischen und nicht-perturbativen Bereich der Quantenchromodynamik (QCD) zu beschreiben, besteht im Ansatz der Chiralen Störungstheorie[Wei91] (CHPT)³. Eine Vorhersage dieser Theorie ist die Änderung der Mesoneneigenschaften in einer stark wechselwirkenden Umgebung mit erhöhtem Druck oder Temperatur. In solch einem *dichten Medium* kann sich die Polmasse der Mesonen zu kleineren Werten verschieben und/oder deren Zerfallsbreite erhöhen[Fri97][Kli97][Rap00]. Testen lassen sich diese Aussagen u. a. in Schwerionenkollisionen, wie sie an der SIS Beschleunigeranlage der GSI möglich sind. Dabei entstehen zum Einen die notwendige Umgebung und zum Anderen die zu messenden Mesonen. Typische Lebensdauern des bei der Schwerionenkollision entstehenden *Feuerballs* sind $\tau \sim 10 \text{ fm}/c$. Es müssen also die passenden *Sonden* gewählt werden, deren Zerfallsprodukte einerseits aus dem Feuerball stammen, um die Mediumeneigenschaften des Mesons „mitzutransportieren“, und andererseits nicht oder möglichst wenig mit dem Feuerball wechselwirken. Mit ihren direkten Zerfällen in e^+e^- erfüllen die leichtesten Vektormesonen diese Bedingungen (Tab. 1.1).

Tabelle 1.1.: Die leichtesten Vektormesonen und ihre Eigenschaften.

Meson	Masse [M_{eV}/c^2]	Reichweite $c\tau$ [fm]	e^+e^- -BR [10^{-5}]
ρ^0	776	1,3	4,67
ω	783	23	7,14
ϕ	1020	46	29,8

Abb. 1.1 zeigt das invariante Massenspektrum der e^+e^- -Paare für ein $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ Experiment bei einer Strahlenergie von $E_{\text{kin}} = 2 \text{ AGeV}$ [Aga07]. Es ist das Resultat der Summe aus mehreren verschiedenen e^+e^- -Quellen, die bei den NN- und AA-Kollisionen entstehen

1 Gesellschaft für Schwerionenforschung

2 Schwerionen-Synchrotron

3 Chiral Perturbation Theory

können. In AA- und zum Teil auch in NN-Stoßsystemen sind die Produktionsquerschnitte dieser Quellen bekannt. Deshalb kann das Dileptonenspektrum nach Normierung auf die Anzahl der π^0 -Mesonen in die einzelnen Beiträge aufgegliedert werden. Einen wichtigen Beitrag zu diesem *Cocktail* liefert das η -Meson im mittleren invarianten Massenbereich der e^+e^- -Paare von $150 - 500 \text{ MeV}/c^2$. Insbesondere in diesem Bereich ergaben die systematischen Untersuchungen der e^+e^- -Paarproduktion eine auffällige Signalstärke aus einer sogenannten *X-Quelle*, die selbst in elementaren NN-Kollisionen theoretisch nicht vollständig beschrieben werden kann. Es besteht daher Interesse, den Anteil, den das η -Meson durch den $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ Zerfall beiträgt, möglichst unabhängig über einen anderen η -Zerfallskanal zu bestimmen.

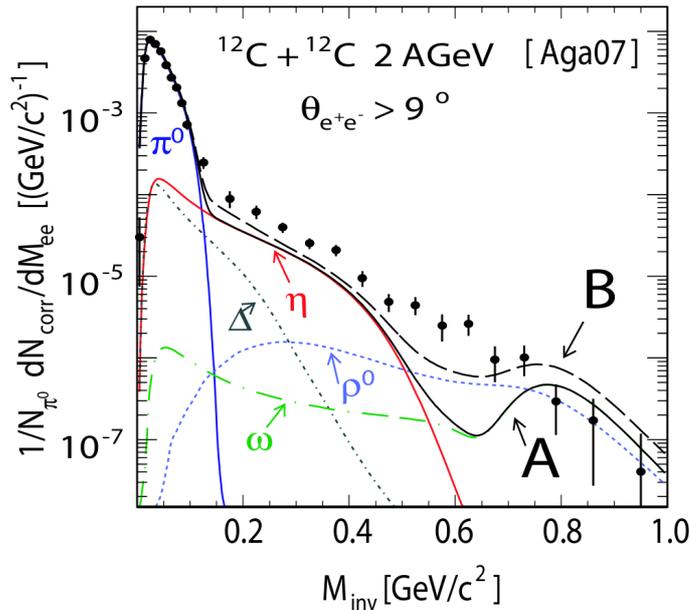


Abbildung 1.1.: e^+e^- invariantes Massenspektrum aufgedeutet nach Beiträgen der Mesonenzerfälle. Cocktail A: $\pi^0/\eta \rightarrow e^+e^-\gamma + \omega \rightarrow e^+e^-$. Cocktail B: A + Δ -Dalitz + $\rho \rightarrow e^+e^-$. Die Signalstärke im mittleren Massenbereich kann nicht durch elementare hadronische Quellen beschrieben werden (siehe [Aga07]).

1.2 Das η -Meson als Referenzquelle

Neben dem Dalitz-Zerfall bietet das η -Meson weitere Zerfälle mit geladenen Teilchen, die mit dem HADES Spektrometer detektiert werden könnten (Tab. 1.2). Für die genaue Bestimmung des η -Mesonen-Beitrags zum Dileptonenspektrum sind Zerfälle mit Photonen im Endzustand aber ungeeignet, da das HADES Experiment z. Zt. keine Photonen messen kann. Daher sind

$$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^- \quad \text{und} \quad \eta \rightarrow e^+e^-$$

mit ausschließlich geladenen Zerfallsprodukten besonders interessant, aber leider recht selten. Im Gegensatz zum direkten Zerfall in e^+e^- ist das Verzweungsverhältnis für $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ aber bekannt. Es stellt sich also die herausfordernde Frage, ob dieser Zerfall mit dem HADES Detektor rekonstruierbar ist.

Tabelle 1.2.: Verzweigungsverhältnisse für Zerfälle des η -Mesons.

$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	39,31%	} Nicht-seltene η -Zerfälle
$\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$	32,56%	
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	22,73%	
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	4,60%	
$\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$	0,68%	} η -Dalitz-Zerfall
$\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma\gamma$	< 0,12%	} Seltene η -Zerfälle
$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	0,044%	
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$	0,042%	
$\eta \rightarrow e^+e^-$	< 0,0077%	

1.3 Besondere Aspekte des η -Zerfalls

Neben dem Nutzen als Referenzquelle gibt es auch allgemeines Interesse an diesen Zerfällen, insbesondere an $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$.

1.3.1. Physik jenseits des Standardmodells

Eines der ungelösten Probleme der Physik ist die Frage, warum das beobachtbare Universum aus mehr Materie als Antimaterie besteht. Um das heutige Verhältnis von 10^9 Photonen (Teilchen-Antiteilchen-Annihilationen) pro Proton zu erhalten, wird nur eine kleine Asymmetrie im frühen Universum benötigt. Zur Erklärung dieser *Materie-Antimaterie-Asymmetrie* werden unter Einhaltung der Sakharov-Bedingungen [Sak67] drei mögliche Theorien behandelt:

- CP-Verletzung,
- Supersymmetrie und
- Leptogenese.

Das Standardmodell (SM) der Physik beinhaltet bereits das Prinzip der CP-Verletzung. Im Rahmen der schwachen Wechselwirkung drückt sich diese in einer komplexen Phase der CKM-Matrix [Cab63] [Kob73] aus und wurde durch den 2π -Zerfall des Kaons nachgewiesen [Chr64]. Auch bei der exakten Vermessung der CP-Verletzung in B-Meson-Zerfällen in sogenannten *B-Fabriken* wurde CP-Verletzung entdeckt. Das Experiment sagt aber ein um Größenordnungen abweichendes Photonen-zu-Protonen-Verhältnis von 10^{18} voraus. Ob also diese Phase die eigentliche Ursache für die Asymmetrie ist, bleibt unklar. Dies und ein tieferes Verständnis der CP-Verletzung motivieren die Suche nach unbekanntem Quellen der CP-Verletzung außerhalb dieser sogenannten *Flavour*-ändernden Prozesse.

Deshalb untersuchen die Autoren von [Gen02] die CP-verletzenden Effekte der Photon-Polarisation im *Flavour*-erhaltenden Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. Mit den CP-Quantenzahlen der beteiligten Teilchen (siehe Anhang A) müsste wegen CP-Erhaltung der starken Wechselwirkung für diesen Zerfall gelten:

$$\begin{aligned}
 \text{CP}(\eta) &= \text{CP}(\pi^+\pi^-) \cdot \text{CP}(\gamma) \\
 -1 &= +1 \cdot \begin{cases} +1 & \text{E1} & \times \\ -1 & \text{M1} & \checkmark \end{cases}
 \end{aligned}$$

Das Auftreten eines elektrischen Übergangs (durch Bremsstrahlung des $\pi^+\pi^-$ -Zwischenzustands) würde also die CP-Symmetrie verletzen. Durch Ausdehnung dieser Diskussion auf den Zerfall mit interner Konversion des Photons

$$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma^* \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$$

kann durch die Interferenz von elektrischer und magnetischer Amplitude in Anlehnung an den Zerfall $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ [Seh92] eine interessante Observable konstruiert werden. Ein durch die Polarisation des virtuellen Photons verursachter CP-verletzender Effekt resultiert in einer Asymmetrie \mathcal{A}_ϕ in der ϕ -Winkelverteilung der Zerfallsbreite $d\Gamma$ (Gl. 1.1). Der Winkel ϕ ist dabei durch die $\pi^+\pi^-$ - und e^+e^- -Zerfallsebenen im Ruhesystem des η -Mesons definiert (Abb. 1.2).

$$\mathcal{A}_\phi = \frac{\int_0^{\pi/2} \frac{d\Gamma}{d\phi} d\phi - \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\Gamma}{d\phi} d\phi}{\int_0^{\pi/2} \frac{d\Gamma}{d\phi} d\phi + \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\Gamma}{d\phi} d\phi} \neq 0 \quad (1.1)$$

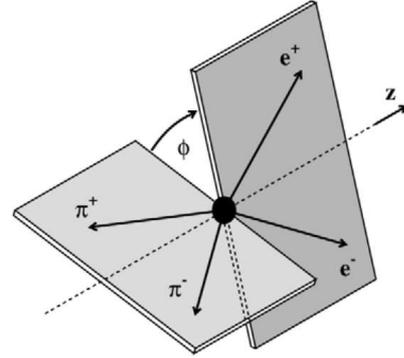


Abbildung 1.2.: Definition des Winkels ϕ [Amb09].

Bisherige Einschränkungen der CP-Verletzung in der starken Wechselwirkung wurden hauptsächlich aus der Messung des elektrischen Dipolmoments des Neutrons gefolgert. Eine zusätzliche Variable liefert also neue Einblicke in das Prinzip der CP-Verletzung und möglicherweise auch in die daraus folgende Physik jenseits des Standardmodells.

1.3.2. QCD-Anomalien

Teilchenerzeugung und -annihilation werden bei der Formulierung einer Quantenfeldtheorie durch Quantisierung realisiert – also den Übergang von klassischen zu quantisierten Feldern. Die Taylorentwicklung des Lagrangian in eine Potenzreihe der Kopplungskonstante führt zu den Feynman-Regeln, mithilfe derer die Übergangsamplitude eines jeden Prozesses bis zu einer beliebigen Ordnung konstruiert werden kann. Bei der Berechnung dieser Amplituden treten jedoch Divergenzen auf, die im Rahmen der Renormierung entfernt werden können. Solche Divergenzen werden *Anomalien* genannt.

Die Anomalien der Kopplung von pseudoskalaren Mesonen (P) mit Photonen (V) werden durch den *Wess-Zumino-Witten-Lagrangian* [Wes71][Wit83] beschrieben (Abb. 1.3). Aufgrund ihrer Darstellung in Feynman-Diagrammen wird die PVV -Kopplung ($\eta \rightarrow 2\gamma$) als *Dreiecks-Anomalie* und die PPP -Kopplung als *Box-Anomalie* bezeichnet. Letztere beschreibt die nicht-resonante Kopplung des η -Mesons an $\pi^+\pi^-$. Tatsächlich kann der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-$ aber auch resonant über die Erzeugung eines ρ^0 -Mesons ablaufen. Dieser Teil der Amplitude wird durch Austausch eines Photons der Dreiecks-Anomalie durch ein ρ^0 -Meson mit anschließendem $\pi^+\pi^-$ - Zerfall beschrieben.

Aufgrund des nicht-resonanten Charakters der Box-Anomalie wäre die invariante Masse von $\pi^+\pi^-$ eine gute Observable zur Trennung der beiden Beiträge. Für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-$ liegt die ρ^0 -Resonanz mit $770 \text{ MeV}/c^2$ aber weit oberhalb der durch die η -Masse von $548 \text{ MeV}/c^2$ zulässigen kinematischen Region des Zerfalls, wodurch sich die Verteilungen sehr ähneln [Pro07].

Eine Möglichkeit wäre anstattdessen die Untersuchung der Zerfälle des schwereren η' -Mesons. Aber auch mit dem zu $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ analogen Zerfall des η -Mesons über ein virtuelles Photon

$$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma^* \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$$

lässt sich die Box-Anomalie untersuchen, da die Erzeugung von zwei virtuellen Photonen in der Dreiecks-Anomalie stark unterdrückt ist (vgl. $\eta \rightarrow e^+e^-e^+e^-$).

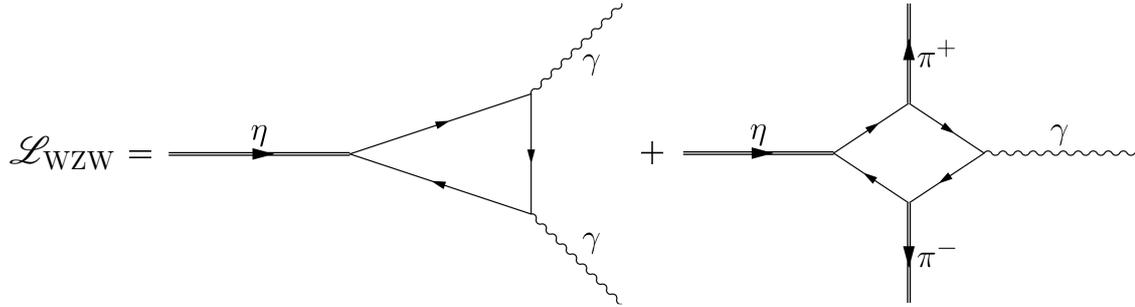


Abbildung 1.3.: Niedrigste Ordnungen des Wess-Zumino-Witten-Lagrangians dargestellt durch Feynman-Graphen.

1.4 Verfügbare Daten zum $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ Zerfall

Die im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Theorien benötigen eine experimentelle Grundlage mit möglichst hoher Statistik. Zum Zeitpunkt des Antritts dieser Arbeit waren die zur Verfügung stehenden Daten jedoch recht überschaubar (Tab. 1.3).

Tabelle 1.3.: Aus Theorie und Experiment ermittelte Verzweungsverhältnisse.

	Jahr	Autoren	BR [10^{-4}]	Anzahl η 's	Anzahl Zerfälle
Theorie	1967	Jarlskog, Pilkuhn[Jar67]	3,1		
	1993	Picciotto, Richardson[Pic93]	$3,2 \pm 0,3$		
	1999	Faessler, Fuchs, Krivoruchenko[Fae00]	3,6		
	2007	Borasoy, Nissler[Bor07]	$2,99^{+0,08}_{-0,11}$		
Experiment	1966	Grossmann, Price, Crawford[Gro66]	13^{+12}_{-8}		1
	2001	CMD-2[Akh01]	$3,7^{+2,5}_{-1,8}$		4
	2006	CELSIUS/WASA[Bar07]	$4,3^{+1,3}_{\pm 0,4}$	$7,5 \cdot 10^3$	16
	2008	KLOE[Amb09]	$2,68^{+0,09}_{\pm 0,07}$	$7,2 \cdot 10^7$	1555

Bereits 1966 extrahierten Grossmann, Price und Crawford das Verzweungsverhältnis aus einem einzigen Ereignis. Auch bis zum Jahre 2006 stieg die Anzahl der detektierten Zerfallsereignisse mit der Messung der CELSIUS/WASA-Kollaboration lediglich auf 16. Mit den bekannten Akzeptanzen und Effizienzen des HADES Detektors konnte für das $p + p$ Experiment bei $E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ GeV}$ eine ähnliche Anzahl detektierbarer Ereignisse erwartet werden.

Da die η -Physik eine Vielfalt von interessanten Fragestellungen aufwirft, haben es sich Experimente wie KLOE und WASA@COSY zur Aufgabe gemacht, η -Zerfälle mit hoher Statistik zu vermessen. So gelang es dem KLOE-Experiment Ende 2008 das Verzweungsverhältnis von $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ recht genau zu bestimmen – basierend auf dem 100-fachen der bis dahin vorhandenen Statistik. Damit wurde auch die Asymmetrie aus Abschnitt

1.3.1 ermittelt. Im Rahmen statistischer und systematischer Fehler ergab sich keine signifikante Asymmetrie ($\mathcal{A}_\phi = 0$) [Amb09].

Für den HADES Detektor bietet der Zerfall des η -Mesons in vier geladene Teilchen eine hervorragende Möglichkeit die Fähigkeiten des HADES Detektors zu testen. In den Standardanalysen werden Elektronen und Pionen häufig getrennt voneinander analysiert und müssen nicht gleichzeitig eindeutig identifiziert werden. Dies stellt vor allem hohe Anforderungen an den für die Unterscheidung zuständigen RICH Detektor. Aber auch an MDC und TOF, da Leptonen mit niedrigen Impulsen äußerst schwer zu detektieren sind.

1.5 Ziel dieser Arbeit

Der seltene Zerfall hat also mehrere interessante Aspekte, die mit dem HADES Detektor untersucht werden können. Als Datensatz liegt eine pp -Messung bei $E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ GeV}$ mit ca. $6 \cdot 10^9$ Kollisionen vor. In diesem Datenensemble sollten ca. 10–20 seltene η -Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ produziert worden sein. Die sich stellenden Fragen sind: Findet man diese Zerfälle, was sind die Grenzen des Detektors und welche Perspektiven ergeben sich für künftige Messungen?

Ziel dieser Arbeit war es daher, nach dem seltenen η -Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ zu suchen und die Grenzen des Detektorsystems im Hinblick auf Nachweiseffizienz und Akzeptanz für Ereignisse mit $N_{\text{Spur}} \geq 4$ geladenen Teilchen zu erkunden. Von besonderer Wichtigkeit war dabei die Untersuchung beitragender Untergrundkanäle durch umfangreiche Simulationen.

2

Experimentaufbau und Datenanalyse

Das Detektorsystem HADES hat seit dem Beginn seines Produktionsbetriebs im Jahre 2002 mehrere Strahlzeiten absolviert. Dazu gehören sowohl Experimente mit elementaren Hadronenstößen als auch mit Schwerionensystemen. Zu den technischen Details und der Funktionsweise des Detektors existiert bereits eine ausführliche Veröffentlichung[Aga09]. Deshalb werden im Folgenden nur ausgewählte und für das grundlegende Verständnis wichtige Aspekte beleuchtet.

Dazu gehören: Die wichtigsten Detektorkomponenten (Abschnitt 2.1), die Datenanalyse (Abschnitt 2.2) und die Funktionsweise der verwendeten Simulationspakete PLUTO und HGEANT (Abschnitt 2.3).

2.1 Aufbau des Spektrometers

Wie in Kapitel 1 bereits erwähnt, ist das vorrangige Ziel des HADES Experiments die Eigenschaften – v. a. Masse und Zerfallsbreite – der leichten Vektormesonen in dichter Kernmaterie zu untersuchen. Dafür ist es notwendig, die seltenen e^+e^- -Paare als Zerfallsprodukte von ρ -, ω - und ϕ -Mesonen mit ausreichender Statistik und präziser Impulsauflösung zu detektieren. Das Spektrometer muss also einerseits eine große Akzeptanz aufweisen und andererseits eine gute Teilchenidentifikation ermöglichen.

Abb. 2.1 skizziert den Aufbau des HADES Spektrometers. Das Target befindet sich im Zentrum des ringabbildenden Cherenkov Detektors (RICH, Abschnitt 2.1.1), der zur Unterscheidung von Leptonen und Hadronen vorgesehen ist. Nahezu die gesamte vordere Hemisphäre ist mit mehreren aufeinanderfolgenden Detektorebenen abgedeckt: Vier Mini-driftkammern (MDC, Abschnitt 2.1.2) zur Impulsbestimmung aus der Ablenkung eines geladenen Teilchens im Magnetfeld und einer Flugzeitwand (Abschnitt 2.1.3), die zusammen mit dem PRE-SHOWER Detektor den sogenannten META Detektor bildet. Dieser dient der zusätzlichen Leptonenidentifikation und als Trigger.

Die folgenden Unterabschnitte beschreiben die wichtigsten Detektorkomponenten des Spektrometers in der Reihenfolge, in der sie in Strahlrichtung angeordnet sind und wie sie für die Teilchenidentifikation wichtig sind.

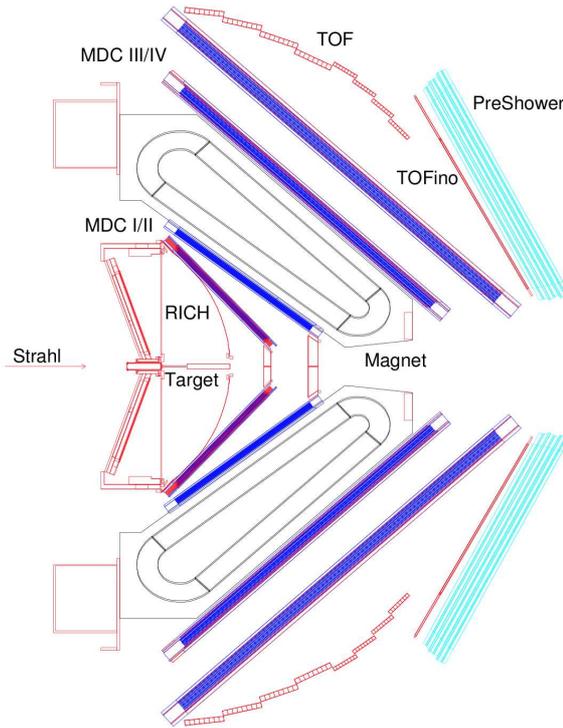


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung des HADES Detektors.

2.1.1. Target und RICH

Da mit dem HADES Spektrometer Experimente mit verschiedenen Kollisionssystemen durchgeführt werden, sind zwei Typen von Targets im Gebrauch. Für elementare Reaktionen mit Pion-, Proton- und Deuteronstrahl werden Flüssigwasserstoff-Targets (LH_2), für Schwerionenstöße Festkörpertargets (^{12}C , ^{40}Ca usw.) verwendet.

Die vorliegende Arbeit diskutiert Daten aus einer pp -Strahlzeit bei $E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ GeV}$. Das dafür verwendete LH_2 -Target ist in Abb. 2.2 gezeigt. Für eine gesamte Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des Strahls mit LH_2 von $\sim 1\%$ ist eine Targetlänge von 4,4 cm erforderlich.



Abbildung 2.2.: LH_2 -Target [Aga09].

Die bei der Reaktion aus dem Target emittierten Teilchen passieren zunächst den RICH Detektor¹ (Abb. 2.3). Da Elektronen und Positronen bei den untersuchten Kollisionen die am seltensten auftretenden Teilchen sind, spielt der RICH bei der Leptonenidentifizierung eine entscheidende Rolle.

¹ Ring Imaging Cherenkov

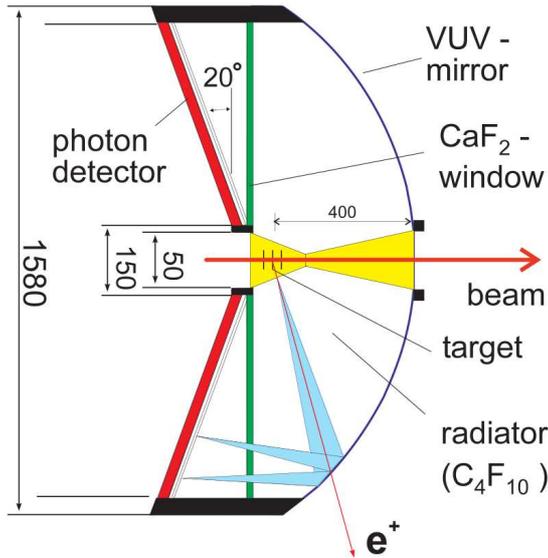


Abbildung 2.3.: Querschnitt des RICH Detektors. Der Cherenkov-Kegel eines Positrons und dessen Reflektion auf den Photonendetektor sind angedeutet. (Maße in mm).

Der Radiator in der vorderen Halbkugel ist durch ein CaF_2 -Fenster vom Photonendetektor getrennt. Jeder der sechs Sektoren des Photonendetektors besteht aus einer Vieldraht-Proportionalitätskammer (MWPC¹) mit *Pad*-Auslese. Der Photonendetektor ist strahl-aufwärts platziert, um die Detektion von Photonen räumlich von der Detektion der aus dem Target stammenden geladenen Teilchen zu trennen, die bei den vorliegenden Stoß-energien überwiegend nach vorne fliegen.

Durchlaufen geladene Teilchen das Radiatorgas (Brechungsindex n) mit einer Geschwindigkeit $\beta = v/c$ größer der Lichtgeschwindigkeit c/n im Medium, emittieren sie einen Cherenkov-Lichtkegel, dessen Öffnungswinkel θ über

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad \Rightarrow \quad \beta < \beta_{thr} = \frac{1}{n} \quad (2.1)$$

definiert ist. Die Cherenkov-Photonen werden an einem sphärischen Spiegel reflektiert und als Ringe auf den Photonendetektor fokussiert. Für das Gas C_4F_{10} liegt die Schwelle zur Lichtemission mit einem Lorentzfaktor von $\gamma_{thr} = 18$ so hoch, dass bei den mit SIS18² erreichbaren Teilchenenergien nur die Geschwindigkeit der Elektronen für ein Signal im Photonendetektor ausreicht. Selbst die leichtesten Mesonen, die Pionen, sind bereits zu schwer, um den RICH Detektor für Hadronen empfindlich zu machen.

Genauere Details zum RICH Detektor sind in [Zei99] zu finden.

2.1.2. Spurmessung mit Minidriftkammern

Das Physikprogramm des HADES-Experiments erfordert die Rekonstruktion von Vektor-mesonen (ρ , ω , ϕ), pseudoskalaren Mesonen (K , η) und Nukleonresonanzen (Δ , N^*) aus ihren Zerfallsprodukten. Dafür wird aus den Impulsen und Energien der Tochterteilchen der Gesamtviererimpuls berechnet und das Mutterteilchen über dessen invariante Masse identifiziert (siehe Abschnitt 2.2.4). Bei HADES wird die Energie jedoch nicht direkt gemessen, sondern von jedem Zerfallsprodukt zuerst dessen Impuls und anschließend per Teilchenidentifikation (Abschnitt 2.2.3) die Masse bestimmt.

¹ Multi-Wire Proportional-Chamber

² Schwerionen-Synchrotron mit einer magnetischen Steifigkeit von $B \cdot r = 18 \text{ Tm}$

In Abb. 2.4 ist der Durchgang eines Teilchens mit der Ladung q und dem Impulsbetrag p durch ein Magnetfeld B skizziert. Zur Vereinfachung ist $\mathbf{p} \perp \mathbf{B}$. An jedem Punkt l der Teilchenbahn wirkt die Lorentzkraft und es gilt

$$\frac{p}{R(l)} = q B(l) \quad (2.2)$$

Der Ablenkwinkel α hängt dann wie folgt mit dem Teilchenimpuls zusammen.

$$\alpha = \int d\alpha = \int \frac{dl}{R(l)} = \frac{q}{p} \int B(l) dl \quad (2.3)$$

Bei bekanntem Feldintegral $\int B(l) dl$ lässt sich aus Gl. 2.3 der Impuls allein aus der Ablenkung des Teilchens im Magnetfeld bestimmen [Bre99].

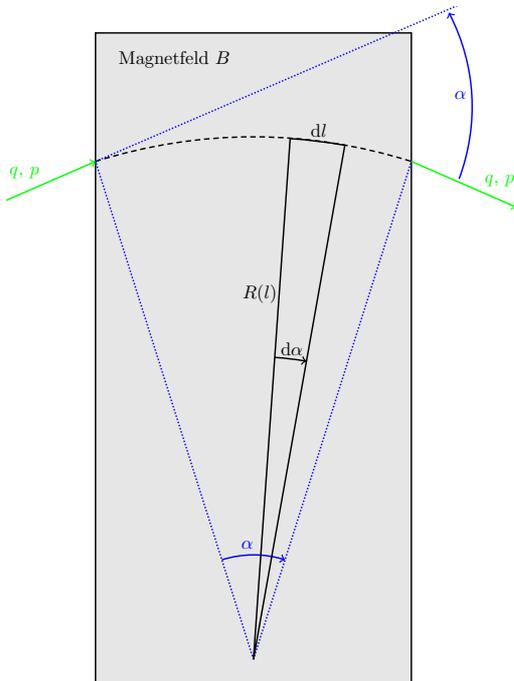


Abbildung 2.4.: Skizze zur Impulsbestimmung aus dem Ablenkwinkel.

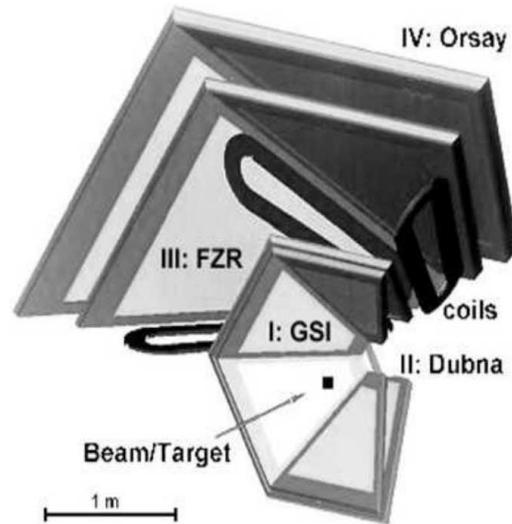


Abbildung 2.5.: Anordnung der Minidriftkammern vor und nach dem Magnetfeld [Aga09].

Deshalb werden die Teilchenspuren in jeweils zwei Ebenen von Minidriftkammern (MDC¹) vor und nach dem toroidalen Magnetfeld des HADES Spektrometers gemessen. Abb. 2.5 zeigt die Anordnung der Driftkammern I-IV.

Jede Kammer der sechs Sektoren besteht selbst aus sechs gegeneinander verdrehten Signaldrahtebenen, um die genaue Bestimmung des Auftreffortes des Teilchens zu gewährleisten. Des Weiteren ermöglichen die Minidriftkammern eine grobe Messung des Energieverlustes. Die beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Driftzelle um einen Signaldraht entstehende Ladung driftet zum Draht und löst eine Ladungslawine aus. Die Dauer, die deren Signal die Signalschwelle überschreitet (*Time over Threshold*), kann mit dem Energieverlust des Primärteilchens in Beziehung gebracht werden [Aga09]. Der ermittelte Energieverlust wird in Abschnitt 2.2.3 zur effizienten Trennung von Protonen und Pionen benutzt.

2.1.3. Geschwindigkeitsmessung mit dem META Detektor

Als weitere Variable neben Impuls und Energieverlust wird die Geschwindigkeit eines Teilchens zu dessen Identifikation benutzt. Dazu befindet sich hinter dem Magnetspektrometer eine Flugzeitwand. Der Polarwinkelbereich zwischen 44° und 88° wird von der Flugzeitwand TOF¹, der Bereich zwischen 18° und 45° von TOF_{ino} abgedeckt. Im Gegensatz zu TOF_{ino} ist TOF hochsegmentiert und die Plastikszintillatorstäbe werden auf beiden Seiten mit Photomultipliern ausgelesen. Dies ermöglicht eine ähnlich genaue azimutale Positionsbestimmung durch Messen des Signalhöhenunterschieds an den Szintillatorenenden wie sie durch die polare Segmentierung der TOF-Flugzeitwand (2 – 3 cm) erreicht wird. Hinter TOF_{ino} übernimmt der PRESHOWER Detektor die Bestimmung des Auftreffortes für die Vorwärtswinkel. Der PRESHOWER Detektor hilft außerdem durch den Nachweis elektromagnetischer Schauer bei der Erkennung von e^+e^- -Paaren mit Impulsen $p > 500 \text{ MeV}/c$.

Um die Geschwindigkeit eines Teilchens aus dessen Auftreffzeitpunkt auf der Flugzeitwand und der Länge seiner Spur berechnen zu können, wird ein Startsignal benötigt. Dieses kann entweder von einem strahlungsharten Diamantdetektor (START) im Strahl vor dem Target oder von einem Treffer in der Flugzeitwand selbst kommen. Im vorliegenden pp -Experiment stand im Targetbereich kein Startdetektor zur Verfügung. Die Flugzeit wird daher aus der Zeitdifferenzmessung der verschiedenen META Signale extrahiert. Dazu muss mindestens ein Teilchen im Ereignis mithilfe der anderen Detektoren bereits identifiziert worden sein, um für alle anderen Teilchen eines Ereignisses die Startzeit rekonstruieren zu können.

Außer zur Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit wird die Flugzeitwand auch zur Messung des Energieverlustes und als Multiplizitätstrigger verwendet (Abschnitt 2.1.4). Indem nur Ereignisse mit einer gewissen Anzahl geladener Teilchen selektiert werden, kann man sich bei der Datenaufnahme auf bestimmte Reaktionen konzentrieren. So lassen sich in elementaren Reaktionen inelastische Kollisionen und in Schwerionenstößen Ereignisse mit bestimmter Zentralität auswählen.

Weitere Details zum Aufbau der Driftkammern, Energieverlustmessung und Spurrekonstruktion sind in [Mar05], [Aga09] und den darin enthaltenen Referenzen zu finden.

2.1.4. Datenreduktion

Bei der Datenaufnahme werden bei HADES zwei Trigger zur Datenreduktion verwendet. Der LVL1-Trigger entscheidet über die generelle Auslese eines Signals und selektiert Ereignisse, bei denen der Startdetektor koinzident mit der Flugzeitwand ein Signal liefert. In der Flugzeitwand muss dabei eine einstellbare Multiplizität geladener Teilchen überschritten worden sein. In einem zweiten Schritt gibt der LVL2-Trigger nur Ereignisse zur Aufnahme weiter, die aufgrund der Daten aus RICH und Flugzeitwand e^+e^- -Paare enthalten könnten. Für die pp -Strahlzeit bei einer Strahlenergie von $E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ GeV}$ wurden folgende Triggereinstellungen verwendet.

LVL1: Multiplizität in TOF und TOF_{ino} ≥ 3 .

LVL2: Ein e^+/e^- -Kandidat mit RICH Ring und TOF/TOF_{ino} Treffer in einem wohldefinierten Ortskorrelationsfenster.

¹ Time-of-Flight

2.2 Datenanalyse

Im Folgenden wird zusammengefasst dargestellt, wie mögliche Spuren aus den Detektortreffern rekonstruiert (Abschnitt 2.2.1) und die zugehörigen Teilchen identifiziert (Abschnitt 2.2.3) werden. Zur Analyse wird ein von A. Schmah langjährig entwickeltes Analysetool verwendet [Sch09]. Neben den grundlegenden Methoden der *invarianten Masse* und der *Missing-Mass-Technik* (Abschnitt 2.2.4) wird in Abschnitt 2.2.5 auch auf die zusätzliche Möglichkeit des *Kinematischen Refits* eingegangen.

2.2.1. Spurrekonstruktion

Bevor aus der Ablenkung im Magnetfeld der Impuls eines Teilchens ermittelt werden kann, müssen die einzelnen Detektorinformationen korreliert und zu kompletten Teilchenspuren (*tracks*) zusammengefügt werden. Dazu wird nach den folgenden drei Schritten vorgegangen, wie in Abb. 2.6 illustriert.

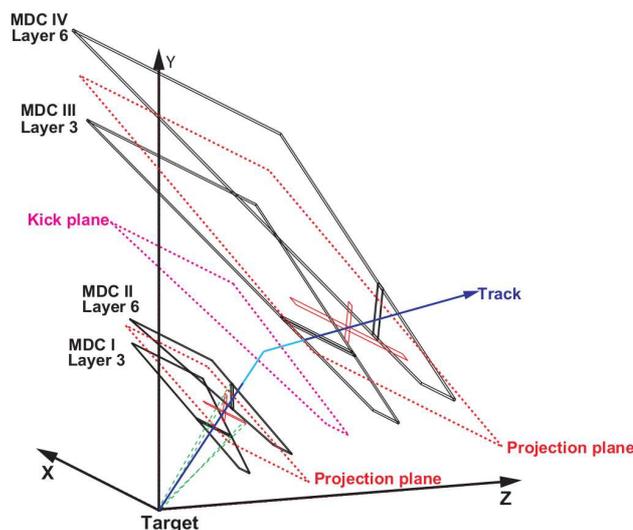


Abbildung 2.6.: Prinzip der Spurrekonstruktion [Aga09].

Segmentsuche Die Signaldrähte der ersten beiden Minidriftkammern vor dem Magnetfeld werden auf eine Projektionsebene abgebildet. Mit den Annahmen, dass die Spur zwischen MDC1 und MDC2 geradlinig verläuft und aus dem Target kommt, wird nach möglichen *Spursegmenten* gesucht. Ein χ^2 -Fit bestimmt anschließend die beste Spurgerade [Mar05].

Spurkandidaten Diese Spurgerade wird nun dafür verwendet, einen Ausgangspunkt für die Segmentsuche in den hinteren beiden Driftkammern zu finden. Dazu wird das Magnetfeld mit einer Brechebene, der sogenannten *Kickplane*, modelliert und der Durchstoßpunkt des vorderen Spursegments mit dieser Ebene ermittelt. Danach wird mithilfe dieses Punktes in MDC3 und MDC4 nach möglichen Spursegmenten gesucht. Korreliert bilden das vordere und hintere Spursegment dann einen *Spurkandidaten*.

Detektorkorrelation Aus den Richtungsinformationen der *Spurkandidaten* können nun Korrelationen mit RICH und Flugzeitwand gebildet werden. So erhält jede Spur Informationen über Treffer in den anderen Detektoren. Dieser Vorgang ermöglicht u. a. die Identifikation einer Spur als e^+/e^- -Kandidat durch ein korreliertes Signal im RICH-Detektor mit geeignetem Treffer im META Detektor.

2.2.2. Impulsbestimmung

Für die Impulsbestimmung der *Spurkandidaten* stehen vier Algorithmen zur Verfügung:

- Kickplane-Methode
- Kubische Splines
- Referenztrajektorien
- Runge-Kutta-Integration

In dieser Arbeit werden die mithilfe der Runge-Kutta-Integration berechneten Impulse verwendet. Weitere Details und Erläuterungen zu den anderen Methoden finden sich in [Aga09],[Sai07],[Rus06] und [San03].

Runge-Kutta-Integration

Die Standardmethode zur Impulsbestimmung bei HADES ist die Runge-Kutta-Integration [Sto73]. Dabei wird die Bewegungsgleichung des geladenen Teilchens entlang seiner Trajektorie durch das Magnetfeld gelöst. Sie ist deshalb eine Methode, deren Genauigkeit lediglich von der Auflösung der Detektoren und der Größe der Integrationssschritte abhängt. Als Resultat der Runge-Kutta-Integration erhält man den Impuls und die Einfallsrichtung des geladenen Teilchens. Zusätzlich wird der Qualitätsparameter χ_{RK}^2 gespeichert, um Spurkandidaten zu verwerfen, die bei der Integration nicht konvergierten.

Elektronen mit kleinen Impulsen können auch in den vorderen oder hinteren Driftkammern eine gekrümmte Bahn beschreiben, da dort noch die wenn auch schwachen Randfelder des Toroidmagneten wirken. Deshalb wird für Elektronen ein im Vergleich zu den Hadronen größerer Bereich für χ_{RK}^2 gewählt (Abschnitt 4.3).

2.2.3. Teilchenidentifikation

Nachdem die Teilchenspuren und die zugehörigen Impulse bekannt sind, muss jeder Spur eine Teilchenspezies zugewiesen werden. Mit der daraus resultierenden Teilchenruhemasse kann über

$$E^2 = \mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (2.4)$$

die Energie und damit der Impuls-Vierervektor $\hat{p} = (E/c, \mathbf{p})$ jeder Teilchenspur bestimmt werden. Dieser ist von essentieller Bedeutung für die Rekonstruktion von Mutterteilchen in Abschnitt 2.2.4.

Um auf die Suche nach $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ zu gehen, müssen in jedem Ereignis Protonen, Pionen und Elektronen identifiziert werden. Als weitere detektierbare geladene Teilchen kämen Myonen und Kaonen in Frage. Beide sind jedoch in ihrer Produktion stark unterdrückt und werden in der vorliegenden Analyse vernachlässigt.

Für die Identifikation der im Ereignis vorkommenden Teilchen stehen ein mögliches Signal im RICH-Detektor, der Energieverlust für eine Teilchenspur und die Geschwindigkeit zur Verfügung. Im Folgenden wird die Verwendung dieser Variablen in der späteren Analyse und Simulation erläutert.

Ringeigenschaften des RICH

Wie in Abschnitt 2.1.1 erwähnt, spielt der RICH Detektor bei der Unterscheidung von Leptonen und Hadronen die entscheidende Rolle. Bei den mit SIS18 erreichbaren Energien können nur Elektronen einen Cherenkov-Lichtkegel erzeugen und damit die Detektion eines Ringes im Photonendetektor verursachen. Dabei stellt sich aber die Frage, mit welchen Eigenschaften ein Ring als Ring erkannt wird und die zugehörige Teilchenspur als e^+/e^- -Kandidat identifiziert werden kann.

Zunächst wird überprüft, ob ein *Spurkandidat* mit einem grob erkannten Treffer im RICH Detektor korreliert ist. Diese *Ring Korrelation* hängt von der Wahl der erlaubten Abweichung in Polar- und Azimutwinkel des RICH-Treffers vom vorderen Spursegment ab. Für die pp -Strahlzeit bei $E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ GeV}$ wurden die polaren und azimutalen Abweichungen der Standard-HADES-Analyse übernommen.

Ist eine *Ring Korrelation* bei einer Teilchenspur vorhanden, entscheiden die Eigenschaften des Ringes, ob diese Spur als Leptonkandidat identifiziert wird. Als *Ringigenschaften* wurden die folgenden Parameter mit den angegebenen Grenzen verwendet.

- **Padanzahl** > 5
Anzahl der Signal-Pads im Photonendetektor pro Ringkandidat.
- **Mittlere Ladung** > 4
Pro Pad gemessene Ladung.
- **Pattern-Matrix** > 200
Die Pads auf einem idealen Ring bekommen positive, andere Pads negative Werte. Die Summe dieser Werte steht für die Qualität eines Ringes. (Abb. 2.7)
- **Centroid** $< 2,8$
Entfernung des Ladungsschwerpunktes vom geometrischen Ringmittelpunkt.

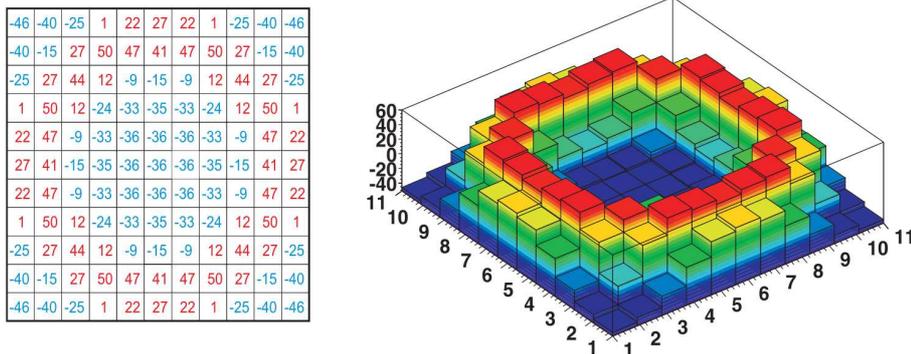


Abbildung 2.7.: Schematische Darstellung des Pattern-Matrix Algorithmus[Fab03].

Abb. 2.8 zeigt die Wirkung der in der obigen Liste angegebenen Schnitte. Teilchenspuren, die diese erfüllen (im Folgenden *gute Ringe* genannt) und mit einem Ring korreliert sind, werden als Elektronenkandidaten für die endgültige Identifikation über ihre Geschwindigkeit und ihren Impuls herangezogen.

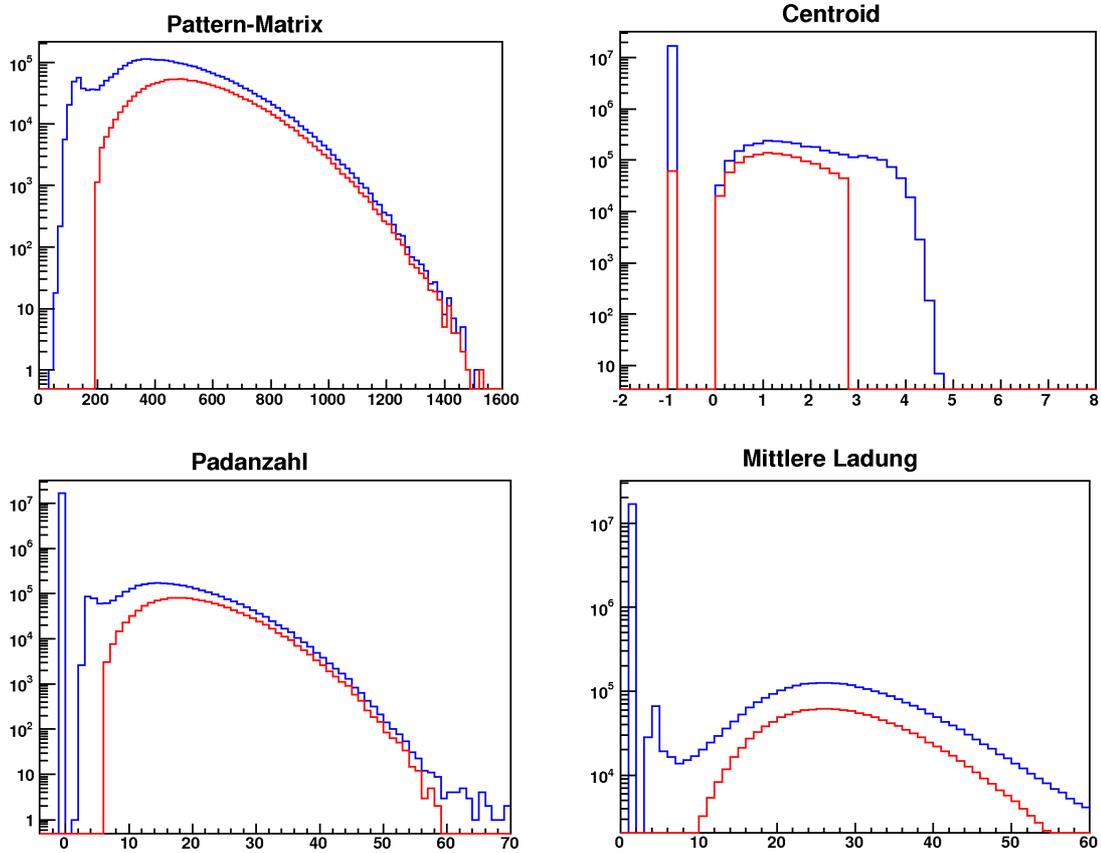


Abbildung 2.8.: Verteilung der Ringparameter vor (blau) und nach (rot) Anwendung der Selektionskriterien. Gezeigt sind nur Ringkandidaten aus Ereignissen mit mindestens fünf Spurkandidaten in einem Ereignis.

Energieverlust in MDC

Da die Minidriftkammern im Gegensatz zu TOF oder TOF_{ino} die gesamte Akzeptanz des HADES Detektors abdecken, eignet sich der Energieverlust eines Teilchens in den MDCs besonders gut zur Unterscheidung von Protonen und Pionen. Die Separation von Elektronen und Pionen kann allerdings nur durch RICH und Teilchengeschwindigkeit geschehen.

Den Energieverlust eines Teilchens in Abhängigkeit von seiner Geschwindigkeit beschreibt die Bethe-Bloch-Gleichung [Ams08]. Abb. 2.9 zeigt das gemessene Spektrum des Energieverlustes gegen das Produkt von Ladung und Impuls. Prinzipiell lassen sich π^+ und p gut unterscheiden. Für Spurkandidaten im Impulsbereich um $1 \text{ GeV}/c$ muss allerdings entschieden werden, ob die Spur als Proton oder Pion identifiziert wird oder beide Möglichkeiten in Betracht gezogen werden (Abschnitt 3.3.1).

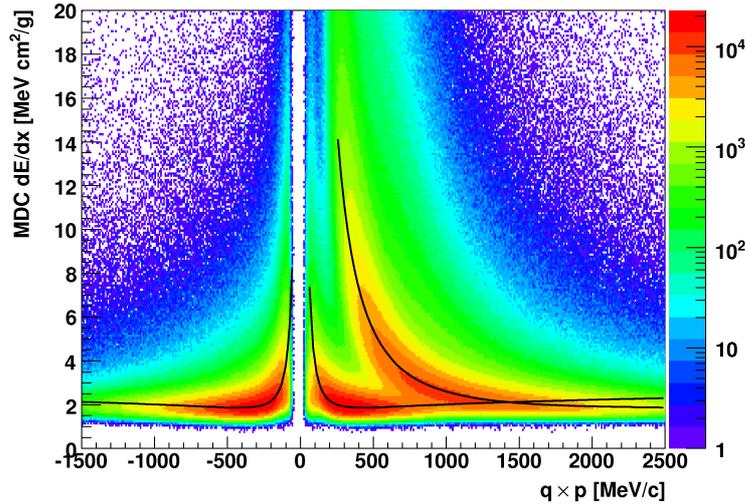


Abbildung 2.9.: Energieverlust der Spur Kandidaten gegen das Produkt von Ladung q und Impuls p . Der Verlauf der Bethe-Bloch-Gleichung für Protonen und Pionen ist eingezeichnet.

Geschwindigkeit

Für die Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit muss bei einem Experiment ohne Startdetektor mindestens ein Teilchen bereits identifiziert worden sein, um die Startzeit für ein Ereignis zu rekonstruieren. Standardmäßig werden dafür Protonen, Pionen und Elektronen verwendet und eine mittlere Startzeit berechnet. Die daraus folgende Geschwindigkeit β steht mit dem Teilchenimpuls p über

$$p = \gamma m \cdot \beta c = \frac{mc}{\sqrt{\beta^{-2} - 1}}$$

in Beziehung. Wird also die Geschwindigkeit β gegen den Teilchenimpuls p aufgetragen, ergibt sich für jede Masse m eine andere Hyperbel.

Abb. 2.10 zeigt ein solches Spektrum für alle Spurkandidaten. Es sind scharfe Linien für Protonen, Pionen und Elektronen zu sehen. Diese ergeben sich für diejenigen Teilchen eines Ereignisses, die über ihren Energieverlust in MDC und TOF(*ino*) oder einen Ring im RICH bereits identifiziert und somit für die Startzeitrekonstruktion verwendet wurden.

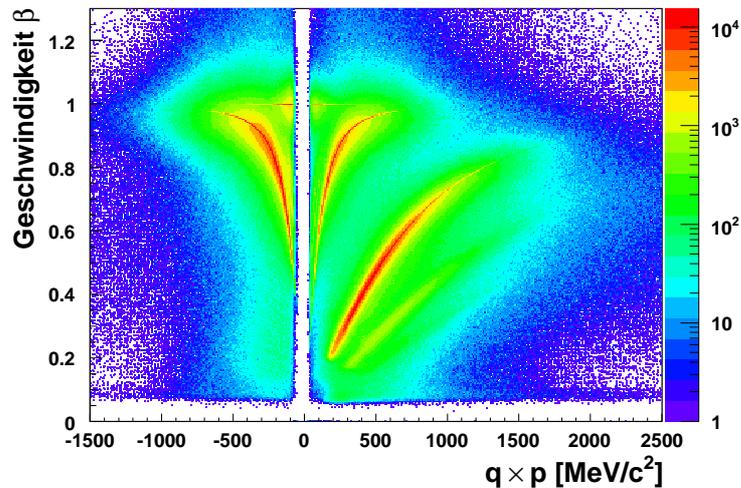


Abbildung 2.10.: Geschwindigkeit β gegen das Produkt aus Ladung q und Impuls p für alle Spurkandidaten im TOF Detektor.

2.2.4. Invariante Masse und Missing-Mass-Technik

Die *Invariante Masse*, die ein Teilchen unabhängig vom Bezugssystem identifiziert, berechnet sich aus der Energie E und dem Impuls \mathbf{p} des Teilchens ($c = 1$):

$$M_{\text{inv}}^2 = \hat{p}^2 = E^2 - \mathbf{p}^2$$

Sind von einem Teilchen die Energien E_i und die Impulse \mathbf{p}_i seiner n Zerfallsprodukte bekannt, wird sein Viererimpuls \hat{p} rekonstruiert und anschließend die *Invariante Masse* berechnet:

$$M_{\text{inv}}^2 = \left(\sum_{i=1}^n \hat{p}_i \right)^2 = \left(\sum_{i=1}^n E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \mathbf{p}_i \right)^2$$

Oft fehlt bei der Suche nach einem Zerfallskanal ein Teilchen. Entweder, weil es wegen seiner Ladungsneutralität nicht vom Detektor registriert werden kann oder weil die begrenzte geometrische Akzeptanz die Detektion aller Zerfallsprodukte verhindert. Trotzdem kann das fehlende Teilchen mithilfe der Eingangs-Viererimpulse \hat{p}_t und \hat{p}_b des Target- und Strahlprotons aus den detektierten Zerfallsprodukten \hat{p}_i rekonstruiert werden:

$$\hat{p}_{\text{miss}} = \hat{p}_t + \hat{p}_b - \sum_i \hat{p}_i$$

Die Masse des fehlenden Teilchens (*Missing Mass*) ergibt sich dann aus dem Quadrat des fehlenden Viererimpulses:

$$M_{\text{miss}}^2 = \hat{p}_{\text{miss}}^2$$

2.2.5. Kinematischer Refit

Ein Werkzeug zur Verbesserung der Massenauflösung des Detektorsystems ist der *Kinematische Refit* [Fro02]. Die gemessenen Impulse und Winkel leiden immer unter der begrenzten Auflösung und sind daher fehlerbehaftet. Bei der Suche nach bestimmten Zerfallskanälen kann man aber die Bedingungen nutzen, die die Zerfallskinetik an die gemessenen Teilchen stellt.

Die Spurrekonstruktion aus Abschnitt 2.2.1 behandelt alle Spurkandidaten in einem Ereignis individuell. Es wird die auf die Detektorsignale am besten passende Trajektorie gesucht und dessen Impuls bestimmt, ungeachtet der anderen Teilchen in einem Ereignis. Im Gegensatz dazu benutzt der *Kinematische Refit* nach der Selektion eines bestimmten Kanals die Freiheitsgrade, die die Zerfallskinetik zulässt.

Im Falle von exklusiv gemessenen Zweikörperzerfällen wie $\omega \rightarrow e^+ e^-$ z. B., hat das System

$$\begin{array}{r} 2 \times 3 \quad \text{wegen Elektronenimpulsen} \\ - 4 \quad \text{wegen Energie- und Impulserhaltung} \\ \hline = 2 \quad \text{Freiheitsgrade } ((\theta, \phi) \text{ im } \omega\text{-CMS}). \end{array}$$

Die Anzahl der Freiheitsgrade wird durch die Bedingung $\theta_1 - \theta_2 \stackrel{!}{=} 180^\circ$ oder durch Massenbedingungen weiter reduziert (Tab. 2.1).

Tabelle 2.1.: Beispiele zur Verwendung des *Kinematischen Refits*.

Zerfallskanal	Bedingung	Freiheitsgrade
$\omega \rightarrow e^+ e^-$	$\theta_1 - \theta_2 \stackrel{!}{=} 180^\circ$	$6 - 4 - 1 = 1$
$\eta/\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$M_{\text{miss}}^{pp\pi^+\pi^-} \stackrel{!}{=} m_{\pi^0}$	$12 - 4 - 1 = 7$
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$M_{\text{inv}}^{\pi^+\pi^-} \stackrel{!}{=} m_K$	$6 - 4 - 1 = 1$

Mit den Impulsen aus der Spurrekonstruktion als Startwerte und den ursprünglichen Detektorsignalen errechnet der *Kinematische Refit* die Impulse der identifizierten Teilchen so, dass die Abweichung von der zusätzlichen Bedingung minimiert wird.

In der experimentellen Analyse wurde dieses Verfahren getestet, um ein deutlicheres η -Signal zu erhalten. Der dafür verwendete *Kinematische Refit*[Sie09] hält zusätzlich die Möglichkeit offen mehrere Nebenbedingungen zu beachten.

2.3 Simulationspakete

Eine aussagekräftige Analyse der Experimentdaten erfordert den Vergleich mit Simulationen. Dazu gehören die realistische Erzeugung von Ereignissen, deren anschließende Propagation durch den Detektor und die Produktion von Detektorsignalen. Die daraus folgenden Dateien werden im selben Format geschrieben wie die Experimentdaten, um sie einer identischen Analyse zu unterziehen.

2.3.1. Ereignis-Generation

Zur Simulation von Reaktionsereignissen können das HADES Programmpaket PLUTO[Fro07] oder – für Schwerionenstöße – Transportmodelle verwendet werden. Mikroskopische Transportmodelle wie URQMD¹[Bas98], HSD²[Ehe96] oder IQMD³[Har98] benötigen allerdings einen großen Rechenaufwand und sind für die Belange dieser Arbeit nicht notwendig. Deshalb wurde hier ausschließlich der Ereignis-Generator PLUTO verwendet.

Mit PLUTO können Teilchen mit vorgegebener Impuls- und Winkelverteilung erzeugt werden. Für elementare Reaktionen benötigt PLUTO dazu neben dem Kollisionssystem und der Strahlenergie die Wirkungsquerschnitte der Produktionskanäle. Gemäß dem Verhältnis der gegebenen Wirkungsquerschnitte für die ausgewählten Produktionskanäle simuliert PLUTO per Zufallsgenerator die Erzeugung von Resonanzen und Mesonen. Für die generierten Teilchen können standardmäßig alle möglichen Zerfallskanäle, aber auch eine kleinere Auswahl aus der PLUTO-eigenen Datenbank eingeschaltet werden. Eine Auswahl mehrerer Produktions- und Zerfallskanäle wird als *Cocktail* bezeichnet. Ein solcher wird in Abschnitt 3.2.2 verwendet, um Kanäle zu simulieren, die denselben Endzustand besitzen wie der Zerfall des η -Mesons in $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$.

2.3.2. Detektorsimulation

Im nächsten Schritt werden die Trajektorien der erzeugten Teilchen durch den HADES Detektor simuliert. Das dazu verwendete Werkzeug GEANT⁴[Gea04][HGe04] beinhaltet die Wechselwirkung der Teilchen mit allen aktiven und passiven Detektorkomponenten, die Krümmung im Magnetfeld und die Energieverluste aller Materialien.

Zuletzt werden realistische Detektorsignale unter Verwendung von experimentell bestimmten Nachweiseffizienzen erzeugt, damit sich in der späteren Analyse die Simulationsdaten wie Experimentdaten verhalten.

1 Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics

2 Hadron-String Dynamics

3 Isospin Quantum Molecular Dynamics

4 Geometry and Tracking

3

Das $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ Signal in der Simulation

Der seltene Zerfall des η -Mesons in $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$ lässt mit seiner geringen Zerfallsbreite $\Gamma/\Gamma_{\text{tot}} \sim 10^{-4}$ und den kleinen η -Produktionsquerschnitten $\sigma_\eta \sim 0,1 \text{ mb}$ nicht erwarten, dass sein Signal prominent im invarianten Massenspektrum von $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$ zu erkennen ist. Deshalb wurde das Signal zuerst in der Simulation untersucht, um die gemessenen Spektren (Kapitel 4) besser beurteilen und ggf. Analyse-Schnitte testen zu können. Die Vorgehensweise dafür bestand aus:

1. Einbau des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ in PLUTO. (Abschnitt 3.1)
2. Simulation des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ zur Untersuchung von Akzeptanzen und Signaleigenschaften. (Abschnitt 3.2.1)
3. Simulation eines Cocktails mit Untergrundkanälen von η - und ω -Mesonen. (Abschnitt 3.2.2)
4. Simulation des dominanten Untergrundkanals $pp \rightarrow pN(1440)^+ \pi^0$. (Abschnitt 3.2.3)
5. Analyse der Simulationsdaten im Hinblick auf eine mögliche Vorgehensweise im Experiment. (Abschnitt 3.3)

3.1 Einbau des seltenen Zerfalls in PLUTO

PLUTO enthält bereits eine große Datenbank mit Zerfällen und deren Verzweungsverhältnissen, übernommen von der *Particle Data Group* [Ams08]. Der in dieser Arbeit zu untersuchende Zerfall musste jedoch noch hinzugefügt werden.

Bei der Ereignis-Generation in PLUTO werden die am Zerfall beteiligten Impulse so durch einen Zufallsgenerator bestimmt, dass sie sich gleichmäßig im zur Verfügung stehenden Phasenraum verteilen. Dafür müssen jedoch die Massen aller Zerfallsprodukte bekannt sein. Für den in der Theorie zweistufig behandelten Zerfall

$$\begin{array}{l} \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma^* \\ \quad \quad \quad \quad \quad \hookrightarrow e^+ e^- \end{array}$$

ist demnach die Masse des virtuellen Photons zu bestimmen. Dessen Masse entspricht der invarianten Masse des gemessenen $e^+ e^-$ -Paares (*Dilepton*) und kann alle Werte zwischen

$$\begin{array}{l} 2 \cdot m_e = 1,022 \text{ MeV}/c^2 \quad \quad \text{und} \\ M_\eta - 2 \cdot m_{\pi^\pm} - 2 \cdot m_e = 267,7 \text{ MeV}/c^2 \end{array}$$

annehmen. Daher wird bei der Simulation eines η -Zerfalls die Dileptonenmasse gemäß ihrer spektralen Verteilung per Zufallsgenerator bestimmt und die Impulse von π^+ , π^- und γ^* füllen den resultierenden Phasenraum.

3.1.1. Invariantes Massenspektrum des e^+e^- -Paares

Bei pp -Kollisionen und den daraus folgenden Mesonzerfällen sind nur die leichten Quarks *up*, *down* und *strange* beteiligt, weshalb die effektive Wechselwirkung der Nukleonen im Rahmen der chiralen Störungstheorie (CHPT¹) durch den Austausch von Mesonen beschrieben werden kann.

Des Weiteren erfordert die realistische Beschreibung von η - und η' -Zerfällen die Einbeziehung von Endzustandswechselwirkungen. Der Zerfall des η' -Mesons in $\pi^+\pi^-\gamma^{(*)}$ z. B. zeigt eine ausgeprägte Resonanz-Struktur im invarianten Massenspektrum von $\pi^+\pi^-$ aufgrund der $\rho(770)$ -Resonanz. Deshalb kombinieren die Autoren von [Bor04] und [Bor07] die CHPT mit der Bethe-Salpeter-Gleichung, die ein Teilchenpaar ($\pi^+\pi^-$) in einem gebundenen Zustand beschreibt (vgl. Positronium). Mithilfe dieses Ansatzes wird in [Bor07] die Amplitude $\mathcal{A}(\eta, \eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma^{(*)})$ des Zweistufenprozesses berechnet (Abb. 3.1) und daraus die invariante Massenverteilung des e^+e^- -Paares ermittelt (Abb. 3.2).

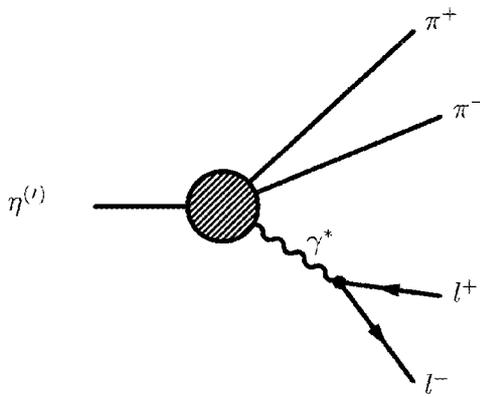


Abbildung 3.1.: Zweistufiger Zerfallsprozess $\eta, \eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma^{(*)}$. Der schraffierte Kreis symbolisiert die Zerfallsamplitude $\mathcal{A}(\eta, \eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma^{(*)})$ [Bor07].

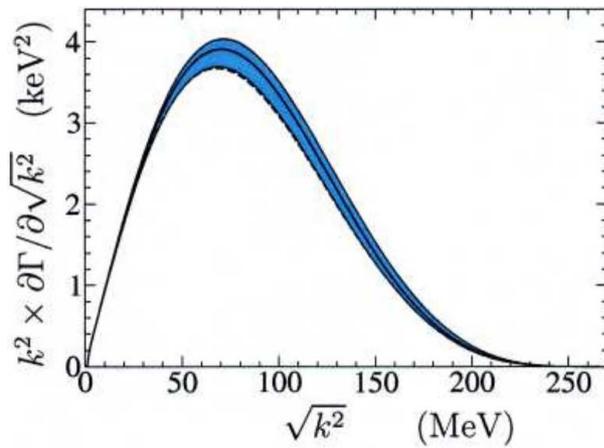


Abbildung 3.2.: e^+e^- invariantes Massenspektrum ($k^2 = M_{ee}^2$)[Bor07].

Die Form dieses Spektrums soll in der PLUTO Simulation verwendet werden. Ein Fit mit einer Kombination aus \sin^2 - und Exponentialfunktion

$$M_{ee}^2 \times \frac{d\Gamma}{dM_{ee}}(M_{ee}) = \mathcal{C} \cdot \sin^2(a_1 M_{ee} - a_2) \cdot e^{-k M_{ee}} \quad (3.1)$$

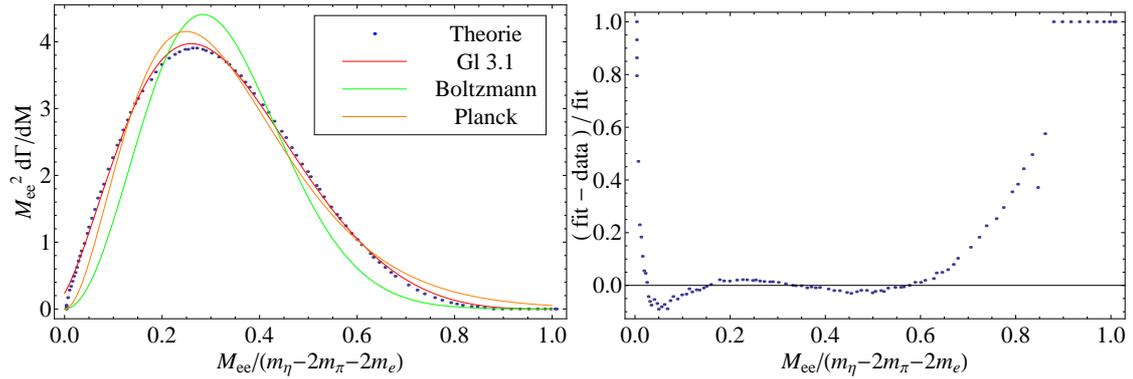
benötigt lediglich vier Parameter (Tab. 3.1).

Tabelle 3.1.: Fitparameter.

\mathcal{C}	22,3918
a_1	3,10515
a_2	3,03893
k	4,83406

Abb. 3.3 zeigt den Fit mit Gl. 3.1 und zum Vergleich die Versuche, die Form des Spektrums mit einer Planck- oder Boltzmann-Verteilung zu beschreiben. Der Fit liefert eine Abweichung von unter 5% über einen großen Massenbereich.

1 Chiral Perturbation Theory



(a) Vergleich der Theorie (blau) mit verschiedenen Fits: Gleichung 3.1 (rot), Planck-Spektrum (orange) und Boltzmann-Verteilung (grün).

(b) Relative Abweichung des Fits mit Gl. 3.1 von der theoretisch berechneten Verteilung.

Abbildung 3.3.: Fit an das theoretische M_{ee} -Spektrum im Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$.

3.1.2. Vergleich mit KLOE-Spektrum

Ob das aus dem vorangegangenen Abschnitt resultierende Spektrum die Verteilung der e^+e^- invarianten Masse richtig beschreibt, zeigt der Vergleich mit den Ende 2008 veröffentlichten Daten des KLOE-Experiments am DAΦNE Beschleuniger [Val02][DS02] in Frascati, Italien. Dort wurden ϕ -Mesonen in e^+e^- -Kollisionen erzeugt und η -Mesonen aus dem radiativen Zerfall des ϕ -Mesons in $\eta\gamma$ untersucht.

$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \gamma \eta \leftrightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$$

In [Amb09] wird der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ mit dem Matrixelement aus [Gao02] simuliert und mit experimentellen Daten verglichen. Die Winkelverteilungen und invarianten Massen von e^+e^- und $\pi^+ \pi^-$ zeigen sehr gute Übereinstimmungen von Experiment und Simulation.

Mit dem von den Autoren von [Amb09] zur Verfügung gestellten Code wurde das resultierende invariante Massenspektrum der e^+e^- -Paare erstellt und in Abb. 3.4 mit der in dieser Arbeit verwendeten Fit-Funktion 3.1 verglichen. Obwohl verschiedene theoretische Beschreibungen zu Grunde liegen, zeigt 3.1 den gleichen Verlauf wie die von der KLOE-Kollaboration gemessene bzw. abgeleitete Verteilung. Dies rechtfertigt die Benutzung von Gl. 3.1 zur Simulation des $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ Zerfalls in PLUTO.

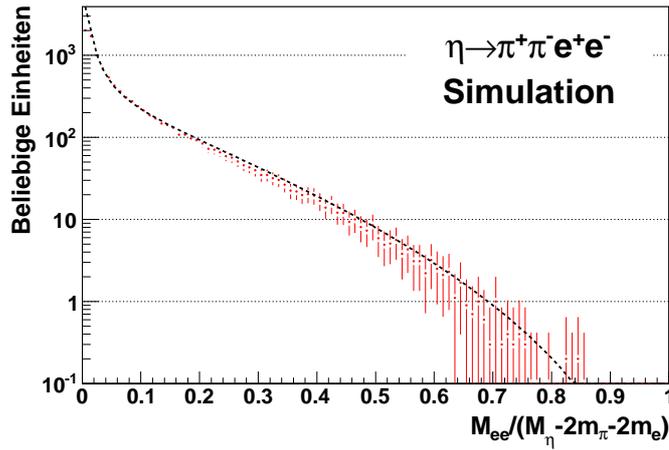


Abbildung 3.4.: Simuliertes invariantes Massenspektrum M_{ee} zur Beschreibung der KLOE Experimentdaten [Amb09] (rot). Die in dieser Arbeit verwendete Fit-Funktion 3.1 ist ebenfalls dargestellt (schwarz).

3.2 Simulationen

3.2.1. Simulation des seltenen Zerfalls

Um in der späteren Datenanalyse die Reinheit der Teilchenensembles und die Selektionseffizienzen bestimmen zu können, wurde zuerst eine nur aus dem Signal bestehende Simulation durchgeführt.

Wie in Anhang B.1 berechnet, liegt die Schwelle zur nicht-resonanten Produktion des η -Mesons bei $E_{\text{thr}} = 1,255 \text{ GeV}$ (Gl. B.4). Da bei dem hier untersuchten pp -Experiment eine Strahlenergie von $E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ GeV}$ eingestellt wurde, konnte das η -Meson auch über die Anregung der $N(1535)$ -Resonanz des Protons entstehen (Gl. B.5). Das Verhältnis von resonanter zu nicht-resonanter η -Erzeugung wurde mithilfe der Daten des DISTO-Experiments¹ [Bal04] zu $0,58/0,42$ bestimmt [Fro02].

Tab. 3.2 listet die für die Simulation von 10^6 pp -Kollisionen zur ausschließlichen Produktion von η -Mesonen mit dem Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ verwendeten Werte auf.

Tabelle 3.2.: Produktions- und Zerfallskanäle für die Simulation des seltenen Zerfalls.

Produktionskanal	Relatives Gewicht	Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$pp \rightarrow pp\eta$	42%	$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$	0.042%
$pp \rightarrow pN(1535)$	58%	$N(1535) \rightarrow p\eta$	100%

Insgesamt werden in der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-e^+e^-$ also sechs geladene Teilchen emittiert. Dafür ergeben sich mehrere Möglichkeiten zur Datenanalyse. Die vollständige Rekonstruktion des gesuchten η -Zerfalls im invarianten Massenspektrum legt die Detektion beider Pionen und beider Elektronen nahe.

Deshalb bieten sich folgende Möglichkeiten an:

Eine 4-Prong-Analyse mit $\pi^+\pi^-e^+e^-$,
 eine 5-Prong-Analyse mit $p\pi^+\pi^-e^+e^-$ oder
 eine 6-Prong-Analyse mit $pp\pi^+\pi^-e^+e^-$.

Dabei bezeichnet *Prong* die Spur eines nachgewiesenen geladenen Teilchens.

¹ Dubna, Indiana, Saclay, Torino

Abb. 3.5 zeigt die simulierten Polarwinkelverteilungen von Protonen und Pionen. Der gelbe Bereich entspricht dem Akzeptanzbereich des HADES Detektors für Polarwinkel von $18 - 88^\circ$. In einer 5-Prong-Analyse kann auch der Verlust eines der beiden Pionen anstatt der eines Protons in Betracht gezogen werden. Die Rekonstruktion des Pions mithilfe der Missing-Mass-Technik würde trotzdem die vollständige Berechnung der invarianten Masse von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ ermöglichen. Im Vergleich zu den Pionen mit lediglich 35% gehen aber 43% aller Protonen im nicht-abgedeckten Bereich unter Vorwärtswinkeln verloren. Die Analyse mit einem fehlenden Proton und gemessenen Pionen ist für diesen Fall also zu bevorzugen.

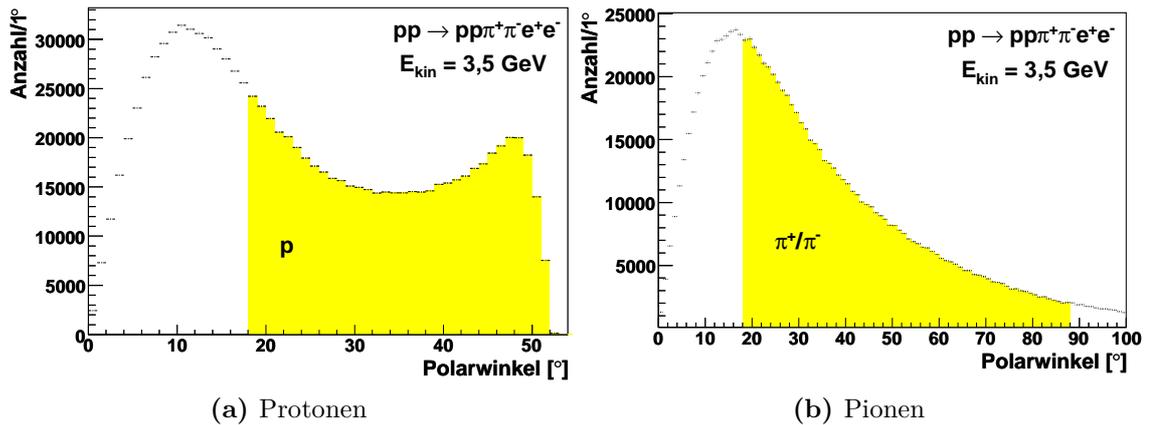


Abbildung 3.5.: Simulierte Polarwinkelverteilungen.

Wird die Wechselwirkung mit dem Detektor durch die Simulation mit HGEANT mit- einbezogen, ergeben sich die in Tab. 3.3 angegebenen Akzeptanzen für die jeweiligen Ana- lysemöglichkeiten. Wie sich in Abschnitt 3.3.1 zeigen wird, muss auf die Verwendung des META Detektors verzichtet werden, um nicht einen Großteil des Signals zu verlieren. Des- halb wird an dieser Stelle die Akzeptanz durch Signale in MDCI+II und MDCIII oder IV definiert.

Tabelle 3.3.: Akzeptanzen der möglichen Analysen.

Analyse	Name	Akzeptanz
e^+e^-		16%
$\pi^+\pi^-e^+e^-$	4-Prong	3,4%
$p\pi^+\pi^-e^+e^-$	5-Prong	2,5%
$pp\pi^\pm e^+e^-$		1,9%
$pp\pi^+\pi^-e^+e^-$	6-Prong	0,55%

Die im Vergleich zu Standard HADES Werten geringe e^+e^- Akzeptanz ist im Wesentlichen auf die kleinen Impulse der meisten Elektronen und Positronen zurückzuführen.

Auffallend ist, dass selbst die minimale Forderung nach den vier geladenen Teilchen π^+ , π^- , e^+ und e^- eine Akzeptanz von nur 3,4% ergibt. Die zusätzliche Bedingung eines detektierten Protons reduziert die Akzeptanz nochmals um 26%. Zu beachten ist jedoch, dass diese Analyse einen nicht zu vernachlässigenden Informationsgewinn durch Missing-Mass-Technik ermöglicht (siehe Abschnitt 5.1.1). Die exklusive 6-Prong-Analyse reduziert die verfügbare Statistik weiter auf ein Fünftel.

Abb. 3.6 zeigt die Abhängigkeit der exklusiven η - und ω -Produktionsquerschnitte von der Energie oberhalb der Schwelle. Gemäß den Werten aus Tab. 3.4 ist das Verhalten des Wirkungsquerschnittes im Bereich von $\sqrt{s} - \sqrt{s_0} = 0,1 - 0,8$ GeV von Interesse. Da $\sigma(\sqrt{s} - \sqrt{s_0})$ für beide Reaktionen über einen großen Energiebereich bekannt ist, können die Werte für $E_{\text{kin}} = 3,5$ GeV gut abgeschätzt werden:

$pp \rightarrow pp\eta$: Die gestrichelte Linie ist eine Parametrisierung der vorhandenen Daten. Für den Bereich um $\sqrt{s} - \sqrt{s_0} \sim 1$ GeV deutet sich ein Plateau an. Der Wirkungsquerschnitt bei $E_{\text{kin}} = 3,5$ GeV im Vergleich zu $E_{\text{kin}} = 2,2$ GeV ändert sich also nicht signifikant.

$pp \rightarrow pp\omega$: In diesem Fall zeigt der Wirkungsquerschnitt einen Anstieg zum Plateau bei ~ 1 GeV. Die ω -Produktion für $E_{\text{kin}} = 3,5$ GeV wird bei Verwendung der Querschnitte von $E_{\text{kin}} = 2,2$ GeV also unterschätzt.

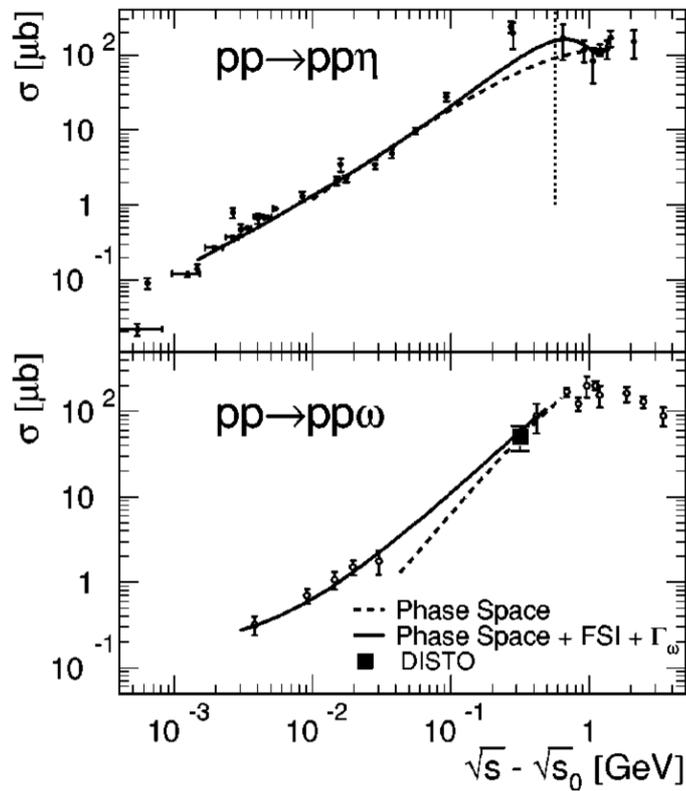


Abbildung 3.6.: Exklusiver η - und ω -Produktionsquerschnitt in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie über der Schwelle[Bal01].

Aus dem Vergleich der genannten Wirkungsquerschnitte lässt sich rechtfertigen, dass zur Simulation von Ereignissen bei einer Strahlenergie von $E_{\text{kin}} = 3,5$ GeV in erster Näherung auch die in Tab. C.1 gelisteten partiellen Querschnitte für $E_{\text{kin}} = 2,2$ GeV verwendet werden können.

Tab. 3.5 fasst die für die Cocktail-Simulation verwendeten Wirkungsquerschnitte und Zerfallskanäle zusammen. Der Wert für die resonante η -Produktion über die $N(1535)$ -Resonanz wurde an das Verhältnis zur nicht-resonanten Produktion[Fro02] angepasst. Für diesen Cocktail wurden insgesamt $6,2 \cdot 10^7$ pp -Ereignisse simuliert und analysiert (siehe Abschnitt 3.3.4).

Tabelle 3.5.: Produktions- und Zerfallskanäle für die Simulation des Cocktails.

Produktionskanal	σ [mb]	Relatives Gewicht	Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$pp \rightarrow pp\eta$	0,05	28,0%	$N(1535) \rightarrow p\eta$	100%
$pp \rightarrow pN(1535)$	0,069	38,5%	$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	1,2%
$pp \rightarrow pp\omega$	0,06	33,5%	$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$	0,042%
			$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	22,73%
			$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	4,6%
			$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	89,2%

3.2.3. Simulation starker Untergrundkanäle

Tab. C.1 listet alle bei diesem Experiment möglichen Produktionskanäle auf, die über die Zerfallskanäle in Tab. C.2 und C.3 mit einem e^+e^- -Paar im Endzustand zum Dileptonenspektrum beitragen können. Für die Simulation und Analyse des in dieser Arbeit zu untersuchenden Zerfalls müssen jedoch auch π^+ und π^- im Endzustand vorkommen. Unter Vernachlässigung der η -Produktionskanäle mit *zusätzlichen* Pionen reduziert dies die zum invarianten Massenspektrum von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ beitragenden Quellen auf die in Tab. 3.5 gelisteten. Dabei werden auch alle Kanäle mit Myonen außer Acht gelassen, die als Elektronen fehlidentifiziert werden könnten. Sowohl alle Reaktionen, bei denen ein Proton zu einer Δ -Resonanz angeregt wird, als auch der Kanal $pp \rightarrow pN(1440)^+$ generieren nicht alle für die Analyse notwendigen geladenen Teilchen. Letzten Endes trägt jedoch zusätzlich zum Cocktail aus Abschnitt 3.2.2 die mit $\sigma \approx 4,5$ mb stark dominierende Reaktion

$$pp \rightarrow pN(1440)^+\pi^0$$

bei. Die e^+e^- -Paare aus dem Zerfall des π^0 werden in der späteren Analyse mit den aus dem Zerfall der $N(1440)$ -Resonanz stammenden Pionen zur invarianten Masse kombiniert. Die Pionen können sowohl nicht-resonant durch $N(1440)^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ als auch über die Δ -Resonanz durch $N(1440)^+ \rightarrow \Delta\pi \rightarrow N\pi\pi$ entstehen. Für Letzteres gibt die *Particle Data Group* [Ams08] ein gesamtes Verzweigungsverhältnis von 20-30% an. Die Beiträge der einzelnen Zerfallskanäle wurden durch Betrachtung der beteiligten Isospins für die $N(1440)$ und die $\Delta(1232)$ Resonanz berechnet (siehe Anhang D). Mit der Wahl eines $N(1440) \rightarrow \Delta\pi$ Verzweigungsverhältnisses von 24% ergeben sich mit Abb. D.2 die in Tab. 3.6 für die Simulation verwendeten Werte.

Tabelle 3.6.: Produktions- und Zerfallskanäle für die Simulation des Untergrundkanals.

Produktionskanal	σ [mb]	Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$pp \rightarrow pN(1440)^+\pi^0$	4,462	$N(1440)^+ \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$	12%
		$N(1440)^+ \rightarrow \Delta^0\pi^+$	4%
		$N(1440)^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$	6,6%
		$\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$	100%
		$\Delta^0 \rightarrow p\pi^-$	33%
		$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	1,2%

Wegen der Stärke und Vielfalt der beitragenden Kanäle wurde dieser Untergrund-Cocktail für 10^7 pp -Ereignisse separat simuliert und analysiert.

Für die Simulationen der in Tab. 3.5 und 3.6 zusammengefassten Zerfallskanäle wurde der Zerfall des π^0 in 2γ zunächst nicht berücksichtigt. Aufgrund des Verzweigungsverhältnisses von $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ würde zu 98,7% dieser Zerfall des π^0 -Mesons simuliert werden. Im Detektor in ein e^+e^- -Paar konvertieren würden davon aber nur 1,5%. Es wäre also eine sehr große Anzahl simulierter Ereignisse erforderlich, um die notwendige Statistik in den interessanten Kanälen zu erhalten.

Der Einfluss der Konversion wurde daher in einer separaten Simulation untersucht (siehe Abschnitt 3.3.4). Es zeigt sich, dass der aus $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ stammende Beitrag der γ -Konversion zwar gegenüber den in obigen Tabellen gelisteten Zerfällen überwiegt, die Datenanalyse dessen Beitrag aber erheblich reduziert. Deshalb wurde hier zur Simulation eines invarianten Massenspektrums mit guter Statistik auf die π^0 -Zerfälle mit Paarbildung verzichtet.

3.3 Analyse der Simulationsdaten

3.3.1. Teilchenidentifikation

Wie in Abschnitt 2.2.3 diskutiert, stehen zur Teilchenidentifikation drei Variablen zur Verfügung: der Energieverlust dE/dx , die Geschwindigkeit β und der Impuls p der Teilchen. Da Elektronen und Pionen durch ihren Energieverlust in den Minidriftkammern schlecht zu unterscheiden sind (Abb. 2.9), ist die Bereinigung von Fehlidentifikationen schwierig. Die hauptsächliche Separation übernimmt dafür die Korrelation mit dem RICH Signal. Die Geschwindigkeit kann zusätzlich zur effizienten Trennung von Elektronen und Pionen genutzt werden. Dazu wird aber die Flugzeit und damit ein Signal des Teilchens im META Detektor benötigt. Abb. 3.7 zeigt für alle Leptonen aus der Simulation des seltenen Zerfalls, ob ein Signal in TOF oder TOFino detektiert wurde. Es zeigt sich, dass die meisten Leptonen aus dem Signalkanal mit $p < 100 \text{ MeV}/c$ nicht bis zur Flugzeitwand kommen. Für Positronen z. B. beträgt dieser Anteil 42%.

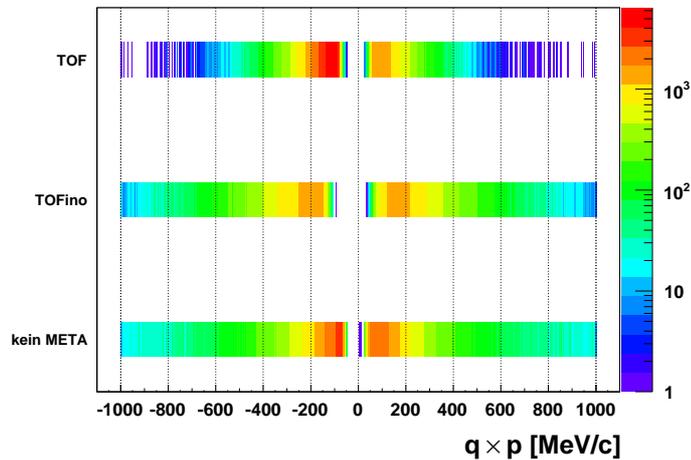


Abbildung 3.7.: Signalfrequenzen der Leptonen aus $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ Zerfällen im META Detektor in Abhängigkeit vom Produkt aus Ladung q und Impuls p .

Um nicht einen großen Anteil des Signals zu verlieren, wurde daher auf die Verwendung der Geschwindigkeit zur Trennung von Elektronen und Pionen verzichtet. Die drei unterschiedlichen Teilchenspezies wurden also nur mithilfe der voneinander unabhängigen Variablen Impuls, Energieverlust und RICH Signal identifiziert.

Um trotzdem ein möglichst reines e^+/e^- -Ensemble zu erhalten, wurden nur Spursegmente mit *Ring Korrelation* und *gutem Ring* als Elektronenkandidaten identifiziert (siehe Abschnitt 2.2.3). Abb. 3.8 zeigt deren Energieverlust in Abhängigkeit vom Produkt aus Ladung q und Impuls p für die Simulation von $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$. Bei positiven Polaritäten ist eine leichte Verunreinigung durch Pionen bei Impulsen $p > 1000 \text{ MeV}/c$ zu sehen. Dies bildet sich auch im Verhalten der Reinheit in Abb. 3.9 ab. Deshalb wurden für die spätere Ereignisauswahl nur Elektronenkandidaten mit $p < 1 \text{ GeV}/c$ berücksichtigt. Mit dieser Selektion ergibt sich eine Reinheit des e^+/e^- -Ensembles von 98%. Dahingegen beträgt die Effizienz, mit der Elektronen und Positronen identifiziert werden, 40–65%.

Reinheit \mathcal{R} und Effizienz \mathcal{E} sind wie folgt definiert.

$$\mathcal{R} = \frac{\text{Anzahl korrekt identifizierter } p/\pi^\pm/e^\pm}{\text{Anzahl als } p/\pi^\pm/e^\pm \text{ identifizierter Teilchen}}$$

$$\mathcal{E} = \frac{\text{Anzahl korrekt identifizierter } p/\pi^\pm/e^\pm}{\text{Anzahl wahrer } p/\pi^\pm/e^\pm \text{ nach Spurrekonstruktion}}$$

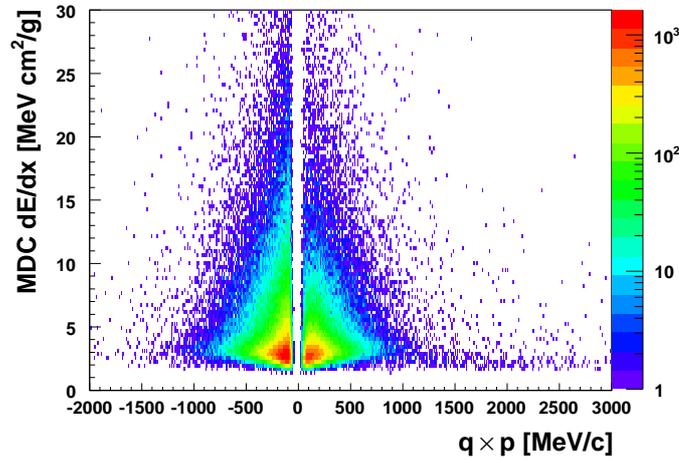


Abbildung 3.8.: Energieverlust der Elektronenkandidaten in Abhängigkeit vom Produkt aus Ladung q und Impuls p für die Simulation von $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$.

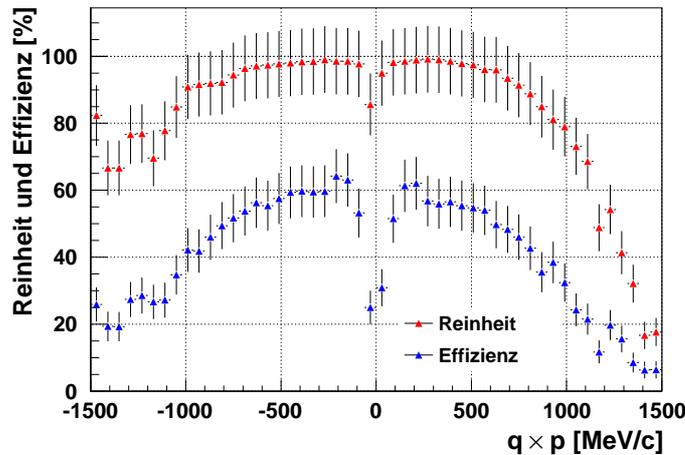


Abbildung 3.9.: Reinheit des e^+/e^- -Ensembles und Effizienz in Abhängigkeit vom Produkt aus Ladung q und Impuls p für die Simulation von $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$.

Für die Hadronenidentifikation könnten nun alle Spuren zugelassen werden, die die Kriterien eines Elektronenkandidaten nicht erfüllen. Dabei könnten jedoch zufällige Koinzidenzen von Spuren mit sogenannten „schlechten“ Ringen (Ringe niedriger Qualität bzw. Rauschsignale) zu einer effektiven Verunreinigung der Pionen und schnellen Protonen mit wahren Elektronen führen, die nur wenig Cherenkovlicht generieren (z. B. Konversion im Radiator oder langsame e^+/e^-) und durch ihren Energieverlust in MDC nicht zu unterscheiden sind. Deshalb wurden für die Hadronenidentifikation nur Spuren herangezogen, die explizit keine *Ring Korrelation* besitzen. Alle anderen Teilchenspuren wurden verworfen.

Abb. 3.10 zeigt den Energieverlust der Hadronenkandidaten für diese Auswahl. Protonen und Pionen können bis auf den Bereich $p = 1000 \text{ MeV}/c$ gut durch grafische Schnitte voneinander getrennt werden. Im kritischen Bereich wurde darauf geachtet, dass sich die Selektionsbereiche nicht überschneiden.

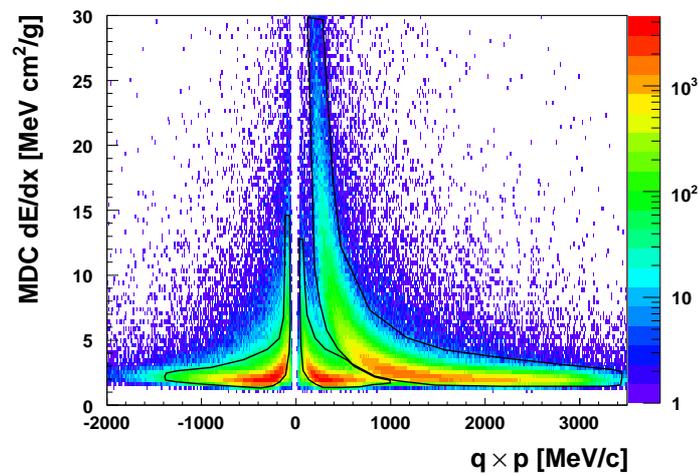


Abbildung 3.10.: Energieverlust der Hadronenkandidaten in Abhängigkeit vom Produkt aus Ladung q und Impuls p für die Simulation von $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$. Die Selektionsbereiche für Protonen und Pionen sind eingezeichnet.

Die Abhängigkeit der Reinheit des p -Ensembles in Abb. 3.11a zeigt, dass die Verunreinigung durch Pionen lediglich im 5-10%-Bereich liegt. Dadurch ergibt sich eine über den Impuls gemittelte Reinheit des p -Ensembles von 96%. Auch die Effizienz liegt fast über den gesamten Impulsbereich bei über 90%.

Abb. 3.11b zeigt die Impulsabhängigkeit der Reinheit des π^\pm -Ensembles. Wie zu erwarten, nimmt sie bei kleinen Impulsen aufgrund von Verunreinigungen durch langsame Elektronen rapide ab. Trotzdem liegt die gemittelte Reinheit noch bei 84%.

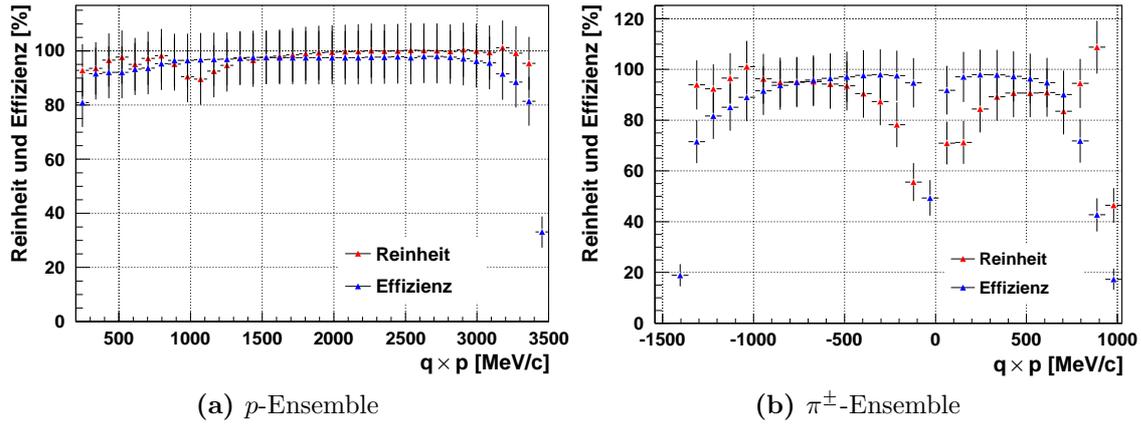


Abbildung 3.11.: Reinheiten und Effizienzen der identifizierten Hadronenspuren für die Simulation von $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-e^+e^-$.

3.3.2. Ereignisauswahl und Gesamtnachweiseffizienz

Nach abgeschlossener Teilchenidentifikation wurden nur noch die Ereignisse ausgewählt, die mindestens fünf Spuren (5-Prong) oder sechs Spuren (6-Prong) enthielten und im Hinblick auf die Gesamtnachweiseffizienz untersucht.

A. 5-Prong-Ereignisse

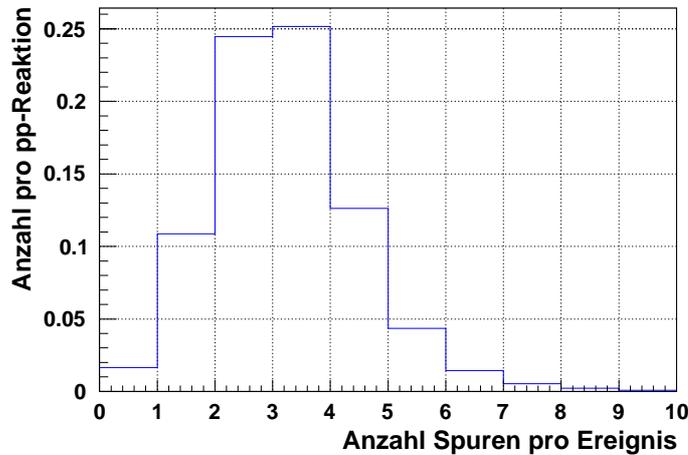


Abbildung 3.12.: Simulierte Multiplizitätsverteilung für Ereignisse der $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-e^+e^-$ Simulation.

Abb. 3.12 zeigt die simulierte Multiplizitätsverteilung für Ereignisse der $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-e^+e^-$ Simulation. Diese macht deutlich, dass kein signifikanter Statistikgewinn erwartet werden kann, wenn mehr als sechs Spuren für ein Ereignis zugelassen werden. Des Weiteren ergab die Untersuchung der Signalstatistiken für die Einschränkung auf 5-6 Spuren das beste Signal-zu-Untergrund(S/B)-Verhältnis. Es wurden daher für die 5-Prong-Analyse 1-2 Proton(en) und je ein Teilchen von π^\pm/e^\pm gefordert.

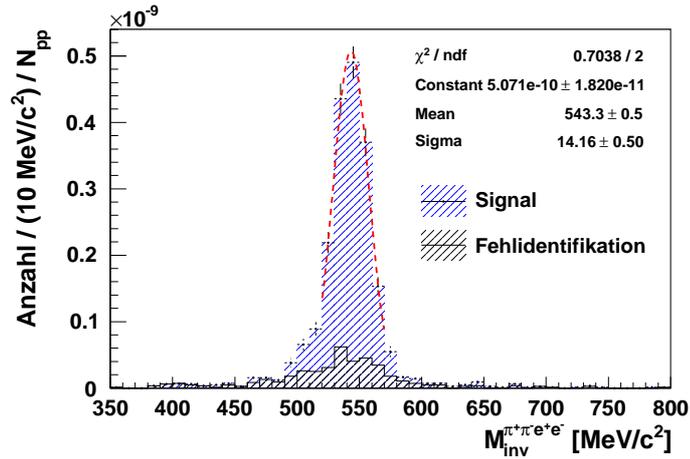


Abbildung 3.13.: Invariante Masse von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ in der Simulation des seltenen Zerfalls für die Ereignisauswahl mit dem besten S/B-Verhältnis.

In Abb. 3.13 ist die invariante Massenverteilung von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ für diese Auswahl abgebildet. Der Fit mit einer Gauß-Funktion ergibt eine zu erwartende Masse M_η^{sim} und Breite Γ_η^{sim} des η -Mesons von

$$M_\eta^{\text{sim}} = 543 \text{ MeV}/c^2$$

$$\Gamma_\eta^{\text{sim}} = 14 \text{ MeV}/c^2.$$

Verglichen mit dem Wert der *Particle Data Group*[Ams08] von $M_\eta = 547,85 \text{ MeV}/c^2$ liegt die Simulation um $4 - 5 \text{ MeV}/c^2$ tiefer. Der Unterschied ist zu erwarten, da er aus dem Energieverlust der gemessenen geladenen Teilchen in den MDCs resultiert. Die Breite hat keine physikalische Ursache, sondern wird durch die Impulsauflösung verursacht.

Gesamtnachweiseffizienz: Von den 2,5% geladener Teilchen, die sich in der Akzeptanz des HADES Detektors befinden (Tab. 3.3), sind nach Teilchenidentifikation und Ereignisauswahl und vor dem Anwenden weiterer Schnitte noch 7,0% in Abb. 3.13 übrig. Dies entspricht einer Gesamtnachweiseffizienz von 0,18% aller bei den pp -Reaktionen stattgefundenen $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ Zerfälle.

B. 6-Prong-Ereignisse

Bei der 6-Prong-Analyse wurden nur Ereignisse ausgewählt, bei denen beide Protonen, beide Pionen und das e^+e^- -Paar detektiert wurden. Da bereits für die 5-Prong-Analyse kaum Signal erwartet werden kann, wird die Akzeptanz für sechs geladene Teilchen dieses verschwinden lassen. Mit den beiden Protonen kann aber über deren Missing-Mass das η -Meson identifiziert und damit der Untergrund von Zerfällen des ω -Mesons minimiert werden.

Von 0,55% 6-Prong-Ereignissen in der HADES Akzeptanz werden 5,6% rekonstruiert. Daher beträgt die Gesamtnachweiseffizienz in dieser Analyse sogar nur 0,03%.

3.3.3. Vertex von Pionen und Elektronen

Für den Zerfallskanal $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-e^+e^-$ dominieren vor allem für die Elektronen und Positronen die niedrigen Impulse $p \leq 200 \text{ MeV}/c$. Dies kann bei der gewählten Methode der Impulsrekonstruktion zu größeren Unsicherheiten in der Rekonstruktion des Ursprungsortes der Spur führen. Des Weiteren muss beachtet werden, dass im Experiment Sekundärreaktionen wie γ -Konversion im RICH-Radiator und $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ auftreten, deren Zerfallsort außerhalb des Targets liegt. Es wurde deshalb untersucht, welchen Einfluss ein Schnitt auf den Reaktionsvertex hat und wie er optimal gewählt werden sollte.

A. Berechnung des Zerfallsvertex

Aus Polar- und Azimutwinkeln der beiden Teilchen werden die beiden Geraden eines $\pi^+\pi^-$ - bzw. e^+e^- -Paares berechnet und getestet, ob sie einen Schnittpunkt besitzen. Falls ja, wird dieser als Paarvertex definiert. Kann kein Schnittpunkt gefunden werden, so werden diejenigen Punkte auf den beiden Geraden mit der minimalen Annäherung bestimmt. Als Paarvertex wird dann die Mitte ihres Abstandes definiert.

B. Selektionsbereiche

Das Target hat eine absolute Ausdehnung entlang der Strahlachse (z -Richtung) von -65 mm bis -15 mm im HADES Koordinatensystem. Der Bereich eines erlaubten $\pi^+\pi^-$ - oder e^+e^- -Paarvertex ist also ein zylindrisches Volumen zentriert um $z = -40 \text{ mm}$ (Abb. 3.14).

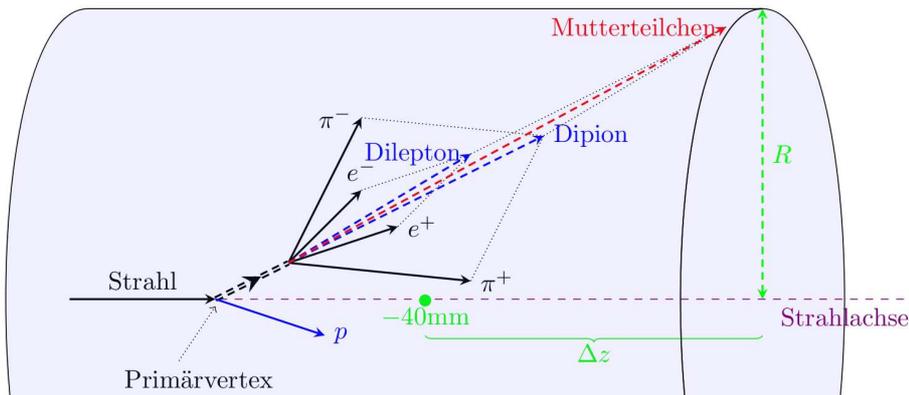


Abbildung 3.14.: Zylindrisches Targetvolumen. Ein $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-e^+e^-$ Zerfall ist angedeutet.

Um die Auswirkung der Selektionsschnitte auf die Signalreduktion zu testen, werden in Abb. 3.15 der radiale Abstand R zur Strahlachse und der Abstand Δz vom Targetzentrum in 5 mm Schritten variiert. Als Referenzsignal dient das aus der 5-Prong-Analyse erhaltene Signal (Abb. 3.13).

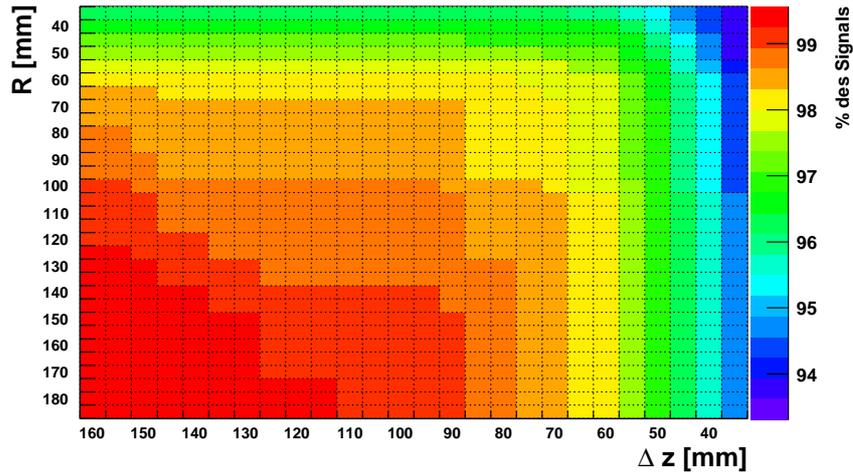
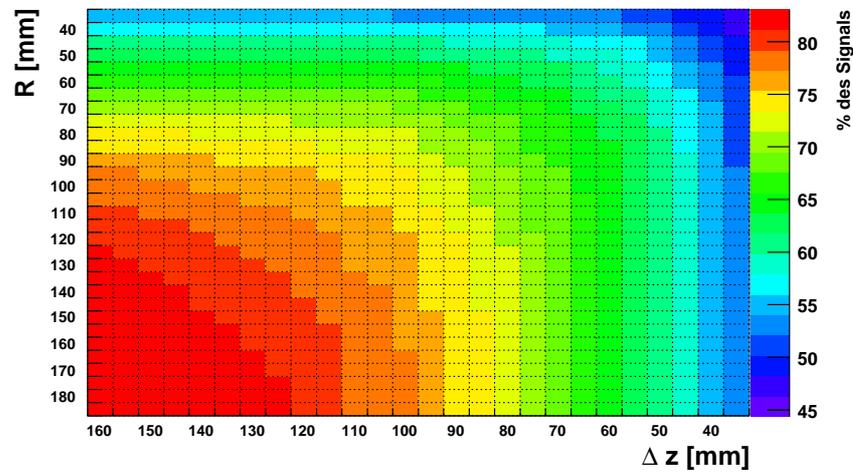
(a) $\pi^+\pi^-$ -Paarvertex(b) e^+e^- -Paarvertex

Abbildung 3.15.: Reduktion des Signals mit abnehmenden Abständen R von der Strahlachse und Δz vom Targetzentrum.

Im Gegensatz zum Pionenvertex hat der Schnitt auf den Elektronenvertex deutliche Auswirkung auf die Höhe des Signals im invarianten Massenspektrum von $\pi^+\pi^-e^+e^-$. Die leichten Elektronen, vor allem die mit niedrigen Impulsen, werden stark im Magnetfeld gekrümmt und spüren dessen Randfelder schon in den MDCs. Dies ermöglicht nur eine ungenaue Rekonstruktion des e^+e^- -Paarvertex. Um möglichen Untergrund trotzdem unterdrücken zu können, wird der Selektionsbereich für Elektronen recht groß, für Pionen dafür enger gewählt (Tab. 3.7).

Tabelle 3.7.: Selektionskriterien für $\pi^+\pi^-$ - und e^+e^- -Paarvertizes.

Vertex	R [mm]	z [mm]
$\pi^+\pi^-$	<45	-90 ... 10
e^+e^-	<65	-110 ... 30

Mit dieser Wahl reduziert der Vertexschnitt des e^+e^- -Paares das Signal auf annehmbare 70%, während der Schnitt auf den Pionenvertex das Signal nahezu unberührt lässt.

3.3.4. Invariante Massenspektren

Nachdem eine geeignete Ereignisauswahl bestimmt und der für die Experiment-Analyse essentielle Targetbereich für Pionen- und Elektronenvertex festgelegt wurde, können nun die invarianten Massenspektren diskutiert werden. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden diese wieder getrennt für die Cocktail-Simulation und den dominanten Untergrundkanal dargestellt. Abschließend wird dann ein Summenspektrum vorgestellt.

A. Einfluss von e^+e^- -Paaren aus externer γ -Konversion

Am Ende von Abschnitt 3.2.3 wurde bereits auf den erwarteten Einfluss der γ -Konversion auf das invariante Massenspektrum von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ hingewiesen. Um dessen Beiträge auch quantitativ einschätzen zu können, wurden die η/ω -Quellen und der dominierende Untergrundkanal zusätzlich mit je $36 \cdot 10^6$ Ereignissen simuliert unter Miteinbeziehung des $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ Zerfalls. Abb. 3.16 zeigt die Beiträge der einzelnen Zerfallskanäle nach jedem Analyseschritt.

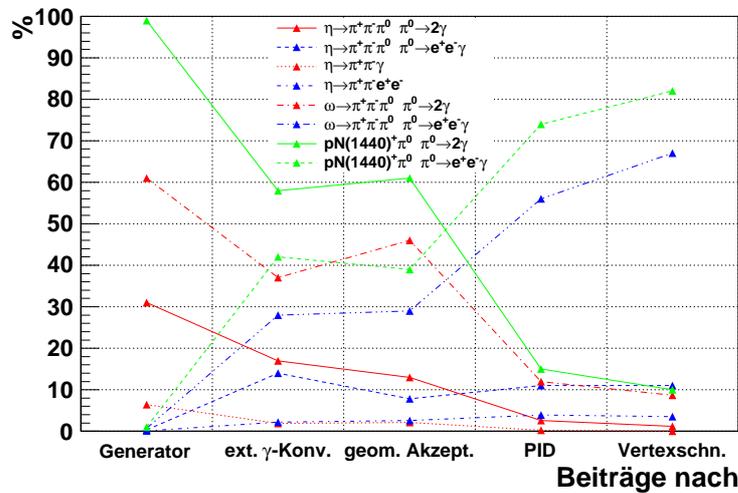


Abbildung 3.16.: Signalbeiträge nach den einzelnen Analyseschritten.

Anhand dieser Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass sich die Beiträge von $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ und $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ zum invarianten Massenspektrum während der Analyse invertieren. Den entscheidenden Beitrag liefern am Ende die e^+e^- -Paare aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall und nicht die vom Generator am häufigsten simulierten aus $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

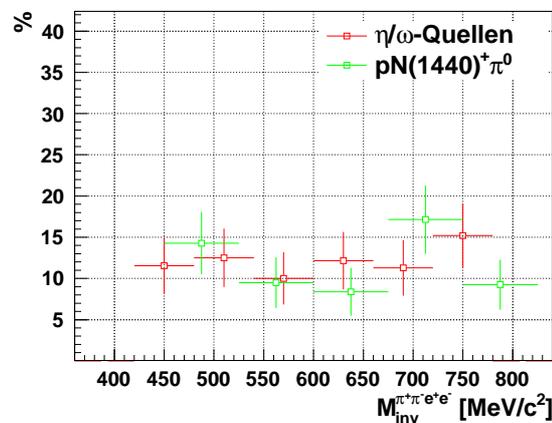


Abbildung 3.17.: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ Beitrag zum invarianten Massenspektrum.

In Abb. 3.17 ist der Beitrag der $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ Zerfälle relativ zu den in Tab. 3.5 und 3.6 verwendeten Kanälen in Abhängigkeit der invarianten Masse von $\pi^+\pi^-\pi^+e^-e^-$ dargestellt. Im Mittel liegt dieser Beitrag bei etwa 12% und ist im Signalbereich um $550 \text{ MeV}/c^2$ sogar am kleinsten.

Aus diesen Gründen und der Tatsache, dass $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ die Form des Spektrums nicht ändert, konnte in erster Näherung auf $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ verzichtet und somit die π^0 -Dalitz-Zerfälle mit guter Statistik simuliert werden.

B. Cocktail-Simulation

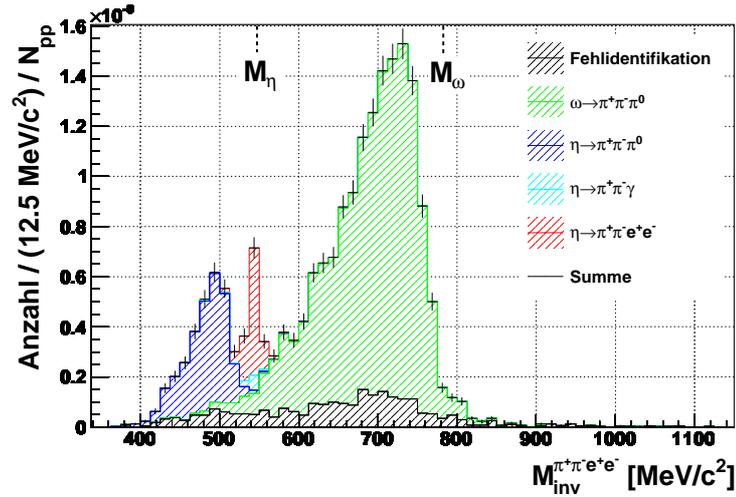


Abbildung 3.18.: Invariantes Massenspektrum für die Cocktail-Simulation.

Abb. 3.18 zeigt das Spektrum der invarianten Masse von $\pi^+\pi^-\pi^+e^-e^-$ für die 5-Prong-Analyse aus Abschnitt 3.3.2 und dem Schnitt auf die Paarvertizes aus Abschnitt 3.3.3. Die beiden benachbarten Zerfälle

$$\eta/\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$$

mit anschließendem π^0 -Dalitz-Zerfall sind gut vom Signalpeak zu trennen. Verglichen mit den Massen von η - und ω -Meson ($M_{\eta/\omega}$) sind die Maxima der beiden Strukturen um etwa $60 \text{ MeV}/c^2$ nach unten verschoben. Dies folgt aus dem Einfluss des fehlenden Photons aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall auf die invariante Masse $M_{\text{inv}}^{\pi^+\pi^-\pi^+e^-e^-}$. Um dies zu verdeutlichen, wurde in Anhang B.2 der Massenunterschied

$$\Delta M = M_{\eta/\omega} - M_{\text{inv}}^{\pi^+\pi^-\pi^+e^-e^-}$$

in Abhängigkeit des Photonenimpulses berechnet. Abb. 3.19 zeigt die Verteilung von ΔM aus Gl. B.7. Wie zu erwarten, verursacht der Photonenimpuls für beide Zerfälle eine mittlere Verschiebung von etwa $55 - 65 \text{ MeV}/c^2$.

Im Gegensatz zu den π^0 -Zerfällen sind $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+e^-e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ nicht zu unterscheiden. Sowohl das virtuelle als auch das reelle Photon generieren hauptsächlich e^+e^- -Paare mit kleinen invarianten Massen (einige MeV/c^2). Durch die Einschränkung des Elektronenvertex aus Abschnitt 3.3.3 lässt sich die Paarbildung aber stark unterdrücken.

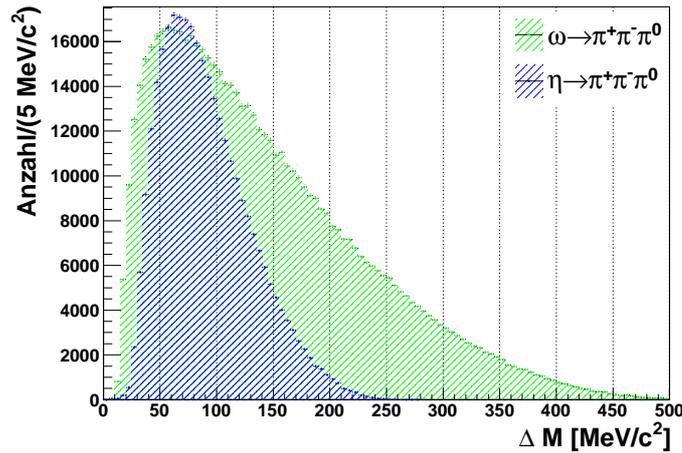


Abbildung 3.19.: Massenverschiebung des η - und ω -Peaks im $M_{\text{inv}}^{\pi^+\pi^-\pi^0}$ -Spektrum aufgrund des fehlenden Photonenimpulses.

C. Untergrund der $N(1440)$ -Resonanz

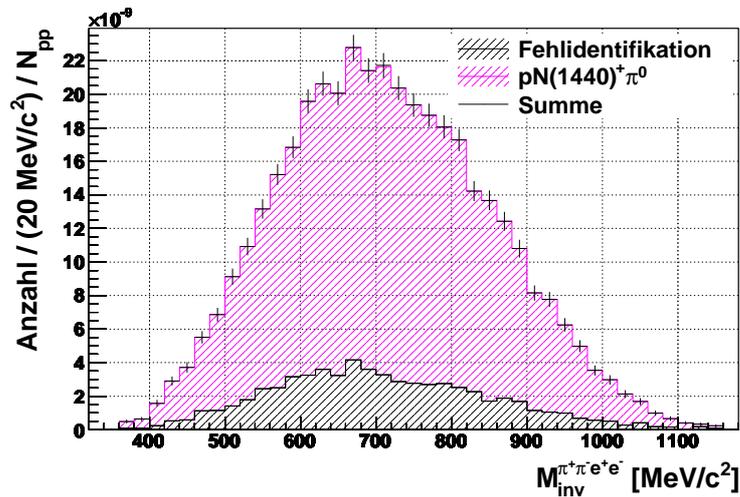


Abbildung 3.20.: $\pi^+\pi^-\pi^0$ invariantes Massenspektrum des dominierenden Untergrundkanals $pp \rightarrow pN(1440)^+\pi^0$.

In Abb. 3.20 ist das invariante Massenspektrum des dominanten Untergrundkanals

$$pp \rightarrow pN(1440)^+\pi^0 \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0 e^+e^- \gamma$$

nach Anwenden der Schnitte auf Pionen- und Elektronenvertizes gezeigt. Da die hier kombinierten Pionen und Elektronen nicht aus dem Zerfall eines gemeinsamen Mutterteilchens stammen, ergibt sich keine ausgeprägte Resonanzstruktur sondern eine breite Verteilung über den gesamten Phasenraum.

3.3.5. Schlussfolgerungen

Unter Beachtung der Produktionsquerschnitte und der Anzahl simulierter Ereignisse wurden alle vorangegangenen invarianten Massenspektren auf die Anzahl an pp -Kollisionen normiert (Anhang C.2). Die Summe aus den normierten Verteilungen beider Simulationen ist in Abb. 3.21 dargestellt. In einer 5-Prong-Analyse, in der noch keine Schnitte angewendet wurden, ergeben sich pro 10^9 pp -Kollisionen lediglich 2 messbare Ereignisse. Der Vertexschnitt auf $\pi^+\pi^-$ und e^+e^- -Paare reduziert dies auf die Hälfte. Für die Erzeugung der Pionen über die $N(1440)$ -Resonanz

$$pp \rightarrow pN(1440)^+\pi^0 \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$$

werden dahingegen etwa 400 Ereignisse erwartet. Es wird also trotz kontinuierlich ansteigender Flanke im Spektrum des Untergrundkanals kein signifikantes Signal zu sehen sein. Die Chancen ein Signal herauspräparieren zu können, hängen deshalb stark von der Unterdrückung dieses Kanals durch weitere Selektionsschnitte ab.

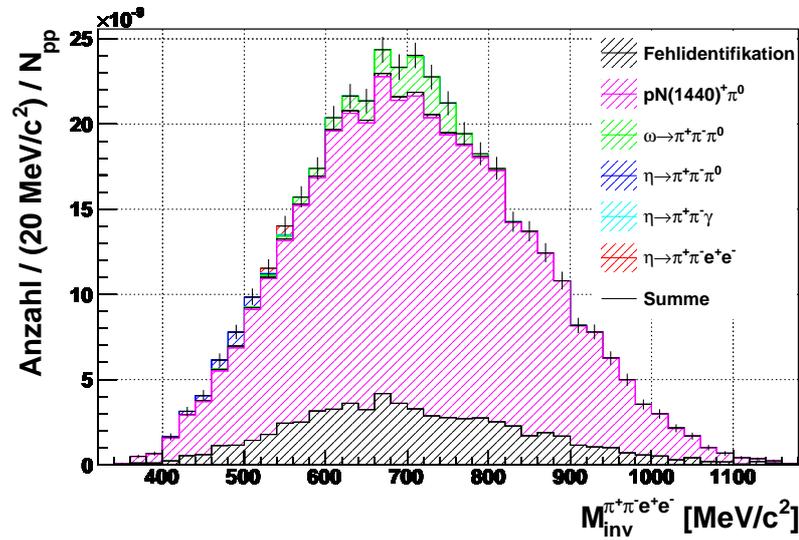


Abbildung 3.21.: Aus dem Cocktail mit η/ω -Quellen und dem $pN(1440)^+\pi^0$ -Kanal kombiniertes invariantes Massenspektrum.

4

Experimentdaten

Im April 2007 wurde an der GSI ein Experiment zur Reaktion $p + p$ bei einer Strahlenergie von $E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ GeV}$ durchgeführt. Wichtige Eigenschaften dieser Strahlzeit sind in Tab. 4.1 zusammengefasst. Es wurden etwa 8000 Dateien mit den Detektorinformationen von insgesamt $1,7 \cdot 10^9$ Ereignissen und einer Größe von je $\sim 500 \text{ Mb}$ aufgenommen. Für die Analyse wurden nur Ereignisse mit gültiger LVL2-Triggerentscheidung ausgewählt, die einen Anteil von ca. 30% des Datenensembles ausmachen. Die Unterdrückung F_U von Ereignissen ohne e^+/e^- -Kandidaten betrug dabei ca. $F_U = 10 - 12$. Daraus und einer abgeschätzten Selektion durch die $M \geq 3$ Triggerbedingungen von ca. 85% ergibt sich eine angenommene Zahl von insgesamt

$$N_{pp} = 1,7 \cdot 10^9 \cdot 0,3 \cdot \frac{1}{0,85} \cdot 10 \approx 6 \cdot 10^9 \text{ } pp\text{-Kollisionen.}$$

Nach der Selektion von Ereignissen mit mindestens fünf Spurkandidaten blieben $1,2 \cdot 10^7$ pp -Reaktionen übrig, in denen nach den Zerfallsprodukten π^\pm und e^\pm gesucht und das invariante Massenspektrum von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ generiert wurde. Abb. 4.1 zeigt die experimentelle Multiplizitätsverteilung für die ausgewählten Ereignisse.

Tabelle 4.1.: Eigenschaften der pp -Strahlzeit im April 2007.

Strahlintensität	$\sim 10^6/s$
Dauer	18 Tage
Targetdicke LH ₂	5 cm
mittlere Ereignisrate	1,3 kHz
LVL1 Trigger	$M \geq 3$
Anzahl pp -Kollisionen	$\sim 6 \cdot 10^9$

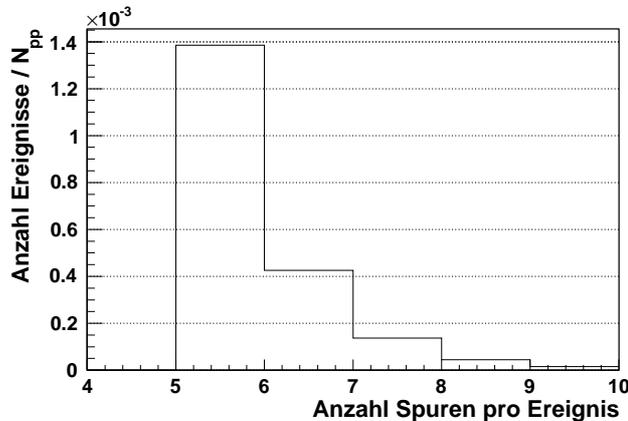


Abbildung 4.1.: Experimentelle Multiplizitätsverteilung für Ereignisse mit ≥ 5 Spuren.

Die Analyse der Experimentdaten folgte derselben Vorgehensweise, wie sie schon in der Simulation Anwendung fand:

1. Teilchenidentifikation und Ereignisauswahl,
2. Schnitte auf $\pi^+\pi^-$ - und e^+e^- -Paarvertizes,
3. Invariante Massenspektren der 5- und 6-Prong-Analyse.

Im Folgenden werden kurz die resultierenden experimentellen Verteilungen nach den einzelnen Schnitten vorgestellt. Der Vergleich der Daten mit der Simulation und die Diskussion weiterer Schnitte auf physikalische Observablen wie Missing Mass (M_{miss}) erfolgt in Kapitel 5.

4.1 Teilchenidentifikation

In Abschnitt 2.2.3 wurde bereits auf die angewendeten Prinzipien der Teilchenidentifikation eingegangen. Leptonkandidaten werden durch die Korrelation mit einem Signal im RICH Detektor und Hadronen durch ihren Energieverlust in den Minidriftkammern identifiziert. Abb. 4.2 zeigt den Energieverlust der beiden Teilchensorten für alle Spuren der ausgewählten Ereignisse.

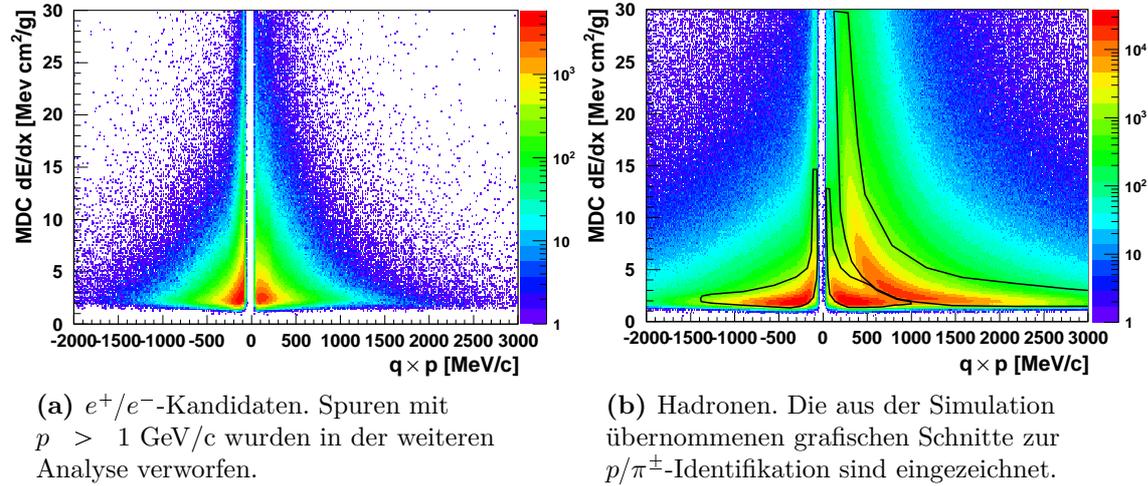


Abbildung 4.2.: Energieverlust gegen $q \times p$ für alle ausgewählten experimentellen Spuren.

Die gemessenen Signalverteilungen stimmen gut mit der Simulation überein, so dass für die Identifikation von Protonen und Pionen die grafischen Schnitte aus der Simulation verwendet werden konnten. Nach abgeschlossener Teilchenidentifikation wurden die interessantesten Ereignisse (siehe Abschnitt 3.3.2) für die späteren 5- und 6-Prong-Analysen ausgewählt. Es blieben für die Analysen die folgende Anzahl an Ereignissen übrig.

5-Prong-Analyse:	13640 Ereignisse
6-Prong-Analyse:	1542 Ereignisse

4.2 $\pi^+\pi^-$ - und e^+e^- -Paarvertizes

Die Diskussion zur Rekonstruktion des Reaktionsvertex und zur Wahl der Schnitte auf die Vertizes von $\pi^+\pi^-$ - und e^+e^- -Paaren fand bereits in Abschnitt 3.3.3 statt. Abb. 4.3 zeigt die rekonstruierten Quellorte und die aus der Simulation gewählten Selektionsbereiche, die auch auf die experimentellen Daten angewendet wurden.

Der Unterschied in der Rekonstruktionsgenauigkeit der $\pi^+\pi^-$ - und e^+e^- -Vertizes ist gut zu erkennen. Während im Spektrum von $\pi^+\pi^-$ der Targetbereich klar abgegrenzt ist, zeigt der diffuse Rand des e^+e^- -Vertex, dass die stärkere Krümmung der Elektronenspur und mögliche Randfelder in den MDCs die Rekonstruktion erschweren. Deshalb musste der Schnitt auf den e^+e^- -Vertex im Vergleich zum Schnitt auf den $\pi^+\pi^-$ -Vertex etwas weiter gewählt werden. Ein Großteil der γ -Konversion im umliegenden Radiatormaterial lässt sich aber trotzdem unterdrücken.

Nach den Schnitten auf die $\pi^+\pi^-$ - und e^+e^- -Vertizes enthielt das Datenensemble noch 4009 5-Prong- und 477 6-Prong-Ereignisse.

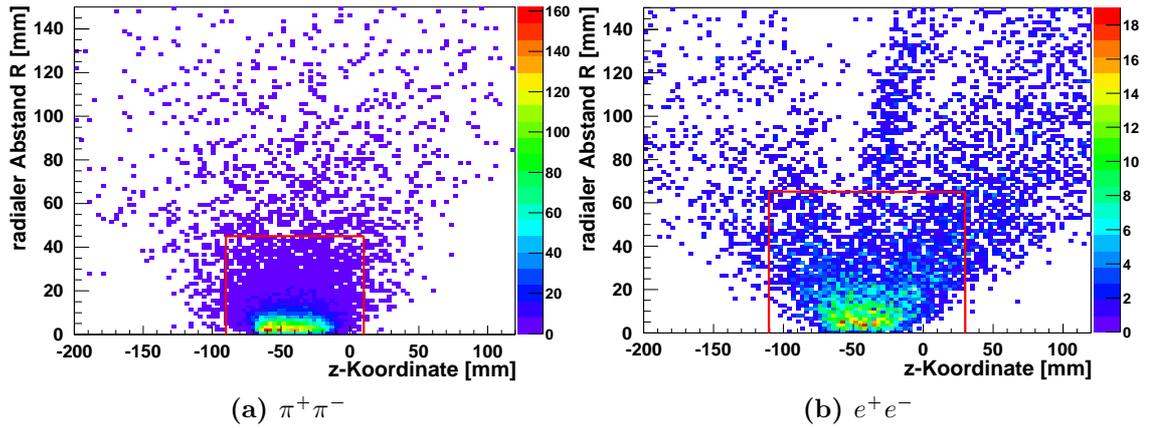


Abbildung 4.3.: Koordinaten der gemessenen $\pi^+\pi^-$ - und e^+e^- -Paarvertices. In Rot sind die mit der Simulation bestimmten Selektionsgrenzen eingezeichnet.

4.3 5- und 6-Prong-Analyse

Zur Erstellung der invarianten Massenspektren von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ wurde zunächst der Qualitätsparameter χ_{RK}^2 der Runge-Kutta-Integration eingegrenzt:

$$\begin{aligned} p &: \chi_{RK}^2 < 150 \\ \pi^\pm &: \chi_{RK}^2 < 300 \\ e^\pm &: \chi_{RK}^2 < 1000 \end{aligned}$$

Dies stellt sicher, dass die zur Analyse herangezogenen Spuren einen wohldefinierten Impuls besitzen. Die invarianten Massenspektren nach diesem Schnitt sind für die 5- und die 6-Prong-Analyse in Abb. 4.4 und Abb. 4.5 dargestellt.

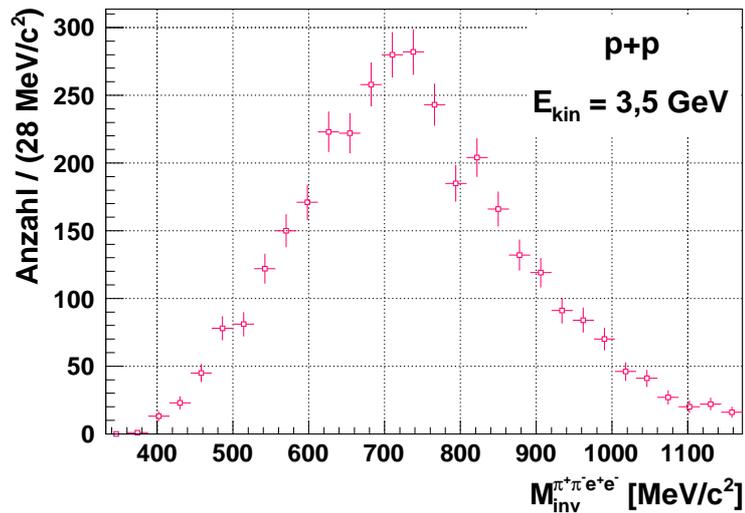


Abbildung 4.4.: Experimentelles 4-Teilchen invariantes Massenspektrum für die 5-Prong-Analyse.

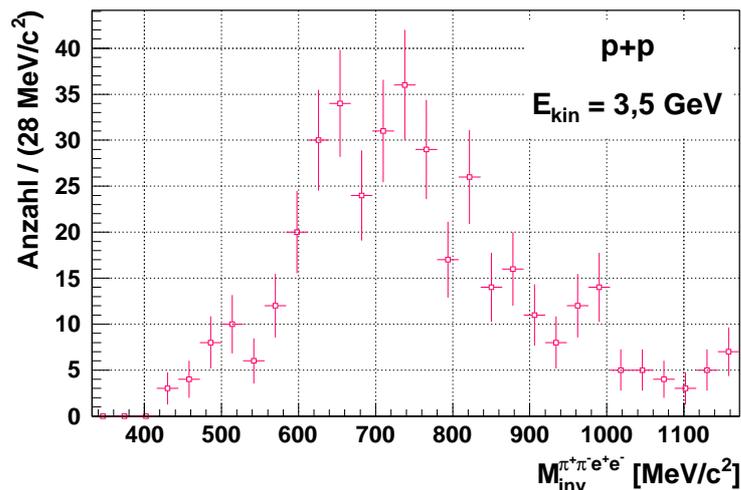


Abbildung 4.5.: Experimentelles 4-Teilchen invariantes Massenspektrum für die 6-Prong-Analyse.

Von den ursprünglich selektierten $12,1 \cdot 10^6$ Ereignissen enthalten diese Verteilungen noch 3455 5-Prong- und 404 6-Prong-Ereignisse.

Die Reduktion der Ereignisstatistik durch die verwendeten Schnitte ist zusammengefasst in Tab. 4.2 dargestellt.

Tabelle 4.2.: Reduktion der Ereignisstatistik durch die verwendeten Schnitte.

Schnitt	5-Prong	6-Prong
pp -Kollisionen		$6 \cdot 10^9$
≥ 5 Spuren		$12,1 \cdot 10^6$
Teilchenidentifikation	13640	1542
$\pi^+\pi^-$ -Vertexschnitt	11508	1314
e^+e^- -Vertexschnitt	4009	477
Runge-Kutta	3455	404

Weder in Abb. 4.4 noch in Abb. 4.5 ist ein Hinweis auf das gesuchte Signal $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ bei $M_{\text{inv}}^{\pi^+\pi^-e^+e^-} = 548 \text{ MeV}/c^2$ zu erkennen.

Die Untersuchung des kombinatorischen Untergrunds ergab, dass dieser nach Anwendung aller Schnitte keinen signifikanten Beitrag liefert. Er kann also in der Diskussion der Ergebnisse vernachlässigt werden.

5

Diskussion der Ergebnisse

Die experimentelle Verteilung hat wie auch aus der Simulation erwartet kein eindeutiges Signal für den seltenen Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ gezeigt. Das Spektrum ist durch die Beiträge anderer Zerfälle, durch Untergrund aus Fehlidentifikationen und durch γ -Konversion dominiert. Nach der Teilchenidentifikation und der Vertexrekonstruktion ist die genauere Betrachtung der Kinematik eines jeden Ereignisses ein wichtiger Schritt, um das invariante Massenspektrum von unphysikalischen bzw. Untergrund-Kombinationen der Zerfallsprodukte zu bereinigen. Deshalb wurden die Daten mit für den $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ Zerfall angepassten und optimierten Schnitten auf die sinnvollen Ereignisse reduziert. Besonders interessant ist dabei die Abhängigkeit der invarianten Masse von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ Spuren von komplementären Observablen wie der fehlenden Masse (*Missing Mass*) im Gesamtereignis und den Öffnungswinkeln bzw. der invarianten Masse der $\pi^+\pi^-$ - und e^+e^- -Paare.

5.1 5-Prong-Ereignisse

5.1.1. Fehlende Masse (*Missing Mass*)

Die 5-Prong-Analyse bietet durch die Detektion eines Protons und aller Zerfallsprodukte des zu untersuchenden Kanals die Möglichkeit, Bedingungen auf die fehlende Masse der gemessenen Teilchen zu setzen. Da bei der Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-e^+e^-$ in dieser Analyse ein Proton fehlt, muss die aus $p\pi^+\pi^-e^+e^-$ konstruierte Missing Mass mindestens der Protonenmasse entsprechen. Andernfalls wurden ein oder mehrere Teilchen fehlidentifiziert und ihnen somit eine falsche Masse zugeordnet oder weitere Teilchen haben zum Ereignis beigetragen, wurden aber nicht detektiert.

A. Cocktail aus η - und ω -Quellen

In Abb. 5.1a ist die Missing Mass von $p\pi^+\pi^-e^+e^-$ gegen die invariante Masse von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ für die Simulation der η - und ω -Quellen aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass aufgrund des nicht gemessenen Photons aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall die Maxima der aus den $\pi^+\pi^-\pi^0$ Kanälen stammenden Verteilungen oberhalb der Protonenmasse liegen. Im Gegensatz dazu entspricht $M_{\text{miss}}^{p\pi^+\pi^-e^+e^-}$ für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ exakt der Protonenmasse. Es kann also eine obere Schranke gesetzt werden, um den Beitrag der ω -Zerfälle im Bereich der η -Masse zu minimieren.

Abb. 5.1b zeigt die Projektion des Spektrums in Abb. 5.1a auf die Achse der invarianten Masse für den Bereich

$$880 \text{ MeV}/c^2 < M_{\text{miss}}^{p\pi^+\pi^-e^+e^-} < 1000 \text{ MeV}/c^2. \quad (5.1)$$

Die Folge der Einschränkung auf diesen Bereich ist ein stark verbessertes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis mit nur wenig Beitrag durch Fehlidentifikationen.

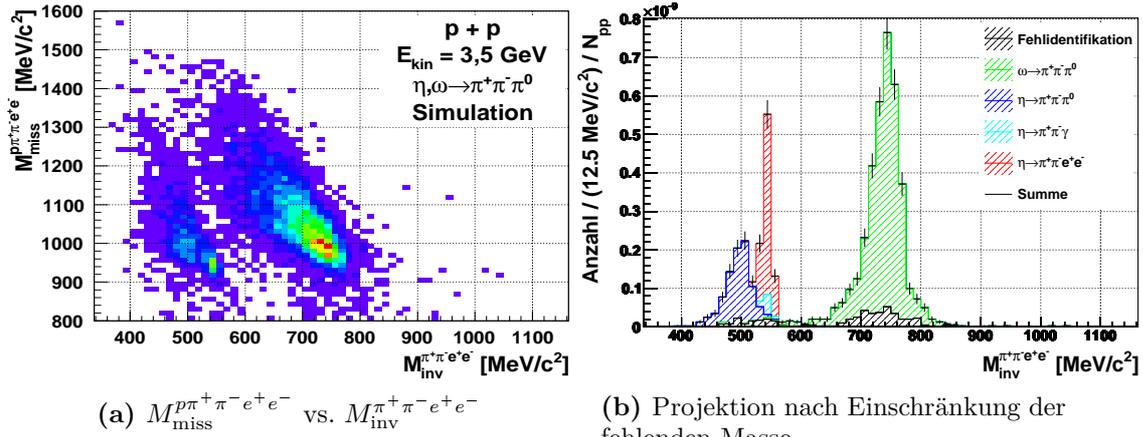


Abbildung 5.1.: Fehlende Masse der $p\pi^+\pi^-e^+e^-$ Spuren und die invariante Masse von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ für die 5-Prong-Analyse der Cocktail-Simulation.

B. $N(1440)$ -Untergrund

Die Reaktion $pp \rightarrow pN(1440)^+\pi^0$ mit nachfolgendem π^0 -Dalitz-Zerfall ist die dominierende Quelle im invarianten Massenspektrum von $\pi^+\pi^-e^+e^-$. Trägt man allerdings $M_{\text{miss}}^{p\pi^+\pi^-e^+e^-}$ in Abhängigkeit von $M_{\text{inv}}^{\pi^+\pi^-e^+e^-}$ auf (Abb. 5.2a), sind im Gegensatz zum Cocktail aus η - und ω -Quellen keine deutlichen Strukturen erkennbar. Vielmehr füllt die Kombination der Zerfallsprodukte aus

$$pp \rightarrow pN(1440)^+\pi^0 \rightarrow pp\pi^+\pi^-e^+e^-\gamma$$

nahezu gleichmäßig den gesamten erlaubten Massenbereich in Abb. 5.2a aus. Die Häufung der fehlenden Masse liegt auch in diesem Spektrum deutlich oberhalb der Protonenmasse. Dies ermöglicht es, den Beitrag aus dem $N(1440)$ -Kanal zum invarianten Massenspektrum (Abb. 5.2b) mit dem Schnitt auf die fehlende Masse aus Gl. 5.1 um 82% zu reduzieren.

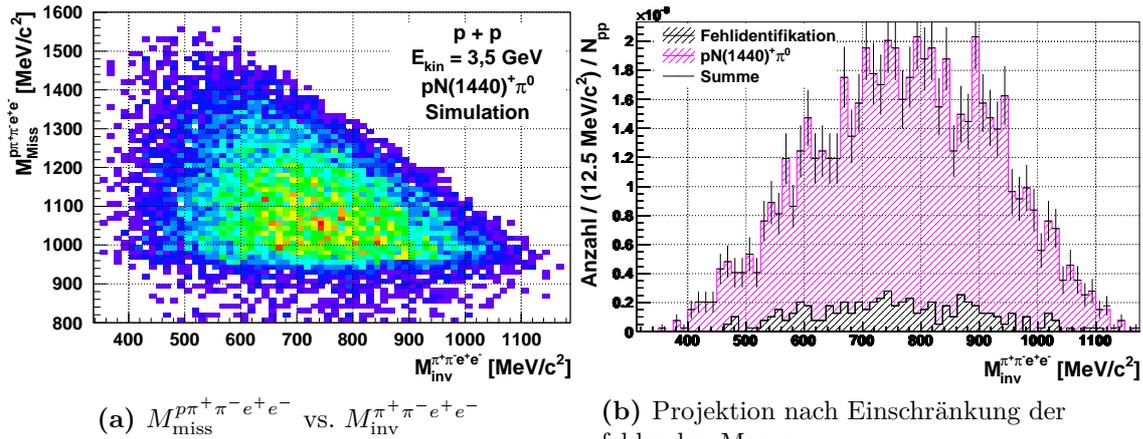


Abbildung 5.2.: Fehlende Masse der $p\pi^+\pi^-e^+e^-$ Spuren und die invariante Masse von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ für die 5-Prong-Analyse des $N(1440)$ -Untergrundkanals in der Simulation.

C. Kombination der Spektren und Vergleich mit dem Experiment

Die auf die Anzahl der pp -Reaktionen normierten invarianten Massenspektren aus der Cocktail- und der Untergrundsimulation wurden addiert, um das resultierende Spektrum mit den experimentellen Daten vergleichen zu können. Abb. 5.3 zeigt zunächst, welche Auswirkung der Schnitt auf $M_{\text{miss}}^{p\pi^+\pi^-e^+e^-}$ (Gl. 5.1) auf das kombinierte invariante Massenspektrum von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ hat.

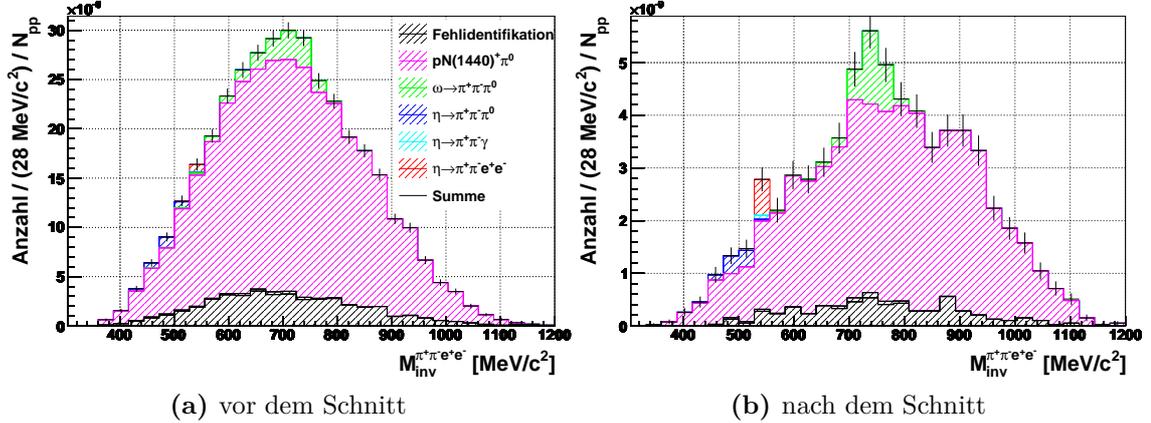


Abbildung 5.3.: Auswirkung des Schnitts auf die fehlende Protonenmasse eines Ereignisses auf das gesamte invariante Massenspektrum der 5-Prong-Analyse in der Simulation.

Auch nach dem Schnitt ist der $pN(1440)^+\pi^0$ -Kanal der dominierende Beitrag, die Signale von $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ und $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ sind aber gut erkennbar. Durch die Einschränkung der fehlenden Masse eines Ereignisses wurde also ein deutlich besseres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erreicht.

In Abb. 5.4 ist $M_{\text{miss}}^{p\pi^+\pi^-e^+e^-}$ in Abhängigkeit der invarianten Masse von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ für die experimentellen Daten der 5-Prong-Analyse aus Abschnitt 4.3 dargestellt. Die Form und die Häufigkeiten sind mit der der simulierten Verteilung aus Abb. 5.2a vergleichbar. Prominente Strukturen aus den Zerfällen des η - oder ω -Mesons sind nicht zu erkennen.

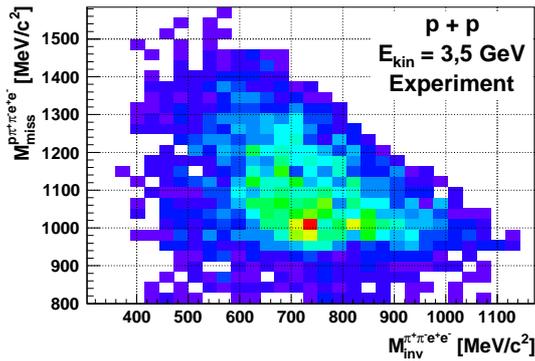


Abbildung 5.4.: Missing Mass Verteilung der experimentellen 5-Prong-Analyse.

nicht die Strukturen aus η - und ω -Quellen. Der daraus resultierende Skalierungsfaktor betrug $7,5 \cdot 10^9$. Dies liegt im Rahmen der 20%-igen Ungenauigkeit der abgeschätzten Zahl an pp -Kollisionen von $6 \cdot 10^9$.

Da wie aus der Simulation zu erwarten in diesem Spektrum keine Strukturen auftreten, wurde der für den $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ Zerfall optimierte Schnitt auf $M_{\text{miss}}^{p\pi^+\pi^-e^+e^-}$ aus der Simulation verwendet (Gl. 5.1). Dieser reduziert das vorher vorhandene experimentelle Datenensemble aus 3455 Ereignissen auf noch 545 Ereignisse. Für den qualitativen Vergleich von Simulation und Experiment wurde das simulierte invariante Massenspektrum durch Skalieren an die experimentellen Datenpunkte angepasst. Dazu wurde die kontinuierlich abfallende Flanke des Spektrums bei den hohen invarianten Massen verwendet, da dort lediglich der $pN(1440)^+\pi^0$ -Kanal beiträgt und

In Abb. 5.6 wird das so erhaltene Simulationsspektrum mit den experimentellen Daten verglichen. Die Aufteilung der Simulation in die einzelnen Beiträge zeigt, dass der dominierende $pN(1440)^+\pi^0$ -Kanal die Flanken des Spektrums gut beschreibt. Für alle experimentellen Datenpunkte liegt die Simulation innerhalb der Fehlerbalken. Lediglich der mittlere Massenbereich wird von der Simulation unterschätzt. Der zum $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Zerfall gehörende Peak ist im Experiment prominenter als in der Simulation. Dies kann aufgrund der Verwendung der Wirkungsquerschnitte für kinetische Strahlenergien von $E_{\text{kin}} = 2,2 \text{ GeV}$ an einem für den $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Zerfall zu niedrig gewählten Wirkungsquerschnitt liegen (siehe Tab. 3.5).

Anzahl ω -Zerfälle: Da das Signal des $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Zerfalls recht prominent in Abb. 5.6 zu sehen ist, wurde das experimentelle Spektrum mit einem Polynom vierter Ordnung für den Untergrund und einer Lorentzfunktion für das ω -Signal gefittet (Abb. 5.5). Dadurch konnten ungefähr 71 detektierte $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Zerfälle ermittelt werden.

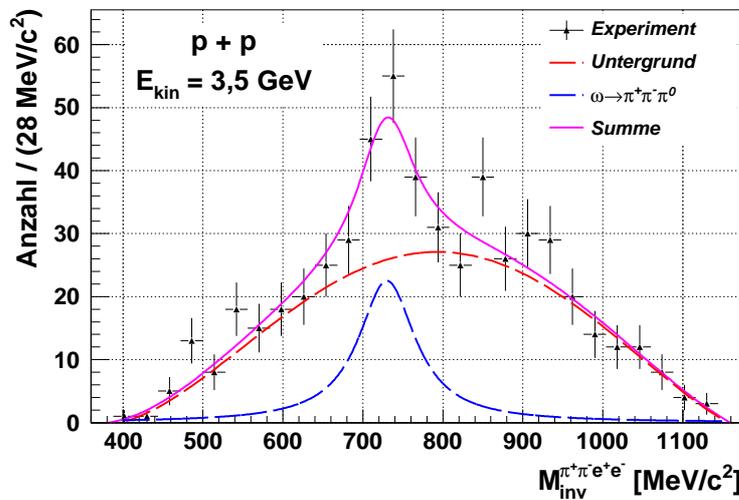


Abbildung 5.5.: Fit des experimentellen Spektrums der 5-Prong-Analyse nach Schnitt auf $M_{\text{miss}}^{p\pi^+\pi^-e^+e^-} \approx m_p$.

Auch wenn die allgemeine Form der Verteilung sowohl quantitativ als auch qualitativ gut von der Simulation beschrieben wird, gestaltet sich die Diskussion des interessanten Massenbereichs um

$$M_{\text{inv}}^{\pi^+\pi^-e^+e^-} = 550 \text{ MeV}/c^2$$

schwierig. Aus der Tendenz der experimentellen Datenpunkte zwischen dem ω -Peak und dem $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ Signal der Simulation ließe sich auch auf eine Erhöhung bei der richtigen invarianten Masse im Experiment schließen. Aufgrund des Fehlerbalkens in diesem Bin wäre der Datenpunkt aber sowohl mit dem Untergrund aus $pN(1440)^+\pi^0$ als auch mit einem $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ Signal vereinbar.

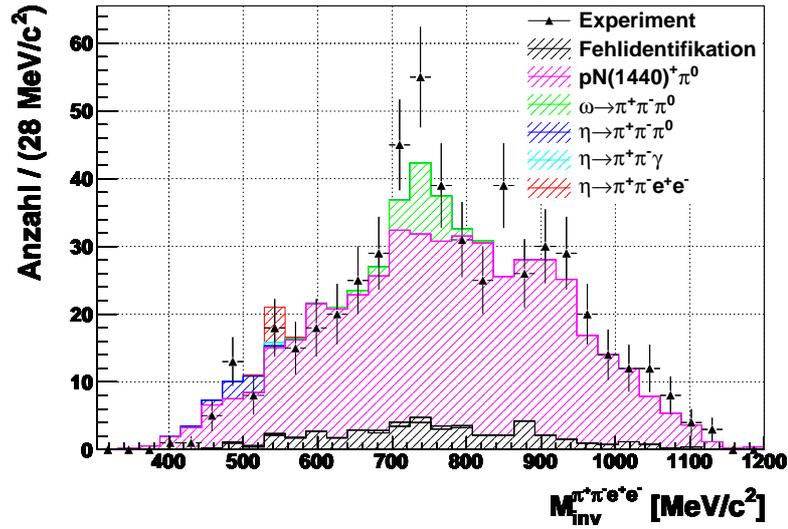


Abbildung 5.6.: Vergleich des simulierten mit dem experimentellen invarianten Massenspektrum der 5-Prong-Analyse.

5.1.2. Öffnungswinkel und invariante Masse des e^+e^- -Paares

Zu diesem Zeitpunkt der Analyse stammt die überwiegende Mehrheit der e^+e^- -Paare aus dem Dalitz-Zerfall des π^0 in $e^+e^-\gamma$ mit dem nicht detektierten Photon. Die e^+e^- -Paare des gesuchten Signals dahingegen stammen aus dem Zerfall des η -Mesons ohne weiteres Photon. Daraus folgt, dass sich die π^0 -Dalitz-Zerfälle durch die Einschränkung der invarianten Masse des e^+e^- -Paares auf den Bereich

$$m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}/c^2 < M_{\text{inv}}^{e^+e^-} < 268 \text{ MeV}/c^2 \quad (5.2)$$

unterdrücken lassen. Die obere Schranke folgt aus der beim $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ Zerfall maximal möglichen Masse des virtuellen Photons (siehe Seite 19). Equivalent dazu kann auch auf den Öffnungswinkel des e^+e^- -Paares geschnitten werden, um solche Paare mit kleinen invarianten Massen und damit kleinen Öffnungswinkeln zu verwerfen.

Abb. 5.7 zeigt die experimentelle Verteilung der e^+e^- invarianten Masse für das Datensensemble aus Abb. 5.6.

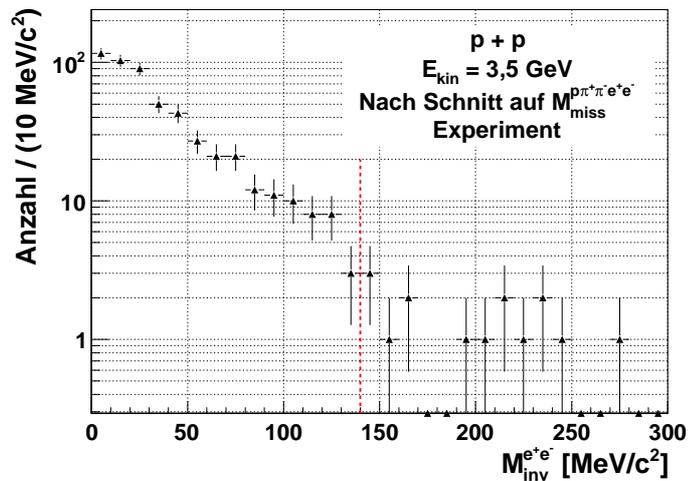


Abbildung 5.7.: Experimentelle e^+e^- invariante Massenverteilung der 5-Prong Ereignisse nach Schnitt auf die fehlende Masse des nicht detektierten Protons.

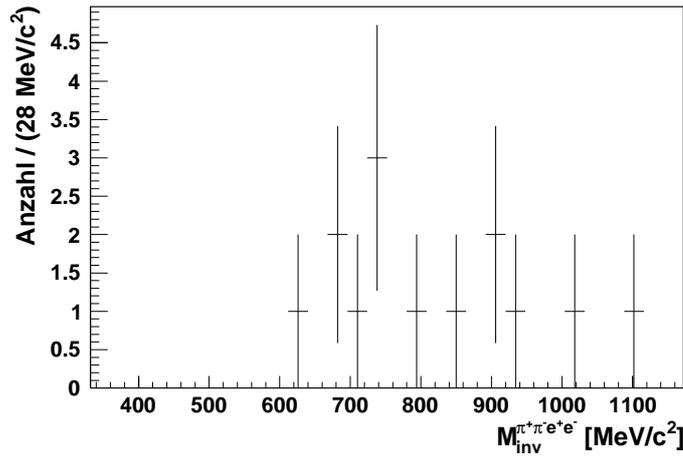


Abbildung 5.8.: $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-e^+e^-$ invariantes Massenspektrum für die Selektion des Massenbereichs aus Gl. 5.2.

Im Massenbereich aus Gl. 5.2 sind von ursprünglich 545 nur 14 Ereignisse zu finden (Abb. 5.8). Laut Simulation fallen für den $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-e^+e^-$ Signalkanal 2% in diesen Massenbereich, d. h. es werden für die vorliegende Statistik nur 0,3 Ereignisse erwartet. Es ist also nahelegend, dass die experimentell gemessenen Ereignisse aufgrund von Fehlidentifikationen zu Stande kommen. Dies bestätigt auch deren $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-e^+e^-$ invariantes Massenspektrum, in dem kein Eintrag bei $M_{\text{inv}}^{\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-e^+e^-} = 550 \text{ MeV}/c^2$ zu finden ist.

5.1.3. Ergebnis

Die Kombination der Simulationen von η/ω -Quellen und $pN(1440)^+\pi^0$ beschreibt den Verlauf des $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-e^+e^-$ invarianten Massenspektrums recht gut. Lediglich die Produktion des ω -Mesons ist in der Simulation für die verwendete Strahlenergie zu niedrig angenommen, dessen Signal aber bei der richtigen invarianten Masse. Es wurden 71 Ereignisse dieses Zerfalls detektiert.

Über ein eventuelles Signal vom $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-e^+e^-$ Zerfall kann keine Aussage gemacht werden, da das experimentelle Spektrum zwar einen Hinweis darauf gibt, dieser aber auch nur durch Untergrund verursacht sein kann.

Die weitergehende Analyse der e^+e^- invarianten Masse zur Unterdrückung der π^0 Zerfälle scheitert an mangelnder Statistik. Da dessen Verteilung mit zunehmender e^+e^- invarianter Masse um Größenordnungen abnimmt, ist für eine erfolgreiche Extraktion eines untergrundfreien Signals auf diese Weise ein mehr als 50-faches an Statistik notwendig.

5.2 6-Prong-Ereignisse

Die 6-Prong-Analyse erlaubt durch die Messung aller geladenen Reaktionsprodukte die Ausnutzung zweier zusätzlicher Missing Mass Kombinationen zur eindeutigen Auswahl der interessantesten Ereignisse. Zum Einen kann die Missing Mass der beiden Protonen auf die Bereiche

$$500 \text{ MeV}/c^2 < M_{\text{miss}}^{pp} < 600 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{oder} \quad (5.3)$$

$$740 \text{ MeV}/c^2 < M_{\text{miss}}^{pp} < 820 \text{ MeV}/c^2 \quad (5.4)$$

eingeschränkt werden, um pp -Reaktionen zu selektieren, bei denen entweder das η - oder das ω -Meson entstanden sind.

Zum Anderen muss die fehlende Masse von $pp\pi^+\pi^-e^+e^-$ verschwinden, falls die gemessenen Teilchen vom zu untersuchenden seltenen Zerfall stammen:

$$M_{\text{miss}}^{pp\pi^+\pi^-e^+e^-} \sim 0 \text{ MeV}/c^2$$

Abb. 5.9 zeigt die Verteilungen dieser Größen für die Cocktail- und die Untergrundsimulation. Hier zeigt sich der große Vorteil der 6-Prong-Analyse. Neben der klaren Separation von η - und ω -Mesonen wird ein Großteil vom breit verteilten Untergrund aus dem Kanal $pp \rightarrow pN(1440)^+\pi^0$ verworfen. Die Berechnung der Missing Mass aus allen sechs Teilchen variiert jedoch über einen recht großen Bereich. Dies liegt an der begrenzten Impulsauflösung und der Kombination einer großen Anzahl von Teilchen. Für einen sinnvollen Schnitt auf diese Observable wurde der Bereich

$$-100 \text{ MeV}/c^2 < M_{\text{miss}}^{pp\pi^+\pi^-e^+e^-} < 100 \text{ MeV}/c^2 \quad (5.5)$$

gewählt.

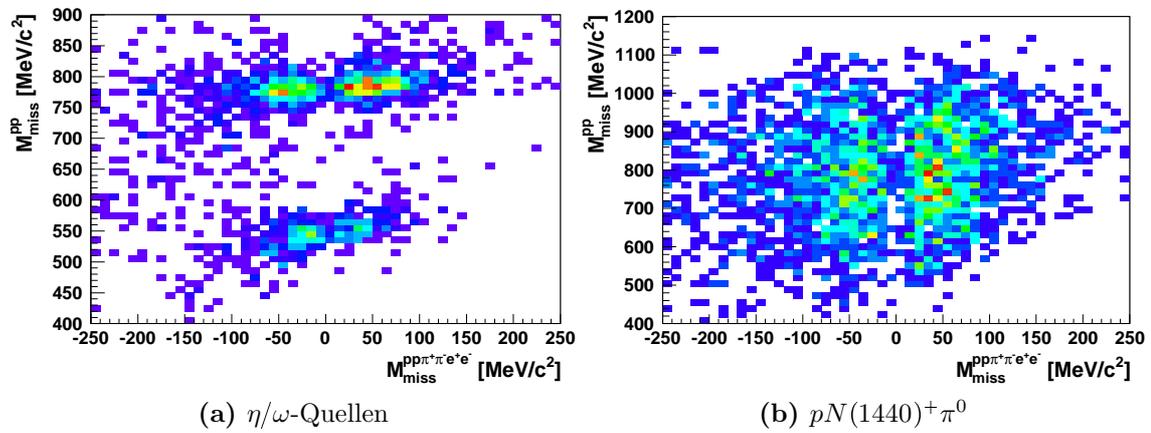


Abbildung 5.9.: M_{miss}^{pp} vs. $M_{\text{miss}}^{pp\pi^+\pi^-e^+e^-}$ der Simulation für die 6-Prong-Analyse.

Mit den Schnitten aus den Gleichungen 5.3, 5.4 und 5.5 wurden die invarianten Massenspektren von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ der beiden Simulationen kombiniert und mit den experimentellen Daten verglichen (Abb. 5.10).

η -Bereich von M_{miss}^{pp} : Anhand der 6 von 404 übriggebliebenen Ereignisse (siehe Tab. 4.2) ist es nicht möglich, die Herkunft dieser Ereignisse zu beurteilen. Selbst in der Simulation verschwindet das Signal des $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ Kanals in der Form des Spektrums. Im experimentellen Datensatz ist kein Ereignis im Massenintervall bei $550 \text{ MeV}/c^2$ vorhanden.

ω -Bereich von M_{miss}^{pp} : In diesem Bereich ergibt sich mit 21 übriggebliebenen Ereignissen ein kontinuierlicheres Spektrum, dessen Form hinreichend mit der Simulation beschrieben werden kann. Belastbare Aussagen können aufgrund der Statistik aber auch hier nicht gemacht werden. Trotzdem kann aus dem Anteil der ω -Zerfälle am Gesamtspektrum in der Simulation auf 3 detektierte $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Zerfälle geschlossen werden.

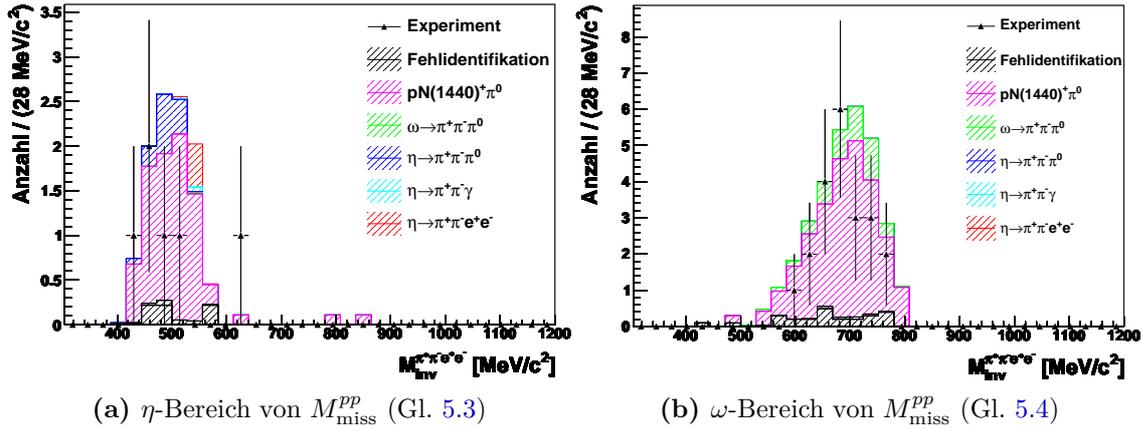


Abbildung 5.10.: Vergleich der invarianten Massenspektren von Simulation und Experiment für die 6-Prong-Analyse.

Bei den Schnitten auf die fehlende Masse der beiden Protonen muss jedoch beachtet werden, dass die Produktion von η - und ω -Mesonen damit jeweils gut separiert werden kann, dabei aber immer in den breiten und kontinuierlichen Untergrund des $pN(1440)^+\pi^0$ geschnitten wird. Dadurch kann im invarianten Massenspektrum von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ eine künstliche Peak-Struktur generiert werden, die nicht von möglichen Signalen direkter e^+e^- -Zerfälle unterscheidbar ist. Ein prominenter Peak auf einem kontinuierlichen Untergrund wie in der 5-Prong-Analyse ist dem sicherlich vorzuziehen.

6

Zusammenfassung und Ausblick

Ein detailliertes Studium der Zerfälle des η -Mesons kann Beiträge zu grundlegenden physikalischen Fragestellungen wie der CP-Verletzung und der Wechselwirkung der pseudoskalaren Mesonen mit Photonen liefern. Von besonderem Interesse sind dabei deren e^+e^- -Zerfälle. In diesem Zusammenhang gibt es auch für das HADES Experiment bei der GSI in Darmstadt viele interessante Aspekte, aufgrund derer das η -Meson untersucht werden sollte. So könnte die genaue Kenntnis des η -Beitrags zum invarianten Massenspektrum der e^+e^- -Paare, die in elementaren und Schwerionen-Reaktionen gemessen wurden, zu dessen besseren Verständnis beitragen.

Für die Detektion der Zerfälle des η -Mesons mit dem HADES Detektor sind vor allem Endzustände mit ausschließlich geladenen Teilchen geeignet. In dieser Arbeit wurde untersucht, ob trotz des kleinen Verzweigungsverhältnisses von $4,2 \cdot 10^{-4}$ der seltene Zerfall

$$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$$

nachgewiesen werden kann. Dafür stand der Datensatz eines Experiments zur elementaren Reaktion $p + p$ mit einer Strahlenergie von $E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ GeV}$ zur Verfügung.

Die Anzahl der zu messenden Teilchen je Ereignis und die daraus folgende geringe Akzeptanz sowie das kleine Verzweigungsverhältnis ließen nur invariante Massenspektren von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ mit stark reduzierter Statistik zu. Für das wohldefinierte Signal $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ wurden nur ca. 10-20 Ereignisse erwartet. Deshalb wurden detaillierte Simulationen von Signal- und Untergrundkanälen durchgeführt und so zum Einen die Akzeptanzen und Effizienzen des Detektors ermittelt und zum Anderen ein Eindruck der zu erwartenden Spektren gewonnen. Der dominierende Beitrag zum 4-Teilchen invarianten Massenspektrum stammte dabei aus dem Reaktionskanal

$$pp \rightarrow pN(1440)^+\pi^0 \rightarrow pp\pi^+\pi^-e^+e^-\gamma,$$

bei dem jedoch das Photon nicht detektiert wird. Im Rahmen einer 5-Prong-Analyse und unter Verwendung der Missing-Mass-Technik konnte die Ereignisauswahl aber auf einen Bereich eingeschränkt werden, in dem auch die Beiträge des gesuchten Signalkanals und die von

$$pp \rightarrow pp\eta/\omega \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow pp\pi^+\pi^-e^+e^-\gamma$$

erkennbar wurden. Der Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt, dass mit dieser Kombination an Zerfallskanälen das invariante Massenspektrum von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ gut beschrieben werden kann. Die Struktur vom Zerfall des ω -Mesons ist im Spektrum recht prominent und es wurde eine Anzahl von etwa 71 detektierten Ereignissen ermittelt. Das Auftreten eines Signals von $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ konnte weder bestätigt noch ausgeschlossen werden. Es ist im experimentellen Spektrum ein Hinweis darauf zu erkennen, dieser kann aber, der Simulation nach zu urteilen, auch nur durch Untergrund verursacht sein.

Es wurde mithilfe einer 6-Prong-Analyse des Weiteren versucht, die kinematischen Informationen aller am Zerfall beteiligten Teilchen zu nutzen. Dies bedeutete jedoch abermals

eine signifikante Akzeptanzreduktion, wodurch die Rekonstruktion eines Signals aufgrund mangelnder Statistik nicht möglich war. In dieser Analyse haben lediglich 3 Ereignisse des $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Zerfalls die Schnitte überlebt und kein Ereignis im η -Massenbin bei $M_{\text{inv}}^{\pi^+\pi^-e^+e^-} = 550 \text{ MeV}/c^2$.

Für die weitere Suche nach diesem seltenen Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ gilt es, die quantitativen Untersuchungen zu vertiefen, um unter Umständen eine entdeckte Anzahl von $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ und $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Untergrundzerfällen mit belastbaren Fehlergrenzen angeben zu können. Die vorgelegte Analyse zeigt, dass unter Ausnutzung der mit dem HADES Detektor nachweisbaren Teilchen und aller kinematischen Variablen der seltene Zerfall eindeutig und untergrundfrei gemessen werden kann. Dafür wird jedoch ein wesentlich umfangreicheres Datenensemble benötigt. Neben Verlängerung der Experimentdauer könnte auch das Einsetzen der FORWARD WALL ein vielversprechendes Mittel dazu sein. Da vor allem die Protonen bevorzugt unter Vorwärtswinkeln aus der Reaktionszone fliegen, würde deren Signal in der FORWARD WALL die zusätzlichen Informationen zu $\pi^+\pi^-e^+e^-$ in der 5-Prong-Analyse liefern.

Am Rande dieser Arbeit wurden auch die Möglichkeiten des Kinematischen Refits zur Präparation eines deutlicheren Signals getestet. Als aussichtsreich hat sich der Refit unter der Bedingung, dass die fehlende Masse von $p\pi^+\pi^-e^+e^-$ der Protonenmasse entsprechen muss, herausgestellt. Die Einflüsse eines solchen Refits auf Ereignisse mit zusätzlichem Photon aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall und insbesondere auf Spektren mit wenig Statistik müssen jedoch noch eingehender untersucht werden.

Für die nahe Zukunft ist der Einbau eines elektrometrischen Kalorimeters, das auch die bisher undetektierbaren Photonen nachweist, in das HADES Experiment geplant.

Mit der neuen Ausleseelektronik für alle Detektoren werden zudem wesentlich höhere Datenraten möglich. Damit ergeben sich für weitere Untersuchungen des seltenen η -Zerfalls und anderer Kanäle sehr gute Perspektiven.



Ladungskonjugation und Parität

Für Abschnitt 1.3.1 werden C- und P-Parität von η, π und γ benötigt. Im Folgenden werden diese Quantenzahlen kurz begründet.

A.1 CP-Quantenzahl des Photons

Parität Die Erzeugung elektromagnetischer Felder durch Ladungen und Ströme wird durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben. Die Lösungen (*Multipolfelder*) der daraus folgenden Wellengleichungen für \mathbf{E} - und \mathbf{B} -Feld lassen sich mithilfe des Drehimpulsoperators in Abhängigkeit der dazugehörigen Eigenfunktion, den Kugelflächenfunktionen $Y_{lm}(\theta, \phi)$, ausdrücken. Die Paritäten von elektrischer El und magnetischer Ml Multipolstrahlung ergeben sich also aus der Parität von Y_{lm} zu:

$$\begin{aligned} P(El) &= (-1)^l \\ P(Ml) &= (-1)^{l+1}. \end{aligned}$$

Ladungskonjugation Die Wechselwirkung eines elektromagnetischen Stroms j^μ mit dem Photonfeld A_μ wird im QED-Lagrangian durch den Term

$$\mathcal{L}_{\text{int}} \propto j^\mu A_\mu$$

beschrieben. Der unitäre Operator C ($C^\dagger C = 1$) der Ladungskonjugation transformiert j^μ wie folgt [Pes08].

$$C^\dagger j^\mu C = -j^\mu$$

Da die elektromagnetische Wechselwirkung die C-Parität erhält, gilt:

$$\begin{aligned} C^\dagger \mathcal{L}_{\text{int}} C &\stackrel{!}{=} \mathcal{L}_{\text{int}} \\ -j^\mu C^\dagger A_\mu C &\stackrel{!}{=} j^\mu A_\mu \\ C^\dagger A_\mu C &\stackrel{!}{=} -A_\mu \end{aligned}$$

Das Photon besitzt also ungerade C-Parität.

Daraus folgt für die CP-Parität des Photons:

$$CP(\gamma) = \begin{cases} (-1)^{l+1} & El \\ (-1)^l & Ml \end{cases}$$

A.2 CP-Quantenzahl des η - und π -Mesons

Beide Mesonen zerfallen hauptsächlich rein elektromagnetisch in zwei Photonen. Da dabei C erhalten ist, gilt:

$$C(\eta, \pi) = C(2\gamma) = (-1)^2 = +1$$

Da weiterhin Mesonen aus Quark und Antiquark mit entgegengesetzten Paritäten bestehen, ist $P(\eta, \pi) = -1$ und damit

$$CP(\eta, \pi) = -1$$

A.3 CP-Quantenzahl von $\pi^+\pi^-$

Die Parität des $\pi^+\pi^-$ -Systems setzt sich aus der intrinsischen Parität der Pionen (A.2) und der extrinsischen aufgrund ihrer Bahnbewegung mit dem Bahndrehimpuls L zusammen:

$$P(\pi^+\pi^-) = (-1)^2 \times (-1)^L = (-1)^L$$

Entsprechendes gilt für die C-Parität, womit

$$CP(\pi^+\pi^-) = +1$$

ist.

B

Kinematische Berechnungen

B.1 Schwellenenergie

Betrachtet wird ein Kollisionssystem zweier Teilchen mit den Viererimpulsen \hat{p}_1 und \hat{p}_2 und Massen m_1 und m_2 . Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} ist definiert als die Summe der Anfangs-Viererimpulse und Impulserhaltung ergibt

$$s = (\hat{p}_1 + \hat{p}_2)^2 = \left(\sum_f \hat{p}_f \right)^2 \quad (\text{B.1})$$

mit \hat{p}_f den Viererimpulsen aller Endzustände. Die Unabhängigkeit der Schwerpunktsenergie vom Bezugssystem wird nun benutzt, um die zur Erzeugung bestimmter Resonanzen und Mesonen notwendige Strahlenergie zu berechnen. Abb. B.1 verdeutlicht die Situation in Labor- und Schwerpunktssystem.

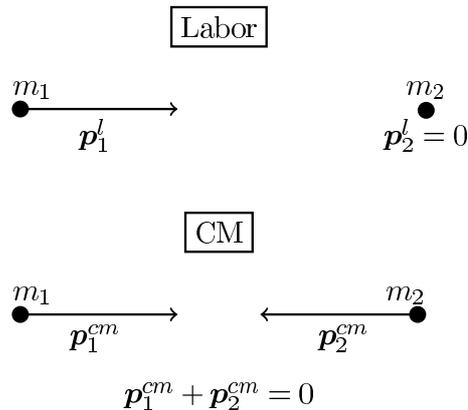


Abbildung B.1.: Impulse in Labor- und Schwerpunktssystem. Erklärung siehe Text.

Im Laborsystem gilt

$$s = (E_1^l + E_2^l)^2 - (\mathbf{p}_1^l)^2 = \cancel{(E_1^l)^2} + \underbrace{(E_2^l)^2}_{m_2^2} + 2E_1^l \underbrace{E_2^l}_{m_2} - \cancel{(E_1^l)^2} + m_1^2$$

und damit

$$E_1^l = \frac{s - m_1^2 - m_2^2}{2m_2} \quad (\text{B.2})$$

Im Schwerpunktssystem entspricht s der bei der Reaktion zur Verfügung stehenden Energie:

$$s = (E_1^{cm} + E_2^{cm})^2 - 0 \equiv E_{CM}^2$$

Damit ein bestimmter Reaktionskanal auftreten kann, muss diese Energie mindestens der Gesamtmasse $M = \sum_f m_f$ aller Reaktionsprodukte m_f entsprechen und M im Schwerpunktsystem ruhen:

$$(E_{CM}^2)_{min} = s_{min} \stackrel{\text{B.1}}{=} \left(\sum_f E_f \right)^2 - \underbrace{\left(\sum_f \mathbf{p}_f \right)^2}_{=0} = M^2 \quad (\text{B.3})$$

Eingesetzt in Gleichung B.2 folgt für die Schwellenenergie E_{thr}

$$E_{thr} \equiv (E_1^l)_{min} = \frac{M^2 - m_1^2 - m_2^2}{2m_2}$$

Beispiele

A. $pp \rightarrow pp\eta$

$$\begin{aligned} M &= 2m_p + m_\eta \\ \Rightarrow E_{thr} &= m_p + \frac{m_\eta^2}{2m_p} + 2m_\eta \approx 2,19 \text{ GeV} \\ \Rightarrow E_{thr}^{kin} &= E_{thr} - m_p \approx 1,255 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

B. $pp \rightarrow pN(1535)^+$

$$\begin{aligned} M &= m_p + m_N \\ \Rightarrow E_{thr} &= \frac{m_N^2}{2m_p} + m_N - \frac{m_p}{2} \approx 2,32 \text{ GeV} \\ \Rightarrow E_{thr}^{kin} &= E_{thr} - m_p \approx 1,38 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

B.2 Massenverschiebung im invarianten Massenspektrum

Bei der Darstellung der Zerfälle $\eta/\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ im Spektrum der invarianten Masse von $\pi^+\pi^-\pi^0$ ergeben sich Peakstrukturen, die um etwa $60 \text{ MeV}/c^2$ von den nominellen Massen $M_{\eta/\omega}$ abweichen. Im Folgenden wird die Abhängigkeit dieser Verschiebung vom Impuls des fehlenden Photons berechnet.

Zur Vereinfachung der Schreibweise wird die Kombination aus Pionen und Elektronen als

$$\tilde{\eta} = \pi^+\pi^-\pi^0 \quad \text{mit} \quad \left(M_{inv}^{\tilde{\eta}}\right)^2 = \hat{p}_{\tilde{\eta}}^2 \quad \text{und} \quad \hat{p}_{\tilde{\eta}} = \begin{pmatrix} E_{\tilde{\eta}} \\ \mathbf{p}_{\tilde{\eta}} \end{pmatrix}$$

bezeichnet.

Die invariante Masse von allen Endprodukten eines Zerfalls ergibt die Masse des Mutterteilchens. Deshalb gilt für die Kombination aus $\tilde{\eta}$ und Photon:

$$\begin{aligned} \left(M_{inv}^{\tilde{\eta}\gamma}\right)^2 &= (\hat{p}_{\tilde{\eta}} + \hat{p}_{\gamma})^2 = \hat{p}_{\tilde{\eta}}^2 + \hat{p}_{\gamma}^2 + 2\hat{p}_{\tilde{\eta}} \cdot \hat{p}_{\gamma} & \hat{p}_{\gamma} &= \begin{pmatrix} p_{\gamma} \\ \mathbf{p}_{\gamma} \end{pmatrix} \\ &= \left(M_{inv}^{\tilde{\eta}}\right)^2 + m_{\gamma}^2 + 2(E_{\tilde{\eta}}p_{\gamma} - \mathbf{p}_{\tilde{\eta}} \cdot \mathbf{p}_{\gamma}) & p_{\gamma} &= |\mathbf{p}_{\gamma}| \\ &\stackrel{!}{=} M_{\eta/\omega}^2 \end{aligned}$$

Daraus folgt

$$M_{\eta/\omega}^2 - \left(M_{inv}^{\tilde{\eta}\gamma}\right)^2 = 2(E_{\tilde{\eta}}p_{\gamma} - \mathbf{p}_{\tilde{\eta}} \cdot \mathbf{p}_{\gamma}) \equiv 2\Delta \quad (\text{B.6})$$

Da $E_{\tilde{\eta}}$ und $\mathbf{p}_{\tilde{\eta}}$ additiv aus den gemessenen Pionen und Elektronen entstehen, zeigt diese Gleichung, auf welche Weise die Verschiebung im invarianten Massenspektrum aus dem Photonenimpuls herrührt. Durch Einsetzen von Gl. B.6 in

$$(\Delta M)^2 \equiv (M_{\eta/\omega} - M_{inv}^{\tilde{\eta}\gamma})^2 = M_{\eta/\omega}^2 + \left(M_{inv}^{\tilde{\eta}\gamma}\right)^2 - 2M_{\eta/\omega}M_{inv}^{\tilde{\eta}\gamma}$$

ergibt sich die absolute Verschiebung im Spektrum zu

$$\Delta M(\Delta) = \sqrt{2 \left(M_{\eta/\omega}^2 - \Delta - M_{\eta/\omega} \sqrt{M_{\eta/\omega}^2 - 2\Delta} \right)} \quad (\text{B.7})$$

Produktionsquerschnitte und Zerfallskanäle

C.1 Tabellen

Tabelle C.1.: Produktionsquerschnitte für $E_{\text{kin}} = 2,2 \text{ GeV}$. [Sai07]

Produktionskanal	σ [mb]
pp	17,8
$p\Delta^+$	3,756
$pN(1440)^+$	5,511
$n\Delta^{++}$	10,928
$p\Delta^{++}\pi^-$	1,226
$p\Delta^0\pi^+$	2,933
$pN(1440)^+\pi^0$	4,462
$pN(1535)^+$ (η resonant)	0,155
$pp\eta$ (η nicht-resonant)	0,05
$pp\eta\pi^0$	0,029
$pn\eta\pi^+$	0,029
$pp\eta\pi^+\pi^-$	0,0069
$pp\eta\pi^0\pi^0$	0,0069
$pp\rho^0$ (nicht-resonant)	0,06
$pp\omega$ (nicht-resonant)	0,06

Tabelle C.2.: Zerfallskanäle I [Sai07]

Zerfallskanal	BR
$\Delta^0 \rightarrow p\pi^-$	0,33
$\Delta^0 \rightarrow n\pi^0$	0,66
$\Delta^0 \rightarrow n\gamma$	0,0055
$\Delta^0 \rightarrow e^+e^-n$	$4 \cdot 10^{-5}$
$\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$	0,66
$\Delta^+ \rightarrow n\pi^+$	0,33
$\Delta^+ \rightarrow p\gamma$	0,0055
$\Delta^+ \rightarrow e^+e^-p$	$4 \cdot 10^{-5}$
$\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$	1,0
$\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	0,999909
$\rho^0 \rightarrow e^+e^-$	$4,5 \cdot 10^{-5}$
$\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	$4,6 \cdot 10^{-5}$

Tabelle C.3.: Zerfallskanäle II [Sai07]

Zerfallskanal	BR
$N(1440)^+ \rightarrow p\pi^0$	0,22
$N(1440)^+ \rightarrow n\pi^+$	0,44
$N(1440)^+ \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$	0,12
$N(1440)^+ \rightarrow \Delta^+\pi^0$	0,08
$N(1440)^+ \rightarrow \Delta^0\pi^+$	0,04
$N(1440)^+ \rightarrow p\pi^0\pi^0$	0,033
$N(1440)^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$	0,066
$N(1535)^+ \rightarrow p\pi^0$	0,15
$N(1535)^+ \rightarrow n\pi^+$	0,30
$N(1535)^+ \rightarrow p\pi^0\pi^0$	0,033
$N(1535)^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$	0,066
$N(1535)^+ \rightarrow p\eta$	0,45
$\eta \rightarrow 2\gamma$	0,394
$\eta \rightarrow 3\pi^0$	0,325
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	0,226
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	0,0468
$\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$	0,0060
$\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$	$3,1 \cdot 10^{-4}$
$\eta \rightarrow e^+e^-$	$7,7 \cdot 10^{-5}$
$\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$	$5,8 \cdot 10^{-6}$
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$	$4,6 \cdot 10^{-4}$
$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	0,888
$\omega \rightarrow \pi^0\gamma$	0,085
$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$	0,017
$\omega \rightarrow e^+e^-\pi^0$	$5,9 \cdot 10^{-4}$
$\omega \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^0$	$9,6 \cdot 10^{-5}$
$\omega \rightarrow e^+e^-$	$7,1 \cdot 10^{-5}$
$\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$	$8 \cdot 10^{-5}$
$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	0,988
$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	0,012

C.2 Normierung der simulierten invarianten Massenspektren

Betrachtet wird ein Simulationscocktail mit p Produktionskanälen (Produktionsquerschnitte σ_p) und n_p Zerfallskanälen für jedes p (Verzweigungsverhältnisse Γ_{n_p}), in die die entstandenen Resonanzen und Mesonen zerfallen können. Ein Zerfallskanal ist hier die gesamte Kette vom in der pp -Kollision produzierten Mutterteilchen bis zum Endzustand, in dem alle instabilen Teilchen zerfallen sind.

Dann ist der Anteil an pp -Kollisionen, in denen eine der simulierten Reaktionen bestehend aus Produktions- und Zerfallskanal stattfindet:

$$\frac{N_{pp}^{\text{sim}}}{N_{pp}^{\text{alle}}} = \frac{1}{\sigma_{pp}^{\text{tot}}} \sum_p \sigma_p \cdot \left(\sum_{n_p} \Gamma_{n_p} \right) \quad (\text{C.1})$$

mit σ_{pp}^{tot} dem totalen pp -Wirkungsquerschnitt und der Anzahl an pp -Kollisionen N_{pp}^{alle} während der Experimentdauer und N_{pp}^{sim} in der Simulation. Abb. C.1 veranschaulicht die Idee.

Für die Normierung der Einträge pro Bin (N_E) eines Histogramms der invarianten Masse auf die Anzahl der pp -Kollisionen gilt

$$\frac{N_E}{N_{pp}^{\text{alle}}} = \frac{N_E}{N_{pp}^{\text{sim}}} \cdot \frac{N_{pp}^{\text{sim}}}{N_{pp}^{\text{alle}}}$$

Jedes invariante Massenspektrum einer Simulation kann also unter Verwendung von Gl. C.1 mit dem Faktor

$$S = \frac{1}{N_{pp}^{\text{sim}}} \cdot \frac{N_{pp}^{\text{sim}}}{N_{pp}^{\text{alle}}} \quad (\text{C.2})$$

skaliert werden, damit dessen Einträge die im Experiment zu erwartenden Anteile an pp -Reaktionen angeben.

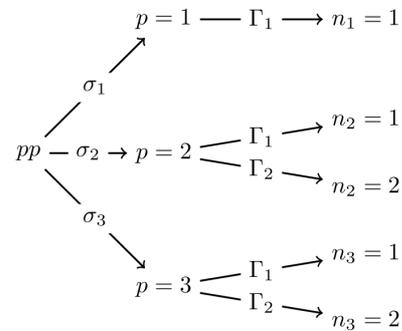


Abbildung C.1.: Zu Gl. C.1

C. Skalierungsfaktoren der invarianten Massenspektren für die verwendeten Simulationen

$$S_{\text{rare}} = \frac{1}{10^6} \cdot \frac{0,119 \text{ mb}}{42 \text{ mb}} \cdot 4,2 \cdot 10^{-4} \\ = 1,19 \cdot 10^{-12}$$

$$S_{\eta\omega} = \frac{1}{62 \cdot 10^6} \cdot \left(\frac{0,119 \text{ mb}}{42 \text{ mb}} \cdot (4,2 \cdot 10^{-4} + 2,73 \cdot 10^{-3} + 0,046) + \frac{0,06 \text{ mb}}{42 \text{ mb}} \cdot 1,07 \cdot 10^{-2} \right) \\ = 2,49 \cdot 10^{-12}$$

$$S_{N_{1440}} = \frac{1}{10 \cdot 10^6} \cdot \frac{4,462 \text{ mb}}{42 \text{ mb}} \cdot (0,12 + 0,04 \cdot 0,33 + 0,066) \cdot 0,012 \\ = 2,54 \cdot 10^{-11}$$

D

Verzweigungsverhältnisse der $N(1440)$ -Resonanz

In Abschnitt 3.2.3 wird der dominante Untergrund zum invarianten Massenspektrum von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ simuliert. Dieser resultiert aus den Zerfällen der Nukleonresonanz $N(1440)$ in den Endzustand $p\pi^+\pi^-$. Im Folgenden sollen die Verzweigungsverhältnisse der $N(1440)$ -Zerfälle über die Δ -Resonanz in die möglichen Endzustände berechnet werden. Diese folgen aus der Betrachtung der Isospin-Kopplungen in den einzelnen Zerfallskanälen. Wie im gewöhnlichen Spin-Raum beschreiben die Clebsch-Gordon-Koeffizienten[CGK08] den relativen Beitrag der Kopplung von zwei Isospin-Zuständen

$$|I^{(1)} I_3^{(1)}\rangle \text{ und } |I^{(2)} I_3^{(2)}\rangle$$

zum Mutterteilchen $|I I_3\rangle$:

$$\left| \left(I^{(1)} I^{(2)} \right) I I_3 \right\rangle = \sum_{I_3^{(1)} = -I^{(1)} I_3^{(2)} = -I^{(2)}}^{I^{(1)}} \sum_{I_3^{(2)} = -I^{(2)}}^{I^{(2)}} \underbrace{\langle I^{(1)} I_3^{(1)} I^{(2)} I_3^{(2)} | I I_3 \rangle}_{\text{Clebsch-Gordon-Koeff.}} |I^{(1)} I_3^{(1)}\rangle |I^{(2)} I_3^{(2)}\rangle$$

Mithilfe dieser Relation werden nun zuerst die Verzweigungsverhältnisse für $N(1440) \rightarrow \Delta\pi$ und anschließend die für $\Delta \rightarrow N\pi$ bestimmt. Dafür gelten folgende Isospin-Quantenzahlen.

Tabelle D.1.: Isospin-Quantenzahlen

Teilchen	I	I_3
$N(1440)$	1/2	+1/2
p	1/2	+1/2
n	1/2	-1/2
Δ^{++}	3/2	+3/2
Δ^+	3/2	+1/2
Δ^0	3/2	-1/2
Δ^-	3/2	-3/2
π^+	1	+1
π^0	1	0
π^-	1	-1

D.1 Erster Schritt: $N(1440) \rightarrow \Delta\pi$

$$\begin{aligned}
& \left| \left(I^{(\Delta)} I^{(\pi)} \right) I I_3 \right\rangle \\
&= \left| \left(\begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} 1 \right) \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right\rangle = \sum_{I_3^{(\Delta)} = -\frac{3}{2}}^{+\frac{3}{2}} \sum_{I_3^{(\pi)} = -1}^{+1} \left\langle \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} I_3^{(\Delta)} 1 I_3^{(\pi)} \left| \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right\rangle \left| \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} I_3^{(\Delta)} \right\rangle \left| 1 I_3^{(\pi)} \right\rangle \right. \\
&= \underbrace{\left\langle \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} 1 - 1 \left| \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right\rangle \right\rangle}_{\sqrt{1/2}} \underbrace{\left| \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} \right\rangle}_{\Delta^{++}} \underbrace{\left| 1 - 1 \right\rangle}_{\pi^-} + \underbrace{\left\langle \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} 1 0 \left| \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right\rangle \right\rangle}_{-\sqrt{1/3}} \underbrace{\left| \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} \right\rangle}_{\Delta^+} \underbrace{\left| 1 0 \right\rangle}_{\pi^0} \\
&+ \underbrace{\left\langle \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} 1 + 1 \left| \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right\rangle \right\rangle}_{\sqrt{1/6}} \underbrace{\left| \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} \right\rangle}_{\Delta^0} \underbrace{\left| 1 + 1 \right\rangle}_{\pi^+}
\end{aligned}$$

Aufgrund der Orthogonalität der $|I^{(i)} I_3^{(i)}\rangle$ Zustände ergibt das Betragsquadrat von $|(I^{(\Delta)} I^{(\pi)}) I I_3\rangle$ die Verzweigungsverhältnisse der möglichen Zerfallskanäle:

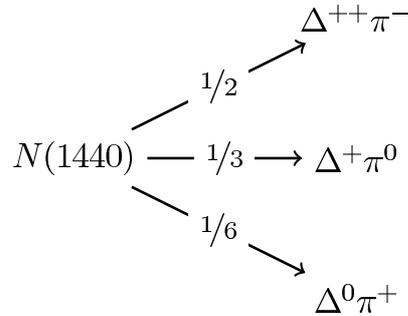


Abbildung D.1.: $N(1440)$ Verzweigungsverhältnisse.

D.2 Zweiter Schritt: $\Delta \rightarrow N\pi$

Δ^{++} -Zerfall

$$\begin{aligned}
& \left| \left(I^{(\pi)} I^{(N)} \right) I I_3 \right\rangle \\
&= \left| \left(1 \frac{1}{2} \right) \frac{3}{2} + \frac{3}{2} \right\rangle = \sum_{I_3^{(\pi)} = -1}^{+1} \sum_{I_3^{(N)} = -\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} \left\langle 1 I_3^{(\pi)} \frac{1}{2} I_3^{(N)} \left| \frac{3}{2} + \frac{3}{2} \right\rangle \left| 1 I_3^{(\pi)} \right\rangle \left| \frac{1}{2} I_3^{(N)} \right\rangle \right. \\
&= \underbrace{\left\langle 1 + 1 \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left| \frac{3}{2} + \frac{3}{2} \right\rangle \right\rangle}_1 \underbrace{\left| 1 + 1 \right\rangle}_{\pi^+} \underbrace{\left| \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right\rangle}_p
\end{aligned}$$

Δ^+ -Zerfall

$$\begin{aligned}
 & \left| \left(I^{(\pi)} I^{(N)} \right) I I_3 \right\rangle \\
 &= \left| \left(1 \frac{1}{2} \right) \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \right\rangle = \sum_{I_3^{(\pi)}=-1}^{+1} \sum_{I_3^{(N)}=-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} \left\langle 1 I_3^{(\pi)} \frac{1}{2} I_3^{(N)} \left| \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \right\rangle \left| 1 I_3^{(\pi)} \right\rangle \left| \frac{1}{2} I_3^{(N)} \right\rangle \right\rangle \\
 &= \underbrace{\left\langle 1 + 1 \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left| \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \right\rangle \right\rangle}_{\sqrt{1/3}} \underbrace{\left| 1 + 1 \right\rangle}_{\pi^+} \underbrace{\left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle}_n + \underbrace{\left\langle 1 0 \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left| \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \right\rangle \right\rangle}_{\sqrt{2/3}} \underbrace{\left| 1 0 \right\rangle}_{\pi^0} \underbrace{\left| \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right\rangle}_p
 \end{aligned}$$

Δ^0 -Zerfall

$$\begin{aligned}
 & \left| \left(I^{(\pi)} I^{(N)} \right) I I_3 \right\rangle \\
 &= \left| \left(1 \frac{1}{2} \right) \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle = \sum_{I_3^{(\pi)}=-1}^{+1} \sum_{I_3^{(N)}=-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} \left\langle 1 I_3^{(\pi)} \frac{1}{2} I_3^{(N)} \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \left| 1 I_3^{(\pi)} \right\rangle \left| \frac{1}{2} I_3^{(N)} \right\rangle \right\rangle \\
 &= \underbrace{\left\langle 1 0 \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \right\rangle}_{\sqrt{2/3}} \underbrace{\left| 1 0 \right\rangle}_{\pi^0} \underbrace{\left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle}_n + \underbrace{\left\langle 1 - 1 \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \right\rangle}_{\sqrt{1/3}} \underbrace{\left| 1 - 1 \right\rangle}_{\pi^-} \underbrace{\left| \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right\rangle}_p
 \end{aligned}$$

D.3 Überblick

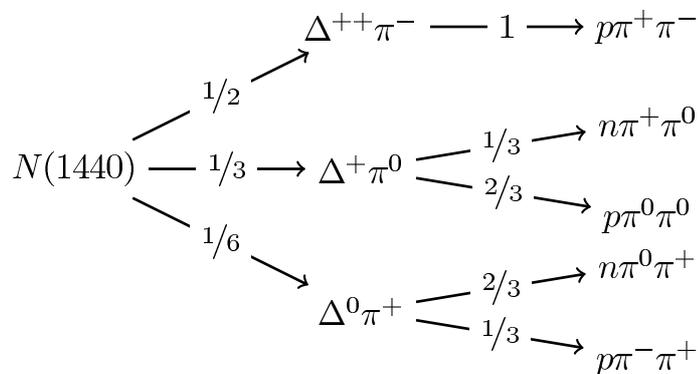


Abbildung D.2.: N(1440) Verzweungsverhältnisse - Vollständige Tabelle

Literaturverzeichnis

- [Aga07] AGAKICHIEV, G. ET AL.: Dielectron Production in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ Collisions at 2AGeV with the HADES Spectrometer. *Physical Review Letters* (2007), Bd. 98(5):052302, URL <http://link.aps.org/abstract/PRL/v98/e052302> (Zitiert auf Seiten 1 und 2)
- [Aga09] AGAKICHIEV, G. et al. (HADES Collaboration): The high-acceptance dielectron spectrometer HADES. *Eur. Phys. J. A* (2009), Bd. 41(2):S. 243–277, URL <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2009-10807-5> (Zitiert auf Seiten 7, 8, 10, 11, 12 und 13)
- [Akh01] AKHMETSHIN, R. R. ET AL.: Study of conversion decays $\phi \rightarrow \eta e^+ e^-$, $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ and $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ at CMD-2. *Physics Letters B* (2001), Bd. 501(3-4):S. 191 – 199, URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)00123-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00123-X) (Zitiert auf Seite 5)
- [Amb09] AMBROSINO, F. ET AL.: Measurement of the branching ratio and search for a CP violating asymmetry in the $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- (\gamma)$ decay at KLOE. *Physics Letters B* (2009), Bd. 675(3-4):S. 283 – 288, URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2009.04.013> (Zitiert auf Seiten 4, 5, 6, 21 und 22)
- [Ams08] AMSLER, C. ET AL.: Review of Particle Physics. *Physics Letters B* (2008), Bd. 667(1-5):S. 1 – 6, URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2008.07.018> (Zitiert auf Seiten 15, 19, 26 und 31)
- [Bal01] BALESTRA, F. ET AL.: φ and ω meson production in pp reactions at $p_{\text{lab}} = 3.67\text{GeV}/c$. *Phys. Rev. C* (2001), Bd. 63(2):S. 024004, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.63.024004> (Zitiert auf Seite 25)
- [Bal04] BALESTRA, F. ET AL.: Exclusive η production in proton-proton reactions. *Phys. Rev. C* (2004), Bd. 69(6):S. 064003, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.69.064003> (Zitiert auf Seite 22)
- [Bar07] BARGHOLTZ, Chr. ET AL.: Measurement of the $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ decay branching ratio. *Physics Letters B* (2007), Bd. 644(5-6):S. 299 – 303, URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2006.12.008> (Zitiert auf Seite 5)
- [Bas98] BASS, S. A. ET AL.: Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Progress in Particle and Nuclear Physics* (1998), Bd. 41:S. 255 – 369, URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0146-6410\(98\)00058-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0146-6410(98)00058-1) (Zitiert auf Seite 18)
- [Bor04] BORASOY, B. und NISSLER, R.: $\eta, \eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ with coupled channels. *Nuclear Physics A* (2004), Bd. 740(3-4):S. 362 – 382, URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.05.006> (Zitiert auf Seite 20)

- [Bor07] BORASOY, B. und NISSLER, R.: $\eta, \eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- l^+ l^-$ in a chiral unitary approach. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* (2007), Bd. 33(1):S. 95–106, URL <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2007-10396-3> (Zitiert auf Seiten 5 und 20)
- [Bre99] BRETZ, T.: *Magnetfeldeigenschaften des Spektrometers HADES*, Diplomarbeit, Technische Universität München (1999) (Zitiert auf Seite 10)
- [Cab63] CABIBBO, N.: Unitary Symmetry and Leptonic Decays. *Phys. Rev. Lett.* (1963), Bd. 10(12):S. 531–533, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.10.531> (Zitiert auf Seite 3)
- [CGK08] Mathematical Tools or Statistics, Monte Carlo, Group Theory. *Physics Letters B* (2008), Bd. 667(1-5):S. 316 – 339, URL <http://pdg.lbl.gov/2009/reviews/rpp2009-rev-clebsch-gordan-coefs.pdf> (Zitiert auf Seite 61)
- [Chr64] CHRISTENSON, J. H.; CRONIN, J. W.; FITCH, V. L. und TURLAY, R.: Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson. *Phys. Rev. Lett.* (1964), Bd. 13:S. 138–140, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.138> (Zitiert auf Seite 3)
- [DS02] DE SIMONE, P. ET AL.: KLOE @ DAΦNE. *AIP Conf. Proc.* (2002), Bd. 549:S. 852–857 (Zitiert auf Seite 21)
- [Ehe96] EHEHALT, W. und CASSING, W.: Relativistic transport approach for nucleus-nucleus collisions from SIS to SPS energies. *Nuclear Physics A* (1996), Bd. 602(3-4):S. 449 – 486, URL [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(96\)00097-8](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(96)00097-8) (Zitiert auf Seite 18)
- [Fab03] FABBETTI, L.: *Study of the e^+e^- pair acceptance in the dilepton spectrometer HADES*, Dissertation, Technische Universität München (2003) (Zitiert auf Seite 14)
- [Fae00] FAESSLER, A.; FUCHS, C. und KRIVORUCHENKO, M. I.: Dilepton spectra from decays of light unflavored mesons. *Phys. Rev. C* (2000), Bd. 61(3):S. 035206, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.61.035206> (Zitiert auf Seite 5)
- [Fri97] FRIMAN, B. und PIRNER, H. J.: P-wave polarization of the ρ -meson and the dilepton spectrum in dense matter. *Nuclear Physics A* (1997), Bd. 617(4):S. 496 – 509, URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474\(97\)00050-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474(97)00050-X) (Zitiert auf Seite 1)
- [Fro02] FROELICH, I.: *Untersuchungen zur η -Produktion in pp -Reaktionen mit dem DISTO- und HADES-Spektrometer*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen (2002) (Zitiert auf Seiten 17, 22 und 25)
- [Fro07] FROELICH, I. ET AL.: Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics. *PoS* (2007), Bd. ACAT2007:S. 076 (Zitiert auf Seite 18)
- [Gao02] GAO, D.-N.: The CP-violating asymmetry in $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$. *Mod. Phys. Lett.* (2002), Bd. A17:S. 1583–1588, URL <http://dx.doi.org/10.1142/S0217732302007739> (Zitiert auf Seite 21)
- [Gea04] GEANT: *Detector Description and Simulation Tool* (2004), URL <http://consult.cern.ch/writeup/geant/> (Zitiert auf Seite 18)

- [Gen02] GENG, C. Q.; NG, J. N. und WU, T. H.: CP violation in the decay $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. *Mod. Phys. Lett.* (2002), Bd. A17:S. 1489–1498, URL <http://dx.doi.org/10.1142/S0217732302007697> (Zitiert auf Seite 3)
- [Gro66] GROSSMAN, R. A.; PRICE, L. R. und CRAWFORD, F. S.: Conversion of Gamma Rays from the Decay $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. *Phys. Rev.* (1966), Bd. 146(4):S. 993–994, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.146.993> (Zitiert auf Seite 5)
- [Har98] HARTNACK, C. ET AL.: Modelling the many-body dynamics of heavy ion collisions: Present status and future perspective. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* (1998), Bd. 1(2):S. 151–169, URL <http://dx.doi.org/10.1007/s100500050045> (Zitiert auf Seite 18)
- [HGe04] HGEANT: *The HADES simulation package HGeant* (2004), URL <http://www-hades.gsi.de/persons/holzmann/hadsimul.html> (Zitiert auf Seite 18)
- [Jar67] JARLSKOG, C. und PILKUHN, H.: η decays with e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ pairs. *Nuclear Physics B* (1967), Bd. 1(5):S. 264 – 268, URL [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(67\)90126-5](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(67)90126-5) (Zitiert auf Seite 5)
- [Kli97] KLINGL, F.; KAISER, N. und WEISE, W.: Current correlation functions, QCD sum rules and vector mesons in baryonic matter. *Nuclear Physics A* (1997), Bd. 624(4):S. 527 – 563, URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474\(97\)88960-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474(97)88960-9) (Zitiert auf Seite 1)
- [Kob73] KOBAYASHI, M. und MASKAWA, T.: CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Progress of Theoretical Physics* (1973), Bd. 49(2):S. 652–657, URL <http://ptp.ipap.jp/link?PTP/49/652/> (Zitiert auf Seite 3)
- [LB88] LANDOLT-BÖRNSTEIN: Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms (1988), Bd. 12B, URL <http://dx.doi.org/10.1007/b35211> (Zitiert auf Seite 24)
- [Mar05] MARKERT, J.: *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experimentes*, Dissertation, Universität Frankfurt (2005) (Zitiert auf Seiten 11 und 12)
- [Pes08] PESKIN, M. E. und SCHROEDER, D. V.: *An Introduction to Quantum Field Theory (Frontiers in Physics)*, Perseus Books (2008) (Zitiert auf Seite 53)
- [Pic93] PICCIOTTO, C. und RICHARDSON, S.: Chiral theory calculation of $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$. *Phys. Rev. D* (1993), Bd. 48(7):S. 3395–3396, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.48.3395> (Zitiert auf Seite 5)
- [Pro07] *Measurement of η conversion decays: $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ and $\eta \rightarrow e^+e^-e^+e^-$* , Pauly, C. and Stepaniak, J. (2007), URL http://www.fz-juelich.de/ikp/publications/PAC34/CPJS071018_eta_182.pdf (Zitiert auf Seite 4)
- [Rap00] RAPP, R. und WAMBACH, J.: Chiral symmetry restoration and dileptons in relativistic heavy-ion collisions. *Adv. Nucl. Phys.* (2000), Bd. 25:S. 1, URL http://dx.doi.org/10.1007/0-306-47101-9_1 (Zitiert auf Seite 1)
- [Rus06] RUSTAMOV, A.: *Exclusive η Meson Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 2.2 GeV with the HADES Spectrometer and High Resolution Tracking*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2006) (Zitiert auf Seite 13)

- [Sai07] SAILER, B.: *Inklusive e^+e^- Paarproduktion in pp -Reaktionen bei $E_{kin} = 2,2\text{GeV}$* , Dissertation, Technische Universität München (2007) (Zitiert auf Seiten 13, 24 und 59)
- [Sak67] SAKHAROV, A. D.: Violation of CP Symmetry, C-Asymmetry and Baryon Asymmetry of the Universe. *JETP Lett.* (1967), Bd. 5:S. 24–27, URL http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1643/article_25089.pdf (Zitiert auf Seite 3)
- [San03] SANCHEZ, M.: *Momentum Reconstruction and Pion Production Analysis in the HADES Spectrometer at GSI*, Dissertation, Universidade de Santiago de Compostela (2003) (Zitiert auf Seite 13)
- [Sch09] SCHMAH, A.: Werkzeug zur Datenanalyse (2009), private Mitteilung (Zitiert auf Seite 12)
- [Seh92] SEHGAL, L. M. und WANNINGER, M.: CP violation in the decay $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$. *Phys. Rev. D* (1992), Bd. 46(3):S. 1035–1041, URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.46.1035> (Zitiert auf Seite 4)
- [Sie09] SIEBENSON, J.: A new kinematic refit (2009), private Mitteilung (Zitiert auf Seite 18)
- [Sto73] STOER, J. und BULIRSCH, R.: *Einführung in die Numerische Mathematik II*, ISBN 3-540-05924-5, Springer Verlag (1973) (Zitiert auf Seite 13)
- [Val02] VALENTE, P.: The KLOE physics program. *AIP Conf. Proc.* (2002), Bd. 619:S. 424–433, URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.1482471> (Zitiert auf Seite 21)
- [Wei91] WEINBERG, S.: Effective chiral lagrangians for nucleon-pion interactions and nuclear forces. *Nuclear Physics B* (1991), Bd. 363(1):S. 3 – 18, URL [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(91\)90231-L](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(91)90231-L) (Zitiert auf Seite 1)
- [Wes71] WESS, J. und ZUMINO, B.: Consequences of anomalous ward identities. *Physics Letters B* (1971), Bd. 37(1):S. 95 – 97, URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(71\)90582-X](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(71)90582-X) (Zitiert auf Seite 4)
- [Wit83] WITTEN, Edward: Global aspects of current algebra. *Nuclear Physics B* (1983), Bd. 223(2):S. 422 – 432, URL [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(83\)90063-9](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(83)90063-9) (Zitiert auf Seite 4)
- [Zei99] ZEITELHACK, K. ET AL.: The HADES RICH detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* (1999), Bd. 433(1-2):S. 201 – 206, URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00371-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00371-X) (Zitiert auf Seite 9)

Abbildungsverzeichnis

1.1	e^+e^- invariantes Massenspektrum aufgegliedert nach Beiträgen der Vektor- mesonen	2
1.2	Definition des Winkels ϕ	4
1.3	Niedrigste Ordnungen des Wess-Zumino-Witten-Lagrangians dargestellt durch Feynman-Graphen.	5
2.1	Schematische Darstellung des HADES Detektors.	8
2.2	LH ₂ -Target	8
2.3	Querschnitt des RICH Detektors	9
2.4	Skizze zur Impulsbestimmung aus dem Ablenkwinkel.	10
2.5	Anordnung der Minidriftkammern	10
2.6	Prinzip der Spurrekonstruktion	12
2.7	Schematische Darstellung des Pattern-Matrix Algorithmus	14
2.8	Verteilung der Ringparameter	15
2.9	Energieverlust dE/dx vs. $q \times p$	16
2.10	β vs. $q \times p$ (alle)	16
3.1	Zweistufiger Zerfallsprozess $\eta, \eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma^{(*)}$	20
3.2	M_{ee} -Spektrum	20
3.3	Fit an das theoretische M_{ee} -Spektrum	21
	(a) Vergleich der Theorie (blau) mit verschiedenen Fits: Gleichung 3.1 (rot), Planck-Spektrum (orange) und Boltzmann-Verteilung (grün).	21
	(b) Relative Abweichung des Fits mit Gl. 3.1 von der theoretisch berech- neten Verteilung.	21
3.4	Vergleich der M_{ee} -Spektren	22
3.5	Simulierte Polarwinkelverteilungen.	23
	(a) Protonen	23
	(b) Pionen	23
3.6	Exklusiver η - und ω -Produktionsquerschnitt	25
3.7	Signalhäufigkeiten der Leptonen aus $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ Zerfällen im META Detektor	27
3.8	Energieverlust der Elektronenkandidaten für die Simulation des seltenen Zerfalls	28
3.9	Reinheit des e^+/e^- -Ensembles und Effizienz für die Simulation des seltenen Zerfalls	28
3.10	Energieverlust der Hadronenkandidaten mit Selektionsbereiche für Proto- nen und Pionen	29
3.11	Reinheiten und Effizienzen der identifizierten Hadronenspuren für die Sim- ulation von $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$	30
	(a) p -Ensemble	30
	(b) π^\pm -Ensemble	30

3.12	Simulierte Multiplizitätsverteilung für Ereignisse der $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ Simulation.	30
3.13	Invariante Masse von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ in der Simulation des seltenen Zerfalls	31
3.14	Zylindrisches Targetvolumen	32
3.15	Reduktion des Signals mit abnehmenden Abständen R von der Strahlachse und Δz vom Targetzentrum.	33
	(a) $\pi^+\pi^-$ -Paarvertex	33
	(b) e^+e^- -Paarvertex	33
3.16	Signalbeiträge nach den einzelnen Analyseschritten.	34
3.17	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ Beitrag zum invarianten Massenspektrum.	34
3.18	Invariantes Massenspektrum für die Cocktail-Simulation.	35
3.19	Massenverschiebung des η - und ω -Peaks im $M_{\text{inv}}^{\pi^+\pi^-e^+e^-}$ -Spektrum aufgrund des fehlenden Photonenimpulses.	36
3.20	$\pi^+\pi^-e^+e^-$ invariantes Massenspektrum des dominierenden Untergrundkanals $pp \rightarrow pN(1440)^+\pi^0$	36
3.21	Aus dem Cocktail mit η/ω -Quellen und dem $pN(1440)^+\pi^0$ -Kanal kombiniertes invariantes Massenspektrum.	37
4.1	Experimentelle Multiplizitätsverteilung für Ereignisse mit ≥ 5 Spuren.	39
4.2	Energieverlust gegen $q \times p$ für alle ausgewählten experimentellen Spuren.	40
	(a) e^+/e^- -Kandidaten. Spuren mit $p > 1$ GeV/c wurden in der weiteren Analyse verworfen.	40
	(b) Hadronen. Die aus der Simulation übernommenen grafischen Schnitte zur p/π^\pm -Identifikation sind eingezeichnet.	40
4.3	Koordinaten der gemessenen $\pi^+\pi^-$ - und e^+e^- -Paarvertizes. In Rot sind die mit der Simulation bestimmten Selektionsgrenzen eingezeichnet.	41
	(a) $\pi^+\pi^-$	41
	(b) e^+e^-	41
4.4	Experimentelles 4-Teilchen invariantes Massenspektrum für die 5-Prong-Analyse.	41
4.5	Experimentelles 4-Teilchen invariantes Massenspektrum für die 6-Prong-Analyse.	42
5.1	Fehlende Masse der $p\pi^+\pi^-e^+e^-$ Spuren und die invariante Masse von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ für die 5-Prong-Analyse der Cocktail-Simulation.	44
	(a) $M_{\text{miss}}^{p\pi^+\pi^-e^+e^-}$ vs. $M_{\text{inv}}^{\pi^+\pi^-e^+e^-}$	44
	(b) Projektion nach Einschränkung der fehlenden Masse.	44
5.2	Fehlende Masse der $p\pi^+\pi^-e^+e^-$ Spuren und die invariante Masse von $\pi^+\pi^-e^+e^-$ für die 5-Prong-Analyse des $N(1440)$ -Untergrundkanals in der Simulation.	44
	(a) $M_{\text{miss}}^{p\pi^+\pi^-e^+e^-}$ vs. $M_{\text{inv}}^{\pi^+\pi^-e^+e^-}$	44
	(b) Projektion nach Einschränkung der fehlenden Masse.	44
5.3	Auswirkung des Schnitts auf die fehlende Protonenmasse eines Ereignisses auf das gesamte invariante Massenspektrum der 5-Prong-Analyse in der Simulation.	45
	(a) vor dem Schnitt	45
	(b) nach dem Schnitt	45
5.4	Missing Mass Verteilung der experimentellen 5-Prong-Analyse.	45
5.5	Fit des experimentellen Spektrums der 5-Prong-Analyse nach Schnitt auf $M_{\text{miss}}^{p\pi^+\pi^-e^+e^-} \approx m_p$	46
5.6	Vergleich des simulierten mit dem experimentellen invarianten Massenspektrum der 5-Prong-Analyse.	47

5.7	Experimentelle e^+e^- invariante Massenverteilung der 5-Prong Ereignisse nach Schnitt auf die fehlende Masse des nicht detektierten Protons.	47
5.8	$\pi^+\pi^-e^+e^-$ invariantes Massenspektrum für die Selektion des Massenbereichs aus Gl. 5.2.	48
5.9	M_{miss}^{pp} vs. $M_{\text{miss}}^{pp\pi^+\pi^-e^+e^-}$ der Simulation für die 6-Prong-Analyse.	49
	(a) η/ω -Quellen	49
	(b) $pN(1440)^+\pi^0$	49
5.10	Vergleich der invarianten Massenspektren von Simulation und Experiment für die 6-Prong-Analyse.	50
	(a) η -Bereich von M_{miss}^{pp} (Gl. 5.3)	50
	(b) ω -Bereich von M_{miss}^{pp} (Gl. 5.4)	50
B.1	Skizze zur Berechnung der Schwellenenergie	55
C.1	Zu Gl. C.1	60
D.1	$N(1440)$ Verzweungsverhältnisse.	62
D.2	$N(1440)$ Verzweungsverhältnisse - Vollständige Tabelle	63

Tabellenverzeichnis

1.1	Die leichtesten Vektormesonen und ihre Eigenschaften.	1
1.2	Verzweigungsverhältnisse für Zerfälle des η -Mesons.	3
1.3	Aus Theorie und Experiment ermittelte Verzweigungsverhältnisse.	5
2.1	Beispiele zur Verwendung des <i>Kinematischen Refits</i>	17
3.1	Fitparameter.	20
3.2	Produktions- und Zerfallskanäle für die Simulation des seltenen Zerfalls. . .	22
3.3	Akzeptanzen der möglichen Analysen.	23
3.4	Vergleich der beiden Strahlenergien	24
3.5	Produktions- und Zerfallskanäle für die Simulation des Cocktails.	26
3.6	Produktions- und Zerfallskanäle für die Simulation des Untergrundkanals. .	26
3.7	Selektionskriterien für $\pi^+\pi^-$ - und e^+e^- -Paarvertizes.	33
4.1	Eigenschaften der pp -Strahlzeit im April 2007.	39
4.2	Reduktion der Ereignisstatistik durch die verwendeten Schnitte.	42
C.1	Produktionsquerschnitte	59
C.2	Zerfallskanäle I	59
C.3	Zerfallskanäle II	59
D.1	Isospin-Quantenzahlen	61

Danksagung

Ich kann mich gut erinnern, als es mich Ende des dritten Semesters Überwindung kostete, auf der Suche nach einer Werkstudententätigkeit nach Vorlesungsschluss zum Professor vorzugehen. Dass ich an Detektoren „wurschteln“ wollte (auf schwäbisch ist das durchaus positiv), war wohl dann nicht unbedingt das, was er hören wollte ;-). Deshalb danke ich besonders Prof. Dr. Reiner Krücken dafür, dass er mir den Sprung ins Institut leicht gemacht hat, ich mich immer gut betreut fühlen durfte und er auch für „Lebensberatung“ immer ein offenes Ohr hatte.

Er war es auch, der mich zu Dr. Jürgen Friese schickte, um als unerfahrener Student von den Großen im Geschäft zu lernen. Aus unerfindlichen Gründen muss es mir bei ihm gefallen haben, denn immerhin blieb ich 2,5 Jahre und entschied mich danach auch dafür, meine Diplomarbeit bei ihm zu schreiben. Die Begeisterung für die HADES-Physik war wohl einfach ansteckend. Danke, dass ich mich immer auf die Besprechungen freuen durfte und immer unterstützt wurde. Ich werde mich in Jahren noch köstlich amüsieren, wenn ich an die „Mistkerle“ oder den „Krampfschrei“ denke. :-)

Auch Dr. Alexander Schmah möchte ich danken. Er war immer „available“, wenn ich Fragen hatte – ja sogar auf seiner Hochzeitsreise beantwortete er meine E-Mails. Ohne seine Unterstützung hätte meine Suche nach dem η -Meson auch recht entmutigend sein können. Schade deshalb, dass so einer unser Institut verlässt, aber auch viel Erfolg und Spass in den USA. Ich hoffe wir schaffen es noch, uns im Februar die Nacht mit dem Super-Bowl um die Ohren zu hauen. Ist auch eine super Gelegenheit, um η was über ϕ sik zu plaudern! Was meine Diplomarbeit angeht, danke ich noch Michael Weber und Martin Jurkovič. Beide halfen mir immer bereitwillig auch stundenlang durch die Untiefen der HADES Software. Es war eine große Erleichterung entweder den Stress beim Schreiben zu teilen oder gemeinsam (auf dem Balkon mit direktem Blick aufs Meer :P) Vorträge vorzubereiten. Bleibt mir noch Ludwig Maier, Dominik Seiler und Peter Meierbeck dafür zu danken, dass ich mich so schnell im Büro wohlfühlen durfte. Und da ich gerne diskutiere, scheine ich auch das richtige Büro erwischt zu haben. Aber eins habe ich gelernt: Sollte Ludwig irgendwann Bundeskanzler werden, kann ich den Posten als sein Verkehrsminister vergessen! Kritische Fragen sind in einer Regierung nunmal unerwünscht. :P

So nun zur „Family“. Zu allererst gilt mein größter Dank meinen Eltern. Dafür, dass sie mir sowohl den Charakter als auch das Köpfchen dazu mit auf den Weg gegeben haben, Physik studieren zu können. Auch dafür, dass sie mir die Möglichkeit gegeben haben, früh in die Welt zu ziehen und mich in all meinen Entscheidungen unterstützt haben. Ich freue mich schon jetzt auf eure nächsten Besuche, denn Gaudi ist dann garantiert und wenn drei männliche Hucks diskutieren, nimmt ein Restaurantbesuch auch kein Ende. :-)

Meinem Bruder, einfach nur Danke! Vor allem, dass er sich so kurzfristig zu noch viel zu früher Stunde bereit erklärt hat, meine Arbeit einmal durchzulesen. Ich glaube der unter Männern typische Box an die Schulter drückt mehr aus als ich schreiben kann!

Hm wer fehlt denn da noch ... ?

Achja, die Allerwichtigste! Danke kleine Jojo für Alles. Ich kann mir keine Bessere vorstellen, die die Eigenheiten eines Physikers so geduldig über sich ergehen lässt :P Wahrscheinlich gibt es einen solchen Physiker-Chemiker-Haushalt aber auch kein zweites Mal. Danke, dass du immer für mich da bist. Denn ohne dich würde Alles nur halb so viel Spass machen und schon gar nicht rund laufen.

Und Danke Omi! Dass du mir auch viele „Gscheitheiten“ beigebracht hast: „Gern gedenk ich den Zeiten, wo alle Glieder gelenkig ...“ :-)